Nancy-Université
Université Henri Poincaré

## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

➢ Contact SCD Nancy 1 : theses.sciences@scd.uhp-nancy.fr

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

**Faculté des Sciences et Technologies**
**École Doctorale EMMA (Énergétique, Mécanique, MAtériaux) - ED 409**
**Département de Formation Doctorale : Mécanique Énergétique**

# THÈSE

présentée et soutenue publiquement le vendredi 30 septembre 2011

pour l'obtention du

## Doctorat de l'Université Henri Poincaré – Nancy Université

**en Mécanique et Énergétique**

par

Issiaka TRAORÉ

## Transferts de chaleur et de masse dans les parois des bâtiments à ossature bois

**Composition du jury**

| | | |
|---|---|---|
| *Président :* | Patrick PERRÉ | Professeur, Ecole Centrale de Paris |
| *Rapporteurs :* | Monika WOLOSZYN | Professeur, Université de Savoie |
| | Rafik BELARBI | Maître de conférences, LEPTIAB - La Rochelle |
| *Examinateurs :* | Bérangère LARTIGUE | Maître de conférences, PHASE - Toulouse |
| | Eric MOUGEL | Maître de conférences, LERMAB - Épinal |
| *Directeurs de thèse :* | Gérard JEANDEL | Professeur, LEMTA UHP-Nancy |
| | David LACROIX | Professeur, LEMTA UHP-Nancy |
| *Invités :* | Alexis NICOLAS | Ingénieur, AVEN'R - Épinal |
| | Jacques KNEPFLER | Ingénieur R&D, STEICO France |

**Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée – UMR 7563**
Équipe Transfert Radiatif - Faculté des Sciences et Technologies - BP 70239 - 54506 Vandœuvre-lès-Nancy

Bonne lecture.

# Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA) dirigé par Monsieur Fabrice LEMOINE.

Je tiens tout d'abord à remercier très chaleureusement mes encadrants, Messieurs Gérard JEANDEL (directeur de thèse) et David LACROIX (co-directeur de thèse), pour m'avoir permis de réaliser cette thèse. Vous m'avez donné la chance de travailler avec une grande autonomie sur un sujet très intéressant, riche et varié. Grâce à vous, je me suis épanoui professionnellement et intellectuellement.

Je remercie également tous les membres de mon jury pour leur disponibilité et leurs conseils sur mes travaux de recherche. Je remercie Monika WOLOSZYN et Rafiq BELARBI d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Toute ma gratitude à Patrick PERRE qui a bien voulu présider le jury de ma soutenance de thèse.

Toute ma reconnaissance envers Monsieur Denis MAILLET qui m'a donné l'occasion d'enseigner parallèlement à mes travaux de recherche.

Un grand merci à tous mes collègues de l'équipe transfert radiatif du LEMTA avec qui j'ai passé d'agréables moments, inoubliables, dans une excellente ambiance. Je remercie d'abord les permanents : Pascal BOULET, Gilles PARENT, Sébastien FUMERON et Bernard MONOD. Ensuite, je salue tous les doctorants de l'équipe et de ma promotion : Lionel TROVALET, Jérôme MULLER et Julien TISSOT. Vous avez fait preuve d'attention et d'entraide pendant les moments de forte concentration à la recherche de " vietnamiens " dans les codes. Vous savez de quoi je parle ! Enfin, je souhaite un très bon courage aux nouveaux et actuels doctorants de l'équipe : Jonathan GERARDIN, Simon DAP, Benjamin LECORRE et Valentin JEAN.

Ensuite mes remerciements vont à Zoubir ACEM, notre leader emblématique et charismatique, l'homme qui sait tout faire. Je n'oublie pas non plus Sullivan LECHENE " le showman " pour les parties de PES " par-ci par-là " et des soirées délirantes au chat noir.

Je tiens à remercier également les membres du projet ayant permis le bon déroulement de ce travail : Romain REMOND, Gianna ALMEIDA, Eric MOUGEL, Alexis NICOLAS et Helisoa RAFIDIARISON.

***Remerciements***

Je remercie Yves JANNOT et Laurent CHRUSCIEL pour leur aide précieuse lors de mes campagnes de mesures.

Tous mes remerciements à l'ANR (Agence Nationale de la Recherche) et l'ADEME (Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie) qui ont financé et soutenu ce travail de recherche.

Enfin, je remercie très spécialement toute ma famille à Bamako, de m'avoir soutenu moralement pendant toute la durée de cette thèse.

# Table des matières

**Remerciements** **i**

**Introduction générale** **1**

1 Objectifs de ce travail . . . . . 2
2 Positionnement de ce travail . . . . . 4
3 Organisation du document . . . . . 6

**Partie I Modèles et équations de transport** **7**

**Introduction** **9**

**Chapitre 1 Équations de transport** **11**

1.1 Introduction . . . . . 14
1.2 Équation générale de transport . . . . . 14
1.3 Discrétisation de l'équation de transport . . . . . 15
1.4 Traitement des conditions aux limites . . . . . 18
1.4.1 Conditions de type Dirichlet . . . . . 18
1.4.2 Conditions de type Neumann . . . . . 19
1.5 Résolution de l'équation discrétisée . . . . . 19
1.6 Étude des cas . . . . . 20
1.6.1 Convection et diffusion . . . . . 21
1.6.2 Équation de la chaleur . . . . . 21
1.7 Extension en géométrie bidimensionnelle . . . . . 22
1.8 Bilan . . . . . 25

**Chapitre 2 Modélisation des transferts dans la lame d'air** **27**

2.1 Introduction . . . . . 31

2.2 Mise en équation . . . . . 32
2.2.1 Équations de bilan . . . . . 32
2.2.2 Humidité . . . . . 34
2.2.3 Rayonnement . . . . . 35
2.3 Conditions aux limites de la lame d'air . . . . . 37
2.4 Convection et nombres adimensionnels . . . . . 39
2.4.1 Convection naturelle . . . . . 39
2.4.2 Convection forcée . . . . . 40
2.4.3 Convection mixte . . . . . 41
2.4.4 Nombre de Lewis et analogie transfert de chaleur/ masse . . . . 41
2.4.5 Nombres de Nusselt et Sherwood . . . . . 42
2.4.6 Fonction de courant . . . . . 43
2.5 Résolution numérique des équations . . . . . 43
2.5.1 Discrétisation des équations . . . . . 43
2.5.2 Couplage pression-vitesse . . . . . 44
2.5.3 Bilan radiatif . . . . . 45
2.5.4 Critères de convergence . . . . . 46
2.6 Benchmark et comparaisons . . . . . 47
2.6.1 Convection naturelle sans rayonnement . . . . . 49
2.6.2 Convection naturelle avec rayonnement . . . . . 53
2.6.3 Convection naturelle avec condensation surfacique . . . . . 53
2.6.4 Application de la condensation sur un double vitrage . . . . . 60
2.7 Bilan . . . . . 64

**Chapitre 3 Modélisation des transferts dans les matériaux hygroscopiques 67**

3.1 Introduction . . . . . 70
3.2 Généralités sur le matériau bois . . . . . 70
3.2.1 Structure générale . . . . . 70
3.2.2 Composition chimique . . . . . 70
3.2.3 Échelle microscopique . . . . . 71
3.3 Modèles de transport de chaleur et de masse . . . . . 72
3.3.1 Théorie de Luikov . . . . . 74
3.3.2 Théorie de Whitaker . . . . . 75
3.3.3 Modèle du code *Transpore* . . . . . 75

3.4 Bilan . . . . . 79

**Partie II Modèles de parois et simulations 81**

**Chapitre 4 Lame d'air cloisonnée entre les parois solides 83**
4.1 Introduction . . . . . 83
4.2 Description de l'étude 1 . . . . . 83
4.3 Résultats de simulation . . . . . 84
4.3.1 Champs de température et d'humidité . . . . . 84
4.3.2 Lignes de courant . . . . . 86
4.3.3 Flux de chaleur sur les interfaces . . . . . 86
4.3.4 Profils de température et de flux dans la paroi . . . . . 88
4.4 Description de l'étude 2 . . . . . 88
4.5 Résultats de simulation . . . . . 90
4.5.1 Température et fraction massique de vapeur . . . . . 90
4.5.2 Masse volumique et masse condensée . . . . . 92
4.6 Extension sur une paroi complète . . . . . 95
4.7 Bilan . . . . . 97

**Chapitre 5 Couplage entre les codes 99**
5.1 Introduction . . . . . 99
5.2 Théorie et généralités . . . . . 99
5.2.1 Conditons aux limites sur les interfaces . . . . . 100
5.2.2 Algorithme de couplage . . . . . 101
5.3 Étude des modèles simplifiés de paroi . . . . . 105
5.3.1 Influence des modes de transferts . . . . . 108
5.4 Comparaisons entre codes . . . . . 110
5.5 Bilan . . . . . 115

**Partie III Mesures et validations expérimentales 117**

**Chapitre 6 Caractérisation des matériaux 119**
6.1 Introduction . . . . . 119
6.2 Présentation des matériaux étudiés . . . . . 120

6.3 Caractérisation thermique . . . . . 122
6.3.1 La plaque chaude gardée . . . . . 123
6.3.2 La méthode fluxmétrique . . . . . 123
6.3.3 Le fil chaud . . . . . 124
6.3.4 La méthode flash . . . . . 124
6.3.5 Méthode du plan chaud . . . . . 125
6.3.6 Mesures de conductivité . . . . . 126
6.3.7 La calorimétrie différentielle programmée . . . . . 142
6.4 Évolution des flux thermiques sur l'échantillon Therm . . . . . 149
6.5 Propriétés radiatives de surfaces . . . . . 152
6.5.1 Détermination des réflectances et transmittances . . . . . 152
6.5.2 Mesures de la RDH de différents matériaux à base de bois . . . 155
6.5.3 Mesures de la TDH de différents matériaux à base de bois . . . 158
6.6 Bilan . . . . . 158

**Chapitre 7 Étude de validation expérimentale du modèle paroi 161**
7.1 Introduction . . . . . 161
7.2 Description de la cellule expérimentale . . . . . 161
7.2.1 Régulation thermique et hydrique . . . . . 163
7.2.2 Acquisition et enregistrement des données . . . . . 165
7.2.3 Analyse des conditions aux limites . . . . . 166
7.3 Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux . . . . . 170
7.3.1 Comparaisons entre les températures . . . . . 170
7.3.2 Évaluation des écarts . . . . . 176
7.4 Bilan . . . . . 178

**Conclusions et perspectives 181**

**Annexe A Propriétés physiques de l'air humide 185**
A.1 Propriétés de l'air sec . . . . . 185
A.2 Propriétés de la vapeur d'eau . . . . . 186
A.3 Propriétés du mélange air-vapeur d'eau . . . . . 187

**Annexe B Expressions des facteurs de forme 189**
B.1 Segments horizontaux parallèles . . . . . 190
B.2 Segments perpendiculaires . . . . . 190

**Annexe C Propriétés physiques des matériaux hygroscopiques** **191**
C.1 Propriétés du bois massif . . . . . 191
C.2 Propriétés de la plaque de plâtre . . . . . 192
C.3 Propriétés de l'épicéa . . . . . 193

**Annexe D Principe de fonctionnement du fluxmètre NETZSCH** **195**
D.1 Principe de fonctionnement du fluxmètre NETZSCH . . . . . 195
D.2 Prodécure d'étalonnage . . . . . 197
D.3 Paramètres d'entrée des essais . . . . . 198

**Annexe E Modélisation du plan chaud** **199**
E.1 Modélisation du plan chaud semi-infini . . . . . 199
E.2 Modélisation du plan chaud fini . . . . . 200

**Annexe F Équation du Transfert Radiatif (ETR)** **205**
F.1 Équation du Transfert Radiatif . . . . . 205
F.1.1 Définition de la luminance . . . . . 205
F.1.2 Description de l'ETR . . . . . 205
F.1.3 Pertes par absorption et diffusion . . . . . 205
F.1.4 Gain par émission propre . . . . . 206
F.1.5 Renforcement par diffusion . . . . . 206
F.1.6 Bilan radiatif . . . . . 207

**Table des figures** **209**

**Liste des tableaux** **215**

**Bibliographie** **217**

**223**

# Introduction générale

Au cours des dix dernières années, nous avons assisté à un véritable engouement autour des actions en faveur de la haute qualité environnementale. En effet, face à la menace climatique confirmée par de nombreuses études scientifiques, en 2003 la France s'est engagée devant la communauté internationale à diviser par quatre ses émissions de gaz à effet de serre d'ici 2050. Cet objectif appelé le "facteur 4" a été validé par le Grenelle de l'environnement en 2007 [1]. Le secteur du bâtiment résidentiel et tertiaire est l'un des secteurs le plus consommateur d'énergie. En effet, il représente à lui seul, 43 % de la consommation énergétique totale en France, contre 31 % pour le transport, 24 % pour l'industrie et 2 % pour l'agriculture. Il est également responsable de 25 % des émissions de gaz à effet de serre. L'objectif du "facteur 4" pourrait donc être atteint en faisant converger les efforts de réduction d'émission des gaz à effet de serre sur les secteurs résidentiel et tertiaire. C'est dans ce cadre que le Programme de Recherche et d'Expérimentation sur l'Energie dans le Bâtiment (PREBAT) a été lancé en 2005. Il a pour objectif de servir de levier aux projets de recherche dont la finalité vise à améliorer l'efficacité énergétique des bâtiments neufs et existants. Notre projet de recherche fait partie de ce vaste programme.

Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons plus particulièrement à l'habitat bois. Pourquoi le bois ? Tout simplement parce que le bois est un matériau écologique, durable et peu énergivore. Ce dernier aspect est indiscutable, puisque la transformation des matériaux utilisés pour la fabrication d'une maison en bois nécessite moins d'énergie que celle d'une maison conventionnelle. En plus, le bois a une forte capacité de stokage du $CO_2$, ce qui constitue un enjeu environnemental majeur. Sa destruction naturelle ou par combustion n'entraine le rejet dans l'atmosphère que la quantité de $CO_2$ préalablement stockée.

En dehors de ces aspects environnementaux, le bois associé à certains matériaux d'isolation (fibres de bois, laine de verre ou de roche...) au sein d'une construction permet d'obtenir une paroi présentant une forte inertie thermique. L'amélioration de la qualité d'isolation permet, d'une part, d'assurer un meilleur confort des occupants, et d'autre part de réaliser des économies d'énergie sur le chauffage en hiver et la climatisation en été. Tout ceci, pour dire que le bois est un matériau qui possède de nombreux avantages environnementaux et économiques pour contribuer de façon remarquable à l'aboutissement de l'objectif national fixé du "facteur 4". Cela implique sans nul doute son utilisation plus importante dans la construction, sans toutefois créer de bouleversements liés à la défores-

[1] http ://www.developpement-durable.gouv.fr/

tation.

Mon travail de recherche s'inscrit dans le cadre de l'ANR TRANSBATIBOIS (TRANSferts dans les parois des BATIments BOIS), géré par l'ADEME (Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie) pour le compte de l'ANR. L'objet de notre programme de recherche vise à caractériser et simuler les transferts de chaleur et de masse dans les parois des bâtiments à ossature bois. Ce projet réunit des scientifiques et experts spécialistes du matériau bois, des transferts énergétiques, de la physique du bâtiment, et des entreprises représentatives des différents systèmes constructifs à base de bois présents sur le marché. Il rassemble le CRITT BOIS d'Epinal [2] qui est un centre de transfert technologique et aussi coordinateur du projet, le LERFOB (Laboratoire d'Etude des Ressources Forêt-Bois) [3], le LEMTA (Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée) [4], le LERMAB (Laboratoire de Recherche sur le MAtériaux Bois) [5] et plusieurs entreprises œuvrant dans le secteur de la construction bois qui sont : ECOLOGGIA [6], POIROT Construction [7], Rondins Construction [8], ACMB [9] et LIGNATEC.

# 1 Objectifs de ce travail

Nous allons maintenant décrire en quelques mots, les travaux prévus ainsi que les objectifs attendus dans le cadre de ce projet de recherche. Pour commencer, nous pouvons nous attarder quelques instants sur la figure (1) qui illustre un mur typique utilisé dans les constructions à ossature bois. Ce mur est principalement constitué, de l'extérieur vers l'intérieur, par : un bardage extérieur, une lame d'air, un isolant thermique entre les montants de l'ossature, une seconde lame d'air souvent appelée vide technique, et enfin un enduit intérieur. L'ensemble ainsi formé par ces divers matériaux est appelé paroi du bâtiment.

Parmi les différents objectifs scientifiques que notre consortium de recherche s'est fixé, le principal est de pouvoir se doter d'un outil numérique permettant de modéliser les transferts dans ce type de parois. Pour y parvenir, plusieurs tâches de recherches ont été identifiées et confiées aux différents partenaires.

La première tâche concerne la caractérisation des matériaux de construction utilisés par nos partenaires industriels qui ont été cités plus haut. Ce sont les matériaux de type eco-construction : le bois massif (madriers empilés ou bardage), panneaux contre-collés (KLH), panneau de contreventement ou enduit intérieur (type fermacell ou OSB). En ef-

[2] http ://www.cribois.net/
[3] http ://www.inra.fr/
[4] http ://www.lemta.fr/
[5] http ://www.lermab.uhp-nancy.fr/
[6] http ://www.ecologgia.fr/
[7] http ://www.poirot-construction.fr/
[8] http ://www.rondinconstruction.fr/
[9] http ://www.acmb88.com/

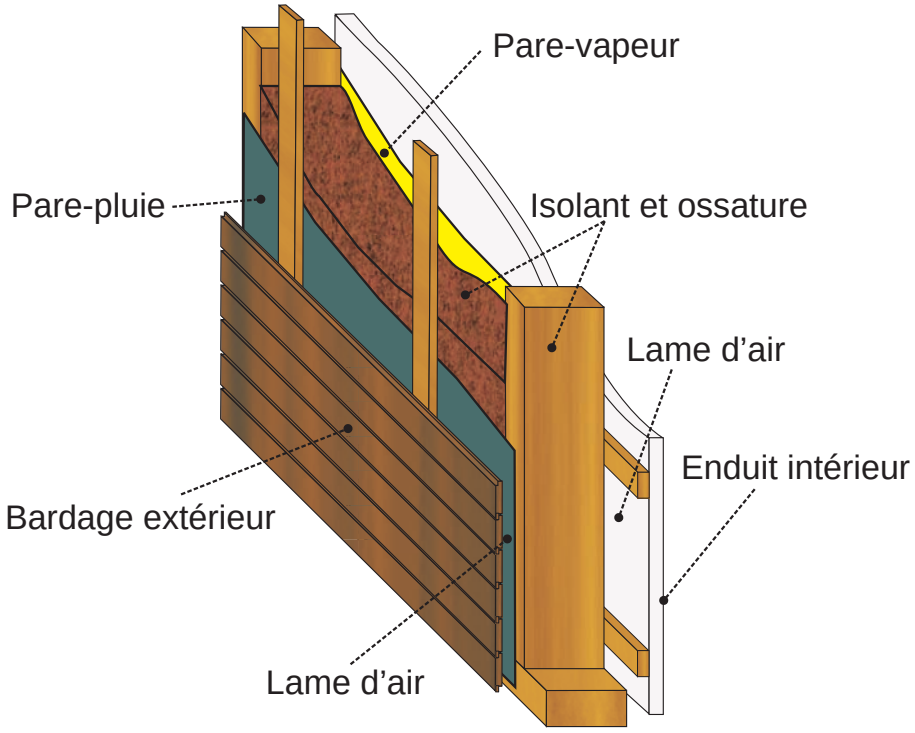



FIG. 1 – Exemple de mur dans les constructions à ossature bois

fet, de nombreuses études montrent que les performances de l'habitat bois et en particulier de l'habitat bois massif ne sont pas correctement prises en compte par les méthodes de dimensionnement actuelles. Ceci est partiellement dû à la non prise en compte des propriétés spécifiques de ce type de matériau, mais également à la méconnaissance d'autres propriétés ou de phénomènes physiques qui deviennent importants lorsque l'on vise de plus hauts niveaux de performances. D'où la nécessité de mener des études de caractérisation sur ce type de matériaux. Dans le cadre du projet TRANSBATIBOIS, ces campagnes de caractérisation sont organisées dans deux laboratoires. Elles sont menées d'une part au sein du LERFOB, spécialiste du matériau bois et des transferts de masse. Il s'agit notamment de déterminer les isothermes de sorption et de désorption à l'aide de différents dispositifs (balance à suspension magnétique,...), ainsi que d'identifier les coefficients de diffusion des différents matériaux de notre étude. Ceux-ci dépendent fortement de leur teneur en eau. D'autre part, il faut ajouter à ces caractérisations hydriques la détermination de la conductivité thermique apparente ainsi que la chaleur spécifique des différents matériaux, étude menée au LEMTA.

En parallèle à ces travaux de caractérisation, la seconde tâche du projet porte sur le développement d'un outil numérique permettant de simuler de façon dynamique les transferts de chaleur et d'humidité dans une paroi multicouche de bâtiments à ossature bois. Bien entendu, cet outil intégrera les propriétés issues des différentes études de caractérisation. Ce développement passe d'abord par une modélisation complète de la paroi intégrant les matériaux poreux et hygroscopiques ainsi que des lames d'air (figure (1)).

De nombreux modèles ont été proposés pour prédire le comportement de l'enveloppe en fonction de la température et de l'humidité. L'un des plus connus pour les matériaux hygroscopiques est l'outil WUFI développé par le Fraunhofer Institute for Building Physics (IBP). C'est le fruit d'un travail remarquable effectué par Künzel [Künzel, 1995] lors de sa thèse de doctorat à l'Université de Stuttgart. Les modèles utilisés par cet outil permettent de traiter plusieurs types de parois constituées de différents matériaux de construction. L'une de ses faiblesses réside dans la non-prise en compte des mouvements convectifs des lames d'air présentes dans ces structures multicouches, ainsi que des échanges radiatifs en cavité. Or, ces derniers deviennent non négligeables pour de fortes valeurs d'émissivité des parois. L'auteur affirme également une surestimation des flux de vapeur entre les milieux extérieur et intérieur par cet outil. À ce sujet, il recommande l'emploi de modèles non-Fickiens pour le transport de masse. En résumé, il est encore nécessaire d'approfondir la recherche et le développement sur la thermique et l'hydrique de l'habitat bois. Il est clair que l'analyse du comportement dynamique d'une enveloppe en réponse aux conditions climatiques externes présente un interêt majeur tant pour les constructeurs dans le secteur bois que pour les occupants dont le principal souci reste le confort intérieur et les économies d'énergie.

Enfin, la troisième tâche porte sur la validation expérimentale de l'outil numérique développé aux échelles de la paroi et de l'enveloppe. Ce travail requiert une confrontation entre les résultats simulés et les résultats expérimentaux. Le dispositif expérimental est opérationnel, et les campagnes de mesures sont effectuées au CRITT BOIS d'Epinal en collaboration étroite avec le LERMAB. La réussite de cette phase de validation permettrait à l'outil d'acquérir son caractère prédictif.

Nous rappelons que le but actuel de ce travail n'est pas de concurrencer les outils numériques déjà existants qui traitent les transferts couplés de chaleur et de masse, tels que ceux largement décrits dans l'article [Woloszyn et Rode, 2008]. Loin de là, nos travaux visent un domaine particulier qui est l'habitat bois où ces outils s'avèrent insuffisants et donc inefficaces. En effet, pour bien prédire le comportement d'une paroi, il faut connaître précisement les propriétés issues de la caractérisation thermique et hydrique des matériaux. Dans ce projet, nous possédons plusieurs dispositifs très performants, permettant de les caractériser efficacement. De plus, la modélisation complète des lames d'air (conduction, convection et rayonnement) conjointe à celle des matériaux hygroscopiques nous permettra de réaliser une approche déterministe de la consommation énergétique d'une construction en bois et du confort intérieur.

# 2 Positionnement de ce travail

Nos travaux et le projet TRANSBATIBOIS ne sont pas les seules études en cours, au niveau national, sur les transferts de chaleur et de masse dans les bâtiments à ossature bois. Plusieurs autres projets existent, certains sont cloturés d'autres sont toujours en cours. Parmi ceux-ci, il y a :

- Le projet ANR ECOTEP (« Étude, Caractérisation et Optimisation des Transferts Énergétiques dans la Paroi », 2005-2009), avait pour objet la conception et la mise en œuvre de nouveaux isolants en régimes permanent et transitoire. Il a été coordonné par notre laboratoire, en partenariat avec le CETHIL, le CSTB, le CEA le Ripault et les entreprises Dow Chemical et ISOROY. Il a fait l'objet d'une thèse portant sur les transferts de chaleur à travers les isolants thermiques du bâtiment soutenue en 2009 par Aurélie Kaemmerlen [Kaemmerlen, 2009]. Au cours de ce travail, les propriétés radiatives de deux matériaux poreux ont été identifiées par méthode inverse. Il s'agit des mousses de polystyrène extrudé (XPS) et d'un isolant en fibres de bois (Thermisorel). La faible contribution du transfert radiatif pour la laine de bois étudiée ( $170\,\mathrm{kg/m^3}$) a également été mise en évidence.

- Les projets MACHA (« Définir l'impact des transferts de masse sur les transferts de chaleur », 2006-2009), MACHA 2 (« Mieux comprendre les transferts de masse pour maîtriser les transferts de chaleur », 2007-2009) et HUMIRISK (« Renforcement de l'isolation dans l'existant - évaluation des risques liés à l'humidité », 2006-2010), tous financés par l'ANR et l'ADEME.

- Le projet OPTI-MOB (« Réduction des risques liés à l'humidité et aux transferts d'air dans les constructions à ossature bois », 2008-2011), regroupant le CSTB, le CETHIL, EDF, le FCBA (institut technologique Forêt, Cellulose, Bois, Ameublement), et les industriels Aldes et Ossabois (constructeur). L'objectif, à partir de données expérimentales et d'une modélisation numérique validée, est d'étudier l'effet de divers composants et différentes configurations de paroi sur le comportement hygrothermique d'une maison à ossature bois, puis d'envisager des solutions techniques afin de diminuer les risques de condensation et de dégradation des parois. Une thèse s'est déroulée en lien avec ce travail au CSTB de Grenoble. Elle a été effectuée par Amandine Piot [Piot, 2009] et soutenue en 2009. Une maison à ossature bois a été construite et instrumentée afin d'étudier son comportement hygrothermique. Un modèle numérique unidimensionnel de la cellule, basé sur l'outil HAM-tools, a également été mis en place pour simuler les transferts couplés de chaleur et d'humidité dans les parois, auxquelles s'ajoute un modèle de zone homogène en température, pression et humidité.

- Le projet HYGRO-BAT (Vers une méthode de conception HYGRO-thermique des BATiments performants) a été récemment lancé en Janvier 2011 pour une durée de 4 ans dans le cadre du Programme HABitat Intelligent et SOLaire photovoltaïque (HABISOL). Le consortium est composé de sept laboratoires universitaires reconnus (CETHIL, LEPTIAB, TREFLE, LERFOB, LERMAB, LOCIE, LMDC), de trois centres type EPIC [10] (CEA-INES, CRITT-Bois, CSTB) et de trois industriels (EDF, LIGNATEC, NR GAÏA). Les acteurs de ce projet tenteront de comprendre les écarts souvent observés entre les mesures et les simulations numériques dans le cas des sollicitations dynamiques des matériaux à forte hygroscopicité. Ces faits

[10] Établissement Public à caractère Industriel et Commercial

s'appuient sur les résultats obtenus dans d'autres projets similaires, notamment le projet OPTI-MOB. La construction bois est à nouveau mise en avant. Pour pouvoir apporter des solutions techniques et de proposer des nouvelles méthodologies (expérimentaux et numériques), les investigations seront menées sur les aspects : métrologie, caractérisation des matériaux et modèles thermo-hydriques.

# 3 Organisation du document

L'organisation de ce mémoire fait apparaître trois grandes parties. La première partie traite la modélisation des transferts dans une paroi multicouche. Les équations physiques du transport y sont présentées et les techniques numériques mises en œuvre pour les résoudre sont décrites. Ensuite, les modèles physiques utilisés pour chaque composant de l'enveloppe (lame d'air, matériaux poreux hygroscopiques) sont également présentés. Les validations numériques du code simulant les échanges dans la lame d'air à travers des confrontations avec les résultats de la littérature sont étudiées et analysées.

Dans la seconde partie du manuscrit, différents résultats de simulation issus du code développé au LEMTA sont présentés. Les études menées sur quelques modèles simplifiés de paroi sont largement décrites et analysées. La fin de cette partie détaille le couplage entre le code fluide développé sur la lame d'air au LEMTA, et le code *Transpore* qui traite les matériaux poreux hygroscopiques utilisé au LERFOB. Des résultats numériques de couplage sont également présentés.

La troisième partie détaille les résultats issus de la caractérisation thermique des isolants à bases de fibres de bois. Les résultats de mesures de conductivité thermique et de chaleur spécifique sont discutés et analysés. Pour terminer cette phase de caractérisation, les résultats de mesures spectroscopiques pour la détermination des propriétés radiatives de surfaces sont également présentés. La fin de mémoire est consacrée à la validation expérimentale de l'outil numérique développé tout au long du projet. Cette validation est proposée à travers les comparaisons de calculs numériques et de résultats expérimentaux obtenus au LERMAB sur des parois complètes soumises à des cycles thermiques et hydriques controlés.

# Première partie

# Modèles et équations de transport

# Introduction

Une paroi multicouche, comme son nom l'indique, est un mur d'habitation formé par plusieurs couches de matériaux aux propriétés spécifiques. Les matériaux employés dans une construction à ossature bois sont souvent plus légers que ceux utilisés en maçonnerie. L'idée générale est donc de réaliser un ensemble qui soit, d'une part mécaniquement le plus résistant possible, et d'autre part qui limite les transferts de chaleur. Le premier critère de choix d'une paroi est sa performance énergétique, vient ensuite le confort qui est une notion souvent subjective. Le comportement acoustique est également un aspect important pour ce type de construction.

Dans cette partie, nous allons d'abord rappeler quelques notions de base relatives aux phénomènes de transport dans un milieu. Nous décrivons les deux phénomènes physiques qui sont à l'origine des transferts à travers une paroi multicouche. En premier lieu, le transfert de chaleur qui est causé par un gradient thermique entre l'intérieur et l'extérieur du bâtiment. En conduction pure, l'intensité du transfert de chaleur est quantifiable par le flux de chaleur qui est proportionnel au gradient thermique via la conductivité thermique du milieu (loi de Fourier). En second lieu, le processus de transfert de masse qui est analogue à celui du transfert de chaleur, mais où le déplacement de matière est dû à un gradient d'humidité relative entre l'intérieur et l'extérieur. Autrement dit, le moteur est un gradient de pression partielle de vapeur d'eau ou de fraction massique de vapeur d'eau. Le flux de vapeur est également proportionnel au gradient du potentiel : c'est la première loi de Fick.

Les problématiques liées à la modélisation de ces mécanismes de transport sont nombreuses. Par exemple, dans la pratique, ces processus de transport s'opèrent généralement de façon couplée. Un gradient thermique, en plus du transfert de chaleur, peut également générer un flux de masse, ce mécanisme est appelé la thermodiffusion. Un autre phénomène, plus complexe, est le comportement souvent non-Fickien du matériau bois. Il diffère du modèle de diffusion classique de Fick du fait de la complexité du milieu où s'opère la diffusion. Cela se traduit généralement par un gonflement important de la matrice solide souvent provoqué par une humidité relative élevée. On parle de présence ou non "d'eau liée" dans le matériau. Nous entrerons plus dans les détails de ces aspects par la suite.

En outre, le caractère dynamique de ces phénomènes de transport au sein d'une paroi impose la résolution des équations physiques en régime instationnaire. Les équations de transport sont décrites dans le chapitre 1, conjointement avec les techniques numériques

associées pour leur résolution numérique. Dans le second chapitre, sont présentées les équations permettant de modéliser les transferts de chaleur et de masse dans une lame d'air élément de la paroi multicouche. Enfin, dans le troisième chapitre, une étude générale sur le bois ainsi que les différents modèles de transport associés à ce type de matériau poreux et hygroscopique sont brièvement discutés.

# Chapitre 1

# Équations de transport

# Nomenclature

## Symboles latins

| | |
|---|---|
| $a$ | coefficients de discrétisation |
| $A$ | tenseur d'ordre 2 |
| $b$ | terme source de l'équation discrétisée |
| $B$ | tenseur d'ordre 1 |
| $C_p$ | chaleur spécifique [J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $g$ | coefficient d'interpolation |
| $N$ | nombre total de cellules égal à $N_i \times N_j$ |
| $N_i$ | nombre de cellules suivant la direction $x$ |
| $N_j$ | nombre de cellules suivant la direction $y$ |
| $S_\phi$ | terme source volumique relatif à la grandeur $\phi$ [[$\phi$].m$^{-3}$] |
| $t$ | temps [s] |
| $T$ | température [K ou °C] |
| $u$ | composante horizontale de la vitesse [m.s$^{-1}$] |
| $v$ | composante verticale de la vitesse [m.s$^{-1}$] |
| $\vec{V}$ | vecteur vitesse [m.s$^{-1}$] |
| $x$, $y$ | coordonnées et directions du repère orthonormé [m] |

## Symboles grecs

| | |
|---|---|
| $\alpha$ | diffusivité thermique [m$^2$.s$^{-1}$] |
| $\Delta t$ | pas de temps [s] |
| $\phi$ | grandeur physique scalaire ou vectorielle |
| $\Phi$ | tenseur d'ordre 1 |
| $\rho$ | masse volumique [kg.m$^{-3}$] |
| $\Gamma$ | coefficient de diffusion [m$^2$.s$^{-1}$] |

| | | |
|---|---|---|
| $\lambda$ | conductivité thermique | [W.m$^{-1}$.K$^{-1}$] |

# Indices

| | |
|---|---|
| $b$ | "boundary", limite |
| $c$, $f$ | chaud et froid |
| $e$, $w$ | faces est et ouest |
| $n$, $s$ | faces nord et sud |
| $E$, $W$ | nœuds Est et Ouest |
| $N$, $S$ | nœuds Nord et Sud |
| $P$ | nœud au centre de la maille |

# Exposant

| | |
|---|---|
| $o$ | pas de temps précédent |

## 1.1 Introduction

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction de cette partie, les équations de transport interviennent surtout en mécanique des fluides et dans de nombreuses disciplines de la physique : transport d'énergie (condution, convection, rayonnement), transport de matière (polluants ou espèces chimiques, humidité). Hormis les phénomènes de la mécanique gravitationnelle et ceux de la physique quantique, nombre de phénomènes physiques, de nature phénoménologique, peuvent être décrit par les équations de transport. Le principe est simple, il suffit d'identifier la grandeur physique (scalaire ou vectorielle) à quantifier lors d'un processus, et d'écrire l'équation générale de transport qui traduit sa conservation au cours du temps et dans l'espace. Par exemple une quantité d'énergie (chaleur) ou une quantité de masse (humidité) transportée d'un point du milieu à un autre, sont modélisables par une équation de transport.

Successivement dans ce chapitre, nous présentons : l'équation générale de transport, la méthode de discrétisation de l'équation de transport, le traitement des conditions aux limites, et la résolution numérique de l'équation discrétisée. Tout ceci pour une géométrie unidimensionnelle avec quelques cas tests de validation. En fin de chapitre, nous explicitons l'extension en géométrie bidimensionnelle de la méthode de résolution numérique.

## 1.2 Équation générale de transport

L'équation de transport traduisant la conservation d'une grandeur physique scalaire ou vectorielle $\phi$ dans un écoulement s'écrit :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}}_{\text{Évolution temporelle}} + \underbrace{\vec{\nabla}\cdot(\rho\vec{V}\phi)}_{\text{Terme convectif}} = \underbrace{\vec{\nabla}\cdot(\Gamma\vec{\nabla}\phi)}_{\text{Terme diffusif}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{Terme source}} \tag{1.1}$$

$\Gamma$ est le coefficient de diffusion, $S_\phi$ est le terme source de $\phi$ par unité de volume, $\rho$ est la masse volumique du milieu fluide et $\vec{V}$ est la vitesse de l'écoulement. En régime stationnaire ou permanent, en un point donné de l'espace, la grandeur $\phi$ est invariante dans le temps. Par conséquent, pour un matériau dont la densité est constante le terme d'évolution temporelle de l'équation de transport disparaît. Dans un solide de faible porosité, le terme convectif disparaît également. Par ailleurs, pour certains milieux très poreux comme les fibres de bois par exemple, où le volume des pores est souvent comparable à celui occupé par la matrice solide, les phénomènes de convection peuvent tout à fait subsister. Généralement pour simplifier ce type de problème, des comparaisons sont effectuées entre les différents modes de transport pour ne garder au final dans l'équation générale que les phénomènes les plus pertinents sur le processus de transport.

Pour une géométrie unidimensionnelle (1-D), l'équation (1.1) devient :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right) + S_\phi \tag{1.2}$$

La résolution analytique d'une telle équation n'est envisageable que pour certains cas particuliers très simplifiés : état stationnaire, absence de termes sources volumiques, coefficients constants, absence de couplage avec d'autres équations de transport, etc. C'est notamment la base des méthodes de transformations intégrales (Laplace, Fourier) telles que celles utilisées par la méthode des quadripôles. Le recours à une approche numérique s'avère généralement nécessaire pour résoudre une équation de transport dans la plupart des cas réalistes.

Plusieurs méthodes numériques ont été développées au cours du siècle dernier pour discrétiser une équation aux dérivées partielles de cette forme. Nous citons les méthodes les plus connues : volumes finis, différences finies et éléments finis. De nombreux ouvrages décrivent de façon détaillée toutes ces techniques de discrétisation, ils ont souvent en commun l'objectif qui consiste à établir un système linéaire à partir des termes discrétisés. Dans ce travail, nous allons discrétiser l'équation (1.2) à l'aide de la méthode des volumes finis (MVF) [Patankar, 1980]. Contrairement aux autres méthodes, c'est une technique de discrétisation qui est conservative, elle assure pour chaque grandeur physique (énergie, masse, quantité de mouvement), un bilan exact dans n'importe quel volume de contrôle donné. De plus, elle est particulièrement adaptée pour les problèmes faisant intervenir des écoulements de type fluide.

## 1.3 Discrétisation de l'équation de transport

Soit un milieu dans lequel on souhaite connaître la valeur de la grandeur $\phi$ en tout point $x$ de ce milieu et à tout instant $t$. Pour cela, on considère les volumes de contrôle en géométrie unidimensionnelle de la figure (1.1) illustrant une discrétisation du dit milieu.

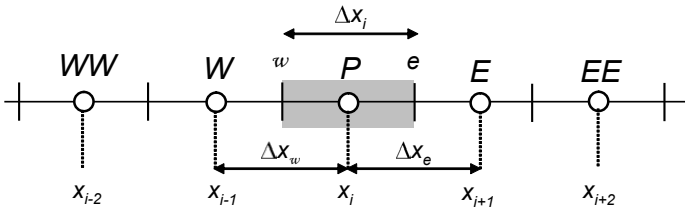



FIG. 1.1 – Volumes de contrôle en géométrie unidimensionnelle

L'intégration de l'équation (1.2) sur les volumes de contrôle selon $x$ et sur l'intervalle de temps entre $t$ et $t + \Delta t$ donne :

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)\, dx\ dt \ + \ \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi)\, dx\ dt \ = \\ \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}\right) dx\ dt \ + \ \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e S_\phi dx\ dt \end{aligned} \tag{1.3}$$

Nous supposons que le terme source $S_\phi$ est constant sur tout le volume de contrôle et égal à $S_p$. Cette hypothèse est fréquemment employée dans la mesure où les fluctuations

du terme source ne sont pas importantes. Dans le cas de problèmes couplés, associant notamment le rayonnement, une linéarisation des variations du terme source peut être nécessaire pour assurer la stabilité des calculs.

Le schéma d'intégration temporel utilisé est totalement implicite, il vient :

$$\frac{\rho\Delta x}{\Delta t}(\phi_P - \phi_P^o) + (\rho u\phi)_e - (\rho u\phi)_w = \left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e - \left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_w + S_p\Delta x \tag{1.4}$$

Les termes de diffusion sont exprimés par l'approche des différences centrées :

$$\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e = \Gamma_e\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x_e} \tag{1.5a}$$

$$\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_w = \Gamma_w\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x_w} \tag{1.5b}$$

Si l'on suppose que les vitesses à travers les interfaces du volume de contrôle sont connues, les termes convectifs font apparaître les valeurs de la grandeur recherchée sur ces interfaces :

$$(\rho u\phi)_e = (\rho u)_e\phi_e \tag{1.6a}$$

$$(\rho u\phi)_w = (\rho u)_w\phi_w \tag{1.6b}$$

En posant : $F_e = (\rho u)_e$ , $F_w = (\rho u)_w$ , $D_e = \frac{\Gamma_e}{\Delta x_e}$ et $D_e = \frac{\Gamma_w}{\Delta x_w}$ , l'équation (1.4) s'écrit :

$$\frac{\rho\Delta x}{\Delta t}(\phi_P - \phi_P^o) + F_e\phi_e - F_w\phi_w = D_e(\phi_E - \phi_P) - D_w(\phi_P - \phi_W) + S_p\Delta x \tag{1.7}$$

La différence fondamentale entre les principaux schémas de discrétisation, que l'on appelle relations de fermeture, réside dans l'approximation des valeurs $\phi_e$ et $\phi_w$ sur les faces des cellules. Les livres de Patankar [Patankar, 1980] et de Versteeg et Malalasekera [Versteeg et Malalasekera, 2007] décrivent ces différents schémas d'interpolation. Parmi ceux-ci, le schéma QUICK développé par Leonard [Leonard, 1979], ensuite amélioré par Hayase *et al.* [Hayase *et al.*, 1992] via la technique de correction reportée, est reputé pour sa précision relativement aux autres schémas. Notre choix c'est donc porté sur ce dernier.

La forme générale d'un schéma d'interpolation donnant la grandeur $\phi_e$ est la suivante :

$$\phi_e = \cdots + g_{-2,e}\phi_{i-2} + g_{-1,e}\phi_{i-1} + g_{0,e}\phi_i + g_{+1,e}\phi_{i+1} + g_{+2,e}\phi_{i+2} + \cdots \tag{1.8}$$

Cette relation peut être étendue à d'autres nœuds en amont et en aval de $i$. La somme des coefficients $g_{n,e}$ est normée et le choix de $n_{max}$ et $n_{min}$ détermine l'ordre et la nature du schéma :

$$\sum_{n=n_{min}}^{n_{max}} g_{n,e} = 1 \tag{1.9}$$

Le schéma QUICK utilise trois points nodaux pour approcher la valeur interfaciale. Selon le sens de l'écoulement, on a besoin de deux points en amont et d'un point en aval. Les coefficients $g_{n,e}$ et $g_{n,w}$ dépendent donc respectivement du signe de $F_e$ et de $F_w$. Les valeurs aux faces sont approchées par le schéma Upwind [Patankar, 1980] plus un terme source :

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P + (g_{-1,e}\phi_W + (g_{0,e} - 1)\phi_P + g_{+1,e}\phi_E) & \text{si } F_e > 0 \\ \phi_E + (g_{+2,e}\phi_{EE} + (g_{+1,e} - 1)\phi_E + g_{0,e}\phi_P) & \text{si } F_e < 0 \end{cases} \tag{1.10}$$

$$\phi_w = \begin{cases} \phi_W + (g_{-2,w}\phi_{WW} + (g_{-1,w} - 1)\phi_W + g_{0,w}\phi_P) & \text{si } F_w > 0 \\ \phi_P + (g_{+1,w}\phi_E + (g_{0,w} - 1)\phi_P + g_{-1,w}\phi_W) & \text{si } F_w < 0 \end{cases} \tag{1.11}$$

Compte tenu des expressions (1.10) et (1.11) obtenues avec le schéma QUICK, l'équation (1.7) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\rho\Delta x}{\Delta t}(\phi_P - \phi_P^o) + F_e^+(\phi_P + S_{\phi,e}^+) + F_e^-(\phi_E + S_{\phi,e}^-) - F_w^+(\phi_W + S_{\phi,w}^+) - \\ F_w^-(\phi_P + S_{\phi,w}^-) = D_e(\phi_E - \phi_P) - D_w(\phi_P - \phi_W) + S_p\Delta x \end{aligned} \tag{1.12}$$

avec

$$F_e^+ = \begin{cases} F_e & \text{si } F_e > 0 \\ 0 & \text{si } F_e < 0 \end{cases} \tag{1.13}$$

$$F_e^- = \begin{cases} F_e & \text{si } F_e < 0 \\ 0 & \text{si } F_e > 0 \end{cases} \tag{1.14}$$

$$F_w^+ = \begin{cases} F_w & \text{si } F_w > 0 \\ 0 & \text{si } F_w < 0 \end{cases} \tag{1.15}$$

$$F_w^- = \begin{cases} F_w & \text{si } F_w < 0 \\ 0 & \text{si } F_w > 0 \end{cases} \tag{1.16}$$

$$\begin{cases} S_{\phi,e}^+ = g_{-1,e}\phi_W + (g_{0,e} - 1)\phi_P + g_{+1,e}\phi_E & \text{si } F_e > 0 \\ S_{\phi,e}^- = g_{+2,e}\phi_{EE} + (g_{+1,e} - 1)\phi_E + g_{0,e}\phi_P & \text{si } F_e < 0 \end{cases} \tag{1.17}$$

$$\begin{cases} S_{\phi,w}^+ = g_{-2,w}\phi_{WW} + (g_{-1,w} - 1)\phi_W + g_{0,w}\phi_P & \text{si } F_w > 0 \\ S_{\phi,w}^- = g_{+1,w}\phi_E + (g_{0,w} - 1)\phi_P + g_{-1,w}\phi_W & \text{si } F_w < 0 \end{cases} \tag{1.18}$$

L'équation (1.12) peut se mettre sous la forme générale :

$$a_P\phi_P = a_W\phi_W + a_E\phi_E + a_P^o\phi_P^o + b_P \tag{1.19}$$

avec

$$\begin{cases} a_P^o = \frac{\rho \Delta x}{\Delta t} \\ a_W = D_w + F_w^+ \\ a_E = D_e - F_e^- \\ a_P = D_w + D_e + F_e^+ - F_w^- + a_P^o = a_W + a_E + (F_e - F_w) + a_P^o \\ b_P = F_w^+ S_{\phi,w}^+ + F_w^- S_{\phi,w}^- - F_e^+ S_{\phi,e}^+ - F_e^- S_{\phi,e}^- + S_p \Delta x \end{cases} \tag{1.20}$$

En supposant une discrétisation spatiale en $N_i$ cellules (figure 1.2), la relation (1.19) doit être résolue pour toutes les cellules du domaine, c'est à dire pour $i = 1, ..., N_i$ . Toutefois, dans le cas des cellules situées aux bords du domaine où les conditions aux limites interviennent, certaines précautions particulières sont à prendre en compte pour l'utilisation de cette relation. Nous verrons en détails la manière de traiter celles-ci dans la section suivante (1.4).

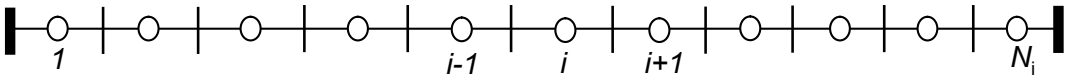



FIG. 1.2 – Discrétisation spatiale 1-D

## 1.4 Traitement des conditions aux limites

Pour assurer l'unicité d'une solution physique, il est nécessaire de spécifier les conditions aux limites pour chaque problème donné. Généralement, pour un champ scalaire, il y a deux principaux types de conditions aux limites, les conditions de type Dirichlet où la valeur du scalaire est définie à la limite :

$$\phi = \phi_b \tag{1.21}$$

et les conditions aux limites de type Neumann où le gradient du scalaire par rapport à la normale à la surface frontière est spécifié :

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \phi_b^{'} \tag{1.22}$$

Pour un maillage cartésien, l'implémentation des conditions aux limites de types Dirichlet et Neumann est simple. Les valeurs de $\phi$ sur les faces des cellules aux limites du domaine sont calculées avec les formules (1.10) et (1.11) qui utilisent trois points nodaux. Cependant, les nœuds 1, 2, $N_{i-1}$ et $N_i$ sont tous affectés par les conditions aux limites et doivent être traités séparement. La technique à mettre en œuvre sera uniquement décrite pour le premier nœud. Une approche similaire permet de discrétiser les autres nœuds.

### 1.4.1 Conditions de type Dirichlet

Pour les conditions aux limites de type Dirichlet, $\phi_w = \phi_b$. Physiquement, il n'y a pas de nœud ($W$) pour évaluer la valeur de $\phi_w$ qui dépend de $\phi_W$. Pour contourner ce

problème, Leonard [Leonard, 1979] suggère une extrapolation linéaire en créant un nœud fictif à une distance $\frac{\Delta x}{2}$ à l'ouest de la limite physique du domaine (figure 1.3).

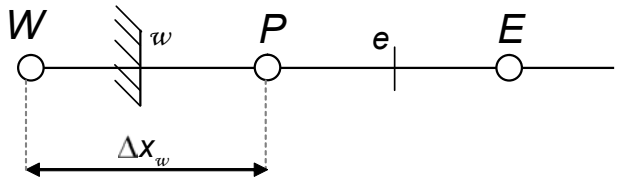



FIG. 1.3 – Le nœud $W$ est en dehors du domaine. Les nœuds $P$ et $E$ sont à l'intérieur. La limite du domaine coincide avec la face $w$.

La valeur du scalaire est cependant définie à la limite par la relation :

$$\phi_w = \phi_b \approx \frac{\phi_P + \phi_W}{2} \tag{1.23}$$

Par conséquent, nous obtenons l'expression de $\phi_W$ comme :

$$\phi_W = 2\phi_b - \phi_P \tag{1.24}$$

Le formalisme similaire est utilisé pour les conditions aux limites de type Neumann.

### 1.4.2 Conditions de type Neumann

En exprimant le gradient du scalaire par une approche de différence centrée sur la limite du domaine, on obtient :

$$\phi_b^{'} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_w \approx \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x_w} \tag{1.25}$$

D'où finalement :

$$\phi_W = \phi_P - \phi_b^{'} \Delta x_w \tag{1.26}$$

Maintenant que nous avons discrétisé l'équation générale de transport et spécifié les difficultés liées au traitement des différentes conditions aux limites, on peut s'intéresser à la résolution numérique du système linéaire résultant de ces différentes discrétisations (spatiale et temporelle).

## 1.5 Résolution de l'équation discrétisée

Pour l'ensemble des nœuds du système, l'équation (1.19) s'écrit comme un système linéaire de la forme :

$$A\Phi = B + a_P^o \Phi^o \tag{1.27}$$

où $\Phi^o$ est un vecteur colonne composé des valeurs de $\phi_i$ calculées au temps précédent, et $\Phi$ est le vecteur inconnu que l'on recherche. Le vecteur $B$ regroupe les termes sources

et $A$ est une matrice creuse tridiagonale. Pour un physicien, c'est une grande joie de trouver un tel système linéaire, puisque le reste du travail n'est qu'une question de calcul numérique facilement géré par un ordinateur.

$$\begin{pmatrix} a_P & -a_E & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ -a_W & a_P & -a_E & 0 & \vdots & \vdots \\ 0 & -a_W & a_P & -a_E & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \\ \vdots & \vdots & -a_W & a_P & -a_E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a_W & a_P & -a_E \\ & & \cdots & & -a_W & a_P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \phi_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ b_N \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a^o_{P_1}\phi^o_1 \\ a^o_{P_2}\phi^o_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ a^o_{P_N}\phi_{N^o} \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

L'avantage du schéma temporel utilisé est sa stabilité inconditionnelle. L'essentiel du coût de calcul provient souvent de la construction et de la résolution du système linéaire. La bonne stratégie consiste à choisir les algorithmes en fonction des particularités éventuelles de la matrice du système à résoudre. Les critères de choix sont, entre autres, la place occupée en mémoire, le temps de calcul et l'exactitude des résultats. Pour les sytèmes linéaires creux de grande taille, on préfère généralement les méthodes itératives de Krylov aux méthodes directes. Un ouvrage récent [Van Der Vorst, 2003] décrit et explique le fonctionnement des méthodes de Krylov. Le système (1.28) est résolu à chaque instant par la méthode du gradient biconjugué (BiCG, pour Bi-Conjugate Gradient) [Press *et al.*, 1992]. Une variante plus stable du BiCG a été développé par Van der Vorst [Van Der Vorst, 1992] et s'appelle le BiCGSTAB. Ces méthodes itératives sont généralement utilisées en liaison avec un préconditionneur qui permet d'accélérer la convergence. Dans le cas présent, la solution du sytème est facilement obtenue sans précondionnement.

Avant donc de passer à l'extension de cette technique de résolution en géométrie bidimensionnelle, nous allons d'abord mener quelques tests simples de validation en 1D pour s'assurer de retrouver les solutions déjà présentes dans la littérature. Le premier cas est un problème de convection-diffusion en stationnaire, et le second est un problème classique de conduction thermique en régime instationnaire.

## 1.6 Étude des cas

Dans ce paragraphe, nous étudions deux cas tests pour confrontrer les résultats de la version unidimensionnelle du code développé à certains résultats bien connus dans la littérature.

### 1.6.1 Convection et diffusion

C'est un problème de convection-diffusion unidimensionnel dont la solution analytique est donnée par Versteeg et Malalasekera [Versteeg et Malalasekera, 2007]. La formulation mathématique du problème est la suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}) + S_\phi \\ \phi = 0 \ \text{ en } x = 0 \\ \frac{\partial\phi}{\partial x} = 0 \ \text{ en } x = L \\ \phi = 0 \ \text{ à } t = 0 \end{cases} \tag{1.29}$$

Les paramètres sont : $L = 1{,}5$ m, $u = 2$ m.s$^{-1}$, $\rho = 1$ kg.m$^{-3}$ et $\Gamma = \frac{\lambda}{C_p} = 0{,}03$ kg.s$^{-1}$. Le terme source $S_\phi$ est une fonction linéaire par morceaux sur l'intervalle $[0, L]$ tel que :

$$S_\phi = \begin{cases} -200x + 100 & \text{sur } 0 < x < 0.6 \\ 100x - 80 & \text{sur } 0.6 < x < 0.8 \\ 0 & \text{sur } 0.8 < x < L \end{cases} \tag{1.30}$$

Un pas de temps de $\Delta t = 0{,}01$ s est choisi pour la simulation numérique. La solution analytique du problème est obtenue en régime stationnaire en annulant la variation temporelle de la grandeur $\phi$, ce qui permet la résolution d'une équation différentielle ordinaire intégrable sur $x$. Les solutions analytiques et numériques en régime stationnaire sont comparées sur la figure 1.4. Comme nous pouvons le constater, il y a un parfait accord entre les deux résultats en utilisant un maillage fin (200 nœuds).

### 1.6.2 Équation de la chaleur

Pour ce second cas test, nous comparons les résultats du code en volumes finis avec ceux d'un autre code basé sur la discrétisation des équations à l'aide des différences finies par le schéma semi-implicite de Crank-Nicolson [Crank et Nicolson, 1947]. L'équation de transport est résolue sans termes convectifs, il s'agit d'une simple équation de la chaleur sans terme source, avec des propriétés thermophysiques constantes :

$$\begin{cases} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \\ T = T_c \ \text{ en } x = 0 \\ T = T_f \ \text{ en } x = L \\ T = T_f \ \text{ à } t = 0 \end{cases} \tag{1.31}$$

Les paramètres sont : $T_c = 20$ °C, $T_f = 10$ °C, $L = 0{,}05$ m, $\lambda = 36{,}8$ W.m$^{-1}$.K$^{-1}$, $\rho = 4000$ kg.m$^{-3}$ et $C_p = 780$ J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$. Un pas de temps faible ($\Delta t = 0{,}01$ s) est requis pour assurer la précision sur le schéma de différences finies.

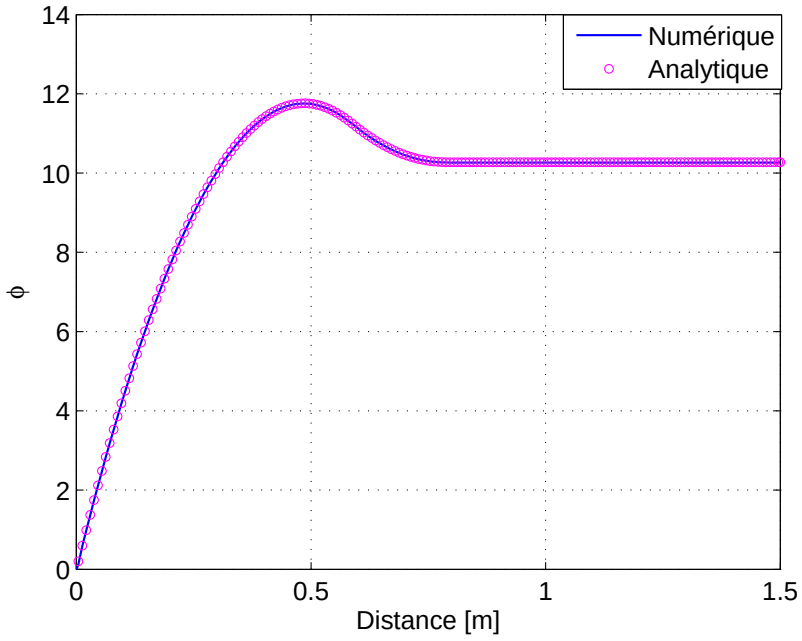



FIG. 1.4 – Comparaison du résultat numérique avec la solution analytique

D'autre part, une simple résolution analytique permet d'obtenir l'expression suivante de la température :

$$\frac{T(x,t)-T_f}{T_c-T_f}=\left[erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right)-erfc\left(\frac{2L-x}{2\sqrt{\alpha t}}\right)+erfc\left(\frac{2L+x}{2\sqrt{\alpha t}}\right)\right] \tag{1.32}$$

avec $erfc$ la fonction erreur complémentaire et $\alpha=\frac{\lambda}{\rho C_p}$ la diffusivité thermique du milieu. Le profil de température est représenté pour trois instants sur la figure 1.5. Les résultats des deux codes et la solution analytique se superposent parfaitement.

## 1.7 Extension en géométrie bidimensionnelle

Pour une géométrie bidimensionnelle (2-D), l'équation de transport (1.1) s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v\phi)}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)+S_\phi \tag{1.33}$$

La méthode de discrétisation reste identique à celle de la géométrie (1-D), il suffit d'ajouter les termes relatifs aux côtés Nord *(n)* et Est *(e)* du volume de contrôle. Pour les détails et les étapes de cette discrétisation, les lecteurs curieux pourront se servir des ouvrages de référence [Versteeg et Malalasekera, 2007], [Patankar, 1980].

Finalement, l'équation une fois discrétisée peut se mettre sous la forme générale :

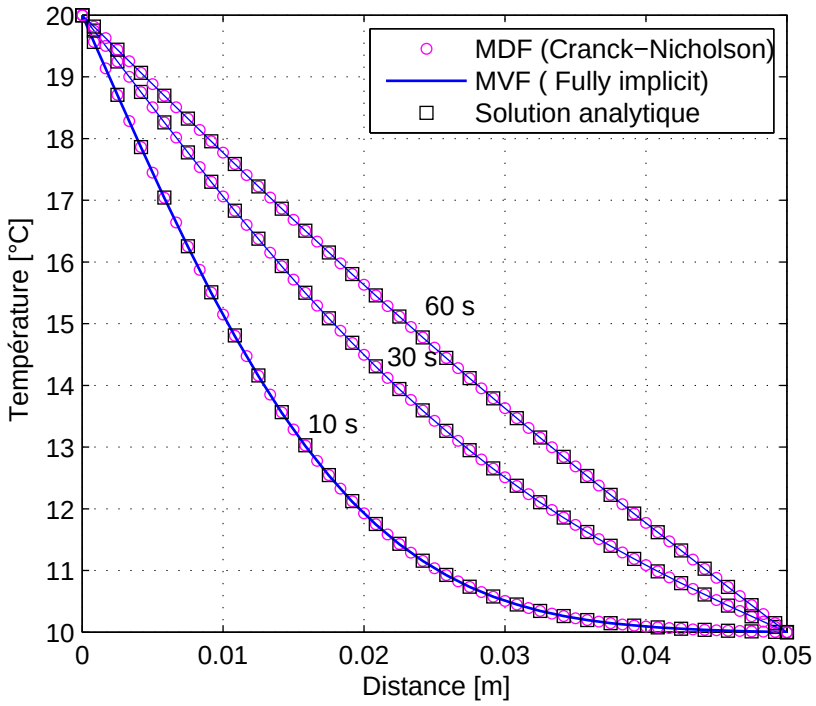



FIG. 1.5 – Comparaison entre volumes finis, différences finies et solution analytique

$$a_P\phi_P = a_W\phi_W + a_E\phi_E + a_S\phi_S + a_N\phi_N + a_P^o\phi_P^o + b_P \tag{1.34}$$

avec comme coefficients algébriques :

$$\begin{cases} a_P^o = \frac{\rho\Delta x\Delta y}{\Delta t} \\ a_W = D_w + F_w^+ \\ a_E = D_e - F_e^- \\ a_S = D_s + F_s^+ \\ a_N = D_n - F_n^- \\ a_P = D_w + D_e + F_e^+ - F_w^- + F_n^+ - F_s^- + a_P^o \\ \quad = a_W + a_E + a_S + a_N + (F_e - F_w) + (F_n - F_s) + a_P^o \\ b_P = F_w^+ S_{\phi,w}^+ + F_w^- S_{\phi,w}^- - F_e^+ S_{\phi,e}^+ - F_e^- S_{\phi,e}^- \\ \quad + F_s^+ S_{\phi,s}^+ + F_s^- S_{\phi,s}^- - F_n^+ S_{\phi,n}^+ - F_n^- S_{\phi,n}^- + S_p\Delta x\Delta y \end{cases} \tag{1.35}$$

L'équation (1.34) doit être résolue pour toutes les cellules du domaine. Pour les grandeurs scalaires (température, pressions et humidité absolue), $\phi_P$ est calculé sur chacun des centres des cellules. Pour les grandeurs vectorielles (composantes horizontale et verticale de la vitesse), il est évalué sur chacune des faces. Les centres de mailles sont numérotés

de 1 à $N$, avec $N{=}N_i \times N_j$.

En réalité, du point de vue macroscopique, toute géométrie physique est tridimensionnelle, particulièrement, une structure de paroi multicouche. Toutefois, en raison du temps de simulation que peut engendrer un tel calcul, ou encore étant donnée la complexité des phénomènes physiques associées, une simplification en géométrie bidimensionnelle paraît plus judicieuse dans un premier temps. Dans la pratique, l'emploi de simulation bidimensionnelle pour caractériser nos parois est justifée, les effets de bords étant peu significatifs compte tenu de la dimension des parois. Des codes de calculs ont d'ailleurs déjà fait l'objet de validation expérimentale sans pour autant tenir compte de cet aspect géométrique.

L'étude en géométrie bidimensionnelle a notamment été menée en régime stationnaire par Nacer Berour [Berour, 2005] dans le cadre de sa thèse portant sur la modélisation du transfert de chaleur par rayonnement, conduction et convection pour la simulation du chauffage de bain de verre en fusion. L'équation du transfert radiatif (ETR), les équations de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie ont été résolues. Durant ce travail de recherche, les milieux semi-transparents, non gris, portés à haute température ont été étudiés. Plusieurs modèles numériques applicables à de tels matériaux ont donc été développés avec en support des tests de comparaison sur différents relations de fermeture. Notamment, une version améliorée du schéma QUICK ayant été mise en place s'est avérée être plus efficace. Les codes de calcul réalisés lors du travail de thèse ont été employés pour simuler le chauffage de bain de verre en fusion. Enfin, un modèle complet décrivant le fonctionnement d'un four float, du chargement de la matière première à l'évacuation du verre affiné a été présenté en fin de thèse.

L'étude concernant la modélisation des transferts dans la lame d'air qui constitue une application pour les équations de transport présentée dans le chapitre qui suit, est globalement similaire à celle menée par Nacer Berour [Berour, 2005] pour le traitement de la mécanique des fluides, puisqu'en réalité on s'intéresse aux mêmes équations (Navier-Stokes, énergie). La nouveauté réside surtout dans l'aspect transitoire des phénomènes physiques et aussi la prise en compte du transport de masse au sein de l'écoulement. Son travail, notamment les différents schémas numériques mis en place (CDS, QUICK,...), a été en partie réutilisé et adapté pour modéliser et simuler en régime instationnaire les transferts de chaleur et de masse dans les composants de l'enveloppe du bâtiment.

## 1.8 Bilan

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté la forme générale des équations de transports nécessaire à la modélisation des transferts au sein d'une paroi multicouche. Les techniques de discrétisation ainsi que les méthodes numériques de résolution associées ont également été détaillées. Au passage, nous avons mené des cas tests simples en thermique afin de valider les nouveaux outils mis en place pour la résolution transitoire des transferts. Ces premiers tests ont été effectués pour une géométrie monodimensionnelle. Dans le prochain chapitre, nous nous intéressons à la modélisation des transferts dans la lame d'air, qui est un élément de la paroi multicouche. Nous allons y présenter les équations qui sont propres à cette modélisation.

# Chapitre 2

# Modélisation des transferts dans la lame d'air

# Nomenclature

## Symboles latins

| | |
|---|---|
| $C_p$ | chaleur spécifique [J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $D_v$ | coefficient de diffusion de la vapeur [m$^2$.s$^{-1}$] |
| $F$ | facteur de forme |
| $Gr$ | nombre de Grashof |
| $g$ | accélération de la pesanteur [m.s$^{-2}$] |
| $H$ | hauteur [m] |
| $h$ | coefficient d'échange convectif [W.m$^{-2}$.K$^{-1}$] |
| $h_{lv}$ | chaleur latente de changement de phase [J.kg$^{-1}$] |
| $K_g$ | coefficient d'échange global [W.m$^{-2}$.K$^{-1}$] |
| $L_c$ | longueur caractéristique [m] |
| $Le$ | nombre de Lewis |
| $M$ | masse molaire [kg.mol$^{-1}$] |
| $m_v$ | masse linéique de vapeur [kg.m$^{-1}$] |
| $m_{cond}$ | masse linéique de vapeur condensée [kg.m$^{-1}$] |
| $N$ | nombre total de cellules égal à $N_i \times N_j$ |
| $N_i$ | nombre de cellules suivant la direction $x$ |
| $N_j$ | nombre de cellules suivant la direction $y$ |
| $Nu$ | nombre de Nusselt |
| $p$ | pression totale [Pa] |
| $p^\star$ | partie fluctuante de la pression totale [Pa] |
| $\overline{p}$ | pression thermodynamique moyenne [Pa] |
| $Pr$ | nombre de Prandtl |
| $q_{cd}$ | densité de flux conductif [W.m$^{-2}$] |
| $q_l$ | densité de flux latent [W.m$^{-2}$] |
| $q_r$ | densité de flux radiatif [W.m$^{-2}$] |

| | |
|---|---|
| $q_t$ | densité de flux total [W.m$^{-2}$] |
| $q_v$ | densité de flux vapeur d'eau [kg.m$^{-2}$.s$^{-1}$] |
| $R$ | constante des gaz parfaits [J.mol$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $Ra$ | nombre de Rayleigh |
| $Re$ | nombre de Reynolds |
| $RH$ | humidité relative [%] |
| $Ri$ | nombre de Richardson |
| $Sh$ | nombre de Sherwood |
| $S_\phi$ | terme source volumique relatif à la grandeur $\phi$ [[$\phi$].m$^{-3}$] |
| $T$ | température [K ou °C] |
| $t$ | temps [s] |
| $u$ | composante horizontale de la vitesse [m.s$^{-1}$] |
| $v$ | composante verticale de la vitesse [m.s$^{-1}$] |
| $\vec{V}$ | vecteur vitesse [m.s$^{-1}$] |
| $x$, $y$ | coordonnées et directions du repère orthonormé [m] |

# Symboles grecs

| | |
|---|---|
| $\alpha$ | diffusivité thermique [m$^2$.s$^{-1}$] |
| $\beta$ | coefficient de dilatation (thermique ou massique) [K$^{-1}$ ou kg / kg] |
| $\Delta t$ | pas de temps [s] |
| $\lambda$ | conductivité thermique [W.m$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $\mu$ | viscosité dynamique [kg.m$^{-1}$.s$^{-1}$] |
| $\phi$ | grandeur physique scalaire ou vectorielle |
| $\overline{\overline{\tau}}$ | tenseur des contraintes visqueuses [N.m$^{-2}$] |
| $\psi$ | fonction de courant [m$^2$.s$^{-1}$] |
| $\Psi$ | fonction de courant adimensionnée $\psi/\alpha$ |
| $\rho$ | masse volumique [kg.m$^{-3}$] |
| $\varepsilon$ | émissivité |
| $\varepsilon_\phi$ | critère de convergence de la variable $\phi$ |

# Indices

| | |
|---|---|
| $a$ | air sec |

| | |
|---|---|
| $v$ | vapeur d'eau |
| $vs$ | vapeur saturante |
| $m$ | moyenne |

## 2.1 Introduction

Dans notre environnement, le gaz communément appelé "air" est principalement un mélange d'air sec (21 % de dioxygène, 78 % d'azote et moins d'1 % d'autres gaz) et de vapeur d'eau. Ce mélange de gaz est aussi appelé "air humide". C'est l'air humide que nous respirons et rejetons dans l'atmosphère. C'est également celui qui circule dans nos locaux, c'est à dire à l'intérieur des bâtiments. La notion de confort des occupants d'un bâtiment est liée en partie à la quantité d'air humide (teneur en vapeur d'eau) présente en son sein. C'est en partie pour cette raison que l'on ventile et renouvelle l'air à l'intérieur des locaux, afin d'assurer le bien être et la santé des occupants. En outre, une humidité trop importante nécessite un apport énergétique plus important pour assurer les besoins en chauffage. Le transport de l'humidité dans les parois d'une habitation, en particulier dans le cas d'une maison à ossature bois, est donc une problématique qu'il s'agit de maîtriser. L'emploi de lames d'air, passive ou active au sein des parois, est un des leviers dont nous disposons pour réguler ce mécanisme de transport.

Du point de vue énergétique, l'air au repos est un mauvais conducteur thermique, comme d'ailleurs la plupart des gaz. À température ambiante et sous pression atmosphérique, sa conductivité thermique est de l'ordre de 0,0262 $W.m^{-1}.K^{-1}$. Une valeur qui est très faible comparée à celle des autres matériaux massifs composants d'une paroi multicouche. En conséquence, la mise en œuvre d'une ou plusieurs lames d'air dans une structure multicouche, comme celle présentée sur la figure (1) (dans l'introduction de ce manuscrit), permet de parfaire l'isolation thermique des murs si l'air confiné est maintenu immobile. D'autre part, une lame où l'air est en mouvement peut rendre une paroi active par l'extraction des calories accumulées du fait de la circulation du fluide et des échanges convectifs qui résultent de l'intéraction fluide-paroi.

La modélisation du transport de l'air humide en cavité carrée ou rectangulaire a déjà fait l'objet de plusieurs études dans la littérature. Toutefois, les outils de simulation du bâtiment qui modélisent complètement (transport de masse et de chaleur) des lames d'air intégrées à l'échelle de la paroi sont rares. La majorité d'entre eux utilisent la notion du coefficient de transfert thermique global $U$ pour réaliser les calculs de dimensionnement énergétique de l'enveloppe. Ces hypothèses restent justifiées dans la mesure où l'air est immobile dans la cavité ou encore si l'intensité des mouvements convectifs au sein de la masse d'air restent faibles par rapport aux autres modes de transfert thermique. Dès lors que la lame d'air est ventilée, ce qui est généralement le cas du côté du bardage extérieur d'une paroi en bois, ces hypothèses ne sont plus valables. Nous verrons par la suite que le choix du modèle de transport dans la lame d'air aménagée dans une paroi influence énormement le bilan énergétique global de l'enveloppe. Ce point sera abordé plus loin dans ce mémoire.

Ce chapitre dédié à la modélisation des transferts dans la lame d'air est ordonné de la manière suivante. Nous présentons d'abord les équations de transport permettant cette modélisation. Ensuite, nous explicitons les conditions aux limites rencontrées dans la pratique. Des notions de base sur les différents types de mécanismes convectifs pour un fluide en cavité fermée ou ouverte sont également discutées. Un bref rappel sur l'analogie entre

le transfert de chaleur et de masse est proposé, puis nous explicitons quelques nombres adimensionnels importants pour une bonne interprétation des résultats. Pour terminer, la technique de résolution numérique des équations est largement décrite.

## 2.2 Mise en équation

### 2.2.1 Équations de bilan

Les équations de Navier-Stokes gouvernent les mouvements d'une lame d'air emprisonnée dans une paroi multicouche. L'écoulement de l'air humide dans la cavité est supposé laminaire. Une justification de cette hypothèse est fournie par la suite avec l'évaluation des nombres de Rayleigh thermique et massique calculés pour de grandes différences de température et de fraction massique de vapeur d'eau, entre les parois verticales de la lame d'air. Nous considérons l'air humide comme un fluide Newtonien faiblement compressible. La masse volumique de l'air humide dépend des fractions molaires d'air sec et de vapeur d'eau [Le Quéré *et al.*, 2005], de la pression locale et de la température. En régime instationnaire, dans le cas d'un écoulement en géométrie bidimensionnelle, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement suivant $x$ et $y$, de l'énergie et de la vapeur d'eau sont respectivement explicitées.

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial \rho_m u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_m v}{\partial y} = 0 \tag{2.1}$$

avec $\rho_m$ la densité du mélange air-vapeur d'eau, $u$ et $v$ les composantes horizontale et verticale de la vitesse suivant les directions $x$ et $y$ respectives.

En supposant un fluide Newtonien de tenseur des contraintes visqueuses $\overline{\overline{\tau}}$ :

$$\overline{\overline{\tau}} = \left[\nabla \vec{V} + \nabla \vec{V}^T - 2/3(\nabla \cdot \vec{V})\overline{\overline{I}}\right] \tag{2.2}$$

Les équations de quantité de mouvement projetées suivant les axes $x$ et $y$ du domaine sont respectivement données par :

selon $x$ :

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho_m u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_m vu)}{\partial y} &= -\frac{\partial p^\star}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left[2\mu_m \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2\mu_m}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)\right] \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_m \frac{\partial u}{\partial y} + \mu_m \frac{\partial v}{\partial x}\right)\end{aligned} \tag{2.3}$$

et selon $y$ :

$$\frac{\partial(\rho_m v)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_m vu)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho_m vv)}{\partial y} = -\frac{\partial p^\star}{\partial y}-\rho_m g+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_m\frac{\partial v}{\partial x}+\mu_m\frac{\partial u}{\partial y}\right) +\frac{\partial}{\partial y}\left[2\mu_m\frac{\partial v}{\partial y}-\frac{2\mu_m}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)\right] \tag{2.4}$$

$\mu_m$ désigne la viscosité dynamique du mélange d'air humide et $p^\star$ la partie fluctuante de la pression totale $p$. La pression totale peut s'exprimer en fonction de la pression thermodynamique $\overline{p}$ et de $p^\star$ [Laaroussi et Lauriat, 2008] avec $p^\star \ll \overline{p}$ :

$$p = \overline{p}(t) + p^\star \tag{2.5}$$

La pression thermodynamique dépend uniquement du temps, elle correspond à une moyenne effectuée sur l'air humide contenu dans la cavité. La partie fluctuante de la pression totale verifie la relation :

$$\int_V p^\star \, dV \; = \; 0 \tag{2.6}$$

La troisième équation de bilan est l'équation de conservation de l'énergie. En l'absence de terme de dissipation visqueuse ($\nabla \cdot \overline{\overline{\tau}}\,\vec{V} = 0$), elle s'écrit :

$$\begin{aligned}&\frac{\partial(\rho_m C_{pm} T)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_m C_{pm} uT)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho_m C_{pm} vT)}{\partial y} = \\ &+\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_m\frac{\partial T}{\partial x}+\rho_m(C_{pv}-C_{pa})TD_{vm}\frac{\partial W}{\partial x}\right) \\ &+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_m\frac{\partial T}{\partial y}+\rho_m(C_{pv}-C_{pa})TD_{vm}\frac{\partial W}{\partial y}\right)+\frac{d\overline{p}}{dt}\end{aligned} \tag{2.7}$$

avec $T$ la température, $\lambda_m$ la conductivité thermique, $C_{pm}$ la chaleur spécifique du mélange définie en fonction de la chaleur spécifique de l'air sec $C_{pa}$ et de la vapeur d'eau $C_{pv}$ ($\rho_m C_{pm} = \rho_a C_{pa} + \rho_v C_{pv}$). Le second membre de l'équation prend en compte les mécanismes d'interdiffusion entre les espèces à travers le coefficient de diffusion de masse. Le dernier terme tient compte de la variation temporelle de la pression thermodynamique. Il est très faible dans notre étude, mais peut devenir relativement important dans le cas de forts gradients de température imposés aux limites du domaine de calcul [Le Quéré *et al.*, 2005].

Pour le mélange binaire air-vapeur d'eau, une équation de conservation supplémentaire est nécessaire pour caractériser le transport de la vapeur d'eau. L'équation de bilan sur la fraction massique de vapeur d'eau dans l'air humide $W$, s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho_m W)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_m uW)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho_m vW)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_m D_{vm}\frac{\partial W}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_m D_{vm}\frac{\partial W}{\partial y}\right) \tag{2.8}$$

avec $D_{vm}$ le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air sec.

Les propriétés thermophysiques de l'air humide ($\lambda_m$, $\rho_m$, $C_{pm}$, $\mu_m$ et $D_{vm}$) dépendent de la température $T$ et de l'humidité $W$. Elles s'expriment en accord avec les lois de mélange explicitées dans les travaux de Tsilingiris [Tsilingiris, 2008]. Dans ces travaux, partant de plusieurs revues bibliographiques, l'auteur récapitule les procédures et les méthodes analytiques les plus appropriées pour l'évaluation des propriétés thermophysiques du mélange air-vapeur. Il donne notamment les corrélations employées pour calculer les propriétés de l'air sec et de la vapeur d'eau. Ensuite, il propose des relations donnant les propriétés du mélange en fonction de la température et de l'humidité, dans les conditions où la température varie entre 0 et 100 °C, sous pression atmosphérique. Nous utiliserons les lois de mélange proposées dans ces travaux, les expressions analytiques sont présentées en annexe (A).

### 2.2.2 Humidité

Pour caractériser l'air humide, l'hypothèse de mélange idéal de gaz parfaits est admise pour la vapeur d'eau et l'air sec [Lazzarin et Nalini, 2006]. D'une part, selon la loi de Dalton, la pression totale d'un mélange de gaz parfaits est la somme des pressions partielles de chacun des constituants du mélange :

$$p = p_a + p_v \tag{2.9}$$

D'autre part, la fraction massique de vapeur introduite précédemment obéit à la relation suivante :

$$W = \frac{\rho_v}{\rho_m} = \frac{\rho_v}{\rho_a + \rho_v} \tag{2.10}$$

En équilibre thermodynamique, la relation liant la fraction massique de vapeur d'eau $W$ et la pression partielle de vapeur $p_v$ s'écrit donc :

$$W = \frac{M_v p_v}{M_a p_a + M_v p_v} \tag{2.11}$$

La pression totale s'exprime à partir de l'équation (2.5). Les fluctuations locales de pression $p^\star$ sont obtenues en résolvant les équations de Navier-Stokes. La pression thermodynamique moyenne $\overline{p}$ est évaluée avec l'hypothèse de gaz idéal en considérant les propriétés moyennes du mélange. Nous prenons également en compte le bilan de masse (perdue par condensation ou déshumidification, ou gagnée par humidification dans le cas des parois perméables) durant le changement de phase et le transport de l'air humide dans la paroi.

$$\overline{p} = R \int_V \frac{\rho_m T}{M}\, dV \tag{2.12}$$

avec $R$ la constante des gaz parfaits ($R$= 8,314472 J. mol.$^{-1}$ K$^{-1}$).

L'humidité relative est le rapport entre la pression partielle de vapeur et la pression de saturation :

$$RH = \frac{p_v}{p_{vs}(T)} \tag{2.13}$$

De nombreuses lois donnant l'évolution strictement croissante de la pression de vapeur saturante en fonction de la température existent dans la littérature. Nous utilisons celle proposée dans le travail de Guella [Guella *et al.*, 2008] où la température s'exprime en Kelvin :

$$p_{vs}(T) = \exp\left[73,649 - (7258,2/T) + (4,1653 \times 10^{-6} \times T^2) - 7,3037 \times \ln(T)\right] \tag{2.14}$$

Selon le type de conditions aux limites choisi, les parois de la lame d'air peuvent être perméables ou non à la vapeur d'eau. Lorsque les matériaux hygroscopiques cloisonnent la lame d'air, la masse volumique moyenne de l'air humide contenue dans la cavité dépend à chaque instant des quantités de flux de vapeur d'eau entrant et sortant à travers les parois, le bilan sur les flux échangés s'écrit :

$$(\overline{\rho}_m - \overline{\rho}_m^p)\, V = (m_{vo} - m_{vi})\, A\Delta t \tag{2.15}$$

avec $\overline{\rho}_m^p$ la masse volumique moyenne calculée à l'instant précédent, $A$ la section transversale de la lame d'air à travers laquelle a lieu la migration du flux de vapeur, et $V$ le volume de la cavité. La conservation de masse reste valable en l'absence de condensation de surface. En présence des phénomènes de condensation surfacique, nous supposons qu'il n'y a pas de diffusion de la vapeur à travers le film liquide. Ainsi, la lame d'air se comporte comme une cavité avec des parois imperméables. Une équation de bilan supplémentaire tenant compte de la quantité de vapeur condensée est alors prise en compte :

$$m_{\text{cond}} = (\rho_0 - \overline{\rho}_m)\, V \tag{2.16}$$

avec $\rho_0$ la masse volumique initiale. Finalement, pour évaluer les propriétés locales, la masse volumique est calculée en considérant la pression totale obtenue à partir de la relation (2.5) :

$$\rho_m = \frac{p}{RT\left(\frac{W}{M_v} + \frac{1-W}{M_a}\right)} \tag{2.17}$$

À travers cette relation, un lien est établi entre la pression de l'air humide, la variation de température et la masse volumique correspondante pour chaque volume local à l'intérieur de la cavité et à chaque instant.

### 2.2.3 Rayonnement

Le calcul bilan radiatif exact est assez compliqué dans le cas d'un milieu semi-transparent. En pratique, le calcul du flux radiatif nécessite la résolution d'une équation supplémentaire appelée Equation du Transfert Radiatif (ETR) donnant le champ de luminance.

Dans ce travail, l'air humide est assimilé à un milieu transparent non participatif, l'absorption de la vapeur d'eau y est négligée. Cette hypothèse reste justifiée compte tenu de la faible épaisseur de la lame d'air et de la faible teneur en vapeur d'eau. La figure (2.1)(a) montre le spectre de transmittance de l'air humide mesuré au LEMTA dans les conditions ambiantes. La densité spectrale de flux transmis comparée à celle émise par un corps noir à la même température est également représentée sur la figure (2.1)(b). La transmittance totale moyenne dans le domaine spectral infrarouge qui est utile pour le rayonnement thermique est de l'ordre de 91 % pour une distance d'environ 80 cm (chemin optique). Pour le problème nous intéressant, l'épaisseur des lames d'air n'est que de quelques centimètres (2 à 4 cm), la transmittance résultante est alors très proche de 1. L'équation du transfert radiatif est donc fortement simplifiée et les échanges radiatifs se résument au rayonnement entre surfaces grises et diffuses en émission et réflexion.

Dans le cas de surfaces grises aux limites de la lame d'air (pas de variation spectrale de l'émissivité), le flux radiatif net quittant une surface locale $k$ est donné par la différence entre la radiosité et l'éclairement [Modest, 2003], [Siegel et Howell, 1992] :

$$q_{r,k} = q_{o,k} - q_{i,k} \tag{2.18}$$

La radiosité est définie comme le flux radiatif quittant la surface locale $k$, elle est la somme du flux émis et réfléchi par cette surface :

$$q_{o,k} = \varepsilon_k \, \sigma_B T_k^4 + (1 - \varepsilon_k) q_{i,k} \tag{2.19}$$

Une équation additionnelle est nécessaire pour évaluer le flux incident sur la surface locale $k$, autrement dit l'éclairement de la surface :

$$q_{i,k} \, A_k = \sum_{j=1}^{N} q_{o,j} \, A_j \, F_{j-k} = A_k \sum_{j=1}^{N} q_{o,j} \, F_{k-j} \tag{2.20}$$

où $N$ est le nombre total de surfaces et $F_{j-k}$ les facteurs de forme.

Après quelques opérations algébriques, le flux net radiatif dans le cas des surfaces à températures connues peut se mettre sous la forme d'un système de $N$ équations à $N$ inconnues $q_{r,j}$ :

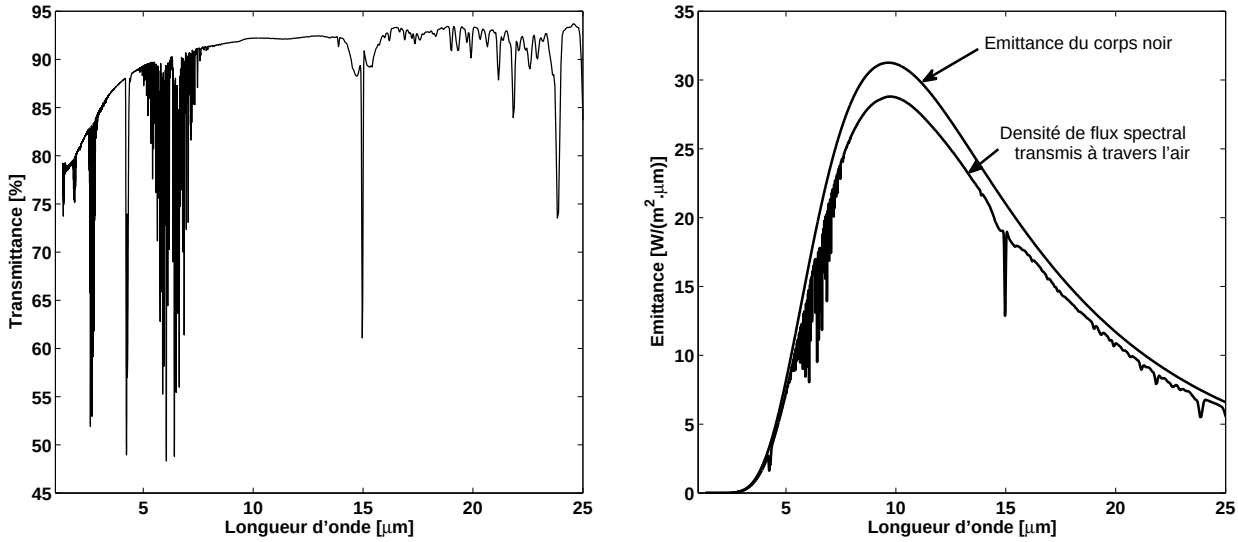
$$\sum_{j=1}^{N} \left( \frac{\delta_{kj}}{\varepsilon_j} - F_{k-j} \frac{1 - \varepsilon_j}{\varepsilon_j} \right) q_{r,j} = \sum_{j=1}^{N} (\delta_{kj} - F_{k-j}) \sigma_B T_j^4 \tag{2.21}$$

avec $\delta_{ij}$ le symbole de Kronecker, $\varepsilon_j$ l'émissivité de la surface $j$ et $\sigma_B$ la constante de Stefan-Boltzmann.

Les facteurs de forme $F_{i-j}$ entre les surfaces $S_i$ et $S_j$ distantes de $d$ sont déterminés par la relation :

$$F_{i-j} = \frac{1}{S_i} \int_{S_i} \int_{S_j} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{\pi d^2} dS_i dS_j \tag{2.22}$$

Le calcul de ces facteurs se fait de façon analytique pour une cavité de forme rectangulaire ou carrée. Les différentes relations donnant ceux-ci sont explicitées dans l'annexe (B).




(a) Spectre de transmission de l'air ambiant dans le domaine infrarouge (FTIR LEMTA) pour un chemin optique d'environ 80 cm

(b) Transmittance pondérée par la loi de Planck à $T = 300\,\mathrm{K}$, comparaison avec la distribution spectrale de l'émittance du corps noir

FIG. 2.1 – Spectre de transmission de l'air ambiant et densité de flux spectral transmis correspondant

## 2.3 Conditions aux limites de la lame d'air

Il est important de préciser certaines conditions aux limites propres à la lame d'air permettant de résoudre les équations couplées. Leurs formulations peuvent changer lorsque les phénomènes de condensation surviennent.

Pour le bilan de quantité de mouvement, au contact des parois solides, la condition classique de non-glissement (2.28a) est appliquée lorsque la pression de vapeur est strictement inférieure à la pression de saturation. Dans le cas contraire, c'est à dire en cas de condensation de surface, la relation (2.28b) est adoptée.

$$\vec{V}_w = \vec{0} \qquad \text{si} \quad p_v(T_w) < p_{sv}(T_w) \tag{2.23a}$$

$$\vec{V}_w \cdot \vec{n_i} = -\frac{D_{vm}}{1-W}\frac{\partial W}{\partial n_i} \qquad \text{si} \quad p_v(T_w) \geq p_{sv}(T_w) \tag{2.23b}$$

où $\vec{n_i}$ représente le vecteur normal à l'interface de la paroi $i$ et $\partial/\partial n_i$ le gradient selon cette direction.

Dans le cas de condensation sur une surface, il n'est pas nécessaire de résoudre les équations de conservation en phase liquide lorsque le débit du film liquide est faible, d'après les investigations de Yan [Yan et Lin, 1990], [Yan, 1992], [Yan, 1993]. L'hypothèse du film liquide d'épaisseur négligeable permettant de s'affranchir de cette complexité a été adoptée par de nombreux auteurs [Lin *et al.*, 1988], [Lee *et al.*, 1997], [Hammou *et al.*, 2004], [Laaroussi et Lauriat, 2008]. L'un des avantages de cette hypothèse réside dans le fait qu'elle permet de traiter le film comme une condition à la limite pour la fraction massique de vapeur d'eau. Cette condition est obtenue en supposant l'équilibre thermodynamique de l'interface entre le mélange gazeux d'air humide et le film liquide. Il en résulte une fraction massique de vapeur interfaciale reliée à la pression partielle de vapeur dans les conditions de saturation :

$$W_s = \frac{M_v p_{vs}}{M_a(p - p_{vs}) + M_v p_{vs}} \tag{2.24}$$

En ce qui concerne le bilan d'énergie, la conservation de l'énergie aux limites est déterminée en considérant la densité de flux de chaleur total $\vec{q_t}$. La densité de flux total est la sommation de plusieurs contributions, la conduction, l'interdiffusion des espèces, le rayonnement et la condensation :

$$\vec{q_t} = \vec{q_{cd}} + \vec{q_d} + \vec{q_r} + \vec{q_l} \tag{2.25}$$

La détermination de la densité de flux radiatif $\vec{q_r}$ a été déjà explicitée dans la section précédente. La densité de flux conductif $\vec{q_{cd}}$ est donnée par la loi de Fourier :

$$q_{cd} = -\lambda_m \frac{\partial T}{\partial n_i} \tag{2.26}$$

Le flux d'interdiffusion $\vec{q_d}$ dépend des enthalpies de chaque composant du mélange en accord avec le gradient de fraction massique de vapeur d'eau. Il s'écrit :

$$q_d = \rho_m (C_{pv} - C_{pa}) T D_{vm} \frac{\partial W}{\partial n_i} \tag{2.27}$$

Concernant la densité de flux de chaleur latent de condensation $\vec{q_l}$, son calcul est lié aux conditions de saturation :

$$q_l = 0 \qquad \text{si} \quad p_v(T_w) < p_{sv}(T_w) \tag{2.28a}$$

$$q_l = -\frac{\rho_m D_{vm} h_{lv}}{1 - W} \frac{\partial W}{\partial n_i} \qquad \text{si} \quad p_v(T_w) \geq p_{sv}(T_w) \tag{2.28b}$$

La quantité de la vapeur d'eau condensée correspondante instantanée est évaluée de la manière suivante [Desrayaud et Lauriat, 2001] :

$$\dot{m} = -\frac{\rho_m D_{vm}}{1 - W_s} \frac{\partial W}{\partial n_i} \tag{2.29}$$

Enfin, en présence des parois perméables (matériaux poreux hygroscopiques) aux limites de la lame d'air, le bilan sur la fraction massique de vapeur d'eau est résolu en considérant la première loi de Fick :

$$q_v = -\rho_m D_{vm} \frac{\partial W}{\partial n_i} \tag{2.30}$$

Cette quantité s'annule ($q_v = 0$), lorsqu'on adopte l'hypothèse des parois imperméables.

Pour le cas particulier de la convection forcée (phénomène décrit dans la section 2.4.2), l'écoulement vertical est caractérisé par un débit d'air de vitesse $V_0$. La pression est donc reliée à la vitesse d'injection $V_0$ par l'équation de Bernoulli. À l'entrée ($y = 0$) de la cavité, nous avons : $u = 0$ , $v = V_0$, $p = p_{atm} + \frac{1}{2}\rho_0 V_0^2$, $T = T_0$ et $W = W_0$. La valeur de $W_0$ est obtenue à partir de la température $T_0$ et de l'humidité relative $RH_0$ supposée connue à priori. À la sortie ($y = H$), l'écoulement étant établi, le gradient de chaque variable de transport est supposé nul ($\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$).

À présent, nous allons décrire les principales causes du mouvement de l'air humide dans une paroi multicouche. Celles-ci peuvent être dues à la variation locale de densité de l'air humide (convection naturelle), soit provoquée par action externe (convection forcée), ou encore une combinaison des deux (convection mixte).

## 2.4 Convection et nombres adimensionnels

### 2.4.1 Convection naturelle

Ce phénomène se produit lorsque les mouvements du fluide sont principalement dus à la variation locale de la masse volumique au sein du fluide, provoquée par un gradient thermique. C'est notamment le cas dans une cavité fermée différentiellement chauffée où l'on observe des boucles convectives (les parois horizontales sont supposées adiabatiques tandis que les parois verticales sont maintenues à des températures différentes et constantes). C'est un indicateur du régime d'un écoulement (laminaire ou turbulent). Il est défini par l'expression suivante :

$$Ra_T = \frac{\rho^2 g \beta_T C_p L_c^3 \Delta T}{\mu \lambda} \tag{2.31}$$

C'est le produit du nombre de Grashof thermique par le nombre de Prandlt :

$$Ra_T = Gr_T \times Pr \tag{2.32}$$

où le nombre de Grashof thermique est donné par :

$$Gr_T = \frac{\rho^2 g \beta_T L_c^3 \Delta T}{\mu^2} \tag{2.33}$$

et le nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\nu}{\alpha} \tag{2.34}$$

Le paramètre $\beta_T$ désigne le coefficient d'expansion thermique du fluide, $L_c$ est la dimension caractéristique du domaine.

Généralement, pour résoudre les équations de Navier-Stokes en présence de convection naturelle, de nombreux auteurs font l'hypothèse selon laquelle toutes les propriétés physiques du fluide sont constantes à l'exception de la masse volumique. Celle-ci varie linéairement en fonction de la température à travers le terme de la gravité de l'équation (2.4) :

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_M(W - W_0)] \tag{2.35}$$

Les autres propriétés sont prises à la température moyenne du fluide $T_0$. Cette hypothèse, appelée approximation de Boussinesq, est uniquement valable pour de faibles gradients thermiques et massiques. Pour de l'air humide qui est un mélange de vapeur d'eau et d'air sec, l'hypothèse du gaz idéal incompressible est admise. La masse volumique du mélange obéit donc à l'équation d'état du gaz parfait. À titre d'exemple, la figure 2.2 montre l'évolution de la masse volumique de l'air sec en fonction de la température. On remarque bien les limites de l'hypothèse de Boussinesq. Néanmoins, dans la gamme de température qui nous intéresse (entre 0 et 40 °C), les résultats du modèle peuvent bien être confrontés à ceux des auteurs utilisant cette approximation. Dans notre étude, toutes les propriétés physiques (et non seulement la masse volumique) dépendent de la température et de l'humidité.

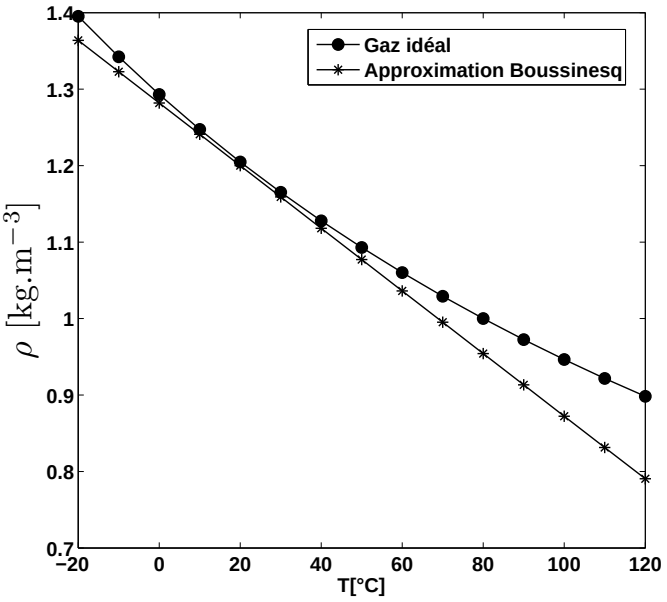



FIG. 2.2 – Évolution de la masse volumique de l'air sec en fonction de la température ($T_0 = 293\,\mathrm{K}$)

### 2.4.2 Convection forcée

La lame d'air, présente côté du bardage extérieur, peut être ventilée par une action mécanique. Nous parlons dans ce cas de convection forcée. L'écoulement d'air résultant

est caractérisé par le nombre de Reynolds défini par :

$$Re = \frac{\rho v L_c}{\mu} \tag{2.36}$$

$L_c$ est toujours la même dimension caractéristique du modèle. Comme le nombre de Rayleigh en convection naturelle, le nombre de Reynolds est un indicateur du régime d'écoulement pour la convection forcée. Dans le cadre de cette étude, il sert uniquement à indiquer le régime d'écoulement, puisque l'on calcule le champ de vitesse.

### 2.4.3 Convection mixte

La convection mixte s'opère en présence de la convection naturelle et de la convection forcée. On introduit également un nombre adimensionnel appelé le nombre de Richardson qui représente le rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle d'une particule fluide et son énergie cinétique. Il est défini de la manière suivante :

$$Ri = \frac{g\beta_T \Delta T L_c}{v^2} = \frac{Gr_T}{Re^2} \tag{2.37}$$

Pour de faibles valeurs du nombre de Richardson ($Ri \rightarrow 0$), l'écoulement s'opère essentiellement en convection forcée, tandis qu'aux fortes valeurs ($Ri \rightarrow \infty$), c'est la convection naturelle qui est dominante.

### 2.4.4 Nombre de Lewis et analogie transfert de chaleur/ masse

En faisant l'analogie avec le transfert de chaleur, on introduit également certaines grandeurs adimensionnelles relatives au transfert de masse. L'équivalent du nombre de Prandtl est le nombre de Lewis $Le$ (2.38), et celui du nombre de Rayleigh thermique est appelé nombre de Rayleigh massique $Ra_M$ (2.39).

$$Le = \frac{\lambda}{\rho C_p D} = \frac{\alpha}{D} \tag{2.38}$$

$$Ra_M = \frac{\rho g \beta_M H^3 \Delta W}{\mu D} \tag{2.39}$$

Pour un mélange binaire air-vapeur d'eau, les valeurs typiques à température ambiante des nombres de Prandlt et Lewis valent respectivement [Rohsenow *et al.*, 1998] $Pr = 0{,}71$ et $Le = 0{,}86$.

À partir des nombres de Rayleigh thermique et massique, on peut introduire également un paramètre de convection $N$ caractérisant la nature du phénomène de transport le plus prépondérant :

$$N = \frac{\beta_M \Delta W}{\beta_T \Delta T} = \frac{Ra_M}{Le Ra_T} \tag{2.40}$$

### 2.4.5 Nombres de Nusselt et Sherwood

Dans les problèmes de transport faisant intervenir plusieurs modes de transfert, il est plus commode d'introduire certaines grandeurs adimensionnelles permettant, d'une part, de quantifier l'importance relative de chaque phénomène physique, et d'autre part de pouvoir réaliser des comparaisons avec différents résultats disponibles dans la littérature. Parmi ces nombres figurent le nombre de Nusselt pour le transfert thermique, et le nombre de Sherwood pour le transfert massique.

Le nombre de Nusselt total représente le rapport entre le transfert thermique par l'ensemble des modes et le transfert par conduction. Le calcul de sa valeur locale le long d'une paroi verticale se fait par l'expression suivante :

$$Nu_t(y) = \frac{q_t(y)}{q_{cd}(y)} \tag{2.41}$$

avec $q_{cd}$ la densité de flux conductif prise comme référence :

$$q_{cd}(y) = \frac{\lambda \, \Delta T}{L_c} \tag{2.42}$$

Ce nombre de Nusselt total regroupe tous les modes de transfert de chaleur :

$$Nu_t(y) = Nu_c + Nu_r + Nu_l \tag{2.43}$$

Dans cette sommation, $Nu_c$ représente le nombre de Nusselt convectif local :

$$Nu_c(y) = \frac{q_c(y)}{q_{cd}(y)} \tag{2.44}$$

De la même façon, le nombre de Nusselt radiatif local est défini comme étant le rapport entre le transfert thermique par rayonnement et le transfert thermique par conduction :

$$Nu_r(y) = \frac{q_r(y)}{q_{cd}(y)} \tag{2.45}$$

Enfin, $Nu_l$ est la contribution relative au changement de phase sur la surface :

$$Nu_l(y) = \frac{q_l(y)}{q_{cd}(y)} = \frac{\dot{m}(y) h_{fg}}{q_{cd}(y)} \tag{2.46}$$

Finalement, le nombre de Sherwood local pour le transfert de masse s'exprime par :

$$Sh(y) = \frac{q_v(y)}{q_{vap}(y)} \tag{2.47}$$

avec $q_v$ la densité de flux de vapeur de référence :

$$q_{vap}(y) = \frac{\rho D \, \Delta W}{L_c} \tag{2.48}$$

Les comparaisons sont généralement faites avec les nombres moyens de Nusselt convectif et radiatif :

$$\overline{Nu_c} = \frac{1}{H}\int_0^H -\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=0} \times \frac{1}{q_{cd}(y)}\, dy \tag{2.49}$$

et

$$\overline{Nu_r} = \frac{1}{H}\int_0^H \frac{q_r(y)}{q_{cd(y)}}\, dy \tag{2.50}$$

Pour le transport de masse, le nombre moyen de Sherwood intervient :

$$\overline{Sh} = \frac{1}{H}\int_0^H \frac{q_v(y)}{q_{vap}(y)}\, dy \tag{2.51}$$

### 2.4.6 Fonction de courant

On peut également introduire la notion de "fonction de courant" définie à partir du champ de vitesse. Elle est souvent intéressante pour la visualisation de la structure de l'écoulement. Nous donnons brièvement les expressions la liant aux composantes horizontale et verticale de la vitesse permettant son calcul :

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad \text{et} \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{2.52}$$

Comme nous l'avons évoqué, les mécanismes responsables de la mise en mouvement de la lame d'air sont de différentes natures. Ils impliquent notamment les propriétés physiques du fluide et la géométrie de la lame d'air. En outre, les conditions aux limites du domaine sont aussi déterminantes. Une description mathématique de ces conditions aux limites permettant de résoudre les équations présentées dans la section 2.2, a été largement détaillée dans la section 2.3.

## 2.5 Résolution numérique des équations

### 2.5.1 Discrétisation des équations

Les équations de transport décrites dans la section 2.2 sont dérivées de l'équation générale de transport (1.1). Les différents termes de cette équation sont discrétisés de la manière suivante :

- La variation temporelle est discrétisée selon un schéma totalement implicite
- Le terme source est supposé constant à l'intérieur de chaque volume de contrôle
- Le terme diffusif est modélisé selon un schéma de différences centrées
- Le terme convectif est discrétisé selon un schéma QUICK de second ordre mis en place par Nacer Berour dans le cadre de sa thèse [Berour, 2005]. C'est un schéma performant, précis et adapté pour beaucoup d'écoulements.

### 2.5.2 Couplage pression-vitesse

Les difficultés liées à la résolution des équations de Navier-Stokes sont entre autres, la non-linéarité due au couplage existant entre les différentes quantités physiques, et surtout le rôle de la pression dans le mouvement du fluide. En effet, lorsque l'on considère les formes discrétisées des équations de Navier-Stokes servant à évaluer les composantes horizontale $u$ et verticale $v$ de la vitesse, celles-ci font apparaître le champ de pression $p$ qui est à priori inconnu. Or, dans le cas d'un écoulement incompressible, il n'y a aucune équation particulière permettant d'obtenir ce champ de pression. Contrairement à un écoulement compressible où l'équation de continuité représente une équation de transport pour la masse volumique $\rho$, et où une équation supplémentaire, qui est l'équation d'état, permet de relier la pression à la masse volumique à travers une relation thermodynamique. Pour un écoulement incompressible, l'idée astucieuse est de transformer l'équation de continuité (2.1) qui impose une contrainte sur le champ de vitesse, en une équation de pression. Le système d'équations résultant est dénommé couplage "pression-vitesse". Un processus itératif permet alors de réviser la pression et la vitesse durant la résolution numérique. Les algorithmes développés pour la résolution des équations de Navier-Stokes, à l'aide de la méthode des volumes finis, diffèrent selon la manière de transformer l'équation de continuité en équation de pression. De plus, les étapes itératives mises en jeu pour atteindre la solution recherchée du champ de vitesse peuvent également varier. Les principales techniques numériques développées pour réaliser ce couplage sont rappelées ci-dessous :

Les premiers travaux dus à Patankar et Spalding [Patankar et Spalding, 1972] ont conduit à l'élaboration de l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations). L'algorithme SIMPLE a un taux de convergence plutôt lent, étant donné le facteur de sous-relaxation qui est souvent employé pour éviter la divergence des calculs.

L'algorithme SIMPLER (SIMPLE Revised) de Patankar [Patankar, 1980] est une version améliorée de SIMPLE. Le champ de pression est directement obtenu sans aucune correction. Ainsi, l'équation de correction de la pression n'est utilisée que pour les vitesses [Versteeg et Malalasekera, 2007].

Une autre forme améliorée de la méthode SIMPLE a été proposée par Van Doormal et Raithby [Van Doormal et Raithby, 1984]. Il s'agit de l'algorithme SIMPLEC (SIMPLE Consistent). Ce dernier adopte le même formalisme que la méthode SIMPLE. La différence entre les deux approches réside dans la prise en compte des effets dus aux cellules voisines. Un facteur correctif est introduit pour modifier les vitesses calculées.

Toujours dans le même esprit, l'algorithme PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) de Issa [Issa, 1986] peut être considéré comme la prolongation de SIMPLE avec une précision accrue. Cette méthode est issue d'un procédé de calcul des pressions et de la vitesse, développé à l'origine pour la simulation non iterative des écoulements compressibles instationnaires. Il a été adapté avec succès à la résolution itérative des problèmes stationnaires. Cet algorithme implique deux étapes de correction.

Anjorin et Barton [Anjorin et Barton, 2001] ont proposé une amélioration de la méthode SIMPLE afin d'augmenter la vitesse de convergence. Ce nouvel algorithme est connu sous le nom d'algorithme de SIMPLEV (SIMPLE Vincent). L'algorithme SIMPLEV emploie la même méthodologie que l'algorithme SIMPLE. Toutefois, le processus de sous-relaxation n'est plus pris en compte dans l'équation de correction de la pression.

L'algorithme SIMPLE est relativement simple à mettre en œuvre. Il est implémenté dans de nombreux codes de calcul de mécanique des fluides. Avec cette méthode, les corrections apportées aux vitesses sont satisfaisantes mais pas celles concernant la pression. Des résultats comparables sont obtenus en utilisant l'algorithme SIMPLEV. Comparativement, l'approche SIMPLER est plus performante, notamment en ce qui concerne le calcul du champ de pression. Cette technique est rigoureuse, il n'y a pas d'hypothèses simplificatrices lors de la détermination de l'équation de pression. Il en résulte une méthode numériquement plus lourde (on observe un accroissement de 30% de la mémoire nécessaire au calcul). Cependant, en terme de vitesse de convergence des calculs, l'algorithme SIMPLER est de 30 à 50% plus efficace que le SIMPLE selon Anderson [Anderson *et al.*, 1984] et Jang [Jang *et al.*, 1986].

Les méthodes SIMPLEC et PISO se sont avérées aussi efficaces que la technique SIMPLER pour différents types d'écoulements. En revanche, il n'est pas évident que l'on puisse catégoriquement établir qu'elles soient meilleures. Les comparaisons ont prouvé que les performances propres à chaque algorithme dépendent des conditions d'écoulement et du dégré de couplage entre l'équation de quantité de mouvement et les équations scalaires. L'étude comparative de ces algorithmes est proposée par Jang [Jang *et al.*, 1986] pour des problèmes où les équations de conservation de quantité de mouvement ne sont pas couplées aux équations scalaires. L'algorithme PISO est robuste et la convergence des calculs nécessite moins de ressources informatiques que les approches SIMPLER et SIMPLEC. Toutefois, pour les problèmes de type convection naturelle, l'algorithme PISO est équivalent aux autres méthodes. Les techniques itératives utilisant les algorithmes SIMPLER et SIMPLEC ne présentent aucune difficulté de convergence pour les problèmes fortement couplés, sans que l'on puisse discriminer une méthode vis-à-vis de l'autre.

Pour conclure, nous utilisons l'algorithme SIMPLER et SIMPLE pour le couplage pression-vitesse selon le type de problème étudié.

### 2.5.3 Bilan radiatif

Concernant la cavité remplie d'air humide supposé transparent avec des surfaces en réflexion et émission diffuse, il est possible d'écrire le flux radiatif en fonction de l'émission des parois à la température $T_w$ sous forme matricielle [Modest, 2003] :

$$\overline{\overline{B}} E_b(T_w) = \overline{\overline{C}} q_r \tag{2.53}$$

avec $E_b(T_w)$ l'émission du corps noir ($E_b(T_w) = \sigma_B T_w^4$), $\overline{\overline{B}}$ et $\overline{\overline{C}}$ sont des matrices avec des éléments donnés par :

$$\begin{aligned} B_{ij} &= \delta_{ij} - F_{i-j} \\ C_{ij} &= \frac{\delta_{ij}}{\varepsilon_j} - \frac{(1-\varepsilon_j)F_{i-j}}{\varepsilon_j} \end{aligned} \tag{2.54}$$

Cette équation nécessite le calcul des facteurs de forme $F_{i-j}$ pour évaluer les échanges d'énergie par rayonnement entre deux surfaces. Chaque élément de surface a une température donnée $T_{w_i}$. Les facteurs de forme sont calculés une seule fois selon la discrétisation spatiale. Lorsque la température de chaque surface élémentaire est connue, le flux radiatif $\vec{q}_r$ pour chaque surface est obtenu par inversion matricielle.

### 2.5.4 Critères de convergence

La convergence vers la solution numérique du problème nécessite un processus itératif. La solution finale doit satisfaire les équations de bilan discrétisées à l'intérieur du domaine en tenant compte des conditions spécifiques aux limites du domaine. Lorsque la séquence itérative est convergente, la différence entre la solution finale des équations couplées discrétisées après $k$ itérations se réduit au fur et à mesure que le nombre d'itérations augmente. La discrétisation de l'équation générale de transport pour une variable $\phi$ dans la cellule $i$ s'écrit sous la forme :

$$(a_p\phi_p)_i = \left(\sum_{nb} a_{nb}\phi_{nb}\right)_i + b_i \tag{2.55}$$

où l'indice $i$ indique le volume de contrôle.

La solution finale doit satisfaire exactement l'équation (2.55) pour toutes les cellules du maillage. Après $k$ itérations, il y a une différence entre les membres de gauche et de droite. La valeur absolue de cette différence pour la cellule $i$ est appelée résidu local $R_i^\phi$ :

$$(R_i^\phi)^{(k)} = \left| \left(\sum_{nb} a_{nb}\phi_{nb}\right)_i^{(k)} + b_i^{(k)} - (a_p\phi_p)_i^{(k)} \right| \tag{2.56}$$

où l'indice $(k)$ indique le nombre d'itérations actuel.

Pour obtenir une indication sur l'évolution de la convergence du problème entier, un résidu global $\widehat{R}^\phi$ est défini, c'est la somme des résidus locaux sur tous les volumes de contrôle du domaine. Après $k$ itérations, nous avons :

$$(\widehat{R}^\phi)^{(k)} = \sum_{i=1}^{M} (R_i^\phi)^{(k)} = \sum_{i=1}^{M} \left| \left(\sum_{nb} a_{nb}\phi_{nb}\right)_i^{(k)} + b_i^{(k)} - (a_p\phi_p)_i^{(k)} \right| \tag{2.57}$$

Cette définition en valeur absolue du résidu global prévient l'annulation entre les contributions de termes positif et négatif de même ordre de grandeur, ce qui provoquerait un résidu global nul bien que certains ou voire tous les résidus locaux soient non nuls.

Compte tenu de la différence en terme d'ordre de grandeur qui peut exister entre les variables $\phi$ recherchées ($T$, $W$, $u$, $v$), l'évolution du résidu global de chaque variable $\phi$ est différente. Il est donc nécessaire de spécifier des conditions d'arrêt différentes pour chaque variable considérée. Pour éviter toute ambiguité dans le choix du critère d'arrêt, le résidu global est normé :

$$(\widehat{R}_N^{\phi})^{(k)} = \frac{(\widehat{R}^{\phi})^{(k)}}{\widehat{F}_{R^{\phi}}} \tag{2.58}$$

où $\widehat{F}_{R^{\phi}}$ est le facteur de normalisation. Le facteur de normalisation est une grandeur de référence du résidu associée à la variable $\phi$. Les méthodes les plus courantes de normalisation peuvent être trouvées dans le livre [Versteeg et Malalasekera, 2007]. Nous utilisons celle où le facteur de normalisation est calculé de la manière suivante :

$$\widehat{F}_{R^{\phi}} = \sum_{i=1}^{M} \left| (a_p \phi_p)_i^{(k)} \right| \tag{2.59}$$

Pour l'équation de pression ou de continuité qui impose une contrainte sur le champ de vitesse, le résidu global n'est pas normé ($\widehat{F}_{R^{\phi}} = 1$). Cette équation doit tendre vers zéro à la convergence quelque soit l'ordre de grandeur des vitesses.

Le critère d'arrêt des itérations sur les champs scalaires (énergie et masse) et les champs vectoriels (continuité et quantités de mouvement) est de la forme :

$$(\widehat{R}_N^{\phi})^{(k)} \leq \varepsilon_{\phi} \tag{2.60}$$

avec $\varepsilon_{\phi}$ un réel strictement positif très petit ($10^{-6}$ pour la température et l'humidité, et $10^{-3}$ pour les composantes horizontale et verticale de la vitesse ainsi que pour l'équation de pression).

Un autre critère plus simple basé sur la calcul du maximum d'écart relatif de la variable $\phi$ en balayant toutes les cellules du domaine est souvent utilisé :

$$\max \left| \frac{\phi_{ij}^{n+1} - \phi_{ij}^{n}}{\phi_{ij}^{n+1}} \right| \leq \varepsilon_{\phi} \tag{2.61}$$

où $n$ représente le numéro de l'itération en un instant $t$ donné.

## 2.6 Benchmark et comparaisons

Dans la littérature, on ne trouve pas de Benchmark permettant de valider complètement notre modèle, c'est à dire qui prennent en compte les mécanismes de convection

naturelle, de conduction et de transport de masse couplés. En ce qui concerne la convection naturelle, De Vahl Davis [De Vahl Davis, 1983] fut l'un des premiers auteurs à aborder ce problème en l'absence de rayonnement et de tout autre mécanisme d'échange d'énergie. Dans son article, il fournit les solutions de référence pour différents nombres de Rayleigh s'échelonnant du régime laminaire vers le régime turbulent. La plupart des codes de calcul s'intéressant aux problèmes de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée ont été validés en se référant à ses résultats.

Akiyama et Chong [Akiyama et Chong, 1997] ont traité le même problème en analysant l'influence du rayonnement issu des surfaces sur l'écoulement et le champ de température. Les flux radiatifs ont été obtenus par une méthode approximative. Dans cette étude, le calcul des facteurs de forme a été mené avec une discrétisation grossière (seules les parois horizontales de la cavité ont été subdivisées en plusieurs faces émettrices et réceptrices, contrairement aux parois verticales). Cette hypothèse reste justifiée dans la mesure où le rapport de taille $H/l$ reste faible ou encore pour de faibles gradients thermiques. Dans le cas d'une cavité carrée l'erreur qui résulte de ce type de discrétisation peut être importante. Wang [Wang *et al.*, 2006] a calculé différemment ces flux radiatifs et a effectué une comparaison qualitative de ces résultats avec ceux d'Akiyama et de Chong. Cette dernière étude a permis un enrichissement de la base de données des solutions sur ce type de problème.

Toutes ces études ont été menées sur de l'air sec en cavité, ce qui diffère de l'air humide où il faut prendre en considération la teneur en vapeur d'eau. Pour un mélange binaire comme de l'air humide, aucune solution de référence conventionnelle n'a été trouvée pour permettre la comparaison du modèle de transport de masse. Les résultats auxquels nous nous sommes intéressés sont ceux de Desrayaud et Lauriat [Desrayaud et Lauriat, 2001] et de Bennacer [Bennacer, 1993]. Ces auteurs traitent le couplage entre la convection naturelle, sans le rayonnement, avec le transport de masse d'une espèce chimique arbitrairement choisie via le nombre de Lewis dans un mélange d'eau ($Pr = 7$ à 20 °C).

Nous nous sommes referés à ces divers résultats pour valider le code numérique developpé sur la lame d'air.

À partir de l'état de l'art évoqué précédemment, nous avons réalisé plusieurs calculs de validation sur une cavité carrée fermée différentiellement chauffée (figure 2.3). Nous imposons un gradient thermique constant de 10 °C sur les limites verticales. Les parois horizontales sont supposées adiabatiques. Les quatre parois ont la même émissivité. Les principaux paramètres de simulation sont le nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) et l'émissivité des parois ($0 \leq \varepsilon \leq 1$). La variation du nombre de Rayleigh s'effectue en modifiant une dimension caractéristique de la cavité (ici son côté, noté $H$). Bien évidemment, en présence du transport de masse généré par un gradient massique $\Delta W$, s'ajoutent à ces paramètres thermiques, les paramètres massiques que sont le nombre de Lewis $Le$ et le paramère de convection $N$ évoqué précédemment.

Dans un premier temps, nous allons étudier le cas de la convection naturelle sans rayonnement, ni transport de masse. L'évolution du nombre de Nusselt convectif est re-

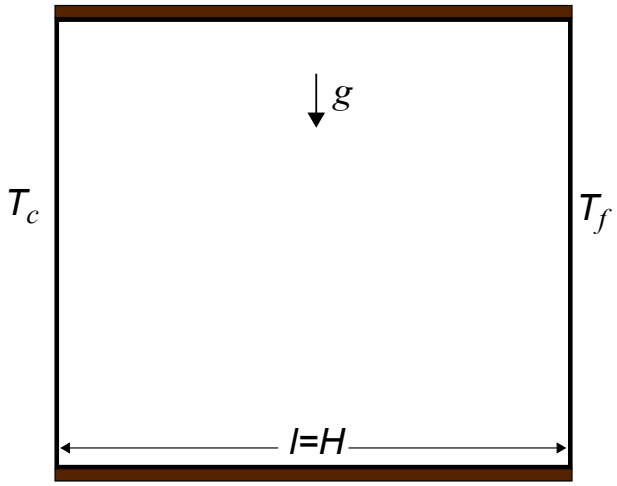



FIG. 2.3 – Cavité carrée différentiellement chauffée ($\Delta T = T_c - T_f = 10\,°\text{C}$), à faces supérieures et inférieures adiabatiques.

présentée en fonction du nombre de Rayleigh, et les lignes de courant sont visualisées pour différentes valeurs de ce nombre. Ensuite, le transport de masse est pris en compte pour compléter ce cas classique de la convection. Après, nous traiterons également le cas du couplage entre la convection naturelle et le rayonnement de surfaces. L'influence de l'émissivité des parois sur l'écoulement y est discutée. Enfin, nous étudions la convection naturelle en présence de la condensation surfacique.

### 2.6.1 Convection naturelle sans rayonnement

Nous nous intéressons en premier lieu au cas ne faisant pas intervenir le transport de masse dans le fluide. Qui plus est, en l'abscence des effets de thermomigration (Soret et Duffour) ou encore des phénomènes de changement de phase, qui ne sont pas modélisés par les équations telles que nous les avons définies (2.1 à 2.8), seules les propriétés thermophysiques du fluide peuvent être affectées selon le modèle de lois de mélange choisi pour les évaluer.

#### Validation sans transport de masse

La figure (2.4) montre l'évolution du nombre de Nusselt convectif moyen le long de la paroi chaude en fonction du nombre de Rayleigh. La sensibilité au maillage est également analysée. L'écart relatif maximal observé entre la solution du code et celle de référence [De Vahl Davis, 1983] est inférieur à 1% pour Ra $< 10^6$. Nous rappelons que les deux modèles ne prennent pas en compte les phénomènes de turbulence. Par conséquent, aux fortes valeurs de Rayleigh ils ne permettent plus de décrire précisement les phénomènes physiques mis en jeu. Ceci explique le petit écart entre les deux résultats au voisinage de $Ra \approx 10^6$. Cette valeur ($Ra = 10^6$) caractérise la transition entre le régime laminaire et turbulent. L'augmentation du nombre de Nusselt convectif en fonction

du nombre de Rayleigh est dû à la minimisation des échanges conductifs au sein de la cavité comparés à ceux de nature convective sur les parois verticales. Ces derniers sont accrus par l'augmentation de la taille de la cavité. C'est un phénomène qui est bien connu pour ce type de problème, qui atteste sur un cas simple de la validité du modèle numérique.

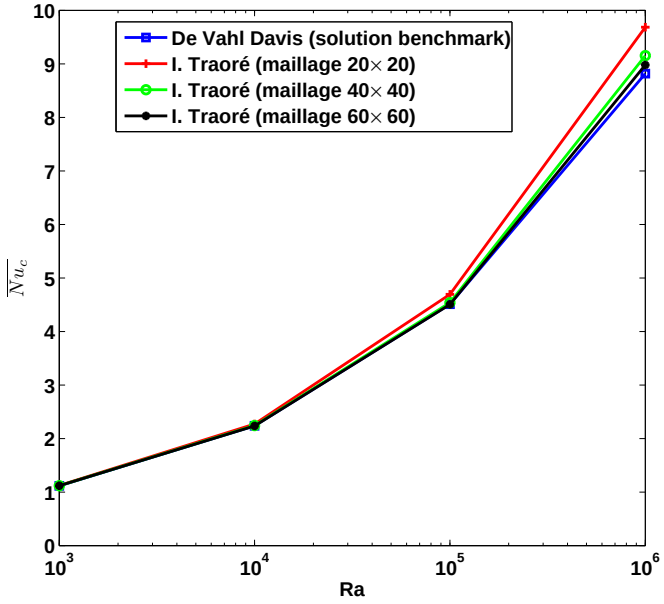
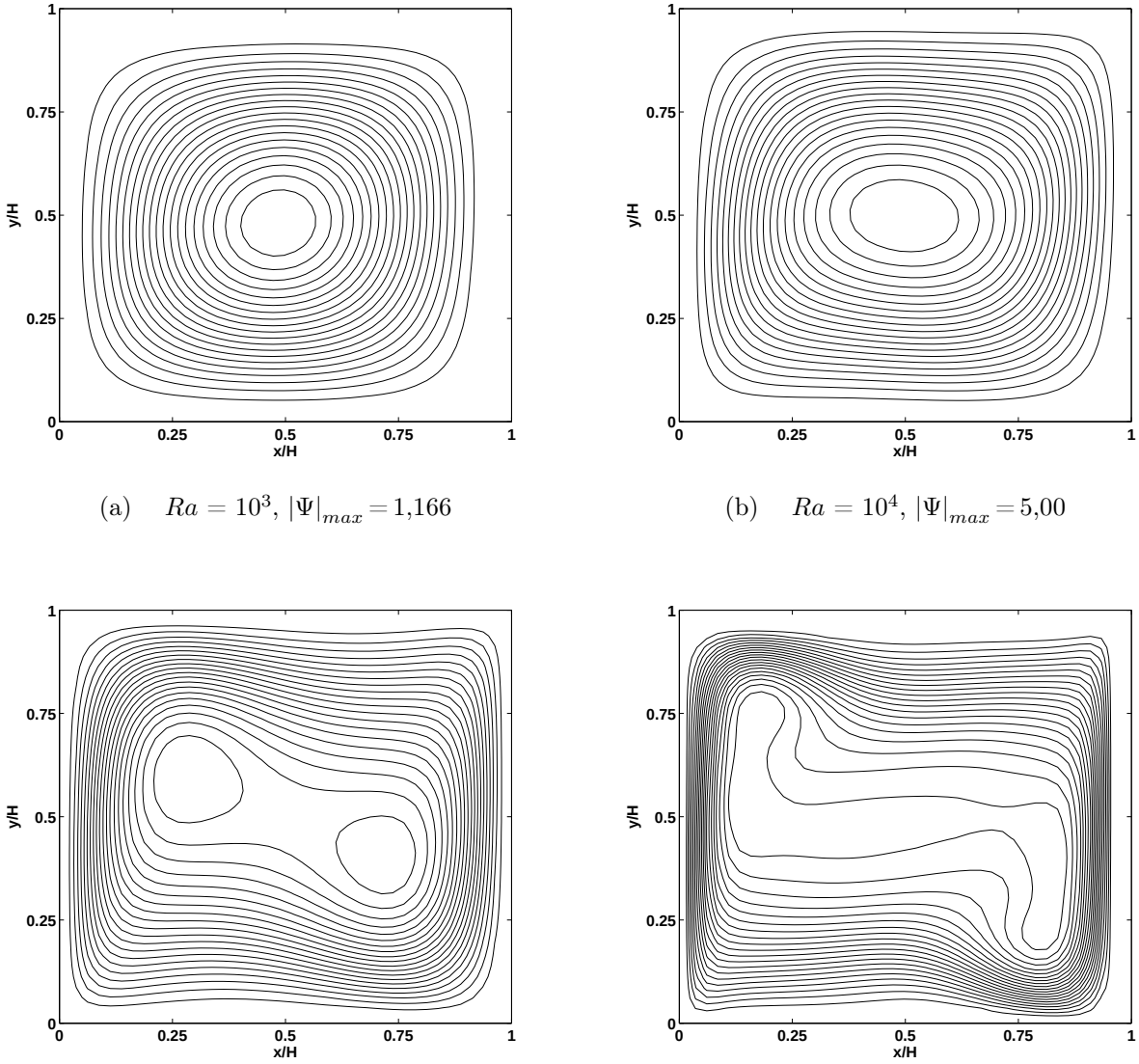



FIG. 2.4 – Évolution du nombre de Nusselt convectif moyen sur la paroi chaude en fonction du nombre de Rayleigh

Les lignes de courant et les isothermes pour différents nombres de Rayleigh sont respectivement représentées sur les figures 2.5 et 2.6. Elles montrent le comportement classique d'un écoulement en cavité fermée carrée différentiellement chauffée. L'écoulement est régulier aux faibles nombres de Rayleigh et s'effectue selon une seule boucle de circulation ($Ra = 10^3$ et $Ra = 10^4$). Pour $Ra = 10^3$, le nombre de Nusselt convectif étant voisin de l'unité, la convection et la conduction sont du même ordre de grandeur. Au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh augmente, des boucles secondaires s'établissent, conduisant à des irrégularités partielles ($Ra = 10^6$). Dans ce cas, le phénomène de convection devient plus prépondérant que la conduction. Ici encore, d'un point de vue qualitatif et quantitatif, nos résultats sont en accord avec la théorie [De Vahl Davis, 1983]. L'écart maximal rencontré sur les valeurs maximales de fonction de courant adimensionnée $\Psi$ est de l'ordre de 1 %.

### Validation avec transport de masse

La seconde validation entreprise implique le couplage des équations de Navier-Stokes avec le transport de matière. Les grandeurs comparées sont les nombres moyens de Nusselt et Sherwood sur les parois verticales. Ces comparaisons sont faites avec les résultats




(a) $Ra = 10^3$, $|\Psi|_{max} = 1{,}166$

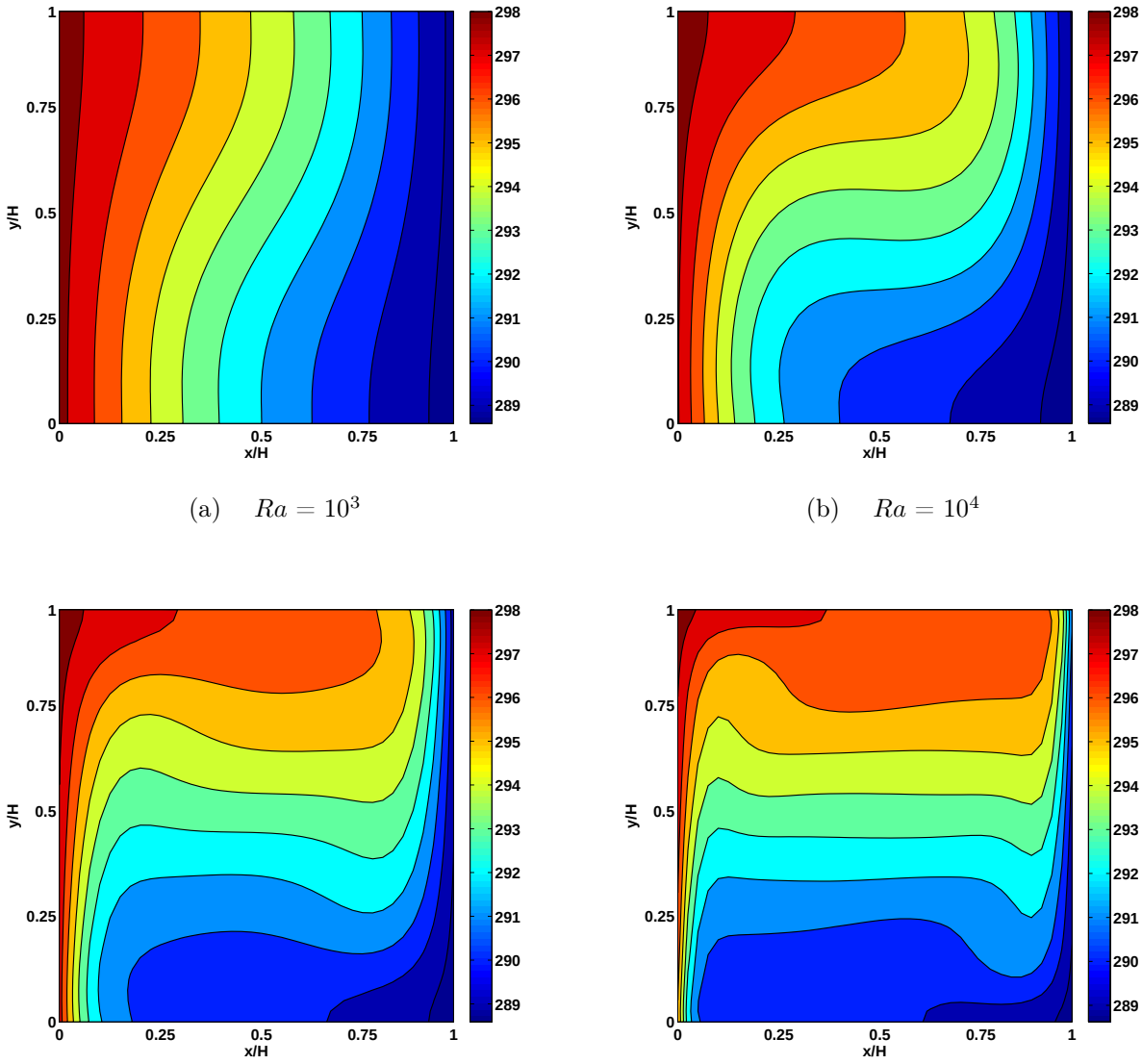
(b) $Ra = 10^4$, $|\Psi|_{max} = 5{,}00$

(c) $Ra = 10^5$, $|\Psi|_{max} = 9{,}488$

(d) $Ra = 10^6$, $|\Psi|_{max} = 16{,}521$

FIG. 2.5 – Lignes de courant de l'écoulement en cavité fermée différentiellement chauffée, pour différents nombres de Rayleigh

obtenus par [Desrayaud et Lauriat, 2001] et [Bennacer, 1993], pour différentes valeurs du paramètre de convection $N$ et du nombre de Lewis, avec $Ra = 7 \times 10^3$ et $Pr = 7$. Le fluide étudié n'est pas de l'air humide, mais de l'eau qui présente un gradient de concentration d'une espèce arbitraire imposé sur les limites de la cavité. Dans le cas présent, nous avons utilisé les mêmes conditions de simulation que ces auteurs, à savoir l'approximation de Boussinesq spécifiée par la relation (2.35). Les éléments de comparaison sont résumées dans le tableau 2.1. On peut noter que lorsque $Le = 1$, pour un paramètre de convection $N$ donné, les nombres de Nusselt et de Sherwood moyens sont logiquement identiques,




(a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$

(c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$

FIG. 2.6 – Isothermes de l'écoulement en cavité fermée différentiellement chauffée, pour différents nombres de Rayleigh

puisque $D = \alpha$ (égalité des coefficients de diffusion thermique et massique). L'écart relatif maximal observé sur le nombre de Nusselt moyen est de l'ordre 1,5 %, tandis que sur le nombre de Sherwood moyen il est de l'ordre de 5 %. Globalement, on constate que les résultats fournis par le code sont satisfaisants vis-à-vis des solutions trouvées dans ces deux études.

Dans le cas présent, l'utilisation des nombres adimensionnels permet de s'affranchir complètement de la nature du fluide (air humide, eau). Compte tenu du nombre de Rayleigh utilisé (écoulement laminaire), cette étude de validation visait essentiellement à

| $N$ | $Le$ | I. Traoré | | G. Desrayaud | | R. Bennacer | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $\overline{Nu}$ | $\overline{Sh}$ | $\overline{Nu}$ | $\overline{Sh}$ | $\overline{Nu}$ | $\overline{Sh}$ |
| 0,1 | 1 | 2,09 | 2,09 | 2,08 | 2,08 | 2,06 | 2,06 |
| 0,1 | 10 | 2,04 | 5,29 | 2,03 | 5,25 | 2,03 | 5,03 |
| 0,5 | 1 | 2,32 | 2,32 | 2,31 | 2,31 | 2,29 | 2,29 |
| 0,5 | 10 | 2,08 | 5,59 | 2,07 | 5,53 | 2,07 | 5,35 |
| 1 | 1 | 2,56 | 2,56 | 2,54 | 2,54 | 2,52 | 2,52 |
| 1 | 10 | 2,12 | 5,92 | 2,10 | 5,84 | 2,11 | 5,82 |
| 10 | 1 | 4,43 | 4,43 | 4,38 | 4,38 | 4,36 | 4,36 |
| 10 | 10 | 1,89 | 9,19 | 1,86 | 8,84 | 1,88 | 8,66 |

TAB. 2.1 – Convection naturelle avec transport de masse. $Ra = 7 \times 10^3$, $Pr = 7$

caractériser le transport de matière par diffusion et convection dans un fluide.

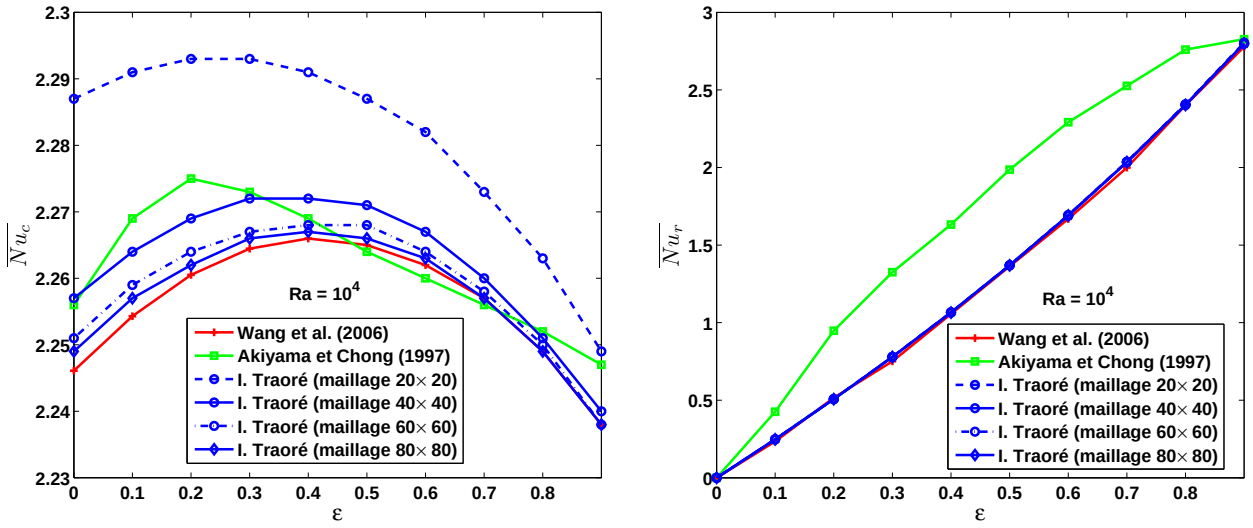
### 2.6.2 Convection naturelle avec rayonnement

La troisième étude de validation porte sur l'évolution du modèle numérique pour un problème impliquant un couplage entre la convection naturelle et le rayonnement. Les deux grandeurs pertinentes pour cette évaluation sont les nombres de Nusselt convectif $Nu_c$ et radiatif $Nu_r$.

Les différents nombres de Nusselt moyens (convectif et radiatif) sont représentés en fonction de l'émissivité pour un nombre de Rayleigh fixé à $Ra = 10^4$ (figure 2.7). On note que les résultats de notre code sont plus proches de ceux de [Wang *et al.*, 2006] que de ceux de [Akiyama et Chong, 1997], et ceci pour un maillage plus fin. Comme nous l'avons évoqué précédemment, ces auteurs utilisent une méthode approximative pour l'évaluation des facteurs de forme. Ce choix se traduit par une différence marquée sur le nombre de Nusselt radiatif $Nu_r$. En revanche, l'ensemble des résultats obtenus pour le Nusselt convectif est du même ordre de grandeur, l'amplitude de variation de ce dernier étant toutefois assez faible. Il faut également noter que pour les résultats du code développé, l'influence du maillage sur le nombre de Nusselt moyen représente un écart relatif de 1,66 % lorsqu'on passe de $N = 80 \times 80$ à $N = 20 \times 20$. Cet écart vaut 0,35 % entre celui de $80 \times 80$ et $40 \times 40$. Il est finalement réduit à 0,09 % entre les résultats de $N = 80 \times 80$ et ceux de $60 \times 60$. Par ailleurs, le maillage n'a aucune influence sur la solution radiative. Enfin, tous les résultats de comparaison avec ceux de [Wang *et al.*, 2006] sont résumés dans le tableau 2.2.

### 2.6.3 Convection naturelle avec condensation surfacique

La condensation de surface est le phénomène par lequel la vapeur d'eau se liquéfie sur les surfaces apparentes. Lorsque l'air est en contact avec une surface froide dont la température est égale ou inférieure à la température de rosée, il apparaît de la condensation de surface. Un taux trop élevé d'humidité est souvent la cause de l'apparition de




(a) Nombre de Nusselt moyen convectif

(b) Nombre de Nusselt moyen radiatif

FIG. 2.7 – Évolution des nombres de Nusselt convectif et radiatif en fonction de l'émissivité dans une cavité fermée différentiellement chauffée avec prise en compte du rayonnement.

ce phénomène. Ce taux élevé est principalement dû à une évacuation insuffisante de la vapeur d'eau produite dans l'habitation ou pénétrant dans celle-ci. Cette insuffisance peut être due à un problème de renouvellement d'air sec. Toutefois, même en cas de ventilation normale, parfois une production ou pénétration excessive de vapeur d'eau dans l'habitation entraîne un taux d'humidité élevé. Un outil de simulation permettant d'intégrer ces phénomènes complexes à un outil de dimensionnement de l'efficacité énergétique d'un bâtiment devient dès lors tout à fait pertinent.

Cette nouvelle validation a été considérée dans le but d'analyser, en régime transitoire, le couplage entre la convection naturelle et les phénomènes de changement de phase. La validation numérique s'appuie sur une étude récente menée par Laaroussi et al. [Laaroussi

| *Ra* | $\varepsilon$ | I. Traoré | | [Wang *et al.*, 2006] | | Erreur [%] | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $\overline{Nu_c}$ | $\overline{Nu_r}$ | $\overline{Nu_c}$ | $\overline{Nu_r}$ | $\overline{Nu_c}$ | $\overline{Nu_r}$ |
| $10^4$ | 0,2 | 2,269 | 0,507 | 2,260 | 0,507 | 0,40 | 0,32 |
| $10^4$ | 0,8 | 2,251 | 2,404 | 2,249 | 2,401 | 0,09 | 0,11 |
| $10^5$ | 0,2 | 4,423 | 1,092 | 4,394 | 1,090 | 0,66 | 0,56 |
| $10^5$ | 0,8 | 4,196 | 5,204 | 4,189 | 5,196 | 0,17 | 0,16 |

TAB. 2.2 – Validation du couplage entre la convection naturelle et le rayonnement dans une cavité carrée

et Lauriat, 2008]. Une cavité fermée (0,2 m×0,2 m) est remplie d'un mélange d'air sec et de vapeur d'eau avec des conditions initiales de température et d'humidité uniformes ($T_0 = 293\,\mathrm{K}$ et $RH_0 = 80\,\%$). À $t > 0$, les parois verticales sont brusquement soumises à une température froide constante $T_w = 280\,\mathrm{K}$, les parois horizontales sont supposées adiabatiques et imperméables à la vapeur d'eau. Dans ces conditions psychrométriques, à l'équilibre thermique ($T_\infty = T_w = 280\,\mathrm{K}$), l'air humide contenu dans la cavité doit être saturé en vapeur d'eau ($RH_\infty = 100\,\%$). Les valeurs des grandeurs thermodynamiques aux états initial et final sont résumées dans le tableau 2.3. La figure (2.8) montre l'évolution de la masse condensée cumulée en fonction du temps. On observe un très bon accord entre les deux études de l'état initial jusqu'à l'état stationnaire.

Par ailleurs, les évolutions temporelles de la masse condensée sur chaque paroi de la cavité montrent que la condensation intervient majoritairement sur les parois froides verticales (figure 2.9). La symétrie du problème est mise en évidence à travers les résultats en $x = 0$ et $x = \mathrm{l}$. La zone supérieure restant plus chaude, la vapeur d'eau ne se condense pas sur la paroi supérieure. Toutefois, une très faible quantité de vapeur se condense sur la paroi horizontale inférieure ($y = 0$).

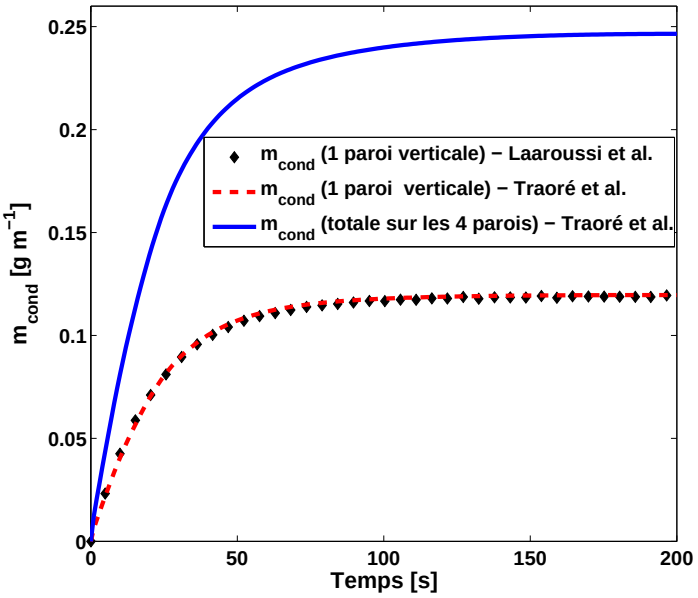
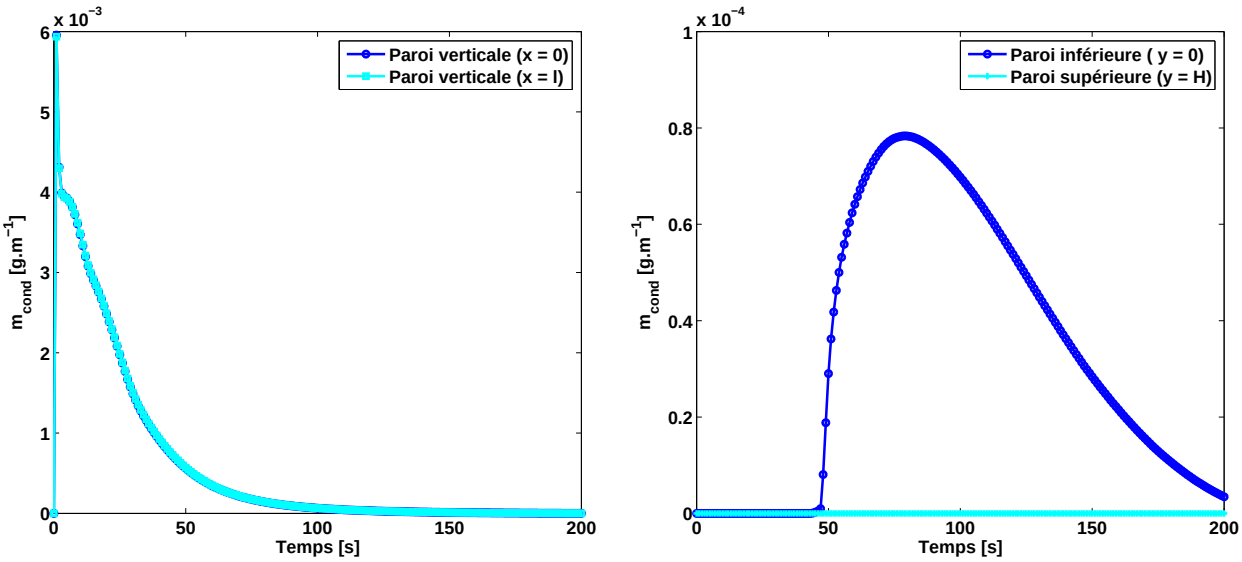



FIG. 2.8 – Résultats de validation numérique de la condensation surfacique. Comparaison des résultats avec ceux de Laaroussi et al. [Laaroussi et Lauriat, 2008]

Ce processus de condensation se traduit par une diminution de la densité de l'air humide au sein de la cavité. Pour rendre compte de ce phénomène, nous représentons l'évolution de la masse volumique moyenne au cours du temps sur la figure (2.10). À l'inverse de la masse totale condensée cumulée sur les quatre parois, la masse volumique moyenne de l'air humide décroît progressivement avec le temps. En régime stationnaire,




(a) Parois verticales (b) Parois horizontales

FIG. 2.9 – Évolution temporelle de la masse condensée sur chaque paroi de la cavité

| $t = 0$ s | $t = \infty$ [Laaroussi et Lauriat, 2008] | $t = \infty$ [I.Traoré] |
|---|---|---|
| $T_0 = 293\,\mathrm{K}$ | $T_\infty = 280\,\mathrm{K}$ | $T_\infty = 280\,\mathrm{K}$ |
| $RH_0 = 80\,\%$ | $RH_\infty = 100\,\%$ | $RH_\infty = 100\,\%$ |
| $W = 0{,}0115$ | $W = 0{,}0063$ | $W = 0{,}0063$ |
| $\rho_m = 1{,}1964$ kg m$^{-3}$ | $\rho_m = 1{,}1901$ kg m$^{-3}$ | $\rho_m = 1{,}1903$ kg m$^{-3}$ |
| $p = 101325$ Pa | $p = 96029$ Pa | $p = 96028{,}77$ Pa |
| $p_v = 1861$ Pa | $p_v = 990$ Pa | $p_v = 972{,}49$ Pa |
| $m_v = 0{,}55$ g m$^{-1}$ | $m_v = 0{,}3$ g m$^{-1}$ | $m_v = 0{,}303$ g m$^{-1}$ |
| $m_{\mathrm{cond}} = 0$ g m$^{-1}$ | $m_{\mathrm{cond}} = 0{,}25$ g m$^{-1}$ | $m_{\mathrm{cond}} = 0{,}246$ g m$^{-1}$ |

TAB. 2.3 – Grandeurs thermodynamiques du mélange à l'état initial et l'état final ; comparaison avec les résultats de Laaroussi et al. [Laaroussi et Lauriat, 2008].

le bilan thermodynamique sur la masse est bien vérifié. En effet, la quantité de masse condensée par unité de volume est parfaitement identique à la différence de masse volumique moyenne entre l'état initial et l'état final.

Afin de mieux examiner les mécanismes de transfert, les champs de température et de fraction massique de vapeur d'eau ainsi que les fonctions de courant associées sont représentées pour différents instants de la simulation (figure 2.11). La symétrie de ces variables par rapport à l'axe médian vertical de la cavité est remarquable en régime transitoire. Les transports d'énergie et de vapeur d'eau suivent bien les évolutions des lignes de courant. En l'occurence, on observe mieux ces effets dans les zones où la circulation du fluide est plus intense (zones où la valeur de la fonction de courant $\Psi$ est maximale). Ce maximum

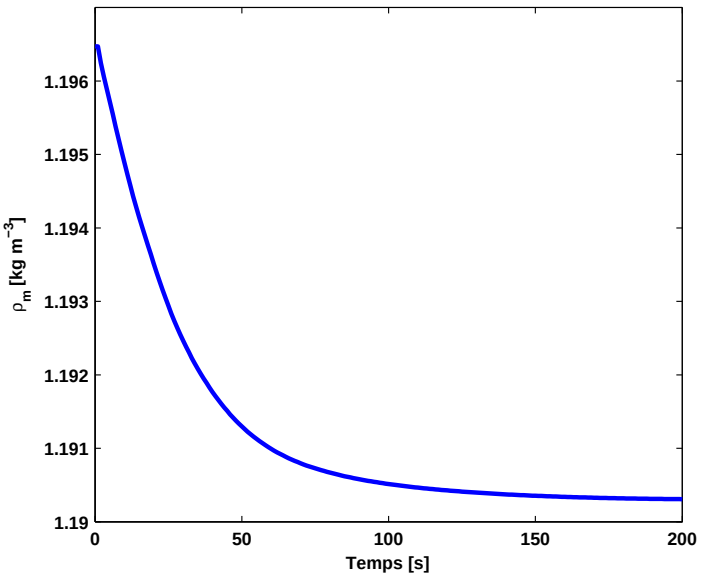



FIG. 2.10 – Évolution temporelle de la masse volumique moyenne de l'air humide au cours du refroidissement de la cavité

décroît progressivement au cours du temps à cause de la réduction du gradient thermique. En effet, l'air humide initialement à 293 K, tend vers la température d'équilibre égale à celle des parois verticales (280 K).

Pour approfondir ces résultats et analyser la dynamique de ce mécanisme, nous avons également analysé l'influence du coefficient d'échange convectif sur les transferts (figure 2.12). Pour cela, les conditions aux limites de températures imposées aux limites de la cavité sont remplacées par celles de type flux convectifs. Cinq valeurs de coefficient d'échange sont considérées : $h = 1$, $h = 2$, $h = 3$, $h = 10$ et $h = 25\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$. Les courbes de la masse condensée et de la masse volumique moyenne sont respectivement représentées sur les figures 2.12(a) et 2.12(b). La dimunition du coefficient d'échange convectif entraîne un retardement du début de la phase de condensation. Pour les coefficients $h = 10$ et $h = 25\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$, cette phase est quasi-instantanée, tandis que pour la valeur la plus faible de $h$ ($h = 1\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$), la température des parois verticales n'atteint celle du point de rosée qu'après environ 10 s.

Pour évaluer l'influence de chacune des composantes de la densité de flux de chaleur, les variations des flux de chaleur total, convectif, radiatif et d'interdiffusion ont été calculées sur l'une des deux parois verticales. Ces valeurs de flux sont moyennées le long de la hauteur $H$ de la cavité. Les figures 2.13(a) et (b) donnent respectivement les évolutions des quatre composantes du flux total pour les cas $h = 1$ et $h = 10\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$. Dans les deux cas, l'émissivité des parois est prise égale à l'unité pour accroître les échanges radiatifs.

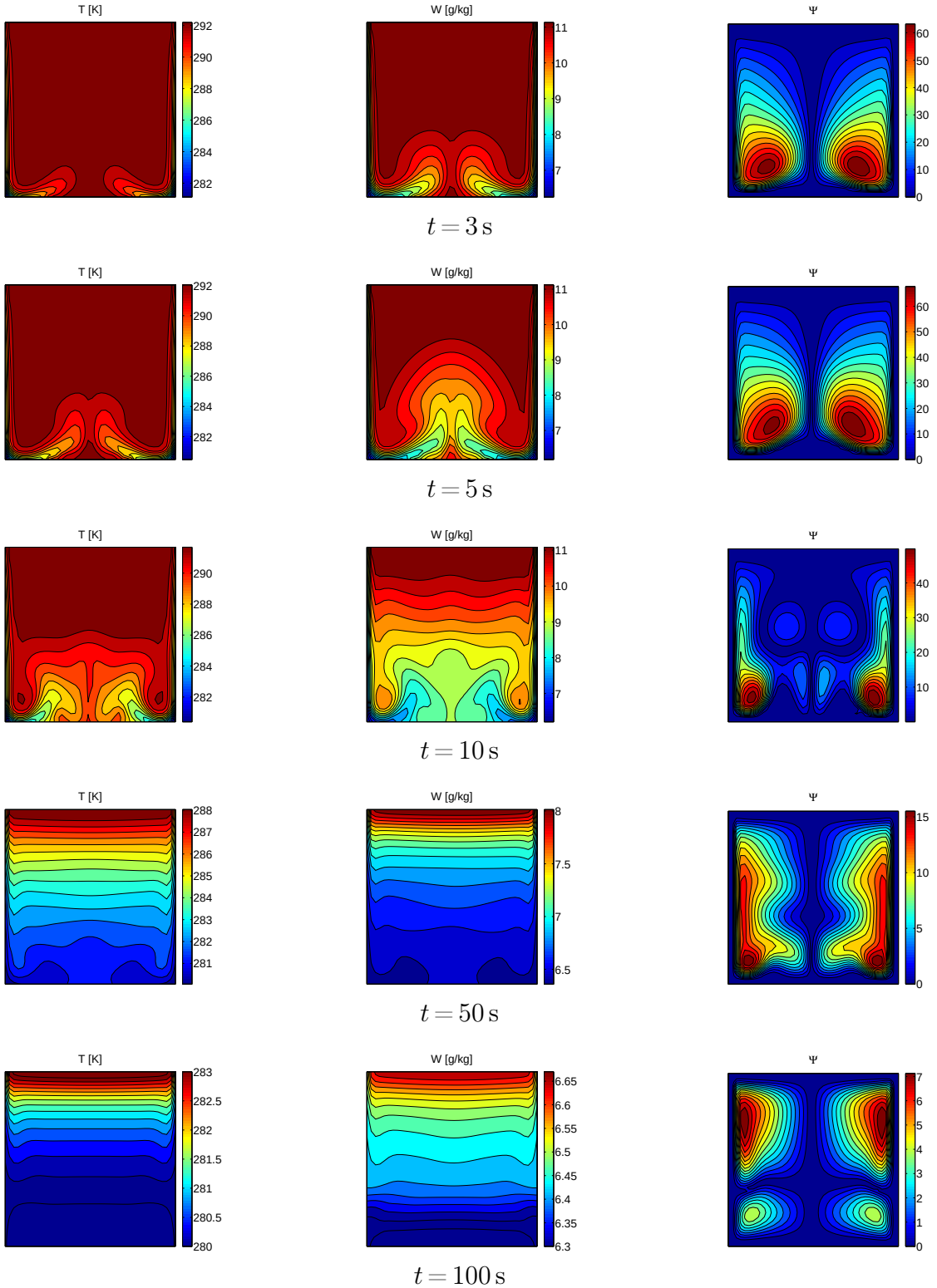
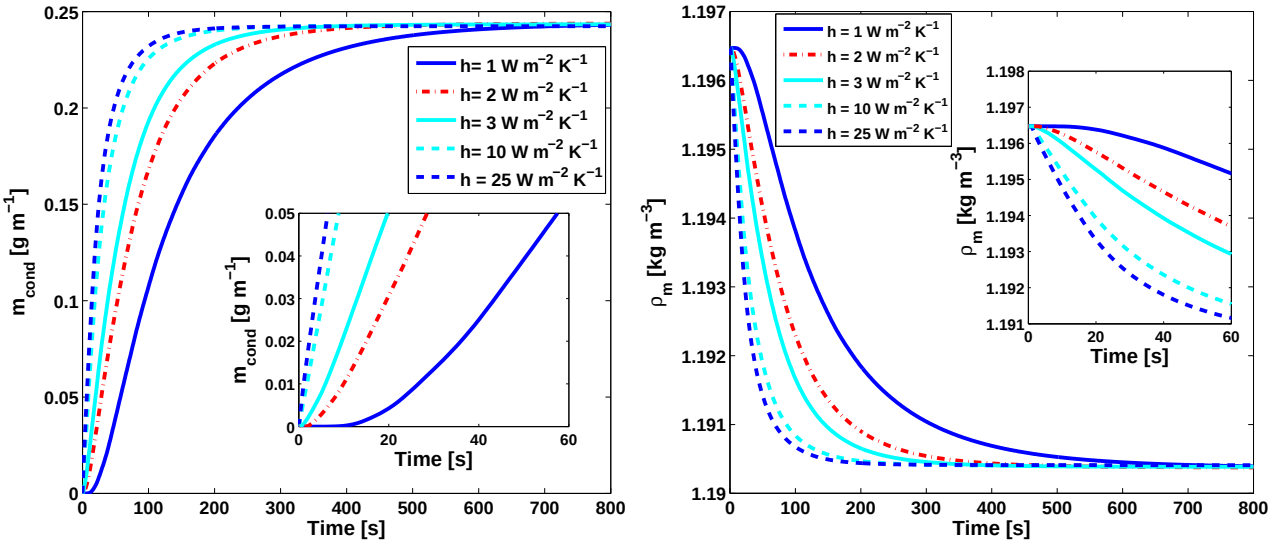
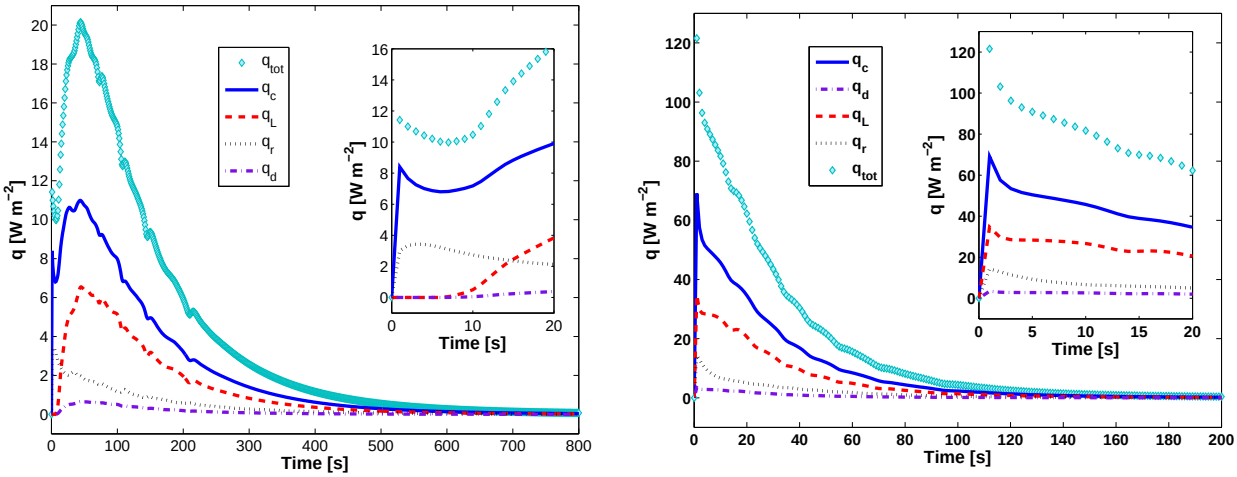



FIG. 2.11 – Isothermes, isolignes de la fraction massique de vapeur et lignes de courant au sein de la cavité carrée de dimensions $L = H = 0{,}2\,\mathrm{m}$




(a) Masse condensée cumulée (b) Masse volumique moyenne

FIG. 2.12 – Influence du coefficient d'échange convectif sur la masse condensée cumulée (a) et la masse volumique moyenne (b).




(a) $h = 1\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$ (b) $h = 10\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$

FIG. 2.13 – Évolutions instantionnaires des différentes contributions de la densité de flux de chaleur sur une paroi verticale pour deux valeurs du coefficient d'échange.

Avec un faible coefficient de convection (figure 2.13(a)), le refroidissement de la paroi verticale se fait lentement et la température de la paroi reste supérieure à celle de rosée. Par conséquent, aux premiers instants les échanges sont dominés par la convection

et le rayonnement. Après une dizaine de secondes, la condensation intervient et il y a un accroissement des valeurs du flux de chaleur (à l'exception du flux radiatif) due au changement de phase sur la paroi. Le refroidissement de la température des parois réduit logiquement les échanges radiatifs entre surfaces. Le pic de la densité de flux total de chaleur est principalement corrélé au pic de la densité de flux de chaleur latente $q_l$ et à la densité du flux convectif $q_c$. La densité du flux d'interdiffusion $q_d$ reste très faible. C'est la raison pour laquelle, les termes d'interdiffusion dans l'équation de l'énergie sont souvent négligés. À mesure que le gradient thermique diminue progressivement, la densité de flux total de chaleur sur la paroi décroît également. Dans le cas d'un coefficient de convection élévé (2.13(b)), la condensation intervient immédiatement compte tenu du pas de temps choisi ($t = 1\,\mathrm{s}$). L'amplitude de la densité du flux total de chaleur est plus élévée que le cas précédent ($h = 1\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$), cela est dû à la forte intensité des échanges thermiques à la paroi. Cette amplitude décroit très vite progressivement.

### 2.6.4 Application de la condensation sur un double vitrage

Un double vitrage est une paroi vitrée constituée de deux vitres séparées par une épaisseur de lame d'air. L'intérêt du double vitrage est de permettre une amélioration thermique et phonique, la lame d'air constituant un bon isolant bien meilleur que le verre lui-même (conductivité thermique du verre $\lambda \approx 1\,\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$). La réglémentation thermique "RT 2005" recommande un double vitrage d'une épaisseur totale de 24 mm : 4/16/4 (vitre extérieure/lame d'air/vitre intérieure). La transmission de chaleur dans la lame d'air se fait par convection, rayonnement et conduction. Elle se fait par conduction et rayonnement dans le verre. L'émissivité du verre dans le domaine spectrage infrarouge est de l'ordre de $\varepsilon = 0{,}9$. Le double vitrage à basse émissivité, encore appelée Vitrage à Isolation Renforcée, permet d'augmenter le pouvoir isolant du double vitrage. Ce type de double vitrage, avec des couches en oxydes métalliques très basse-émissivité, peut réfléchir jusqu'à 96 % du rayonnement infrarouge de grande longueur d'onde.

Pour traiter ce problème de condensation surfacique au sein d'un double vitrage, on considère la représentation schématique illustrée (figure 2.14). Initialement, la lame d'air est à 20 °C avec une humidité relative de 60 %. La vitre intérieure est soumise à une température constante $T_i = 20°\mathrm{C}$, et la vitre extérieure est soumise à une excitation $T_e(t)$ définie par une fonction de type rampe donnée sur la figure 2.15(a). Elle est décrite par un premier palier de température à 12 °C entre 0 et 30 s, ensuite un refroidissement de 12 à 10 °C entre 30 et 50 s avec une vitesse de 0,1 °C/s, et finalement un second palier de température à 10 °C entre 50 et 80 s. Les coefficients d'échanges convectifs ne sont pas pris en compte sur les limites du double vitrage. Compte tenu de la faible épaisseur des vitres, et aussi de la valeur de la conductivité thermique du verre ($\lambda \approx 1\,\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$) par rapport à celle de l'air, la température est supposée uniforme et égale à la valeur imposée. Pour le transport de masse, le verre est un matériau non hygroscopique, il reste donc imperméable à la vapeur d'eau. Les équations de Navier-Stokes, de conservation de l'énergie et de la vapeur d'eau sont uniquement résolues dans la lame d'air. Le rayonnement entre les surfaces des vitres est également pris en compte. Le calcul est fait sur un maillage

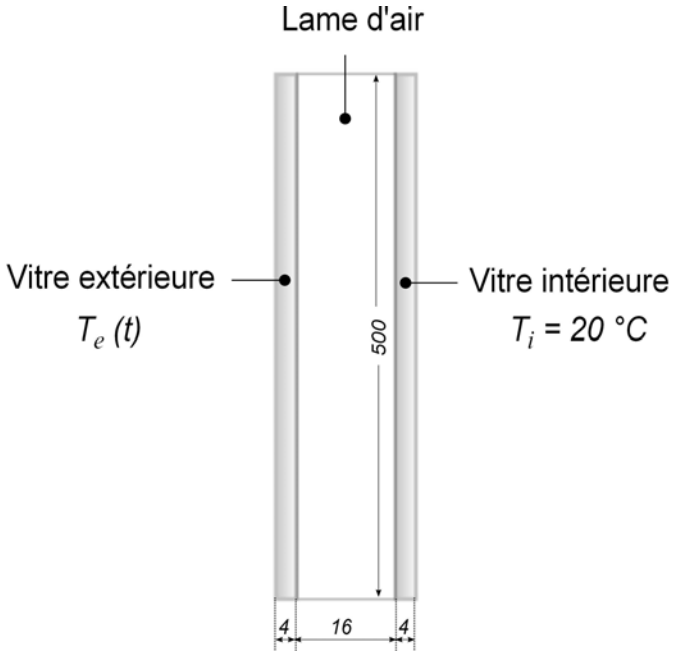


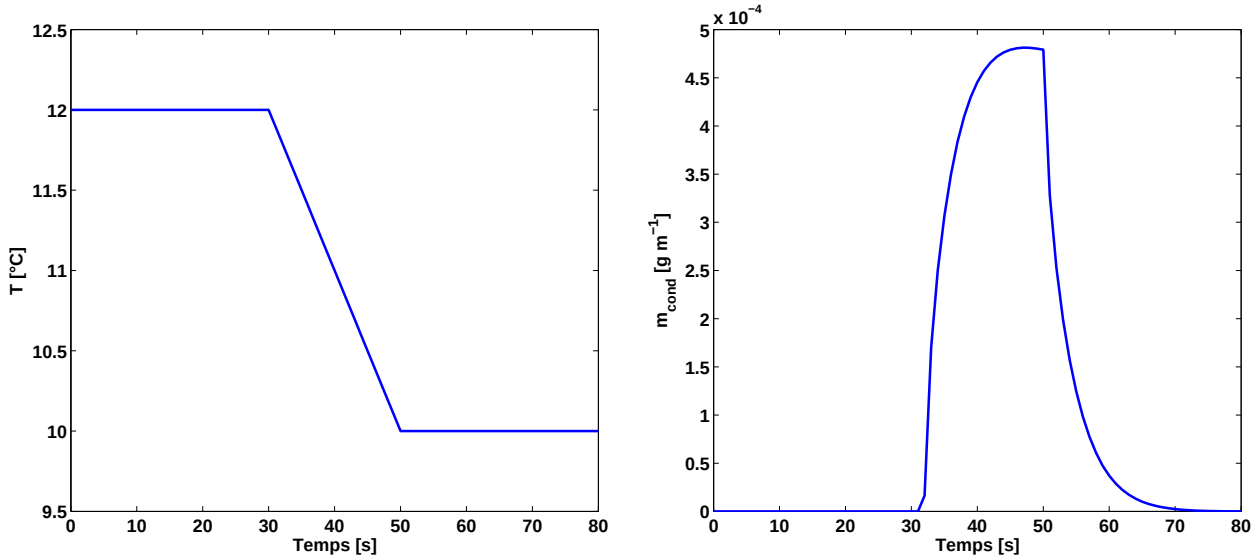

FIG. 2.14 – Représentation schématique d'un double vitrage d'épaisseur totale 24 mm et de hauteur 500 mm

$N = 10 \times 100$ et le pas de temps de simulation est égal à $\Delta t = 1\,\text{s}$.

L'évolution temporelle de la masse condensée sur la vitre extérieure est donnée sur la figure 2.15(b). Physiquement, c'est une réponse qui est conforme à une excitation de type rampe. La condensation n'intervient que lorsque la température extérieure atteint le point de rosée. Compte tenu de la valeur initiale de l'humidité relative, ce point n'est atteint qu'au bout de 32 s où $T_e = 11{,}8\,^{\circ}\text{C}$. À mesure que la température extérieure diminue, la masse condensée augmente progressivement jusqu'au début du second palier à 10 °C ($t = 50\,\text{s}$).

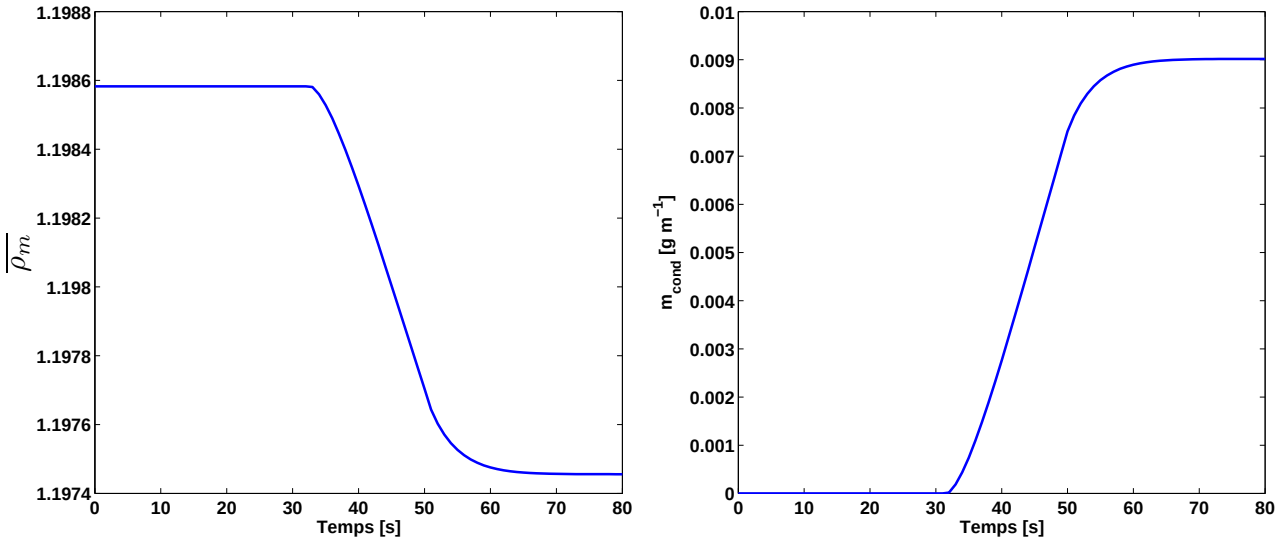
La masse volumique moyenne et la masse condensée cumulée sont respectivement représentées sur les figures 2.16(a) et 2.16(b). Ces deux évolutions sont triviales et permettent de vérifier la conservation de la masse totale au sein de la cavité au cours du temps. En effet, l'humidité absolue moyenne initiale est de 8,578 g/kg, et celle finale vaut 7.633 g/kg. En évaluant la différence $(W_\infty\,\overline{\rho_{m\infty}}$ - $W_0\,\overline{\rho_{m0}}) \times l\,H$, nous obtenons une perte de masse en vapeur qui vaut 0,0091 $\text{g.m}^{-1}$. Par ailleurs, la masse condensée cumulée à l'instant final est identique à cette valeur, ce qui confirme l'exactitude du bilan.

Les différentes contributions de la densité de flux de chaleur sont également représentées sur la figure 2.17. Le régime permanent est rapidement atteint sur la premier palier. La contribution due à l'interdiffusion reste logiquement faible. La chaleur liée à la condensation reste faible comparée à convection à la paroi. L'allure de cette dernière est modifiée par le phénomène de condensation à la paroi qui est prise en compte dans l'équation de conservation de l'énergie, ce qui modifie logiquement le champ de tempéra-




(a) Température sur la vitre extérieure (b) Masse condensée sur la vitre extérieure

FIG. 2.15 – Évolutions temporelles de la température sur la vitre extérieure et de la masse condensée sur celle-ci




(a) Masse volumique moyenne (b) Masse condensée cumulée

FIG. 2.16 – Évolutions de la masse volumique moyenne et de la masse condensée cumulée

ture. En revanche, la densité de flux radiative suit une évolution linéaire croissante au fur et à mesure que la différence de température entre la paroi externe et interne augmente, notamment pour une émissivité de $\varepsilon = 0{,}9$. Ce phénomène physique est déjà connu, no-

tamment dans le cas de deux plans infinis à températures imposées. Par approximation, le flux net radiatif échangé est proportionnel à la différence de température $\Delta T$, et un coefficient d'échange radiatif $h_r$. Ce coefficient dépend des températures de surfaces et de leurs émissivités respectives. Enfin, la figure 2.18 montre les profils de densités de flux radiatives calculées sur les différentes parois de la lame d'air. L'influence de l'émissivité des vitres sur les valeurs de flux est également analysée. Ces évolutions sont logiques compte tenu de la symétrie du problème. Pour une émissivité $\varepsilon = 0{,}9$ la contribution des parois verticales représente environ 10 % de l'émission d'un corps noir à 293 K.

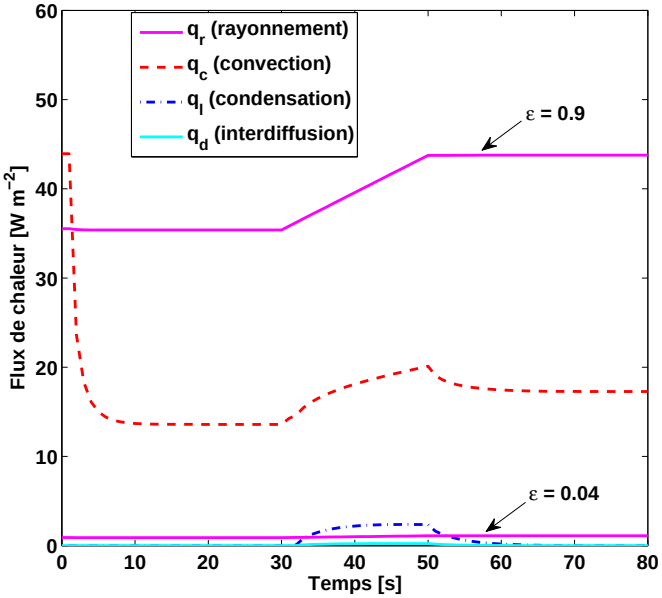
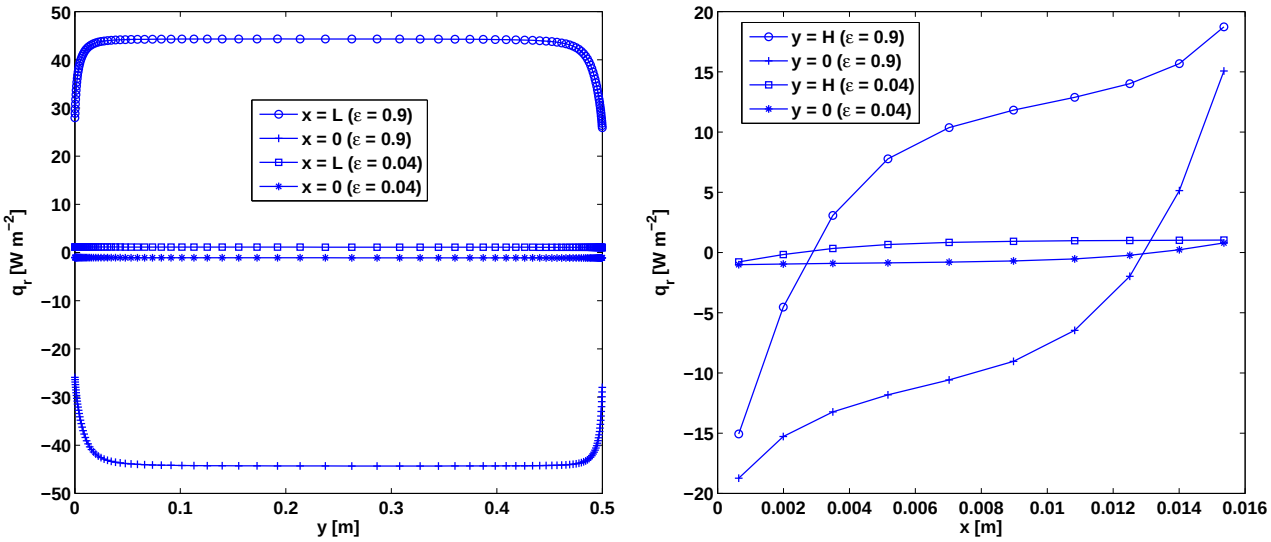



FIG. 2.17 – Évolution des densités de flux moyen de chaleur sur la paroi externe $x = 0$

En théorie, l'isolation serait encore meilleure si le vide était fait dans l'intervalle entre les vitres. Un vide d'air permet une absence de conduction et de convection. Cette méthode a été souvent utilisée dans le passé. Mais mécaniquement, les deux vitres ont du mal à résister à la pression atmosphérique et se brisent. Ainsi les joints finissent par céder à la différence de pression, laissant entrer l'air ambiant, ce qui peut causer par la suite des problèmes de condensation entre les deux parois de vitres. Pour palier à ce problème, on préférera utiliser un gaz inerte dans l'espace entre les vitres.

En résumé, la condensation de surface dans une habitation est fonction de trois facteurs : la température de l'air intérieur, l'humidité intérieure et la température des parois. Cette dernière dépend de la température extérieure et de la résistance thermique de l'ensemble de l'enveloppe. Les cas test étudiés sur la condensation ne sont qu'une illustration du phénomène mettant en œuvre la lame d'air qui est élément de la paroi multicouche. En réalité, les parois verticales qui emprisonnent l'air sont poreuses (bois massif, isolants...). Cet aspect change considérablement la dynamique du transfert de masse dans la lame




(a) Parois verticales

(b) Parois horizontales

FIG. 2.18 – Profils de densité de flux radiatif sur les différentes parois

d'air, puisqu'il faut tenir compte des phases d'humidification et de déshumidification qui interviennent. Dans la section (4.4), une étude détaillée prenant en compte cet aspect est largement discutée. Enfin, dans nos simulations le phénomène de condensation volumique au sein de la masse d'air humide (brouillard) n'est jamais rencontré.

## 2.7 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle complet de transferts thermiques et massiques mis en place pour la lame d'air. Ce modèle a été validé numériquement sur des cas tests reconnus dans la littérature. Les validations numériques ont porté sur la totalité des modes de transferts pouvant intervenir au sein d'une lame d'air. Il s'agit notamment des phénomènes de conduction, convection naturelle, rayonnement, transferts massiques et condensation surfacique. Globalement, les écarts observés sur l'ensemble des résultats restent raisonnables. Nous avons également fourni des nouveaux résultats sur l'influence du coefficient d'échange thermique sur la condensation surfacique. La contribution de chaque mode de transfert sur la densité de flux de chaleur total à la paroi où intervient la condensation a été examinée. Une application particulière de la condensation surfacique qui concerne le double vitrage soumis à une rampe de température a également fait l'objet d'une étude. La modélisation des transferts dans les matériaux hygroscopiques sera entamée dans le prochain chapitre.

# Chapitre 3

# Modélisation des transferts dans les matériaux hygroscopiques

# Nomenclature

## Symboles latins

| | |
|---|---|
| $C_p$ | chaleur spécifique [J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $C_m$ | capacité massique spécifique, [m$^3$.kg$^{-1}$] |
| $c$ | concentration molaire [mol.m$^{-3}$] |
| $D$ | coefficient de diffusion [m$^2$.s$^{-1}$] |
| $h$ | enthalpie spécifique [J.kg$^{-1}$] |
| $h$ | coefficient d'échange convectif [W.m$^{-2}$.K$^{-1}$] |
| $h_m$ | coefficient de transfert de masse [m.s$^{-1}$] |
| $h_{lv}$ | chaleur latente de changement de phase [J.kg$^{-1}$] |
| $\Delta h_s$ | chaleur différentielle de sorption [J.kg$^{-1}$] |
| $K$ | perméabilité absolue [m$^{-2}$] |
| $k$ | perméabilité relative |
| $M$ | masse molaire [kg.mol$^{-1}$] |
| $\langle \dot{m} \rangle$ | taux d'évaporation de l'eau libre au sein du matériau poreux [kg.s$^{-1}$.m$^{-3}$] |
| $\langle \dot{m}_b \rangle$ | taux d'évaporation de l'eau liée au sein du matériau poreux [kg.s$^{-1}$.m$^{-3}$] |
| $p$ | pression [Pa] |
| $q_c$ | densité de flux convectif [W.m$^{-2}$] |
| $q_v$ | densité de flux massique [kg.m$^{-2}$.s$^{-1}$] |
| $R$ | constante des gaz parfaits [J.mol$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $RH$ | humidité relative [%] |
| $T$ | température [K ou °C] |
| $T_h$ | température humide de l'air ambiant [K ou °C] |
| $T_s$ | température sèche de l'air ambiant [K ou °C] |
| $t$ | temps [s] |
| $X$ | teneur en eau [kg d'eau / kg] |
| $x$ | fraction molaire |

| | |
|---|---|
| $VER$ | Volume Elémentaire Représentatif |

## Symboles grecs

| | |
|---|---|
| $\epsilon$ | coefficient de gradient thermique [kg.m$^{-3}$.K$^{-1}$] |
| $\delta$ | coefficient de diffusion de l'humidité [m$^2$.s$^{-1}$] |
| $\gamma$ | chaleur de sorption/désorption [kJ.kg$^{-1}$] |
| $\lambda$ | conductivité thermique [W.m$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $\mu$ | viscosité dynamique [kg.m$^{-1}$.s$^{-1}$] |
| $\rho$ | masse volumique [kg.m$^{-3}$] |
| $\upsilon$ | teneur en eau volumique [kg.m$^{-3}$] |
| $\varepsilon$ | fraction volumique |
| $\sigma$ | ratio de transfert de vapeur [N.m$^{-1}$] |

## Indices

| | |
|---|---|
| $a$ | air sec |
| $b$ | eau liée |
| $c$ | cellulose |
| $eff$ | effectif |
| $g$ | gaz (air sec + vapeur) |
| $l$ | liquide ou eau libre |
| $psf$ | point de saturation des fibres |
| $s$ | matrice solide ou sorption |
| $sat$ | état saturé en eau |
| $v$ | vapeur d'eau |
| $vs$ | vapeur saturante |
| $vap$ | vaporisation |
| $\infty$ | ambiant |
| 0 | conditions normales |

# 3.1 Introduction

La plupart des matériaux de construction d'une paroi de bâtiments à ossature bois sont poreux et hygroscopiques. Que ce soit le bardage extérieur en bois, ou l'isolant fibreux entre les montants de l'ossature, ou encore la plaque de plâtre à l'intérieur du bâtiment, tous ces matériaux permettent le transfert de masse. En plus du transfert de chaleur, ils ont tous la capacité de stocker et de libérer l'humidité environnante dans les pores de la matrice solide. C'est ce qui leur confère le caractère hygroscopique. Ce phénomène peut présenter des inconvénients majeurs en terme d'isolation et être néfaste pour l'intégrité de l'habitat. En effet, une accumulation d'humidité prolongée par un matériau hygroscopique sans évacuation correspondante, peut favoriser la formation et la croissance des champignons et des moisissures en son sein. Cela diminue considérablement la durée de vie de ce type de matériau et détériore notablement le confort des occupants, et éventuellement leur santé.

La modélisation des transferts dans ces matériaux poreux et hygroscopiques est essentielle pour comprendre et prédire les phénomènes physiques complexes qui y règnent. Dans ce chapitre, nous nous focaliserons plus précisement sur le matériau bois, qui est l'un des éléments de base des constituants de la paroi : bardage en bois massif, isolants en fibres de bois, ossature en bois, etc. Après avoir donné quelques généralités sur ce matériau, nous présentons la physique générale des transferts couplés de chaleur et de masse qui le caractérise.

# 3.2 Généralités sur le matériau bois

## 3.2.1 Structure générale

La figure 3.1 donne un aperçu de la structure générale d'une bille de bois obtenue à partir d'un tronc d'arbre. Plusieurs couches caractéristiques peuvent être identifiées. Le duramen est la région interne du bois, correspondant aux zones les plus anciennement formées, qui ne comportent plus de cellules vivantes. Elle est souvent dure et dense, à l'opposé de l'aubier qui l'entoure. La transformation de l'aubier en duramen, caractérisée notamment par des dépôts de tanins et d'oléorésines, nécessite 20 ans chez le chêne, 3 ou 4 ans seulement chez le châtaignier ; elle n'a pas lieu chez le hêtre et le sapin. Les autres couches (cambium et phloème) sont des couches secondaires et l'écorce est visible, à la périphérie sur le tronc d'arbre.

## 3.2.2 Composition chimique

Le bois est un tissu végétal qui se compose principalement de matières organiques (cellulose et lignine) et d'une faible quantité d'éléments minéraux (1 à 1,5 %). Il est constitué en moyenne de : cellulose (40 à 50 %), lignine (15 à 30 %), hémicellulose (10 à 30 %), autres substances organiques (polysaccharides, pentosanes, hexosanes, résines, tanins, colorants, cires, alcoïdes,...) et d'eau. Le taux d'humidité du bois, rapporté à la matière sèche, varie

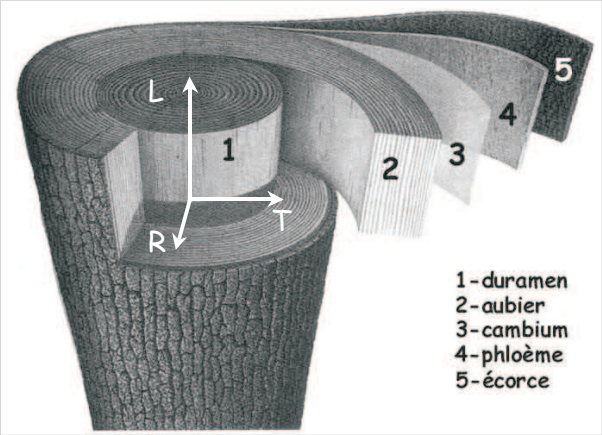



FIG. 3.1 – Structure générale du tronc d'arbre (Extrait de "la Nature" cité par Bary-lenger [Bary-Lenger, 1993])

de 50 à 100 % pour le bois saturé (bois vert) et de 10 à 20 % pour le bois séché à l'air. Les trois principaux constituants (cellulose, hémicellulose et lignine) sont difficiles à obtenir à l'état pur. De plus, les propriétés physiques de ces constituants diffèrent selon l'origine du végétal.

### 3.2.3 Échelle microscopique

À l'échelle microscopique, le bois est principalement constitué de trois phases : une phase solide composée de matière cellulosique et d'eau liée, une phase liquide (eau libre) et une phase gazeuse (air sec et vapeur d'eau).

L'eau libre est l'eau qui remplit l'intérieur des vides cellulaires du bois vert. Elle s'évacue progressivement par évaporation, sans que le bois ne subisse de retrait ou de déformation lors du séchage du bois : c'est la phase dite de "ressuyage".

Lorsque l'eau libre a complètement disparu, il ne reste que l'eau liée qui imprègne les membranes des cellules. Le départ de cette eau liée lors du séchage du bois entraîne des phénomènes de retrait et de déformation.

Le Point de Saturation des Fibres (ou PSF) correspond au taux d'humidité du bois saturé en eau liée, taux en dessous duquel le bois va commencer à sécher en se contractant. Ce point de saturation varie de 20 à 40 % suivant les essences, mais se situe le plus souvent aux environs de 30 %.

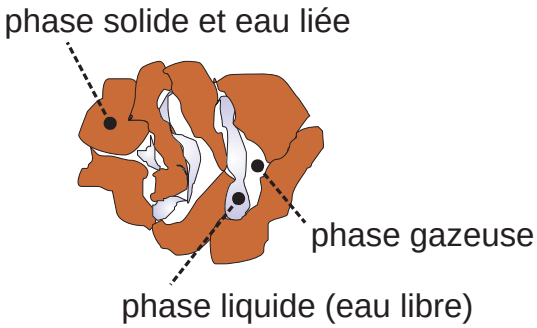



FIG. 3.2 – Principales phases du bois à l'échelle microscopique

## 3.3 Modèles de transport de chaleur et de masse

Avant de présenter les modèles utilisés pour décrire les transferts de chaleur et de masse dans les matériaux poreux hygroscopiques, nous allons faire un bref rappel sur la physique des modes de transferts pour ce type de milieu.

**Transferts de masse**

Un matériau poreux hygroscopique a la capacité de stocker et de libérer l'humidité environnante dans l'espace des pores sous forme gazeuse ou liquide, ou dans la matrice solide sous forme d'eau liée. La teneur en eau d'un matériau est définie comme le rapport entre la masse d'eau contenue dans le matériau sur sa masse à l'état sec. Un matériau hygroscopique placé dans une ambiance à humidité relative et température fixes, tend vers une teneur en eau d'équilibre. La teneur en eau d'équilibre traduit l'équilibre de phase de l'eau liée au matériau avec la pression de vapeur de l'environnement. Pour une température donnée, la courbe donnant l'évolution de la teneur en eau en fonction de l'humidité relative, lorsque celle-ci croît, est appelée isotherme de sorption. Le processus inverse qui consiste au séchage du matériau (perte d'eau) est appelée désorption.

Nous présentons la forme générale d'une courbe de sorption pour un matériau hygroscopique (figure 3.3). Elle décrit les différentes étapes de la rétention d'humidité. Dans le cadre du projet TRANSBATIBOIS, la région d'étude des transferts massiques pour les simulations et les essais expérimentaux sur parois correspond à celle du régime hygroscopique.

La figure 3.4 montre la description d'un tel phénomène pour l'épicéa à une température de 35 °C. Le matériau ainsi caractérisé dans le cadre du projet TRANSBATIBOIS, a été obtenu à partir d'un arbre agé d'une trentaine d'années dans la région des Vosges (France). Il faut également noter que pour ce matériau, les courbes de sorption et de désorption dépendent très peu de la température environnante.

L'écart entre la courbe de sorption et de désorption est appélée l'hystérésis de sorption. En pratique, des modèles numériques sont utilisés pour déduire des lois de variations pour les isothermes de chaque matériau caractérisé à partir des résultats expérimentaux. Par

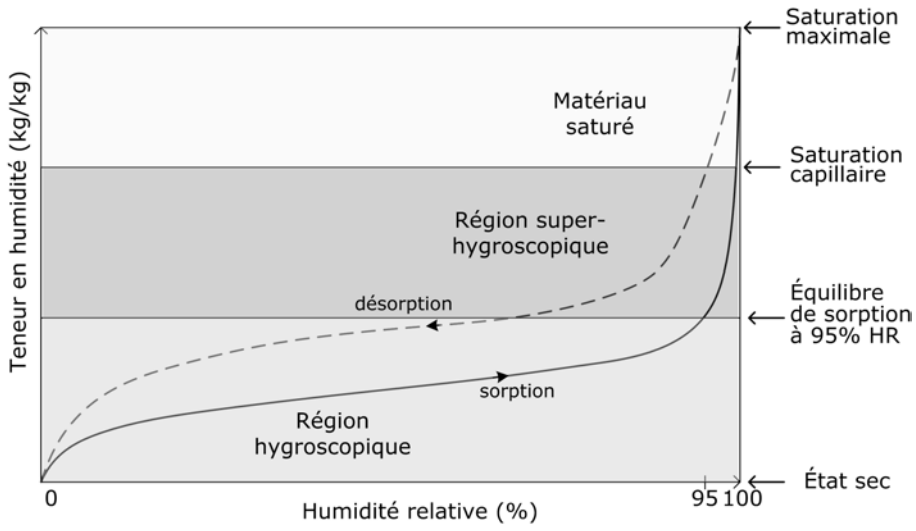



FIG. 3.3 – Forme générale de la courbe de sorption d'un matériau hygroscopique, extrait de la thèse d'Amandine Piot [Piot, 2009]

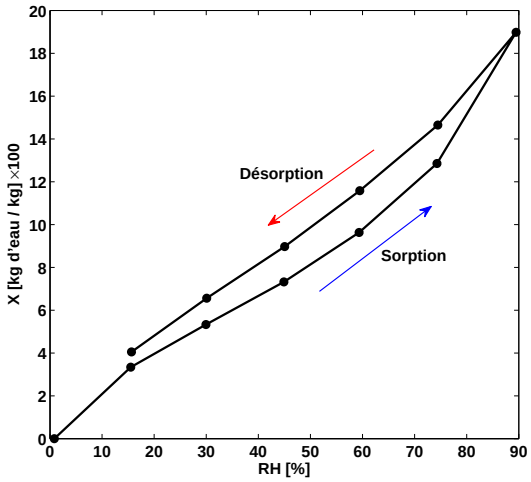



FIG. 3.4 – Isotherme de sorption et de désorption de l'épicéa [Almeida *et al.*, 2011]

exemple au LERFOB, le modèle HH [Hailwood et Horrobin, 1946] est souvent utilisé. Il relie la teneur en eau à l'humidité relative d'équilibre par la relation :

$$RH = \frac{\left(B - \frac{1}{X}\right) + \sqrt{\left(B - \frac{1}{X}\right)^2 + 4AC}}{2C} \tag{3.1}$$

où $A$, $B$ et $C$ sont des paramètres à estimer par minimisation entre résultats théoriques et expérimentaux.

**Transferts de chaleur**

La physique des modes de transferts de chaleur à travers les matériaux hygroscopiques est étudiée depuis longtemps. La densité de flux total de chaleur dans un tel milieu peut être identifiée à partir de trois principaux processus de transport : le transfert par rayonnement $q_r$, transfert par conduction $q_{cd_s}$ à travers la matrice solide et l'eau liée, et la conduction $q_{cd_g}$ à travers le gaz d'imprégnation dans le matériau (conduction et convection du gaz dans les pores). La densité de flux total de chaleur peut donc s'écrire comme la somme de différentes contributions :

$$q_t = q_r + q_{cd_s} + q_{cd_g} \tag{3.2}$$

Le transport de chaleur à travers un matériau soumis à un gradient thermique est quantifié par la conductivité thermique $\lambda_t$ en régime permanent. $\lambda_t$ est également appelée conductivité thermique équivalente.

Physiquement, l'évolution de la conductivité thermique équivalente dépend de la masse volumique. Pour un matériau dense (comme le bois massif par exemple), le transfert de chaleur s'effectue principalement par conduction à travers la matrice solide. Pour un matériau très poreux, c'est le rayonnement thermique qui domine.

Les modèles les plus connus pour décrire les transferts couplés de chaleur et de masse dans les milieux poreux hygroscopiques sont ceux basés sur les théories de Luikov [Luikov, 1966] et de Whitaker [Whitaker, 1977].

### 3.3.1 Théorie de Luikov

Le modèle de Luikov [Luikov, 1966] ne requiert que deux équations de conservation pour décrire les transferts couplés de chaleur et de masse dans un milieu poreux hygroscopique. Il s'agit de l'équation de conservation de l'énergie donnant le champ de température, et de l'équation de conservation de la masse qui fournit la teneur en vapeur d'eau. Ces équations s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right) + (\sigma h_{lv} + \gamma)\frac{\partial(\rho C_m \upsilon)}{\partial t} \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial(\rho C_m \upsilon)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\delta\frac{\partial \upsilon}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\delta\frac{\partial \upsilon}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\epsilon\delta\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\epsilon\delta\frac{\partial T}{\partial y}\right) \tag{3.4}$$

Le dernier terme de l'équation (3.3) caractérise les phénomènes de changement de phase (liquide/vapeur) et les processus de sorption (prise d'humidité) et de désorption (perte d'humidité) au sein du milieu poreux. Les deux derniers termes de l'équation de bilan de masse (3.4) tiennent compte de la thermodiffusion, où $\epsilon$ désigne le coefficient de gradient thermique et $\delta$ le coefficient de diffusion d'humidité.

Ce modèle est utilisé par de nombreux auteurs : [Kulasiri et Samarasinghe, 1996], [Qin *et al.*, 2008], [Qin *et al.*, 2009]. Néanmoins, le choix se limitant au principal potentiel de

transport d'humidité reste arbitraire.

Le modèle actuel que nous avons utilisé pour développer le modèle de paroi incluant une lame d'air est proche de celui de Luikov [Luikov, 1966] avec quelques hypothèses simplificatrices. Nous négligeons l'influence des phénomènes de sorption et de désorption sur le bilan d'énergie, ainsi que les effets de thermodiffusion sur le bilan massique. On s'intéresse uniquement au transport de masse en phase vapeur selon une simple loi de diffusion qui est celle de Fick. Un modèle plus complet, a été mis au point au cours de ce travail à travers une collaboration avec le LERFOB. Il repose sur la théorie de Whitaker exposée dans la section suivante.

### 3.3.2 Théorie de Whitaker

Whitaker [Whitaker, 1977] a considéré le milieu poreux comme équivalent à un milieu continu fictif. Il a ensuite utilisé la technique de prise de moyenne volumique, basée sur la notion du volume élémentaire représentatif (VER), pour obtenir un système d'équations macroscopiques à partir des équations classiques de transport à l'échelle microscopique pour chacune des trois phases (liquide, gaz, solide).

Basés sur ce même formalisme [Whitaker, 1977], d'autres modèles sur le processus de séchage du bois ont été développés par plusieurs auteurs : [Perré, 1987], [Turner, 1991], [Perré et Degiovanni, 1990], [Perré et Turner, 1999]. Le code *Transpore*, basé sur la méthode des volumes finis, développé par P. Perré et utilisé au LERFOB résulte de l'application de ces modèles. Trois variables indépendantes (la température, la teneur en eau et la pression totale de la phase gazeuse) sont obtenues respectivement à partir des bilans d'énergie, de masse et de quantité de mouvement. Compte tenu de la complexité de ces modèles et des expressions relativement lourdes des équations associées, l'ensemble de la théorie n'est pas développée dans ce manuscrit. Néanmoins, le lecteur peut d'une part se référer aux articles de base cités plus haut. D'autre part, dans la section suivante, nous décrivons les caractéristiques essentielles de la modélisation mise en œuvre dans le code *Transpore*, qui est couplé aux outils que nous développons par ailleurs.

### 3.3.3 Modèle du code *Transpore*

Une série d'équations, déduite de la théorie de Whitaker [Whitaker, 1977], décrit les transferts couplés de chaleur, de masse, de quantité de mouvement ( [Perré, 1987], [Perré et Degiovanni, 1990]). Dans ce paragraphe, nous rappelons ce modèle sur lequel repose la formulation des transferts couplés du code *Transpore* développé au LERFOB.

Les lois de conservation et les lois phénoménologiques peuvent s'appliquer à chacune des trois phases au niveau microscopique. Cependant, devant la complexité géométrique du milieu poreux, le modèle est décrit de manière globale en utilisant les équations macroscopiques. La valeur macroscopique de la grandeur $\Psi$ en un point sera définie comme la moyenne de $\Psi$ sur un petit volume représentatif du milieu poreux (VER) centré sur le

point géométrique considéré. Deux moyennes peuvent être définies :

- La moyenne globale :

$$\overline{\Psi} = \frac{1}{VER} \int_{VER} \Psi \, dV \tag{3.5}$$

- la moyenne intrinsèque limitée à une phase $i$ :

$$\overline{\Psi}^i = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \Psi \, dV \tag{3.6}$$

Ces équations sont ensuite moyennées et sommées sur un volume élémentaire représentatif (VER) du matériau poreux afin d'obtenir des équations macroscopiques. C'est une prise de moyenne qui revient à considérer par la suite le milieu poreux comme un milieu continu fictif [Perré et Degiovanni, 1990]. La figure 3.2 donne un aperçu d'un VER dans lequel coexistent de l'eau liquide (eau libre), une phase gazeuse contenant à la fois de la vapeur d'eau et de l'air sec, et une phase solide composée de matière cellulosique et d'eau liée.

**Bilans massiques**

Le bilan sur l'humidité fait intervenir l'eau en phase liquide et en phase vapeur, et l'eau liée à la matrice cellulosique :

- Phase liquide :

$$\rho_l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_l}\,\overline{u_l}) = -\langle \dot{m} \rangle \tag{3.7}$$

- Phase gazeuse : constituée de l'air sec et de la vapeur d'eau, la conservation massique fait intervenir deux équations. L'équation de conservation du gaz :

$$\frac{\partial \overline{\rho_g}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_g}\,\overline{u_g}) = \langle \dot{m} \rangle + \langle \dot{m}_b \rangle \tag{3.8}$$

  et l'équation de conservation de la vapeur d'eau :

$$\frac{\partial \overline{\rho_v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_v}\,\overline{u_v}) = \langle \dot{m} \rangle + \langle \dot{m}_b \rangle \tag{3.9}$$

  avec $\overline{u_g}$ la vitesse moyenne du gaz définie par la loi de Darcy généralisée.

- Eau liée :

$$\frac{\partial \overline{\rho_b}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_b}\,\overline{u_b}) = -\langle \dot{m}_b \rangle \tag{3.10}$$

**Bilan énergétique**

Le bilan d'énergie permet de déterminer l'évolution de la température moyenne dans le milieu poreux :

$$\frac{\partial \overline{\rho\, h}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho\, u\, h}) = \nabla \cdot (\lambda_{eff} \nabla \overline{T}) \tag{3.11}$$

avec :

$$\overline{\rho\, h} = \overline{\rho_c} h_c + \overline{\rho_a} h_a + \overline{\rho_v} h_v + (\overline{\rho_l} + \overline{\rho_b}) h_l - \int_0^{\rho_b} h_s \, d\rho_b \tag{3.12}$$

et :

$$\overline{\rho\, u\, h} = \overline{\rho_a u_a} h_a + \overline{\rho_v u_v} h_v + (\overline{\rho_l u_l} + \overline{\rho_b u_b}) h_l - \overline{\rho_b u_b} h_s(\rho_b) \tag{3.13}$$

Les relations entre l'enthalpie et la température sont données par les relations suivantes :

$$h_c = C_{p_c}(\overline{T} - T_0) \tag{3.14}$$

$$h_a = C_{p_a}(\overline{T} - T_0) \tag{3.15}$$

$$h_v = C_{p_v}(\overline{T} - T_0) + h^0_{vap} \tag{3.16}$$

$$h_l = C_{p_l}(\overline{T} - T_0) \tag{3.17}$$

$$h_b = h_l(\overline{T}) - h_s(\overline{\rho_b}) \tag{3.18}$$

**Équations de transfert**

- Diffusion de la vapeur d'eau (Loi de Fick)

$$\overline{\rho_v u_v} = \overline{\rho_v u_g} - \overline{\rho_g} D_{eff} \nabla \left( \frac{\overline{\rho_v}}{\overline{\rho_g}} \right) \tag{3.19}$$

  où $D_{eff}$ est le coefficient de diffusion effectif de la vapeur d'eau dans le bois.

- Mouvement de convection de la phase gazeuse (Loi de Darcy généralisée)

$$\overline{u_g} = \frac{-K_g\, k_g}{\mu_g} \cdot \nabla(\overline{p_g}) \tag{3.20}$$

  La phase gazeuse est assimilée à un gaz parfait :

$$\overline{p_g} = \overline{p_a} + \overline{p_v} \tag{3.21}$$

  avec :

$$\overline{p_i} = \overline{\rho_i}\, R\, \overline{T} \,/\, M_i \quad \text{où} \quad i = a, v \tag{3.22}$$

- Migration de l'eau liée (Loi de Fick) : elle est définie par une relation Fickienne sans tenir compte de la thermodiffusion.

$$\overline{\rho_b u_b} = -\overline{\rho_c} D_b \nabla \left( \frac{\overline{\rho_b}}{\overline{\rho_c}} \right) \tag{3.23}$$

  où $D_b$ représente le coefficient de diffusion surfacique de l'eau liée.

- Mouvement de convection de la phase liquide (Loi de Darcy généralisée)

$$\overline{u_l} = \frac{-K_l\, k_l}{\mu_l} \cdot \nabla(\overline{p_l}) \tag{3.24}$$

La pression liquide est reliée à la pression gazeuse par l'intermédiaire de la pression capillaire moyenne $\overline{p_c}$ du VER : $\overline{p_l} = \overline{p_g} - \overline{p_c}$. La pression capillaire moyenne $\overline{p_c}$ est une caractéristique du milieu poreux et dépend de la température, de la teneur en eau et de la répartition de la taille des pores.

**Bilan global : équations résolues par *Transpore***

- Bilan énergétique pour le calcul de la température moyenne $\overline{T}$

$$\begin{aligned}&\overline{\rho\, C_p}\,\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \Delta h_v\,(\langle \dot{m} \rangle + \langle \dot{m}_b \rangle) + \langle \dot{m}_b \rangle\, h_s - \overline{\rho_b u_b}\,\nabla(h_s) \\ &+ \left[ (\overline{\rho_l u_l} + \overline{\rho_b u_b}) C_{p_l} + \sum_{i=a,v} (\overline{\rho_i u_i}) C_{p_i} \right] \cdot \nabla \overline{T} = \nabla \cdot (\lambda_{eff} \nabla \overline{T})\end{aligned} \tag{3.25}$$

- Bilan massique global pour le calcul de la teneur en eau $X$

$$\begin{aligned}\overline{\rho_c}\,\frac{\partial X}{\partial t} = \nabla \cdot \Bigg[ &\overline{\rho_l}\,\frac{K_l\, k_l}{\mu_l} \nabla(\overline{p_g} - \overline{p_c}) + \overline{\rho_v}\,\frac{K_g\, k_g}{\mu_g} \nabla(\overline{p_g}) \\ &+ \overline{\rho_g} D_{eff} \nabla\left(\frac{\overline{\rho_v}}{\overline{\rho_g}}\right) + \overline{\rho_c} D_b \nabla\left(\frac{\overline{\rho_b}}{\overline{\rho_c}}\right) \Bigg]\end{aligned} \tag{3.26}$$

avec $X$ l'humidité moyenne du VER :

$$X = \frac{\overline{\rho_l} + \overline{\rho_v} + \overline{\rho_b}}{\overline{\rho_c}} \tag{3.27}$$

- Pression totale de la phase gazeuse $\overline{p_g}$

$$\frac{\partial \overline{p_g}}{\partial t} = \frac{\partial \overline{p_v}}{\partial T}\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{p_v}}{\partial X}\frac{\partial X}{\partial t} - \frac{R\,\overline{T}}{M_a}\frac{1}{\varepsilon_g} \cdot \left( \nabla \cdot (\overline{\rho_a}\,\overline{u_a} + \overline{\rho_a}\,\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial t}) \right) + \frac{\overline{p_a}}{\overline{T}}\,\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} \tag{3.28}$$

La résolution de ces équations nécessite la spécification des conditions aux limites sur les faces d'échanges extérieures du milieu poreux. La pression est égale à la pression extérieure, les flux de chaleur et de vapeur sont déterminés par les coefficients d'échange.

Le flux de chaleur à travers la couche limite est de la forme :

$$q_c = h\,(\overline{T_s} - T_\infty) \tag{3.29}$$

Le flux de masse à l'extérieur, donné par le modèle film :

$$q_v = h_m\, c\, M_v\, ln\left(\frac{1 - x_{v\,\infty}}{1 - x_v}\right) \tag{3.30}$$

L'état du milieu est donc ainsi défini par le champ spatial de trois variables : la température, la teneur en eau et la pression de la phase gazeuse. Les équations sont fortement couplées et les coefficients particulièrement non-linéaires. La convergence du problème numérique est donc souvent difficile, notamment pour une géométrie bidimensionnelle. Le modèle bidimensionnel de transferts couplés de chaleur et de masse en milieu poreux a fait ses preuves, notamment pour la simulation du séchage convectif de l'épicéa qui est un matériau bois fortement anisotrope. L'une des tâches du LERFOB dans le cadre de ce projet TRANBATIBOIS a été d'étendre les possibiltés de ce code préexistant pour modéliser les transferts de chaleur et de masse dans les éléments bois d'une paroi multicouche.

## 3.4 Bilan

Dans ce manuscrit, nous avons jugé nécessaire de présenter brièvement le modèle de transferts couplés de chaleur et de masse développé au LERFOB sur lequel repose *Transpore*. En effet, l'un des objectifs de ce travail est le couplage numérique entre le code fluide développé sur la lame d'air et le code *Transpore*. En résumé, d'une part nous avons mis en place un modèle traitant les transferts dans la lame d'air, et d'autre part le code *Transpore* traite les transferts dans les matériaux solides poreux hygroscopiques. Ainsi, tous les ingrédients sont disponibles pour aborder un couplage numérique entre ces deux milieux présentant des mécanismes physiques plus ou moins distincts. Le chapitre 5 décrit en détails l'approche adoptée pour la réalisation de ce travail.

# Deuxième partie

# Modèles de parois et simulations

# Chapitre 4

# Lame d'air cloisonnée entre les parois solides

## 4.1 Introduction

Jusqu'ici, on ne s'est intéressé qu'à l'étude d'une seule couche d'air soumise à diverses conditions aux limites. À présent, nous allons analyser le comportement d'une lame d'air cloisonnée entre un panneau de bois massif et une plaque de plâtre. L'ensemble est soumis à une excitation sinusoïdale temporelle de température. Cette configuration simple de l'enveloppe est illustrée sur la figure (4.1). Les dimensions de chaque composant de l'enveloppe sont indiquées en [cm] sur le schéma.

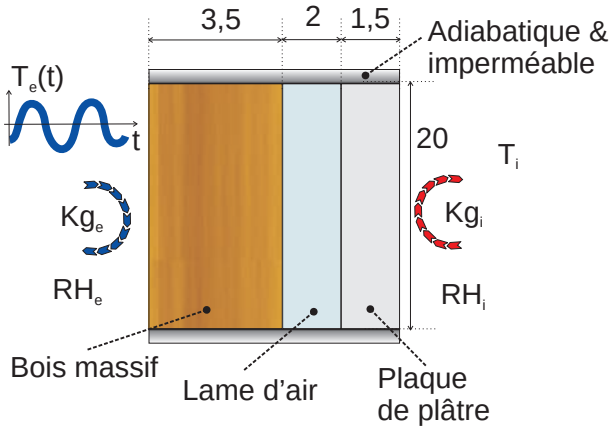



FIG. 4.1 – Modèle simplifié d'un élément de paroi

## 4.2 Description de l'étude 1

Avant de détailler les paramètres de simulation, nous allons brièvement préciser les modèles de transport de chaleur et de masse adoptés pour chaque composant de la paroi. Pour la lame d'air, les modèles restent globalement identiques à ceux présentés précedemment dans le chapitre 2, à savoir la convection et la diffusion de la chaleur et de la vapeur

d'eau ainsi que le rayonnement entre les surfaces qui la cloisonnnent. Pour le bois massif et la plaque de plâtre qui sont des milieux solides, le rayonnement et la convection sont négligés et nous considérons uniquement de la diffusion de la chaleur et de la vapeur d'eau. La diffusion de vapeur se fait selon une simple loi de diffusion qui est celle de Fick pour cette première étude. Le potentiel de transport d'humidité choisi est le gradient de pression partielle de vapeur d'eau, autrement dit l'humidité absolue de l'air humide présente dans les pores. En effet, cette dernière "$W$" est une variable continue sur toute l'épaisseur de la paroi. Nous admettons un équilibre instantané d'humidité entre la phase solide et la phase gazeuse dans l'espace des pores. Nous prenons également en compte l'anisotropie du bois massif, qui est le pin rouge pour cette étude, dans le modèle de transport de chaleur. L'idée ici est de pouvoir mettre en place dans un premier temps, un outil de simulation numérique avec un modèle simplifié de transport de masse au sein du LEMTA. Par la suite, le modèle complet développé au LERFOB (*Transpore*), traitant les transferts de masse de façon détaillée (sorption/désorption, changement de phase) dans le bois, sera couplé au modèle de la lame d'air développé au LEMTA.

À propos des conditions aux limites, la température intérieure est fixée à 20 °C avec une humidité relative de 60 %, tandis que la paroi externe est soumise à une évolution cosinusoïdale de température avec une période de 24 h ($\omega = 2\pi/(24 \times 3600)$) telle que :

$$T_e(t) = 11 + 4\,\cos(\omega\, t) \tag{4.1}$$

La pression de vapeur de la face externe correspond à celle de l'air extérieur supposé saturé en vapeur $RH_e = 100\,\%$, sans résistance au transfert de masse. Les résistances thermiques des surfaces externe et interne sont respectivement prises en compte via les coefficients d'échanges globaux $K_{ge} = 17$ et $K_{gi} = 8\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$. Ces valeurs correspondent à celles intégrées dans plusieurs outils de simulation dont WUFI notamment. Les quatre surfaces emprisonnant la lame d'air ont la même émissivité ($\varepsilon = 0.8$). Enfin, les parois horizontales sont supposées adiabatiques et imperméables à la vapeur d'eau.

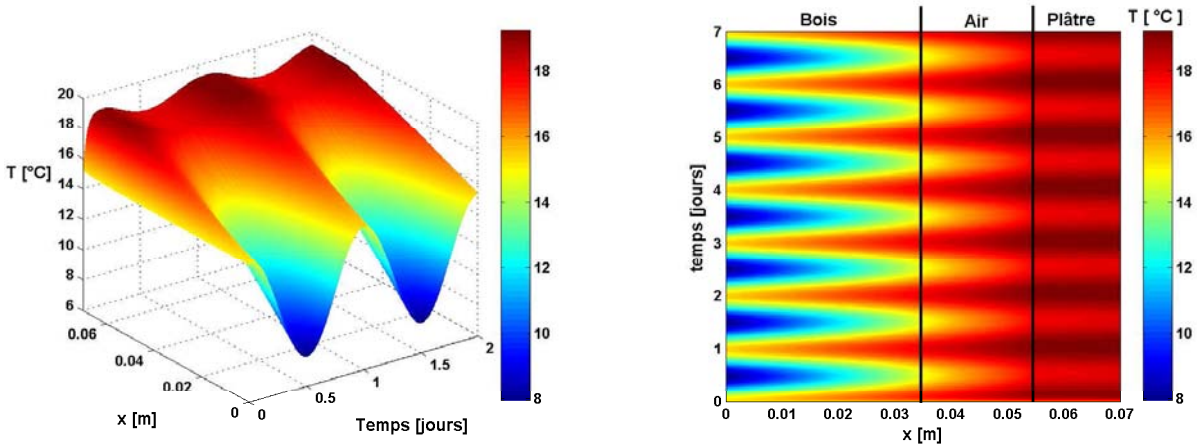
Initialement à $t = 0$, la paroi est maintenue à une température de 15 °C et une fraction massique de vapeur de 9 g/kg. À $t > 0$, on applique l'excitation sinusoïdale de la forme (4.1). Nous allons examiner la réponse de la paroi suite à cette excitation pendant une semaine.

## 4.3 Résultats de simulation

### 4.3.1 Champs de température et d'humidité

La figure 4.2(a) montre l'évolution de la température à mi-hauteur de la paroi en fonction de l'épaisseur et du temps pendant les deux premiers jours de l'excitation. Nous observons logiquement : une phase de chauffage progressif quelques heures après le début de l'excitation sinusoïdale, et ensuite l'établissement d'un régime permanent sinusoïdal dans le temps. La figure 4.2(b) montre cette évolution complète de la température sur les 7 jours, toujours à mi-hauteur de la paroi en fonction de l'épaisseur et du temps. On

constate bien les effets de l'excitation sinusoïdale sur la réponse thermique de la paroi. La fraction massique de vapeur d'eau correspondante est représentée sur la figure 4.3. Cette fois-ci, même si ces effets sinusoïdaux existent encore, néanmoins ils sont beaucoup moins marqués que ceux observés sur le champ de température (figure 4.2(b)). Cela s'explique par le fait que la chaleur diffuse plus vite dans la paroi que la vapeur d'eau. Un coefficient de diffusion de chaleur est 100 à 1000 fois plus élevé qu'un coefficient de diffusion de masse. Une autre raison plutôt mécanique est que la convection contribue également de façon importante à l'homogénéisation de la fraction massique de vapeur d'eau lors de son séjour dans lame d'air.




(a) Évolution les 2 premiers jours

(b) Évolution sur les 7 jours

FIG. 4.2 – Température à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur et du temps

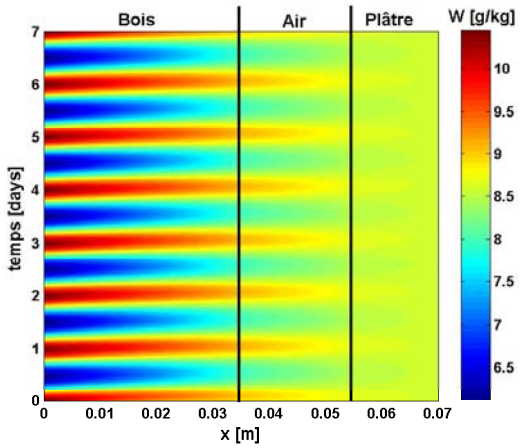


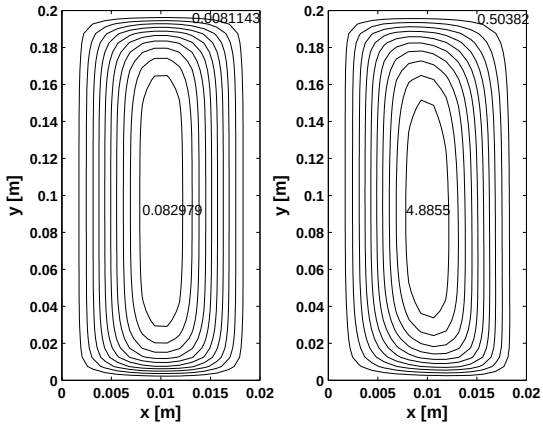

FIG. 4.3 – Fraction massique de vapeur à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur et du temps

Nous allons désormais nous intéresser plus particulièrement aux zones du champ de

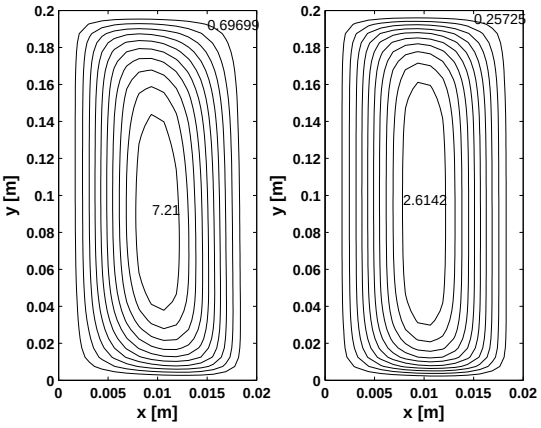
température (figure 4.2(a)) où se situent les maxima et les minima pour analyser le comportement des lignes de courant de l'écoulement d'air.

### 4.3.2 Lignes de courant

Ces lignes de courant, obtenues à partir de la fonction de courant $\psi$ adimensionnée par la viscosité cinématique $\nu$, sont respectivement représentées sur les figures 4.4(a) et 4.4(b) pour les temps : $t = 1\,\text{min}$, 6 h, 12 h et 24 h. Aux premiers instants ($t = 1\,\text{min}$), la température de la paroi étant encore quasi-uniforme, les composantes horizontale et verticale de la vitesse de la lame d'air sont donc négligeables, par conséquent les valeurs des lignes de courant correspondantes sont les plus faibles (figure 4.4(a)). À $t = 6\,\text{h}$, le gradient thermique sur les limites de la lame d'air à mi-hauteur ($y = H/2$) est $\Delta T = 2{,}17\,^{\circ}\text{C}$, à 12 h il atteint son amplitude maximale qui est $\Delta T = 3{,}15\,^{\circ}\text{C}$, et à 24 h son minimum qui vaut $\Delta T = 1{,}21\,^{\circ}\text{C}$. Ces variations de température sur les faces chaudes et froides de la lame d'air, ainsi différentiellement chauffée, expliquent les variations de la fonction courant observées. Notamment pour $t = 12\,\text{h}$, quand la différence maximale de température est atteinte, ce qui correspond au minimum de température sur la face externe de la paroi, la valeur maximale de la fonction de courant est évidemment observée. Par ailleurs, toutes ces courbes ont en commun un phénomène qui est la décroissance de la fonction de courant à l'approche des parois emprisonnant la lame d'air, ce qui vérifie de plus la condition d'adhérence imposée sur le champ de vitesse. Globalement, tous ces résultats sont bien cohérents avec la théorie et l'expérience sur les écoulements en cavité.




(a) Lignes de courant à $t = 1\,\text{min}$ et $t = 6\,\text{h}$




(b) Lignes de courant à $t = 12\,\text{h}$ et $t = 24\,\text{h}$

FIG. 4.4 – Évolutions des lignes de courant dans la lame d'air à quatre instants

### 4.3.3 Flux de chaleur sur les interfaces

Les évolutions de flux de chaleur sur les interfaces interne et externe d'une paroi présentent un intérêt capital pour le thermicien du bâtiment. En effet, elles permettent

d'identifier son inertie thermique et aussi de déterminer sa performance globale en terme de consommation énergétique. Ainsi, l'optimisation d'une paroi passe par une analyse préalable de ces flux aux limites.

Dans le cas présent, ces flux de chaleur sont représentés à mi-hauteur en fonction du temps pour trois types de modèles considérés dans la lame d'air (figure 4.5). Un premier modèle qui prend en compte tous les modes de transferts thermiques (conduction, convection et rayonnement). Un deuxième modèle qui exclut le rayonnement thermique de surfaces à surfaces dans la lame d'air et un troisième modèle qui est purement conductif dans les composants de la paroi (bois massif, air immobile et plaque de plâtre).

Les courbes de flux de ces modèles ont en commun un phénomène connu qui est le déphasage en temps entre le flux calculé sur la face à l'extérieur et celui calculé sur la face interne de la paroi. Ce déphasage, noté $\tau$, est de l'ordre de 2 h et 30 min dans le cas présent. Un choix pertinent concernant l'association de matériaux de différentes natures prenant également en compte leur épaisseur, en particulier pour les isolants de type fibres de bois ou autre, permettrait d'accroître cette inertie thermique de la paroi.

De plus, lorsque l'on évalue la moyenne des flux perdus de l'intérieur vers l'extérieur pour chacun des trois modèles, on observe quelques différences conséquentes. En effet, nous avons par ordre croissant en valeur :

- Conduction, convection et rayonnement : -11 W.m$^{-2}$
- Conduction et convection : -7.5 W.m$^{-2}$
- Conduction : -6 W.m$^{-2}$

Ces valeurs moyennes sont prises en un instant donné après l'établissement du régime sinusoïdal entretenu.

Pour un modèle purement conductif, le flux moyen perdu est relativement faible comparé à celui où l'on ajoute de la convection (deuxième modèle). Cela est dû à la contribution apportée par les mouvements convectifs de l'air augmentant ainsi les pertes de chaleur de la paroi. La prise en compte du rayonnement en plus de la conduction et de la convection augmente ces pertes par l'intensification des échanges thermiques. Ce qui explique cette valeur de flux relativement importante pour le premier modèle. Un écart relatif de 45 % par rapport au modèle purement conductif est ainsi observé. Cela n'est pas négligeable si l'on veut surtout réaliser une approche déterministe de la consommation énergétique d'une enveloppe.

Bien évidemment, ces résultats montrent la forte influence des choix faits lors de la modélisation des échanges énergétiques dans la lame d'air sur le bilan global de la paroi. Il est donc nécessaire de prendre beaucoup de précaution lors de l'emploi de modèles/simulations simplifiés dans une optique de dimensionnement thermique.

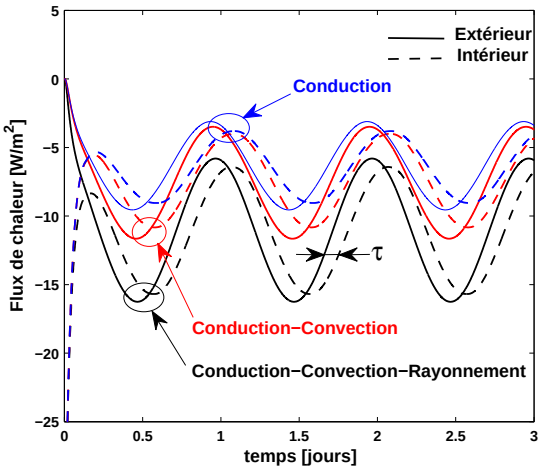



FIG. 4.5 – Flux de chaleur sur les interfaces interne et externe de la paroi

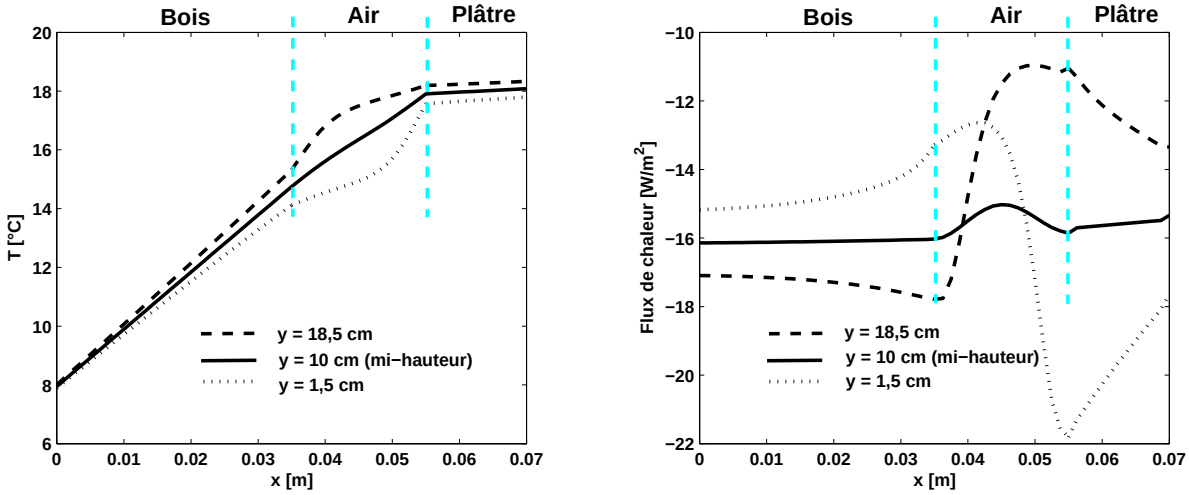
### 4.3.4 Profils de température et de flux dans la paroi

La figure 4.6(a) correspond au profil de température représenté à différentes hauteurs de la paroi en fonction de l'épaisseur à l'instant $t = 12\,\text{h}$. Le modèle considéré est le modèle complet décrit précédemment (conduction, convection et rayonnement). À mesure que l'on s'approche des limites horizontales de la lame d'air, notamment à $y = 18{,}5\,\text{cm}$ et $y = 1{,}5\,\text{cm}$, les phénomènes de convection (effets non linéaires) deviennent prépondérants sur le transfert de chaleur. Cela est dû au renforcement de l'écoulement d'air dans ces zones de la cavité. Ces profils de température montrent implicitement le rôle que jouent les boucles de circulation sur la dynamique des transferts. Logiquement, l'ensemble de la paroi est légèrement plus chaud en haut qu'en bas. Les flux de chaleur obtenus à partir de ces profils de température sont représentés sur la figure 4.6(b). Les valeurs du flux de chaleur à mi-hauteur ($y = 10\,\text{cm}$) aux interfaces de la paroi ($x = 0\,\text{cm}$ et $x = 0.07\,\text{cm}$) sont conformes à celles des évolutions de flux précédemment discutées (figure 4.5), au même instant ($t = 12\,\text{h}$) pour le modèle complet de transport.

Par ailleurs, les pertes de chaleur de la paroi vers l'extérieur sont relativement croissantes en fonction de la hauteur $y$. Mais toutefois dans le cas présent, l'approche consistant à analyser les grandeurs à mi-hauteur de la paroi paraît tout à fait raisonnable. En effet, le flux perdu à mi-hauteur ($y = 10\,\text{cm}$) correspond ici à la moyenne des flux perdus au niveau des hauteurs $y = 1{,}5\,\text{cm}$ et $y = 18{,}5\,\text{cm}$ de la paroi. Dans le cas des parois de grande hauteur, il serait plus judicieux d'intégrer ces flux le long de la paroi pour obtenir une valeur moyenne.

## 4.4 Description de l'étude 2

Dans cette seconde étude, nous considérons la même configuration de paroi que précédemment (étude 1, section 4.2). Les paramètres géométriques ainsi que les matériaux




(a) Température (b) Flux de chaleur

FIG. 4.6 – Profils de température et de flux de chaleur en fonction de la position à différents hauteurs de la paroi et au temps $t = 12\,\mathrm{h}$

composant la paroi restent inchangés. Les valeurs des coefficients d'échange thermique globaux restent également identiques à ceux de l'étude 1. Pour aborder le problème de changement de phase (condensation surfacique) au sein d'une paroi multicouche, l'influence de la position d'un pare-vapeur placé avant et après la lame d'air est analysée. Les quatre configurations considérées sont illustrées sur la figure (4.7). L'épaisseur du pare-vapeur est supposée négligeable et n'induit aucune résistance thermique. Son rôle est de freiner la diffusion de la vapeur d'eau. Pour le cas 1, qui est le cas de référence, il n'y a aucun pare-vapeur.

Les conditions aux limites sont choisies de telle manière à ce que la condensation surfacique intervienne sur l'une des parois verticales cloisonnant la lame d'air. La température intérieure est maintenue constante à $T_i = 20°\mathrm{C}$. La température extérieure est supposée variée selon une loi cosinusoïdale :

$$T_e(t) = 10 + 5\,\cos(\omega\,t) \tag{4.2}$$

avec $\omega = 2\pi/(24 \times 3600)$. Les humidités relatives intérieure et extérieure sont constantes et valent respectivement $RH_i = 70\,\%$ et $RH_e = 80\,\%$. Les faces internes de la lame d'air sont supposées grises et diffuses ($\varepsilon = 0{,}8$). La température initiale de la paroi (bois, air et plâtre) est de 20 °C avec une humidité relative de 20 %. Le pas de temps de simulation est de 60 s et la durée totale de l'excitation est 3 jours.

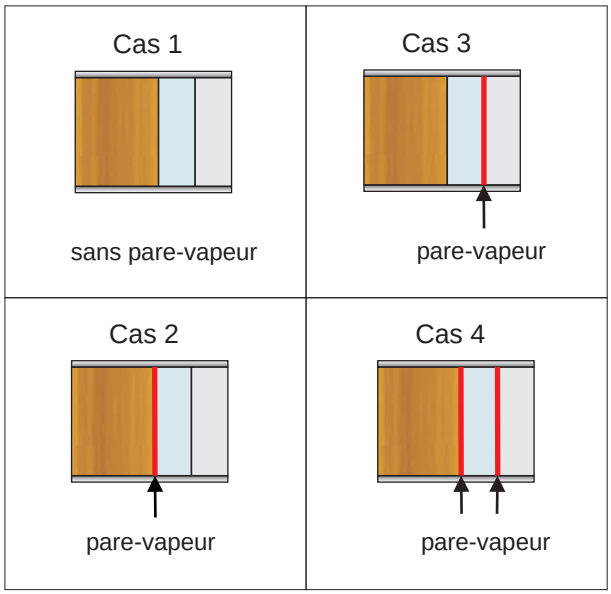



FIG. 4.7 – Représentation schématique montrant les différentes positions du pare-vapeur au sein de la paroi multicouche

## 4.5 Résultats de simulation

### 4.5.1 Température et fraction massique de vapeur

L'évolution de la température à mi-hauteur en fonction du temps (3 jours au total) et de l'épaisseur de la paroi, est donnée sur la figure 4.8. Ce résultat correpond à celui du "cas 1" (sans pare-vapeur). L'évolution de la température pour les trois autres cas restent similaires, car le pare-vapeur n'induit aucune résistance thermique par hypothèse. Les propriétés thermiques sont légèrement modifiées en fonction de la fraction massique de vapeur. Ces variations ne sont pas trop significatives dans cette étude.

Les évolutions de fraction massique de vapeur d'eau correspondant à chacun des cas étudiés : "cas 1", "cas 2", "cas 3" et "cas 4" sont respectivement représentées sur les figures 4.9(a)(1), 4.9(a)(2), 4.9(b)(3) et 4.9(b)(4). Pour le "cas 1" sans pare-vapeur, nous observons à nouveau l'influence des variations périodiques de la température externe sur la fraction massique de vapeur. Compte tenu des conditions aux limites en humidité, la fraction massique de vapeur externe fluctue entre 3 et 9 $g.kg^{-1}$. À l'intérieur, elle reste constante et égale à $W = 10\,g.kg^{-1}$. Par conséquent, la migration de vapeur d'eau se fait de l'intérieur vers l'extérieur de la paroi. Pour chaque cas, la plaque de plâtre atteint très rapidement l'équilibre thermique et massique avec l'ambiance intérieure ($W = 10\,g.kg^{-1}$). Logiquement, le pare-vapeur modifie la dynamique du transport de vapeur d'eau dans la paroi. Pour le "cas 2", la plaque de plâtre et la lame d'air s'équilibrent avec l'ambiance intérieure, et sont complètement isolés des transferts de masse intervenant au sein du bois. Dans le "cas 3", c'est uniquement la plaque de plâtre qui est massiquement isolée du reste de la paroi. Enfin, lorsque le pare-vapeur est placé sur les deux parois verticales de la lame

d'air, la fraction massique de vapeur dans ce domaine reste constante et identique à celle initialement fixée.

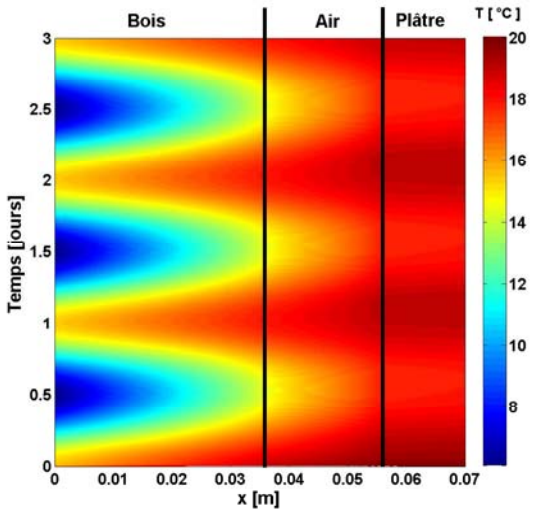
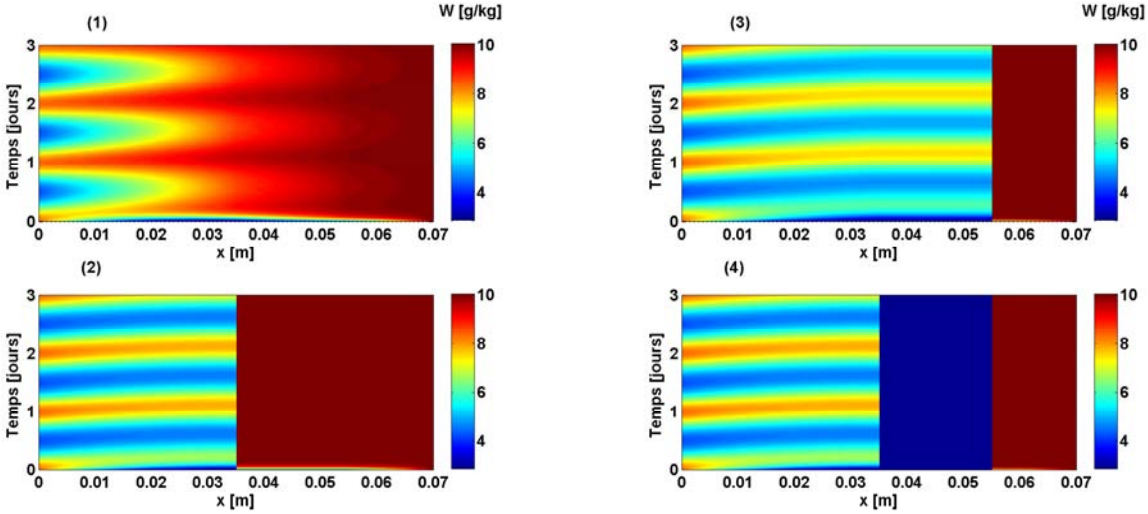



FIG. 4.8 – Évolution temporelle de la température en fonction de l'épaisseur à mi-hauteur




(a) Fraction massique de vapeur (cas 1 et cas 2)

(b) Fraction massique de vapeur (cas 3 et cas 4)

FIG. 4.9 – Évolution de la fraction massique de vapeur en fonction de l'épaisseur à mi-hauteur pour les quatre cas étudiés

Pour ces simulations, l'ordre de grandeur des nombres de Rayleigh thermique et massique évalués avec les différences maximales de température et de fraction massique de vapeur, sont respectivement : $Ra_T \approx 1{,}6\,10^6$ et $Ra_M \approx 2\,10^7$. Ces valeurs numériques confirment bien l'hypothèse de l'écoulement laminaire pour notre étude.

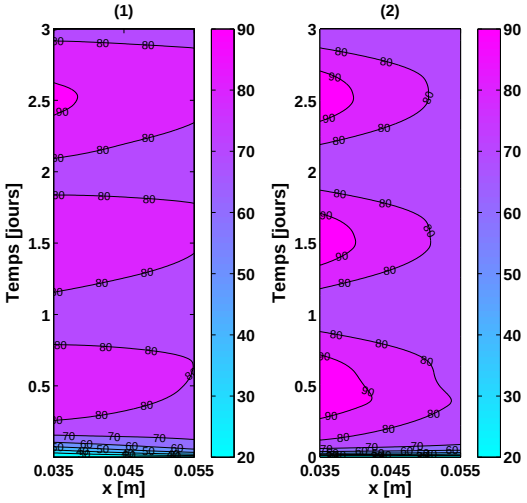
### 4.5.2 Masse volumique et masse condensée

En addition aux calculs précédents, le comportement transitoire de la densité volumique moyenne de l'air humide a été analysé. La figure 4.11(a) montre les quatres cas étudiés. Dans le premier cas, la variation temporelle de la densité est gouvernée par les flux de vapeur entrant et sortant dans la lame d'air selon la relation (2.15). Dans ce cas, le flux de vapeur est dirigé de l'intérieur vers l'extérieur en accord au gradient de fraction massique de vapeur d'eau. L'air humide dans la cavité est progressivement humidifié et la densité moyenne croît. Les fluctuations sont dues aux phases alternatives de chauffage et de refroidissement. Ce phénomène d'humidification de l'air est mieux représenté sur la figure 4.10(a) à mi-hauteur de la cavité, et sur la figure 4.10(b) à $x = 0{,}035\,\mathrm{m}$ le long de la paroi froide. Dans les deux situations, l'humidité relative de la lame d'air est représentée en fonction du temps pour le "cas 1" et le "cas 2".

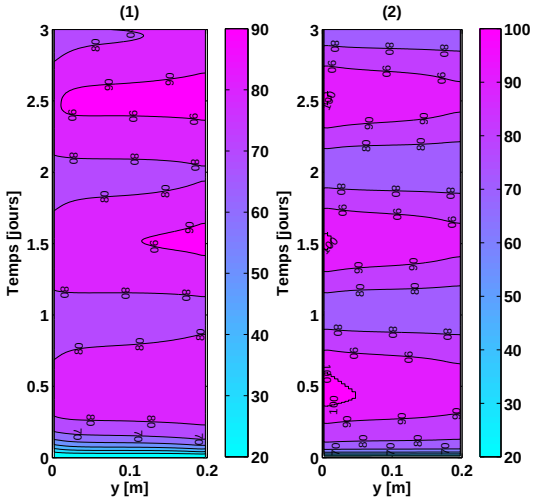
Pour le "cas 1" (figure 4.10(a)(1) et figure 4.10(b)(1)), l'humidité relative augmente périodiquement de l'état sec ($RH = 20\%$) vers un état plus humide selon la température extérieure. Le long de la paroi froide ($x = 0{,}035\,\mathrm{m}$) l'air reste également plus humide en haut de la paroi à cause du transport par convection qui y s'opère. Toutefois, l'humidité relative reste inférieure à 100 % et la condensation ne survient pas.

Dans le "cas 2", le pare-vapeur freine la diffusion de la vapeur d'eau dans le bois. Dans cette configuration, la vapeur d'eau provenant de la zone chaude de la paroi est bloquée dans la lame d'air où la fraction massique de vapeur atteint rapidement l'équilibre à $W = 10\,\mathrm{g.kg^{-1}}$. Dans ces conditions, compte tenu des variations de la température extérieure, la température de la paroi froide en $x = 0{,}035\,\mathrm{m}$ de la lame d'air peut être inférieure à celle de rosée. Par conséquent, il se produit de la condensation surfacique. Sur la figure 4.10(a)(2), l'humidité relative est donnée à $y = H/2$ et il n'y a pas de condensation surfacique. En revanche, la figure 4.10(b)(2) montre que l'humidité relative atteint 100 % sur la paroi inférieure de la cavité en $x = 0{,}035\,\mathrm{m}$. Cependant, la masse volumique moyenne de l'air humide diminue à mesure que la vapeur d'eau se liquéfie. Lorsque la température augmente (supérieure à la température de rosée) sur cette limite, la pression de vapeur reste supérieure à la pression de saturation, et le mécanisme de condensation s'arrête progressivement. Puisque la fraction massique de vapeur dans l'air reste relativement constante après quelques heures, la masse volumique moyenne change très légèrement entre deux pics de condensation.

Les deux derniers cas (3 et 4) qui ne sont pas présentés ici, sont triviaux. En effet, lorsque le pare-vapeur est placé sur l'interface entre l'air et le plâtre, il n'y a pas de condensation. La masse volumique moyenne est uniquement fonction des fluctuations de la fraction massique de vapeur. Finalement, dans le "cas 4" avec deux pare-vapeurs de part et d'autre de l'air, la fraction massique de vapeur reste constante au cours du temps. Logiquement les variations de masse volumique sont insignifiantes. Ceci est dû au faible gradient thermique dans l'air, et aussi à la variation de température qui n'est pas suffisante pour provoquer de la condensation surfacique.

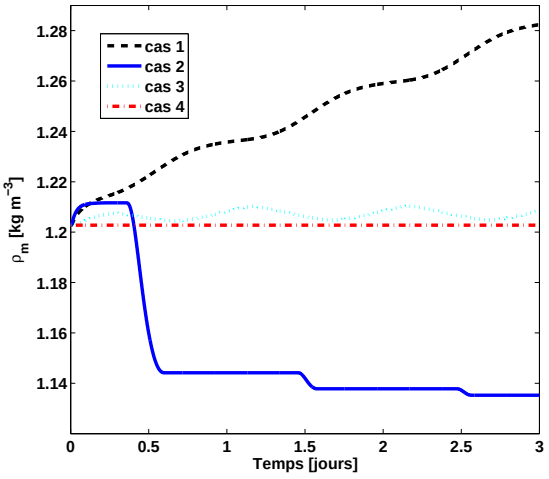



(a) Humidité relative à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur

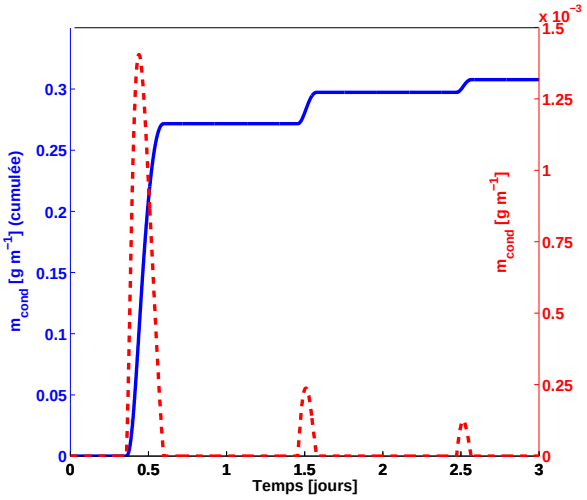



(b) Humidité relative à $x = 0{,}035\,\text{m}$ en fonction de la hauteur

FIG. 4.10 – Évolution temporelle de l'humidité relative pour les cas 1 et cas 2




(a) Évolution temporelle de la masse volumique moyenne au sein de la cavité

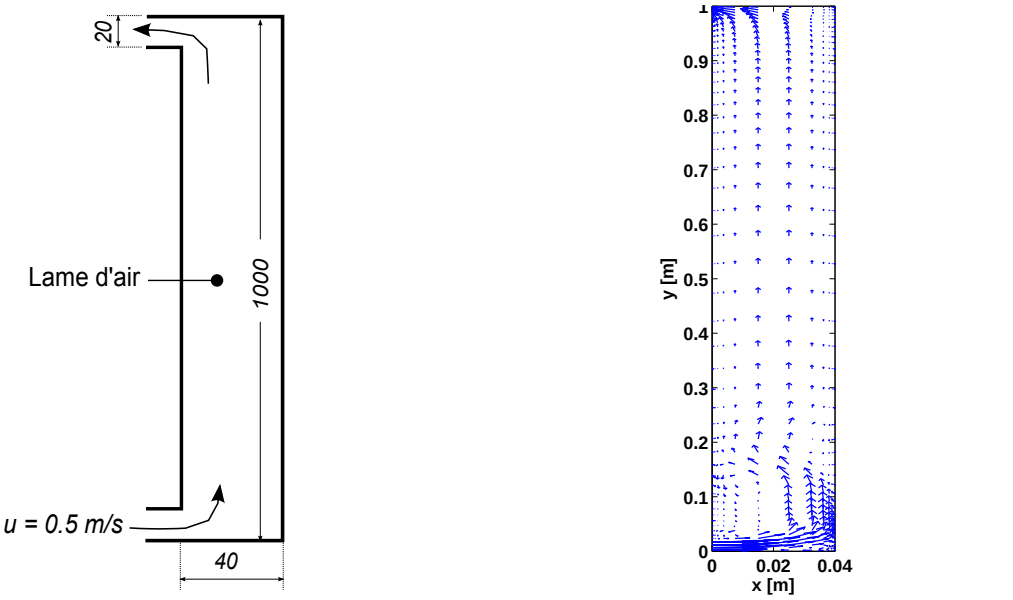



(b) Évolution temporelle de la masse de vapeur condensée et celle cumulée

FIG. 4.11 – Masse volumique moyenne et masse condensée

La figure 4.11(b) donne l'évolution de la masse de vapeur condensée et sa valeur cumulée au cours du temps pour le "cas 2". Le taux de condensation diminue à mesure que l'air se déshumidifie. La valeur cumulée de la masse condensée tend vers un palier constant aux temps longs.

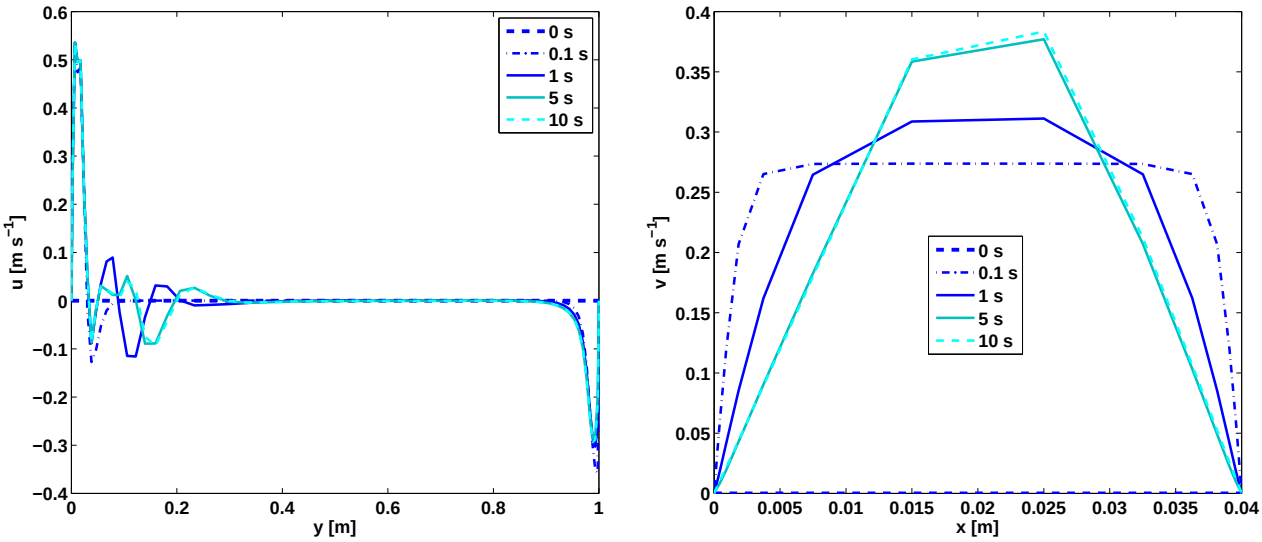
Dans le cas d'une paroi de construction bois, une ventilation de la lame d'air du côté du bardage extérieur permet de réduire les risques de condensation. Pour tester l'aptitude du modèle à simuler ce type de configuration, nous avons considéré le cas test illustré sur la figure 4.12(a). La lame d'air a une épaisseur de 4 cm et une hauteur de 1 m. L'écoulement d'air est forcé avec une vitesse d'entrée de $u = 0{,}5\,\mathrm{m/s}$ ($Re \sim 3\times10^4$). Les dimensions de l'ouverture au niveau de l'entrée et de la sortie sont identiques et valent 2 cm. La figure 4.12(b) montre l'évolution des lignes d'écoulement d'air après l'établissement du régime stationnaire. Le champ de vitesse résultant est logiquement perturbé dans la zone d'entrée. C'est là que la résultante du vecteur vitesse est la plus élevée. D'autre part, c'est également dans cette partie de la cavité qu'il existe des recirculations. Au délà de $y = 0{,}2\,\mathrm{m}$, l'écoulement se stabilise pour parvenir à une répartition parabolique caractéristique des écoulements entre plaques planes. Dans la partie haute de la conduite, l'air est accéléré au niveau de la sortie, essentiellement selon la composante horizontale compte tenu des conditions aux limites. Les composantes horizontale et verticale de la vitesse sont respectivement données sur les figures 4.13(a) et 4.13(b) à différents instants. Au délà de $t = 10\,\mathrm{s}$, le régime est établi. Nous pouvons observer une bonne conformité entre ces courbes et les lignes d'écoulement. C'est en particulier le cas dans la zone basse de la lame d'air où ces phénomènes de recirculation sont visibles à travers les fluctuations de $u$. Des calculs similaires ont été conduits avec une vitesse d'entrée plus élevée ($u = 1\,\mathrm{m/s}$), les résultats sont assez proches.




(a) Schéma descriptif

(b) Lignes de l'écoulement d'air forcé

FIG. 4.12 – Lame d'air en convection forcée




(a) Composante horizontale de la vitesse à mi-épaisseur en fonction de la hauteur

(b) Composante verticale de la vitesse à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur

FIG. 4.13 – Composantes horizontale et verticale de la vitesse pour la lame d'air en convection forcée

## 4.6 Extension sur une paroi complète

Des tests préliminaires ont également été menés sur un modèle de paroi beaucoup plus réaliste illustré de la façon suivante (figure 4.14) :

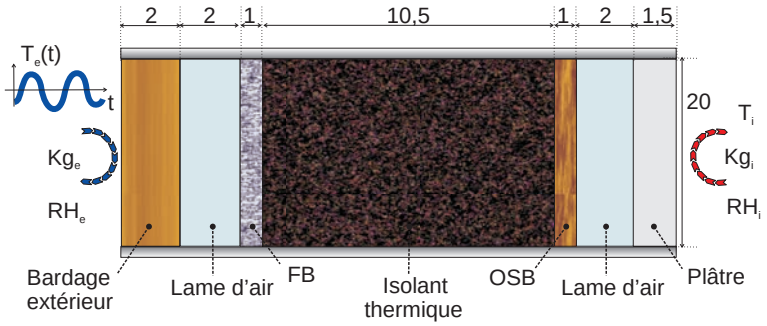


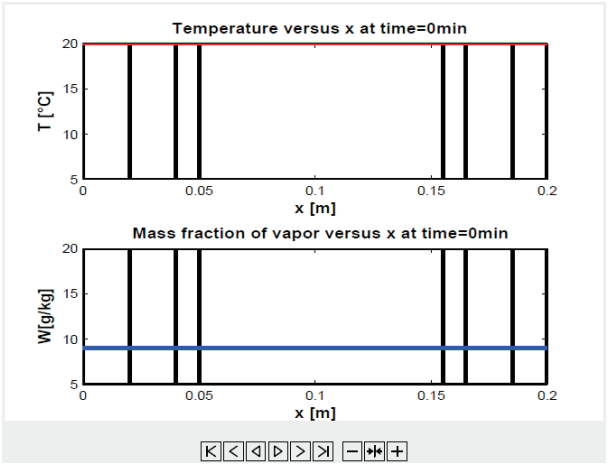

FIG. 4.14 – Modèle réel de paroi

Nous utilisons typiquement les mêmes types de conditions aux limites que celles du modèle simplifié de paroi :

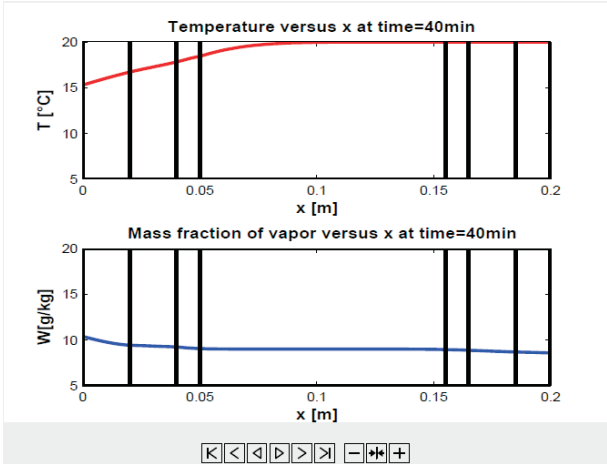
- Extérieur : $T_e = 10 + 5\,\cos(\omega\,t)$ , $RH_e = 100\,\%$ , $K_{ge} = 17\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$
- Intérieur : $T_i = 20\,^\circ\mathrm{C}$ , $RH_i = 60\,\%$ , $K_{gi} = 8\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$

La période de l'excitation est de 24 h ($\omega = 2\pi/(24 \times 3600)$), le pas de temps de simulation vaut $\Delta t = 20$ s et la durée de l'excitation est de 3 jours.

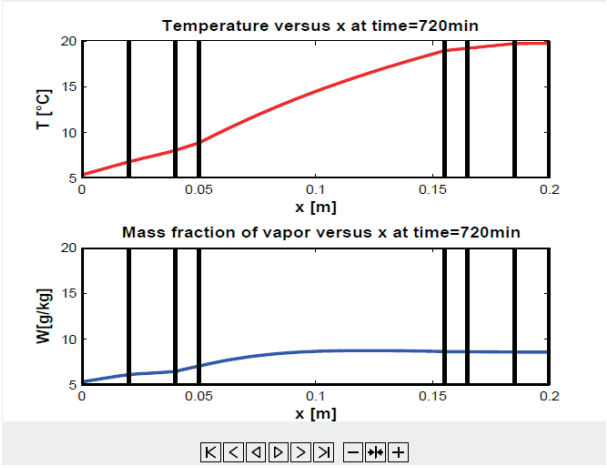
Afin d'illustrer les outils de simulation actuels, nous représentons les profils de température et de fraction massique de vapeur à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur de la paroi pour quelques instants de l'excitation (figure 4.15).



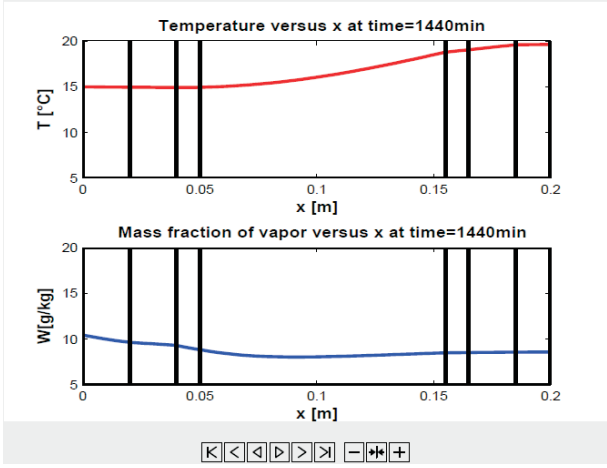

(a) $t = 0$ min ($T = 20$ °C et $W = 9$ g/kg)




(b) $t = 40$ min




(c) $t = 720$ min (après une demi-journée)




(d) $t = 1440$ min (après une journée)

FIG. 4.15 – Évolutions instationnaires de la température et de la fraction massique de vapeur d'eau au sein de la paroi

Ces évolutions instationnaires sont bien cohérentes avec la physique des transferts dans une paroi multicouche. Notamment sur le profil de température à $t = 720$ min, où l'on

observe bien le phénomène selon lequel la chute de température dans un milieu est proportionnelle à sa résistance thermique (en régime permanent). Évidemment, cette chute est plus importante au sein de l'isolant thermique que dans les autres composants de la paroi.

Le temps de calcul pour obtenir ces résultats sur 3 jours d'excitation est d'environ 4 h sur une machine standard (Intel Core 2 Duo CPU E8400 3 GHZ, 2 Go de RAM). Ceci avec un maillage régulier dans chaque milieu suivant les directions $x$ et $y$ :

- $N_x = 8 + 8 + 4 + 42 + 4 + 8 + 6 = 80$ nœuds
- $N_y = 20$ nœuds

## 4.7 Bilan

Cette étude menée sur la paroi complète constitue une étape importante dans le développement de l'outil numérique d'aide à la conception destiné aux entreprises œuvrant dans le secteur de la construction bois. Le modèle actuel est complet du point de vue thermique. Une future amélioration sera plutôt basée sur le modèle de transport de masse dans la paroi, qui est actuellement purement diffusif. Les aspects concernant les conditions climatiques externes réelles (rayonnement solaire, vent, pluie, résistance de transfert de masse, ...) peuvent facilement être pris en compte dans le modèle dans un délai très court.

Ce chapitre clôture la présentation des résultats de simulation obtenus lors de première partie du travail de thèse réalisée au LEMTA. La maîtrise de la dynamique des transferts dans la lame d'air seule en cavité, associée avec d'autres composants solides de la paroi, nous pousse maintenant à explorer d'autres situations beaucoup plus complexes. Il s'agit notamment d'utiliser le code fluide développé sur la lame d'air au LEMTA, et le faire communiquer avec un autre code de transport traitant les transferts dans les composants solides de la paroi développé au LERFOB, tout en respectant la confidentialité de chacun des modules. Cette problématique fait l'objet du prochain chapitre qui porte sur la description du couplage des codes.

# Chapitre 5

# Couplage entre les codes

## 5.1 Introduction

La diversité des phénomènes physiques mis en jeu dans le problème qui nous intéresse, avec pour chacun d'entre eux un processus de transport spécifique, nécessite souvent la mise en œuvre de plusieurs modules de calcul indépendants. Chaque module traitant en partie un phénomène physique bien défini. Une structure basée sur la modularité présente un avantage incontestable du fait de sa souplesse et lors de sa mise en œuvre. L'ensemble de ces modules forment le code de calcul. C'est dans cette optique que le code dévéloppé sur la lame d'air a été couplé au code *Transpore*. Ce dernier traite les transferts de chaleur et de masse dans les matériaux poreux hygroscopiques dont les propriétés varient très fortement en fonction de la teneur en eau. Les deux codes dialoguent en s'échangeant les données calculées sur les interfaces des différents milieux.

Les différentes techniques mises en œuvre pour réaliser le couplage entre le code *Transpore* et celui simulant les échanges dans la lame d'air sont présentées dans ce chapitre. Nous décrivons en particulier les relations permettant de définir les variables d'échanges aux interfaces des milieux. Pour aborder ce problème de couplage, nous nous intéressons au cas d'une lame d'air cloisonnée entre deux couches solides. C'est une configuration simple permettant de décrire les différentes étapes du couplage. En outre, la généralisation à des configurations multicouches et/ou incluant plusieurs lames d'air reste similaire, et découle de l'application de cas simples.

## 5.2 Théorie et généralités

Des problèmes physiques faisant intervenir des contacts entre un fluide et un solide, ou entre deux solides ont toujours suscité l'intérêt des chercheurs. Ils ont fait l'objet de plusieurs investigations ainsi que de nombreuses publications scientifiques dans divers ouvrages sur les transferts de chaleur. En effet, ces configurations mettant en œuvre différents milieux sont rencontrées dans beaucoup d'applications industrielles. Les configurations simples admettant des solutions analytiques pour l'évolution de la température sur l'interface entre les deux milieux sont souvent des géométries unidimensionnelles en

régime stationnaire, avec des propriétés supposées constantes. Lorsque le couplage a lieu entre un milieu d'épaisseur fini et un milieu semi-infini, la transformée de Laplace appliquée à l'équation de la chaleur est la méthode classique généralement utilisée. Un autre cas usuel qui porte sur la mise en contact de deux milieux semi-infinis de températures initialement différentes, donne en régime stationnaire une température d'interface qui est fonction des effusivités des deux milieux. Pour l'étude des problèmes de transfert conjugué de chaleur (couplage solide/fluide), on trouve dans la littérature quelques résultats analytiques en régimes instationnaire et en stationnaire. Ils concernent généralement les cas classiques d'écoulement sur une plaque plane ou d'écoulement en canal. La majorité des études suppose la paroi solide isotherme, et l'aspect transitoire a été peu étudié. Pour des études avec des conditions aux limites plus complexes, des propriétés thermophysiques variables et des géométries multidimensionnelles et/ou complexes, l'approche numérique devient incontournable.

### 5.2.1 Conditons aux limites sur les interfaces

Avant de spécifier les conditions aux limites sur les interfaces des milieux, il est important de préciser celles sur les limites interne et externe de la paroi. Nous admettons que les parois horizontales sont adiabatiques et imperméables à la vapeur d'eau. Cette condition est commune pour la lame d'air et les matrices solides traitées par le code *Transpore*. En revanche, pour les conditions aux limites latérales, seul le code *Transpore* requiert des conditions aux limites, les matériaux hygroscopiques délimitant l'ensemble de la paroi. Ces conditions aux limites sont associées à des données météorologiques de température et d'humidité relative, ainsi que le rayonnement solaire externe. Bien entendu, il est également possible de spécifier d'autres conditions aux limites en fonction du problème étudié (pluie, vent,...).

La conservation de l'énergie et de la masse de part et d'autre d'une paroi est impérative, en particulier sur les interfaces séparant chaque milieu. Nous supposons que le contact est parfait sur chaque interface (solide/solide ou solide/fluide), ce qui permet de s'affranchir des problèmes liés à la résistance de contact qui est une grandeur difficilement quantifiable. Compte tenu de cette hypothèse, les conservations de l'énergie et de la masse sur les interfaces s'obtiennent à partir des lois classiques de transport basées sur l'évaluation du gradient normal à la paroi de chacune des variables recherchées. D'une part, la continuité du flux de chaleur et l'égalité des températures sont imposées sur l'équation de transport de l'énergie. D'autre part, l'équation de conservation de la masse est contrainte à la continuité du flux de vapeur et à l'égalité de la pression partielle de vapeur. Pour la résolution de l'équation de transport d'humidité dans l'air, la conversion de la pression partielle de vapeur en humidité absolue se fait très aisément par la relation (2.11).

Afin de respecter la confidentialité de chaque code developpé, une convention a été adoptée pour le processus de couplage. Un code fournit le flux (chaleur et vapeur), et l'autre retourne le scalaire correspondant (température et pression de vapeur). Cette méthode de couplage est connue sous le nom du raccord Dirchlet/Neumann. Une autre

méthode de couplage pour laquelle les deux codes utilisent comme condition à l'interface les mêmes expressions de température et de pression partielle de vapeur établies respectivement à partir des continuités de flux de chaleur et de vapeur, est appelée raccord Dirichlet/Dirichlet. C'est une technique plus délicate à mettre en œuvre car elle nécessite un module externe supplémentaire dans lequel sont injectées les propriétés de chaque domaine ainsi que quelques paramètres du maillage au voisinage de l'interface. Ce module permet notamment d'expliciter les relations de continuité. Le type de couplage testé entre les codes LEMTA et LERFOB, est le couplage Dirichlet/Neumann, compte tenu de sa facilité de mise en œuvre et son caractère non intrusif.

### 5.2.2 Algorithme de couplage

Le schéma 5.1 illustre un aperçu du couplage entre le code fluide sur la lame d'air développé au LEMTA et le code *Transpore* du LERFOB. C'est une approche classique de résolution des équations de transport, sauf qu'il faut intégrer les échanges de données entre les codes à chaque pas de temps. Le maillage du domaine, les paramètres ainsi que l'initialisation des variables sont faites en amont par le métamodèle du code *Transpore* avant le début du processus itératif temporel.

Pour vérifier le processus de couplage entre les codes de façon simple, nous avons considéré dans un premier temps une lame d'air d'épaisseur 1 cm entre deux matériaux bois en épicéa faisant 0,5 cm d'épaisseur chacun (figure 5.2). La paroi ainsi définie possède une hauteur de 10 cm. Ces dimensions réduites ont été choisies afin de réduire le temps de calcul. En effet, les phénomènes de transfert de masse nécessitent souvent plusieurs heures, voire des jours, pour observer des variations de teneur en eau. Pour ce premier test, le problème thermique n'est pas abordé, nous supposons la paroi isotherme tout au long de l'expérience ($T = 20\,°\mathrm{C}$). Pour analyser l'aspect transport de masse, les conditions aux limites d'humidité relative considérées sont identiques ($RH_e = RH_i = 40\,\%$). Les cœfficients d'échange thermique sont également identiques, ils sont donnés par : $K_{ge} = K_{gi} = 15\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$. Par convention, les cœfficients de transfert de masse valent le millième de ceux du transfert thermique. Initialement, l'ensemble de la paroi est supposée complètement sec ($X = 0$ et $p_v = 0$). L'idée est de suivre l'évolution de la teneur en eau et de la pression partielle de vapeur au cours du temps jusqu'à l'équilibre avec l'ambiance à 40 % d'humidité relative.

La figure 5.3 montre l'évolution de la teneur en eau au cours du temps dans l'épicéa à différentes positions de la limite $x = 0$. Ces résultats sont présentés pour un seul matériau d'épicéa compte tenu de la symétrie du problème. L'équilibre est atteint au bout de 200 h, et la valeur de la teneur en eau d'équilibre vaut 0,0863 kg/kg, soit 8,63 % d'eau dans le matériau. C'est une valeur déjà rencontrée pour le matériau épicéa considéré à partir de son isotherme de sorption. La grandeur observable de façon continue sur toute l'épaisseur de la paroi est la pression partielle de vapeur. Son évolution à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur est représentée sur la figure 5.4(a) pour différents instants jusqu'à l'équilibre. La lame d'air étant un milieu plus diffusif que l'épicéa du point de vue massique, son

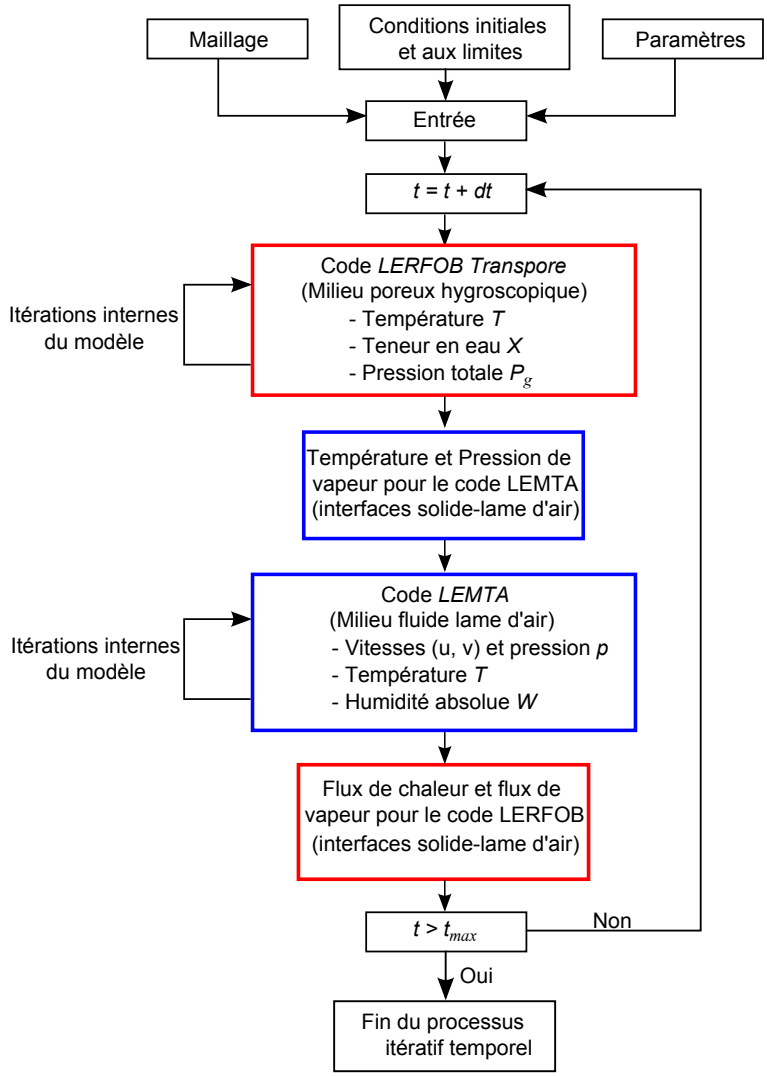



FIG. 5.1 – Algorithme de couplage entre les codes LEMTA et LERFOB

équilibre est instantané sur toute l'épaisseur (1 cm) à chaque pas de temps. Cet effet n'est plus observé lorsqu'on augmente fortement l'épaisseur de la lame d'air où l'on constate de faibles gradients. La symétrie du problème considéré est également mise en évidence. La pression partielle de vapeur à différentes positions dans l'épicéa est donnée en fonction du temps (figure 5.4(b)). L'évolution en $x = 0{,}005$ m est identique à celle dans la lame d'air.

D'autre part, l'évolution de la fraction massique de vapeur d'eau dans la lame d'air est représentée sur la figure 5.5(a). Sa valeur finale d'équilibre est de 5,536 g.kg$^{-1}$. En se référant au diagramme psychrométrique, l'air humide à 20 °C avec une humidité relative de 40 % contient environ 6 g de vapeur d'eau à pression atmosphérique ($P_{atm} = 101325$ Pa). Pour expliquer ce faible écart, nous avons observé l'évolution de la pression au cours du temps et celle de la masse volumique (figure 5.6). En effet, le processus d'humidification de la lame d'air (cavité à volume constant et température constante) provoque une augmentation progressive de la pression thermodynamique. La masse volumique moyenne dans la

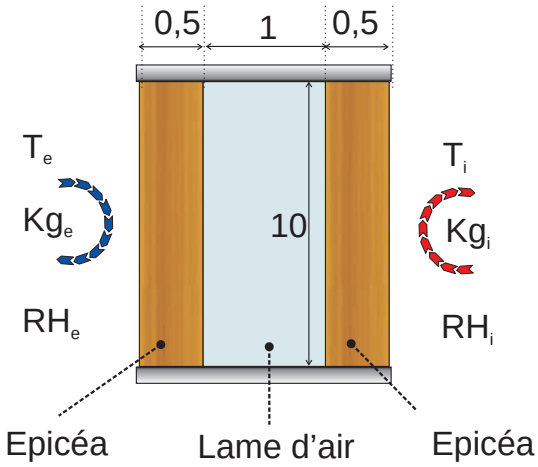



FIG. 5.2 – Premier cas test : couplage entre codes avec une paroi isotherme

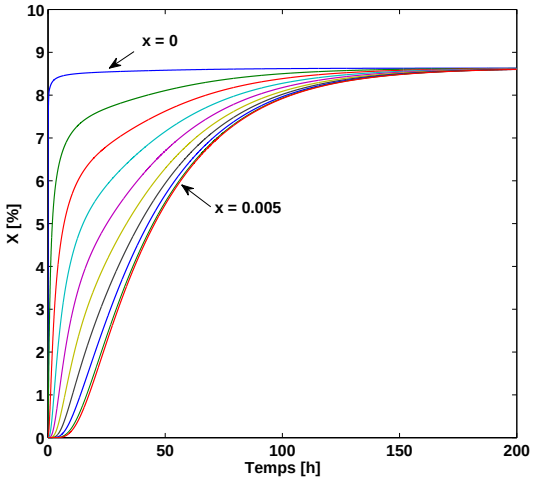
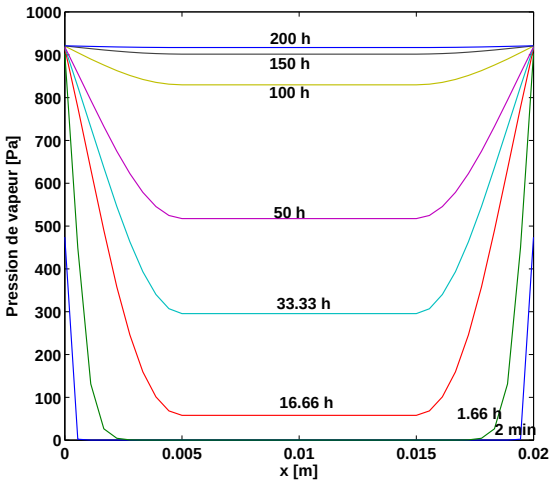


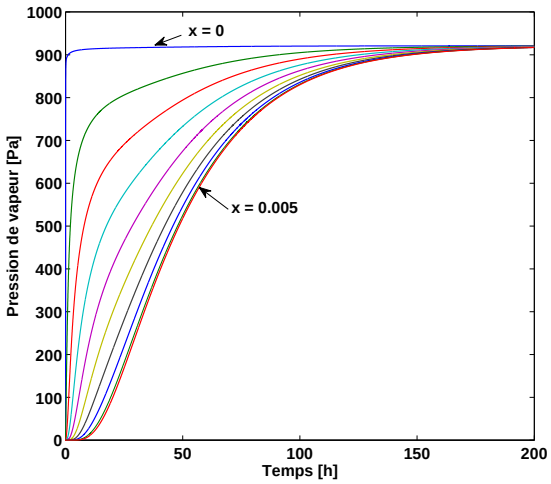

FIG. 5.3 – Évolution temporelle de la teneur en eau dans l'épicéa pour différentes positions espacées de 0,5 mmm

lame d'air suit la même évolution. Or, l'une des caractéristiques de l'air humide est que : pour un même volume à humidité relative et température constante, en augmentant la pression, on réduit la teneur en vapeur d'eau. Par ailleurs, une brusque variation de la pression moyenne est constatée aux premiers instants, suivie d'une décroissance rapide. Ce phenomène est dû aux changements de phase qui interviennent dans les matériaux hygroscopiques au début de l'excitation. En effet, ces effets disparaissent lorsqu'on ne prend pas en compte le couplage énergie/masse dans le modèle du code *Transpore*. Les figures 5.5(b) et 5.6 montrent les écarts que nous pouvons observer sur la température dans le milieu, sur la pression et la masse volumique moyenne dans la lame d'air, suivant le choix de ce modèle.

Le temps de calcul (en CPU) pour obtenir ces résultats est d'environ 1 h 30 min sur

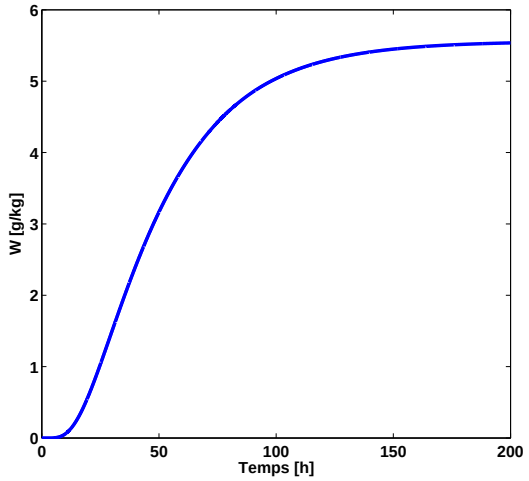



(a) Pression partielle de vapeur à mi-hauteur en fonction de la position à différents instants

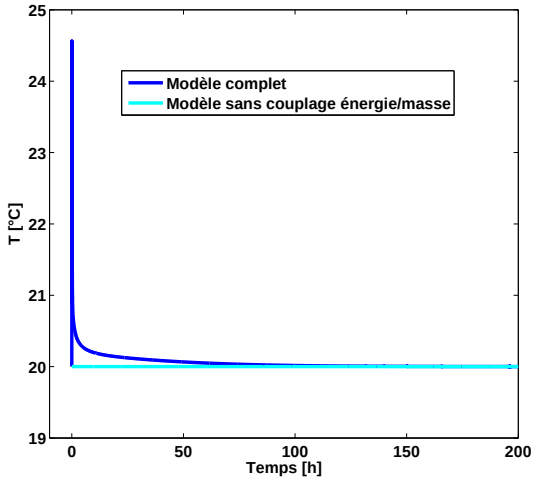



(b) Évolution temporelle de la pression partielle de vapeur dans l'épicéa pour différentes positions

FIG. 5.4 – Évolution de la pression partielle de vapeur au sein de la paroi en fonction de l'épaisseur et dans l'épicéa, au cours du temps



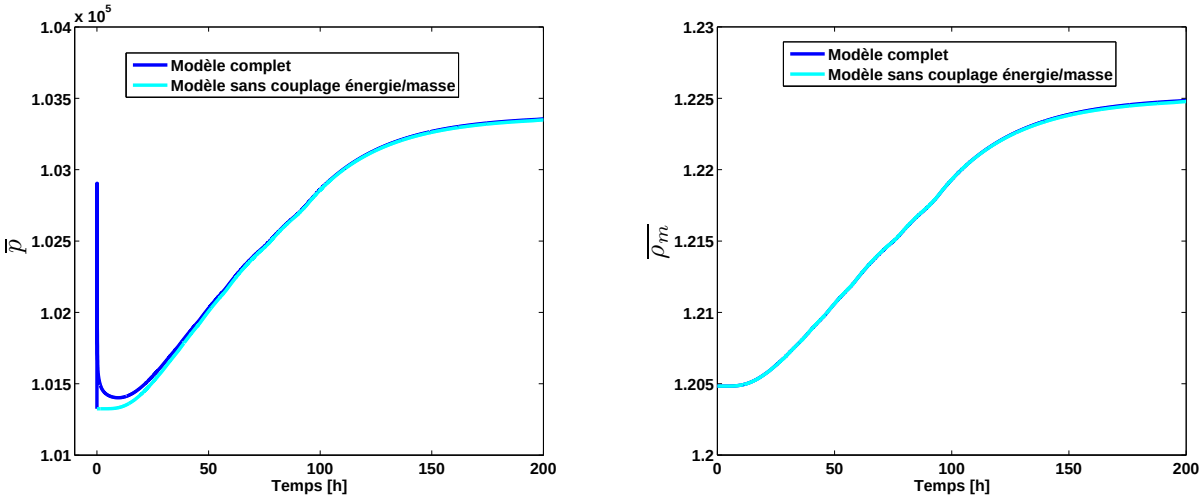

(a) Évolution temporelle de la fraction massique de vapeur dans la lame d'air




(b) Influence du modèle de transport sur la thermique de la paroi

FIG. 5.5 – Fraction massique de vapeur et température

une machine standard (Dual Core 2.13 GHz, 1 GB de RAM).




(a) Pression moyenne

(b) Masse volumique moyenne

FIG. 5.6 – Influence du modèle de transport sur la pression moyenne et la masse volumique moyenne

## 5.3 Étude des modèles simplifiés de paroi

Dans cette section, nous allons analyser numériquement le comportement d'une lame d'air cloisonnée entre deux couches de bois massif (figure 5.7). L'ensemble est soumis à une excitation sinusoidale de température. Les dimensions de chaque composant de la paroi sont indiquées dans le tableau 5.1. Le bois le plus épais est placé vers le côté extérieur.

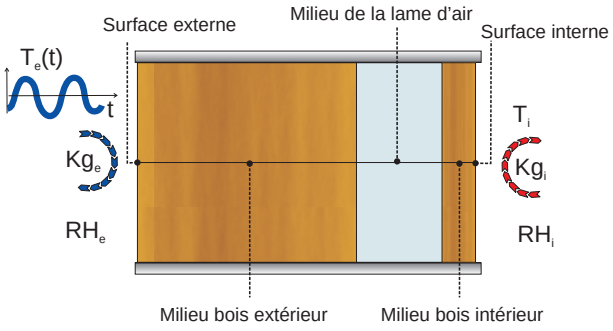



FIG. 5.7 – Deuxième cas test : couplage entre codes avec une paroi soumise à une évolution sinusoïdale de température extérieure

À propos des conditions aux limites, la température intérieure est fixée à 20 °C avec une humidité relative de 70 %. La paroi externe est soumise à une évolution sinusoïdale de température avec une période d'une journée :

$$T_e(t) \;=\; 10 + 5\,\cos(\omega\, t) \tag{5.1}$$

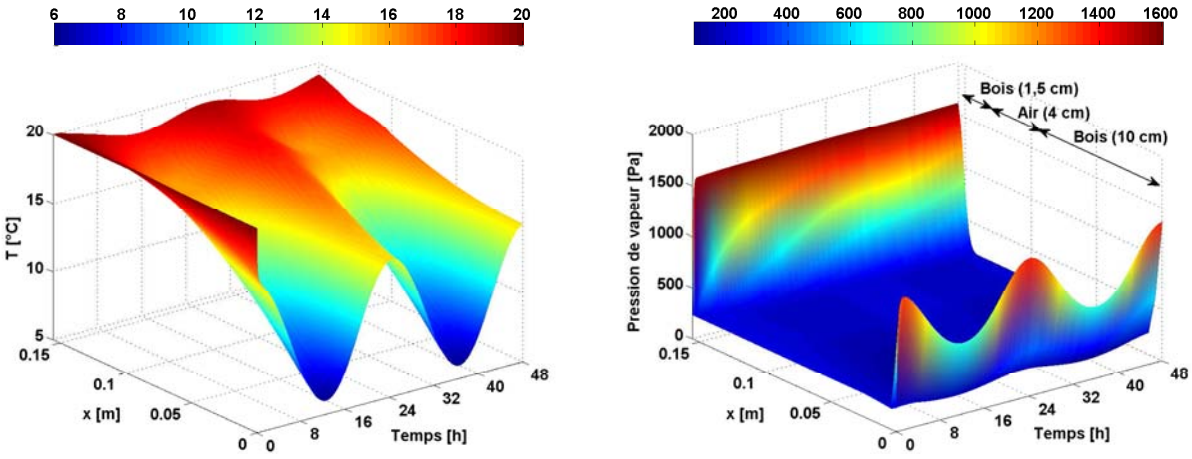
| | Épaisseur [cm] | Hauteur [cm] |
|---|---|---|
| Bois (épicéa) | 10 | 40 |
| Lame d'air | 4 | 40 |
| Bois (épicéa) | 1,5 | 40 |

TAB. 5.1 – Dimensions des éléments de la paroi

Nous supposons également que l'humidité relative extérieure reste constante et égale à 80 %. Les résistances thermiques de surfaces externe et interne sont respectivement prises en compte via les coefficients d'échange globaux $K_{ge} = 17$ et $K_{gi} = 8\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$. Les quatre surfaces emprisonnant la lame d'air ont la même émissivité ($\varepsilon = 0{,}8$). Enfin, les parois horizontales sont supposées adiabatiques et imperméables à la vapeur d'eau. Ce cas est assez proche de celui étudié dans le chapitre 4 (section 4.3), à présent nous souhaitons observer qualitativement les modifications induites par le couplage avec *Transpore*.

Initialement, l'ensemble de la paroi est à 20 °C avec 10 % d'humidité relative. Les résultats de simulation donnant le champ de température, à mi-hauteur de la paroi, en fonction du temps et de l'épaisseur sont donnés sur la figure 5.8(a). On constate que la dynamique du transport est bien restituée dans la paroi. L'excitation sinusoidale externe provoque une réponse similaire de faible amplitude sur la paroi interne. De façon similaire, le champ de pression de vapeur est également représenté sur la figure 5.8(b). Contrairement au transport de l'énergie, le transfert de masse s'opère très lentement au sein de la paroi, comme nous pouvons le constater. Cela est dû aux faibles coefficients de diffusion de masse qui sont mis en jeu lors de ce processus de transport. Afin de pouvoir observer de nettes variations sur le champ d'humidité (pression de vapeur), autrement dit sur la pression de vapeur, il faudrait plusieurs jours, voire des semaines de simulations sur une paroi en bois massif. Ce fait a été montré dans le paragraphe précédent sur le même matériau (épicéa). Les évolutions instationnaires de teneur en eau et de pression partielle de vapeur sont respectivement données sur les figures 5.9(a) et 5.9(b). Une augmentation notable de la teneur en eau de l'ordre de 6 % est observée au centre du bois placé côté intérieur. Cela est dû à la faible épaisseur considérée de ce matériau. Cette évolution reste très lente dans les autres matériaux comme on peut le constater sur les évolutions de pression partielle de vapeur. Par ailleurs, l'évolution temporelle de la fraction massique de vapeur d'eau dans la lame d'air est représentée sur la figure 5.10. La décroissance observée pendant les premières heures est due au refroidissement provoqué par une diminution de la température extérieure. En effet, à humidité relative constante, en diminuant la température, on réduit la teneur en vapeur d'eau.

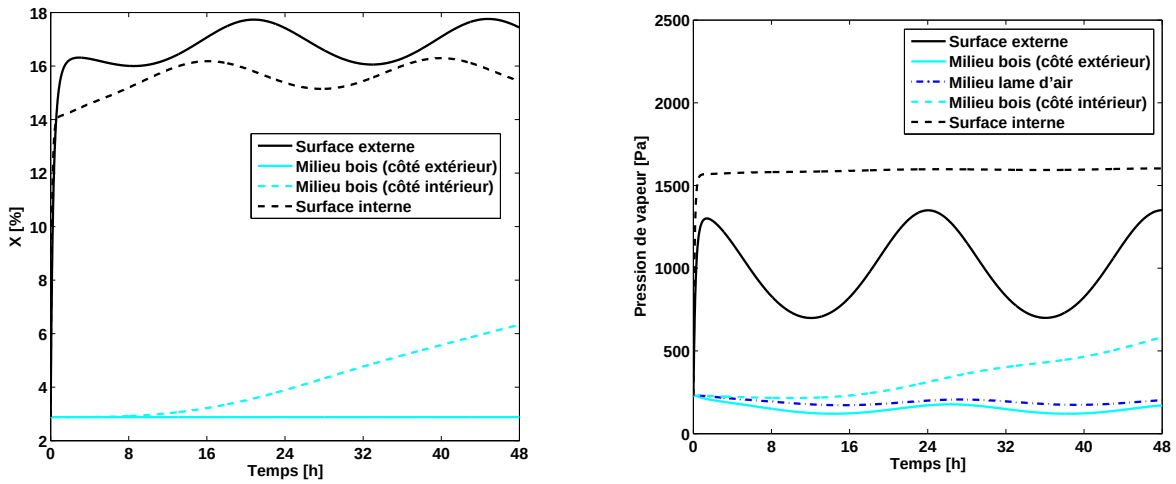
Pour mieux observer les effets de la convection sur les transferts dans la lame d'air, nous avons presenté respectivement sur les figures 5.11 et 5.12 les profils de vitesses et de température aux instants $t = 1\,\mathrm{h}$, 6 h, 12 h, et 24 h. Les profils de température sont donnés en fonction de l'épaisseur à différentes positions de la hauteur $y$ de la paroi (5 positions régulièrement espacées selon la verticale). Ils montrent implicitement le rôle que jouent les boucles de circulation (5.11) de l'air dans la cavité sur la dynamique des transferts.




(a) Température à mi-hauteur

(b) Pression partielle de vapeur à mi-hauteur

FIG. 5.8 – Température et pression partielle de vapeur




(a) Teneur en eau

(b) Pression partielle de vapeur

FIG. 5.9 – Teneur en eau et pression partielle de vapeur

Plus l'écart de température entre l'extérieur et l'intérieur de la paroi est important, plus le gradient thermique entre la paroi supérieure et la paroi inférieure devient aussi important. Cela se traduit par un élargissement des profils de température le long de l'épaisseur, notamment à $t = 12\,\text{h}$, instant pour lequel la température extérieure atteint sa valeur minimale. La différence de température maximale entre le bas et le haut de la paroi est de l'ordre de 2,5 °C.

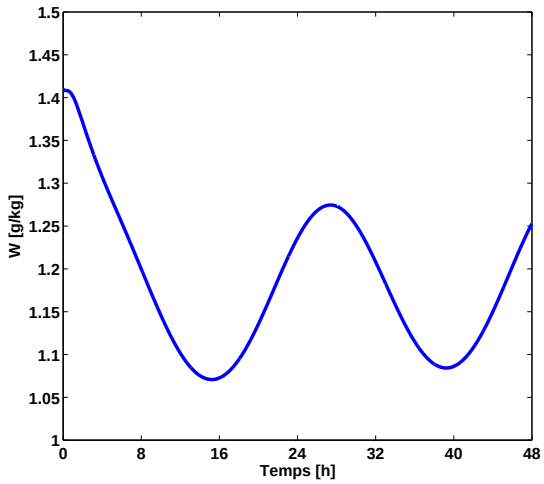
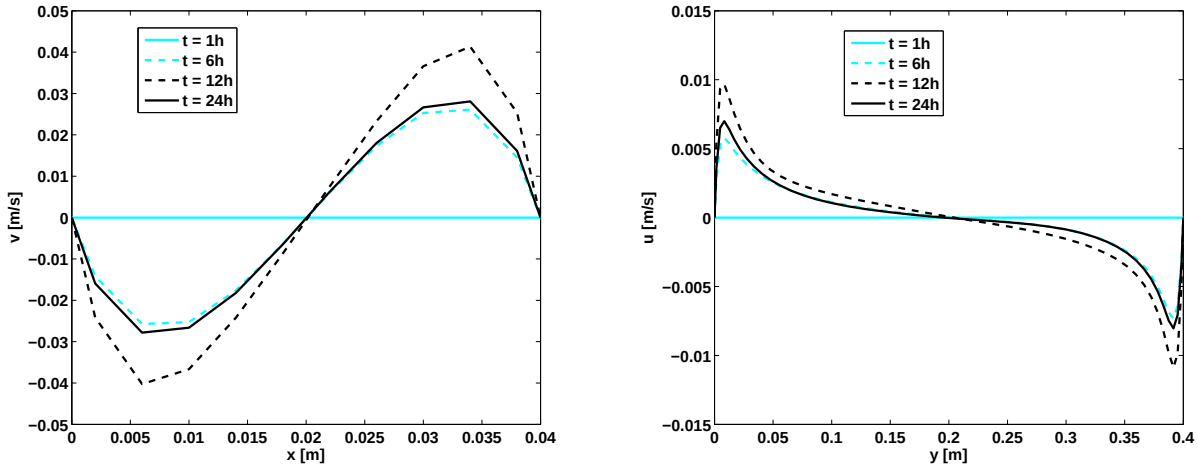



FIG. 5.10 – Fraction massique de vapeur d'eau au centre de la lame d'air




(a) Composante verticale de la vitesse

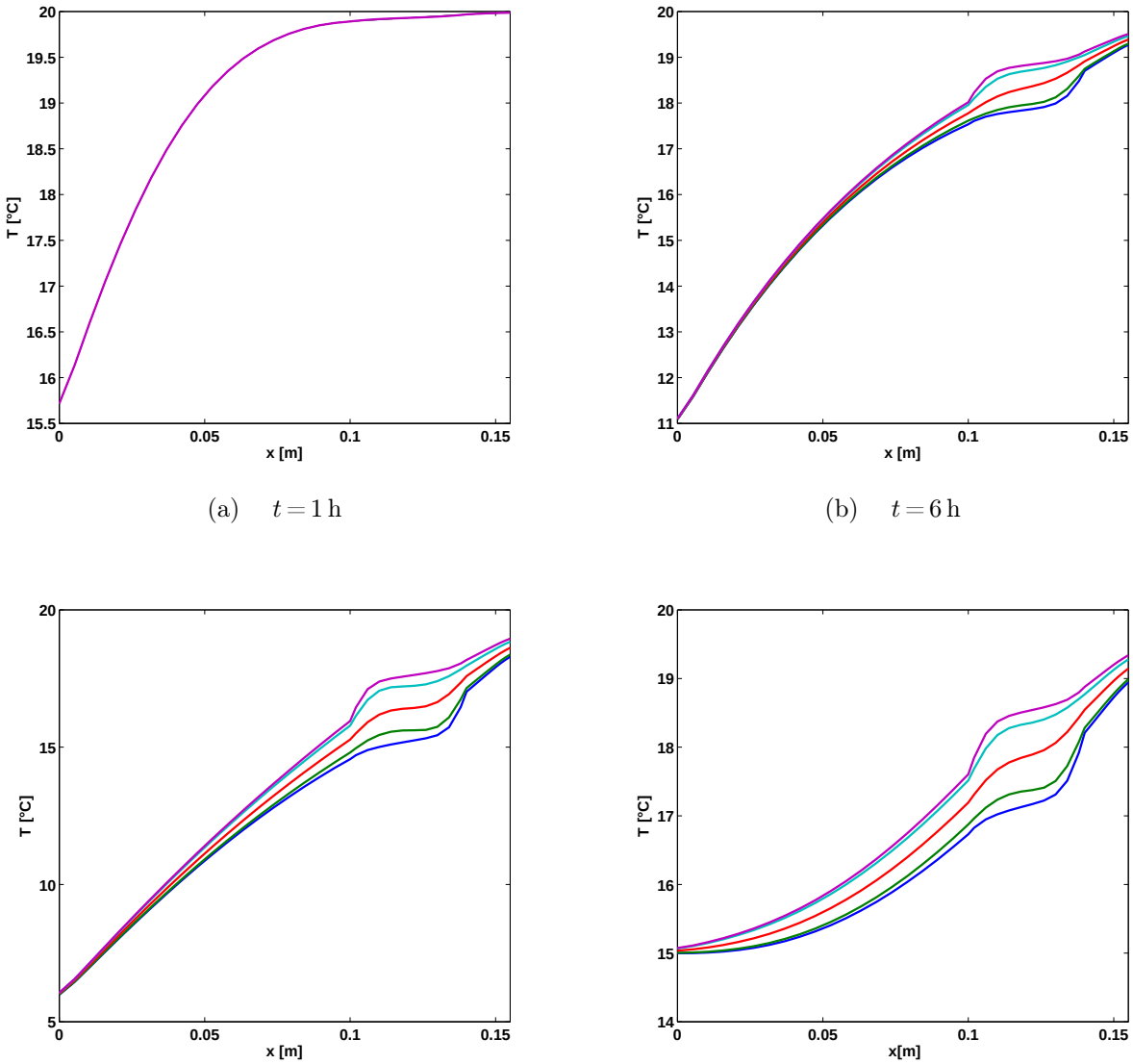
(b) Composante horizontale de la vitesse

FIG. 5.11 – Profils de vitesse dans la lame d'air

Afin d'évaluer le bilan énergétique de la paroi étudiée, les évolutions temporelles des flux de chaleur sur les limites externes et internes de la paroi sont représentées sur la figure 5.13. Le déphasage thermique entre ces flux est de l'ordre de $t = 400$ min, soit 6 h 30 min, dans le cas présent.

### 5.3.1 Influence des modes de transferts

Une grandeur importante pour un énergéticien, est la quantité de flux total de chaleur entrant ou sortant d'une paroi de construction sur sa limite interne. Pour cela, nous




(a) $t = 1\,\mathrm{h}$ (b) $t = 6\,\mathrm{h}$

(c) $t = 12\,\mathrm{h}$ (d) $t = 24\,\mathrm{h}$

FIG. 5.12 – Profils de température en fonction de l'épaisseur à différentes hauteurs pour quatre instants

avons analysé l'influence des modèles thermiques utilisés pour la lame d'air sur ce bilan énergétique global de la paroi 5.14(a). En l'absence de rayonnement entres les surfaces cloisonnant la lame d'air, la convection reste non négligeable. Mais en réalité, ces surfaces rayonnent, ce qui réduit le gradient thermique entre les surfaces par homogénéisation du champ de température. Le moteur de la convection étant le gradient de température, par conséquent en présence de rayonnement, le modèle "conduction-rayonnement" est relativement similaire à un modèle "conduction-rayonnement-convection" dans le cas présent. Les effets de l'émissivité des parois sur le flux perdu à la paroi sont analysés sur la fi-

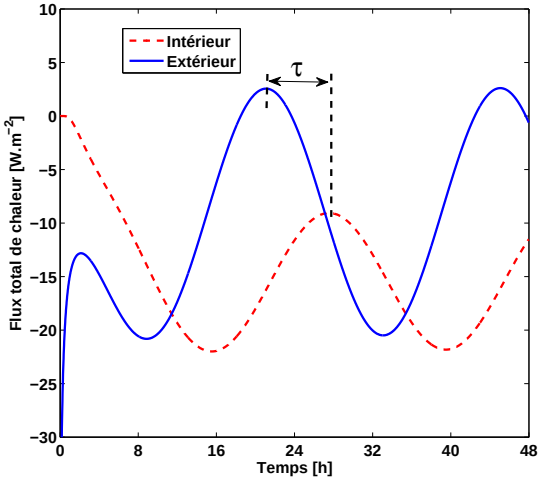
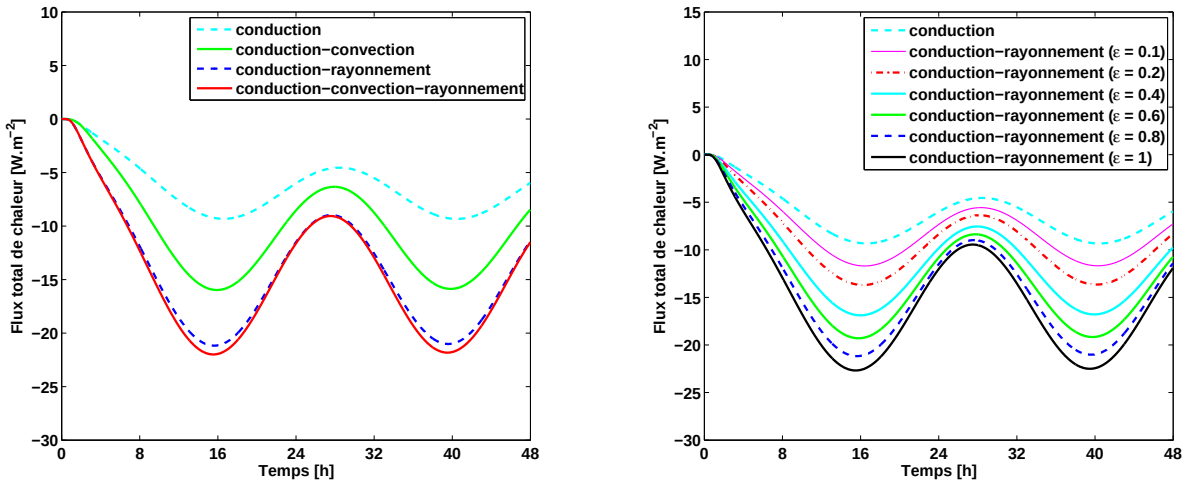



FIG. 5.13 – Flux de chaleur aux limites à mi-hauteur en fonction du temps

gure 5.14(b). En clair, le rayonnement et la convection constituent deux mécanismes de transport qui dégradent notablement les propriétés d'isolation d'une paroi multicouche. Des pistes visant à trouver des paramètres optimums pour réduire l'importance de ces deux phénomènes doivent être explorées. Pour le rayonnement, comme évoqué dans le paragraphe 2.6.4 sur le double vitrage, les techniques d'isolation renforcée à basse émissivité sont souvent préconisées. Mais elles ne seront efficaces qu'en l'absence de convection dominante. En revanche, des précautions doivent être prises en compte pour les diverses conclusions relatives à ces résultats. En effet, les modèles de paroi considérés sont simplifiés. L'influence des modèles, préalablement mise en évidence, pourrrait présenter d'autres aspects dès lors que l'on considère des configurations réelles de parois. Le premier volet de ce travail était de pouvoir réaliser le couplage numérique entre les codes, et simuler des modèles de parois simplifiés avec un temps de calcul raisonnable, cet objectif est atteint.

## 5.4 Comparaisons entre codes

Dans ce paragraphe, à partir d'une configuration de paroi, nous comparons les résultats du couplage entre les codes LEMTA et LERFOB, avec ceux du code mis en place au LEMTA simulant les transferts dans les parois multicouches. La configuration considérée est illustrée sur la figure 5.15. Il s'agit d'observer le refroidissement de la paroi soumise à des conditions aux limites symétriques : $T_e = T_i = 15\,°\text{C}$ et $K_{ge} = K_{gi} = 15\,\text{W.m}^{-2}\text{.K}^{-1}$. La température initiale de l'ensemble de la paroi est de 20 °C. Les parois horizontales et verticales sont toujours supposées adiabatiques et imperméables. Par ailleurs, il n'existe pas de gradient d'humidité relative de part et d'autre de la paroi ($RH_e = RH_i = RH_{initiale}$). La teneur en eau initiale est prise à partir de l'isotherme de sorption de l'épicéa (figure 5.16(a)). La conductivité thermique correspondante est donnée sur la figure 5.16(b). Deux valeurs d'humidité relative sont considérées pour effectuer les différentes simulations (10 %




(a) Flux de chaleur sur la limite interne

(b) Influence de l'émissivité des parois

FIG. 5.14 – Flux de chaleur sur la limite interne : influence des modèles et du rayonnement

et 80 %). Dans un premier temps, nous nous plaçons dans les mêmes conditions de simulation pour les deux codes, c'est à dire sans prendre en compte le couplage entre l'énergie et le transport de masse.

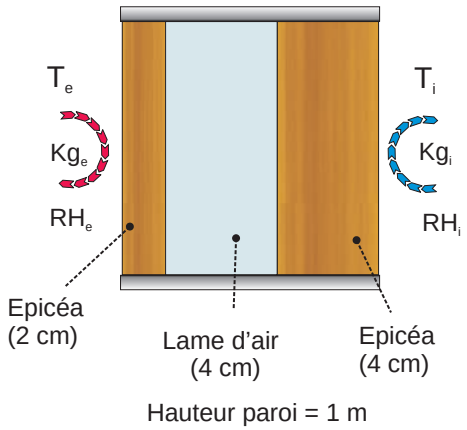
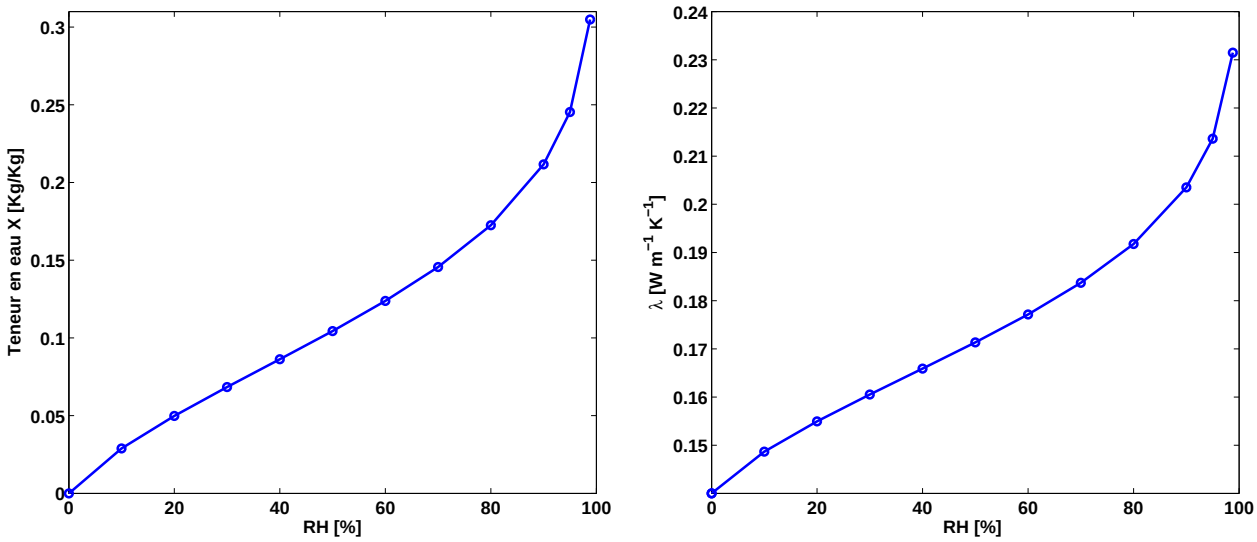


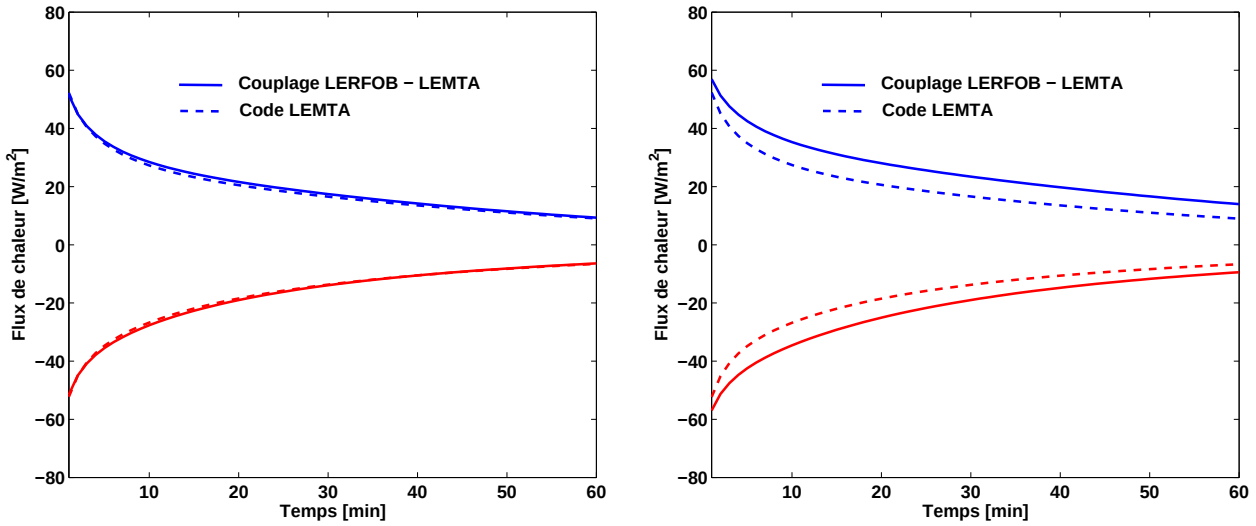

FIG. 5.15 – Configuration étudiée pour la comparaison entre codes

Les flux de chaleur sur les limites de la paroi pour les deux codes sont représentées sur la figure 5.17. Ils sont donnés pour les deux humidités relatives considérés. Logiquement, nous observons une décroissance progressive de ces flux vers l'état d'équilibre (température homogène de 15 °C dans la structure). Cela est caractéristique du phénomène de refroidissement. L'écart relatif maximal entre les flux calculés par les deux codes varie de 4 à 26 % lorsque l'humidité relative passe de 10 à 80 %.




(a) Isotherme de sorption (b) Conductivité thermique

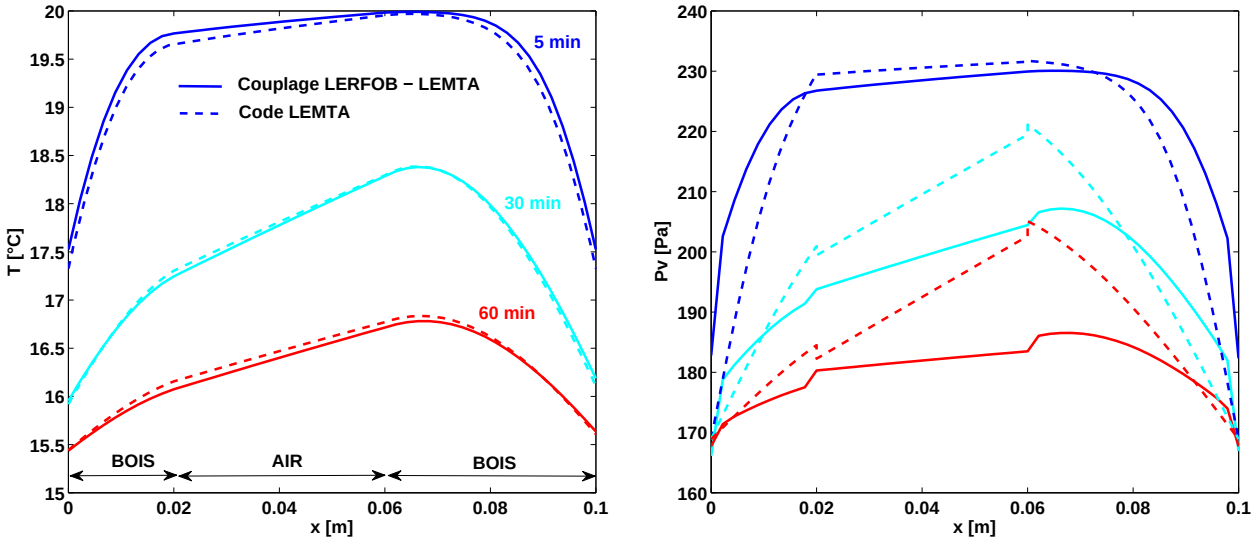
FIG. 5.16 – Isotherme de sorption et conductivité thermique de l'épicéa en fonction de l'humidité relative




(a) $RH = 10\,\%$ (b) $RH = 80\,\%$

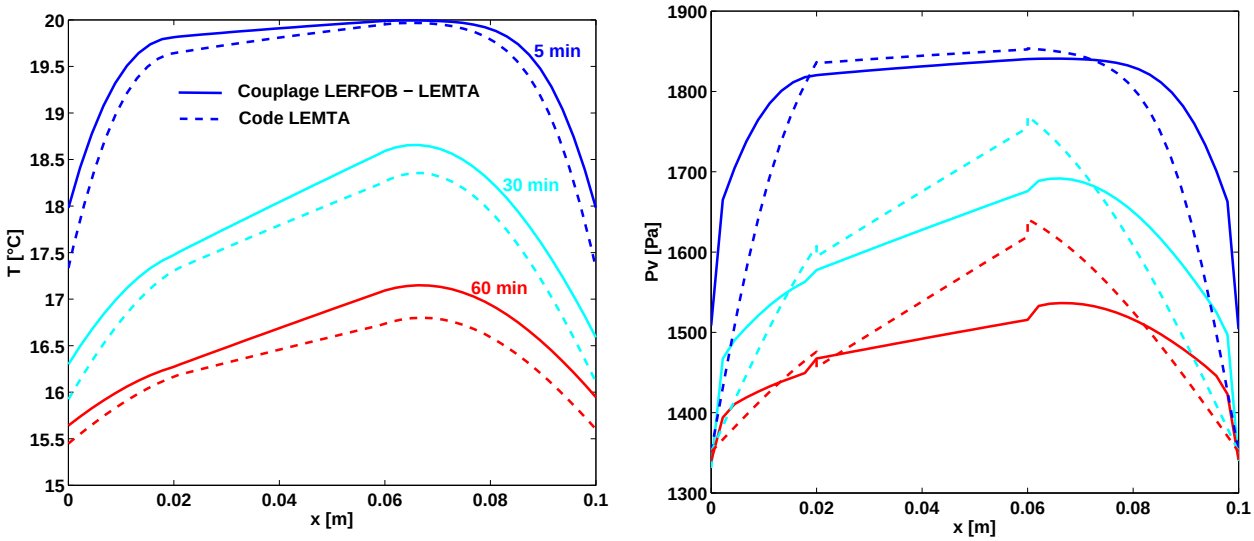
FIG. 5.17 – Flux de chaleur aux limites de la paroi

Les résultats de simulation donnant les profils de température et de pression de vapeur à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur pour les deux versions de code, sont représentés respectivement sur les figures 5.18(a) et 5.18(b) pour $RH = 10\,\%$, et 5.19(a) et 5.19(b) pour $RH = 80\,\%$.




(a) Température (b) Pression de vapeur

FIG. 5.18 – Température et pression partielle de vapeur avec $RH = 10\,\%$




(a) Température (b) Pression de vapeur

FIG. 5.19 – Température et pression partielle de vapeur avec $RH = 80\,\%$

En ce qui concerne les profils de température, on note la bonne adéquation entre les approches pour les faibles teneurs en eau. Pour $RH = 10\,\%$, l'écart relatif maximal sur $T$

est de l'ordre de 0,7 %. À mesure que $RH$ augmente, on observe bien un décalage entre les profils de température du fait que les propriétés thermiques fortement dépendantes de $RH$ dans le bois, changent. Toutefois, cet écart reste modéré, il est de l'ordre de 2 %. En ce qui concerne la pression partielle de vapeur, l'accord est moins bon, mais il est important de noter que cette valeur est faible au regard de la pression atmosphérique. On observe clairement des discontinuités aux interfaces Bois-Air et Air-Bois. En outre, le modèle *Transpore* diffère assez de l'outil de diffusion que nous avons développé, ce qui change logiquement les profils de pression de vapeur. Au final, l'écart relatif entre les deux outils de simulation, pour la pression de vapeur, fluctue entre 7 et 9 % quand l'humidité relative passe de 10 à 80 %. Compte tenu des précisions attendues, cet écart reste raisonnable.

Les calculs précédents ont été obtenus en absence de couplage entre les équations de conservation de l'énergie et de la vapeur d'eau. Cela implique notamment l'absence de termes de couplage lié au changement de phase (condensation et/ou évaporation). Dans ce qui suit, l'importance du couplage sur le flux de chaleur calculé est mis en évidence.

Pour analyser l'influence du couplage entre le transport d'énergie et de masse, les flux de chaleur à la limite de la paroi interne sont représentés sur la figure 5.20. Ces résultats sont issus du code couplé LEMTA-LERFOB.

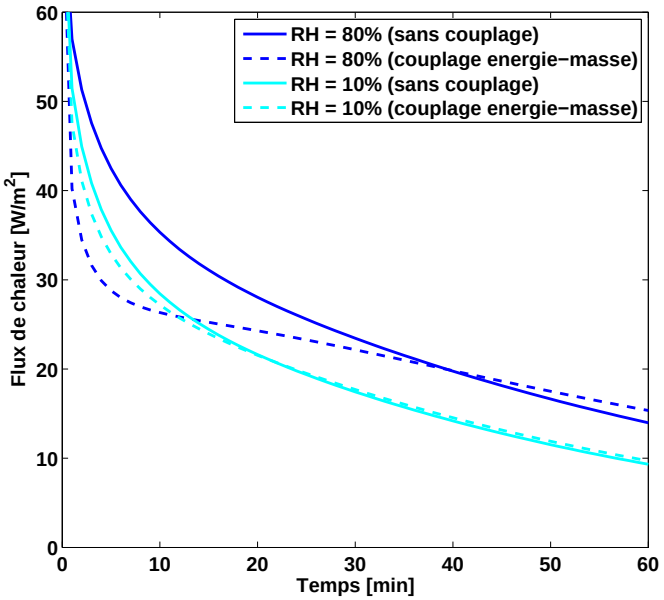



FIG. 5.20 – Flux de chaleur sur la limite interne $x = 10$ cm de la paroi

D'une part, pour une même humidité relative, on observe un écart entre les flux calculés par les deux modèles aux premiers instants du processus de refroidissement. Cet écart augmente lorsque l'humidité relative de la paroi augmente. D'autre part, l'écart relatif moyen au cours du temps entre les flux de chaleur lorsque $RH = 10\,\%$ et $RH = 80\,\%$

représente 26 % (7,5 W.m$^{-2}$). L'énergie initialement stockée par la paroi à $RH = 80\,\%$ étant plus élévée, son refroidissement reste plus lent par rapport à celle à 10 %. Ces phénomènes liés à la variation des propriétés thermiques (conductivité thermique et chaleur spécifique) de ce type de matériau en fonction de la teneur en eau seront abordés dans le prochain chapitre de ce rapport.

## 5.5 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons présenté les travaux numériques effectués pendant cette thèse, ayant permis le couplage entre les codes LEMTA et LERFOB. L'approche mise en place a été validée, dans un premier temps, sur un cas isotherme ne faisant intervenir que le transport de masse dans une lame d'air cloisonnée entre deux couches de bois massif. Ensuite, nous avons abordé les deux aspects (thermique et massique) avec une étude sur les transferts couplés de chaleur et de masse au sein d'une paroi en ossature bois. Dans l'ensemble, les résultats obtenus à partir du couplage entre les deux codes sont cohérents du point de vue de la physique. L'ensemble des résultats du couplage numérique s'avère donc satisfaisant. À notre connaissance, un couplage entre codes faisant intervenir à la fois la thermique et le transport de masse n'a pas encore fait l'objet d'une telle étude, notamment sur la thématique de la thermique de l'habitat. Enfin, les études de comparaisons entre les divers codes en fin chapitre, ont permis de mettre en évidence l'importance de traiter finement les phénomènes de transport de masse dans une paroi bois. Dans le chapitre 7, d'autres configurations de paroi sont considérées et simulées numériquement. Les résultats de simulation sont confrontés à des données expérimentales pour valider le couplage entre les codes.

# Troisième partie

# Mesures et validations expérimentales

# Chapitre 6

# Caractérisation des matériaux

## 6.1 Introduction

La détermination et la mise à jour des propriétés thermiques et hydriques des matériaux utilisés en construction est nécessaire compte tenu du développement et de l'évolution des méthodes de caractérisation et aussi de l'apparition de nouveaux produits. Pour enrichir la base de données des matériaux utilisés dans le modèle, nous avons principalement caractérisé les matériaux employés par nos partenaires, constructeurs de maisons à ossature bois.

La prise en compte de la variation des propriétés physiques des matériaux en fonction de la teneur en eau est capitale dans les équations de transport présentées. Par exemple, la conductivité thermique d'un isolant en fibres de bois peut varier de 0 à 30 % entre son état complètement sec et son état final d'équilibre avec une ambiance à 90 % d'humidité relative. La figure 6.1 montre une courbe qui illustre parfaitement ce phénomène pour un isolant commercial constitué de fibres de bois (Thermisorel [11]).

D'autre part, un matériau comme le bois est fortement anisotrope (figure 6.2). Pour le bois massif, cette anisotropie traduit le fait qu'il conduit 2 à 3 fois plus la chaleur dans la direction des fibres (longitudinale L) que suivant les deux autres directions (radiale R et tangentielle T). En revanche, la conductivité dans la direction radiale est approximativement identique à celle dans la direction tangentielle. Les relations empiriques donnant les expressions de la masse volumique, de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique en fonction de la teneur en eau sont spécifiées dans l'annexe (C). Par ailleurs, pour les isolants de type fibres de bois, les expressions donnant la conductivité thermique à l'état sec en fonction des différentes directions, sont fournies dans les travaux de Lux [Lux *et al.*, 2006]. Elles sont obtenues en fonction des caractéristiques des fibres (longueur, densité, orientations, tortuosité, porosité inter-fibres) et de la porosité du milieu, déterminée par tomographie aux rayons X.

Dans ce chapitre, nous présentons nos résultats de mesures issus de la caractérisation

[11] produit de la société STEICO-Casteljaloux

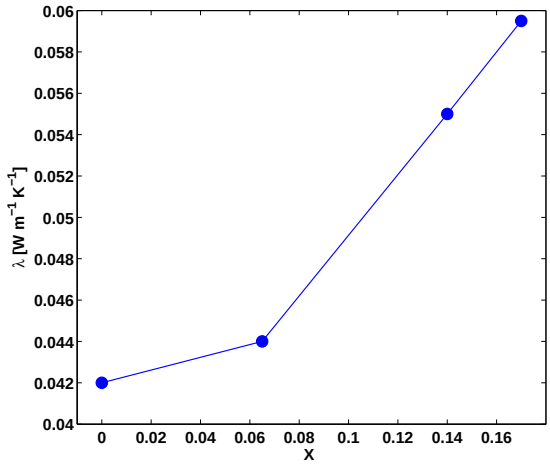



FIG. 6.1 – Conductivité thermique du Thermisorel en fonction de sa teneur en eau (Mesures réalisées au CSTB : thèse d'Aurélie [Kaemmerlen, 2009])

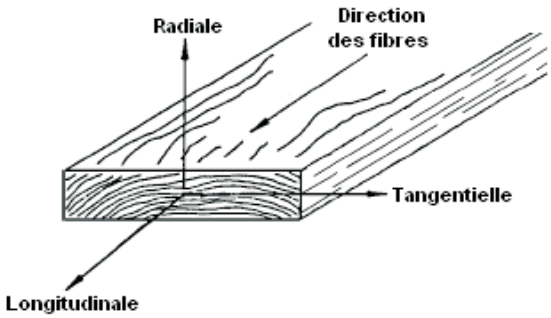



FIG. 6.2 – Principales directions du bois

thermique de différents isolants à base de fibres végétales. Il s'agit notamment des évolutions de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique en fonction de la température et de l'humidité. Ensuite, les mesures spectrométriques ayant permis la détermination des propriétés radiatives de surfaces. En l'occurence les réflectances et transmittances directionnelles hémisphériques, sont également présentées. Une bonne connaissance des propriétés thermiques et hydriques de ces matériaux est essentielle pour garantir le caractère prédictif des outils mis en place.

## 6.2 Présentation des matériaux étudiés

Les matériaux étudiés dans ce travail pour les analyses thermiques sont des isolants naturels à bases de fibres de bois et du bois massif. Ces isolants sont essentiellement des

produits de l'entreprise STEICO [12] leader en produits d'isolation thermique et phonique à base de fibre de bois. Le tableau 6.1 donne une liste des différents échantillons testés ainsi que leurs caractéristiques générales (épaisseur et masse volumique apparente). Les échantillons sont de forme parallélipédique de dimension voisine de 30 cm × 30 cm et d'épaisseur variable (1 à 10 cm). Quelques photographies sont présentées sur la figure 6.3. La masse volumique apparente a été obtenue en pesant chaque échantillon, rapportée au volume correspondant. Le STEICO "Therm" est rigide avec une forte résistance à la compression. La figure 6.4 montre une image obtenue par microscopie électronique à balayage sur l'un de ses dérivés. Sur ces photographies MEB, on observe que ces matériaux sont constitués d'un enchevêtrement de fibre de taille variable (longueur et diamètre moyen). En outre, un grossissement plus élevé montre que ces fibres présente des structures à l'échelle microscopique induite par le retrait de l'eau liée du bois. Le STEICO "Special", formé de panneaux avec des rainures et languettes, possède une triple fonction : isolant, pare-pluie et coupe vent. C'est l'une des variantes du STEICO "Universal", tous les deux ayant une haute résistance à la compression. Le STEICO "Protect" est un panneau support d'enduits muraux intérieurs et extérieurs. Contrairement aux autres produits étudiés, le STEICO "Flex" est une laine isolante semi-rigide flexible et compressible. Enfin, le panneau bois massif contrecollé KLH se compose de planches d'épicéa collées entres elles en couches croisées. Lors de sa conception, une colle polyuréthane sans solvant est utilisée pour l'assemblage des différentes couches de planches. Ce matériau a fait l'objet de plusieurs études de caractérisation menées au LERFOB au cours de ce projet et bien d'autres. Le dernier matériau, est extrait d'une fuste (Rondin) utilisée pour les constructions bois de type chalet.

| Échantillon | Épaisseur [cm] | Masse volumique [kg/m$^3$] |
|---|---|---|
| Therm | 2,05 | 170 |
| Protect | 2,30 | 275 |
| Universal | 2,35 | 260 |
| Special | 6,10 | 185 |
| Flex | 5,15 | 80 |
| KLH | 9,35 | 450 |
| Rondin | 4,5 | 320 |

TAB. 6.1 – Liste des matériaux étudiés

Les isolants bois peuvent contenir des agents chimiques ou des liants. Les liants sont des produits servant à l'agglomération en masse solide, des particules solides sous forme de poudre, de granulats ou de fibres. Ils sont classés en deux grandes familles : les liants minéraux et les liants organiques. La composition et la nature exacte de ces liants est difficilement accessible étant donné qu'il s'agit souvent de composés que les industriels préfèrent ne pas divulguer pour des raisons de concurrence.

[12] http ://www.steico.com/fr



(a) Isolant STEICO Therm

(b) Isolant STEICO Flex

FIG. 6.3 – Photos d'un isolant bois standard (Therm) et d'un isolant type laine (Flex)

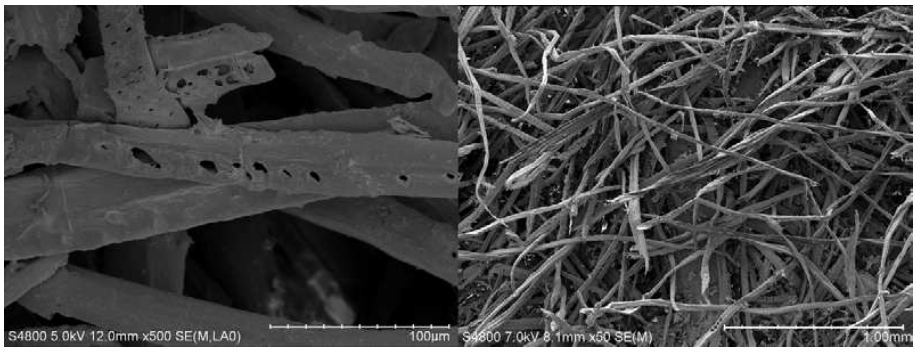



FIG. 6.4 – Images MEB (Microscopie Electronique à Balayage) du STEICO Thermisorel (thèse d'Aurélie [Kaemmerlen, 2009])

## 6.3 Caractérisation thermique

Les transferts par conduction au sein d'un milieu homogène sont caractérisés par le tenseur de conductivité thermique et par la chaleur volumique ($\rho\, C_p$) du milieu. Pour des matériaux isotropes, le tenseur de conductivité se réduit à un scalaire noté $\lambda$. La conductivité thermique rend compte de l'aptitude du milieu à conduire la chaleur, tandis que la chaleur volumique traduit sa capacité à stocker l'énergie. À partir de ces deux grandeurs découlent deux autres propriétés importantes : la diffusivité thermique ($\alpha = \lambda/\rho\, C_p$) et l'effusivité thermique ($E = \sqrt{\lambda\, \rho\, C_p}$). Cette dernière caractérise la capacité du milieu à échanger de l'énergie thermique avec son environnement, autrement dit à imposer sa température au contact d'un autre milieu. Ainsi, la caractérisation thermique d'un matériau consiste à estimer au moins deux de ces quatres grandeurs.

Les techniques de métrologie permettant d'estimer les propriétés thermiques des matériaux peuvent être classées en deux catégories : les méthodes en régime permanent et les méthodes en régime transitoire.

Les méthodes en régime permanent permettent d'estimer la conductivité thermique du

matériau. Le principe repose sur la mesure, après l'établissement du régime permanent, de la densité de flux thermique à travers l'échantillon suite à l'application d'un gradient thermique monodimensionnel.

Les méthodes en régime transitoire, à l'inverse de celles en régime permanent où seule la conductivité thermique est estimée, permettent de retrouver plusieurs paramètres : conductivité, diffusivité et effusivité. Elles sont les plus utilisées dans le domaine de la caractérisation thermique.

Dans cette section, nous expliquons brièvement les principes de mesure sur les méthodes les plus utilisées dans le domaine de la caractérisation thermique. Nous décrivons également, de façon détaillée, les dispositifs expérimentaux mis en place au LEMTA pour réaliser ces mesures.

### 6.3.1 La plaque chaude gardée

La méthode de la plaque chaude gardée [Hladik, 1990] est la méthode stationnaire de référence. Plusieurs dispositifs sont techniquement possibles pour mettre en œuvre cette méthode. Pour chacun d'entre eux, le principe de base reste pratiquement identique. Par exemple, le système à deux éprouvettes (échantillons) illustré sur la figure 6.5 permet la mesure de $\lambda$. Deux échantillons sont disposés de part et d'autre de la plaque chaude, ces échantillons sont eux-mêmes placés entre deux plaques froides. Le chauffage de la plaque chaude repose sur une méthode électrothermique. Elle délivre une puissance de chauffe $\phi$ uniforme et constante qui est transmise aux plaques extérieures froides à travers les échantillons dont on veut mesurer la conductivité thermique. Ainsi en régime permanent, la puissance électrique dissipée par effet joule dans la zone centrale de la plaque chaude est égale à la somme des puissances thermiques traversant les deux échantillons. Afin d'éviter les effets de bords pouvant induire des pertes latérales, la plaque chaude est entourée d'un anneau de garde maintenu à la même température que celle de la zone centrale. Cela permet de s'assurer du transfert unidirectionnel dans la zone centrale de mesure.

Finalement, la conductivité thermique s'en déduit par :

$$\lambda = \frac{e\,\phi}{2S(T_c - T_f)} \tag{6.1}$$

### 6.3.2 La méthode fluxmétrique

Le principe de la méthode fluxmétrique est identique à celui de la plaque chaude gardée. L'échantillon est placé entre une plaque chaude et une plaque froide, chacune maintenue à une température constante. Après l'établissement du régime permanent, la mesure du flux sur les faces de l'échantillon à l'aide d'un fluxmètre permet de remonter à la conductivité thermique. Au sein de notre équipe, la mesure de la conductivité thermique des isolants se fait selon cette méthode. L'appareil de mesure récemment installé

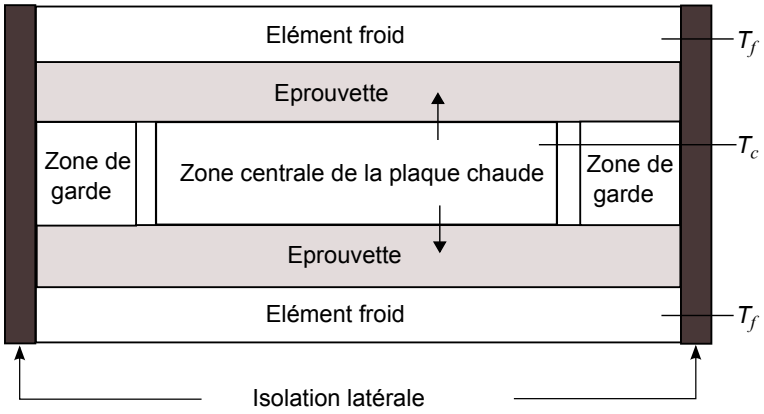



FIG. 6.5 – Dispositif de la mesure plaque chaude gardée à deux éprouvettes

au LEMTA est un produit de la société NETZSCH [13]. Son principe de fonctionnement, la procédure d'étalonnage, ainsi que les paramètres d'entrée des essais sont décrits en annexe (D).

### 6.3.3 Le fil chaud

La méthode du fil chaud est une technique de mesure qui existe aussi bien en régime stationnaire que transistoire. La méthode du fil chaud en régime stationnaire nécessite un fil métallique chauffant qui est situé dans l'axe d'un échantillon cylindrique. Le fil de rayon $r_0$, est maintenu à une température constante $T_0$ grâce à un chauffage électrique qui apporte un flux thermique par unité de longueur. Un cylindre externe, de rayon $r_1$, est maintenu à une température uniforme et constante $T_1$. Si l'on suppose une conduction thermique purement axiale, pour un échantillon de conductivité thermique $\lambda$, l'intégration de l'équation de la chaleur conduit à l'expression :

$$Q = \frac{2\pi\lambda(T_0 - T_1)}{\ln(r_1/r_0)} \tag{6.2}$$

Le flux thermique dissipé par le fil peut être calculé grâce à la mesure du courant qui traverse le fil chauffant et à celle de la résistance électrique de ce fil. La mesure de la température $T_1$ de l'enveloppe externe s'effectue à l'aide d'un thermocouple. La température $T_0$ du fil, peu différente de celle du cylindre extérieur, peut être déterminée en mesurant la résistance du fil chauffant. La relation (6.2) permet alors le calcul de la conductivité thermique $\lambda$.

### 6.3.4 La méthode flash

La méthode flash, encore appelée radiométrie photothermique impulsionnelle, a été proposée pour la première fois par [Parker *et al.*, 1961]. C'est une technique de mesure

[13] http ://www.netzsch.com/fr/home/

en régime transitoire. Elle consiste à chauffer en mode impulsionnel la face "avant" de l'échantillon à caractériser par un rayonnement électromagnétique. La source d'excitation peut être un laser, qui est la source la plus utilisée du fait de sa souplesse d'utilisation et de son coût désormais abordable. Les tubes à éclats produisant une impulsion plus homogène dans l'espace sont également employés. Les variations de températures de la face "avant" ou de la face "arrière" sont enregistrées en fonction du temps, elles constituent un thermogramme expérimental. L'analyse théorique de ce thermogramme permet d'en déduire la valeur de la diffusivité thermique. L'exploitation des données expérimentales se fait généralement en utilisant le formalisme de Laplace et les techniques de type "quadripolaires" [Maillet *et al.*, 2000]. La mesure de la quantité d'énergie absorbée permet également la détermination de la capacité thermique volumique et par suite celle de la conductivité. La méthode flash est très utilisée à cause de sa rapidité et de sa simplicité de mise en œuvre. C'est l'une des principales techniques de mesure de la diffusivité thermique des solides. Toutefois, elle peut présenter des limites d'utilisation et nécessite de prendre des précautions lors de la caractérisation de matériaux semi-transparents.

### 6.3.5 Méthode du plan chaud

#### Principe de la méthode

La méthode du plan chaud est une méthode de mesure dynamique à sonde plane dont le principe consiste à solliciter thermiquement un échantillon, et à observer la réponse thermique au cours du temps. Par l'intermédiaire d'un modèle simple de transfert, on remonte ensuite aux propriétés thermiques recherchées.

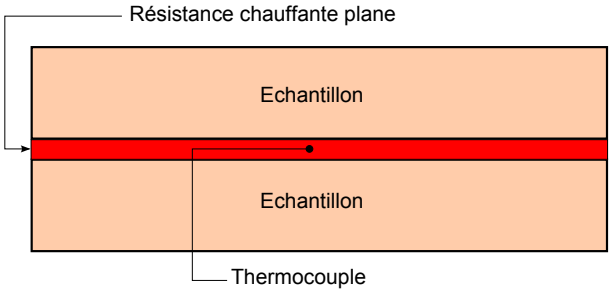



FIG. 6.6 – Principe de base de la méthode du plan chaud

La figure 6.6 présente un schéma de principe du dispositif de plan chaud tel que celui employé au LEMTA. Une sollicitation à flux constant de type échelon est appliquée à une résistance chauffante (sonde plane) placée entre deux échantillons du matériau à caractériser. Pour éliminer les échanges avec l'environnement, l'association de deux échantillons identiques superposés qui emprisonnent la sonde est indispensable. Pour ce montage, on appelle "face arrière", la face externe d'un des deux échantillons et "face avant" le plan où se situe la sonde à l'interface des deux isolants. Lorsque la perturbation thermique n'affecte pas la température $T_{ar}(t)$ de la face arrière de l'échantillon pendant la durée de l'expérience, l'hypothèse du milieu semi-infini est valide, on utilise dans ce cas la méthode

du plan chaud semi-infini. L'évolution de la température $T_{av}(t)$ en face avant est mesurée à l'aide d'un thermocouple placé au centre de la résistance chauffante. La modélisation de ce transfert de chaleur permet de trouver l'évolution théorique de la température au centre de l'échantillon en face avant. Une méthode d'estimation de paramètres permet d'estimer l'effusivité thermique minimisant l'écart entre les courbes $T_{av}(t)$ théorique et expérimentale. L'identification simultanée de l'effusivité et de la conductivité thermique devient possible lorsque l'on se place en milieu fini tout en gardant une sollicitation échelon [Jannot *et al.*, 2006]. Il faut noter que l'hypothèse du milieu semi-infini est souvent adaptée pour les isolants thermiques compte tenu de leur faible diffusivité thermique. Pour des matériaux fortement diffusifs, il faut des échantillons avec des épaisseurs importantes pour respecter cette hypothèse. Une description de la modélisation du plan chaud semi-infini et fini est présentée en annexe (E).

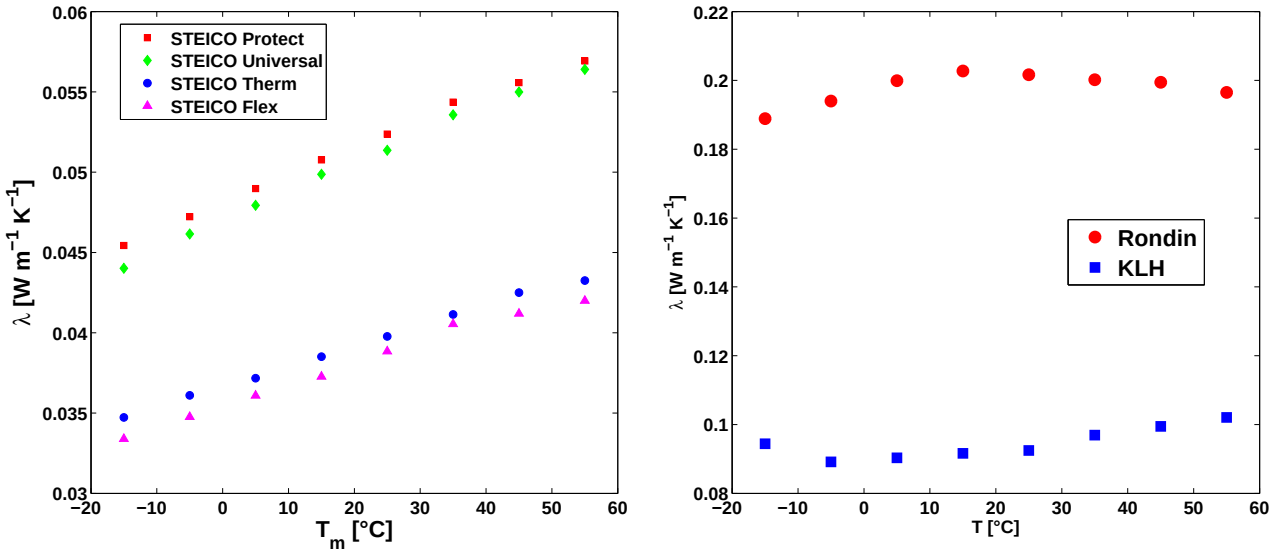
### 6.3.6 Mesures de conductivité

**Mesure avec le dispositif de type fluxmétrique**

La conductivité thermique de la plupart des espèces de bois à l'état brut massif est inférieure à celle d'autres matériaux de construction. Par exemple, la conductivité thermique pour une structure de bois tendre (épicéa, mélèze, pin, sapin,...) à 12 % d'humidité d'équilibre varie entre 0,1 et 1,4 $\mathrm{W\,m^{-1}K^{-1}}$. Elle représente 2 à 4 fois la conductivité thermique des isolants thermiques usuels (fibres de bois, laine de roche,...).

Dans un premier temps, les mesures de conductivité thermique ont été effectuées sur les échantillons d'isolants et de bois massifs à humidité ambiante (figure 6.7). Ces mesures ont permis de s'assurer que les résultats fournis par le fluxmètre se situent bien dans la gamme des données annoncées par les fabricants pour ces matériaux. Elles ont également permis de constater l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température de ces matériaux. En particulier, dans les isolants nous pouvons remarquer que ces courbes de conductivité suivent une même loi d'évolution linéaire selon la température. Pour les matériaux bois massifs, l'effet de la température sur la conductivité thermique est relativement mineur comme l'ont montré Simpson et TenWolde [Simpson et TenWolde, 1999].

La figure (6.8) donne l'évolution de la conductivité thermique mesurée sur l'échantillon Universal en fonction de la température, pour deux teneurs en eau. L'échantillon humide correspond à son état avant séchage, il pèse 590 g. Pour obtenir un échantillon à l'état anhydre, il est placé dans un four régulé à une température de 105°C pendant au moins 2 jours. Après séchage, l'échantillon est protégé par un film mince d'aluminium afin d'éviter toute reprise d'humidité avant la mesure. La perte de masse après séchage est de 74 g, soit une perte de 12,5% par rapport à la masse initiale. La courbe de conductivité obtenue confirme bien le phénomène décrit dans la littérature selon lequel la conductivité thermique d'un isolant peut varier de 10 à 30% entre son état complètement sec et un état d'équilibre saturé en eau. Pour cet échantillon cet écart moyen dans la gamme de température considérée est de l'ordre de 12%. C'est une valeur qui varie selon les échantillons




(a) Isolants à base de fibres de bois

(b) Matériaux bois massifs

FIG. 6.7 – Evolution de la conductivité thermique des échantillons étudiés en fonction de la température

et l'humidité comme le montre l'évolution de la conductivité thermique pour l'échantillon STEICO Therm (figure 6.9).

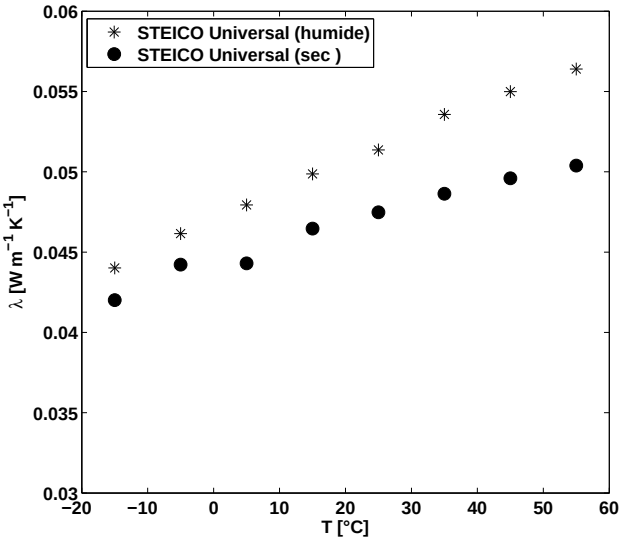



FIG. 6.8 – Evolution de la conductivité thermique de l'échantillon STEICO Universal en fonction de la température et de la teneur en eau

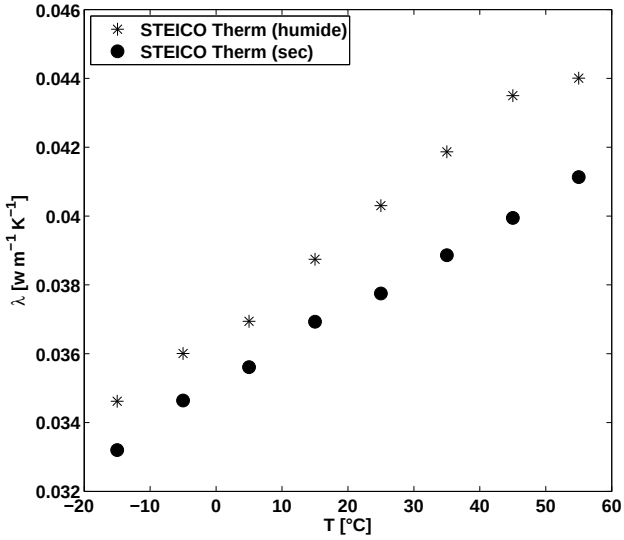



FIG. 6.9 – Evolution de la conductivité thermique de l'échantillon STEICO Therm en fonction de la température et de la teneur en eau

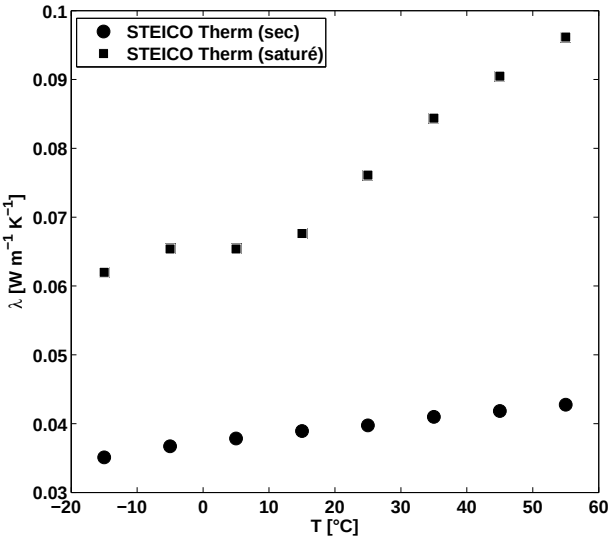



FIG. 6.10 – Comparaison de la conductivité à l'état saturé et à l'état complètement sec (échantillon STEICO Therm)

Pour montrer de façon extrême cet effet de l'humidité sur la conductivité thermique, l'échantillon STEICO Therm a été immergé dans de l'eau contenue dans un bac pendant trois jours. Ensuite, il a été égouté afin d'éliminer toute proportion d'eau libre, puis caractérisé en fonction de la température. La figure (6.10) donne une comparaison entre la conductivité thermique à l'état saturé et celle à l'état complètement sec. Globalement, on remarque que l'écart relatif entre les deux résultats à température ambiante (20 °C)

est de l'ordre de 100 % par rapport à l'état sec.

**Influence de l'hystéresis sur la mesure de la conductivité thermique**

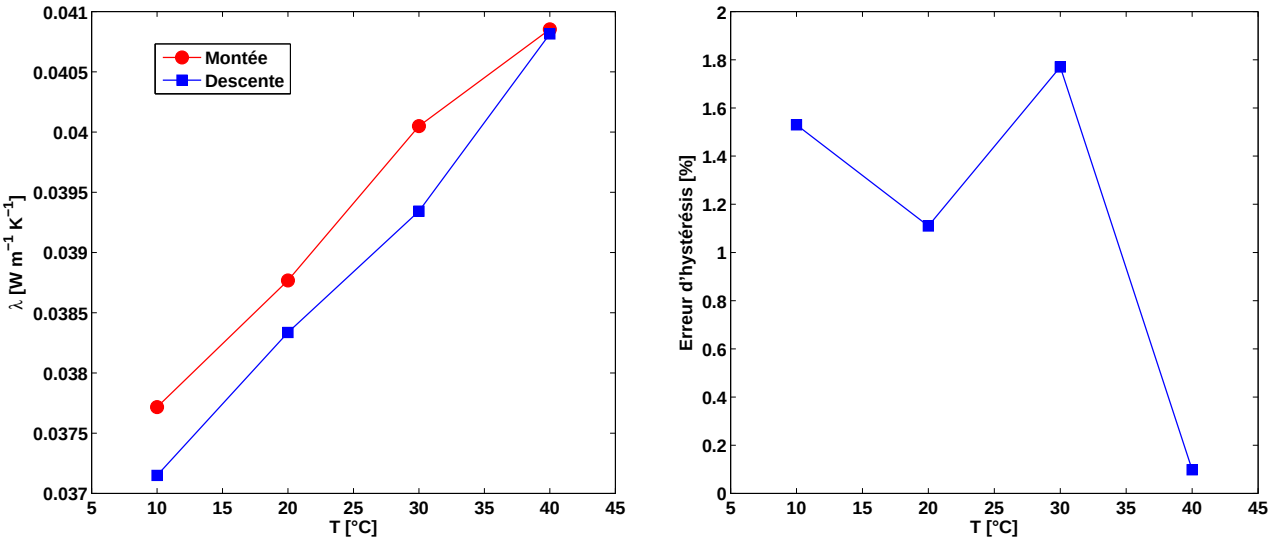
La figure 6.11 (a) montre les résultats de mesures de conductivité thermique en fonction de la température en évolutions ascendante et descendante. L'écart maximal entre les deux chemins de mesure permet de caractériser l'erreur d'hystérésis représentée sur la figure 6.11 (b). Dans le cas présent, son maximum est de l'ordre de 1,8 % pour le STEICO Therm à $T = 30\,°C$. Nous rappelons que la précision de l'appareil est estimée entre ± 1 à 3 %. Ces mesures ont été effectuées sur un échantillon complètement sec, c'est à dire à l'état anhydre. Toutefois, il est important de préciser qu'après la mesure de la masse de l'échantillon à la fin de l'essai, le gain de masse est de l'ordre de 1,25 %.

Cette observation est importante dans le sens où elle montre bien qu'il est difficile de découpler les transferts thermiques et hydriques lors de la mesure. En effet, sous l'action du gradient de température imposé pour réaliser l'évaluation de $\lambda$, l'air humide présent dans l'échantillon migre et peut s'évaporer ou se condenser selon la rampe de température imposée à l'appareil.

Le même test a été effectué sur un échantillon STEICO Universal à humidité ambiante. Les figures 6.12(a) et 6.12(b) montrent respectivement les évolutions de conductivité et de l'erreur d'hystérésis. La perte de masse à la fin de la mesure est inférieur à 0.1 % et donc difficilement quantifiable. On constate la même allure pour les évolutions de conductivité et de l'erreur d'hystérésis que celles observées pour le STEICO Therm sec. Néanmoins, l'erreur maximale d'hystérésis est plus importante pour le STEICO Universal. Le même phénomène a été observé sur d'autres échantillons (sec ou humide).

Pour mieux appréhender cet effet d'hystérésis, nous avons étudié l'influence du facteur de calibration $N$ sur les résultats. Les valeurs de ce facteur $N$ sont présentées dans le tableau D.1 de l'annexe (D). Ces points de calibration ne correspondent pas parfaitement aux points de mesure choisis pour la conductivité thermique dans ce paragraphe. Une interpolation est effectuée pour obtenir les valeurs de $N$ correspondantes pour les températures : 10, 20, 30 et 40 °C. Des erreurs d'interpolation peuvent donc intervenir. Nous avons réalisé un nouvel étalonnage pour avoir exactement les mêmes points de mesure que ceux de calibration. Dans ces conditions, les figures 6.13 (a) et 6.13 (b) montrent respectivement les évolutions de conductivité thermique et de l'erreur d'hystérésis.

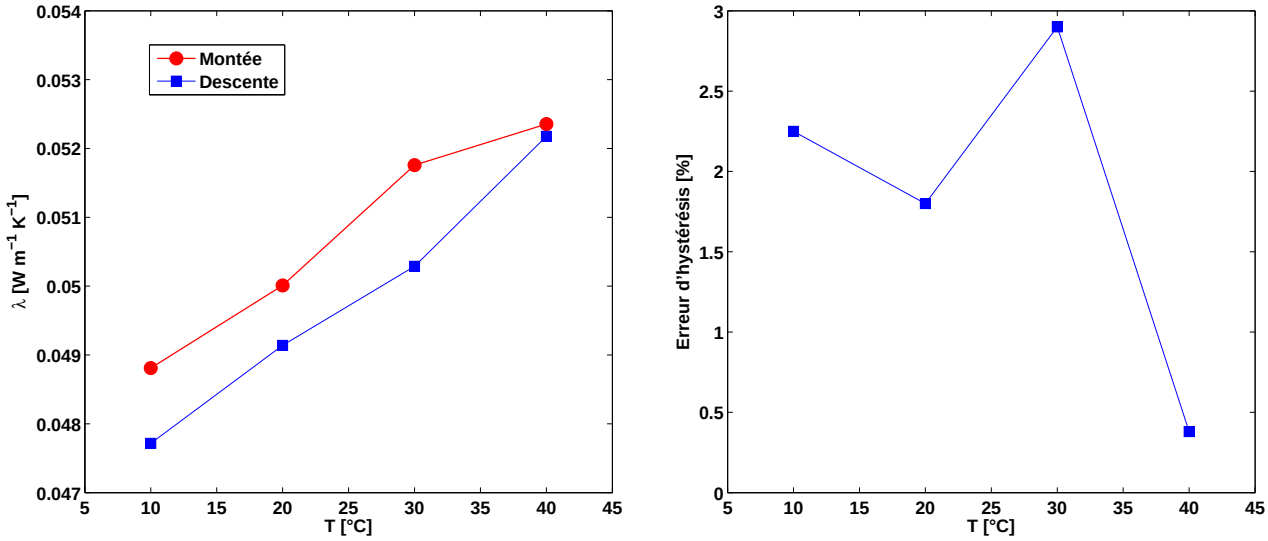
La modification par étalonnage des facteurs de calibration en accord avec les points de mesure, améliore la qualité des courbes de conductivité thermique obtenues en montée et en descente. Les évolutions sont beaucoup plus linéaires en fonction de la température. D'autre part, l'erreur d'hystérésis est également réduite car elle devient inférieure à 1 %. Néanmoins, même en présence d'interpolation lors du processus de mesures, les résultats précédemment obtenus sont loin d'être dégradés. Nous restons bien dans la gamme de précision de l'appareil qui est de ± 3 %. Malgré tout, cette étude montre l'importance du choix des paramètres d'étalonnage pour les mesures.




(a) STEICO Therm sec

(b) Évolution de l'erreur d'hystérésis

FIG. 6.11 – Mesures de conductivité thermique en températures croissante et décroissante pour l'évaluation de l'erreur d'hystérésis.

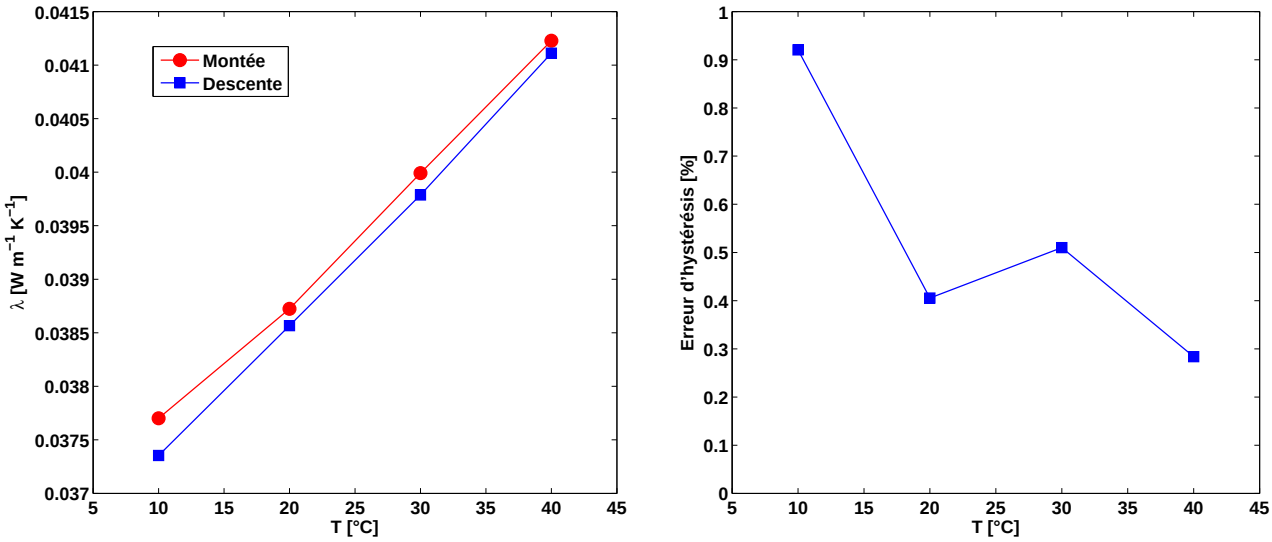



(a) STEICO Universal

(b) Évolution de l'erreur d'hystérésis

FIG. 6.12 – Mesures de conductivité thermique en températures croissante et décroissante pour l'évaluation de l'erreur d'hystérésis.

En outre, on privilégera le protocole expérimental qui implique une augmentation




(a) STEICO Therm sec

(b) Évolution de l'erreur d'hystérésis

FIG. 6.13 – Évolutions de la conductivité et de l'erreur d'hystérésis : calcul sans interpolation sur le facteur de calibration $N$

progressive de la température de consigne, l'équilibre thermique de l'échantillon étant plus rapidement atteint.

### Influence de l'humidité sur la conductivité thermique

Les difficultés expérimentales de toutes les mesures d'humidité résultent du fait qu'il faut déterminer avec précision des quantités d'eau proportionnellement faibles. Comme on peut le constater sur le diagramme psychrométrique de l'air humide, à une température de 25 °C, l'humidité relative de l'air croît de 10 % pour une augmentation de seulement 2 g de la teneur en eau pour un même volume d'air. Une méthode pratique et relativement peu onéreuse permettant de réguler l'humidité d'une enceinte est celle utilisant des solutions salines saturées. Pour préparer une solution saline saturée, il suffit de dissoudre continuellement du sel dans de l'eau, de préférence déminéralisée, jusqu'à ce qu'il ne puisse plus se dissoudre. On atteint ainsi, la concentration où le liquide est saturé, et quelques particules de sel restent au fond du récipient contenant la solution. La quantité de sel à injecter sera d'autant plus importante que la température du liquide sera élevée. Pour une solution saturée, la loi d'évolution de l'humidité relative d'équilibre en fonction de la température est différente pour chaque sel (figure 6.14). Pour certains sels, cette loi est telle que l'humidité relative correspondante reste pratiquement constante. Ce phénomène est très intéressant si l'on souhaite obtenir des points fixes d'humidité. L'emploi des solutions salines saturées est largement répandu comme moyen de contrôle et de vérification des instruments de mesure de l'humidité relative, principalement en raison de leur facilité de mise en œuvre et d'emploi.

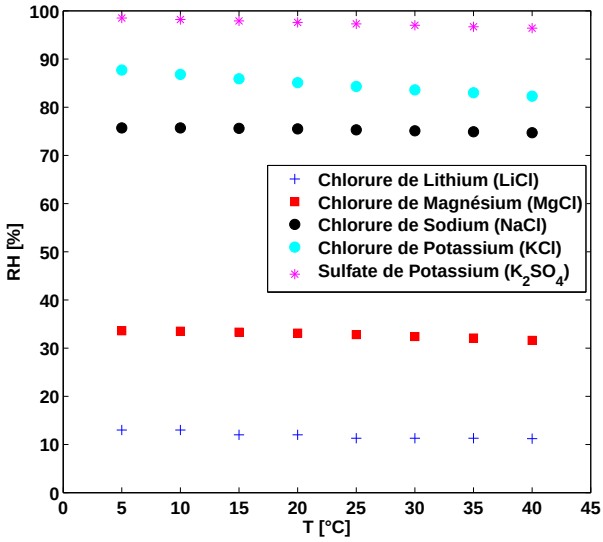



FIG. 6.14 – Valeur du point fixe d'humidité relative pour différentes solutions saturées

Dans ce travail, nous avons utilisé une autre technique permettant de réguler la teneur en eau des échantillons. C'est une méthode qui ne nécessite pas la mise en œuvre des solutions salines saturées. Les échantillons préalablement séchés, sont ensuite placés dans un bac d'eau hermétiquement fermé où règne une ambiance de 100 % d'humidité relative. L'idée est de suivre l'évolution de la teneur en eau au cours du temps jusqu'à la saturation (point de saturation des fibres). Ce suivi est contrôlé par des pesées régulières de masse, et permet ainsi de cibler quelques points fixes d'humidité afin d'estimer les propriétés thermiques ($\lambda$ et $C_p$) en ces points. C'est une phase pouvant durer une à deux semaines. L'ensemble de la procédure expérimentale adoptée pour la mesure de la conductivité thermique (ou de la chaleur spécifique) peut être résumée ainsi :

- Détermination de la conductivité thermique de l'échantillon à humidité ambiante.
- Séchage de l'échantillon, ce qui permet d'évaluer la teneur en eau correspondant à la première mesure. Ensuite, une deuxième mesure donne la conductivité thermique à l'état sec.
- Conditionnement dans le bac d'eau où règne une ambiance de 100 % d'humidité relative. Après équilibre, nous obtenons la valeur de la conductivité thermique à la saturation.
- L'échantillon est ensuite remis dans le milieu ambiant. Avant d'atteindre l'équilibre massique, une quatrième mesure peut être est faite pour un point situé entre l'humidité ambiante (première mesure) et la saturation (troisième mesure). D'une autre manière, ce point peut être obtenu en effectuant la mesure avant que la teneur en

eau de l'échantillon n'atteigne le point de saturation des fibres.

Nous avons effectué les mesures de conductivité thermique sur l'échantillon STEICO Therm pour quatre valeurs de teneur en eau à une température de 20 °C. La figure 6.15 montre l'évolution de la conductivité thermique de l'état sec à l'état saturé ($X = 0{,}31$). L'écart entre la conductivité thermique à l'état sec et à l'état saturé est de l'ordre de 100 %. Précedemment, ce même écart avait été observé à 20 °C entre les courbes comparant l'évolution en fonction de la température de la conductivité à l'état saturé et à l'état complètement sec (figure 6.10).

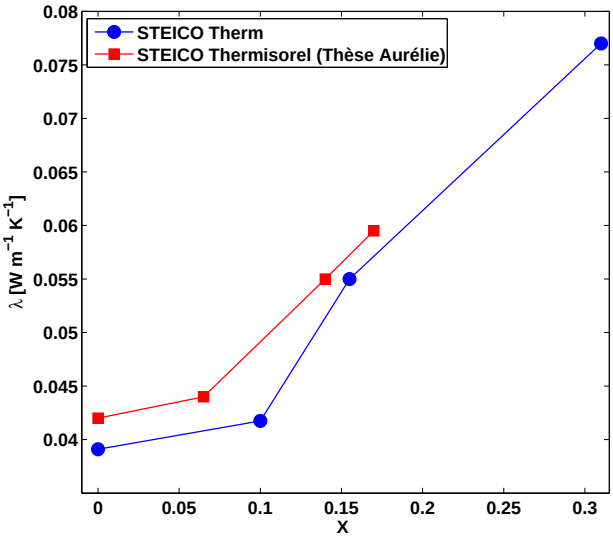



FIG. 6.15 – Conductivité thermique du STEICO Therm en fonction de la teneur en eau

Malheureusement, il n'existe aucune relation empirique particulière donnant la conductivité thermique en fonction de la teneur en eau pour ce type de matériaux fibreux. En générale, les rares relations disponibles sont uniquement valables pour le bois massif (voir annexe C.1). Néanmoins, le STEICO Therm est un matériau possédant des caractéristiques proches de celles du Thermisorel. De ce fait, nous pouvons remarquer une bonne adéquation entre la courbe obtenue et celle du Thermisorel (figure 6.1). Précisement, les ordres de grandeurs restent similaires au voisinage des mêmes teneurs en eau. Qualitativement, les allures des courbes suivent également la même loi d'évolution à des constantes près. La détermination des constantes permet d'établir des lois de variations de la conductivité thermique en fonction de la teneur en eau.

### Mesure avec le dispositif du plan chaud

Pour valider les mesures de conductivité thermique effectuées avec le dispositif fluxmétrique, nous avons réalisé des mesures avec le dispositif du plan chaud sur l'échantillon STEICO Therm. Le protocole expérimental de cette méthode a été décrit dans l'annexe

(E). Un équilibrage est fait avant la mesure pour obtenir une température uniforme de l'ensemble (sonde + échantillon + bloc d'aluminium) égale à la température ambiante. La température de mesure est celle de l'ambiance (20 °C). La taillle de l'échantillon est de 10 cm × 10 cm avec un épaisseur de 2 cm. La résistance de la sonde est de $R = 40{,}3\,\Omega$. Elle est parcourue par un courant d'intensité $I = 0{,}124$ A et est alimentée par un générateur de tension $U = 5$ V. Ces paramètres permettent de calculer la puissance électrique $\phi_0$ dissipée par la sonde. La figure 6.16 montre l'évolution de la courbe expérimentale et de la courbe théorique. La courbe théorique est calculée avec la relation (E.12) avec des paramètres estimés. Les résidus qui sont définis comme étant la différence entre les points expérimentaux et le modèle sont également représentés sur la même figure. Ces résidus multipliés par un facteur 10, permettent d'avoir une idée sur la qualité de l'estimation.

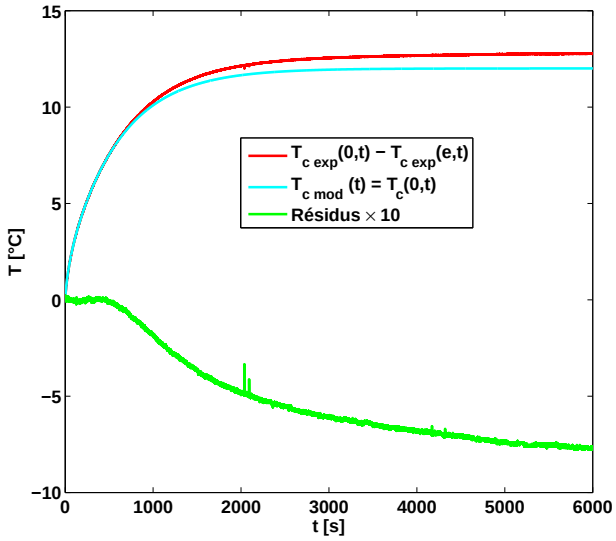



FIG. 6.16 – Courbes expérimentale et théorique $T_c(0,t)$ et estimation des résidus

Les écarts sont observés entre la courbe théorique et expérimentale au bout de $t = 500$ s où les effets 3D apparaîssent. Au-delà de ce temps, l'estimation de la conductivité thermique avec le modèle complet n'est plus efficace, car les résidus explosent. La valeur de la conductivité thermique estimée sur la durée complète (6000 s) de l'expérience est de $0{,}0532\,\mathrm{W\,m^{-1}K^{-1}}$. Cette valeur présente un écart de 25 % par rapport à celle déjà connue pour le STEICO Therm qui est de l'ordre de $0{,}04\,\mathrm{W\,m^{-1}K^{-1}}$ à 20 °C. Pour contourner ce problème, on se place aux temps courts pour estimer l'effusivité thermique $E = \sqrt{\lambda\,\rho\,C_p}$. À partir de la chaleur spécifique obtenue par calorimétrie (DSC), nous déduisons une valeur de la conductivité thermique.

Les évolutions de courbes expérimentale et théorique sont représentées sur la figure 6.17 entre $t = 0$ et 500 s. Les résidus sont quasiment nuls pour cet intervalle temporel. L'allure des courbes expérimentale et théorique en fonction de la racine carrée du temps est une droite de pente $\frac{\varphi_0}{E\sqrt{\pi}}$ dont la détermination permet d'estimer l'effusivité thermique $E$ (fi-

gure 6.17). Dans le cas présent, l'effusivité thermique estimée vaut $E = 93{,}3\,\mathrm{J\,m^{-2}K^{-1}s^{-1/2}}$. La capacitance thermique de la sonde est $m_s\,C_{p_s} = 2{,}8\,\mathrm{J\,K^{-1}}$. Connaissant la masse volumique de l'échantillon ($\rho = 170\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$) et la chaleur spécifique moyenne obtenue par DSC ($C_p = 1250\,\mathrm{J\,kg^{-1}K^{-1}}$), nous en déduisons une valeur de conductivité thermique pour l'échantillon STEICO Therm de l'ordre de $\lambda = 0{,}041\,\mathrm{W\,m^{-1}K^{-1}}$. Cette valeur est en bon accord avec celle obtenue avec le dispositif fluxmétrique.

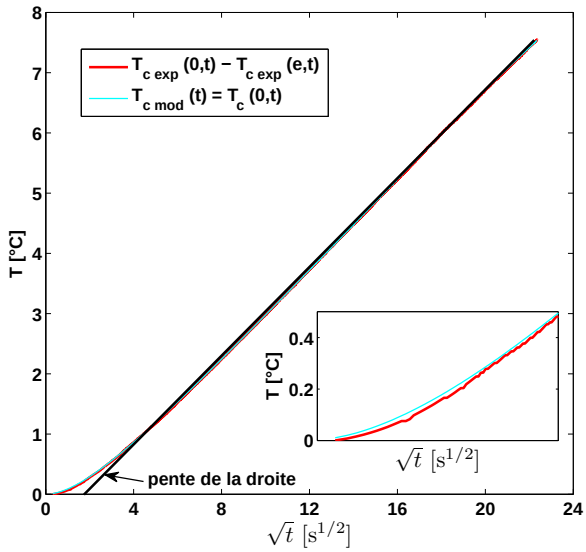



FIG. 6.17 – Courbes expérimentale et théorique entre $t = 0$ et 500 s

### Mesure sur les assemblages bicouches (dispositif fluxmétrique)

Les mesures de conductivité thermique réalisées avec le dispositif fluxmétrique, mettent en œuvre jusqu'à présent un seul échantillon soumis à une différence de température $\Delta T$. Dans ce paragraphe, nous examinons les résultats dans le cas d'un assemblage bicouche (figure 6.18). Pour cela, deux échantillons STEICO Universal respectivement nommés $U_1$ et $U_2$ ont été considérés. Chaque échantillon a une épaisseur de 2,33 cm. Il est important de noter que les deux faces d'un échantillon Universal ne sont pas identiques. L'une est alveolée que nous appelons $f_1$, et l'autre est beaucoup plus lisse ($f_2$). Ces faces sont respectivement montrées sur des photos prises sur un échantillon Universal (figure 6.19). Ainsi, trois configurations d'assemblage en bicouche sont possibles selon le type de contact souhaité entre les deux faces. Elles sont récapitulées dans le tableau 6.2.



FIG. 6.18 – Deux échantillons STEICO Universal



(a) Vue de la face $f_1$



(b) Vue de la face $f_2$

FIG. 6.19 – Échantillon STEICO Universal : vue des deux faces

| Configurations | Disposition des échantillons |
|---|---|
| Cas 1 | Plaque chaude \| (f1-U1-f2) \| (f1-U2-f2) \| Plaque froide |
| Cas 2 | Plaque chaude \| (f1-U1-f2) \| (f2-U2-f1) \| Plaque froide |
| Cas 3 | Plaque chaude \| (f2-U1-f1) \| (f1-U2-f2) \| Plaque froide |

TAB. 6.2 – Description des configurations d'assemblage en bicouche

Avant d'effectuer des essais sur ces configurations, les tests préliminaires ont été menés sur chaque échantillon Universal "U", à température et humidité ambiante. Cela permet de s'assurer de l'équivalence entre les échantillons $U_1$ et $U_2$. Ensuite, les mesures de conductivité ont été effectuées au moins deux fois pour chaque configuration, dans les mêmes conditions. Les résultats de mesure sont résumés dans le tableau 6.3.

| Configurations | $\lambda$ [$\mathrm{W\,m^{-1}K^{-1}}$] | $R_t$ [$\mathrm{m^2K\,W^{-1}}$] |
|---|---|---|
| $U_1$ seul | 0,052148 | 0,447280 |
| $U_2$ seul | 0,051945 | 0,450968 |
| Cas 1 | 0,056519 | 0,829476 |
| Cas 2 | 0,057509 | 0,814656 |
| Cas 3 | 0,052490 | 0,894484 |

TAB. 6.3 – Résultats de mesures sur chaque échantillon testé seul, et sur les assemblages en bicouche (cas 1, cas 2 et cas 3)

Logiquement, nous retrouvons la même valeur de $\lambda$ pour chaque échantillon testé séparement. Elle est de l'ordre de $0{,}052\,\mathrm{W\,m^{-1}K^{-1}}$ pour $T = 25\,^{\circ}\mathrm{C}$ et $\Delta T = 20\,^{\circ}\mathrm{C}$, et ceci quelque soit la disposition de l'échantillon "U" entre les plaques. La configuration "cas 3" reste conforme à ce résultat : nous retrouvons la même valeur de $\lambda$ et la résistance thermique correspond au double de celui obtenu avec un seul échantillon "U". En revanche, pour les configurations "cas 1" et "cas 2" dont les résultats sont du même ordre de grandeur, nous constatons des écarts de l'ordre de 10 % par rapport au "cas 3". Ce

qui semble curieux comme résultat, étant donné que le seul paramètre qui a été modifié reste la disposition des échantillons dans le fluxmètre. Autrement dit, les surfaces mises en contact avec les plaques chaude et froide d'une part, et d'autre part la nature du contact entre les échantillons. Les écarts observés ne peuvent pas être dûs à la résistance thermique de contact au niveau de l'interface entre les deux échantillons. En effet, l'influence d'une résistance thermique de contact conduirait nécessairement à une valeur plus élévée de la résistance thermique équivalente obtenue avec le "cas 3" ($>0{,}894$). Par ailleurs, sans résistance de contact, nous devrions au moins retrouver cette valeur pour tous les cas (1,2 et 3) étudiés. Les flux de chaleur détectés par les capteurs sont légèrement plus élévés pour le "cas 1" et le "cas 2". D'où les faibles valeurs de résistance thermique et les valeurs de $\lambda$ élévées. Les flux de chaleur moyens mesurés pour les différents cas sont représentés en fonction du temps sur la figure 6.20. Ces courbes confirment bien les phenomènes précédemment évoqués. Nous avons également constaté que la durée de chaque essai est fonction de la configuration considérée. Ces résultats sont intéressants, car ils montrent l'influence de la disposition des échantillons sur les mesures lors des essais en assemblages.

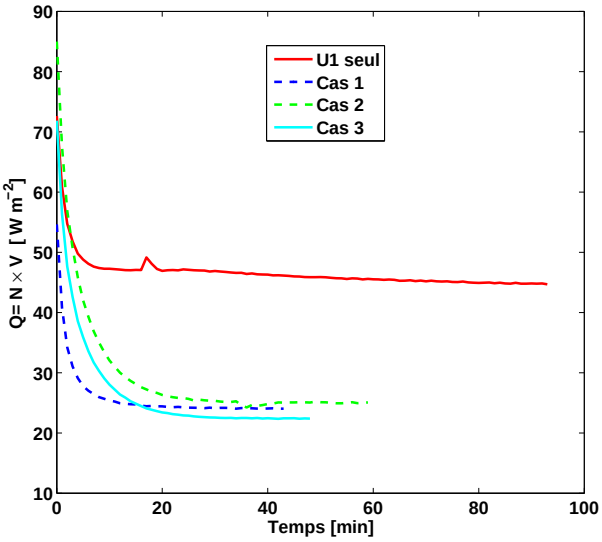



FIG. 6.20 – Densité de flux de chaleur mesurée en fonction du temps

Pour mieux comprendre ces écarts, nous avons procédé à une phase d'équilibrage avant le début des tests. Les échantillons sont placés (selon la configuration souhaitée) dans le fluxmètre pendant au moins une demi-journée. Le fluxmètre est régulé à des conditions identiques à celles dont la mesure va être effectuée ($\Delta T = 20°C$ et $T = 25°C$). La mesure devient donc plus rapide. Les nouveaux résultats obtenus après l'application de cette procédure expérimentale sont récapitulés dans le tableau 6.4.

Nous constatons une très bonne aquéquation entre les mesures. La conclusion majeure qui découle de ces analyses est la suivante : pour des échantillons isolants légèrement

épais, la mauvaise dynamique des transferts thermiques vers le régime permanent peut engendrer des erreurs sur l'estimation de la conductivité thermique. L'ordre de grandeur de ces erreurs peut atteindre jusqu'à 10 %. Une phase d'équilibrage de quelques heures est donc nécessaire pour éviter les biais de mesures. Cette étude se justifie clairement, notamment lorsque l'on souhaite effectuer des mesures en transitoire pour lesquelles la maîtrise de la dynamique des transferts est impérative. Cet aspect fait l'objet d'une étude dans le prochain paragraphe.

| Configurations | $\lambda$ [$\mathrm{W\,m^{-1}K^{-1}}$] | $R_t$ [$\mathrm{m^2K\,W^{-1}}$] |
|---|---|---|
| Cas 1 | 0,051848 | 0,901412 |
| Cas 2 | 0,052755 | 0,885053 |
| Cas 3 | 0,051884 | 0,900868 |

TAB. 6.4 – Résultats des mesures sur les assemblages en bicouche (cas 1, cas 2 et cas 3) après la phase d'équilibrage thermique.

Pour ce type de configuration en bicouche, une technique de mesure basée sur le suivi de la température au centre des deux échantillons a été mise en place. L'objectif étant l'estimation de la chaleur spécifique en régime transitoire par le dispositif fluxmétrique. Le principe repose sur une méthode inverse qui consiste à minimiser l'écart entre l'évolution de la température mesurée par le thermocouple et celle établie à partir d'un modèle thermique. C'est un raisonnement scientifique qui est similaire à d'autres méthodes de caractérisation en régime transitoire. Notamment, la méthode du plan chaud qui permet également la mesure de la chaleur spécique.

Ci-après, une description de la méthode de mesure avec l'emplacement des thermocouples (type K) sur les échantillons ainsi que le système d'acquisition (figure 6.21). Les données de température provenant des thermocouples sont enregistrées sur un ordinateur via le logiciel labVIEW.

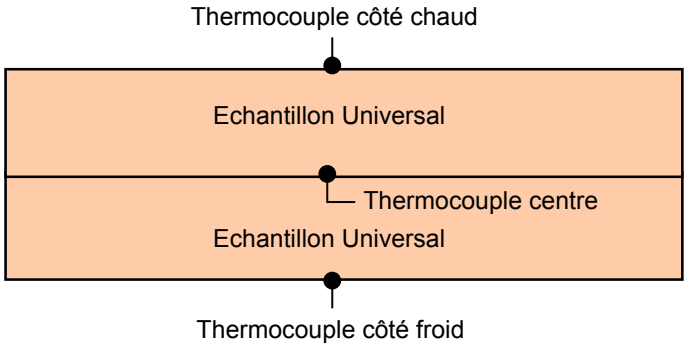



FIG. 6.21 – Méthode de mesure et emplacement des thermocouples

Le modèle thermique utilisé est établi à partir de l'équation de la chaleur en régime instationnaire dans le cas d'un transfert unidirectionnel. La formulation mathématique de

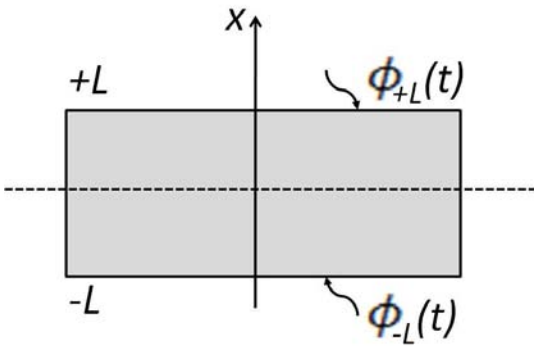



FIG. 6.22 – Assemblage soumis à un flux évoluant dans le temps

ce problème schématisé sur la figure 6.22, s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial t} \tag{6.3a}$$

$$T(x,0) = T_0 \tag{6.3b}$$

$$-\lambda S \left.\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\right|_{x=-L} = \phi_{-L}(t) \tag{6.3c}$$

$$-\lambda S \left.\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\right|_{x=+L} = \phi_{+L}(t) \tag{6.3d}$$

En posant $\theta(x,t) = T(x,t) - T_0$, et $\overline{\theta}(x,t)$ la transformée de Laplace de la variable $\theta(x,t)$, la solution du système d'équations (6.3) dans l'espace de Laplace est de la forme :

$$\overline{\theta}(x,p) = Ae^{-qx} + Be^{qx} \tag{6.4}$$

avec $q = \sqrt{p/\alpha}$ où $\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p}$, $A$ et $B$ sont des constantes à déterminer à partir des conditions aux limites. Ces conditions aux limites sont reliées à la variable $\overline{\theta}(x,p)$ par les relations :

$$-\lambda S \left.\frac{\partial \overline{\theta}(x,p)}{\partial x}\right|_{x=-L} = I \tag{6.5a}$$

$$-\lambda S \left.\frac{\partial \overline{\theta}(x,p)}{\partial x}\right|_{x=+L} = J \tag{6.5b}$$

où $I$ et $J$ sont respectivement les transformées de Laplace des conditions aux limites de flux de chaleur $\phi_{-L}$ et $\phi_{+L}$. Des expressions temporelles sous forme de fits polynôminiaux sont préalablement établies pour chacune des évolutions de flux. D'une manière générale, elles peuvent se mettre sous la forme :

$$\phi(t) = c_0 + c_1\, t + c_2\, t^2 + c_3\, t^3 + ... + c_n\, t^n \tag{6.6}$$

où les $c_i$ représentent les composantes de la régression de $\phi(t)$.

Enfin, la solution du problème dans l'espace de Laplace est donnée par la relation :

$$\overline{\theta}(x,p) = \frac{-1}{\lambda S q \left[e^{-2qL} - e^{2qL}\right]} \left[\left(Ie^{qL} - Je^{-qL}\right) e^{-qx} + \left(Ie^{-qL} - Je^{qL}\right) e^{qx}\right] \tag{6.7}$$

L'inversion dans l'espace temporel est effectuée par la méthode numérique de Stehfest [Stehfest, 1970] à 20 points.

La figure 6.23 montre l'évolution des températures mesurées par chaque thermocouple. Les conditions aux limites fournies par les fluxmètres sont représentées sur la figure 6.24(a).

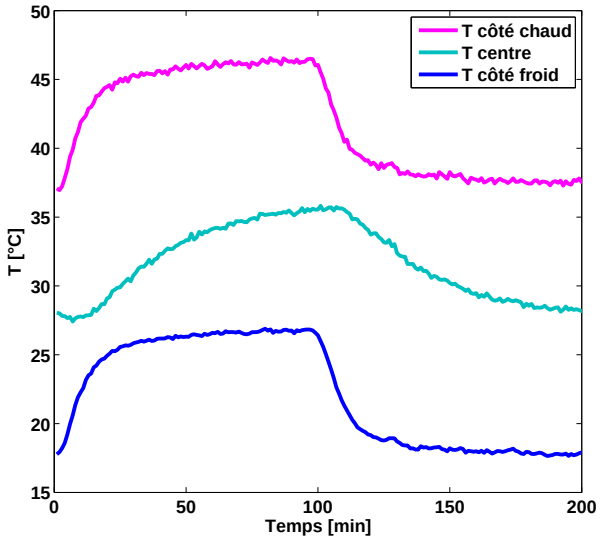
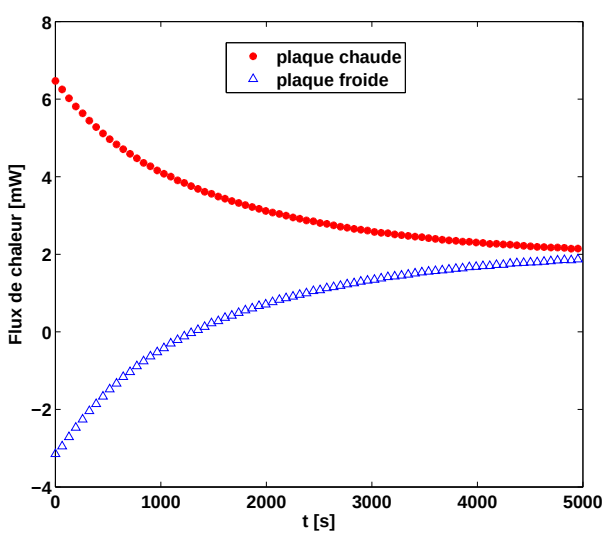


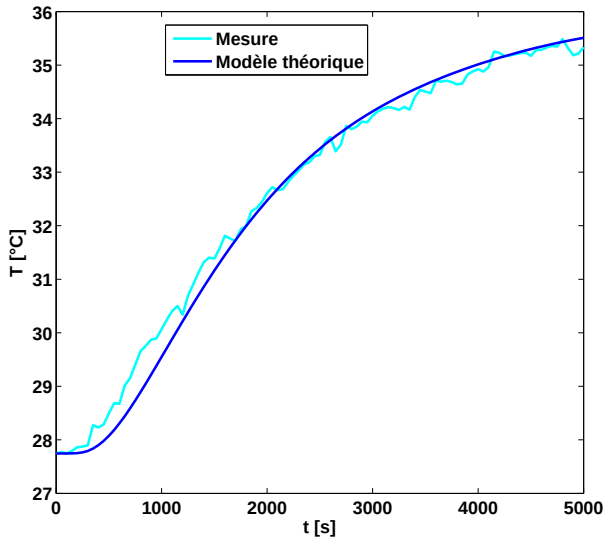

FIG. 6.23 – Évolutions des températures mesurées en fonction du temps, STEICO Universal humide

La figure 6.24(b) donne l'évolution de la température expérimentale et celle théorique après la procédure d'estimation de la chaleur spécifique : $C_p = 1450\,\mathrm{J.kg^{-1}.K^{-1}}$. Les résidus d'estimation au cours du temps sont représentés sur la figure 6.25. Ils sont évalués en termes d'écart relatif. Nous verrons par la suite que cette valeur de $C_p$ est en bon accord avec celle obtenue par calorimétrie différentielle (DSC) sur les matériaux à fibres de bois à humidité ambiante d'environ 8 %.

Après ces premières mesures, les mêmes échantillons ont été séchés afin d'évaluer la chaleur spécifique à l'état anhydre. Après séchage, nous retrouvons bien la valeur d'humidité perdue à laquelle les premières mesures ont été effectuées, c'est à dire une moyenne de 8 %. La figure 6.26 donne les évolutions de températures mesurées par les thermocouples.




(a) Flux de chaleur détecté par le lambdamètre par les plaques chaude et froide




(b) Température mesurée et théorique après estimation de la chaleur spécifique $C_p$

FIG. 6.24 – Évolution du flux de chaleur et de la température, STEICO Universal humide

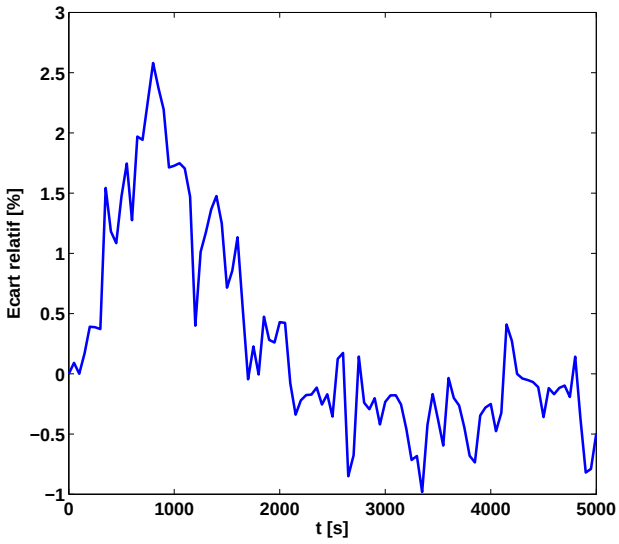



FIG. 6.25 – Évolution des résidus d'estimation, STEICO Universal humide

En minimisant l'écart entre le thermogramme théorique et expérimental (figure 6.27(b)), nous trouvons une valeur de $C_p = 1313\,\mathrm{J.kg^{-1}.K^{-1}}$. Les résidus correspondant sont donnés sur la figure 6.28. Il y a également une bonne concordance entre cette valeur et celle obtenue par DSC sur ce matériau à l'état sec. La valeur un peu plus élevée provient de la reprise d'humidité (de l'ordre de 1 %) constatée après les différentes mesures.

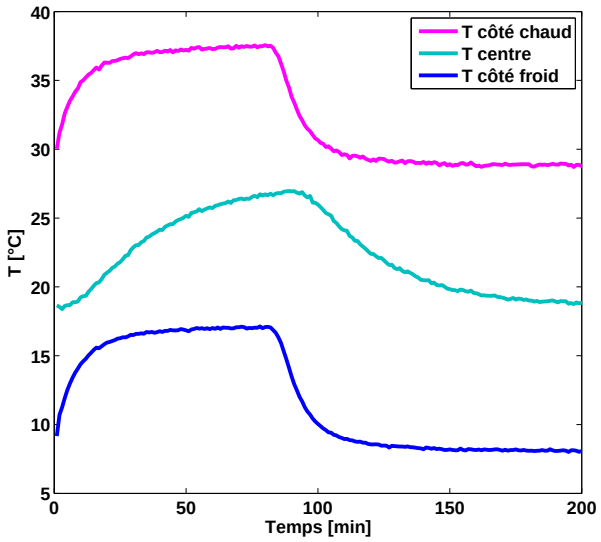
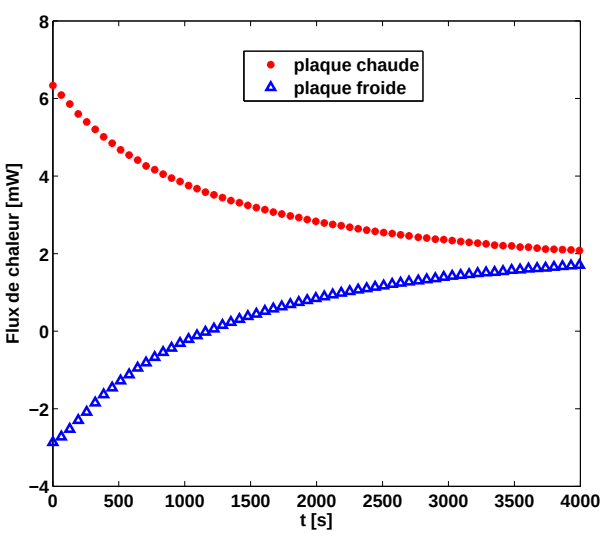
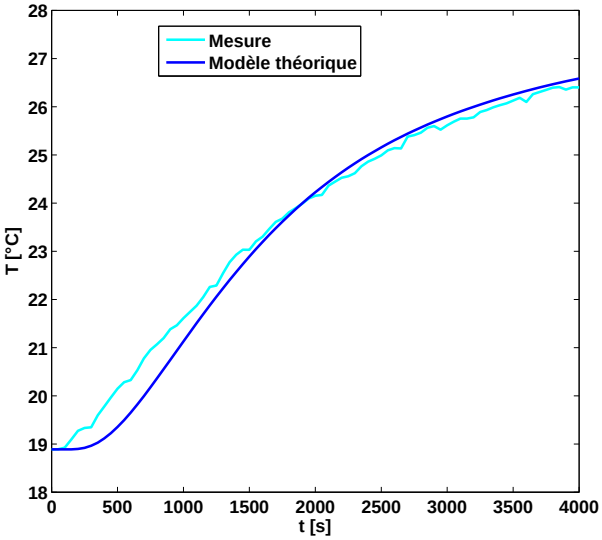



FIG. 6.26 – Évolutions des températures mesurées en fonction du temps, STEICO Universal sec




(a) Flux de chaleur détecté par les plaques chaude et froide




(b) Température mesurée et théorique après estimation de la chaleur spécifique $C_p$

FIG. 6.27 – Évolution du flux de chaleur et de la température, STEICO Universal sec

### 6.3.7 La calorimétrie différentielle programmée

La calorimétrie différentielle programmée (DSC : Differential Scanning Calorimetry) est une technique avec laquelle le flux de chaleur (puissance thermique) absorbé ou cédé

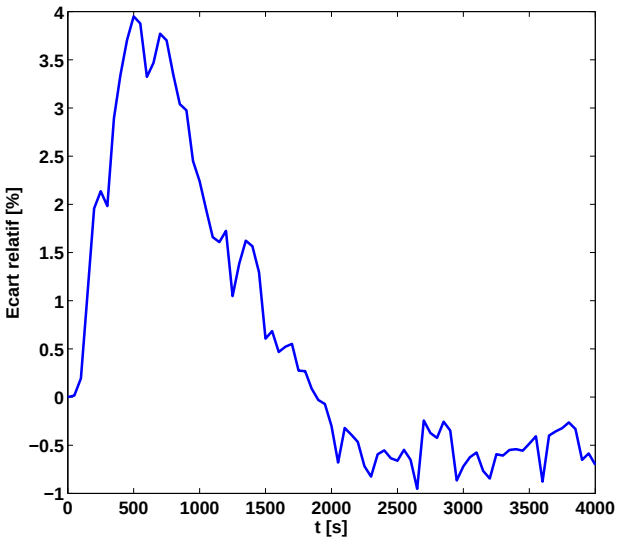



FIG. 6.28 – Évolution des résidus d'estimation, STEICO Universal sec

par un échantillon est mesuré en fonction du temps pour une évolution de température programmée. En pratique, la variation de température appliquée au matériau est programmée dans une atmosphère contrôlée. Le comportement du matériau est analysé au chauffage ou au refroidissement. La mesure de la différence de flux de chaleur entre un creuset contenant l'échantillon et un creuset référence (celui-ci est généralement vide, mais peut aussi contenir un matériau inerte thermiquement sur le domaine de température étudié) donne accès à la valeur de la chaleur spécifique.

Le calorimétre micro DSC III installé au LEMTA permet la mesure de la capacité calorifique des matériaux solides et liquides. Les valeurs de capacité calorifique peuvent être déterminées sur la gamme de température -20° C à 120 °C.

### Présentation du capteur calorimétrique

Le capteur calorimétrique (figure 6.29) est composé du capteur proprement dit (1), contenu dans une première enceinte métallique (2), environné par le thermostat liquide contenu dans une seconde enceinte métallique (3).

Le bloc calorimétrique est constitué d'un cylindre métallique nickelé possédant une conductivité thermique élevée. Deux cavités usinées (4) dans le bloc reçoivent les cellules expérimentales "mesure" et "référence". Elles sont surmontées de deux cylindres nickelés (5) jouant le rôle de garde thermique vis-à-vis des perturbations extérieures. Le bloc calorimétrique est obturé par un couvercle nickelé (6). Chaque cellule de volume utile faisant 1 $cm^3$ (diamètre : 6,4 mm et hauteur utile pour l'échantillon : 19,5 mm) est entouré d'un fluxmètre plan (7) de sensibilité très élevée qui assure la liaison thermique avec le bloc calorimétrique. Leur signal électrique est proportionnel au transfert de chaleur entre la

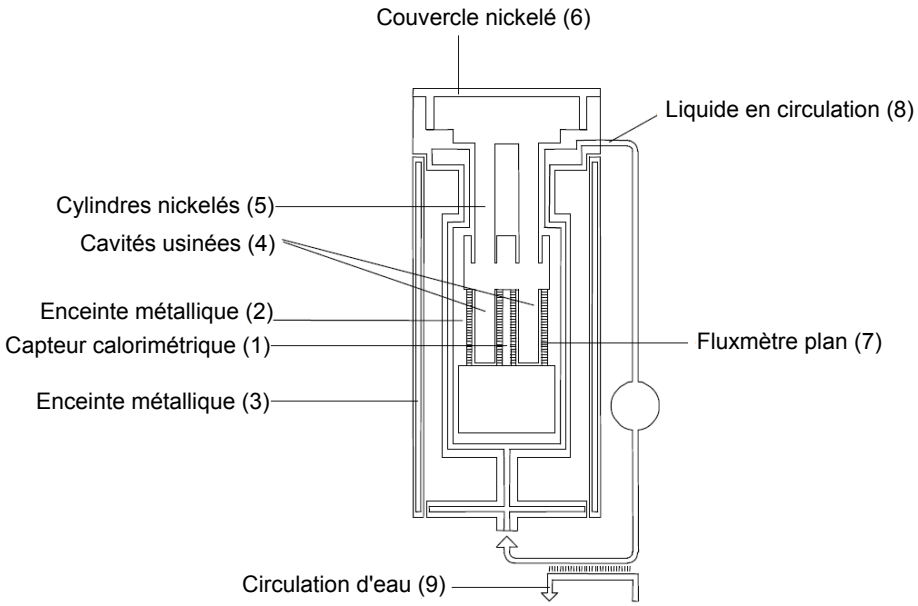



FIG. 6.29 – Capteur calorimétrique du micro DSC III (source SETERAM Instrumentation)

cellule contenant l'échantillon et le bloc calorimétrique. Le montage en opposition des deux fluxmètres des cellules "mesure" et "référence" élimine les effets parasites communs aux deux cellules. Une boucle de liquide en circulation (8) assure la stabilité et l'homogénéité en température du bloc calorimétrique, ainsi que sa programmation en température via le contrôleur. Une circulation d'eau (9) évacue la chaleur vers l'extérieur.

### Mesure de la chaleur spécifique

Avant tout, il faut réaliser une première mesure de référence sur un échantillon de chaleur spécifique connue, c'est la procédure d'étalonnage. L'oxyde d'aluminium ($Al_2O_3$) ou saphir est le matériau de référence le plus fréquemment utilisé pour la détermination de la chaleur spécifique. La procédure expérimentale est la suivante :

- Introduction des cellules vides dans le bloc calorimétrique, ensuite programmation de l'incrément de température (rampe ou par paliers,...). Nous avons choisi de réaliser une rampe de température pour nos mesures : une stabilisation de la température à 15 °C pendant 30 min, ensuite une évolution linéaire de 15 °C à 25 °C pendant 20 min, et enfin une stabilisation à 25 °C en 20 min. La vitesse de chauffage (ou de refroidissement) est réglable et peut être choisie entre 0,001 °C/min et 2 °C/min. L'intégrale sur le flux de chaleur donne la quantité de chaleur $Q_0$ reçue ou cédée.

- Refroidissement du calorimètre à la température de départ (15 °C), et introduction du matériau de référence "saphir" dans la cellule "mesure", ensuite répétition de la même opération de programmation. Nous appelons $Q_{ref}$ la quantité de chaleur relative au flux de chaleur obtenu.

- Répétition de la programmation dans les mêmes conditions opératoires, mais cette fois-ci avec l'échantillon à étudier dans la cellule "mesure" à la place du matériau de référence "saphir". Soit $Q_{ech}$, la quantité de chaleur correspondante.

- Pour déterminer la chaleur spécifique de l'échantillon étudié, on a :

$$Q_{ref} - Q_0 = m_{ref}\, C_{pref}\, \Delta T \tag{6.8}$$

$$Q_{ech} - Q_0 = m_{ech}\, C_{pech}\, \Delta T \tag{6.9}$$

  avec $m_{ref}$ et $m_{ech}$ les masses repectives des matériaux standard et étudié, données en milligrammes. Ces masses sont obtenues après pesage et servent de paramètres d'entrée pour la mesure. $C_{pref}$ est la chaleur spécifique (connue) du matériau de référence et $C_{pech}$ est celle (recherchée) du matériau étudié.

  La chaleur spécifique du matériau étudié s'obtient finalement par la relation :

$$C_{pech} = C_{pref}\,(m_{ref}/m_{ech})\,\frac{Q_{ech} - Q_0}{Q_{ref} - Q_0} \tag{6.10}$$

La température de mesure de la chaleur spécifique correspond à la température moyenne entre le début et la fin de la rampe.

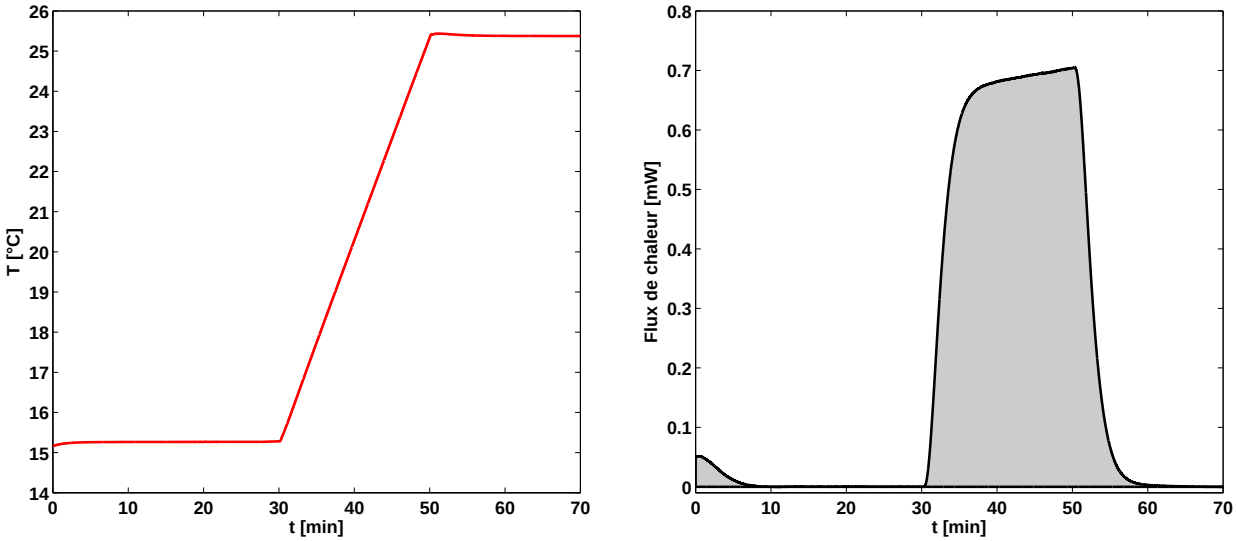
Une autre façon plus simple pour obtenir la chaleur spécifique du matériau étudié, est d'utiliser directement la relation (6.9). Pour cela, il suffit de soustraire la quantité de chaleur $Q_0$ de celle obtenue en présence d'échantillon dans la cellule "mesure". Cette soustraction appelée "soustraction du blanc" s'effectue très facilement via le système d'acquisition du calorimètre. Dans ce cas, le but de la mesure sur le matériau standard de référence est uniquement de vérifier si l'on retrouve bien sa valeur de chaleur spécifique déjà connue. C'est une étape qui n'est plus nécessaire pour les prochains tests, mais il est préférable de réaliser régulièrement cette phase de vérification avant le début de toute campagne de mesure.

**Chaleur spécifique du STEICO Therm**

L'échantillon STEICO Therm de masse initiale 66,1 mg a été seché à une température de 105 °C avant son insertion dans la cellule "mesure" du calorimètre. La masse après séchage est 59,8 mg, soit une perte de masse d'environ 9 %. Les matériaux que nous caractérisons ont des propriétés thermiques fortement dépendantes de la teneur en eau, et la connaissance de cette dernière n'est pas immédiate. Afin d'éliminer cette inconnue dans le protocole expérimental, les échantillons sont séchés par évaporation complète dans une étuve.

La figure 6.30(a) montre l'évolution de la consigne et de la température appliquée à l'échantillon au cours du temps. L'évolution du flux de chaleur est également représentée

en fonction du temps sur la figure 6.30(b). Ce flux thermique correspond à la différence entre le résultat de la mesure avec échantillon dans la cellule "mesure" et celui sans échantillon. La quantité de chaleur $(Q_{ech} - Q_0)$ qui correspond à ce flux thermique s'obtient par intégration temporelle sous le pic, soit dans l'intervalle de temps $t = 30$ à 60 min.




(a) Température mesurée

(b) Flux de chaleur obtenu

FIG. 6.30 – Évolution de la température et du flux de chaleur

Après intégration, nous obtenons une quantité de chaleur $Q_{ech} - Q_0 = 740$ J. Finalement, à partir de la relation (6.9), nous trouvons une chaleur spécifique pour l'échantillon STEICO Therm de l'ordre de 1232 J kg$^{-1}$ K$^{-1}$. À titre de comparaison, la chaleur spécifique du Thermisorel a été évaluée à $C_p = 1280$ J kg$^{-1}$ K$^{-1}$ par calorimétrie effectuée au CSTB dans le cadre de la thèse d'Aurélie Kaemmerlen [Kaemmerlen, 2009]. L'écart relatif est de l'ordre de 3,75 % entre les deux mesures. Cet échantillon présente des caractéristiques proches de celles du STEICO Therm.

Des tests ont été menés sur d'autres échantillons STEICO et de bois massifs dans les mêmes conditions opératoires. Tous les résultats de mesure de la chaleur spécifique sont regroupés dans le tableau 6.5. Les indications sont également fournies sur les masses initiales et celles obtenues après séchage. La perte de masse en humidité est approximativement identique pour les échantillons testés et varie entre 5 et 10 %.

Les valeurs de chaleur spécifique obtenues sont quasiment du même ordre de grandeur pour les trois échantillons isolants étudiés à l'état sec, soit $C_p = 1250$ J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$ $\pm 1$ % à une température de $T = 20$ °C. Nous trouvons des valeurs légèrement supérieures pour les matériaux en bois massifs (Rondin et KLH). Dans le paragraphe suivant, la mesure de la

| Échantillon | $m_i$ [mg] | $m_f$ [mg] | $(m_i - m_f)/m_i$ | $C_p$ [J kg$^{-1}$K$^{-1}$] |
|---|---|---|---|---|
| Therm | 66,1 | 59,8 | 0,095 | 1232 |
| Universal | 99,1 | 93,3 | 0,058 | 1268 |
| Flex | 72 | 65,8 | 0,086 | 1236 |
| Rondin | 80,5 | 73,8 | 0,083 | 1290 |
| KLH | 117 | 107,8 | 0,079 | 1316 |

TAB. 6.5 – Résultats des mesures de chaleur spécifique

chaleur spécifique en fonction de la température est effectuée sur l'échantillon STEICO Therm.

### Influence de la température sur la chaleur spécifique

Pour analyser l'influence de la température sur la chaleur spécifique, trois rampes successives en température ont été appliquées entre quatre paliers (figure 6.31). L'intégrale du flux de chaleur sur le temps entre chaque palier permet de déterminer la chaleur spécifique à la température moyenne correspondante.

Par ailleurs, l'évolution théorique de la chaleur spécifique en fonction de la température pour un matériau bois complètement sec est donnée en J kg$^{-1}$K$^{-1}$ par l'expression suivante [Simpson et TenWolde, 1999] :

$$C_{p\,sec} = 103,1 + 3,867 \times T \tag{6.11}$$

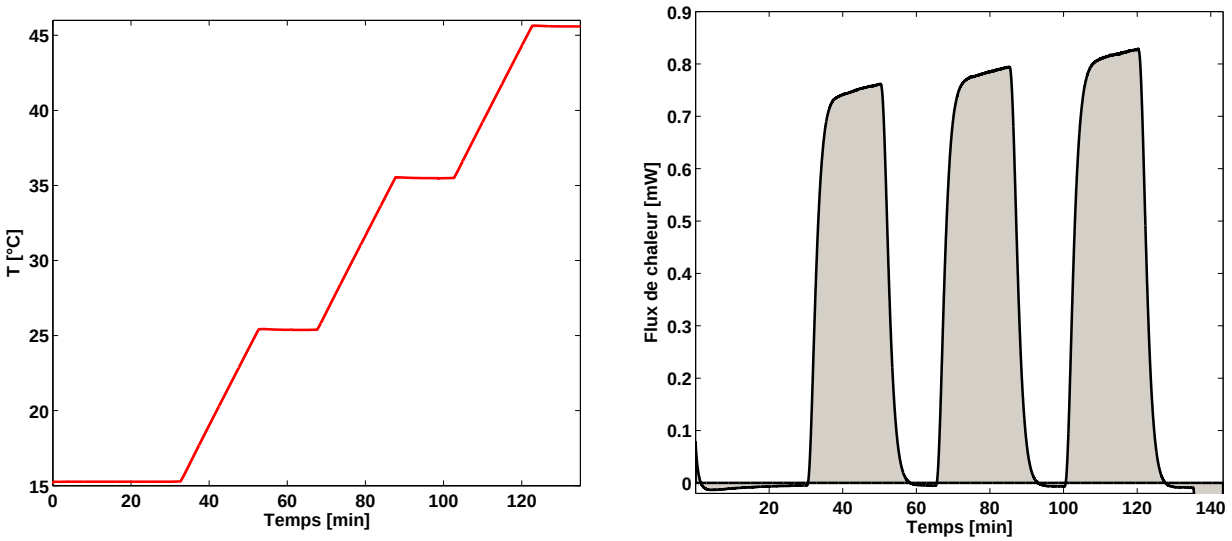
Cette évolution théorique de la chaleur spécifique est comparée à celle expérimentale obtenue par calorimétrie DSC sur la figure (6.32). L'écart relatif entre les valeurs données par la corrélation (6.11) et les points de mesures varie de 2,38 % à 5 % lorsque la température passe de 20 °C à 40 °C. En toute rigueur, cet écart reste raisonnable et peut s'expliquer par le fait que les matériaux isolants contiennent souvent des additifs en faible quantité qui sont incorporés pendant leur phase de fabrication. Ces produits peuvent donc modifier la capacité calorifique du produit fini.

### Influence de l'humidité sur la chaleur spécifique

La mesure de la chaleur spécifique en fonction de l'humidité a été évaluée expérimentalement et de manière théorique. En théorie, la relation donnant la variation du $C_p$ en fonction de la teneur en eau des matériaux hygroscopiques tel que le bois est donnée par :

$$C_p = \frac{C_{p\,sec} + X\,C_{p\,eau}}{1 + X} \tag{6.12}$$

Le facteur d'ajustement tenant compte de l'énergie additionnelle due à l'eau liée a été négligé dans cette expression, il représente moins de 0,001 % de la valeur de la chaleur spécifique.




(a) Température mesurée

(b) Flux de chaleur mesuré

FIG. 6.31 – Évolution de la température et du flux de chaleur

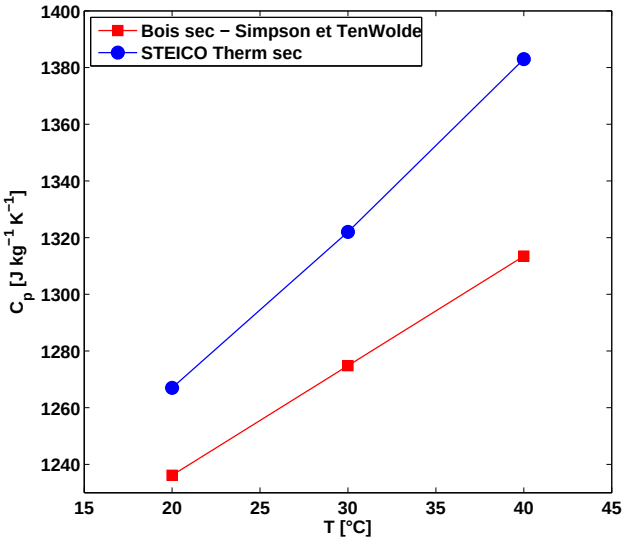



FIG. 6.32 – Comparaison entre l'évolution de la chaleur spécifique théorique du bois sec et celle expérimentale obtenue par calorimétrie sur l'échantillon STEICO Therm, en fonction de la température

Pour analyser l'influence de l'humidité sur la chaleur spécifique, nous avons effectué des mesures sur l'échantillon STEICO Therm pour trois points de teneur en eau à une température fixée à 20 °C. La méthode de régulation de la teneur en eau est identique à celle utilisée pour la mesure de la conductivité thermique. La figure (6.33) donne l'évolu-

tion de la chaleur spécifique en fonction de la teneur en eau $X$. Lorsque l'on tend vers la limite du point de saturation des fibres, qui correspond à une valeur de $X$ proche de 0,35, on trouve une valeur mesurée de $C_p = 2123\,\mathrm{J\ kg^{-1}K^{-1}}$. L'écart maximal entre la théorie ($C_p = 2000\,\mathrm{J\ kg^{-1}K^{-1}}$) et la mesure est évaluée à 5,7 %. Cette valeur de $C_p$ mesurée est à 1% près de $2100\,\mathrm{J\ kg^{-1}K^{-1}}$, qui est généralement fournie par les fabricants d'isolants à base de fibres de bois. Elle correspond donc à une limite supérieure qui maximise considérablement le déphasage thermique de ces isolants. À l'inverse de la chaleur spécifique, on peut noter que la conductivité thermique est souvent donnée pour l'état sec. Ainsi, la diffusivité thermique de ces matériaux peut être sous-évaluée jusqu'à 40 % par rapport à un échantillon considéré comme sec.

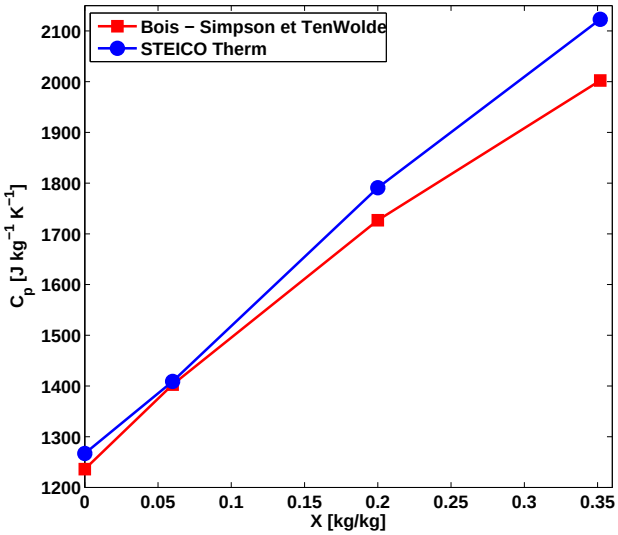



FIG. 6.33 – Comparaison entre l'évolution de la chaleur spécifique théorique du bois et celle expérimentale obtenue par calorimétrie sur l'échantillon STEICO Therm, en fonction de la teneur en eau

## 6.4 Évolution des flux thermiques sur l'échantillon Therm

Pour évaluer l'influence de l'humidité sur le comportement énergétique d'un isolant à base de fibre de bois, nous avons réalisé des simulations avec le code développé au LEMTA, sur l'échantillon STEICO Therm (figure 6.34). Deux évolutions de conditions météorologiques extérieures (température et humidité relative) sont considérées : l'une en été et l'autre en hiver. Les courbes de température et d'humidité relative pour chacune de ces périodes saisonnières sont représentées sur les figures 6.35 et 6.36. Le temps est donné à l'heure réelle. Par ailleurs, nous supposons que la température intérieure est fixée à 20 °C avec une humidité relative de 60 %.

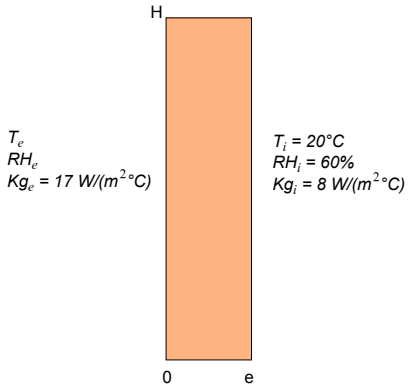
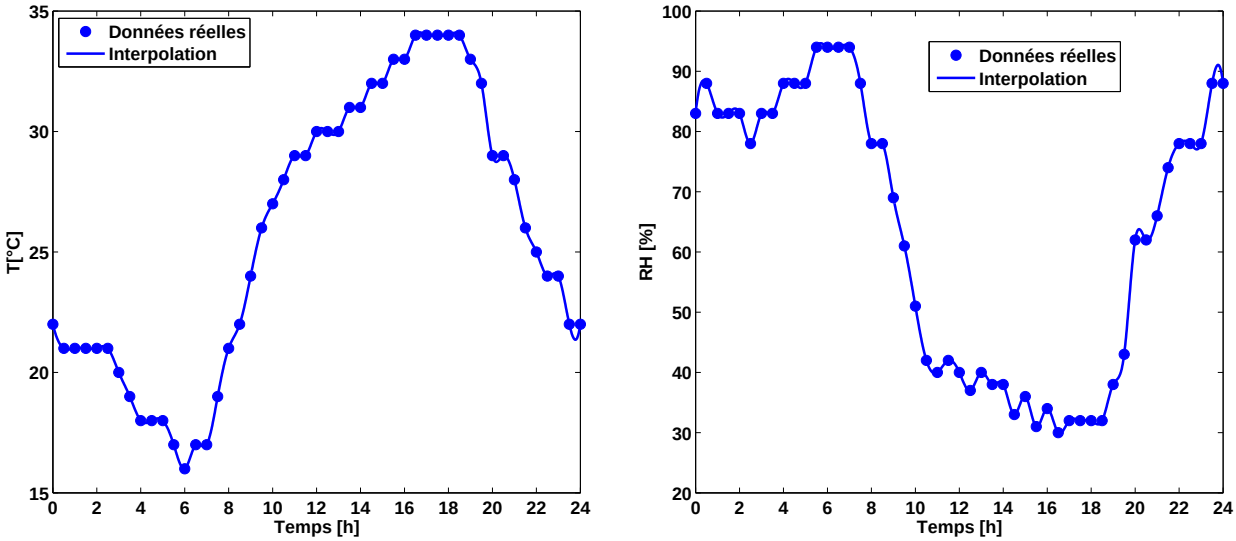


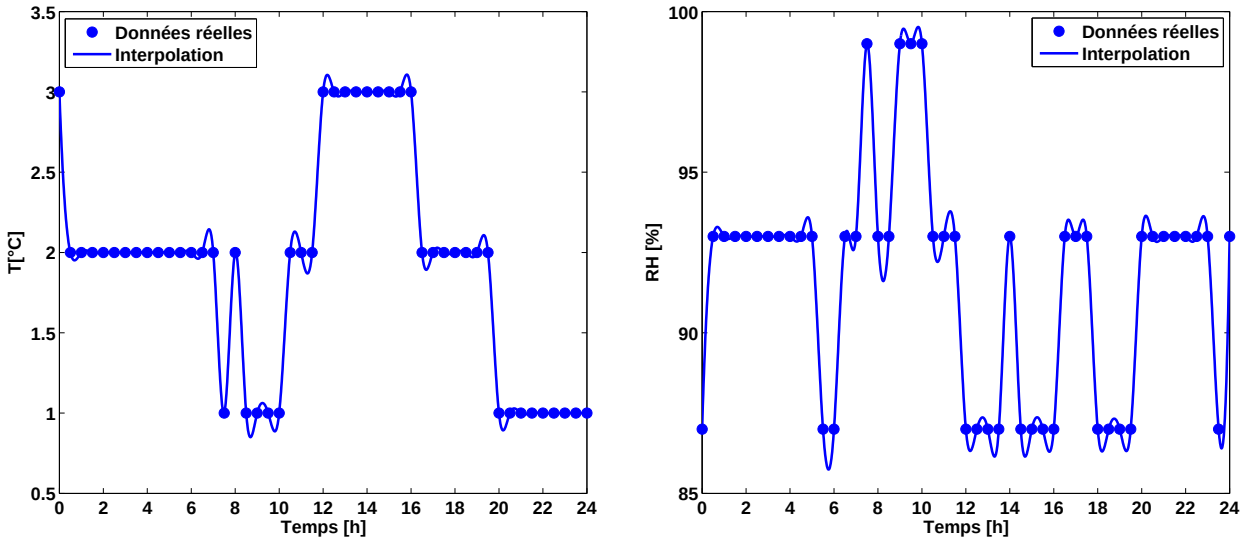

FIG. 6.34 – Échantillon STEICO Therm : $e = 10\,\text{cm}$ et $H = 50\,\text{cm}$




(a) Température extérieure (b) Humidité relative extérieure

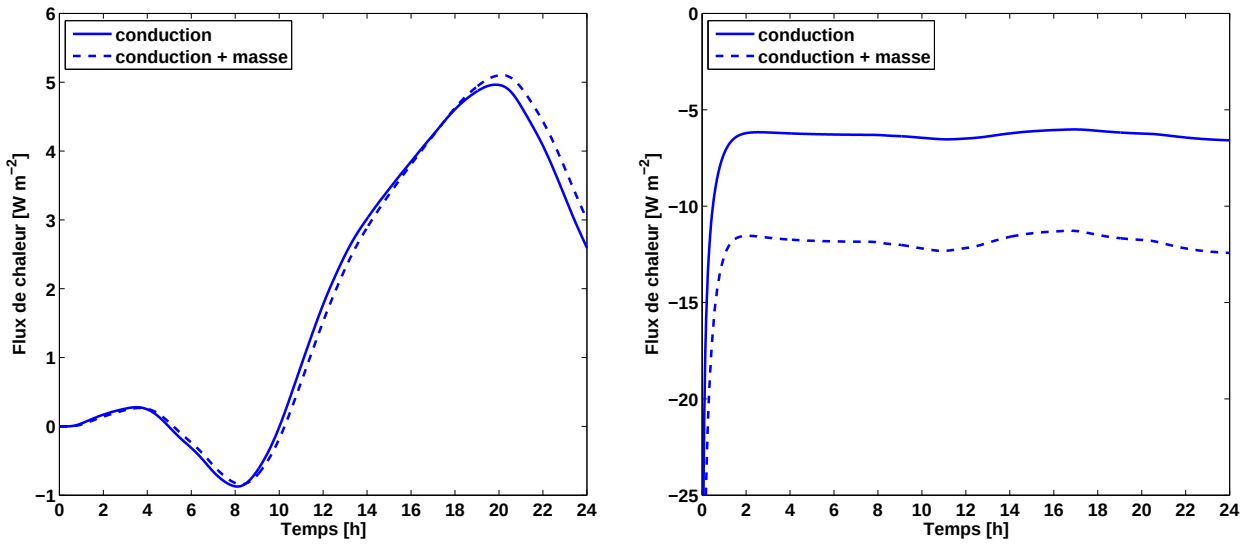
FIG. 6.35 – Conditions météorologiques en été (28 Juin 2011 à Epinal)

La température (ou humidité) initiale est supposée égale à la moyenne entre celle extérieure et intérieure. Nous comparons les évolutions temporelles de flux de chaleur sur la limite $x = e$ pour deux modèles en été et en hiver, respectivement sur les figures 6.37(a) et 6.37(b). Le premier modèle est purement conductif, il ne prend pas en compte le transport de masse. Les propriétés thermiques ($\lambda$ et $C_p$) considérées correspondent à celles du matériau sec. Le deuxième modèle tient compte du transport de masse, et les propriétés thermiques suivent les évolutions obtenues expérimentalement pour le STEICO Therm. L'isotherme de sorption et le coefficient de diffusion de masse du STEICO Therm, sont respectivement tirées de [Almeida *et al.*, 2011] et [Rémond et Almeida, 2010]. Par convention, selon le sens du gradient thermique le flux entrant est positif, et celui sortant est négatif.




(a) Température extérieure (b) Humidité relative extérieure

FIG. 6.36 – Conditions météorologiques en hiver (31 Décembre 2010 à Epinal)




(a) Flux de chaleur en été (b) Flux de chaleur en hiver

FIG. 6.37 – Influence des modèles de transport sur l'évaluation du flux de chaleur sur la face intérieure à $T_i$

Les courbes de flux observées sont directement corrélées aux évolutions de températures extérieures. Notamment, au cours de la journée d'hiver où la température extérieure reste en dessous de celle intérieure (20 °C), par conséquent l'évolution temporelle de flux obtenue (figure 6.37(b)) est une quantité perdue. Cette quantité correpond à l'énergie

qu'il faut produire pour maintenir l'ambiance intérieure à 20 °C. Autrement dit, c'est la consommation énergétique due au chauffage. À l'inverse, en été où le flux change de sens pendant une portion de la journée (figure 6.37(a)), l'apport énergétique provient en partie de la climatisation.

En s'intéressant aux évolutions de flux en été, on constate un faible écart entre les résultats des deux modèles. Il s'agit en particulier d'un déphasage thermique. La conductivité thermique varie peu entre l'état sec et l'état ambiant (50 à 60 % d'humidité relative). La chaleur spécifique augmentant en fonction de la teneur en eau, le déphasage augmente avec un modèle thermique prenant en compte le transport de masse. Néanmoins, c'est un écart qui reste faible compte tenu de faibles valeurs d'humidité enregistrées pendant cette journée aux moments les plus chauds. En effet, la teneur en eau résultante au sein du matériau influence peu ses propriétés thermiques. En revanche, en hiver les humidités relatives observées conditionnent le matériau vers un état de saturation relativement uniforme ($RH$ =93 %), ce qui augmente énormément les propriétés thermiques ($\lambda$ et $C_p$). D'où l'écart observé entre le modèle purement conductif et celui incluant le transport massique (figure 6.37(b)), il est de l'ordre de 6 $\mathrm{W.m^{-2}}$. Cela représente une augmentation de 100 % par rapport au modèle conductif. Ce résultat montre clairement la nécessité de prendre en compte ces aspects liés aux transferts de masse au sein d'un matériau bois. Le calcul sur ce cas avec le code *Transpore* est en cours.

## 6.5 Propriétés radiatives de surfaces

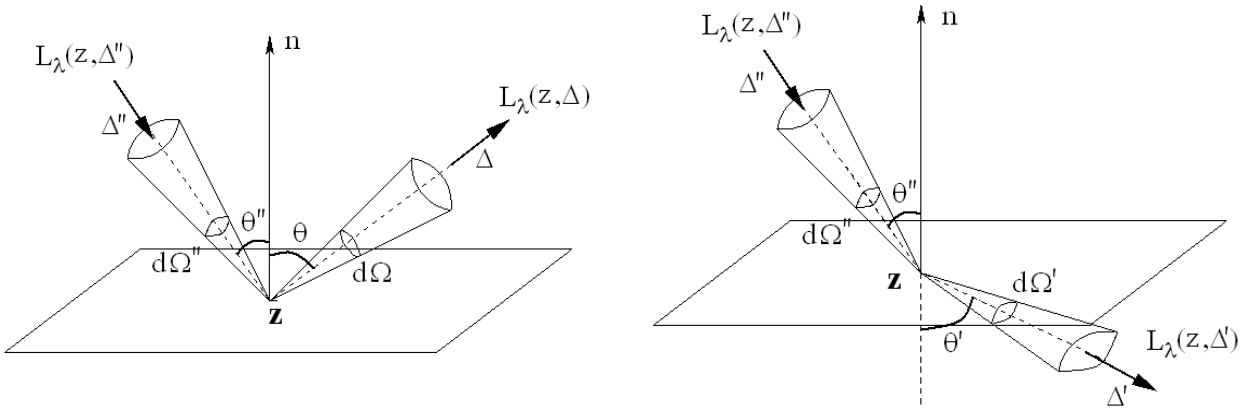
La résolution de l'Équation du Transfert Radiatif (présentée en Annexe F) nécessite la connaissance des propriétés radiatives volumétriques. Il s'agit notamment des coefficients monochromatiques d'absorption, de diffusion, ainsi que de la fonction de phase de diffusion. Pour identifier ces paramètres, des mesures expérimentales peuvent être effectuées sur le milieu étudié. Ensuite, à l'aide des méthodes inverses, on peut plus ou moins estimer la valeur de chaque paramètre radiatif. L'application des techniques d'identification par méthode inverse ne fait pas l'objet de cette étude. Nous nous intéressons plutôt à la détermination expérimentale des propriétés radiatives de surface des isolants thermiques à base de fibres de bois et en bois massif. Pour les obtenir, la mesure de la réflectance et de la transmittance à l'aide d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier est une technique. Ces données sont très utiles, notamment dans la spécification des conditions aux limites radiatives.

### 6.5.1 Détermination des réflectances et transmittances

Dans ce paragraphe, sont définies les relations théoriques utilisées pour le calcul des réflectances et transmittances à partir des luminances (voir Annexe F). Ensuite, les procédures expérimentales mises en œuvre pour leur détermination à partir des mesures sont également décrites.

### Définition des BRDF et BTDF

Les notions de BRDF (Bidirectional Reflection Distribution Function ou Réflectance Monochromtique Bidirectionnelle) et BTDF (Bidirectional Transmission Distribution Function ou Transmittance Monochromatique Bidirirectionnelle) sont introduites notamment pour déterminer par méthode inverse les propriétés radiatives d'un milieu à partir des mesures spectrométriques.




(a) BRDF Réflectance bidirectionnelle

(b) BTDF Transmittance bidirectionnelle

FIG. 6.38 – Définitions des BRDF et BTDF

Les BRDF $r''_\lambda(z,\vec{\Delta}'',\vec{\Delta})$ et BTDF $t''_\lambda(z,\vec{\Delta}',\vec{\Delta})$ sont respectivement données par les relations (6.13) et (6.14) :

$$r''_\lambda(z,\vec{\Delta}'',\vec{\Delta}) = \frac{L_\lambda(z,\vec{\Delta})}{L_\lambda(z,\vec{\Delta}'')\,cos\,\theta''\,d\Omega''} \tag{6.13}$$

$$t''_\lambda(z,\vec{\Delta}'',\vec{\Delta}') = \frac{L_\lambda(z,\vec{\Delta}')}{L_\lambda(z,\vec{\Delta}'')\,cos\,\theta''\,d\Omega''} \tag{6.14}$$

Avec cette définition, on ne s'intéresse qu'à la réflexion ou la transmission du rayonnement incident selon une seule direction, d'où l'appelation bidirectionnelle. Lorsqu'on s'intéresse à toutes les directions de l'hémisphère, on définit les réflectances et transmissances directionnelles hémisphériques à partir des grandeurs bidirectionnelles (BRDF et BTDF). Les relations correspondantes sont données par les expressions suivantes :

$$r'^{\cap}_\lambda(z,\vec{\Delta}'') = \frac{\int_{2\pi} L_\lambda(z,\vec{\Delta})\,cos\,\theta\,d\Omega}{L_\lambda(z,\vec{\Delta}'')\,cos\,\theta''\,d\Omega''} = \int_{2\pi} r''_\lambda(z,\vec{\Delta}'',\vec{\Delta})\,d\Omega \tag{6.15}$$

$$t'^{\cap}_\lambda(z,\vec{\Delta}'') = \frac{\int_{2\pi} L_\lambda(z,\vec{\Delta}')\,cos\,\theta'\,d\Omega'}{L_\lambda(z,\vec{\Delta}'')\,cos\,\theta''\,d\Omega''} = \int_{2\pi} t''_\lambda(z,\vec{\Delta}'',\vec{\Delta}')\,d\Omega' \tag{6.16}$$

### Mesures de réflectances et transmittances

Les réflectances et transmittances (bidirectionnelles et directionnelles hémisphériques) sont obtenues à l'aide de mesures spectroscopiques effectuées sur différents échantillons. Le dispositif expérimental utilisé est un spectromètre Infrarouge à Transformée de Fourier (FTIR : Fourier Transformed InfraRed spectroscopy) de type Bruker IFS 66v/S équipé d'une sphère intégrante de revêtement Infragold pour les mesures hémisphériques. Il est doté d'un détecteur MCT de très grande sensibilité, ce qui est utile pour les mesures birectionnelles dans l'infrarouge. Afin d'obtenir une meilleure précision sur les mesures, une cuve a été adjointe au spectromètre. Celle-ci permet d'effectuer des mesures sous vide et ainsi s'affranchir de l'humidité et des bandes d'absorption dues aux vibrations des molécules présentes dans l'air.

### Mesures bidirectionnelles

Pour la mesure du BRDF, le signal détecté par le MCT est le rayonnement réfléchi par la surface de l'échantillon. Ce signal obéit à la relation suivante :

$$\Phi^r_{ech}(\theta) = K\, cos\,\theta\, L_\lambda(0, \vec{\Delta})\, d\Omega \tag{6.17}$$

où $K$ est une constante caractéristique de l'appareil. La mesure du signal de référence est effectuée à l'aide un miroir pour lequel la réflexion est spéculaire ($\theta = \theta''$). Ainsi, le signal de référence est obtenu par la relation :

$$\Phi^r_{ref}(\theta) = K\, cos\,\theta''\, L_\lambda(0, \vec{\Delta}'')\, d\Omega'' \tag{6.18}$$

Or seuls les rayons contenus dans $d\Omega$ sont captés par le détecteur puisque l'angle solide en détection est plus petit que l'angle solide d'incidence. Il vient ainsi l'expression finale du signal de référence :

$$\Phi^r_{ref} = K\, cos\,\theta''\, L_\lambda(0, \vec{\Delta}'')\, d\Omega \tag{6.19}$$

Grâce à la relation (6.13) et aux relations (6.17) et (6.19), on en déduit l'expression de la BRDF expérimentale de l'échantillon :

$$r''_\lambda(0, \vec{\Delta}'', \vec{\Delta}) = \frac{1}{cos\,\theta\, d\Omega''} \frac{\Phi^r_{ech}}{\Phi^r_{ref}} \tag{6.20}$$

Pour la mesure du BTDF, le même raisonnement peut être effectué avec comme signal de référence une mesure en l'abscence d'échantillon :

$$t''_\lambda(0, \vec{\Delta}'', \vec{\Delta}') = \frac{1}{cos\,\theta'\, d\Omega''} \frac{\Phi^t_{ech}}{\Phi^t_{ref}} \tag{6.21}$$

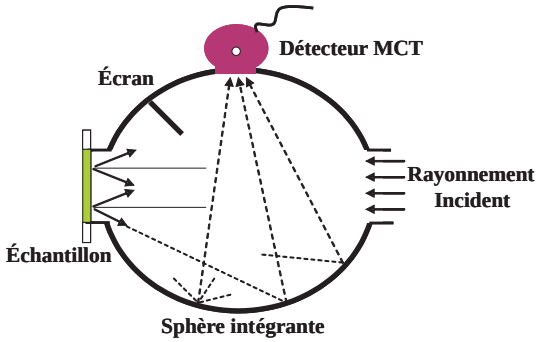
### Mesures hémisphériques

Expérimentalement, les réflectances et transmittances directionnelles hémisphériques sont mesurées grâce à un dispositif formé d'une sphère intégrante constituée d'un revêtement en Infragold ayant un très bon pouvoir réflecteur dans le domaine spectral étudié

(infrarouge). Il a également la propriété de réfléchir le rayonnement de façon diffuse. Ainsi, le signal obtenu en sortie de la sphère intégrante est proportionnel à l'éclairement global incident. L'image illustrée sur la figure 6.39(a) montre un aperçu du dispositif. Le principe de mesure en réflexion associé est schématisé sur la figure 6.39(b).



(a) Vue du dispositif




(b) Principe de mesure en réflexion

FIG. 6.39 – Aperçu du dispositif et principe de mesure en réflexion [Acem *et al.*, 2010]

Pour calculer la réflectance directionnelle hémisphérique, trois mesures sont effectuées :

1. Mesure en l'absence d'échantillon afin d'éliminer les réflexions parasites pouvant avoir lieu dans la sphère aux alentours de l'échantillon : $\Phi_0$
2. Mesure avec un matériau de référence dont les propriétés sont identiques au revêtement de la sphère : $\Phi_{ref}^{r\cap}$
3. Mesure avec l'échantillon étudié : $\Phi_{ech}^{r\cap}$

Ainsi, l'expression de la réflectance directionnelle hémisphérique (RDH) s'écrit :

$$r_\lambda^{'\cap}(0,\vec{\Delta}'') = p_r \frac{\Phi_{ech}^{r\cap} - \Phi_0}{\Phi_{ref}^{r\cap} - \Phi_0} \tag{6.22}$$

avec $p_r$ le pouvoir réflecteur de la sphère, qui est sensiblement égal à 0,965 pour la sphère de revêtement Infragold.

Dans le cas de la transmittance directionnelle hémisphérique (TDH), deux mesures suffisent : une mesure de référence sans échantillon $\Phi_{ref}^{t\cap}$ et une avec l'échantillon $\Phi_{ech}^{t\cap}$.

$$t_\lambda^{'\cap}(0,\vec{\Delta}'') = \frac{\Phi_{ech}^{t\cap}}{\Phi_{ref}^{t\cap}} \tag{6.23}$$

### 6.5.2 Mesures de la RDH de différents matériaux à base de bois

Les échantillons étudiés pour les mesures expérimentales de réflectances et transmittances directionnelles hémisphériques sont des matériaux isolants à base de fibres de bois

et du bois massif. Les premiers essais ont été effectués sur quelques échantillons optiquement épais, afin de se limiter dans un premier temps les mesures aux réflectances. Cette approche se justifie dans la mesure où les isolants bois à forte densité sont fortement opaques en ce qui concerne le rayonnement infrarouge.

La figure (6.40) montre l'évolution de la réflectance directionnelle hémisphérique en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon Therm. C'est un matériau isolant en fibre de bois dont l'épaisseur est de 2,05 cm fabriqué par la société STEICO. L'allure obtenue pour la réflectance correspond typiquement à celle généralement observée pour ce type de matériau. La réflexion reste notamment élevée aux courtes longueurs d'onde, puis diminue dans l'infrarouge moyen.

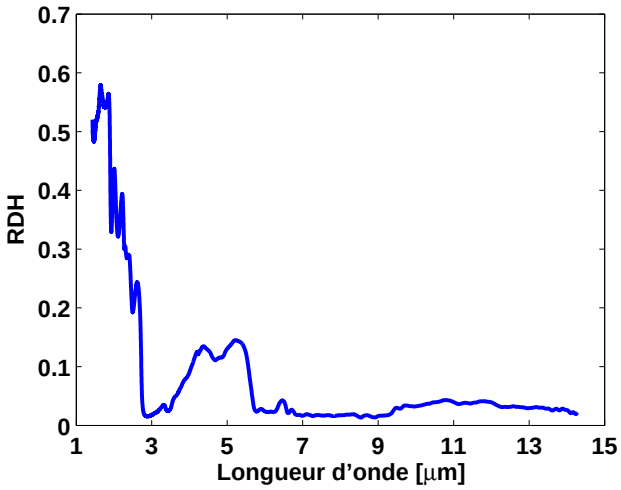



FIG. 6.40 – Réflectance directionnelle hémisphérique de l'échantillon STEICO Therm

Afin d'élargir l'exploitation de ce résultat et d'évaluer les effets thermiques, une moyenne de Planck est effectuée sur la gamme de longueur d'onde considérée. Il s'agit de pondérer la mesure obtenue par la fonction de Planck préalablement définie par la relation (F.6), et puis de normer ce produit par la fonction de Planck sommée sur toutes les longueurs d'onde. La relation qui en découle caractérise la réflectivité spectrale de l'échantillon à une température donnée :

$$r_\lambda = \frac{r'^{\cap}_\lambda(0, \vec{\Delta}'')\, L^0_\lambda(T)}{\int_\lambda L^0_\lambda(T)\, d\lambda} \tag{6.24}$$

Ce calcul a pour objet de quantifier l'énergie réfléchie par rapport à celle d'un corps noir dans les mêmes conditions, c'est-à-dire à la même température $T$. On suppose que les mesures s'effectuent à température ambiante ($T = 300\,\mathrm{K}$). L'évolution spectrale de $r_\lambda$ est représentée sur la figure (6.41).

Les résultats pour tous les échantillons sont représentés sur les figures 6.42 et 6.43. On remarque une bonne adéquation entre les allures des différentes courbes. L'échantillon

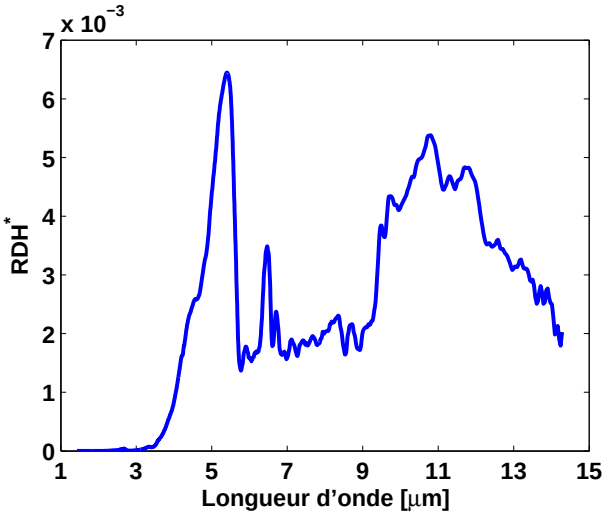



FIG. 6.41 – Réflectance directionnelle hémisphérique de l'échantillon STEICO Therm pondérée par la loi de Planck à une température de 300 K

massif STEICO KLH réfléchit plus le rayonnement car sa surface est plus lisse que celle des isolants. Toutefois, ces courbes restent relativement proches l'une de l'autre.

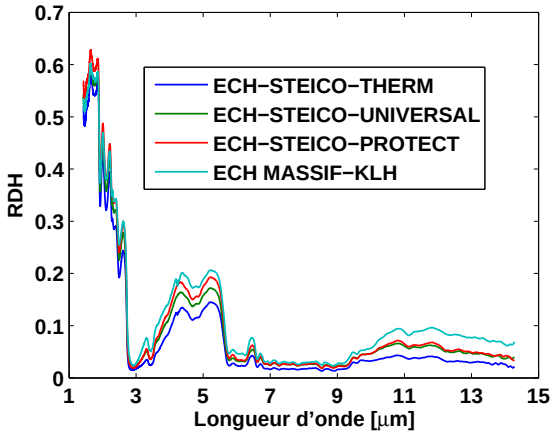
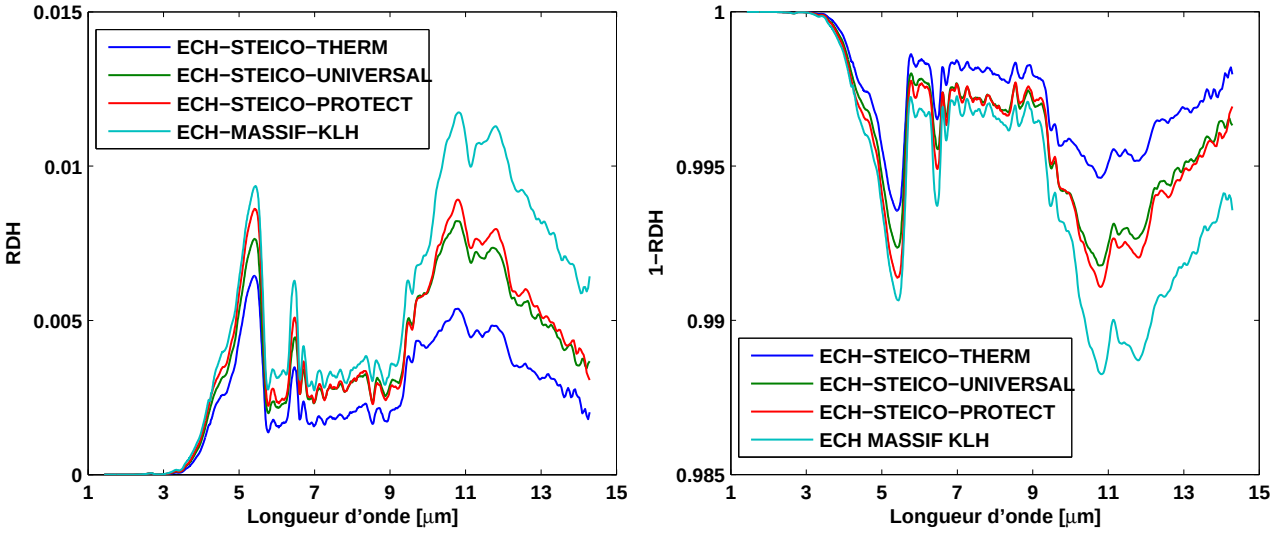



FIG. 6.42 – Évolutions des réflectances directionnelles hémisphériques en fonction de la longueur d'onde

### Détermination des valeurs de réflectivité moyenne pour les échantillons testés

Pour valoriser ces résultats, il est intéressant d'avoir une idée sur l'ordre de grandeurs des valeurs moyennes de réflectivité. Elles sont calculées en intégrant la réflectivité spectrale (6.24) sur la gamme de longueur d'onde considérée. Ces valeurs moyennes sont regroupées dans le tableau 6.6. L'analyse de ces résultats permet de constater que l'émissivité moyenne pour tous ces échantillons est de l'ordre de 0,9.




(a) Réflectances pondérées par la loi de Planck (b) Complémentaires des réflectances

FIG. 6.43 – Mesures de réflectances pondérées par la loi de Planck

| | Therm | Universal | Protect | KLH |
|---|---|---|---|---|
| Réflectivité moyenne | 0,0327 | 0,0471 | 0,0498 | 0,0657 |

TAB. 6.6 – Réflectivité moyenne des échantillons

### 6.5.3 Mesures de la TDH de différents matériaux à base de bois

Les divers matériaux étudiés et précédemment caractérisés possèdent les mêmes épaisseurs que lorsqu'ils sont sur une paroi de construction. Dans ces conditions, ils sont opaques au rayonnement infrarouge. Notamment, l'échantillon en bois massif (KLH) obéit parfaitement à cette règle. De plus, la part radiative dans ces matériaux reste négligeable par rapport à la conduction [Kaemmerlen, 2009], même pour les isolants à base de fibres de bois pour lesquels la porosité est souvent importante. Compte tenu de ces précédentes investigations, la TDH n'a pas fait l'objet de mesures dans ce travail. Pour des précisions sur cette grandeur, le lecteur peut se référer à la thèse d'Aurélie [Kaemmerlen, 2009] où ces mesures ont été effectuées sur du Thermisorel. C'est un échantillon à base de fibres de bois qui est très similaire au STEICO Therm.

## 6.6 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons présenté les travaux de caractérisation réalisés sur divers matériaux isolants à base de fibres de bois. La conductivité thermique et la chaleur spécifique ont été déterminées à partir de différents dispositifs expérimentaux (méthode fluxmétrique, plan chaud et calorimétrie différentielle). Nous avons pu exploiter la mé-

thode fluxmétrique (conçu pour des mesures en stationnaire) en régime transitoire pour déterminer les valeurs de chaleur spécifique. Des comparaisons ont été menées pour valider conjointement les méthodes de mesures utilisées. L'influence de la température et de la teneur en eau sur ces propriétés thermiques a également fait l'objet d'une attention particulière. Notamment, pour la chaleur spécifique, les mesures en fonction de la teneur en eau ont permis de mieux comprendre les valeurs habituellement annoncées par les constructeurs. Par ailleurs, les confrontations avec les relations empiriques se sont avérées satisfaisantes du point de vue qualitatif et quantitatif. En fin de chapitre, les mesures de réflectances directionnelles hémisphériques ont fourni de nouvelles données sur le comportement des surfaces de ces matériaux lorsqu'ils sont soumis à un rayonnement infrarouge.

# Chapitre 7

# Étude de validation expérimentale du modèle paroi

## 7.1 Introduction

La simulation numérique permet de décrire le comportement d'une paroi en se basant sur les modèles théoriques mis en œuvre. Pour que l'outil numérique développé acquière un caractère prédictif, il est nécessaire de valider les simulations par confrontation avec les résultats expérimentaux obtenus sur une paroi réelle instrumentée. C'est la démarche qui a été adoptée dans le cadre de plusieurs projets de recherche relatifs au developpement d'outils et de nouvelles méthodes en vue d'optimiser la performance énergétique et le confort dans le secteur de l'habitat.

À travers l'étude expérimentale menée au LERMAB et au CRITT bois, nous allons réaliser des essais de validation sur les codes couplés LEMTA-LERFOB. Ces tests permettront notamment de valider les transferts dans la lame d'air (ventilée ou non) à travers la mise en œuvre d'un modèle de paroi simplifié.

Dans ce chapitre, nous présentons la cellule expérimentale qui a été construite et instrumentée au LERMAB pour étudier le comportement hygrothermique des parois, ainsi que les résultats expérimentaux et les simulations numériques qui s'y rapportent.

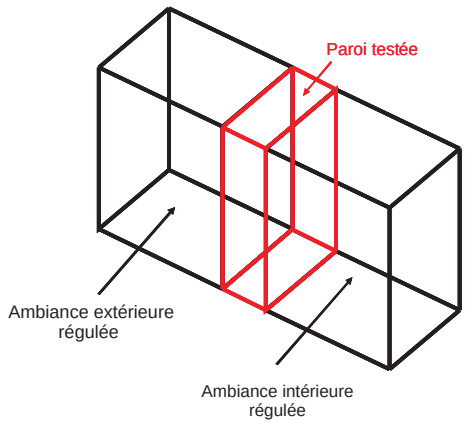
## 7.2 Description de la cellule expérimentale

La cellule expérimentale qui a été installée pour mener les essais de validation est située sur le site du CRITT Bois d'Epinal à l'ENSTIB. La figure 7.1 présente la face avant du dispositif et l'environnement de la cellule. Sa construction a été possible grâce au soutien de l'ANR à travers le projet TRANSBATIBOIS. Son développement fait en partie l'objet de la thèse d'Helisoa Rafidiarisson au CRITT qui s'intéresse au volet expérimental de l'étude des transferts de masse et de chaleur dans les parois des bâtiments en bois.

La première configuration de paroi qui a été testée est schématisée sur la figure 7.2.



(a) Vue globale de l'enceinte climatique située au CRITT Bois d'Epinal : paroi testée dans la partie centrale de l'enceinte climatique




(b) Description de la paroi testée entre les deux ambiances régulées en température et en humidité

FIG. 7.1 – Cellule expérimentale avec les ambiances intérieure et extérieure

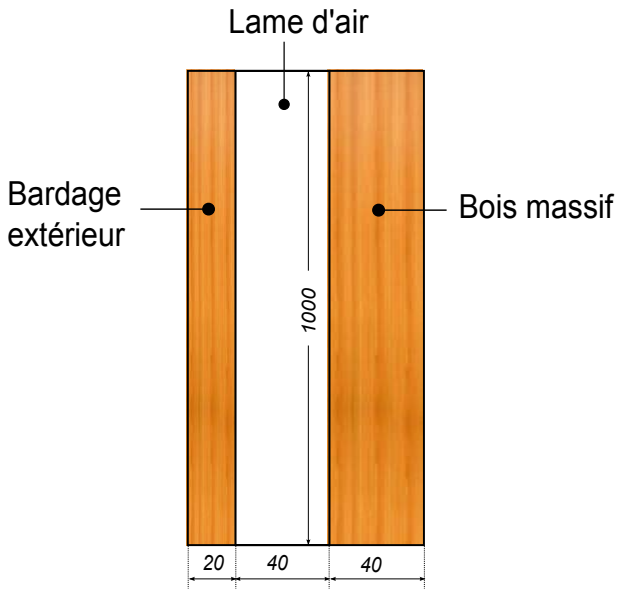



FIG. 7.2 – Lame d'air en convection naturelle cloisonnée entre deux parois en bois massifs, les dimensions sont indiquées en millimètre.

Elle est constituée de l'extérieur vers l'intérieur des éléments de construction suivants :

- un mur en bois massif de 20 mm d'épaisseur,
- une lame d'air de 40 mm,
- un bardage en bois massif de 40 mm.

La hauteur totale de la paroi est de 1 m. Le bois massif mis en œuvre vers les côtés

intérieur et extérieur (bardage) de la paroi est du madrier d'épicéa. C'est un matériau très utilisé pour la construction des maisons en bois et des chalets. Les propriétés de ce matériau sont détaillées en annexe C.3.

### 7.2.1 Régulation thermique et hydrique

La cellule expérimentale est controlée thermiquement et hygroscopiquement à l'aide de régulateurs hygrothermiques installés de part et d'autre de la paroi testée. Pour notre protocole expérimental, cette paroi sert de témoin entre deux ambiances climatiques distinctes. Une ambiance intérieure où la température et l'humidité relative sont maintenues constantes (20°C et 40 %), et une ambiance extérieure où les variations de température et d'humidité sont appliquées en consigne. Les cycles en température et humidité relative de l'ambiance extérieure sont illustrés par la figure 7.3 dans le cas idéal. On peut distinguer différentes phases de refroidissement et de chauffage au cours du temps. La température minimale de consigne est égale à 5 °C, et celle maximale vaut 30 °C. L'humidité relative est maintenue constante pendant toute l'expérience, on fixe $RH = 40\,\%$. La durée totale des cycles est de 4 jours.

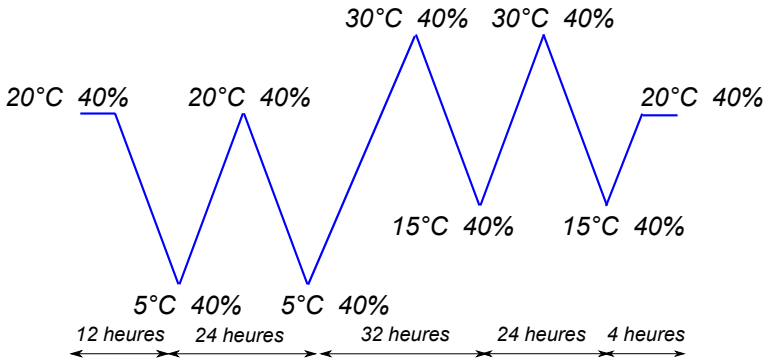



FIG. 7.3 – Cycles en température et humidité relative : cas idéal

En réalité, les cycles ne correspondent pas parfaitement à cette représentation qui est idéalisée. Ils suivent plutôt des évolutions sous forme de "marches" représentées en détail entre 5 °C et 20 °C sur la figure 7.4. La durée de chaque palier est de 15 min, et le chauffage (ou refroidissement) se fait avec une vitesse de 0,31 °C par palier.

Les évolutions de température et d'humidité relative dans les ambiances intérieure et extérieure sont données sur la figure 7.5. Nous observons que la consigne des cycles idéalisés sur la figure 7.3 est pratiquement bien respectée pour la température. Quant à l'humidité relative, des faibles oscillations sont visibles autour de 40 %, en particulier dans l'ambiance intérieure où les amplitudes sont beaucoup plus élevées. Ce phénomène est dû à la difficulté expérimentale de maîtriser cette grandeur qu'est l'humidité. Enfin, il est possible de contrôler la régulation des conditions intérieure et extérieure afin d'obtenir les évolutions expérimentales proches des conditions météorologiques réelles.

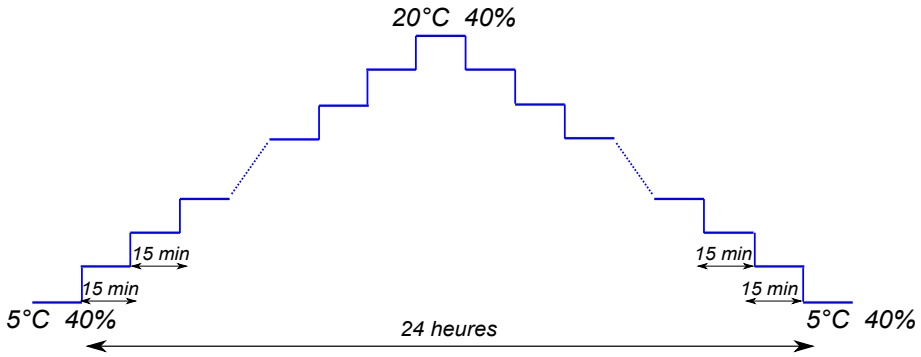
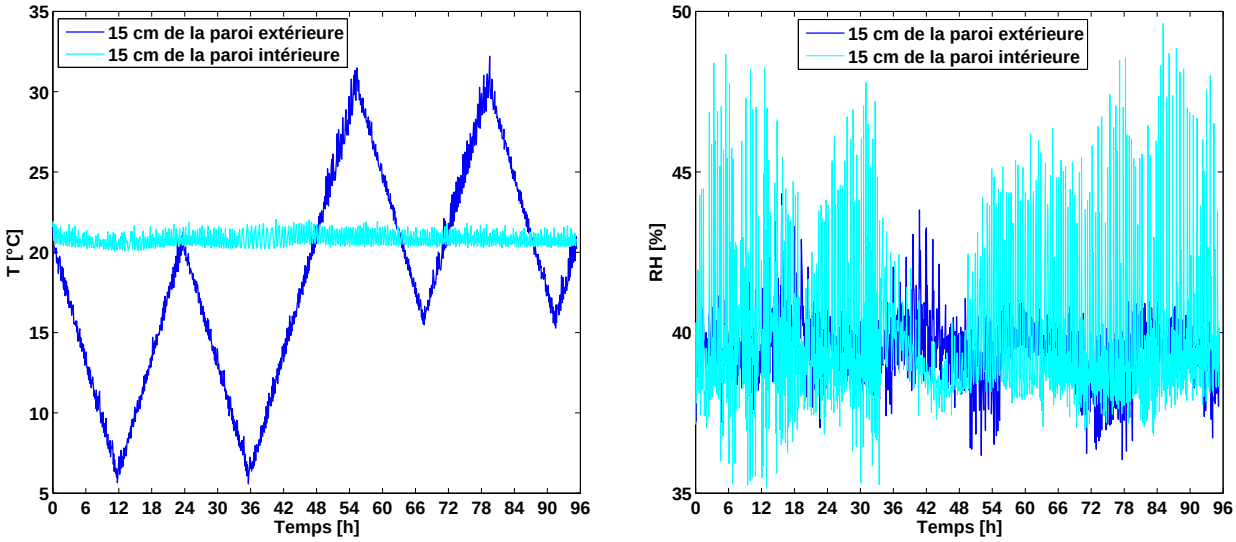



FIG. 7.4 – Régulation de la température sous forme de paliers




(a) Régulation de la température, grandeurs mesurées

(b) Régulation de l'humidité relative, grandeurs mesurées

FIG. 7.5 – Régulation des conditions intérieures et extérieures

Initialement, la paroi à tester est soumise à des conditions constantes en température et humidité relative, aussi bien du côté intérieur que du côté extérieur. Cette phase de conditionnement peut durer quelques jours. Elle a pour objectif d'imposer des conditions initiales uniformes sur l'ensemble de la paroi. C'est une étape aussi importante pour l'expérience que pour la simulation. En effet, pour simuler un phénomène physique en régime instationnaire, il est nécessaire de spécifier les conditions intiales précises pour éviter tout biais lors de la confrontation entre les résultats numériques et expérimentaux.

Nous venons de décrire la technique mise en œuvre pour la régulation des deux ambiances qui controlent la dynamique des transferts dans la paroi étudiée. À présent, nous allons présenter la méthode d'acquisition des variables au sein de cette même paroi.

### 7.2.2 Acquisition et enregistrement des données

Le CRITT BOIS caractérise la performance énergétique et le comportement hygrothermique de différents systèmes constructifs bois avec la plate-forme CompactRIO de National Instruments. Le système CompactRIO permet l'acquisition des données avec des capteurs de température, d'humidité et de vitesse. Ces capteurs sont installés sur des parois types en temps réel. L'enregistrement de ces données se fait par un ordinateur équipé de LabVIEW pour un contrôle en direct.

Les capteurs de température et d'humidité relative sont fixés à différentes positions de la paroi (figure 7.6). Ces points de mesure sont principalement situés à mi-hauteur ($y = H/2$) selon l'épaisseur $x$, ce qui permet de suivre l'évolution des grandeurs (température et humidité) en fonction de l'épaisseur tout au long de cet axe. Pour évaluer la vitesse des mouvements d'air, deux anémomètres thermiques servent également de capteurs dans la zone fluide (lame d'air). Ils calculent la vitesse de l'air en mesurant les variations de transfert de chaleur à l'aide d'une petite sonde chauffée électriquement. L'avantage de ce type de capteur est sa petite taille (diamètre du fil métallique $\sim \mu$m). Il fonctionne sur le principe de refroidissement du fil, la mesure de la puissance thermique transférée donne une mesure indirecte de la vitesse de l'écoulement.

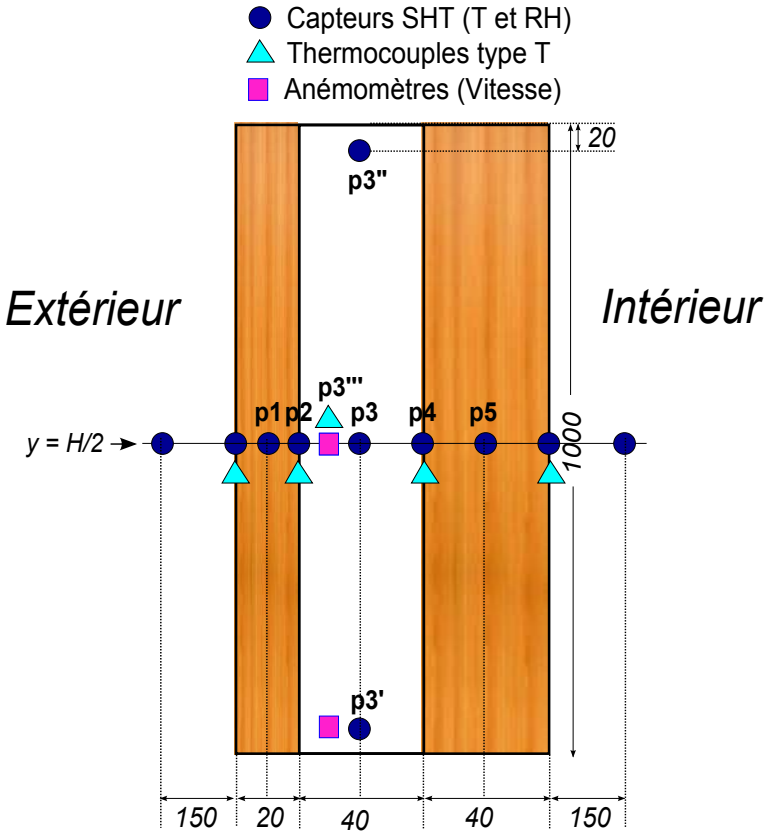
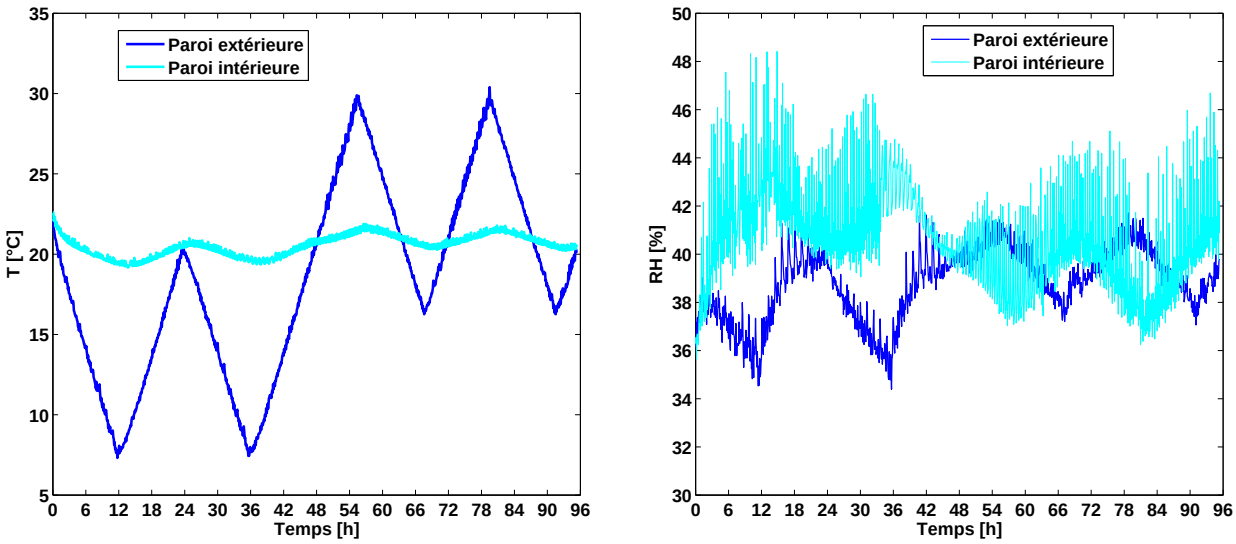



FIG. 7.6 – Emplacement des capteurs de température, d'humidité relative et de vitesse au sein de la paroi

On note l'emplacement de capteurs de température de nature différente : les capteurs "SHT" ou thermo-hygromètres et les thermocouples de type "T". Un thermo-hygromètre mesure à la fois la température et l'humidité relative. La précision des capteurs de température ("SHT" et "T") est estimée à $\pm 0{,}5\,°C$. Les comparaisons entre simulations et mesures se sont avérées sensibles au choix des capteurs. Cet aspect est abordé dans le prochain paragraphe. Les points p1 à p5 placés sur la figure 7.6 seront les points de comparaison entre les résultats.

### 7.2.3 Analyse des conditions aux limites



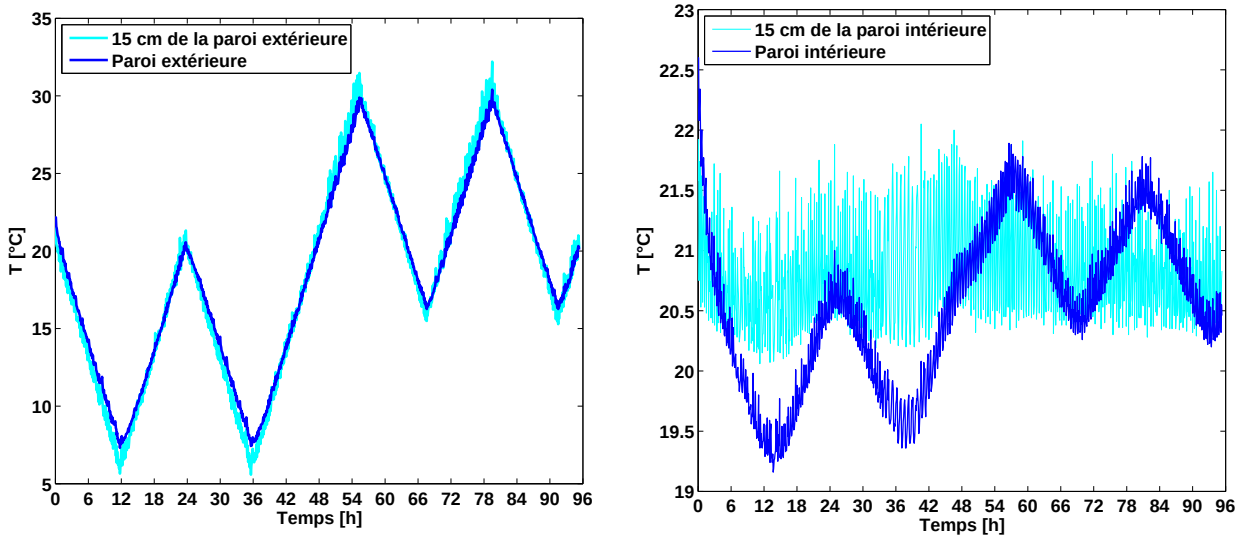

(a) Températures de paroi

(b) Humidités relatives de paroi

FIG. 7.7 – Températures et humidités relatives des parois

Pour l'analyse des conditions aux limites thermiques du domaine, nous nous intéressons particulièrement aux évolutions des températures relevées sur les parois externe et interne, ainsi que celles à 15 cm de celles-ci. On considère d'abord les données mesurées par les capteurs "SHT". La figure 7.7(a) montre l'évolution de températures des parois extérieure et intérieure au cours du temps. Bien que la température intérieure soit régulée à une température constante de 20 °C, de faibles variations sont observables. Elles sont dûes à la réponse de la paroi aux cycles de température appliqués en consigne. Les humidités relatives correspondantes sont également données sur la figure 7.7(b).

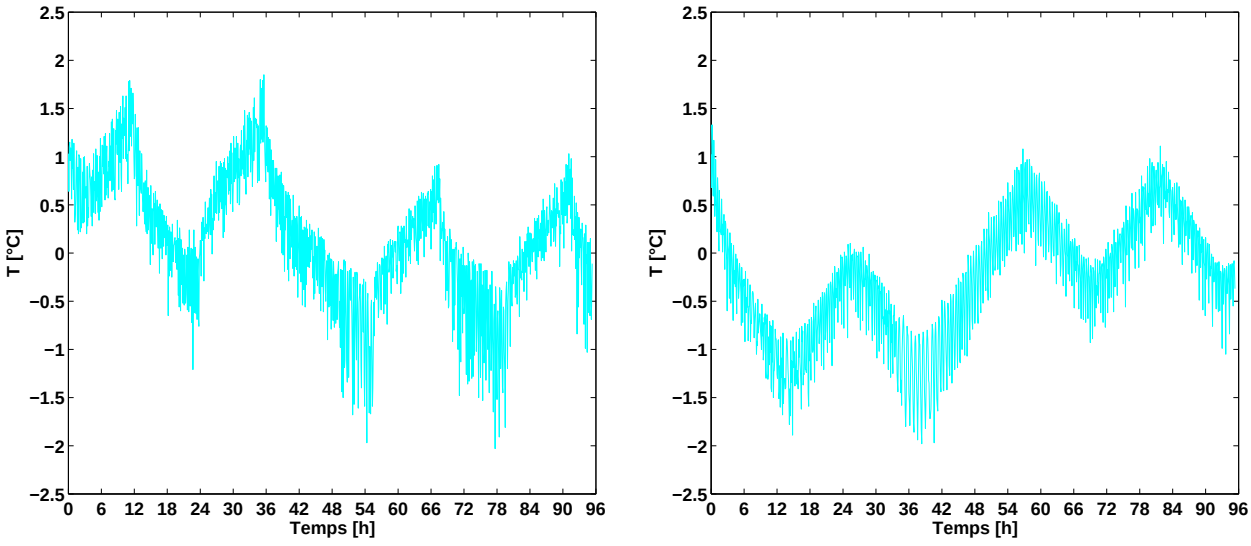
Par ailleurs, les températures mesurées à 15 cm de la paroi (extérieure et intérieure) sont proches de celles observées sur la surface de cette même paroi (figure 7.8). Les écarts de température correspondantes sont représentées sur les figures 7.9(a) et 7.9(b). Les amplitudes maximales sont de l'ordre de 1,5 °C, elles varient au cours du temps suivant




(a) Températures extérieures

(b) Températures intérieures

FIG. 7.8 – Comparaisons entre l'évolution de température sur la paroi et celle à 15 cm de la paroi




(a) Différence de température extérieure

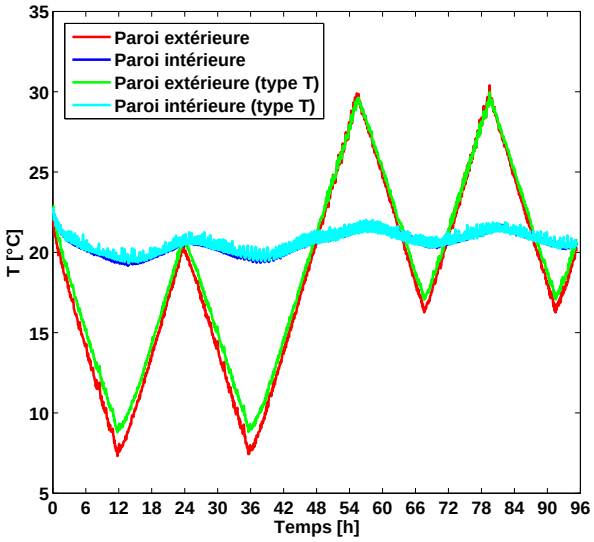
(b) Différence de température intérieure

FIG. 7.9 – Évaluation des différences de température entre la paroi et l'air environnant à une distance de 15 cm

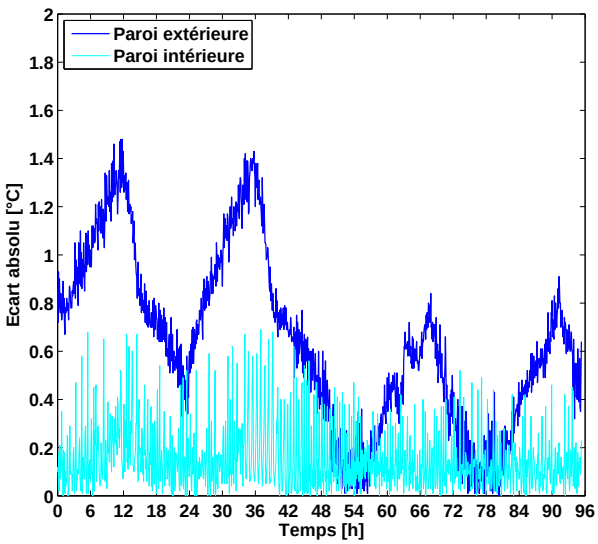
l'excitation extérieure. L'emploi des coefficients d'échange thermique semble donc inapproprié et risqué compte tenu des conditions aux limites expérimentales actuelles et de la

précision des capteurs. En effet, à cause de la variabilité des différences de température, l'utilisation de ces données conduirait à des coefficients d'échange convectif évoluant au cours du temps. De plus, il existe des instants auxquels ces écarts de températures s'annulent. D'un point de vue mathématique, cela représente une source d'indétermination pour le coefficient d'échange thermique. Au vu de ces analyses, les conditions aux limites (de type Dirichlet) que nous avons utilisées pour les simulations sont celles sur les parois extérieures et intérieures (figure 7.7).

Deux thermocouples de type "T" sont également fixés à mi-hauteur sur les parois internes et externes. Ces données expérimentales sont comparées à celles indiquées par les capteurs "SHT" sur la figure 7.10(a). Des écarts sont visibles sur les évolutions extérieures lors des différentes phases de refroidissement entre les deux résultats de mesures (figure 7.10(b)). Notamment, aux instants $t = 12$ et 36 h où cet écart absolu maximal est localisé, il est de l'ordre de 1,48 °C. En conséquence, pour prendre en compte les incertitudes liées à la précision des capteurs de température, les deux conditions aux limites ("T" et "SHT") ont été utilisées dans les différentes simulations numériques afin d'évaluer l'influence de ces écarts sur les confrontations. Par ailleurs, nous supposons l'homogénéité de ces conditions sur toute la hauteur des limites verticales de la paroi. Les parois horizontales sont supposées adiabatiques et imperméables. Ces dernières hypothèses peuvent s'avérer être fortes, toutefois nous ne disposons pas de données mesurées à différentes hauteurs de part et d'autre de la paroi.



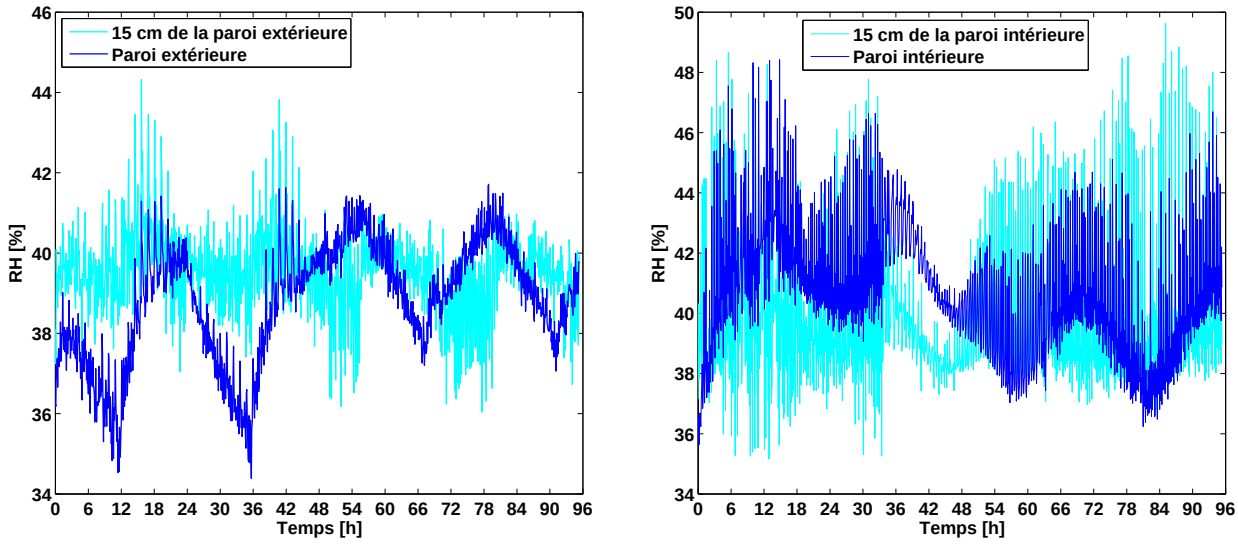

(a) Comparaisons entre les températures indiquées par deux thermocouples




(b) Écart absolu de température sur la paroi extérieure

FIG. 7.10 – Comparaisons entre les températures indiquées par deux thermocouples et l'écart absolu correspondant

Enfin, pour l'humidité dont la régulation est $RH = 40\,\%$ pour toute la durée de l'expérience, de faibles écarts par rapport à la consigne sont également observables (figure 7.11). Néanmoins, l'ordre de grandeur des données reste proche de la consigne. Nous rappelons que le but de cette étude est de valider dans un premier temps la partie thermique du transport. L'un des avantages de l'excitation thermique est que les essais sont réalisables dans un délai de temps raisonnable. À l'inverse, la réponse d'une paroi à une excitation d'humidité relative nécessiterait des semaines, voire des mois pour le suivi du protocole expérimental. Le calcul associé, en régime transitoire, serait également très long.




(a) Humidités extérieures

(b) Humidités intérieures

FIG. 7.11 – Comparaisons entre l'évolution de l'humidité relative sur la paroi et celle à 15 cm de la paroi

En résumé, deux conditions aux limites expérimentales impliquent deux résultats numériques. Par la suite, la description suivante est adoptée pour l'appelation des divers résultats afin de faciliter la compréhension et l'interprétation physique : "Expérimental 1" et "Expérimental 2" désignent respectivement les mesures réalisées par les capteurs "SHT" et type "T". De façon similaire, "Numérique 1" représente les résultats numériques obtenus en considérant les conditions aux limites extérieures et intérieures "Expérimental 1". Enfin, "Numérique 2" désigne les résultats numériques obtenus en considérant les conditions aux limites extérieures et intérieures "Expérimental 2".

Enfin, l'acquisition et l'enregistrement (stockage) des variables sont faits toutes les 5 minutes. Ces données expérimentales sont interpolées afin d'obtenir des conditions aux limites pour chaque pas de temps numérique ($\Delta t = 60\,\mathrm{s}$).

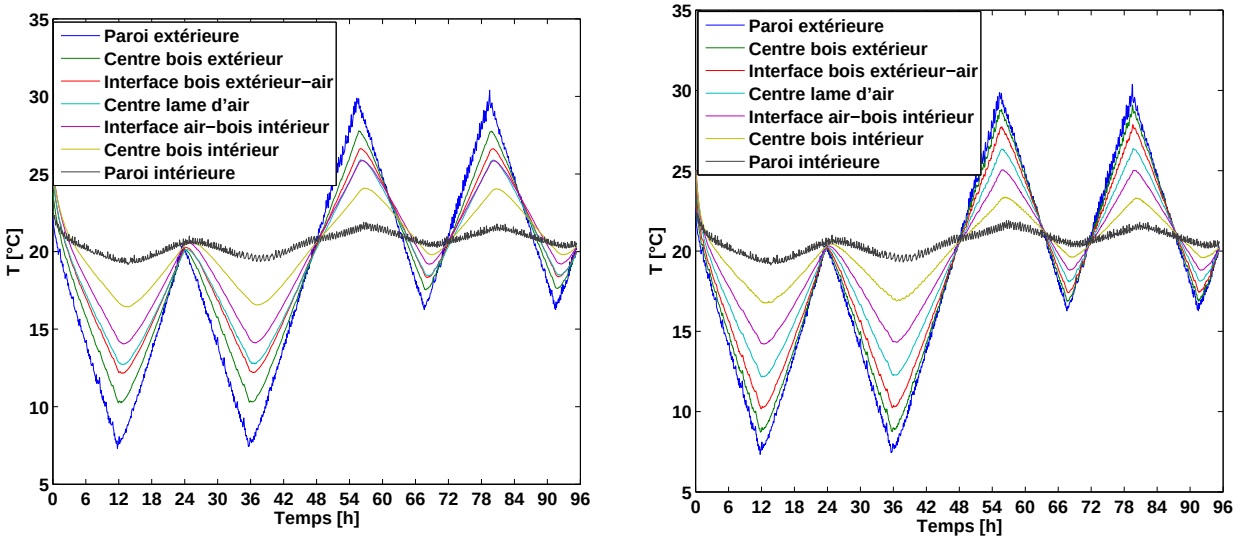
À partir des analyses préliminaires de données expérimentales, nous avons identifié les

conditions aux limites appropriées pour réaliser nos différentes simulations numériques. Dans le prochain paragraphe, nous abordons les confrontations entre les résultats expérimentaux et numériques au sein de la paroi proprement dite.

## 7.3 Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux

### 7.3.1 Comparaisons entre les températures

Avant de comparer les températures pour chaque position indiquée des thermocouples, nous représentons respectivement sur les figures 7.12(a) et 7.12(b) l'ensemble des résultats expérimentaux et numériques. Comme nous pouvons le constater, les effets de l'excitation extérieure sont bien reproduits sur toute l'épaisseur de la paroi, à la fois expérimentalement et numériquement. La physique des transferts est donc bien respectée. Le déphasage thermique entre la paroi externe et interne est de l'ordre de 1 h 30 min. Cette analyse préliminaire permet de conclure que les résultats numériques sont cohérents vis-à-vis des résultats expérimentaux.




(a) Résultats expérimentaux (Expérimental 1)

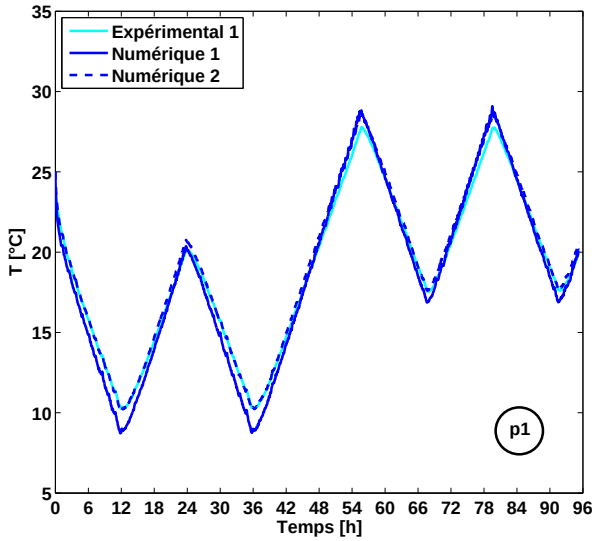
(b) Résultats numériques (Numérique 1)

FIG. 7.12 – Évolutions de températures expérimentales et numériques

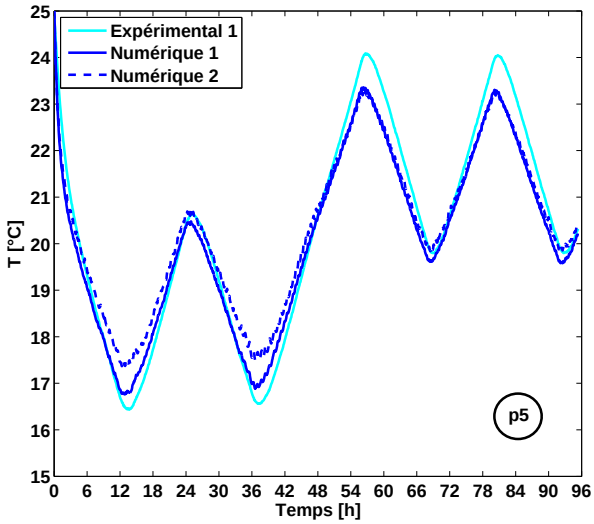
Les comparaisons entre les évolutions temporelles de températures expérimentales et numériques, pour différentes positions, sont représentées sur les figures 7.13, 7.15, 7.16 et 7.17. On s'intéresse en premier lieu aux résultats de comparaisons dans les matériaux solides.

### Comparaisons dans le bois

On remarque une bonne adéquation entre l'évolution des températures expérimentale et "Numérique 2" au centre de l'élément bois extérieur (figure 7.13(a)). Un écart de l'ordre de 1,5 °C est observé par rapport au résultat "Numérique 1". Cette tendance s'inverse sur les évolutions de températures au centre de l'élément bois intérieur (figure 7.13(b)) où le résultat "Numérique 1" devient plus proche de l'expérimental que "Numérique 2" au niveau des pics de refroidissement ($t = 12$ h et $t = 36$ h). Mais cette fois-ci, l'écart absolu maximal par rapport à l'expérimental est réduit à 1 °C. Toutefois, les deux résultats numériques s'accordent pour des températures supérieures à 20 °C. Par conséquent, ils présentent le même écart par rapport à l'expérimental au niveau des pics de chauffage.




(a) Température au centre du bois extérieur

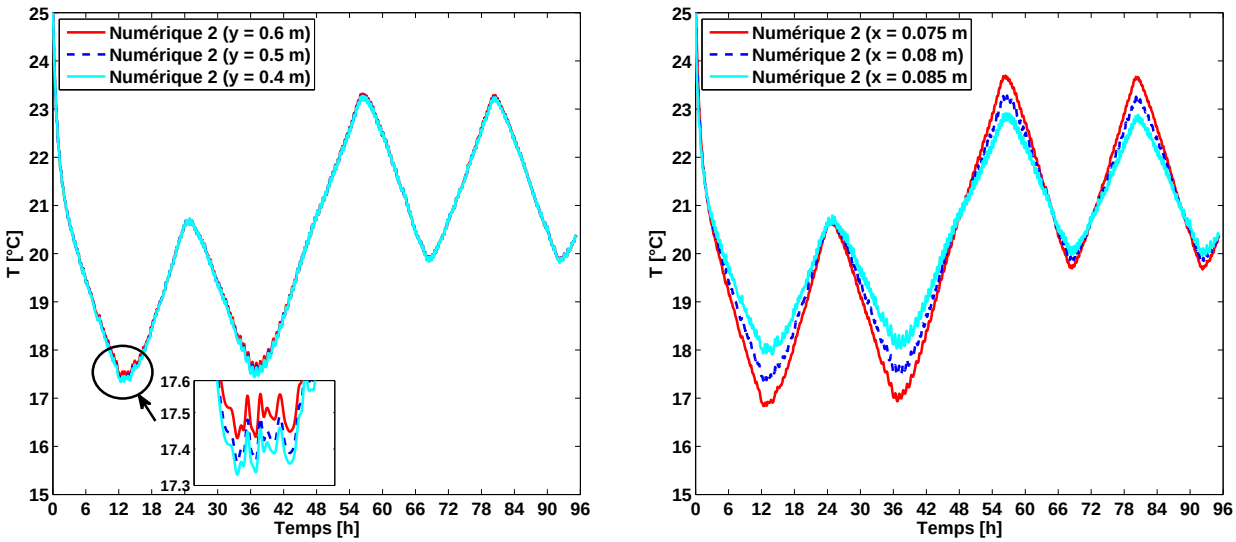



(b) Température au centre du bois côté intérieur

FIG. 7.13 – Évolutions de températures

Pour approfondir l'analyse des écarts au sein de ces matériaux solides, nous nous sommes focalisés sur l'élément bois intérieur. Compte tenu de son épaisseur élevée par rapport à celle du bois côté extérieur, l'observation de la température à différentes positions autour du point p5 semble plus pertinent. Pour cela, deux cas de figures ont été considérées. Dans le premier cas, l'influence de la position selon la hauteur $y$ est analysée (7.14)(a). Le résultat "Numérique 2" à $y = 0{,}5$ m correspond à celui déjà comparé au résultat "Expérimental 1" sur la figure 7.13(b). On constate qu'une variation de 0,1 m selon la verticale ($y = 0{,}4$ m et $y = 0{,}6$ m) n'a quasiment aucune influence sur le résultat numérique précédemment obtenu. Le seul phénomène visible reste une légère augmentation de la température de l'ordre de 0,2 °C, lorsque $y$ croît de 0,1 m. Cela est dû à la convection naturelle intervenant dans la lame d'air. Cet aspect est mieux décrit dans le prochain

paragraphe. Dans le deuxième cas (7.14)(b), une variation de 5 mm par rapport au point p5 selon l'épaisseur ($x = 0{,}075$ m et $x = 0{,}085$ m), engendre des écarts de température de l'ordre de $\pm 0{,}5$ °C par rapport au résultat "Numérique 2" ($x = 0{,}08$ m). Ainsi, en admettant l'existence d'une incertitude liée à l'emplacement des capteurs au point de mesure p5, l'évolution de température en $x = 0{,}085$ m ("Numérique 2") serait plus proche du résultat "Expérimental 1" que les deux autres résultats numériques au point p5 (figure 7.13(b) : "Numérique 1" et "Numérique 2"). Ce constat montre clairement qu'une faible déviation de quelques millimètres (ici 5 mm) autour d'un point de mesure, peut conduire à des écarts de température lors des confrontations. Ces écarts peuvent être de l'ordre du dégré celcius.




(a) Influence de la position selon $y$

(b) Influence de la position selon $x$

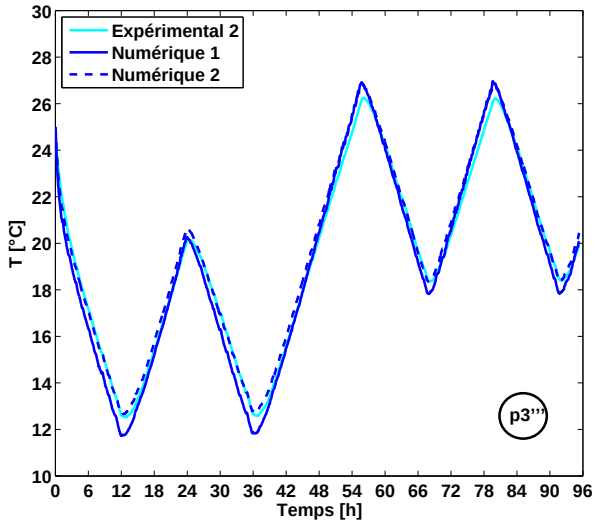
FIG. 7.14 – Évolutions des températures à différentes positions dans l'élément bois intérieur, analyse de l'influence de la position autour du point p5

À partir de ces analyses, l'une des causes possibles des faibles écarts observés jusque là, pourrait être une incertitude liée à la position des points de mesures. Ce fait reste tout à fait plausible compte tenu de la difficulté expérimentale des essais réalisées. Une autre hypothèse est liée à la nature du contact thermique entre le thermocouple et le matériau bois, ainsi qu'à la mise en place du capteur qui est nécessairement intruisive.

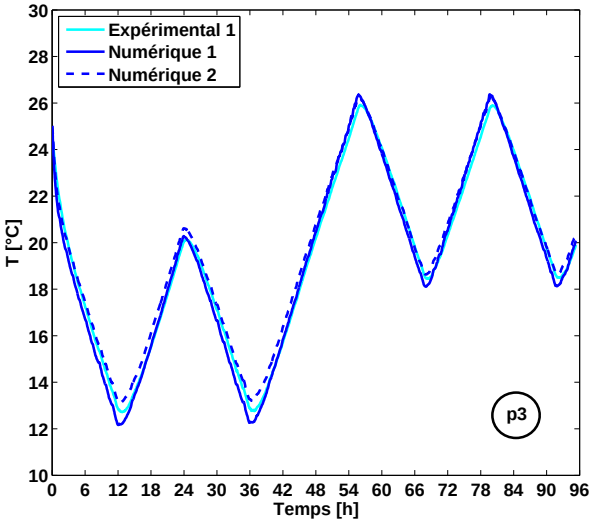
### Comparaisons dans la lame d'air et sur les interfaces

Les comparaisons effectuées au sein de la lame d'air à différentes positions sont également satisfaisantes comme nous le montrent les figures 7.15 et 7.16. L'écart maximal entre les résultats numériques et expérimentaux est également de l'ordre de 1 °C. Par ailleurs,

en raison de la physique qui gouverne les transferts dans la lame d'air, il existe un gradient de température entre les parois horizontales supérieure et inférieure. La différence de température maximale entre ces deux parois est de l'ordre de 4 °C. Ce même écart de température est observé expérimentalement.




(a) Température dans la lame d'air à $x = 0{,}01$ cm de l'interface bois extérieur-air



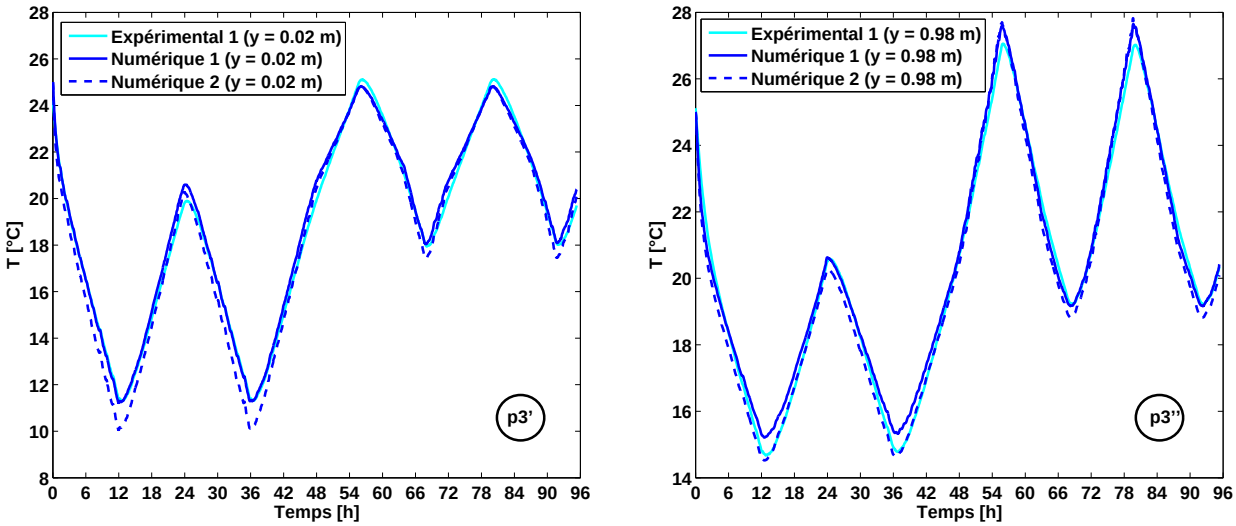

(b) Température au centre de la lame d'air

FIG. 7.15 – Évolutions de températures à mi-hauteur dans la lame d'air

Les évolutions temporelles de températures sur les interfaces entre les matériaux solides et la lame d'air sont également représentées (figures 7.17(a) et 7.17(b)). L'écart du résultat "'Numérique 1" par rapport à celui "Expérimental 1" atteint 2 °C au niveau de l'interface bois extérieur-lame d'air. Il est observé aux instants correspondant au refroidissement maximal : $t = 12$ h et $t = 36$ h (figure 7.17(a)). En revanche, sur l'interface lame d'air-bois intérieur, nous avons au maximum 1 °C entre les résultats numériques et expérimentaux.

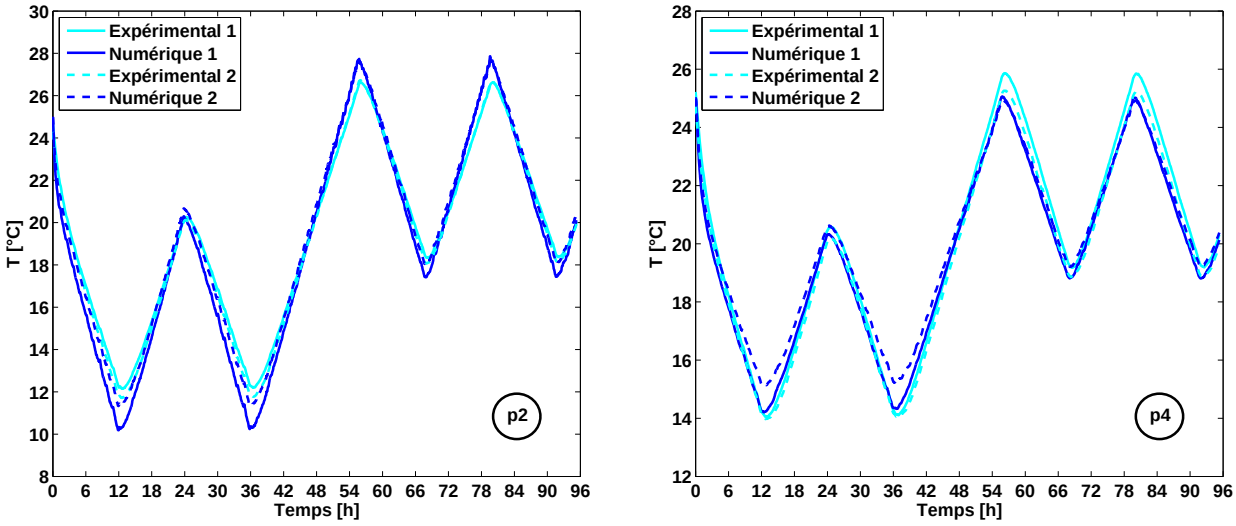
Ces écarts extrêmes entre expérience et simulation correspondent également aux écarts de température les plus importants entre l'ambiance intérieure et extérieure.

La différence de température maximale observée expérimentalement entre les parois verticales est de l'ordre de 2,5 °C. Numériquement, cette valeur atteint 4 °C environ. Le gradient thermique étant le moteur de la convection naturelle, cet écart a forcement une influence dans l'évaluation des vitesses dans la lame d'air. C'est la raison pour laquelle les vitesses maximales obtenues numériquement dans la lame d'air sont de l'ordre de 0,0882 m/s pour la composante verticale, et 0,0108 m/s pour celle horizontale. La figure 7.18 donne ces profils de vitesses à un instant ($t = 12$ h) pour laquelle ce gradient thermique




(a) $y = 0{,}02\,\mathrm{m}$ (b) $y = 0{,}98\,\mathrm{m}$

FIG. 7.16 – Évolutions de températures à $y = 0{,}02\,\mathrm{m}$ et $y = 0{,}98\,\mathrm{m}$ dans la lame d'air

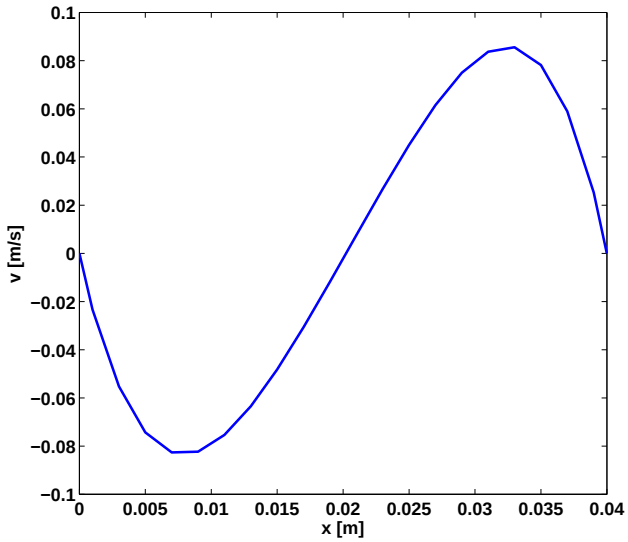



(a) Température à l'interface bois extérieur-lame d'air

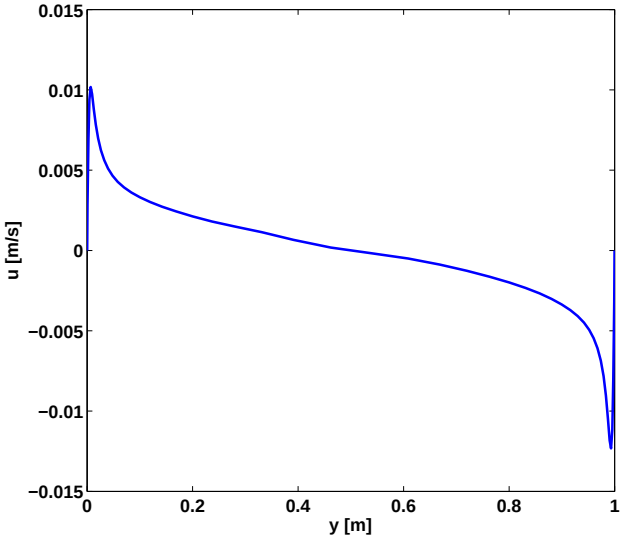
(b) Température à l'interface lame d'air-bois intérieur

FIG. 7.17 – Évolutions de températures aux interfaces de la lame d'air

est maximal. Les valeurs calculées sont éloignées de celles indiquées par les anémomètres thermiques. Ces dernières affichent une valeur invariable de $0{,}01\,\mathrm{m/s}$ pendant toute la durée de l'expérience. D'une part, ces écarts peuvent provenir d'une difficulté expérimentale à mesurer d'aussi faibles vitesses. D'autre part, l'hypothèse sur la condition d'adiabacité




(a) Composante verticale de la vitesse à mi-hauteur



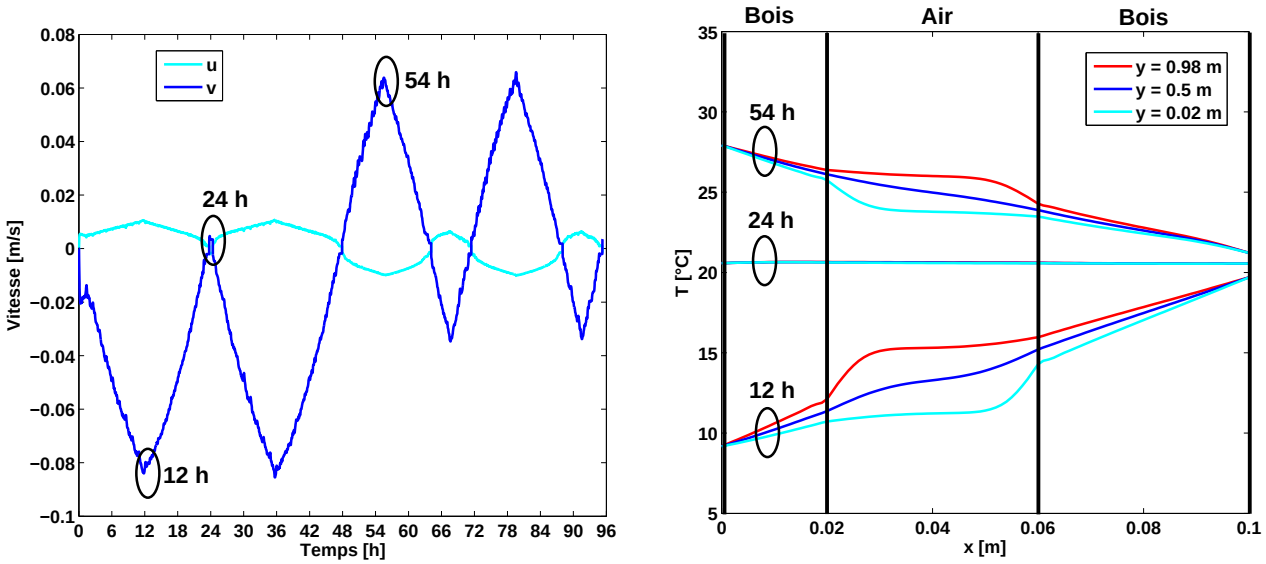

(b) Composante horizontale de la vitesse à mi-épaisseur

FIG. 7.18 – Profils des vitesses à $t = 12\,\mathrm{h}$

des parois horizontales dans le modèle numérique, peut également provoquer une surestimation de l'énergie contenue dans le domaine fluide. Ceci aura un impact sur le champ de température, et par conséquent dans l'évaluation des vitesses compte tenu du couplage existant entre les deux phénomènes. On observe toutefois que la physique de l'écoulement et des transferts est correctement décrite en haut et en bas de la lame d'air avec les évolutions particulières des profils de température qui sont bien retrouvées (p3' et p3").

La figure 7.19(a) donne les évolutions temporelles des composantes horizontale et verticale de la vitesse obtenues numériquement. Ces courbes sont représentées en particulier aux positions où les vitesses sont maximales dans la lame d'air en valeur absolue. Les positions choisies pour chaque composante de la vitesse sont indiquées sur la figure 7.20. Pour la composante verticale de la vitesse, la position considérée est localisée à mi-hauteur entre la position $x = 0{,}005$ et $0{,}01\,\mathrm{m}$. Pour la composante horizontale, elle est située à mi-épaisseur et très proche de la paroi à $y = 6{,}755\,\mathrm{mm}$. Ces courbes suivent les évolutions classiques de vitesses pour un écoulement de type convection naturelle en cavité fermée.

Le signe des composantes horizontale et verticale de la vitesse de l'écoulement alterne au cours du temps selon le sens de parcours du fluide dans la cavité. Ces composantes sont maximales quand l'amplitude thermique est grande. En parallèle de cette analyse temporelle, les profils de température dans la paroi (figure 7.19(b)) montrent bien l'existence de ces recirculations. Les isothermes à différentes hauteurs présentent elles aussi des inversions.




(a) Évolutions temporelles des composantes horizontale et verticale de la vitesse

(b) Profils de température à différentes hauteurs et différents instants en fonction de la position

FIG. 7.19 – Vitesses et températures

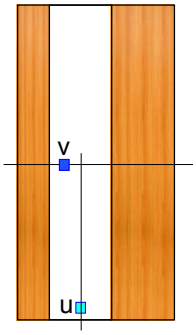


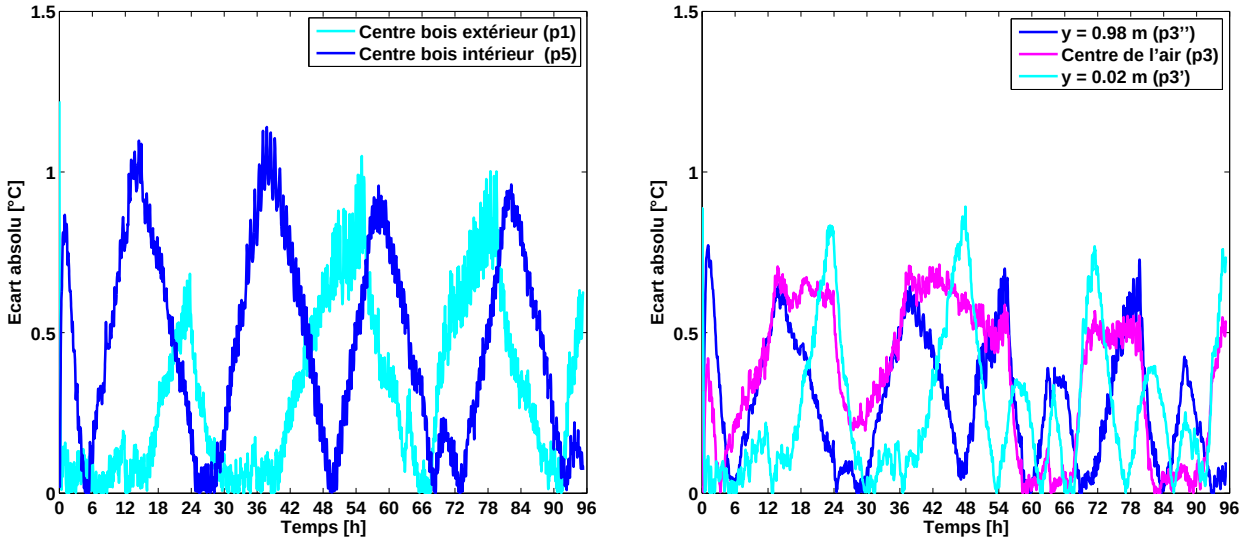

FIG. 7.20 – Positions considérées pour la représentation des vitesses

### 7.3.2 Évaluation des écarts

Nous avons achevé ces études de comparaison en évaluant les écarts absolus et relatifs entre les résultats expérimentaux et numériques. Les mesures "Expérimental 2" étant plus précises en ce qui concerne les conditions aux limites, l'adéquation qui en résulte est meilleure pour les résultats "Numérique 2" que "Numérique 1", et ce pour l'ensemble des confrontations. Aussi, nous nous sommes référés aux résultats "Numérique 2" pour estimer les écarts du modèle par rapport aux mesures. Nous avons choisi d'évaluer l'écart relatif par rapport à l'expérimentation de la manière suivante :

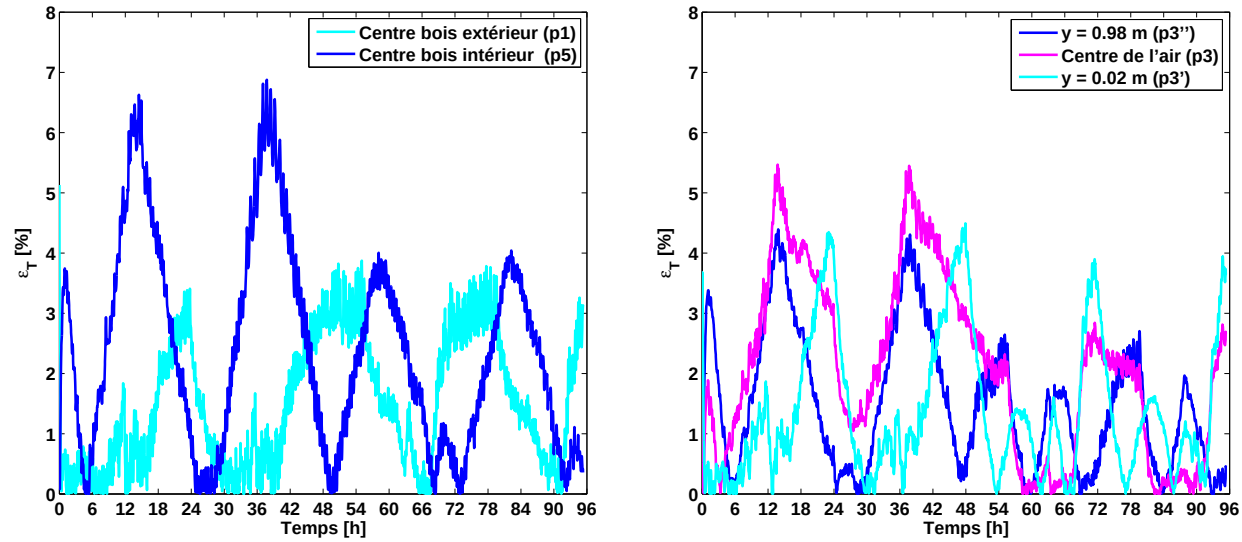
$$\varepsilon_T = \frac{T_{exp} - T_{num}}{T_{exp}} \times 100 \tag{7.1}$$

Les évolutions des écarts absolus au cours du temps dans les différents milieux sont données sur la figure 7.21. Elles récapitulent l'ensemble des analyses précédemment détaillées dans cette étude de validation. L'écart absolu maximal est de l'ordre de 1 °C.




(a) Écart absolu dans les matériaux solides (b) Écart absolu dans la lame d'air

FIG. 7.21 – Évolutions des écarts absolus au cours du temps




(a) Écart relatif dans les matériaux solides (b) Écart relatif dans la lame d'air

FIG. 7.22 – Évolutions des écarts relatifs au cours du temps

Les écarts relatifs correspondants sont également représentés sur la figure 7.22. Globalement, l'écart relatif maximal ne dépasse pas 7 % pour l'ensemble des résultats. L'erreur maximale est précisement observée au centre de l'élément bois "côté intérieur" (point p5) au moment des pics de refroidissement. Les écarts relatifs dans les autres milieux (bois extérieur et lame d'air) sont au maximum de l'ordre de 5,5 %.

## 7.4 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de l'étude de validation expérimentale sur les codes couplés LEMTA-LERFOB pour un modèle simplifié de paroi. Ces tests ont permis de valider les transferts thermiques à travers des comparaisons menées sur les évolutions de températures. La sensibilité des résultats numériques aux conditions sur les limites de la paroi a été mise en évidence. De faibles écarts sont observés aussi bien entre les résultats numériques et expérimentaux, qu'entre ces derniers eux-mêmes. Néanmoins, l'ensemble des résultats de comparaisons montre une bonne concordance entre les mesures expérimentales et les résultats numériques.

Pour améliorer l'expérience, la disposition de capteurs (température et humidité relative) supplémentaires selon la hauteur des limites extérieures et intérieures pourrait permettre de réduire les incertitudes liées à l'emploi des conditions aux limites. La prise en compte de l'inhomogénéité de ces grandeurs le long de la hauteur, dans le modèle numérique, permettrait de s'approcher de la réalité physique du problème. De plus, le suivi expérimental de l'évolution des températures sur les parois horizontales, qui sont actuellement supposées adiabatiques, serait également un atout. L'analyse des ponts thermiques est également envisagée dans l'étude. L'emploi de l'imagerie thermique infrarouge serait également un plus pour évaluer l'uniformité de la température de la paroi. Des essais de longues durées seront également souhaitables afin d'étudier la réponse de la paroi à des excitations hydriques.

# Conclusions et perspectives

Mon travail de recherche au cours de ces trois dernières années s'est inscrit dans le cadre du projet TRANSBATIBOIS (TRANSferts dans les parois des BATIments BOIS). L'objectif principal qui m'a été confié concernait la modélisation et la caractérisation des transferts de chaleur et de masse au sein des parois multicouches des bâtiments à ossature bois. Dans ce travail de thèse, réalisé au LEMTA, les différentes tâches prévues dans ce projet ont été menées à bien. Le bilan global qui peut être dressé aujourd'hui, ainsi que les conclusions et les perspectives qui découlent des recherches entreprises sont détaillées ci-après.

Dans un premier temps, nous avons développé et validé un code de transfert de chaleur et de masse, de type volumes finis, dans un fluide. Ce code permet de simuler en régime instationnaire en géométrie bidimensionnelle, les transferts de chaleur et de masse dans une lame d'air qui est un élément de la paroi multicouche. Les validations numériques sur les aspects transitoire et stationnaire ont porté sur la totalité des modes de transfert pouvant intervenir au sein de cette lame d'air : il s'agit des phénomènes de conduction, convection naturelle, rayonnement entre surfaces, transfert massique et condensation surfacique. Nous avons observé une bonne concordance entre nos résultats et ceux de la littérature pour l'ensemble des cas testés. L'étude menée sur la lame d'air seule a été finalisée par une application relative au problème de condensation surfacique sur un double vitrage.

Après avoir complètement modélisé, développé et validé le code sur la lame d'air, nous avons analysé son comportement, lorsque celle-ci est cloisonnée entre un panneau de bois massif et une plaque de plâtre. L'ensemble du panneau est soumis à une excitation sinusoïdale de température pour prendre en compte les variations climatiques journalières. Une forte influence des échanges dans la lame d'air sur le bilan énergétique global de la paroi est constatée à travers l'analyse des flux de chaleur sur les interfaces interne et externe de la paroi. On constate une forte influence de l'émissivité des parois et de la convection pour des gradients thermiques importants. Contrairement à l'étude initiale (sur l'air humide en cavité), cette étude simplifiée à l'échelle de la paroi est assez représentative des outils de simulation actuels. Toutefois, nous avons développé des modèles permettant de prendre en considération des mécanismes de transport spécifique. Par exemple, l'influence de la position d'un pare-vapeur dans une cloison a également été examinée. Pour ce type de configuration, le modèle mis en place permet d'évaluer la quantité de masse condensée au cours du temps.

En utilisant le modèle précédent développé sur la base de trois couches (bois, air, plâtre), nous avons mis en place un modèle plus complet adapté aux structures multi-couches impliquant différents matériaux. Pour cet outil, le modèle de transport massique pour les matériaux poreux hygroscopiques est actuellement simplifié, car il est basé sur une simple loi de diffusion (loi de Fick). En revanche, le modèle thermique est complet : il est donc capable de résoudre en régime dynamique les problèmes thermiques traités par la plupart des outils actuels permettant de caractériser une paroi. L'utilisateur a la possibilité de choisir le nombre de couches pour la paroi, de définir les matériaux présents et de fixer les divers modèles, notamment dans la lame d'air. En l'absence de phénomènes de convection, le code simule très rapidement les transports d'énergie et de masse. Les instabilités numériques, pouvant conduire à la divergence des calculs, apparaissent pour des grandes dimensions en présence de la convection. L'emploi de maillages plus denses ainsi que de coefficients de sous-relaxation devient alors nécessaire. Cela se traduit alors par une augmentation du temps de calcul lors de la résolution des équations de Navier-Stokes. Pour améliorer ce point, une optimisation du temps de calcul ou la mise en œuvre des modèles simplifiés pour le calcul des vitesses d'air semblent être des solutions plus appropriées.

Durant la seconde phase de modélisation, le code développé sur la lame d'air au LEMTA a été couplé au code *Transpore* utilisé au LERFOB. Ce dernier traite plus rigoureusement les transferts dans les matériaux solides hygroscopiques. L'approche de couplage entre nos deux codes, mise en place pour simuler les transferts de chaleur et de masse, repose sur un couplage Dirichlet/Neumann. Ce dernier intervient aux interfaces entre les milieux solide et fluide. Le recours à l'utilisation de librairies dynamiques pour chaque code a été l'une des clés dans cette phase de développement numérique. Cette approche a fait l'objet de tests sur quelques configurations de paroi, en particulier dans le cas d'une lame d'air cloisonnée entre deux parois de bois massif (épicéa). D'autres matériaux de construction peuvent bien entendu être considérés à la place de la lame d'air, il suffit de définir les propriétés et les modèles de transport correspondants.

Pour la validation expérimentale du code couplé LEMTA (fluide) et LERFOB (solide), une cellule expérimentale a été construite et instrumentée pour étudier le comportement hygrothermique des parois étudiées. La cellule expérimentale, régulée thermiquement et hygroscopiquement en température et en humidité relative, a été mise en place au CRITT BOIS d'Epinal. La paroi testée était constituée d'une lame d'air cloisonnée entre deux panneaux de bois en épicéa. Le protocole expérimental consistait à analyser la réponse de l'ensemble suite à une excitation thermique extérieure variable au cours du temps. L'humidité relative et la température intérieure ont été maintenues constantes de part et d'autre. Ces essais expérimentaux ont permis de valider le couplage entre les codes à travers des confrontations entre résultats numériques et expérimentaux. Néanmoins, de faibles écarts ont été observés sur les températures à différentes positions au sein de la paroi, ainsi que sur les vitesses dans la lame d'air. Les écarts sur la température se sont révélés fortement sensibles aux conditions aux limites. Toutefois, ils restent dans la gamme de précision des thermocouples. Par ailleurs, l'écart observé sur les vitesses dans la lame d'air pourrait provenir d'une incertitude liée à l'emplacement des anémomètres thermiques. Une autre

possibilité pourrait être la difficulté expérimentale de détecter d'aussi faibles vitesses qui résultent du mécanisme de convection naturelle.

Pendant ce travail, nous avons également mené de nombreuses campagnes de caractérisation thermique sur divers matériaux : isolants à base de fibres de bois, et bois massifs. Cette troisième phase du travail de thèse a été consacrée à la réalisation des mesures de propriétés thermiques. Les matériaux caractérisés sont ceux utilisés par les partenaires industriels du projet lors de la conception des maisons à ossature du bois. Les mesures de conductivité thermique ont été principalement effectuées par un dispositif fluxmétrique récemment installé au LEMTA. Par ailleurs, la méthode du plan chaud a également été utilisée pour valider ces mesures de conductivité. Pour la détermination de la chaleur spécifique, nous avons utilisé la méthode calorimétrique (DSC). L'exploitation du dispositif fluxmétrique en régime transitoire a aussi permis de réaliser l'estimation de la chaleur spécifique par méthode inverse à partir d'un modèle de transfert de chaleur. Une bonne concordance entre les mesures par cette nouvelle approche et la méthode calorimétrique a été observée. Ce point est intéressant, car avec un seul dispositif, nous pouvons dorénavant estimer la conductivité thermique et la chaleur spécifique pour décrire le transfert de chaleur. L'influence de la température et de la teneur en eau sur ces paramètres a été largement analysée. Les confrontations entre les mesures de chaleur spécifique obtenues sur les isolants bois et les relations empiriques disponibles dans la littérature sur le bois massif, se sont avérées satisfaisantes du point de vue qualitatif et quantitatif. Ce résultat est logique compte tenu de la faible variabilité de la chaleur spécifique en fonction de l'espèce de bois considérée. Ces mesures apportent également un nouvel éclairage sur les valeurs habituellement annoncées par les fabricants de ces matériaux. En raison du faible nombre de données publiées sur la conductivité thermique des isolants étudiés en fonction de la teneur en eau, seules des comparaisons qualitatives ont été possibles. Enfin, les mesures hémisphériques de réflectances spectrales ont permis de compléter cette détermination de propriétés thermiques. Des données concernant l'ordre de grandeur de l'émissivité des parois cloisonnant la lame d'air sont à présent établies. L'ensemble de ces mesures pourront servir de paramètres d'entrée dans le cadre d'autres projets de recherche similaires au nôtre.

Pour conclure, dans ce travail nous avons pu atteindre les différents objectifs du projet TRANSBATIBOIS. L'étude menée constitue sans doute une base solide pour d'autres investigations plus approfondies sur la problématique des transferts de chaleur et de masse au sein des parois des bâtiments à ossature bois. Concernant les évolutions possibles de ce travail, une première perspective est l'intégration dans le modèle relatif à la lame d'air, des phénomènes d'évaporation pouvant intervenir sur les parois qui la cloisonnent. La prise en compte des modèles de turbulence peut également être envisagée pour des problèmes d'écoulements forcés dans la lame d'air. S'agissant du modèle de transport de masse actuellement utilisé au LEMTA pour les matériaux poreux hygroscopiques, une extension vers un modèle de type Luikov serait intéressant à implémenter. Le couplage entre le transport d'énergie et de masse, d'une part via les termes de changement de phase (liquide/vapeur) et les processus de sorption/désorption dans l'équation de l'énergie, et d'autre part via la thermodiffusion dans le bilan de masse, serait plus complet. Un autre

volet plus pratique pourrait porter sur l'extension de la modélisation à l'échelle de l'enveloppe du bâtiment. Une évaluation de la consommation énergétique globale en été et en hiver permettraient d'aborder les aspects économiques de ce type de construction. Cela implique notamment des études d'optimisation sur la conception des parois, ainsi que la proposition de solutions techniques appropriées pour l'amélioration des performances énergétiques.

Enfin, ce travail de recherche m'a permis de développer de solides connaissances tant du point de vue numérique qu'expérimental. Ces compétences seront un atout pour la poursuite de mes activités de recherche dans ce domaine, ou d'autres thématiques de recherche. En outre, le travail en équipe a également été pour moi une réelle expérience en termes d'organisation et de gestion de projets.

# Annexe A

# Propriétés physiques de l'air humide

## A.1 Propriétés de l'air sec

Les propriétés de l'air sec sont issues de [Rohsenow *et al.*, 1998].

- Masse molaire :
  L'air sec est un mélange de plusieurs gaz, principalement de l'azote $N_2$ et de l'oxygène $O_2$ à différentes concentrations, dont la composition est approximativement constante dans l'atmosphère. Lorsque la masse molaire $M_{a,i}$ et la fraction molaire $x_{a,i}$ de chacun des $n$ constituants du mélange sont connus, la masse molaire de l'air sec s'exprime par la relation suivante :

$$M_a = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_{a,i} M_{a,i}}{\sum_{i=1}^{n} x_{a,i}} \tag{A.1}$$

$$M_a = 28{,}966\ 10^{-3}\ \text{kg/mol}$$

- Chaleur spéficique :

$$C_{pa} = A_{0a} + A_{a1}T + A_{2a}T^2 + A_{3a}T^3 + A_{4a}T^4 \tag{A.2}$$

| | |
|---|---|
| $A_{0a}$ | 0,103409 × 10 |
| $A_{1a}$ | -0,2848870 × $10^{-3}$ |
| $A_{2a}$ | 0,7816818 × $10^{-6}$ |
| $A_{3a}$ | -0,4970786 × $10^{-9}$ |
| $A_{4a}$ | 0,1077024 × $10^{-12}$ |

- Viscosité dynamique :

$$250 \leq T \leq 600\ K : \qquad \mu_a = B_{0a} + B_{1a}T + B_{2a}T^2 + B_{3a}T^3 + B_{4a}T^4 \tag{A.3}$$

| | |
|---|---|
| $B_{0a}$ | -9,8601 × $10^{-1}$ |
| $B_{1a}$ | 9,080125 × $10^{-2}$ |
| $B_{2a}$ | -1,17635575 × $10^{-4}$ |
| $B_{3a}$ | 1,2349703 × $10^{-7}$ |
| $B_{4a}$ | -5,7971299 × $10^{-11}$ |

- Conductivité thermique :

$$250 \leq T \leq 1050\ K : \qquad \lambda_a = C_{0a} + C_{1a}T + C_{2a}T^2 + C_{3a}T^3 + C_{4a}T^4 + C_{5a}T^5 \quad \text{(A.4)}$$

| | |
|---|---|
| $C_{0a}$ | -2,276501 $\times\ 10^{-3}$ |
| $C_{1a}$ | 1,2598485 $\times\ 10^{-4}$ |
| $C_{2a}$ | -1,4815235 $\times\ 10^{-7}$ |
| $C_{3a}$ | 1,73550646 $\times\ 10^{-10}$ |
| $C_{4a}$ | -1,066657 $\times\ 10^{-13}$ |
| $C_{5a}$ | 2,47663035 $\times\ 10^{-17}$ |

## A.2 Propriétés de la vapeur d'eau

Les propriétés de la vapeur d'eau sont également issues de [Rohsenow *et al.*, 1998]. Ces données sont exploitées par Tsilingiris [Tsilingiris, 2008] pour établir des lois sous forme de fit-polynominiaux valables pour l'intervalle $0 \leq T \leq 120\,°\text{C}$. Dans ces relations, la température est en [°C].

- Masse molaire :

$$M_v = 18{,}015\ 10^{-3}\ \text{kg/mol}$$

- Chaleur spéficique :

$$C_{pv} = A_{0v} + A_{1v}T + A_{2v}T^2 \quad \text{(A.5)}$$

| | |
|---|---|
| $A_{0v}$ | 1,86910989 |
| $A_{1v}$ | -2,578421578 $\times\ 10^{-4}$ |
| $A_{2v}$ | 1,941058941 $\times\ 10^{-5}$ |

- Viscosité dynamique :

$$\mu_v = B_{0v} + B_{1v}T \quad \text{(A.6)}$$

| | |
|---|---|
| $B_{0v}$ | 8,058131868 $\times$ 10 |
| $B_{1v}$ | 4,000549451 $\times\ 10^{-1}$ |

- Conductivité thermique :

$$\lambda_v = C_{0v} + C_{1v}T + C_{2v}T^2 \quad \text{(A.7)}$$

| | |
|---|---|
| $C_{0v}$ | 1,761758242 $\times$ 10 |
| $C_{1v}$ | 5,558941059 $\times\ 10^{-2}$ |
| $C_{2v}$ | 1,663336663 $\times\ 10^{-4}$ |

- Pression de saturation :

$$P_{vs} = D_0 + D_1T + D_2T^2 + D_3T^3 + D_4T^4 \quad \text{(A.8)}$$

| | |
|---|---|
| $D_0$ | 0,7073034146 |
| $D_1$ | -2,703615165 $\times\ 10^{-2}$ |
| $D_2$ | 4,36088211 $\times\ 10^{-3}$ |
| $D_3$ | -4,662575642 $\times\ 10^{-5}$ |
| $D_4$ | 1,034693708 $\times\ 10^{-6}$ |

La masse volumique de chacun des gaz est calculée par l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P_i = \frac{\rho_i RT}{M_i} \quad \text{avec} \quad i = a, v \tag{A.9}$$

## A.3 Propriétés du mélange air-vapeur d'eau

- Masse molaire :

$$M = M_a x_a + M_v x_v \tag{A.10}$$

La loi de Dalton relie les pressions partielles aux fractions molaires :

$$x_v = \frac{P_v}{P} = RH \times \frac{P_{vs}}{P} \tag{A.11a}$$

$$x_a = \frac{P_a}{P} = 1 - x_v \tag{A.11b}$$

L'humidité relative étant le rapport entre la pression de vapeur et la pression de saturation, elle est donc aussi égale au rapport entre la fraction molaire de vapeur et celle à la saturation sous l'hypothèse du gaz idéal, d'où :

$$x_v = x_{vs} \times RH \tag{A.12}$$

Du fait, des effets d'interaction entre les molécules du gaz réel, il se produit une faible augmentation de la pression de saturation dans l'air. Ce phenomène est pris en compte dans le calcul de la fraction molaire de saturation par l'introduction d'un facteur correctif $f$ connu sous le nom de facteur d'augmentation qui dépend de la pression et de la température :

$$x_{vs} = f(P, T) \times \frac{P_{vs}}{P} \tag{A.13}$$

Ainsi, l'expression de la fraction molaire de vapeur est finalement donnée par :

$$x_v = f(P, T) \times RH \times \frac{P_{vs}}{P} \tag{A.14}$$

- Densité volumique :

$$\rho = \frac{1}{z(x_v, T)} \left(\frac{P}{RT}\right) M_a \left[1 - x_v \left(1 - \frac{M_v}{M_a}\right)\right] \tag{A.15}$$

avec $z(x_v, T)$ le facteur de compressibilité.

- Viscosité dynamique [Reid *et al.*, 1988] :

$$\mu = \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i \mu_i}{\sum_{j=1}^{n} x_j \Phi_{ij}} \tag{A.16}$$

avec les paramètres d'intéractions $\Phi_{ij}$ et $\Phi_{ji}$ donnés par :

$$\Phi_{ij} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_j}{M_i}\right)^{\frac{1}{4}}\right]^2}{\left[8\left(1 + \frac{M_i}{M_j}\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \tag{A.17a}$$

$$\Phi_{ji} = \left(\frac{\mu_j}{\mu_i}\right)\left(\frac{M_i}{M_j}\right)\Phi_{ij} \tag{A.17b}$$

D'après l'équation(A.17b), $\Phi_{ii} = \Phi_{jj} = 1$. L'équation(A.16) s'écrit finalement :

$$\mu = \frac{(1 - x_v)\,\mu_a}{(1 - x_v) + x_v \Phi_{av}} + \frac{x_v \mu_v}{x_v + (1 - x_v)\,\Phi_{va}} \tag{A.18}$$

- Conductivité thermique :

$$\lambda = \frac{(1 - x_v)\,\lambda_a}{(1 - x_v) + x_v \Phi_{av}} + \frac{x_v \lambda_v}{x_v + (1 - x_v)\,\Phi_{va}} \tag{A.19}$$

- Chaleur spécifique :

$$C_p = \frac{C_{pa}\,(1 - x_v)\,M_a + C_{pv} x_v M_v}{M} \tag{A.20}$$

- Diffusivité thermique :

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p} \tag{A.21}$$

- Nombre de Prandtl :

$$P_r = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu C_p}{\lambda} \tag{A.22}$$

- Chaleur latente de changement de phase :

$$h_{lv} = (-0,0038\,T^2 + 0,1186\,T + 2,7419 \times 10^3) \times 10^3 \tag{A.23}$$

# Annexe B

# Expressions des facteurs de forme

Les expressions des facteurs de forme pour une cavité rectangulaire de largeur $l$ et de hauteur $H$ sont explicitées dans ce paragraphe. La géométrie est illustrée sur la figure B.1. Ces expressions découlent toutes de la relation générale donnée par :

$$dF_{dS_i - dS_j} = \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{\pi d_{ij}^2} dS_j \tag{B.1}$$

où $\theta_i$ désigne l'angle entre la direction de propagation du rayonnement et la normale à $dS_i$, $d_{ij}$ est la distance entre les surfaces élémentaires $dS_i$ et $dS_j$.

La formulation des facteurs de forme pour chacun des segments (horizontaux et verticaux) est décrite ci-dessous.

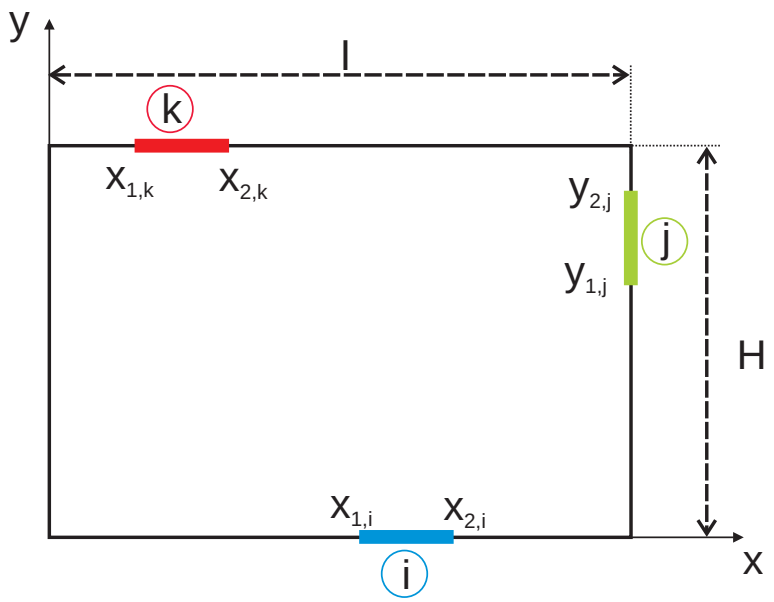



FIG. B.1 – Géométrie de calcul des facteurs de forme

## B.1 Segments horizontaux parallèles

$$F_{i-k} = \frac{1}{2(x_{2,i}-x_{1,i})} \left[\sqrt{(x_{2,i}-x_{1,k})^2+H^2} - \sqrt{(x_{1,i}-x_{1,k})^2+H^2} + \sqrt{(x_{1,i}-x_{2,k})^2+H^2} - \sqrt{(x_{2,i}-x_{2,k})^2+H^2}\right] \quad \text{(B.2)}$$

avec $x_{2,i} = x_{1,i} + \Delta x_i$, $\Delta x_i$ est la taille du segment suivant la direction $x$, et $H$ la distance entre les deux segments.

Pour obtenir la relation dans le cas des segements verticaux, la variable $x$ est remplacée par la variable $y$, et la hauteur $H$ par la largeur $l$.

## B.2 Segments perpendiculaires

$$F_{i-j} = \frac{1}{2(x_{2,i}-x_{1,i})} \left[\sqrt{x_{1,i}^2+y_{2,j}^2} - \sqrt{x_{1,i}^2+y_{1,j}^2} + \sqrt{x_{2,i}^2+y_{1,j}^2} - \sqrt{x_{2,i}^2+y_{2,j}^2}\right] \quad \text{(B.3)}$$

**Remarques**

Lorsque le rapport de taille $H/l$ est élévé (notamment de l'ordre de 50), les parois horizontales ne sont plus discrétisées en segments pour le calcul de leurs facteurs de forme. On admet un seul facteur de forme sur chacune de ces parois. Dans ce cas, dans l'évalution du flux radiatif, une température moyenne leur est affectée selon la relation :

$$T_{sc} = \left[\frac{\sum_i \Delta x_i T_i^4}{\sum_i \Delta x_i}\right]^{1/4} \quad \text{(B.4)}$$

# Annexe C

# Propriétés physiques des matériaux hygroscopiques

Nous détaillons ici les différentes propriétés des matériaux massifs considérés dans nos simulations.

## C.1 Propriétés du bois massif

- Masse volumique :

$$\rho = 1000 \times G(1 + 0,01 \times X) \tag{C.1}$$

$G$ est la densité du bois par rapport à celle de l'eau, sa valeur est tabulée en fonction du type de bois considéré [Green *et al.*, 1999], et $X$ représente la teneur en eau.

- Conductivité thermique :
La conductivité thermique du bois augmente avec sa densité, sa teneur en eau et sa température. Pour une teneur en eau inférieure à 25 %, une approximation de la valeur de la conductivité thermique selon la direction radiale $x$ (direction principale du transport pour les matériaux utilisés dans l'habitat) est obtenue par l'équation linéaire de la forme [Simpson et TenWolde, 1999] :

$$\lambda_x = G(B + C \times X) + A \tag{C.2}$$

$A$, $B$ et $C$ sont des paramètres moyens valables pour différentes essences. Pour $G > 0,3$ et des températures proches de 24 °C : $A = 0,01864$, $B = 0,1941$ et $C = 0,004064$. Les études bibliographiques [Steinhagen, 1977] ne montrent pas de différences significatives entre les valeurs de la conductivité dans les directions radiales et tangentielles. La conductivité selon la direction longitudinale est 1,5 à 2,8 fois plus grande que celle dans la direction [TenWolde *et al.*, 1988], avec une valeur moyenne de 1,8 communément admise [Wilkes, 1981]. Par ailleurs, l'influence de la température sur la conductivité thermique est relativement faible (2 % à 3 % par 10 °C)

dans la gamme de températures nous intéressant.

- Chaleur spéficique :
  La chaleur spécifique du bois dépend également de la température et de la teneur en eau. En revanche, elle varie peu selon l'espèce considérée. Pour le bois sec, elle est approximativement reliée à la température par la relation :

$$C_{p0} = 0,1031 + 0,003867 \times T \tag{C.3}$$

  Pour le bois contenant une certaine quantité d'eau, en dessous de la saturation, sa chaleur spécifique correspond à la somme de celle du bois sec $C_{p0}$ et celle de l'eau $C_{pw}$, et un facteur d'ajustement tenant compte de l'énergie additionnelle due à l'eau liée [Simpson et TenWolde, 1999] :

$$C_p = \frac{C_{p0} + 0,01 \times X \times C_{pw}}{1 + 0,01 \times X} + A_c \tag{C.4}$$

  avec $C_{pw}$= 4,18 kJ.kg$^{-1}$.K$^{-1}$ et le facteur d'ajustement $A_c$ est donné par :

$$A_c = X(-0,06191 + 2,36 \times 10^{-4}T - 1,33 \times 10^{-4}X) \tag{C.5}$$

  Ces formules sont valables pour le bois en dessous de la saturation et pour des températures comprises entre 7°C et 147 °C. Pour plus de détails sur les propriétés du bois (masse volumique, conductivité thermique et chaleur spécifique) ainsi que sur leur dépendance en fonction de la teneur en eau et de la température, le lecteur pourra se référer au manuel Wood Handbook [Simpson et TenWolde, 1999].

## C.2 Propriétés de la plaque de plâtre

Les propriétés thermiques et hydriques de la plaque de plâtre sont tirées des travaux de [Černý *et al.*, 2006]. Les propriétés thermiques sont également fonction de la teneur en eau du matériau.

- Conductivité thermique :

$$\lambda = 0,4 + 1,264 \times X \tag{C.6}$$

- Masse volumique :

$$\rho_{humide} = \rho_{sec} + \rho_w \times X \tag{C.7}$$

  avec $\rho_{sec} = 1320\,\text{kg.m}^{-3}$ et $\rho_w = 1000\,\text{kg.m}^{-3}$.

- Chaleur spécifique :

$$Cp_{humide} = \frac{\rho_{sec} Cp_{sec} + \rho_w Cp_w \times X}{\rho_{humide}} \tag{C.8}$$

  avec $Cp_{sec} = 1020\,\text{J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}$ et $Cp_w = 4180\,\text{J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}$.

## C.3 Propriétés de l'épicéa

Les propriétés utilisées pour l'épicéa dans le code *Transpore* sont détaillées dans le tableau C.1.

| | Valeur | | | Unité |
|---|---|---|---|---|
| | | | | |
| Chaleur spécifique | 1400 | | | J/kg/°C |
| Porosité | 0.74 | | | (-) |
| Masse volumique sèche | 400 | | | kg/m³ |
| | Radial | Tangentiel | Longitudinal | |
| Perméabilité liquide | $12\times10^{-16}$ | $3\times10^{-16}$ | $2\times10^{-12}$ | m² |
| Perméabilité gaz | $1\times10^{-16}$ | $3.15\times10^{-16}$ | $5\times10^{-14}$ | m² |
| Perméabilité relative liquide | $k_{rl} = S_{fw}^{\ 3}$ | | $k_{rl} = S_{fw}^{\ 8}$ | (-) |
| Perméabilité relative gaz | $k_{rg} = 1+\left(2\cdot S_{fw}-3\right)\times S_{fw}^{\ 2}$ | | $k_{rg} = 1+\left(4\cdot S_{fw}-5\right)\times S_{fw}^{\ 4}$ | (-) |
| Diffusion eau liée | EXP $(-A-B/T_K+C*X_b)$ *B=4300 et C=9.8* | | | m² s⁻¹ |
| | A=9.44 | A=9.10 | | |
| Diffusion gaz | $D_{eff} = k_{rg}\cdot D_v\cdot 2\cdot 10^{-3}$ | $D_{eff}$ | $50\times D_{eff}$ | m² s⁻¹ |
| Diffusion de la vapeur dans l'air | $D_v = 2.26\times10^{-5}\cdot\left(T/273\right)^{1.81}\cdot P_{atm}/P$ | | | m² s⁻¹ |
| Isotherme de sorption | $P_v/P_{vs} = 1-exp\left(-0.76427A-3.6787\cdot\left(X_b/X_{fsp}\right)^2\right)$ | | | (-) |
| Conductivité thermique | $\lambda_{eff} = 0.14+0.3\cdot X$ | $\lambda_{eff}$ | $2\times\lambda_{eff}$ | W.m⁻¹.°C⁻¹ |
| Chaleur de sorption | $\Delta h_w = 0.4\cdot h_{vap}\cdot\left[\left(X_{fsp}-X_b\right)/X_{fsp}\right]^2$ | | | J kg⁻¹ |

TAB. C.1 – Propriétés thermophysiques de l'épicéa

# Annexe D

# Principe de fonctionnement du fluxmètre NETZSCH

## D.1 Principe de fonctionnement du fluxmètre NETZSCH

L'appareil de mesure récemment installé au LEMTA est un produit de la société NETZSCH [14]. La photo (D.1) illustre un aperçu d'une vue globale de l'appareil de mesure, ensuite le schéma de principe est également détaillé (figure D.2). Le principe de mesure repose sur la méthode fluxmétrique brièvement décrite au début de cette section. L'échantillon est placé entre deux plaques maintenues à des températures différentes. La température des plaques est fixée entre -20 °C et 90 °C, contrôlée à l'aide d'un système Peltier. La régulation de la température des plaques est assurée par un bain externe constitué d'un mélange d'eau et d'antigel.




FIG. D.1 – Appareil de mesure de la conductivité thermique (HFM Lambda)

[14] http ://www.netzsch.com/fr/home/

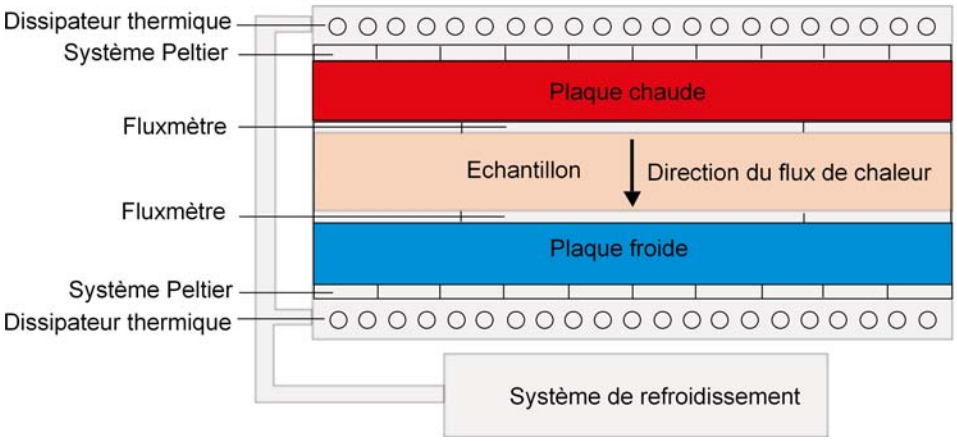



FIG. D.2 – Principe de mesure de la conductivité thermique

À l'équilibre thermique, la valeur du flux de chaleur à travers l'échantillon dépend de plusieurs facteurs :

- la conductivité thermique de l'échantillon ($\lambda$)
- l'épaisseur de l'échantillon ($\Delta x$)
- la différence de température à travers l'échantillon ($\Delta T$)
- la section de l'échantillon traversée par le flux de chaleur ($S$)

La loi de Fourier sur le flux de chaleur donne la relation entre ces paramètres lorsque le régime permanent est atteint :

$$\phi = \lambda \, S \, \frac{\Delta T}{\Delta x} \tag{D.1}$$

L'épaisseur de l'échantillon peut être mesurée de façon conventionnelle par l'utilisateur. Par ailleurs, le capteur de distance entre les plaques permet aussi d'évaluer cette épaisseur. Ces deux valeurs peuvent être légèrement différentes compte tenu de la pression exercée sur le matériau. L'utilisateur spécifie l'épaisseur lors de la programmation du test, toutefois compte tenu du caractère compressible de certains échantillons (mousses et certaines variétés de fibre de bois), il est plutôt recommandé d'utiliser la valeur de jauge calculée par le système et régulièrement mise à jour pendant toute la durée du test. La section $S$ de l'échantillon correspond à la surface de la zone de mesure de la plaque qui fait $10.16\,\text{cm} \times 10.16\,\text{cm}$. Un capteur de flux thermique est fixé sur la zone de mesure de chaque plaque. Il s'agit d'un transducteur qui produit un signal (en microVolts ($\mu$V)) proportionnel à l'intensité du flux de chaleur traversant l'échantillon :

$$\phi = S \times N \times V \tag{D.2}$$

où $N$ représente le facteur de calibration reliant le signal du capteur de flux thermique au flux de chaleur traversant l'échantillon.

À partir des équations (D.1) et (D.2), une estimation de la conductivité thermique de l'échantillon est déduite :

$$\lambda = N\frac{V\Delta x}{\Delta T} \tag{D.3}$$

Le système est idéalement conçu pour réaliser des mesures sur les matériaux isolants de conductivité thermique variant entre 0,005 et 0,5 $\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$. Cet intervalle correspond parfaitement à notre champ d'application. Les dimensions recommandées pour les échantillons sont de 30 cm × 30 cm, afin de limiter les effets de bord, avec une épaisseur variable allant de quelques millimètres à 10 cm.

La programmation, l'évaluation et le stockage des données pour les calibrations et les mesures sur échantillons peuvent être effectués plus facilement via un ordinateur externe avec le logiciel Q-Lab. Les tests peuvent également être programmés à partir de la console intégrée à l'appareil de mesure.

## D.2 Prodécure d'étalonnage

Avant d'effectuer la mesure de la conductivité thermique, il est nécessaire de réaliser un étalonnage du système de mesure. Le but de cet étalonnage est de déterminer les valeurs du facteur $N$ en fonction de la température pour $\Delta T$ fixée ou ajustable. L'échantillon de calibration fourni avec le système est un isolant en fibre de verre d'épaiseur $\Delta x = 2{,}515$ cm. C'est un matériau qui a été certifié par l'institut national américain des standards et de la technologie (NIST) comme matériau de conductivité thermique de référence. Il est désigné par la référence SRM 1450c et possède une densité de $\rho = 164{,}31\,\mathrm{kg/m^3}$. Pour chaque température, la conductivité thermique a été calculée en utilisant une expression polynôminiale de la forme :

$$\lambda = a_0 + a_1 \times \rho + a_2 \times T \tag{D.4}$$

où les coefficients $a_i$ sont donnés dans le certificat SRM du NIST publié en Mars 1997.

Pour obtenir une meilleure précision de mesure ($\leq 5\,\%$), l'échantillon de calibration doit avoir une résistance thermique ($\Delta x/\lambda$) comprise entre 50 % et 200 % de celle de l'échantillon à caractériser.

Afin d'empêcher une reprise d'humidité avec le milieu environnant, l'échantillon "étalon" est entièrement recouvert d'un film mince en plastique. Ce film ne doit en aucun cas être retiré ou détérioré par l'utilisateur.

Les valeurs du facteur $N$ issues du test de calibration sont résumées dans le tableau D.1 pour l'intervalle de température allant de -15 °C à 55 °C avec un pas régulier de 10 °C. L'erreur relative sur la répétabilité de l'ensemble de ces mesures est inférieure à 0,5 %. La précision indiquée par le constructeur de l'appareil est de ± 1 à 3 %.

| $T$ [°C] | -15 | -5 | 5 | 15 | 25 | 35 | 45 | 55 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $N$ | 0,00497 | 0,00508 | 0,00516 | 0,00526 | 0,00531 | 0,00540 | 0,00545 | 0,00551 |

TAB. D.1 – Valeurs du facteur de calibration entre -15 °C et 55 °C

## D.3 Paramètres d'entrée des essais

Les principaux paramètres à fixer avant d'effectuer des essais de mesures sur les échantillons sont :

- La température moyenne de mesure $T$ : elle correspond à la température moyenne entre les deux plaques. Les plaques sont donc régulées afin de respecter cette consigne de température. La conductivité mesurée du matériau sera donc obtenue à cette température moyenne.

- La différence de température $\Delta T$ : elle représente la différence de température entre la plaque chaude et la plaque froide.

- L'épaisseur de l'échantillon ($\Delta x$) : l'utilisateur a la possibilité d'indiquer manuellement cette valeur ou encore laisser le choix au système d'utiliser directement la valeur déterminée par les jauges. La dernière solution est généralement recommandée compte tenu de la mise à jour qui y est régulièrement effectuée pendant toute la durée de l'essai.

- Les paramètres d'équilibre : il s'agit des paramètres utilisés pour l'évaluation du critère d'arrêt du processus d'estimation. Il faut donc spécifier le pas de temps (en minutes) pour la mise à jour et l'enregistrement automatique des données. Ensuite, le nombre de points de mesures de conductivité thermique pendant chaque intervalle de temps (en points), ce qui correspond à $N_p$ valeurs de conductivité pendant pas de temps. Une valeur de conductivité thermique moyenne est déduite après chaque pas de temps.
- Les paramètres d'étalonnage $N$ : il suffit d'indiquer le fichier donnant les valeurs du facteur $N$ à utiliser pendant l'essai. Ces valeurs de $N$ doivent couvrir tout l'intervalle de température souhaitée afin de permettre d'éventuelles opérations d'interpolation.

# Annexe E

# Modélisation du plan chaud

## E.1 Modélisation du plan chaud semi-infini

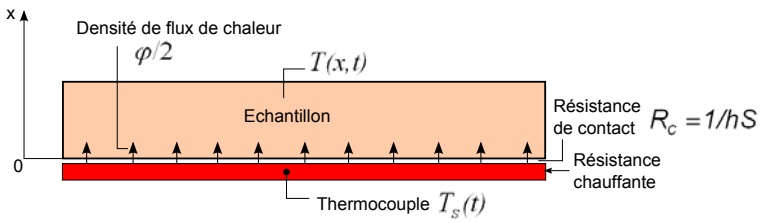



FIG. E.1 – Modèle du plan chaud semi-infini

Soit le dispositif du plan chaud illustré par la figure E.1 où une résistance électrique chauffante de faible épaisseur avec une surface $S$, de masse $m_s$ et de capacité calorifique $C_{p_s}$, soumise à une densité de flux de chaleur $\varphi_0$ et de température uniforme supposée $T_s$, est placée entre deux échantillons du matériau à caractériser. Compte tenu de la condition initiale et des conditions aux limites thermiques qui interviennent, la formulation mathématique de ce problème est la suivante :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha}\,\frac{\partial T}{\partial t} \tag{E.1a}$$

$$T(x,0) = T_s(0) = T_i \tag{E.1b}$$

$$T(\infty,t) = T_i \tag{E.1c}$$

$$h\,[T_s(t) - T(0,t)] = -\lambda\,\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\bigg|_{x=0} \tag{E.1d}$$

$$\frac{\varphi_0\,S}{2} = m_s\,C_{p_s}\,\frac{dT_s}{dt} + h\,S\,[T_s(t) - T(0,t)] \tag{E.1e}$$

En appliquant la transformée de Laplace à ce système d'équations, on aboutit à une expression donnant la transformée de Laplace de la température $T_s(t)$ de la résistance chauffante qui s'écrit :

$$\theta_s(p) = \frac{\varphi_0 S}{2\,p}\,\frac{1 + R_c\,E\,S\,\sqrt{p}}{m_s\,C_{p_s}\,p + (R_c\,m_s\,C_{p_s}\,p + 1)E\,S\,\sqrt{p}} \tag{E.2}$$

où $p$ désigne la variable de Laplace. Les paramètres inconnus à estimer sont :

- L'effusivité thermique $E$ de l'échantillon
- La résistance thermique de contact $R_c$ entre la sonde et l'échantillon
- La capacitance thermique $(m\,C_p)_s$ de la sonde

Dans le cas particulier où la résistance chauffante est supposée non capacitive ($m_s\,C_{p_s} = 0$), et le contact entre la sonde et l'échantillon est supposé parfait ($R_c = 0$), on montre par un calcul analytique que la température en face avant de l'échantillon évolue selon [Incropera et DeWitt, 1996] :

$$T(0,t) - T_s(0) = T_s(t) - T_s(0) = \frac{\varphi_0}{E\,\sqrt{\pi}}\,\sqrt{t} \tag{E.3}$$

Par ailleurs, un calcul simplifié aux temps longs ($t \to \infty$, c'est à dire $p \to 0$) permet d'obtenir une formule approchée de l'expression (E.2) de $\theta_s(p)$ dont l'inversion analytique donne une solution sous la forme :

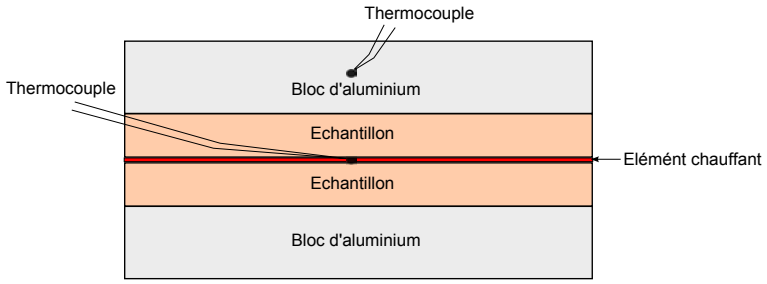
$$T_s(t) - T_s(0) = \frac{\varphi_0\,S}{2}\left(R_c - \frac{m_s\,C_{p_s}}{E^2\,S^2}\right) + \frac{\varphi_0}{E\,\sqrt{\pi}}\sqrt{t} \tag{E.4}$$

L'évolution de cette différence de température $T_s(t) - T_s(0)$ en fonction de la racine carrée du temps $\sqrt{t}$ est une droite de pente $\frac{\varphi_0}{E\,\sqrt{\pi}}$ dont la détermination permet d'estimer l'effusivité thermique $E$.

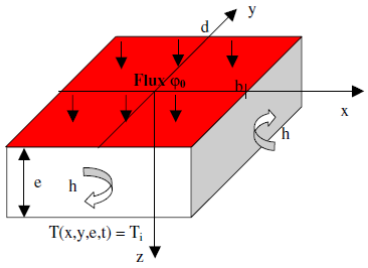
La solution du modèle complet dans l'espace temporel nécessite l'application d'une méthode d'inversion numérique. La transformée inverse de la fonction $\theta_s(p)$ peut se calculer par la méthode Stehfest [Stehfest, 1970]. C'est une méthode d'estimation plus précise que celle simplifiée aux temps longs.

## E.2 Modélisation du plan chaud fini

Le dispositif expérimental correspondant [Jannot *et al.*, 2010] est illustré sur la figure E.2(a). Ce dispositif est présent au LEMTA et nous l'avons utilisé lors de nos campagnes de mesure. Il est constitué d'une résistance plane chauffante recouverte d'un film de polyimide thermostable d'épaisseur 0,22 mm. Un thermocouple type K de diamètre 0,03 mm est fixé en son centre. La résistance chauffante est inserée entre deux échantillons du matériau à caractériser d'épaisseur identique $e$. L'élément chauffant et les échantillons ont la même section transversale notée $S$. Un bloc d'aluminium isothermique d'épaisseur 40 mm est également déposé de part et d'autre sur chaque échantillon, et possède la même section




(a) Dispositif expérimental du système plan chaud




(b) Description du modèle thermique [Jannot *et al.*, 2010]

FIG. E.2 – Dispositif expérimental et modèle thermique du système plan chaud fini

transversale $S$.

Un échelon de flux $\varphi_0$ est appliquée perpendiculairement à la section $S$ de l'élément chauffant E.2(b). Les températures $T_{c\,exp}$ au centre de la résistance chauffante et $T_{b\,exp}$ du bloc d'aluminium au dessus sont enregistrées au cours du temps. Le processus d'enregistrement de ces températures est réalisé en supposant que le transfert de chaleur au centre de la résistance chauffante est unidirectionnel (1D). Un modèle tridimensionnel (3D) est préalablement utilisé sous Comsol pour vérifier cette hypothèse. Un modèle simplifié 1D est ensuite utilisé pour estimer les caractéristiques thermiques : un modèle stationnaire est suffisant pour estimer la conductivité thermique $\lambda$, et un modèle transitoire est utilisé pour estimer la chaleur volumique $\rho\, C_p$.

Dans la pratique, d'autres hypothèses sont considérées [Jannot *et al.*, 2010]. Initialement, le système est supposé à une température uniforme $T_i$ égale à la température de l'air ambiant. Les résistances de contact et la résistance thermique de l'élément chauffant sont négligeables comparées à la résistance thermique de l'échantillon. Le bloc d'aluminium étant un matériau très bon conducteur ($\lambda = 200\,\mathrm{W\,m^{-1}K^{-1}}$), sa température est donc supposée uniforme $T_b(t)$ compte tenu du très faible nombre de Biot ($Bi << 1$).

En utilisant la méthode des quadripôles [Maillet *et al.*, 2000], le système d'équations permettant d'obtenir les évolutions de température en face avant et arrière de l'échantillon peut se mettre sous la forme :

$$\begin{bmatrix} \theta_c(0,p) \\ \Phi_c(0,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ C_s p & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_c(e,p) \\ \Phi_c(e,p) \end{bmatrix} \tag{E.5}$$

avec $A = D = \cosh(\sqrt{\frac{p}{a}}e)$ , $B = \frac{\sinh(\sqrt{\frac{p}{a}}e)}{\lambda S\sqrt{\frac{p}{a}}}$ , $C = \lambda S \sqrt{\frac{p}{a}}\sinh(\sqrt{\frac{p}{a}}e)$
et $C_s = \frac{1}{2}\rho_s C_{p_s} e_s S$ où $\rho_s$ , $C_{p_s}$ et $e_s$ sont respectivement la masse volumique, la chaleur spécifique et l'épaisseur de l'élément chauffant (sonde).

De plus, le flux de chaleur au centre de la face non chauffée de l'échantillon est déterminé à partir de la relation :

$$\phi_c(e,t) = C_b \frac{dT_c}{dt} + h\, S_b\, T_c(e,t) \tag{E.6}$$

avec $C_b = \rho_b C_{p_b} e_b S$ où $\rho_b$ , $C_{p_b}$ et $e_b$ sont respectivement la masse volumique, la chaleur spécifique et l'épaisseur du bloc d'aluminium, $h$ le coefficient d'échange thermique entre le bloc d'aluminium et l'air ambiant et $S_b$ la surface d'échange.

La transformée de Laplace de ce flux de chaleur s'écrit :

$$\Phi_c(e,p) = (C_b\, p + h\, S_b)\theta_c(e,p) \tag{E.7}$$

Finalement, le système (E.5) se met sous la forme :

$$\begin{bmatrix} \theta_c(0,p) \\ \Phi_c(0,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ A\, C_s\, p + C & B\, C_s\, p + D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_c(e,p) \\ (C_b\, p + h\, S_b)\theta_c(e,p) \end{bmatrix} \tag{E.8}$$

D'où les expressions respectives de la transformée de Laplace des températures en face avant et arrière de l'échantillon à caractériser :

$$\theta_c(0,p) = \frac{1}{A\, C_s\, p + C + (B\, C_s\, p + D)(C_b\, p + h\, S_b)}\, \Phi_c(0,p) \tag{E.9}$$

$$\theta_c(e,p) = \frac{A + B(C_b\, p + h\, S_b)}{A\, C_s\, p + C + (B\, C_s\, p + D)(C_b\, p + h\, S_b)}\, \Phi_c(0,p) \tag{E.10}$$

Moyennant l'hypothèse d'une température uniforme et constante du bloc d'aluminium pendant toute la durée de l'expérience, on aboutit à un modèle 1D simplifié dont le formalisme quadripôlaire s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \theta_c(0,p) \\ \Phi_c(0,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ C_s p & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ \Phi_c(e,p) \end{bmatrix} \tag{E.11}$$

D'où l'expression de la transformée de Laplace de la température en face avant de l'échantillon :

$$\theta_c(0,p) = \frac{B}{B\, C_s\, p + D}\, \Phi_c(0,p) \tag{E.12}$$

Le principe de la méthode d'estimation de la conductivité thermique $\lambda$ et éventuellement de la chaleur volumique $\rho\, C_p$ et $\rho_s\, c_s$ repose sur la minimisation de l'écart quadratique $\sum \left[\Delta T_{c\,exp}(t_i) - T_{c\,mod}(t_i)\right]^2$ entre la courbe expérimentale $\Delta T_{c\,exp}(t) = T_{c\,exp}(0,t) - T_{c\,exp}(e,t)$ et la courbe théorique $T_{c\,mod}(t) = T_c(0,t)$ calculée avec la relation (E.12). Dans ces travaux, Y. Jannot a montré une différence négligeable entre les résultats lorsque l'expression (E.9) est utilisée pour l'évaluation de $T_c(0,t)$.

# Annexe F

# Équation du Transfert Radiatif (ETR)

## F.1 Équation du Transfert Radiatif

L'équation qui décrit les échanges par rayonnement au sein d'un milieu semi-transparent est l'Équation du Transfert Radiatif (ETR). Elle permet de décrire l'intéraction du rayonnement électromagnétique et de la matière.

### F.1.1 Définition de la luminance

La luminance spectrale directionnelle $L_\lambda(s, \vec{\Delta})$ d'une surface élémentaire $dA$ de normale $\vec{n}$ centrée autour d'un point de coordonnée $s$, est définie comme étant la puissance rayonnée $d^3\Phi_\lambda$ à travers l'unité de surface projetée perpendiculairement à la direction $\vec{\Delta}$ et dans l'angle solide $d\Omega$, par unité de longueur d'onde autour de la longueur d'onde $\lambda$ :

$$L_\lambda(s, \vec{\Delta}, t) = \frac{d^3\Phi_\lambda}{dA \, \cos\theta \, d\Omega \, d\lambda} \tag{F.1}$$

La densité de flux radiatif par unité de surface est obtenue par intégration sur l'espace et le spectre de longueur d'onde de la luminance pondérée par la direction :

$$q_r(\vec{s}, t) = \int_0^\infty \int_{4\pi} L_\lambda(s, \vec{\Delta}, t) \, \vec{\Delta} \, d\Omega \, d\lambda \tag{F.2}$$

### F.1.2 Description de l'ETR

Pour établir l'équation du transfert radiatif, un bilan énergétique de la luminance est effectué sur un volume élémentaire au sein du milieu semi-transparent (figure ()). Plusieurs phénomènes interviennent lors de l'intéraction du rayonnement avec le milieu :

### F.1.3 Pertes par absorption et diffusion

Le faisceau est absorbé et diffusé par le milieu. Cette perte est proportionnelle à la luminance, à l'épaisseur du milieu traversé et au coefficient spectral d'extinction :

$$L_\lambda(s, \vec{\Delta}, t) = \beta_\lambda(s, \vec{\Delta}) L_\lambda(s, \vec{\Delta}, t)\, ds \tag{F.3}$$

$\beta_\lambda = \kappa_\lambda + \sigma_\lambda$ est le coefficient monochromatique d'extinction, avec $\kappa_\lambda$ le coefficient monochromatique d'absorption et $\sigma_\lambda$ le coefficient monochromatique de diffusion.

Le coefficient monochromatique d'extinction correspond à l'inverse du libre parcours moyen des photons de longueur $\lambda$ entre deux processus d'absorption ou de diffusion. Le rapport du coefficient spectral de diffusion sur le coefficient spectral d'extinction désigne l'albédo monochromatique : $\omega_\lambda = \sigma_\lambda / \beta_\lambda$. Enfin, on introduit également l'épaisseur optique du milieu définit par l'expression : $\tau_\lambda = \beta_\lambda\, s$.

### F.1.4 Gain par émission propre

Tout corps, à une température de 0 K, émet du rayonnement électromagnétique. D'après la loi de Kirchhoff, le coefficient spectral d'émission directionnel est égal au coefficient monochromatique d'absorption. Le gain dû à l'émission propre du milieu obéit alors à la relation :

$$dL_\lambda(s, \vec{\Delta}, t) = \kappa_\lambda(s, \vec{\Delta})\, L^0_\lambda[T(s,t)]\, ds \tag{F.4}$$

$L^0_\lambda(T)$ est la luminance monochromatique du corps noir à la température locale $T(s)$. Elle est donnée par la loi de Planck :

$$L^0_\lambda(T) = \frac{1}{\pi} \frac{C_1\, \lambda^{-5}}{\exp(C_2/\lambda T) - 1} \tag{F.5}$$

avec $C_1 = 2\pi\, h\, c^2$ et $C_2 = h\, c/k$, où $c$ désigne la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu telle que : $c = c_0/n$ avec $n$ l'indice optique du milieu considéré et $c_0$ la vitesse de propagation de la lumière dans le vide. Enfin, $h$ est la constante de Planck et $k$ la constante de Boltzmann. Pour un milieu dont l'indice de réfraction $n$ est proche de 1, les valeurs des constantes sont données par : $C_1 = 3{,}7418310 \times 10^{-16}\,\mathrm{W\,m^2}$ et $C_2 = 1{,}43879 \times 10^{-2}\,\mathrm{m\,K}$.

La loi de Stephan-Boltzmann permet d'exprimer la luminance totale du corps noir dans le vide :

$$L^0(T) = \int_0^\infty L^0_\lambda(T)\, d\lambda = \frac{\sigma_B T^4}{\pi} \tag{F.6}$$

### F.1.5 Renforcement par diffusion

Le milieu diffuse une partie du rayonnement provenant de toutes les directions de l'espace $\vec{\Delta}'$ dans la direction $\vec{\Delta}$ du faisceau. Ce rayonnement augmente la luminance dans la direction $\vec{\Delta}$. Cette contribution fait intervenir le coefficient de diffusion spectral et la fonction de phase de diffusion du milieu $P_\lambda$.

$$dL_\lambda(s,\vec{\Delta},t) = \frac{1}{4\pi}\int_{4\pi}\sigma_\lambda(s,\vec{\Delta}')P_\lambda(\vec{\Delta}'\rightarrow\vec{\Delta})L_\lambda(s,\vec{\Delta}')\,ds\,d\Omega' \tag{F.7}$$

Le terme $\frac{1}{4\pi}\,P_\lambda(\vec{\Delta}'\rightarrow\vec{\Delta})\,d\Omega$ désigne la probabilité pour que le rayonnement arrivant selon la direction $\vec{\Delta}'$ soit diffusé selon $\vec{\Delta}$ dans l'angle solide $d\Omega$. La somme des probabilités sur toutes les directions de l'espace doit être égale à l'unité. Ainsi, la fonction de phase normalisée vérifie la relation :

$$\frac{1}{4\pi}\int_{4\pi}P_\lambda(\vec{\Delta}'\rightarrow\vec{\Delta})\,d\Omega = 1 \tag{F.8}$$

### F.1.6 Bilan radiatif

En faisant le bilan des gains et pertes d'énergie sur le volume élémentaire, il en découle une équation intégro-différentielle qui est l'équation du transfert radiatif (ETR) :

$$\begin{aligned}\frac{dL_\lambda(s,\vec{\Delta},t)}{ds} = &-\underbrace{\kappa_\lambda(s,\vec{\Delta})L_\lambda(s,\vec{\Delta},t)}_{\text{Perte par absorption}}-\underbrace{\sigma_\lambda(s,\vec{\Delta})L_\lambda(s,\vec{\Delta},t)}_{\text{Perte par diffusion}}+\underbrace{\kappa_\lambda(s,\vec{\Delta})\,L^0_\lambda[T(s,t)]}_{\text{Gain par émission propre}}\\ &+\underbrace{\frac{1}{4\pi}\int_{4\pi}\sigma_\lambda(s,\vec{\Delta}')P_\lambda(\vec{\Delta}'\rightarrow\vec{\Delta})L_\lambda(s,\vec{\Delta}')\,ds\,d\Omega'}_{\text{Renforcement par diffusion}}\end{aligned} \tag{F.9}$$

Cette équation représente la variation de la luminance monochromatique le long d'une trajectoire $s$. Elle est valable en chaque point du milieu et dans un intervalle de longueur d'onde $[\lambda,\lambda+d\lambda]$, pour un angle solide $d\Omega$ donné autour d'une direction $\vec{\Delta}$.

Une autre écriture met en évidence un terme source d'énergie radiative $S_r$ :

$$\frac{dL_\lambda(s,\vec{\Delta},t)}{ds} = \beta_\lambda(s,\vec{\Delta})L_\lambda(s,\vec{\Delta},t)+S_r(s,\vec{\Delta},t) \tag{F.10}$$

$$\text{avec}\;\; S_r = \kappa_\lambda(s,\vec{\Delta})\,L^0_\lambda[T(s,t)]+\frac{1}{4\pi}\int_{4\pi}\sigma_\lambda(s,\vec{\Delta}')P_\lambda(\vec{\Delta}'\rightarrow\vec{\Delta})L_\lambda(s,\vec{\Delta}')\,ds\,d\Omega'$$

En toute rigueur, la luminance dépend également du temps, puisque $ds = c\,dt$. Ainsi, la relation suivante reste valable :

$$\frac{dL_\lambda(s,\vec{\Delta},t)}{ds} = \frac{\partial L_\lambda(s,\vec{\Delta},t)}{\partial s}+\frac{1}{c}\frac{\partial L_\lambda(s,\vec{\Delta},t)}{\partial t} \tag{F.11}$$

Le deuxième terme du second membre est très faible, compte tenu de la vitesse élevée de propagation des ondes électromagnétiques ($c\approx 3\times10^8\,\mathrm{m.s^{-1}}$). La dépendance de la luminance en fonction du temps est donc très généralement négligée lors de la résolution de l'ETR.

La résolution de l'ETR fait appel aux méthodes numériques. Les rares solutions analytiques qui existent sont souvent obtenues pour des cas particuliers utilisant certaines hypothèses très simplificatrices. Pour plus de détails sur les diverses méthodes numériques de résolution, le lecteur pourra se référer au livre de Modest [Modest, 2003].

# Table des figures


1 Exemple de mur dans les constructions à ossature bois . . . . . 3

1.1 Volumes de contrôle en géométrie unidimensionnelle . . . . . 15
1.2 Discrétisation spatiale 1-D . . . . . 18
1.3 Le nœud $W$ est en dehors du domaine. Les nœuds $P$ et $E$ sont à l'intérieur. La limite du domaine coincide avec la face $w$. . . . . 19
1.4 Comparaison du résultat numérique avec la solution analytique . . . . . 22
1.5 Comparaison entre volumes finis, différences finies et solution analytique . 23

2.1 Spectre de transmission de l'air ambiant et densité de flux spectral transmis correspondant . . . . . 37
2.2 Évolution de la masse volumique de l'air sec en fonction de la température ($T_0 = 293\,\mathrm{K}$) . . . . . 40
2.3 Cavité carrée différentiellement chauffée ($\Delta T = T_c - T_f = 10\,^\circ\mathrm{C}$), à faces supérieures et inférieures adiabatiques. . . . . 49
2.4 Évolution du nombre de Nusselt convectif moyen sur la paroi chaude en fonction du nombre de Rayleigh . . . . . 50
2.5 Lignes de courant de l'écoulement en cavité fermée différentiellement chauffée, pour différents nombres de Rayleigh . . . . . 51
2.6 Isothermes de l'écoulement en cavité fermée différentiellement chauffée, pour différents nombres de Rayleigh . . . . . 52
2.7 Évolution des nombres de Nusselt convectif et radiatif en fonction de l'émissivité dans une cavité fermée différentiellement chauffée avec prise en compte du rayonnement. . . . . 54
2.8 Résultats de validation numérique de la condensation surfacique. Comparaison des résultats avec ceux de Laaroussi et al. [Laaroussi et Lauriat, 2008] . . . . . 55
2.9 Évolution temporelle de la masse condensée sur chaque paroi de la cavité . 56
2.10 Évolution temporelle de la masse volumique moyenne de l'air humide au cours du refroidissement de la cavité . . . . . 57
2.11 Isothermes, isolignes de la fraction massique de vapeur et lignes de courant au sein de la cavité carrée de dimensions $L = H = 0{,}2\,\mathrm{m}$ . . . . . 58
2.12 Influence du coefficient d'échange convectif sur la masse condensée cumulée (a) et la masse volumique moyenne (b). . . . . 59

2.13 Évolutions instantionnaires des différentes contributions de la densité de flux de chaleur sur une paroi verticale pour deux valeurs du coefficient d'échange. . . . . 59
2.14 Représentation schématique d'un double vitrage d'épaisseur totale 24 mm et de hauteur 500 mm . . . . . 61
2.15 Évolutions temporelles de la température sur la vitre extérieure et de la masse condensée sur celle-ci . . . . . 62
2.16 Évolutions de la masse volumique moyenne et de la masse condensée cumulée 62
2.17 Évolution des densités de flux moyen de chaleur sur la paroi externe $x = 0$ . 63
2.18 Profils de densité de flux radiatif sur les différentes parois . . . . . 64

3.1 Structure générale du tronc d'arbre (Extrait de "la Nature" cité par Barylenger [Bary-Lenger, 1993]) . . . . . 71
3.2 Principales phases du bois à l'échelle microscopique . . . . . 72
3.3 Forme générale de la courbe de sorption d'un matériau hygroscopique, extrait de la thèse d'Amandine Piot [Piot, 2009] . . . . . 73
3.4 Isotherme de sorption et de désorption de l'épicéa [Almeida *et al.*, 2011] . . 73

4.1 Modèle simplifié d'un élément de paroi . . . . . 83
4.2 Température à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur et du temps . . . . . 85
4.3 Fraction massique de vapeur à mi-hauteur en fonction de l'épaisseur et du temps . . . . . 85
4.4 Évolutions des lignes de courant dans la lame d'air à quatre instants . . . . 86
4.5 Flux de chaleur sur les interfaces interne et externe de la paroi . . . . . 88
4.6 Profils de température et de flux de chaleur en fonction de la position à différents hauteurs de la paroi et au temps $t = 12\,\mathrm{h}$ . . . . . 89
4.7 Représentation schématique montrant les différentes positions du pare-vapeur au sein de la paroi multicouche . . . . . 90
4.8 Évolution temporelle de la température en fonction de l'épaisseur à mi-hauteur . . . . . 91
4.9 Évolution de la fraction massique de vapeur en fonction de l'épaisseur à mi-hauteur pour les quatre cas étudiés . . . . . 91
4.10 Évolution temporelle de l'humidité relative pour les cas 1 et cas 2 . . . . . 93
4.11 Masse volumique moyenne et masse condensée . . . . . 93
4.12 Lame d'air en convection forcée . . . . . 94
4.13 Composantes horizontale et verticale de la vitesse pour la lame d'air en convection forcée . . . . . 95
4.14 Modèle réel de paroi . . . . . 95
4.15 Évolutions instationnaires de la température et de la fraction massique de vapeur d'eau au sein de la paroi . . . . . 96

5.1 Algorithme de couplage entre les codes LEMTA et LERFOB . . . . . 102
5.2 Premier cas test : couplage entre codes avec une paroi isotherme . . . . . 103
5.3 Évolution temporelle de la teneur en eau dans l'épicéa pour différentes positions espacées de 0,5 mmm . . . . . 103

5.4 Évolution de la pression partielle de vapeur au sein de la paroi en fonction de l'épaisseur et dans l'épicéa, au cours du temps . . . . . 104
5.5 Fraction massique de vapeur et température . . . . . 104
5.6 Influence du modèle de transport sur la pression moyenne et la masse volumique moyenne . . . . . 105
5.7 Deuxième cas test : couplage entre codes avec une paroi soumise à une évolution sinusoïdale de température extérieure . . . . . 105
5.8 Température et pression partielle de vapeur . . . . . 107
5.9 Teneur en eau et pression partielle de vapeur . . . . . 107
5.10 Fraction massique de vapeur d'eau au centre de la lame d'air . . . . . 108
5.11 Profils de vitesse dans la lame d'air . . . . . 108
5.12 Profils de température en fonction de l'épaisseur à différentes hauteurs pour quatre instants . . . . . 109
5.13 Flux de chaleur aux limites à mi-hauteur en fonction du temps . . . . . 110
5.14 Flux de chaleur sur la limite interne : influence des modèles et du rayonnement 111
5.15 Configuration étudiée pour la comparaison entre codes . . . . . 111
5.16 Isotherme de sorption et conductivité thermique de l'épicéa en fonction de l'humidité relative . . . . . 112
5.17 Flux de chaleur aux limites de la paroi . . . . . 112
5.18 Température et pression partielle de vapeur avec $RH = 10\,\%$ . . . . . 113
5.19 Température et pression partielle de vapeur avec $RH = 80\,\%$ . . . . . 113
5.20 Flux de chaleur sur la limite interne $x = 10\,\text{cm}$ de la paroi . . . . . 114

6.1 Conductivité thermique du Thermisorel en fonction de sa teneur en eau (Mesures réalisées au CSTB : thèse d'Aurélie [Kaemmerlen, 2009]) . . . . . 120
6.2 Principales directions du bois . . . . . 120
6.3 Photos d'un isolant bois standard (Therm) et d'un isolant type laine (Flex) 122
6.4 Images MEB (Microscopie Electronique à Balayage) du STEICO Thermisorel (thèse d'Aurélie [Kaemmerlen, 2009]) . . . . . 122
6.5 Dispositif de la mesure plaque chaude gardée à deux éprouvettes . . . . . 124
6.6 Principe de base de la méthode du plan chaud . . . . . 125
6.7 Evolution de la conductivité thermique des échantillons étudiés en fonction de la température . . . . . 127
6.8 Evolution de la conductivité thermique de l'échantillon STEICO Universal en fonction de la température et de la teneur en eau . . . . . 127
6.9 Evolution de la conductivité thermique de l'échantillon STEICO Therm en fonction de la température et de la teneur en eau . . . . . 128
6.10 Comparaison de la conductivité à l'état saturé et à l'état complètement sec (échantillon STEICO Therm) . . . . . 128
6.11 Mesures de conductivité thermique en températures croissante et décroissante pour l'évaluation de l'erreur d'hystérésis. . . . . 130
6.12 Mesures de conductivité thermique en températures croissante et décroissante pour l'évaluation de l'erreur d'hystérésis. . . . . 130
6.13 Évolutions de la conductivité et de l'erreur d'hystérésis : calcul sans interpolation sur le facteur de calibration $N$ . . . . . 131

6.14 Valeur du point fixe d'humidité relative pour différentes solutions saturées 132
6.15 Conductivité thermique du STEICO Therm en fonction de la teneur en eau 133
6.16 Courbes expérimentale et théorique $T_c(0,t)$ et estimation des résidus . . . . 134
6.17 Courbes expérimentale et théorique entre $t=0$ et 500 s . . . . . 135
6.18 Deux échantillons STEICO Universal . . . . . 135
6.19 Échantillon STEICO Universal : vue des deux faces . . . . . 136
6.20 Densité de flux de chaleur mesurée en fonction du temps . . . . . 137
6.21 Méthode de mesure et emplacement des thermocouples . . . . . 138
6.22 Assemblage soumis à un flux évoluant dans le temps . . . . . 139
6.23 Évolutions des températures mesurées en fonction du temps, STEICO Universal humide . . . . . 140
6.24 Évolution du flux de chaleur et de la température, STEICO Universal humide 141
6.25 Évolution des résidus d'estimation, STEICO Universal humide . . . . . 141
6.26 Évolutions des températures mesurées en fonction du temps, STEICO Universal sec . . . . . 142
6.27 Évolution du flux de chaleur et de la température, STEICO Universal sec . 142
6.28 Évolution des résidus d'estimation, STEICO Universal sec . . . . . 143
6.29 Capteur calorimétrique du micro DSC III (source SETERAM Instrumentation) . . . . . 144
6.30 Évolution de la température et du flux de chaleur . . . . . 146
6.31 Évolution de la température et du flux de chaleur . . . . . 148
6.32 Comparaison entre l'évolution de la chaleur spécifique théorique du bois sec et celle expérimentale obtenue par calorimétrie sur l'échantillon STEICO Therm, en fonction de la température . . . . . 148
6.33 Comparaison entre l'évolution de la chaleur spécifique théorique du bois et celle expérimentale obtenue par calorimétrie sur l'échantillon STEICO Therm, en fonction de la teneur en eau . . . . . 149
6.34 Échantillon STEICO Therm : $e=10$ cm et $H=50$ cm . . . . . 150
6.35 Conditions météorologiques en été (28 Juin 2011 à Epinal) . . . . . 150
6.36 Conditions météorologiques en hiver (31 Décembre 2010 à Epinal) . . . . . 151
6.37 Influence des modèles de transport sur l'évaluation du flux de chaleur sur la face intérieure à $T_i$ . . . . . 151
6.38 Définitions des BRDF et BTDF . . . . . 153
6.39 Aperçu du dispositif et principe de mesure en réflexion [Acem *et al.*, 2010] 155
6.40 Réflectance directionnelle hémisphérique de l'échantillon STEICO Therm . 156
6.41 Réflectance directionnelle hémisphérique de l'échantillon STEICO Therm pondérée par la loi de Planck à une température de 300 K . . . . . 157
6.42 Évolutions des réflectances directionnelles hémisphériques en fonction de la longueur d'onde . . . . . 157
6.43 Mesures de réflectances pondérées par la loi de Planck . . . . . 158

7.1 Cellule expérimentale avec les ambiances intérieure et extérieure . . . . . 162
7.2 Lame d'air en convection naturelle cloisonnée entre deux parois en bois massifs, les dimensions sont indiquées en millimètre. . . . . 162
7.3 Cycles en température et humidité relative : cas idéal . . . . . 163

7.4 Régulation de la température sous forme de paliers . . . . . 164
7.5 Régulation des conditions intérieures et extérieures . . . . . 164
7.6 Emplacement des capteurs de température, d'humidité relative et de vitesse au sein de la paroi . . . . . 165
7.7 Températures et humidités relatives des parois . . . . . 166
7.8 Comparaisons entre l'évolution de température sur la paroi et celle à 15 cm de la paroi . . . . . 167
7.9 Évaluation des différences de température entre la paroi et l'air environnant à une distance de 15 cm . . . . . 167
7.10 Comparaisons entre les températures indiquées par deux thermocouples et l'écart absolu correspondant . . . . . 168
7.11 Comparaisons entre l'évolution de l'humidité relative sur la paroi et celle à 15 cm de la paroi . . . . . 169
7.12 Évolutions de températures expérimentales et numériques . . . . . 170
7.13 Évolutions de températures . . . . . 171
7.14 Évolutions des températures à différentes positions dans l'élément bois intérieur, analyse de l'influence de la position autour du point p5 . . . . . 172
7.15 Évolutions de températures à mi-hauteur dans la lame d'air . . . . . 173
7.16 Évolutions de températures à $y = 0{,}02$ m et $y = 0{,}98$ m dans la lame d'air . 174
7.17 Évolutions de températures aux interfaces de la lame d'air . . . . . 174
7.18 Profils des vitesses à $t = 12$ h . . . . . 175
7.19 Vitesses et températures . . . . . 176
7.20 Positions considérées pour la représentation des vitesses . . . . . 176
7.21 Évolutions des écarts absolus au cours du temps . . . . . 177
7.22 Évolutions des écarts relatifs au cours du temps . . . . . 177

B.1 Géométrie de calcul des facteurs de forme . . . . . 189

D.1 Appareil de mesure de la conductivité thermique (HFM Lambda) . . . . . 195
D.2 Principe de mesure de la conductivité thermique . . . . . 196

E.1 Modèle du plan chaud semi-infini . . . . . 199
E.2 Dispositif expérimental et modèle thermique du système plan chaud fini . . 201

# Liste des tableaux

2.1 Convection naturelle avec transport de masse. $Ra = 7 \times 10^3$, $Pr = 7$ . . . 53
2.2 Validation du couplage entre la convection naturelle et le rayonnement dans une cavité carrée . . . 54
2.3 Grandeurs thermodynamiques du mélange à l'état initial et l'état final ; comparaison avec les résultats de Laaroussi et al. [Laaroussi et Lauriat, 2008]. . . . 56

5.1 Dimensions des éléments de la paroi . . . 106

6.1 Liste des matériaux étudiés . . . 121
6.2 Description des configurations d'assemblage en bicouche . . . 136
6.3 Résultats de mesures sur chaque échantillon testé seul, et sur les assemblages en bicouche (cas 1, cas 2 et cas 3) . . . 136
6.4 Résultats des mesures sur les assemblages en bicouche (cas 1, cas 2 et cas 3) après la phase d'équilibrage thermique. . . . 138
6.5 Résultats des mesures de chaleur spécifique . . . 147
6.6 Réflectivité moyenne des échantillons . . . 158

C.1 Propriétés thermophysiques de l'épicéa . . . 193

D.1 Valeurs du facteur de calibration entre -15 °C et 55 °C . . . 198

# Bibliographie


[Acem *et al.*, 2010] Acem, Z., Parent, G., Monod, B., Jeandel, G. et Boulet, P. (2010). Experimental study in the infrared of the radiative properties of pine needles. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34:893–899.

[Akiyama et Chong, 1997] Akiyama, M. et Chong, Q. P. (1997). Numerical analysis of natural convection with surface radiation in a square enclosure. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 31:419–433.

[Almeida *et al.*, 2011] Almeida, G., Rémond, R. et Perré, P. (2011). Sorption behavior of various lignocellulosic building materials. *9th Nordic Symposium on Building Physics, 29 May-2 June, Tampere, Finland.*

[Anderson *et al.*, 1984] Anderson, D. A., Tannehill, J. C. et Pletcher, R. H. (1984). *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer.* Hemisphere.

[Anjorin et Barton, 2001] Anjorin, V. A. O. et Barton, I. E. (2001). Removal of temporal and under-relaxation terms from the pressure-correction equation of the simple algorithm. *Int. J. Fluid Dynamics*, 5:59–76.

[Bary-Lenger, 1993] Bary-Lenger, A. et Nebout, J. (1993). *Les chênes pédonculé et sessile en France et en Belgique.* Editions du Perron.

[Bennacer, 1993] Bennacer, R. (1993). *Convection naturelle thermosolutale : simulation numérique des transferts et des structures d'écoulement.* Thèse de doctorat, Université de Paris VI.

[Berour, 2005] Berour, N. (2005). *Modélisation du transfert de chaleur par rayonnement, conduction et convection. Application aux fours verriers.* Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy 1.

[Černý *et al.*, 2006] Černý, R., Kunca, A., Tydliát, V., Drchalová, J. et Rovnaníková, P. (2006). Effect of pozzolanic admixtures on mechanical, thermal and hygric porperties of lime plaster. *Construction Building Mat.*, 20:849–857.

[Crank et Nicolson, 1947] Crank, J. et Nicolson, P. (1947). A pratical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type. *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 43:50–67.

[De Vahl Davis, 1983] De Vahl Davis, G. (1983). Natural convection of air in a square cavity : A bench mark numerical solution. *Int. J. Num. Methods in Fluids*, 3(3):249–264.

[Desrayaud et Lauriat, 2001] Desrayaud, G. et Lauriat, G. (2001). Heat and mass transfer analogy for condensation of humid air in a vertical channel. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 37:67–76.

[Green *et al.*, 1999] Green, D. W., Winandy, J. E. et Kretshmann, D. E. (1999). *Mechanical properties of wood. Wood handbook : wood as an engineering material.* Madison, WI : USDA Forest Service, Forest Products Laboratory. General technical report FPL ; GTR-113 : Pages 4.1-4.45.

[Guella *et al.*, 2008] Guella, S., Alexandrova, S. et Saboni, A. (2008). Évaporation d'une gouttelette en chute libre dans l'air. *International Journal of Thermal Sciences*, 47:886–898.

[Hailwood et Horrobin, 1946] Hailwood, A. J. et Horrobin, S. (1946). Absorption of water by polymers : analysis in terms of a simple model. *Trans. Faraday Soc*, 42B.

[Hammou *et al.*, 2004] Hammou, Z. A., Benhamou, B., Galanis, N. et Orfi, J. (2004). Laminar mixed convection of humid air in a vertical channel with evaporation or condensation at the wall. *International Journal of Thermal Sciences*, 43:531–539.

[Hayase *et al.*, 1992] Hayase, T., Humphrey, J. A. C. et Greif, R. (1992). A consistently formulated quick scheme for fast and stable convergence using finite-volume iterative calculation procedures. *J. Chem. Phys.*, 98:108–118.

[Hladik, 1990] Hladik, J. (1990). *Métrologie des propriétés thermophysiques des matériaux*. Editions Masson.

[Incropera et DeWitt, 1996] Incropera, P. et DeWitt, P. D. (1996). *Fundamentals of heat and mass transfer*. 4th edition, J. Wiley and Sons.

[Issa, 1986] Issa, R. I. (1986). Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *J. Chem. Phys.*, 62:40–63.

[Jang *et al.*, 1986] Jang, D. S., Jetli, R. et Acharya, S. (1986). Comparison of the piso, simpler, and simplec algorithms for the treatment of the pressure-velocity coupling in steady flow problems. *Numerical Heat Transfer*, 19:209–228.

[Jannot *et al.*, 2006] Jannot, Y., Acem, Z. et Kanmogne, A. (2006). Transient hot plate method with two temperature measurements for thermal characterization of metals. *Measurement Science and Technology*, 17:69–74.

[Jannot *et al.*, 2010] Jannot, Y., Felix, V. et Degiovanni, A. (2010). A centered hot plate method for measurement of thermal properties of thin insulating materials. *Measurement Science and Technology*, 21(035106).

[Kaemmerlen, 2009] Kaemmerlen, A. (2009). *Transfert de chaleur à travers les isolants thermiques du bâtiment.* Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy 1.

[Künzel, 1995] Künzel, H. M. (1995). *Simultaneous heat and moisture transport in building components.* Thèse de doctorat, Dissertation. Stuttgart : University of Stuttgart, Download : <www.buildingphysics.com>.

[Kulasiri et Samarasinghe, 1996] Kulasiri, D. et Samarasinghe, S. (1996). Modelling heat and mass transfer in drying of biological materials : a simplified approach to materials with small dimensions. *Ecological Modelling*, 86:163–167.

[Laaroussi et Lauriat, 2008] Laaroussi, N. et Lauriat, G. (2008). Conjugate thermosolutal convection and condensation of humid air in cavities. *International Journal of Thermal Sciences*, 47:1571–1586.

[Lazzarin et Nalini, 2006] Lazzarin, R. et Nalini, L. (2006). *L'humidification de l'air, Aspects techniques, sanitaires et énergétiques*. 2nd Edition Carel S.p.A.

[Le Quéré *et al.*, 2005] Le Quéré, P., Weisman, C., Paillère, H., Vierendeels, J., Dick, E., Becker, R., Braack, M. et Locke, J. (2005). Modelling of natural convection flows with large temperature differences : A benchmark problem for low Mach number solvers. part 1 Reference solution. *Math. Modelling and Num. Ana.*, 39(3):609–616.

[Lee *et al.*, 1997] Lee, K. T., Tsai, H. L. et Yan, W. M. (1997). Mixed convection heat and mass transfer in vertical rectangular ducts. *International Journal of Thermal Sciences*, 40(7):1621–1631.

[Leonard, 1979] Leonard, B. P. (1979). A stable and accurate convective modelling procedure based on quatradic upstream interpolation. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 19:59–98.

[Lin *et al.*, 1988] Lin, T. F., Chang, C. J. et Yan, W. M. (1988). Analysis of combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion on laminar forced convection heat transfer in vertical tube. *ASME J. Heat Transfer*, 110:337–344.

[Luikov, 1966] Luikov, A. V. (1966). *Heat and mass transfer in capillary-porous bodies*. Oxford : Pergamon press.

[Lux *et al.*, 2006] Lux, J., Ahmadi, A., Gobbé, C. et Delisée, C. (2006). Macroscopic thermal properties of real fibrous materials : Volume averaging method and 3d image analysis. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 49:1958–1973.

[Maillet *et al.*, 2000] Maillet, D., André, S., A., D. et C., M. (2000). *Thermal Quadripoles*. Wiley.

[Modest, 2003] Modest, M. (2003). *Radiative Heat Transfer, second edition*. Academic Press.

[Parker *et al.*, 1961] Parker, W. J., Jenkins, R. J., Butler, C. P. et Abbott, G. L. (1961). Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity. *J. Applied Physics*, 32(9):1679–1684.

[Patankar, 1980] Patankar, S. V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation.

[Patankar et Spalding, 1972] Patankar, S. V. et Spalding, D. B. (1972). A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 15:1787–1806.

[Perré, 1987] Perré, P. (1987). *Le séchage convectif de bois résineux : choix, validation et utilisation d'un modèle*. Thèse de doctorat, Université de Paris VII.

[Perré et Degiovanni, 1990] Perré, P. et Degiovanni, A. (1990). Simulation par volumes finis des transferts couplés en milieux poreux anisotropes : séchage du bois à basse et haute température. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 33:2463–2478.

[Perré et Turner, 1999] Perré, P. et Turner, I. W. (1999). A 3-d version of transpore : a comprehensive heat and mass transfer computational model for simulating the drying of porous media. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 42:4501–4521.

[Piot, 2009] Piot, A. (2009). *Hygrothermique du bâtiment : expérimentation sur une maison à ossature bois en conditions climatiques naturelles et modélisation numérique.* Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.

[Press *et al.*, 1992] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. et Flannery, B. P. (1992). *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing.* Cambridge University Press.

[Qin *et al.*, 2008] Qin, M., Belarbi, R., Aït-Mokhtar, A. et Nilson, L. O. (2008). Simultaneous heat and moisture transport in porous building materials : Evaluation of nonisothermal moisture transport properties. *J. Mat. Sci.*, 43(10):3655–3663.

[Qin *et al.*, 2009] Qin, M., Belarbi, R., Aït-Mokhtar, A. et Nilson, L. O. (2009). Coupled heat and moisture transfer in multilayer building materials. *Construction Building Mat.*, 23:967–975.

[Reid *et al.*, 1988] Reid, R. C., Prausnitz, J. M. et Poling, B. E. (1988). *The properties of gases and liquids, Chemicals Engineering Series.* McGraw-Hill Int. Editions.

[Rémond et Almeida, 2010] Rémond, R. et Almeida, G. (2010). Mass diffusivity of low density fiberboard determined under steady and unsteady state conditions : evidence of dual scale mechanisms in the diffusion. *Wood Material Science and Engineering*, 6:23–33.

[Rohsenow *et al.*, 1998] Rohsenow, W. M., Hartnett, J. P. et Cho, Y. I. (1998). *Handbook of Heat Transfer.* McGraw-Hill, 3rd edn.

[Siegel et Howell, 1992] Siegel, R. et Howell, J. (1992). *Thermal Radiation Heat Transfer, Third Edition.* Taylor and Francis.

[Simpson et TenWolde, 1999] Simpson, W. et TenWolde, A. (1999). *Physical properties and moisture relations of wood. Wood handbook : wood as an engineering material.* Madison,WI : USDA Forest Service, Forest Products Laboratory. General technical report FPL ; GTR-113 : Pages 3.1-3.24.

[Stehfest, 1970] Stehfest, H. (1970). Algorithm 368 - numerical inversion of laplace transforms. *Communications of the ACM*, 13:47–49.

[Steinhagen, 1977] Steinhagen, H. P. (1977). *Thermal conductive properties of wood, green or dry, from -40°C to +100°C : a literature review.* Gen. Tech. Rep. FPL-GTR-9. Madison, WI : USDA Forest Service, Forest Products Laboratory.

[TenWolde *et al.*, 1988] TenWolde, A., McNatt, J. D. et Krahn, L. (1988). *Thermal properties of wood and wood panel products for use in buildings.* ORNL/Sub/87-21697/1. Oak Ridge, TN : Oak Ridge National Laboratory.

[Tsilingiris, 2008] Tsilingiris, P. T. (2008). Thermophysical and transport properties of humid air at temperature range between 0 and 100°c. *Energy Conversion and Management*, 49:1098–1110.

[Turner, 1991] Turner, I. W. (1991). *The modelling of combined microwave and convective drying of a wet porous material.* Thèse de doctorat, University of Queensland.

[Van Der Vorst, 1992] Van Der Vorst, H. A. (1992). Bicgstab : a fast and smoothly converging variant of bicg for the solution of nonsymmetric linear systems. *SIAM J. Sci. Comput*, 13:631–644.

[Van Der Vorst, 2003] Van Der Vorst, H. A. (2003). *Iterative Krylov methods for large linear systems*. Cambridge University Press.

[Van Doormal et Raithby, 1984] Van Doormal, J. P. et Raithby, G. D. (1984). Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluids flow. *Numerical Heat Transfer*, 7:147–163.

[Versteeg et Malalasekera, 2007] Versteeg, H. K. et Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*. Pearson Education Limited, 2nd edn.

[Wang *et al.*, 2006] Wang, H., Xin, S. et Quéré, P. L. (2006). Etude du couplage de la convection naturelle avec le rayonnement de surfaces en cavité carrée remplie d'air. *C. R. Mécanique*, 334:48–57.

[Whitaker, 1977] Whitaker, S. (1977). Simultaneous heat, mass, and momentum transfer in porous media : a theory of drying. *Advances in Heat Transfer*, 13:119–203.

[Wilkes, 1981] Wilkes, K. E. (1981). *Thermo-Physical Properties Data Base Activities at Owens-Corning Fiberglass,*. pp.662-77, in Thermal Performance of the Exterior Envelopes of Building, ASHRAE SP 28, American Society of Heating, Refrigerating and Air-conditioning Engineers, Inc., Atlanta, Ga.

[Woloszyn et Rode, 2008] Woloszyn, M. et Rode, C. (2008). Tools for performance simulation of heat, air and moisture conditions of whole buildings. *Build. Simul.*, 1:5–24.

[Yan, 1992] Yan, W. M. (1992). Effects of film evaporation on laminar mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 35:3419–3429.

[Yan, 1993] Yan, W. M. (1993). Mixed convection heat transfer in a vertical channel with film evaporation. *Canadian J. Chemical Engineering*, 71:54–62.

[Yan et Lin, 1990] Yan, W. M. et Lin, T. F. (1990). Combined heat and mass transfer in natural convection between vertical parallel plates with film evaporation. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 33(3):529–541.

## Résumé

Ce travail de thèse porte sur la modélisation et la caractérisation des transferts de chaleur et de masse dans les parois multicouches des bâtiments à ossature bois. Un code instationnaire permettant de simuler les transferts de chaleur et de masse dans une lame d'air en géométrie bidimensionnelle, qui est un élément de la paroi multicouches, a été développé et validé. Les validations numériques en régimes transitoire et stationnaire ont porté sur la totalité des modes de transfert (conduction, écoulement en convection naturelle et forcée, rayonnement entre surfaces, transfert massique et condensation surfacique). Ensuite, ce code intégrant la présence d'une lame d'air dans la paroi a été couplé au code Transpore développé au LERFOB. Ce dernier traite rigoureusement les transferts dans les matériaux solides hygroscopiques. Pour la validation expérimentale du code complet couplé, une cellule expérimentale a été construite et instrumentée pour étudier le comportement hygrothermique des parois étudiées. Cette cellule, régulée thermiquement et hygroscopiquement en température et en humidité relative, a été mise en place au CRITT BOIS d'Epinal. Des comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques sont également présentées et discutées. De nombreuses campagnes de caractérisation thermique sur divers matériaux (isolants à base de fibres de bois, bois massifs,...) ont également été menées. L'influence de la température et de l'humidité sur la conductivité thermique et la chaleur spécifique a été largement analysée.



**Mots-clés :** Modélisation et expérimentation, transferts de chaleur et de masse, caractérisation thermique, lame d'air, bois, enveloppe du bâtiment, isolation thermique



## Abstract

This thesis focuses on modeling and characterization of heat and mass transfer in a wooden building envelope. A code which simulates unsteady heat and mass in an air layer in two-dimensional geometry, which is part of the multi-layer wall, was developed and validated. Numerical validations that include all transfer modes were achieved for unsteady and steady states regimes (conduction, convection, surface-to-surface radiation, mass transfer and surface condensation). Then, the code developed for the air layer at the LEMTA was coupled to the code Transpore used at the LERFOB. The latter one deals with the transfer in hygroscopic solid materials. For the experimental validation of the fully coupled code, an experimental cell was constructed and instrumented to study the hygrothermal behavior of the studied walls. This cell which is thermally and hygroscopicly controlled was set up at the CRITT BOIS. Comparisons between the experimental and numerical results are presented and discussed. Besides, several experiments of thermal characterization of various materials (insulators containing wood fibers, solid wood ...) were also conducted. The influence of temperature and moisture on thermal conductivity and specific heat was largely investigated.



**Keywords :** Modeling and experimentation, heat and mass transfer, thermal characterization, air layer, wood material, building envelope, thermal insulation