



HAL
open science

Etude d'une paroi ventilée multifonctionnelle adaptée à la rénovation énergétique des bâtiments par l'intérieur

Sébastien Pinard

► **To cite this version:**

Sébastien Pinard. Etude d'une paroi ventilée multifonctionnelle adaptée à la rénovation énergétique des bâtiments par l'intérieur. Architecture, aménagement de l'espace. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENA038 . tel-00834304

HAL Id: tel-00834304

<https://theses.hal.science/tel-00834304>

Submitted on 14 Jun 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Énergétique et Génie des Procédés**

Arrêté ministériel : le 6 janvier 2005 -7 août 2006

Présentée par

Sébastien PINARD

Thèse dirigée par **Gilles FRAISSE**
codirigée par **Christophe MENEZO**

préparée au sein du **Laboratoire Optimisation de la Conception
et Ingénierie de l'Environnement**

dans l'École Doctorale SISEO

Etude d'une paroi ventilée multifonctionnelle adaptée à la rénovation thermique des bâtiments par l'intérieur

Thèse soutenue publiquement le « **13/12/2012** »,
devant le jury composé de :

M, Gilles, FRAISSE

Professeur à l'Université de Savoie (Directeur de thèse)

M, Christophe, MENEZO

Professeur titulaire chaire INSA de Lyon/EDF, Centre thermique de Lyon
(Codirecteur de thèse)

M, Christian, INARD

Professeur à l'Université de la Rochelle (Rapporteur)

M, Laurent, ZALEWSKI

Maître de conférence à l'université d'Artois (Rapporteur)

M, Guillaume, POLIDORI

Professeur à l'université de Reims-Champagne-Ardenne (Président)

Mme, Virginie, RENZI

Ingénieur au CEA/INES à Chambéry (Membre)



Remerciements

Cet ouvrage est le fruit d'un travail mené avec l'aide de nombreuses personnes que je souhaite remercier du fond du cœur.

Mes remerciements s'adressent en particulier à mes parents qui m'ont toujours soutenu et qui m'ont permis d'aboutir à des études supérieures.

Je tiens à témoigner de ma grande reconnaissance envers mes directeurs de thèses, Gilles FRAISSE et Christophe MENEZO, qui, en plus de m'avoir fait confiance pendant plus de trois ans, ont fait preuve d'une grande patience à mon égard.

Je remercie l'ancienne et la nouvelle direction du LOCIE pour m'avoir accepté au sein d'une structure motivante.

Je ne saurais oublier les bons moments passés avec les collègues doctorant du LOCIE, en particulier Jérónimo et Benjamin qui m'ont apporté leurs lumières dans les moments de doute. Merci donc à tous les doctorants.

Je remercie Thierry GOLDIN pour m'avoir apporté son expertise lors de mes expériences. Sans lui je ne serai pas allé très loin.

Je remercie Christian INARD et Laurent ZALEWSKI qui me font l'immense honneur d'être les rapporteurs de ma thèse.

Je remercie Guillaume POLIDORI, Gérard KRAUSS ainsi que Virginie RENZI pour leur participation en tant que membre du jury.

Je remercie également Eloïse, sa présence à mes côtés durant ces trois années de thèse m'a permis de garder le moral, même dans les moments les plus difficiles. Merci également pour ton aide dans la correction du manuscrit.

Ces travaux n'auraient pas vu le jour sans le soutien actif de la « team REPLIIC » qui m'a suivie et soutenue depuis le début. Un grand merci à Virginie RENZI, David CORGIER, Charles FERLEY ainsi que Hervé JULIEN pour la confiance que vous m'avez accordé ainsi que les bons moments passés ensemble.

Je tiens également à remercier l'assemblée des pays de Savoie (APS) et le CEA qui ont co-financé ma bourse de thèse.

Pour finir, je tiens à remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail.

Résumé

Le secteur tertiaire représente une source potentielle d'économie incontournable pour parvenir à réduire la dépendance énergétique de la France. Le taux de renouvellement du parc immobilier Français étant relativement faible, un effort doit être porté sur l'existant. Dans ces travaux, nous étudions un procédé innovant de rénovation par l'intérieur, dont l'élément principal est une paroi ventilée multifonctionnelle, assurant l'isolation, l'émission de chaleur basse température ainsi que la finition des surfaces murales. Les premiers travaux sur cette paroi ventilée furent menés sur un prototype dimensionné à l'aide d'un modèle numérique simplifié. Deux séries d'expériences menées dans une cellule climatique nous ont permis de quantifier les flux de chaleur à travers le système. Le bon fonctionnement de la paroi ventilée repose sur les mécanismes de convection naturelle dans un canal vertical. Les résultats issus du prototype ont montré la présence de phénomènes complexes intervenant au sein de l'écoulement. Nous avons donc choisi d'étudier plus en détails les phénomènes thermoconvectifs dans un système du type source chaude/cheminée avant de poursuivre l'étude sur le système global. Une étude théorique et une expérience ont été menées sur un cas académique du problème. A l'issue des résultats expérimentaux, nous avons observé plusieurs régimes d'écoulements, dépendants du rapport de forme du canal et du nombre de Richardson en sortie. Enfin, nous proposons un modèle analytique de la paroi ventilée comprenant l'ensemble des variables géométriques influentes. Ce modèle a été implémenté dans l'environnement de simulation Trnsys, dans la perspective d'effectuer des simulations annuelles à l'échelle du bâtiment.

Mots clés : Rénovation par l'intérieur, Convection naturelle, Système de chauffage, PIV.

Abstract

In France, energy consumption due to buildings heating is an important part of the global primary energy consumption. The tertiary sector represents an unavoidable source of economy in order to reduce energy dependency of France. The turnover of French real estate being relatively low, an effort must be focused on the existing. In this work, we investigate on an innovative process of internal thermal renovation, whose main element is a multifunctional ventilated wall, providing insulation, low temperature heat emission and the wall surfaces finishing. The first works on this ventilated wall were conducted on a prototype designed using a simplified numerical model. Two series of experiments conducted in a climatic cell allowed us to quantify the heat flow through the system. The smooth functioning of the ventilated wall is based on the natural convection in a vertical channel and the results from the prototype showed the presence of complex phenomena within the flow. We therefore chose to study in detail the thermoconvective phenomena in a chimney-like system before continuing the study of the overall component. A theoretical study and PIV experiment were conducted on an academic case of the problem. At the end of the experimental results, we observed several flow regimes, depending on the channel aspect ratio and the outlet Richardson number. Finally, we propose an analytical model of the ventilated wall including all influential geometrical variables. This model has been implemented in the simulation environment Trnsys with the perspective to make annual simulations on a building scale.

Mots clés : Internal renovation, Natural convection, Heating system, PIV.

Sommaire

Résumé	3
Abstract	4
1 Etude bibliographique	20
1.1 Contexte général	20
1.1.1 Effet de serre : chiffres et conséquences	20
1.1.2 Le secteur résidentiel et tertiaire	20
1.1.3 Les caractéristiques du parc Français	21
1.2 Le chauffage des bâtiments	22
1.2.1 La notion de confort thermique	22
1.2.2 Les systèmes de production de chaleur	23
1.2.3 Les systèmes de distribution	24
1.2.4 Les systèmes d'émission	25
1.3 Phénomènes convectifs dans un canal vertical	33
1.3.1 Les équations de la convection naturelle	34
1.3.2 Convection naturelle dans un canal vertical latéralement chauffé	36
1.3.3 Amélioration des transferts par l'effet cheminée	43
1.4 Modélisation des transferts thermiques et massiques par la méthode nodale	49
1.4.1 Généralités	49
1.4.2 Modélisation des émetteurs de chaleur à eau	50
1.4.3 Modélisation des parois double peau	51
1.4.4 Limitations de la méthode nodale	54
1.5 Méthodes numériques	54
1.6 Conclusion sur l'étude bibliographique	56
2 Etude expérimentale de la paroi ventilée sur prototype	57
2.1 Méthode expérimentale	58
2.1.1 La cellule Passys	58
2.1.2 Prototypes de paroi ventilée	59
2.1.3 Instrumentation	61
2.1.4 Calcul des flux de chaleur	62
2.1.5 Analyse d'incertitudes	63
2.1.6 Caractérisation de la cellule	65
2.2 Résultats expérimentaux : mesures sur un panneau	65
2.2.1 Analyse de la mise en régime	65
2.2.2 Champ de vitesse dans la paroi en régime permanent	66
2.2.3 Champ de température dans la paroi en régime permanent	69
2.2.4 Température de surface de la paroi	71

2.2.5	Flux de chaleur à travers la paroi en régime permanent	74
2.3	Résultats expérimentaux : mesures sur plusieurs panneaux	76
2.3.1	Modification du protocole expérimental	76
2.3.2	Gradient thermique vertical dans le local	77
2.3.3	Température radiante	80
2.3.4	Influence de la ventilation	81
2.4	Conclusion sur l'étude expérimentale	83
3	Analyse de la cinématique de l'écoulement en conditions contrôlées	85
3.1	Analyse théorique d'une cheminée idéale	85
3.1.1	Présentation et adimensionnement du problème	85
3.1.2	Analyse d'échelle	88
3.1.3	Solutions particulières	91
3.1.4	Analyse numérique	93
3.2	Méthode expérimentale	100
3.2.1	Présentation du banc expérimental	100
3.2.2	Instrumentation	101
3.2.3	Protocole expérimental	106
3.2.4	Analyse d'incertitude	108
3.3	Résultats expérimentaux	109
3.3.1	Champ de température dans l'enceinte	109
3.3.2	Températures des parois du canal	110
3.3.3	Caractérisation de l'écoulement dans le plan de mesure	111
3.3.4	Bilan massique et thermique dans un plan 2D.	124
3.3.5	Interprétation des résultats et liens avec la paroi ventilée	126
3.4	Conclusion	130
4	Etude analytique et optimisation de la paroi ventilée	132
4.1	Etablissement d'un modèle analytique	132
4.1.1	Hypothèses et variables	132
4.1.2	Modélisation des transferts thermiques	135
4.1.3	Modélisation des pertes de charges	143
4.1.4	Fermeture et résolution du système d'équations	144
4.1.5	Comparaison avec les résultats expérimentaux	146
4.2	Etude paramétrique	148
4.2.1	Canalisation principale	148
4.2.2	Ailettes de refroidissement	150
4.2.3	Dimensions de la lame d'air b	152
4.3	Perspectives d'améliorations et d'exploitations du modèle	154
5	Conclusion générale et perspectives	156
	Annexe A : Expression du PMV et PPD	168
	Annexe B : Influence des indices d'inconforts locaux sur le PMV et le PPD	169
	Annexe C : Résolution de l'équation d'ailette	170
	Annexe D : Test sur une plinthe thermique Ecomatic dans la cellule Passys	173

Annexe E : Ecoulement à l'entrée du canal lors du régime de bouffée pour <i>b=7 cm</i>	174
Annexe F : Intégration du modèle analogique de paroi ventilée au type 56	175

Liste des tableaux

1.1	Différents critères de classification des émetteurs	26
1.2	Gamme de température des émetteurs	27
1.3	Comparaison de différentes solutions d'émission de chaleur en termes de confort et de consommation d'énergie	31
2.1	Dimensions de la cellule Passys	58
2.2	Estimation de l'erreur relative maximale sur les flux de chaleur en fonction de la température de consigne (en %).	64
2.3	Flux de chaleur à travers la paroi pour différentes valeurs de $\Delta\theta_m$	76
3.1	Critères individuels et collectifs relatifs aux particules dans le cas le plus favorable et le cas le plus défavorable.	105
3.2	Caractéristiques des points expérimentaux.	107
4.1	Entrées, sorties et paramètres du modèle analytique	135
4.2	Variables étudiées : valeurs de référence et plage d'étude	148
5.1	Entrées, sorties et paramètres du modèle analytique	177

Table des figures

1	Schéma de principe de la paroi ventilée par convection naturelle	18
1.1	Les différentes solutions de chauffage	24
1.2	Différents émetteurs combinant convection et rayonnement	29
1.3	Différents émetteurs principalement convectifs	30
1.4	Schéma de la paroi ventilée	33
1.5	Profil de vitesse dans un canal latéralement chauffé, a) cas limite lorsque $Ra_b^+ \ll 1$. b) cas limite lorsque $Ra_b^+ \gg 1$	37
1.6	Phénomène de recirculation à la sortie d'un canal vertical dont l'une des parois est chauffée à température constante tandis que l'autre est adiabatique, avec $Ra_b^{*+} = 8.2 \cdot 10^5$ et $H/b = 10$ (Fohanno et al.)	40
1.7	Dimensions du système canal/cheminée, avec un chauffage isotherme et symétrique	41
1.8	Illustration des phénomènes convectifs dans un système canal/cheminée, a) recirculation en sortie (Auletta 2002), b) tourbillons à l'entrée (Straatman 1999).	42
1.9	Cylindre horizontal confiné entre deux plaques verticales adiabatiques, a) variables géométriques du problème, b) et c), Image des isothermes autour du cylindre pour $Ra_D^* = 10^4$ (Harsini et Ashjaee (2009)). Sur l'image de droite, le cylindre est placée à la sortie du canal et la couche limite thermique est plus épaisse.	44
1.10	Schéma de principe du mur Trombe-Michel.	51
1.11	Différents modèles de lame d'air par complexité croissante	53
2.1	Schéma de la cellule Passys	58
2.2	Dispositif expérimental. a) mesures sur un panneau, b) mesures avec plusieurs panneaux.	59
2.3	Dimensions du prototype et position des thermocouples.	60
2.4	Représentation schématique des échangeurs utilisés.	61
2.5	a) Evolution de la température ambiante (\bar{T}_a) en fonction du temps, b) évolution de la puissance dissipée par l'échangeur (\dot{Q}_{HX}) en fonction de $\Delta\theta_m$, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$	66
2.6	Image thermique de la paroi ventilée en fonctionnement pour $T_{w,in}=50^\circ\text{C}$	67
2.7	Profil de vitesse mesuré à $y=2.35$ m pour différentes valeurs de $T_{w,in}$ a) $\dot{m}_W = 40$ $l.h^{-1}$, b) $\dot{m}_W = 100$ $l.h^{-1}$, b) $\dot{m}_W = 150$ $l.h^{-1}$	68
2.8	a) Ecart-types des mesures de vitesses pour différentes valeurs de $T_{w,in}$ et \dot{m}_w , b) vitesse moyenne mesurée à la sortie de la paroi ventilée.	69
2.9	Température d'air dans les quatre canaux centraux, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$, mesurées à a) $y=0.3$ m, b) $y= 2.3$ m	70

2.10	Température dans la paroi ventilée en fonction de y , a) sondes placées dans le canal 3 au centre de la lame d'air (en noir), contre la plaque pvc (en rouge), b) moyenne des six sondes placées dans les 6 canaux à trois hauteurs différentes.	71
2.11	Illustration des deux configurations étudiées, a) échangeur placé dans la lame d'air, b) échangeur placé devant la lame d'air. Les images thermiques ont été prises pour $T_{w,in}=60^{\circ}\text{C}$ et $\dot{m}_w=40\text{ l.h}^{-1}$.	72
2.12	Evolution de la température de surface selon z pour différentes hauteurs y et dans deux configurations : avec confinement (courbes en traits pleins) et sans confinement (courbes en pointillés) de l'échangeur. a) $T_{w,in}=40^{\circ}\text{C}$ et b) $T_{w,in}=60^{\circ}\text{C}$	73
2.13	Evolution de $\bar{\theta}_p(y)$ dans deux configurations : avec confinement (courbes en traits pleins) et sans confinement (courbes en pointillés) de l'échangeur, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$ et $\dot{m}_w=40\text{ l.h}^{-1}$	74
2.14	Flux de chaleur à travers le système en fonction de $\Delta\theta_m$ a) puissance totale dissipée par l'échangeur, b) puissance dissipée par convection et rayonnement à travers la paroi.	75
2.15	Evolution de la température d'air dans le local immédiatement après la mise en chauffe, à différentes hauteurs, pour a) $T_{w,in}=30^{\circ}\text{C}$, b) $T_{w,in}=60^{\circ}\text{C}$.	77
2.16	a) Profil de température vertical dans la cellule avec la paroi ventilée, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$, a) avec la plaque de séparation, b) sans la plaque de séparation.	78
2.17	a) Gradient thermique dans la cellule en fonction de la température de consigne, avec et sans confinement de l'échangeur, b) profil de température vertical obtenu avec les émetteurs localisés.	79
2.18	a) Gradient Pied/Tête mesuré avec différents émetteurs, b) différence entre la température globe moyenne et la température d'air moyenne mesurée à $y=1.3\text{m}$, pour différents émetteurs.	80
2.19	Gradient Pied/Tête pour différents émetteurs de chaleur et différents taux de renouvellement d'air.	81
2.20	Différence entre la température moyenne de l'air dans la cellule et la température mesurée par les sondes globes.	82
2.21	Puissance dissipée par un mètre de paroi ventilée dans l'expérience avec plusieurs panneaux.	82
3.1	Représentation schématique du problème simplifié	86
3.2	Profils de vitesse et de température pour quatre cas limites dépendants de G et Pr	89
3.3	M en fonction de G pour	93
3.4	Maillage du modèle numérique à l'entrée du canal.	94
3.5	Résultats numériques : lignes iso-vitesse pour trois différentes valeurs de G et différentes conditions limites aux parois.	95
3.6	Résultats numériques : profils de vitesse dans la largeur du canal à différentes hauteurs dans la région non développée de l'écoulement, a) canal adiabatique, b) canal avec température ambiante imposée sur la paroi de droite.	96
3.7	Résultats numériques : profils de vitesse (traits pleins) et de température (pointillés) dans la région développée de l'écoulement pour $G = 10$ et différentes valeurs de Y , a) configuration asymétrique (température ambiante imposée sur la paroi de droite), b) température ambiante imposée sur les deux parois.	96

3.8	Résultats numériques, M en fonction de G pour un canal asymétrique avec $Bi=1$, $Bi=0.1$ et $Bi = \infty$; pour un canal symétrique avec $Bi=0$ et $Bi = \infty$.	97
3.9	Nombre de Richardson du canal et nombre de Reynolds en fonction de G pour différentes valeurs de b/H a) canal adiabatique ($Bi = 0$), b) canal avec température imposée sur une paroi ($Bi = \infty$).	99
3.10	Canal vertical, a) composition des parois vue de dessus pour les expériences avec un canal adiabatique, b) boîte à eau.	100
3.11	Photos du banc expérimental, a) vue de face du canal, b) système de fixation des fils chauffants, b) vue de haut de l'intérieur du canal.	101
3.12	Positions des thermocouples a) dans l'enceinte, b) dans le canal (les cotes sont indiquées en mètres).	102
3.13	Schéma de fonctionnement du système PIV (source : DantecDynamics)	103
3.14	Schémas du banc expérimental, a) vue isométrique du canal vertical, de la caméra et de la nappe laser, b) position de la nappe laser dans un plan (x, y) en mm .	106
3.15	Profil de température vertical dans l'enceinte pour les différents essais expérimentaux, a) canal adiabatique, b) température imposée.	110
3.16	Température de parois selon y pour les différents essais expérimentaux, a) canal adiabatique, b) température imposée.	111
3.17	Images des lignes de courant, de la vitesse de l'écoulement ($m.s^{-1}$), de la divergence (s^{-1}) et de la vorticité (s^{-1}) lors du démarrage de l'écoulement, à l'entrée du canal pour $R0.14_G800_S$.	113
3.18	a) Champ de vitesse ($m.s^{-1}$) pour le point $R0.06_G75_S$ b) champs de vitesse ($m.s^{-1}$), de divergence (s^{-1}) et de vorticité (s^{-1}) pour le point $R0.2_G24000_S$.	115
3.19	Profils de vitesse mesurés à l'entrée du canal, a) $R0.2_G24000_S$ b) $R0.2_G24000_A$.	116
3.20	Profils de vitesse dans le canal pour les points expérimentaux menant au régime stable, a) dans la région pleinement développée de l'écoulement à $y/(b \cdot Re_b)=0.1$, b) dans la région non développée de l'écoulement à $y/(b \cdot Re_b)=0.01$.	117
3.21	Profils de vitesse dans le canal à différentes hauteurs pour le point $R0.06_G100_A$, comparaison avec les résultats numériques.	118
3.22	Instabilités de Kelvin-Helmholtz. Les images sont prises à la sortie du canal pour le point $R0.06_G100_S$.	119
3.23	a) Images des champs de vitesse ($m.s^{-1}$) et de divergence (s^{-1}) pour le point $R0.14_G500_S$, b) champs de vitesse, de divergence et de vorticité (s^{-1}) pour le point $R0.2_G1300_S$.	120
3.24	Vitesse moyenne pour le point $R0.14_G300_S$ a) $y = 2cm$, b) $y = 50cm$.	121
3.25	Mesure de vitesse sur un point situé au centre du canal, $1 cm$ au dessus de l'entrée, pour le point $R0.14_G300_S$ a) vitesse selon y en fonction du temps b) diagramme de phase dans le plan (u, v) .	122
3.26	Images des lignes de courant, de la vitesse de l'écoulement ($m.s^{-1}$), et de la divergence (s^{-1}) lors du régime transitoire pour le point $R0.02_G2_S$.	123
3.27	Représentation schématique de l'écoulement observé à l'entrée du canal pour le régime de bouffée, a) $R0.02_G2_S$ b) $R0.14_G300_S$	123
3.28	Pourcentage de déséquilibre du débit massique d'air entre l'entrée et la sortie du canal dans un plan 2D.	124
3.29	Pourcentage de déséquilibre du flux de chaleur entre l'entrée et la sortie du canal dans un plan 2D, pour un canal adiabatique.	125
3.30	Points expérimentaux $M = f(G)$, a) $1 < G < 100$, b) $100 < G < 10000$.	126

3.31	Points expérimentaux dans le plan $((b/H), G)$, a) canal adiabatique, b) température imposée.	128
3.32	Représentation schématique des différents régimes d'écoulements observés.	128
4.1	Domaine d'étude du modèle analogique. a) Profil de température dans la paroi ventilée selon y , b) vue de face de la paroi ventilée dans un plan (y,z) , c) localisation des flux thermiques.	133
4.2	Dimensions de la paroi ventilée : a) vue de face, b) vue de profil, c) vue de haut et de profil de l'échangeur de chaleur	134
4.3	Calcul de l'évolution de la température d'air à travers les canaux de l'échangeur : a) vue de haut des quatre canaux, b) bilan thermique dans le canal (b), c) températures des parois du canal (b).	136
4.4	Illustration d'un tourbillon présent au niveau de l'entrée d'air qui entraîne une mauvaise répartition de l'air à travers l'échangeur.	136
4.5	Flux de chaleur à travers les ailettes	139
4.6	Schéma analogique des transferts de chaleur à travers les ailettes dans les canaux b et c	140
4.7	Schéma analogique des transferts de chaleur dans la lame d'air : modèle exponentiel	141
4.8	Circulation fluidique à travers le système de a) l'air et b) l'eau chaude dans deux échangeurs couplés en série.	143
4.9	Illustration du calcul des forces de gravité à partir de la variation de masse volumique de l'air lors de son parcours entre la paroi ventilée et le local.	145
4.10	Flux de chaleur dissipés à travers la paroi ventilée en fonction de $\Delta\theta_m$, comparaison entre le modèle analytique et les résultats expérimentaux.	147
4.11	Influence de l'épaisseur de l'échangeur sur les pertes de charge par mètre de canalisation, pour différents débits et différentes valeurs de H_{HX}	149
4.12	Influence de l'épaisseur de l'échangeur e_{HX} sur la puissance dissipée pour plusieurs valeurs des pertes de charges maximales autorisées par mètre de canalisation	150
4.13	Influence de l'écartement des ailettes b_{fin} sur la puissance dissipée pour différentes températures d'entrée et différentes hauteurs de l'échangeur H_{HX}	151
4.14	Influence de l'épaisseur des ailettes t_{fin} sur la puissance dissipée pour différentes températures d'entrée et différentes conductivités d'ailettes λ_{fin}	152
4.15	Influence de l'épaisseur de lame d'air sur a) le flux de chaleur dissipé total pour différentes températures de consigne, b) le flux de chaleur à travers la plaque de séparation.	153
4.16	Puissance dissipée totale en fonction de la hauteur de paroi pour différentes valeurs de $\Delta\theta_m$, a) $b = 2\text{ cm}$, b) $b = 3\text{ cm}$	154
5.1	a) Photo de l'échangeur utilisé lors des expériences sur prototype (à gauche) et de la plinthe thermique <i>Ecomatic</i> (à droite), b) courbe caractéristique de la plinthe thermique <i>Ecomatic</i> mesurée par l'institut CETIAT ainsi que dans la cellule Passys.	173
5.2	Images des lignes de courant, de la vitesse de l'écoulement ($m.s^{-1}$), de la divergence (s^{-1}) et de la vortacité (s^{-1}) lors du démarrage de l'écoulement pour <i>R0.14_G300_S</i>	174
5.3	Représentation schématique de l'appartement modélisé	175

5.4	Organigramme de la résolution d'un système d'équation non linéaire par la méthode de Newton.	178
5.5	Evolution des itérations au sein du programme principal	179

Nomenclature

Lettres Latines

A section de passage [m^2]

b distance entre deux plaques verticales [m]

Bi nombre de Biot $[-]$

C capacité thermique [$W.K^{-1}$] ou concentration

CCD *Charged Coupled Device*

d diamètre [m]

e épaisseur [m]

f facteur de friction $[-]$

F force [N]

g gravité, 9,81 [$m.s^{-2}$]

h coefficient de transfert par convection [$W.m^{-2}.K^{-1}$]

H hauteur du canal [m]

I moment d'inertie [m^4]

k constant de *Boltzman*, $1,38 \times 10^{-23}$ [$J.K^{-1}$]

Ku nombre de *Knudsen*

l longueur ou distance [m]

\dot{m} débit massique [$kg.m^{-1}$]

N nombre de mesures ou échantillon

Nu nombre de *Nusselt*

\overline{Nu} nombre de *Nusselt* global

PIV *Particle Image Velocimetry*

Pr nombre de *Prandtl*

\dot{Q} puissance [W]

\dot{q} puissance [$W.m^{-1}$]

r rayon [m]

Ra nombre de *Rayleigh*

Ra^* nombre de *Rayleigh* avec flux imposé

Ra^+ nombre d'*Elenbaas*

Re nombre de *Reynolds*

Ri nombre de *Richardson*

Sc nombre de *Schmit*

t temps ou épaisseur des ailettes [s] ou en [h]

T température [K ou $^{\circ}C$]

\bar{T} température moyenne [K ou $^{\circ}C$]

u, v, w vitesses relatives aux axes de coordonnées x, y, z

x, y, z axes des coordonnées

Lettres Grecques

α diffusivité thermique [$m^2.s^{-1}$]

β coefficient d'expansion volumique [K^{-1}]

δ épaisseur de couche limite [m] ou variation de paramètre ou variable

Δ variation de paramètre

ε dissipation d'énergie [$m^2.s^{-3}$]

φ densité de flux [$W.m^{-2}$]

λ conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$]

μ viscosité dynamique [$Pa.s^{-1}$]

ν viscosité cinématique [$m^2.s^{-1}$]

ρ masse volumique [$kg.m^{-3}$]

Indices

∞ global ou relatif à régime permanent

a relatif à l'air

amb ambient ou extérieur

c caractéristique ou convection

cl vêtements

$cond$ conduction

$couv$ convection

ext extérieur

in entrée de la lame d'air, du canal vertical ou de l'échangeur

f fluide porteur

fen fenêtre d'interrogation

fin relatif aux ailettes de l'échangeur

H hydraulique

HX relatif à l'échangeur de chaleur

i initiale

i,j relatif à la numérotation

m moyen
max valeur maximale
op opérative
opt optique
out sortie de la lame d'air, du canal vertical ou de l'échangeur
p plaque de séparation ou particule
rad rayonnement
rm radiante moyenne
w relatif à l'eau circulant dans l'échangeur

Introduction générale

La pénurie des ressources fossiles est à l'origine de menaces qui pèsent sur l'humanité. L'ensemble de la population mondiale étant concerné, des accords internationaux ont été mis en place afin de stabiliser nos rejets en CO_2 et notre consommation d'énergie. Ainsi, à l'issue du sommet de Rio en 1992 et du protocole de Kyoto en 1997, les pays industrialisés se sont engagés à réduire leurs émissions de 5,2%. Un consensus semble s'établir sur un objectif de division par 2 des émissions mondiales de CO_2 à l'horizon 2050. Les pays industrialisés prenant dans cette réduction une part prépondérante, la France a adopté dans sa Loi d'orientation du 12 juillet 2005 la réduction par un « facteur 4 » de ses émissions de CO_2 . Atteindre le facteur 4 nécessitera le traitement du parc de bâtiments existants, qui représente la plus grande part du gisement de réduction de consommation d'énergie et d'émissions de gaz à effet de serre au niveau national. Pour cela, une amélioration des performances de l'enveloppe est prioritaire, avant l'intégration de systèmes énergétiques à hautes performances (VMC double flux, PAC, chaudières à condensation...), ou exploitant les énergies renouvelables (solaire thermique et photovoltaïque, géothermie). La solution à privilégier reste, bien entendu, l'isolation par l'extérieur qui permet de réduire fortement les ponts thermiques. Malheureusement, ceci est trop souvent difficile, voire impossible, pour des raisons d'emprise foncière, de classement des bâtiments, de complexité de réalisation. Par conséquent, l'isolation renforcée par l'intérieur reste l'alternative retenue dans de nombreuses rénovations. Toutefois des problèmes subsistent liés à l'adaptation des émetteurs de chaleur existants, très souvent des radiateurs à eau diffusant de la chaleur par convection et rayonnement, qui sont mal adaptés aux systèmes énergétiques à basse température et aux énergies renouvelables.

Cette thèse est financée dans le cadre du projet ANR REPLIIC (Habisol, édition 2008) coordonné par le CEA, en partenariat avec la société *Gerflor* ainsi que le laboratoire LOCIE. Ce projet vise à concevoir une solution de rénovation par l'intérieur à la fois performante et économique. Le concept proposé est une paroi isolée, chauffante et ventilée par convection naturelle. Nous la désignerons « paroi ventilée » dans le reste du manuscrit. Cette paroi ventilée est un complexe mural qui assure l'isolation des parois opaques ainsi que l'émission de chaleur basse température. Le fonctionnement du système repose sur les mécanismes de convection naturelle bien connus sous le nom d'effet cheminée, de tirage thermique ou de thermosiphon. L'idée phare développée dans ce concept est de coupler l'isolation thermique, l'émission de chaleur et la finition des surfaces murales afin de réduire les coûts d'installation. Le fonctionnement du système est présenté figure 1. La paroi ventilée se présente sous la forme d'un panneau muni d'une double peau constituée de trois éléments principaux :

- une couche d'isolant (1) directement en contact avec le mur existant (8).
- un échangeur de chaleur eau/air (2) situé contre la paroi, en partie basse.
- une plaque de séparation (3) constituant la deuxième paroi de la double peau.

Une lame d'air (4) est formée entre l'isolant (1) d'un côté et la plaque de séparation (3) de l'autre. Cette plaque est directement en contact avec la pièce et présente des ouvertures en parties haute (5) et basse (6) réparties sur toute la largeur de la paroi. Ces ouvertures permettent à l'air de circuler librement entre la lame d'air (4) et la pièce.

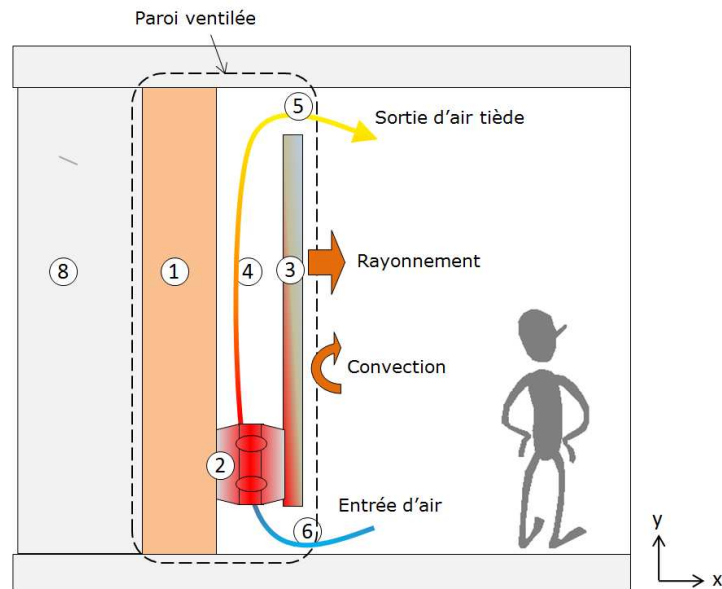


FIGURE 1 – Schéma de principe de la paroi ventilée par convection naturelle

Ce montage particulier a trois objectifs :

- Le premier a déjà été évoqué puisqu'il s'agit de combiner plusieurs éléments d'un processus de rénovation en un seul composant, ce qui aura pour conséquence de réduire les coûts d'installation.
- Le deuxième est le tirage thermique induit par le confinement de l'échangeur dans un canal vertical. Le thermosiphon ainsi créé a pour effet d'augmenter les transferts convectifs au niveau de l'échangeur, et donc de réduire la consigne de température du fluide caloporteur pour une puissance donnée.
- Le troisième est le réchauffement de la plaque de séparation afin de répartir au mieux la dissipation de chaleur et ainsi améliorer le confort thermique de l'occupant.

Objectifs et contenu du mémoire

Durant ces trois années d'études, des expériences ont été menées sur un prototype de paroi ventilée et deux modèles théoriques (analytique et numérique) ont été établis en vue d'en optimiser les performances. Durant ce travail, nous avons été confrontés à plusieurs verrous scientifiques en lien avec la prédiction précise du comportement du système. Bien qu'ayant fait l'objet de nombreuses études, les phénomènes thermoconvectifs dans un canal vertical sont complexes et restent difficiles à appréhender, et à maîtriser. Ceci est d'autant plus vrai pour cette configuration où la dissipation de chaleur est localisée en partie basse d'un canal dont l'une des parois est thermiquement isolée, tandis que l'autre est soumise

à des transferts de chaleur conjugués. C'est dans ce contexte que des travaux de recherche scientifique ont été menés au sein du LOCIE¹, à partir d'une configuration académique aux conditions limites contrôlées. Ces travaux nous ont permis d'appuyer la validité du modèle analytique, qui nous sert par la suite à l'optimisation du système. Les différents chapitres de ce manuscrit synthétisent les travaux réalisés.

Dans le chapitre 1, nous proposons un état des connaissances sur les sujets relatifs aux parois ventilées. Les thèmes abordés sont les enjeux environnementaux, la rénovation des bâtiments, l'état du parc immobilier français et les prévisions de consommation énergétique dans un futur proche. Nous rappelons également les notions de base sur le confort thermique avant de présenter les différents émetteurs de chaleur existants pour en souligner les forces et les faiblesses. Nous abordons ensuite le thème des transferts thermoconvectifs dans un canal vertical. Nous présentons différents travaux de la littérature incluant l'amélioration des transferts convectifs par l'ajout d'une cheminée au dessus d'une source de chaleur discrète. Pour finir, nous présentons la modélisation des transferts thermiques et massiques par la méthode analogique et numérique.

Le chapitre 2 est un résumé des travaux expérimentaux menés à partir d'un prototype de paroi ventilée, dans une cellule climatique *Passys* au sein de l'INES². Ces premiers résultats nous ont permis d'estimer les performances du système ainsi que les voies d'améliorations possibles. Etant donné le nombre important de paramètres géométriques influents (dimensions de l'échangeur et du canal vertical), un dimensionnement optimisé de la paroi ventilée passe nécessairement par l'établissement d'un modèle théorique. Or, les résultats expérimentaux ont montré que l'écoulement adopte un comportement nettement tridimensionnel et difficilement prévisible.

Dans le chapitre 3, nous avons reconsidéré le problème en éliminant un maximum de paramètres géométriques, en vue de mieux cerner les phénomènes thermoconvectifs dans un canal vertical, lorsque la génération de chaleur a lieu en partie basse, au niveau de l'entrée. Une configuration « académique » du problème est ainsi étudiée par voie analytique et expérimentale. A l'issue des résultats, nous avons identifié plusieurs régimes d'écoulement selon l'intensité de la puissance injectée en partie basse du canal, ainsi que des dimensions de la cheminée.

Dans le chapitre 4, nous établissons un modèle théorique de la paroi ventilée par la méthode nodale, que nous exploitons en vue d'en optimiser les performances. Une étude paramétrique du système est menée afin de fournir des règles simples de dimensionnement. Enfin, le modèle analytique est couplé à un modèle de bâtiment existant via *Trnsys*³. Ce couplage a été effectué en vue des prochains travaux sur la paroi ventilée, qui concernent la régulation et l'intégration du système au bâtiment.

Ce mémoire s'achève sur un résumé des faits marquants, une discussion sur les résultats et les avancées, ainsi que les perspectives pour le système.

1. Laboratoire Optimisation de la Conception et Ingénierie de l'Environnement

2. Institut National de l'Energie Solaire

3. Logiciel employé pour la simulation dynamique des systèmes énergétiques appliqués au bâtiment

Chapitre 1

Etude bibliographique

1.1 Contexte général

1.1.1 Effet de serre : chiffres et conséquences

Il est reconnu que l'homme et ses activités sont responsables des changements climatiques observés ces dernières années. Pour mieux cerner les enjeux, citons quelques chiffres : la quantité de carbone dans l'atmosphère a augmenté de 25 % par rapport à l'ère préindustrielle. La température moyenne globale a augmenté d'environ 1°C sur un siècle. Les émissions des principaux gaz à effet de serre (GES¹) ont augmenté de 70 % depuis 1970. Les émissions de CO_2 , qui représentent plus des 3/4 des émissions mondiales en 2007, ont progressé de 80 % depuis 1970 [1]. Or, les conditions de l'équilibre en carbone sur terre sont simples. Le seul puits de carbone à long terme se trouve dans les océans. Ils absorbent environ 3 milliards de tonnes de carbone chaque année. Cela nous autorise donc individuellement à rejeter environ 0,5 tonnes de carbone par an [2]. L'homme et ses activités rejettent actuellement le double de ce que peuvent absorber les océans. Pour rétablir l'équilibre, les pays riches (les plus gros émetteurs) doivent réduire d'un facteur 4 leurs émissions si l'on considère les paramètres influents actuels. Cependant, les démographes tablent sur une population mondiale qui pourrait rapidement atteindre les 9 milliards d'êtres humains. C'est pourquoi l'adaptation des solutions sur les bases d'un facteur 7 semble être nécessaire.

1.1.2 Le secteur résidentiel et tertiaire

Parmi les activités humaines, le secteur résidentiel et tertiaire est extrêmement gourmand en énergie et émetteur en CO_2 . En France, ce secteur émettait en 2009 environ 90 millions de tonnes de CO_2 soit 24% des émissions nationales [3]. Si la tendance est à la baisse dans la plupart des secteurs depuis 1990, ceux du bâtiment ont enregistré une hausse de 23% durant ces quinze dernières années. Au niveau international, la part du bâtiment sur les émissions de gaz à effet de serre est variable selon le développement du pays et le type de production électrique. En moyenne, ce secteur représente environ 30% des émissions totales [4]. Le bâtiment est aussi le secteur le plus gros consommateur d'énergie. En France, en 2011, il représentait environ 70 millions de tonnes équivalent pétrole consommées, soit 45% de l'énergie finale totale, contre 32% pour le transport et 18% pour l'industrie [5]. Le chauffage des logements est responsable de 75% des consommations totales. Tous les efforts d'économies d'énergie basés sur les autres consommations sont utiles mais c'est sur l'enveloppe des bâtiments, ainsi que sur l'efficacité

1. vapeur d'eau (H_2O), dioxyde de carbone (CO_2), méthane (CH_4), protoxyde d'azote (N_2O), ozone (O_3)

des systèmes de chauffage et de refroidissement que le gros de l'effort doit être concentré.

1.1.3 Les caractéristiques du parc Français

Pour mener à bien une démarche de rénovation massive des logements, il faut avant tout cibler les priorités. Après la seconde guerre mondiale, le nombre de logements était d'environ 12,9 millions [6, 7]. Il était composé de 15,74 millions en 1964 et a augmenté de 54,7% pour arriver à 24,35 millions en 1999. Le taux de croissance annuel était de 1,54% entre 1973 et 1984 et de 1,1% entre 1990 et 1997, soit un apport de 240 000 résidences par an en moyenne dans le parc. En 2011, le nombre total d'habitations est estimé à 33,7 millions [8], dont 60% de biens construits avant 1975 et 40% après 1975 [9].

Le niveau énergétique du parc de logements français est caractérisé par trois périodes essentielles. A chacune de ces périodes correspond un type d'habitat bien distinct au niveau des techniques constructives et des performances énergétiques. La première période correspond aux logements construits avant 1949. Vient ensuite la période de reconstruction suite à la seconde guerre mondiale. Cette période s'achève en 1974 avec l'apparition de la première réglementation thermique née du premier choc pétrolier. La consommation énergétique des logements dépend donc de l'époque d'achèvement. Les bâtiments les moins bien isolés ont été construits durant l'après guerre jusqu'à la première réglementation thermique en 1974. En effet, pour tous les bâtiments construits entre 1945 et 1974, la consommation oscille autour de $400 \text{ kWh}_{ep} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$ puis diminue régulièrement par la suite. Aujourd'hui, la consommation moyenne du parc français est estimée à $270 \text{ kWh}_{ep} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$ sur l'ensemble du parc [9]. En considérant cette moyenne de consommation dans le résidentiel français et en lui appliquant le facteur 4, l'enjeu qui apparaît est donc d'atteindre une consommation moyenne du parc de logement d'environ $70 \text{ kWh}_{ep} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$. L'échéance fixée pour cet objectif est 2050. Si l'on considère le parc des résidences principales (83% du parc total) et un taux d'accroissement de 1,1% par an, cela correspond à une entrée de 290 000 logements, une réaffectation de 53 000 logements, et une sortie de 106 000 logements [8]. En prenant ces chiffres, les constructions antérieures à 1975 représenteront encore environ 40% du parc résidentiel en 2050. Celles de la période 1975-2009 représenteront 25% et celles postérieures à 2009, 35%. En prenant en compte l'évolution des performances thermiques des logements qui seront construits d'ici 2050, on arriverait à une consommation moyenne du parc d'environ $180 \text{ kWh}_{ep} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$. Il est donc évident qu'un effort important doit être effectué sur l'habitat existant. De plus, le gisement d'économies d'énergie le plus prometteur dans l'habitat ancien provient des logements construits avant 1975. Il reste donc 20 millions de logements à rénover en priorité.

Même si l'électricité spécifique et la production de froid sont en forte augmentation, l'enjeu sur l'existant reste le chauffage. Dans la partie suivante, nous présentons les différentes technologies de chauffage envisageables pour la rénovation thermique d'un bâtiment. Un système de chauffage a pour but très général d'offrir aux occupants une ambiance thermique agréable. Il est donc essentiel d'appréhender la notion de confort thermique pour comprendre les écarts de consommations entre différentes technologies d'émission de chaleur. C'est pourquoi nous rappelons les bases pour l'évaluation du confort thermique, avant de présenter différentes solutions de chauffage existantes. Etant donnée la nature de la paroi ventilée, nous insistons sur les systèmes d'émission de chaleur.

1.2 Le chauffage des bâtiments

1.2.1 La notion de confort thermique

Le confort thermique est défini dans la norme *EN ISO¹ 7730* comme étant « *les conditions dans lesquelles on ne peut dire si l'on a chaud ou froid vis à vis de son environnement* ». C'est un aspect essentiel à prendre en compte dans la conception d'un système d'émission de chaleur. Pour estimer le confort thermique dans des conditions données, on distingue deux grands types d'approches : les approches statiques et les approches dynamiques. Les approches dynamiques sont souvent appelées « confort adaptatif » en raison du système de thermorégulation du corps humain qui tend à s'adapter et à interagir avec son environnement [10]. Ces dernières approches sont plus précises et servent désormais pour l'établissement des normes (ex. *NF EN 1525*, 2007). Cependant, la plupart des standards américains et européens sont encore basés sur des approches statiques. Ces dernières utilisent un bilan d'énergie au niveau du corps humain couplé à des expériences en régime permanent. Parmi les approches statiques existantes, le modèle de Fanger [11] ainsi que celui de Gagge sont aujourd'hui les plus utilisés. Il existe trois normes répandues pour l'évaluation du confort thermique : la norme *ASHRAE² 55-9* définie en 1992, la norme *EN ISO 7730* définie en 1994, et la norme *CR 1752* établie en 1998 par le *CEN³*. Les paramètres environnementaux ayant le plus d'influences sur le confort thermique sont :

- La température d'air, $T_a(K)$
- La vitesse d'air, $v_a(m/s)$
- L'humidité de l'air, $r_a(kg_{H_2O}/kg_{as})$
- La température radiante moyenne, $T_{rm}(K)$

A partir de ces données, l'indicateur le plus simple d'évaluation du confort thermique d'une ambiance est la température opérative (T_{op}) :

$$T_{op} = \frac{h_c \cdot T_a + h_r \cdot T_{rm}}{h_c + h_r} \quad (1.1)$$

Où h_c et h_r ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$) sont respectivement les coefficients de transferts par convection et rayonnement au niveau du corps humain.

Le modèle de Fanger est plus complexe, il prend en compte les facteurs suivants :

- Le niveau d'activité $M(W/m^2)$
- La résistance thermique des vêtements $I_{cl}(Co/W)$

Le confort thermique dépend également de facteurs individuels, culturels et sociaux. C'est pourquoi, la méthode est avant tout basée sur les expériences. L'indicateur développé par Fanger (le plus utilisé aujourd'hui) est le PMV^4 . Cette variable prend une valeur comprise entre -3 pour une ambiance trop froide à +3 pour une ambiance trop chaude. La valeur 0 représente une sensation thermique neutre. Un PMV de 0 signifie, qu'en moyenne, les gens considèrent

1. Organisation Internationale de Standardisation
2. American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers
3. Comité Européen de Normalisation
4. Vote Moyen Prévisionnel

l'ambiance comme étant confortable et neutre. Une partie de la population trouve l'ambiance inconfortable même lorsque le PMV est de 0. Pour quantifier l'importance de ces écarts, une autre variable a été introduite, le PPD⁵. Les expressions analytiques du PMV et du PPD sont données en annexe A.

Ces indicateurs sont déterminés dans des conditions stationnaires ce qui limite leur champ d'application. Néanmoins le PMV peut être utilisé en régime dynamique en considérant les moyennes pondérées en fonction du temps, lorsque les fluctuations sont faibles [12].

Le PMV et le PPD peuvent être calculés de manière globale ou locale, à un endroit donné de la pièce. En effet la distribution de température dans une pièce n'est pas homogène et le confort peut-être différent selon l'endroit où l'on se trouve. Les causes d'inconforts locaux les plus répandues sont les suivantes :

- Refroidissement local du corps provoqué par un courant d'air.
- Gradient vertical de température élevé.
- Température trop froide ou trop chaude au niveau des pieds.
- Refroidissement ou réchauffement localisé du corps dû à une asymétrie de rayonnement.

Il existe des relations empiriques ainsi que des tables pour quantifier l'influence de ces facteurs sur le PMV et le PPD. Ces données sont fournies en annexe B.

1.2.2 Les systèmes de production de chaleur

La production de chaleur peut être active ou passive, centralisée ou décentralisée⁶. Nous nous intéressons ici aux systèmes hydrauliques décentralisés ainsi qu'aux systèmes électriques. Ces derniers constituent la grande majorité des systèmes de chauffage dans les logements. Notons que les réseaux de chaleur se développent ; environ 2 millions de foyer à ce jour sont équipés du chauffage urbain. Les solutions de production de chaleur retenues sont présentées figure 1.1. Un premier critère à prendre en compte pour caractériser un système de production de chaleur est la source d'énergie primaire utilisée. Celle-ci détermine en partie le deuxième critère important qui est le type de technologie employée pour produire de la chaleur. Ces deux critères définissent le coût d'une installation, son rendement, son fonctionnement et sa maintenance. Notons que le type d'énergie primaire n'a, a priori pas d'incidence sur le système de distribution et d'émission.

Il est donc plus pertinent de classer les systèmes de production de chaleur suivant le type de technologie. Nous avons trois grandes familles : la transformation du courant électrique par effet Joule (dans ce cas, la production, la distribution et l'émission de chaleur sont réunies en un seul appareil), les systèmes de combustion (chaudières) et les systèmes fonctionnant à partir d'un cycle thermodynamique (pompes à chaleur). Les chaudières à condensation sont actuellement les systèmes de combustion les plus performants. Le rendement énergétique d'une chaudière peut-être calculé de deux manières : le rendement ramené au PCI⁷ et celui ramené au PCS⁸. Généralement, on utilise le premier. De ce fait, les chaudières à condensation, qui récupèrent la chaleur latente de la vapeur d'eau non incluse dans le PCI, peuvent

5. Pourcentage prévisionnel d'insatisfaits

6. le système de production est décentralisé lorsqu'il est installé individuellement par logement

7. Pouvoir calorifique inférieur

8. Pouvoir calorifique supérieur

avoir en théorie un rendement supérieur à 1.

Les pompes à chaleur (PAC) puisent les calories d'une source de chaleur externe (air, sol ou eau) pour les restituer à l'intérieur de l'habitation. Suivant la source chaude utilisée (air extérieur, air intérieur d'un local non chauffé, nappe phréatique, géothermie) les consommations électriques sont très variables.

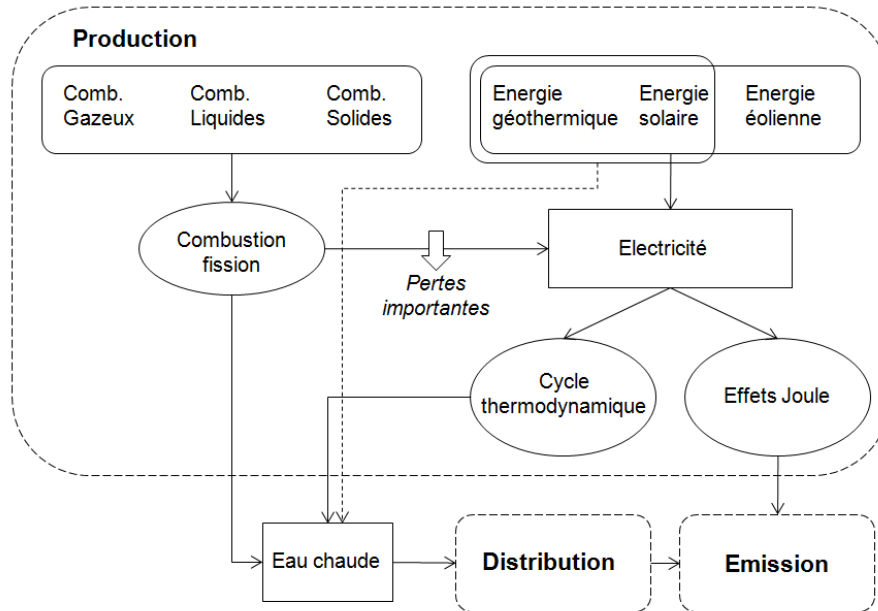


FIGURE 1.1 – Les différentes solutions de chauffage

Les chaudières à condensation et les PAC sont les plus susceptibles d'être utilisées pour remplacer une chaudière existante lors d'une rénovation thermique. Bien qu'elles soient différentes, elles ont un point commun relevant d'une caractéristique importante de ces systèmes : l'efficacité de la conversion de l'énergie primaire en chaleur utile dépend de la température d'utilisation. Plus la température est basse, plus le rendement est élevé. Dans le cas de la chaudière à condensation, le rendement dépend essentiellement de la température de retour d'eau chaude. Dans le cas d'une pompe à chaleur, le COP (coefficient de performance) dépend de la différence de température entre la source chaude et la source froide.

Un point important à relever et qui sera discuté dans cette thèse est que les rendements d'un système de chauffage sont basés sur le premier principe de la thermodynamique. Ainsi l'efficacité énergétique est mesurée uniquement en terme de quantité d'énergie. Or le second principe de la thermodynamique nous apprend que l'énergie peut également être évaluée en terme de qualité. La qualité d'une quantité d'énergie dépend de son aptitude à être convertie en énergie mécanique. A ce titre, la notion d'exergie qui mesure la « qualité » de l'énergie est de plus en plus présente dans la conception des systèmes énergétiques.

1.2.3 Les systèmes de distribution

Le système de distribution de chaleur dans un bâtiment regroupe l'ensemble des éléments permettant de véhiculer la chaleur du système de production jusqu'au système d'émission. Le

système étudié dans ce mémoire est un système hydraulique qui utilise l'eau à l'état liquide comme vecteur énergétique comme c'est le cas dans la grande majorité des logements utilisant un système de production décentralisé. La fonction principale de l'organe de distribution est alors d'assurer une répartition homogène du débit d'eau chaude à travers les différents émetteurs du logement. Les émetteurs sont connectés en série et/ou en parallèle sur le réseau et les débits sont ajustés lors de l'installation du système à l'aide de valves d'équilibrage. On distingue deux méthodes de raccordement des émetteurs sur le réseau : en retour direct et en retour inverse [13]. Avec le retour inverse, le fluide parcourt la même distance quel que soit le chemin emprunté. Cette méthode permet de faciliter l'équilibrage du réseau (en particulier lors d'un remplacement de radiateur) au prix d'une légère augmentation des pertes de charges.

1.2.4 Les systèmes d'émission

Le système d'émission désigne l'ensemble des composants destinés à restituer la chaleur produite par l'organe de production aux pièces du bâtiment. Il a fait l'objet de nombreuses études ces 30 dernières années. Les sujets abordés touchent des domaines différents concernant la physique (transferts thermiques et massiques), le secteur du bâtiment (réglementation, régulation thermique, prix, méthodes de fabrication, etc.), les sciences comportementales (thermorégulation du corps humain, comportement des individus...) et même des aspects biologiques (influence des émetteurs sur les populations des mites et des acariens).

En France, les systèmes d'émission de chaleur ont reçu une attention particulière dans les années 90 avec la création du GREC¹. Les travaux de ce groupe de chercheurs ont donné lieu à une série d'articles ainsi qu'un ouvrage récapitulatif [14]. D'autres auteurs tels que Chen [15], Myhern et Holmberg [16], Omori et al. [17] ainsi que Fischer [18] proposent une comparaison de plusieurs émetteurs. Les émetteurs basses températures reçoivent de plus en plus d'attention, en particulier les plafonds et planchers chauffants [19, 20]. Dans un article, Eijdemans [21] propose un état de l'art qui recense les avantages et les inconvénients des EBT² comparés aux EMT³ et EHT⁴. Loin de faire un résumé de l'ensemble de ces travaux, nous souhaitons mettre en évidence les avantages et inconvénients des différents types d'émetteurs, ainsi que les possibilités d'amélioration. Nous avons recensé plusieurs critères utilisés pour classer les émetteurs, ainsi que différentes méthodes pour l'amélioration des transferts thermiques. Ceux-ci sont présentés dans le tableau 1.1.

1. Groupe de Recherche sur les Emetteurs de Chaleur. Ce groupe de recherche avait pour mission de fournir des éléments de réponse à la question très générale : « Quel est le meilleur émetteur de chaleur et pour quel type de bâtiment ? »

2. Emetteur de chaleur Basse Température
3. Emetteur de chaleur Moyenne Température
4. Emetteur de chaleur Haute Température

Critère	Valeur
Dimension	Réparti ou localisé
Puissance dissipée	Courbe caractéristique : $\dot{Q} = f(\Delta\theta_m)$ [W]
Température d'utilisation	Emetteur basse température Emetteur moyenne température Emetteur haute température
Mode de transfert prépondérant	Principalement radiatif Convectif et radiatif Principalement convectif
Mode d'amélioration des échanges	Augmentation de la surface chaude Rajout d'une surface secondaire (ailettes) Forçage de l'air sur l'élément chaud Tirage thermique, effet cheminée Couplage avec la ventilation

TABLE 1.1 – Différents critères de classification des émetteurs

Tous ces critères sont souvent liés les uns aux autres ce qui fait que les différentes classifications se ressemblent.

- **Dimension : Emetteurs répartis ou localisés**

Les émetteurs localisés produisent la chaleur à un endroit précis de la pièce. Les premiers émetteurs localisés appelés radiateurs sont les appareils à colonnes en fonte produits aux Etats-Unis en 1877 [22]. De nos jours, les émetteurs localisés existent dans une vaste gamme de taille et de forme. Les plus utilisés sont le radiateur hydraulique, le convecteur électrique ainsi que le panneau radiant électrique.

A l'inverse, les émetteurs répartis ont des surfaces émettrices très grandes qui recouvrent une partie de la pièce. Il s'agit des planchers, plafonds et murs chauffants. Le fait de répartir la chaleur engendre un confort agréable et permet un fonctionnement à basse température. Cependant, la mise en place de grandes surfaces émettrices entraine deux inconvénients incontournables. Premièrement ils nécessitent de lourds travaux et donc des coûts d'installation plus élevés, ce qui est gênant pour la rénovation. Deuxièmement, la répartition de la chaleur entraine nécessairement des pertes par transmission à l'arrière plus élevées, à moins de positionner la surface émettrice au niveau d'un plancher intermédiaire. Dans le cas de murs chauffants appliqués sur les parois externes avec une isolation standard (8 cm de polystyrène), les pertes par transmission sont augmentées d'environ 50% [21] par rapport à un émetteur localisé traditionnel.

Un autre aspect souvent discuté concernant les émetteurs répartis est leur inertie lors d'importants gains solaires ou de changements soudains des apports internes. Ces gains peuvent provoquer des augmentations de températures difficilement contrôlables [23]. Ces effets sont souvent moins spectaculaires dans la pratique grâce à l'autorégulation [24]. La problématique

est néanmoins centrale pour les bâtiments basse consommation lors de la mi-saison. D'un autre côté, la possibilité de réduire les consommations par le stockage du rayonnement solaire dans le plancher chauffant a été démontrée par Athienitis [25]. Les auteurs précisent que des économies sont envisageables avec un algorithme de contrôle commande adapté. En effet, une inertie thermique importante est également source de consommations supplémentaires, en raison d'un temps de réponse trop long des émetteurs. Dans une étude théorique, Paoletti [26] montre que l'efficacité de régulation (calculée selon la norme italienne *UNI TS 11300*) est plus importante pour les radiateurs hydrauliques traditionnels que pour les planchers chauffants. Les valeurs sont comprises entre 0.88 et 0.99 selon l'inertie de l'émetteur et selon le type de régulation. Finalement, les économies engendrées par l'utilisation d'un émetteur réparti peuvent être annulées par des pertes par transmission plus élevées, ainsi qu'une mauvaise gestion de la régulation.

- **Température d'utilisation : EBT, EMT ou EHT**

Il n'existe pas de gamme de température établie. Dans tout le reste de ce mémoire, nous utiliserons les termes « basse », « moyenne » et « haute » pour désigner une gamme de température définie dans le tableau suivant :

Type d'émetteur	Température de surface
EBT	$\leq 40 \text{ }^\circ\text{C}$
EMT	$40 - 60 \text{ }^\circ\text{C}$
EHT	$\geq 60 \text{ }^\circ\text{C}$

TABLE 1.2 – Gamme de température des émetteurs

Les émetteurs répartis fonctionnent à basse température. Il est généralement admis que la température de surface d'un plancher ne doit pas dépasser 24°C lorsque les occupants sont statiques, 27°C lorsqu'ils peuvent se mouvoir dans la pièce et 30°C dans les corridors et les halls [27]. Il est donc souvent nécessaire d'équiper la totalité du plancher disponible. Les plafonds chauffants ne sont pas en contact avec les gens et peuvent être plus chauds. La température dépend alors de la surface équipée et du niveau d'isolation du logement. Les murs chauffants fonctionnent intégralement à basse température afin de limiter les pertes à travers les parois. Les radiateurs et les convecteurs existent dans une vaste gamme de fonctionnement nominal.

En faisant abstraction des autres critères, nous pouvons établir plusieurs avantages de l'utilisation des EBT. Le premier est bien sûr l'amélioration du rendement au niveau de la production de chaleur. Nous avons également une diminution des pertes dans le réseau de distribution. Le principal avantage lié à l'utilisation d'EBT est le confort qu'ils procurent. Qu'ils soient localisés ou répartis, les EBT entraînent de faibles gradients thermiques verticaux ainsi qu'une diminution des fluctuations thermiques et massiques de l'air. Certains auteurs reportent également une amélioration de la qualité de l'air intérieur due à l'utilisation d'un EBT. Les températures douces réduisent les risques d'allergies [28, 29] et d'irritations des yeux et des muqueuses [30]. Cela est dû à la diminution de la quantité de PES¹ dans la pièce [31], mais aussi à la réduction de la nocivité des PES [30]. Lorsqu'un plancher chauffant est utilisé, Korsgaard [32] a observé une réduction de la population d'acariens, due à la

1. Particules en suspension

réduction de l'humidité relative dans le sol.

- **Puissance dissipée \dot{Q}**

Pour un émetteur électrique, la puissance dissipée est souvent fixe et la régulation s'effectue en « tout ou rien ». Pour les émetteurs hydrauliques, la puissance dissipée $\dot{Q}(W)$ dépend de la température d'entrée, du débit massique du fluide caloporteur, de la température de l'air ambiant ainsi que de la forme et de la position de l'émetteur. La dépendance entre ces variables est donnée par la courbe caractéristique de l'émetteur [33] :

$$\dot{Q} = K \cdot \Delta\theta_m^n \quad (1.2)$$

Où K et n sont deux coefficients caractérisant l'émetteur de chaleur, et $\Delta\theta_m$ représente la différence logarithmique moyenne de température entre l'émetteur et l'air ambiant :

$$\Delta\theta_m = \frac{T_{w,in} - T_{w,out}}{\ln((T_{w,in} - T_a)/(T_{w,out} - T_a))} \quad (1.3)$$

T_a : température de l'air ambiant [K].

$T_{w,in}$: température de l'eau à l'entrée du radiateur [K].

$T_{w,out}$: température de l'eau à la sortie du radiateur [K].

Lorsqu'on présente un émetteur, il est d'usage d'indiquer la puissance dissipée \dot{Q}_N en fonctionnement nominal (défini par le constructeur). En connaissant la valeur du coefficient n , on retrouve la puissance dissipée dans d'autres conditions de température.

$$\dot{Q} = \dot{Q}_N \left(\frac{\Delta\theta_m}{\Delta\theta_N} \right)^n \quad (1.4)$$

- **Mode de transfert de chaleur prépondérant : radiatif, convectif ou mixte**

Le mode de transfert prépondérant est déterminé par la forme, la taille et la température d'utilisation de l'équipement considéré mais aussi par sa position dans l'espace. En connaissant la part radiative du flux émis dans les conditions nominales S_N , la part radiative S dans d'autres conditions est obtenue. Soit le coefficient de charge :

$$\beta = \dot{Q}/\dot{Q}_N \quad (1.5)$$

Celui-ci peut être séparé en deux composantes, une radiative et une convective :

$$\beta = \beta_C + \beta_R \quad (1.6)$$

La dépendance de β_R sur la température est calculée comme suit :

$$\beta_R = S_N \cdot \left(\frac{(T_a + \Delta\theta_m)^n + T_a^4}{(T_a + \Delta\theta_N)^n + T_a^4} \right) \quad (1.7)$$

Etant données les fluctuations d'air inévitables dans les espaces de vie, il est impossible de concevoir des systèmes d'émission de chaleur exclusivement radiatifs. Le système se rapprochant le plus de cet idéal est sans doute le plafond chauffant pour lequel seulement 20 à 30% de la chaleur est émise par convection [34]. Les planchers chauffants sont également des appareils majoritairement radiatifs. La part de rayonnement d'un plancher chauffant

dépasse rarement 65%, le reste étant dissipé par conduction et convection. De nombreux autres systèmes radiatifs existent tels que les panneaux rayonnants utilisés dans l'industrie ou sur les terrasses des cafés. Ces systèmes fonctionnent à hautes températures et seules les versions électriques sont présentes dans les logements et bureaux.

Chen [15] conclut que le chauffage par rayonnement permet d'obtenir une distribution de température la plus uniforme. Il a été également souligné que les circulations d'air causées par le chauffage radiatif sont laminares dans la majeure partie de la pièce. Des résultats similaires concernant la distribution de température ont été obtenus par Myhern et Holmberg [16]. Ils montrent que le rayonnement cause de faibles gradients de température verticaux dans la pièce. Du côté du GREC, la comparaison entre un convecteur et un panneau rayonnant (de taille et de puissance similaires) montre que les transferts radiatifs augmentent les températures de parois internes et entraînent une diminution du gradient vertical, par comparaison aux transferts convectifs ($0,3^{\circ}\text{C}/\text{m}$ contre $0,5^{\circ}\text{C}/\text{m}$). Les auteurs trouvent une augmentation des pertes par les parois due au caractère radiatif des transferts. Cette augmentation est comprise entre 2% et 3% [35]. D'une manière générale, il est admis que les transferts par rayonnement s'adaptent mieux aux besoins en confort du corps humain.

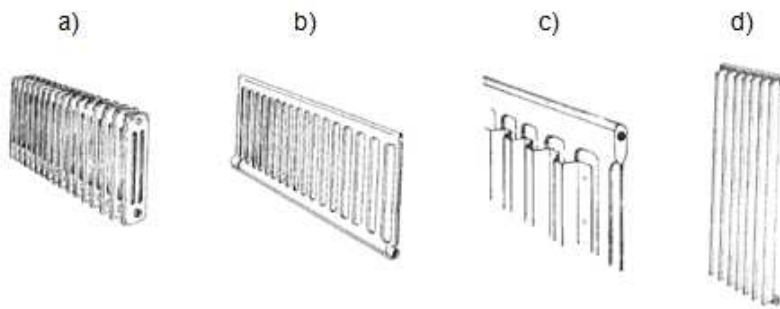


FIGURE 1.2 – Différents émetteurs combinant convection et rayonnement

Les systèmes combinant la convection et le rayonnement existent sous diverses tailles et formes, ils sont généralement désignés par « radiateur » (cf. figure 1.2). Ces émetteurs ont une part radiative variant entre 20% et 40% [36] selon la taille, la température et la présence ou non d'ailettes de refroidissement. Ainsi les panneaux radiants électriques sont en réalité majoritairement convectifs et dépassent rarement les 35% de rayonnement. De plus, de nombreux radiateurs pourvus d'ailettes devraient être appelés convecteur.

Une large variété d'appareils entre dans la catégorie des convecteurs. Nous ne retiendrons que les appareils fonctionnant par convection naturelle. Le convecteur traditionnel (cf. figure 1.3.a) se rencontre sous forme électrique dans l'immense majorité des cas. Celui-ci est conçu de la manière suivante : le principal élément est un élément chauffant muni d'ailettes monté dans une armature en métal ouverte en partie haute et basse. La source de chaleur est installée en partie basse de l'armature de manière à provoquer un courant de convection amélioré par l'effet cheminée. La puissance de sortie peut être ajustée en réglant la taille de l'ouïe de sortie d'air. Lorsque l'ouïe de sortie est totalement close, la chaleur est évacuée à travers l'armature en métal et la proportion de rayonnement peut atteindre 35% [37]. Dans le cas contraire, la part de chaleur rayonnée se situe entre 5% et 20% [38], [39]. Les plinthes thermiques sont également des convecteurs qui existent en version hydraulique et électrique

(cf. figure 1.3 b). La puissance dissipée par mètre de plinthe est assez faible (entre $35W$ et $55W$ par mètre pour $\Delta\theta_m = 20^\circ C$). La température de fonctionnement dépend donc surtout de la longueur de plinthe installée ainsi que du niveau d'isolation du logement [40].

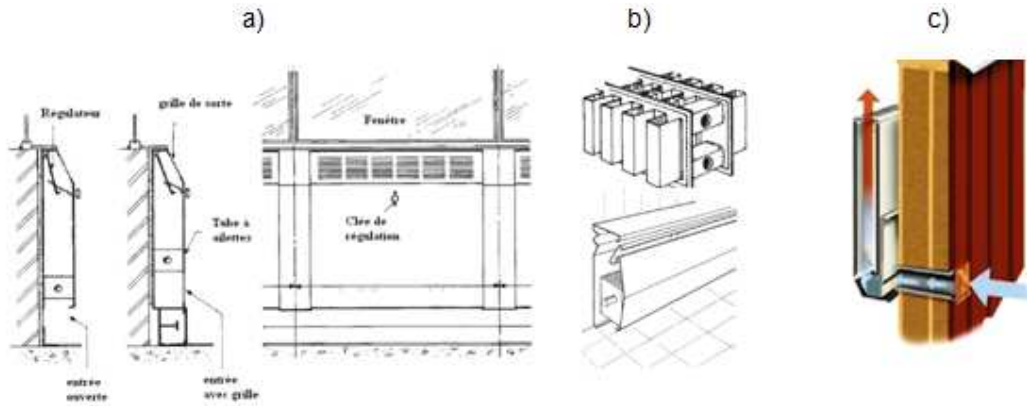


FIGURE 1.3 – Différents émetteurs principalement convectifs

- Amélioration des transferts thermiques

Les émetteurs de chaleur sont conçus pour maximiser les transferts de chaleur vers la pièce. Pour cela, différents moyens sont utilisés et ceux-ci agissent directement sur le mode de transfert prépondérant. Nous avons déjà vu que l'augmentation de la surface émettrice entraînait deux inconvénients non négligeables. L'ajout d'ailettes de refroidissement (cf. figure 1.3 c et d) permet d'augmenter la puissance dissipée au prix d'un encombrement plus important et de difficultés supplémentaires dans le nettoyage des appareils. Les ailettes sont la plupart du temps situées à l'arrière de l'émetteur et sont par conséquent inaccessibles aux utilisateurs. Beck [41] a montré que la puissance d'un radiateur hydraulique à ailettes peut diminuer jusqu'à 30% après 4 mois d'utilisation sans nettoyage. Dans [42], le même auteur étudie la possibilité de remplacer les ailettes par une plaque fortement émissive sur un radiateur. Il montre que cette technique permet d'atteindre jusqu'à 88% des performances d'un radiateur traditionnel sans recours aux ailettes.

Une solution évidente est de forcer l'air sur les surfaces chaudes pour augmenter les transferts convectifs. Cependant cela entraîne des fluctuations d'air dans la pièce ainsi qu'une consommation électrique supplémentaire pour le ventilateur. Une autre solution intéressante, répandue en Europe du nord, consiste à combiner le chauffage et le renouvellement d'air (radiateur à ventilation présenté figure 1.3.c). L'air circulant sur l'élément chauffant est plus froid que l'air intérieur ce qui entraîne une augmentation des flux de chaleur au niveau des surfaces d'échanges. De tels systèmes sont étudiés par Myhren [43] pour un convecteur en convection naturelle et par Polisc [44] pour une plinthe thermique en convection forcée. Le couplage avec la ventilation permet de réduire de $8^\circ C$ la température de surface du convecteur et de doubler la puissance des plinthes dans les mêmes conditions d'utilisation. Les possibilités de coupler la ventilation avec un système de plancher chauffant ont également été étudiées par Causone [45]. Un dernier moyen d'augmenter la puissance dissipée est d'utiliser le tirage thermique créé par l'ajout d'un canal vertical faisant office de cheminée. Ce principe est utilisé dans les convecteurs du type présenté figure 1.3.a. C'est également sur ce phénomène de thermosiphon que nous avons développé notre paroi ventilée. Remarquons

que le moyen utilisé pour augmenter la puissance d'un radiateur agit sur le mode de transfert prépondérant. Une grande surface émettrice privilégiera les transferts radiatifs tandis que l'utilisation du tirage thermique privilégiera les transferts convectifs.

• **Comparaison des émetteurs : confort et consommations**

Rappelons que malgré les tendances, un EBT n'est pas nécessairement un émetteur réparti et que la part de rayonnement n'est pas nécessairement plus élevée avec un EBT. En effet, il existe des EBT majoritairement convectifs comme le radiateur à ventilation (cf. figure 1.3.c) ainsi que des émetteurs localisés majoritairement radiatifs (bien que ces derniers soient très peu utilisés dans les logements). Le tableau 4.10 résume les avantages et les inconvénients des principaux émetteurs.

Emetteur	PdC ¹	MC ²	PrC ³	RM(H)T ⁴	RBT ⁵	Cv ⁶	PR ⁷
Confort thermique							
Chauffage par rayonnement	++	+	+	0	+	--	0
Gradient de température	-	+	++	-	0	-	-
Asymétrie de température radiante	+	+	+	-	+	0	-
Température du sol	0	+	++	0	0	-	0
Fluctuations de température	++	+	+	0	+	-	0
Vitesse d'air	++	+	+	0	+	-	0
Consommation énergétique							
Pertes par transmission	-	--	-	0	+	0	0
Pertes par ventilation	-	+	0	0	+	--	0
Distribution de l'énergie	0	0	0	-	+	++	++
Régulation	-	--	--	-	-	++	++
Coût d'installation	--	--	--	-	-	++	++

(- -) : mauvais, (-) : légèrement mauvais, (0) : moyen, (+) : légèrement bon, (+ +) : bon.

TABLE 1.3 – Comparaison de différentes solutions d'émission de chaleur en termes de confort et de consommation d'énergie

Les émetteurs répartis sont plus confortables et parmi ceux-ci, le chauffage au sol semble être le meilleur de tous. Cet avis partagé par plusieurs auteurs vient principalement du fait que le chauffage au sol annule quasiment le gradient de température vertical. L'utilisation d'un émetteur réparti plutôt que localisé peut engendrer des économies de fonctionnement allant jusqu'à 10% [14]. Omori et al. [17] ont calculé que lorsque le chauffage est assuré par une centrale de traitement d'air, la consommation peut-être diminuée de 30% en installant un émetteur réparti type plancher chauffant. Ce gain chute entre 1% et 2% lorsque l'émetteur est réparti sur le sol avec un niveau d'isolation standard. Concernant les émetteurs localisés, la position de l'émetteur a nettement moins d'influence. Les auteurs du GREC trouvent que

1. Plafond Chauffant
2. Mur Chauffant
3. Plancher Chauffant
4. Radiateur Moyenne et Haute Température
5. Radiateur Basse Température
6. Convecteur électrique en convection naturelle
7. Panneau rayonnant électrique

la position en allège entraîne un surplus de consommation moyen de 2,5% avec un convecteur, 1,5% avec un radiateur haute température. Ce surplus est nul ou négligeable dans le cas d'un radiateur BT et d'un panneau radiant. Le tableau 4.10 montre que les émetteurs localisés se différencient par leur température d'utilisation plus que par le mode de transfert prépondérant. En effet, la différence entre un radiateur MT, un convecteur électrique et un panneau rayonnant est faible tandis que l'utilisation d'un RBT comparé à un RMT/RHT engendre de réelles économies.

Au niveau de la distribution, la chaleur transportée à travers un émetteur réparti nécessite des débits massiques plus importants afin de limiter le gradient entre l'aller et le retour. De ce fait, malgré la diminution des pertes de chaleur dans les canalisations, la consommation globale des systèmes de distribution est souvent plus élevée dans le cas des émetteurs répartis [21].

Les auteurs du GREC montrent que les résultats sont également variables selon le type d'appartement. Finalement, le nombre de facteurs en jeu est trop important et la détermination des gains engendrés par l'utilisation d'un émetteur performant doit se faire au cas par cas. Néanmoins, une solution plus performante que les autres se dégage. En terme de confort, un émetteur localisé basse température est proche d'un émetteur réparti. Puisque les émetteurs répartis entraînent des pertes par transmission plus importantes, les émetteurs localisés basse température constituent la famille la plus économique des émetteurs lors de l'utilisation. Ces émetteurs ont comme principal défaut leur temps de réponse trop lent ce qui implique un mauvais rendement de régulation.

- **Quels émetteurs pour la rénovation ?**

Etant donnés les progrès techniques ainsi que les nouvelles normes en vigueur dans le secteur du bâtiment, la demande d'énergie due aux pertes thermiques dans les logements est en diminution. A ce titre, il sera inévitable de s'orienter à long terme, vers l'énergie dite de basse qualité ou à faible niveau exergétique [46, 47]. Les nouveaux bâtiments et les installations doivent être conçus pour l'utilisation de réseaux de distribution et d'émission à basse température, quels que soient la position, la taille ou le mode de transfert prépondérant de l'émetteur.

Malgré les performances de ces systèmes, le gain économique paraît faible avec l'utilisation d'un système de chauffage performant, en comparaison avec l'isolation de l'enveloppe. Or, les travaux de rénovation coûtent cher, la plupart des gens auront tendance à s'orienter vers les solutions de moindre coût pour le chauffage. En France, ces solutions sont les solutions électriques. En effet, le coût à l'achat et à l'installation n'a rien à voir entre un système de chauffage complet assurant la production, la distribution et l'émission de chaleur, en comparaison avec un simple appareil électrique qu'il suffit de brancher sur le secteur. De plus, la France a basé sa stratégie énergétique sur le nucléaire qui ne rejette pas de CO_2 . La France est donc libre de produire de l'électricité par ses centrales sans remettre en cause les objectifs de réduction de GES et nous bénéficions, en 2012, de l'électricité la moins chère d'Europe. Pour ces deux raisons, le marché des appareils électriques est en pleine expansion en France. Ces appareils se déclinent sous de multiples formes et nous n'avons pas évoqué le cas des émetteurs électriques répartis qui fonctionnent à basse température et qui nécessitent des travaux d'installation.

D'un autre côté, lorsqu'un particulier ou une commune décide d'investir dans une solution hydraulique, beaucoup de propriétaires s'orienteront vers des émetteurs localisés. La cause peut être le prix prohibitif des émetteurs répartis ou bien l'impossibilité d'effectuer de lourds travaux. Dans ce cas, les solutions ont peu de différences en termes de confort, d'efficacité et d'économie.

Pour ces raisons, de nouvelles solutions d'émission de chaleur hydrauliques peuvent être développées en vue de répondre au besoin de rénovation du parc d'habitations français. Ces solutions doivent fonctionner à basse température, être adaptable à tout système de production existant. Enfin, la solution doit être économique à l'achat et à l'installation pour concurrencer les solutions électriques. La paroi ventilée présentée dans l'introduction réunit ces critères au prix d'une réduction de l'espace habitable. L'aspect du système et son principe d'installation sont illustrés figure 1.4. Un échangeur de chaleur est confiné en partie basse d'un canal vertical. La lame d'air ainsi créée est divisée en plusieurs canaux rectangulaires délimités par la présence de tasseaux verticaux qui assurent le maintien mécanique de la plaque de séparation. La paroi ventilée est directement appliquée sur les murs existants, les échangeurs sont reliés entre eux, puis la paroi est refermée à l'aide d'un système de clips.

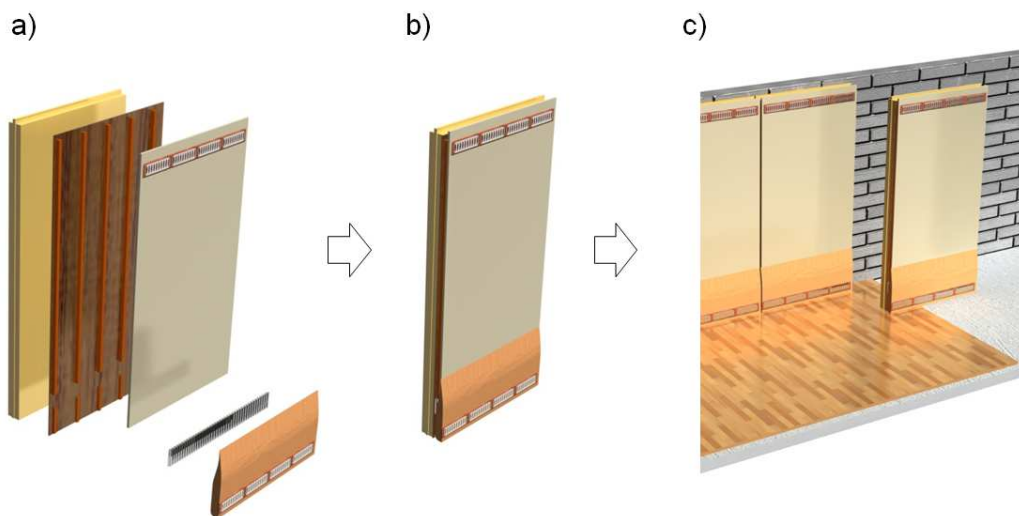


FIGURE 1.4 – Schéma de la paroi ventilée

Bien que le coût d'installation soit le principal gisement d'économie, la paroi ventilée doit être dimensionnée en vue d'offrir les meilleures performances possibles. Le système fonctionne sur le principe de la convection naturelle dans un canal vertical. La bonne compréhension des phénomènes convectifs dans un canal est donc nécessaire à l'optimisation du système. C'est pourquoi la suite de cette étude bibliographique porte sur les travaux de la littérature relatifs à la convection naturelle dans un canal vertical, ainsi qu'à l'amélioration des transferts convectifs par l'effet cheminée.

1.3 Phénomènes convectifs dans un canal vertical

La convection naturelle est un mécanisme dans lequel le mouvement du fluide n'est pas généré par une source externe (comme une pompe, un dispositif d'aspiration, ventilateur,

etc.), mais seulement par les différences de densité dans le fluide, induites par des gradients de température. La convection naturelle a beaucoup attiré l'attention des chercheurs en raison de sa forte présence à la fois dans la nature et les applications d'ingénierie.

1.3.1 Les équations de la convection naturelle

La majorité des problèmes de convection naturelle sont, pour un fluide newtonien, descriptibles par les équations de Navier-Stokes. Pour un écoulement instationnaire, incompressible, bidimensionnel et laminaire, ces équations peuvent s'écrire dans un repère cartésien sous la forme suivante :

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.8)$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \cdot \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - g \cdot [1 - \beta(T - T_0)] \quad (1.9)$$

$$u \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \cdot \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (1.10)$$

Conservation de l'énergie :

$$u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial T}{\partial y} = +\alpha \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (1.11)$$

Avec :

ρ : masse volumique [$kg.m^{-3}$]

ν : viscosité cinématique [$m^2.s^{-1}$]

α : diffusivité thermique [$m^2.s^{-1}$]

Pour parvenir à cette formulation des équations de conservation, l'hypothèse de Boussinesq a été utilisée. Celle-ci consiste à considérer les variations de masse volumique, uniquement dans les termes de gravité. De plus, la masse volumique est calculée en fonction de la température sous une forme approchée du premier ordre :

$$\rho = \rho_0 \cdot (1 - \beta(T - T_0)) \quad (1.12)$$

β est le coefficient d'expansion volumique :

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \quad (1.13)$$

Dans la grande majorité des cas, ces équations ne possèdent pas de solution analytique simple. Cependant, la résolution du problème ne nécessite pas la connaissance complète des champs de vitesse et de température. Dans un problème de convection, les valeurs que l'on cherche à déterminer sont les forces de friction, le flux de chaleur \dot{q} et/ou la température de surface T_s . Ces dernières peuvent être obtenues de manière locale (sur un point donné), ou globale (moyenne sur une surface). L'analyse dimensionnelle permet d'établir des liens entre ces grandeurs et les variables du problème au travers de nombres sans dimension (Π_n).

La grande force de ce procédé est l'application de résultats issus d'une expérience sur des problèmes à différentes échelles.

Les nombres sans dimension peuvent être déterminés en adimensionnant les équations de conservation, ou bien à l'aide du théorème de Vaschy-Buckingham. Historiquement, c'est Reynolds qui fut le premier à regrouper les variables d'un problème dans un seul nombre sans dimension (appelé nombre de Reynolds) afin de prédire le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement :

$$Re_{\mathcal{L}} = \frac{U \cdot \mathcal{L}}{\nu} \quad (1.14)$$

Avec :

\mathcal{L} : longueur caractéristique du problème [m]

U : vitesse moyenne de l'écoulement [$m \cdot s^{-1}$]

En convection naturelle, le nombre de Rayleigh est utilisé pour les géométries les plus simples, n'ayant qu'un seul degré de liberté géométrique (ex. cylindre infini, sphère, plaque etc.). Ce dernier est égal au nombre de Grashoff multiplié par le nombre de Prandtl. Soit T_s la température moyenne de la source chaude, on a :

$$Ra_{\mathcal{L}} = Gr_{\mathcal{L}} \cdot Pr = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_s - T_0) \cdot \mathcal{L}^3}{\nu \cdot \alpha} \quad (1.15)$$

Lorsqu'un flux de chaleur \dot{q} ($W \cdot m^{-2}$) est imposé, plutôt qu'une température, le nombre de Rayleigh est noté Ra^* :

$$Ra_{\mathcal{L}}^* = Gr_{\mathcal{L}}^* \cdot Pr = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot \mathcal{L}^4}{\lambda \cdot \nu \cdot \alpha} \quad (1.16)$$

λ : conductivité thermique du fluide [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]

Le flux de chaleur pariétal est évalué au travers du nombre de Nusselt, qui fait intervenir le coefficient de transfert par convection h :

$$Nu_{\mathcal{L}} = \frac{h \cdot \mathcal{L}}{\lambda} \quad (1.17)$$

La valeur de h dépend de la température de référence (T_0) pour laquelle il est défini :

$$\left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{surface} = -h \cdot (T_s - T_0) \quad (1.18)$$

Les forces de friction sont évaluées à travers le coefficient de frottement qui fait intervenir la contrainte tangentielle :

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2} \quad (1.19)$$

τ_w : contrainte tangentielle [$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$].

Il s'agit alors de trouver la fonction liant la quantité étudiée aux nombres sans dimension (Π_n), caractérisant le problème. Cette fonction ne possède pas d'expression analytique exacte.

Elle peut être approchée par morceaux avec plusieurs fonctions polynomiales. Si la valeur recherchée est le nombre de Nusselt, on a :

$$Nu \approx \Pi_1^\alpha \cdot \Pi_2^\beta \cdot \Pi_3^\gamma \dots \Pi_n^\eta \quad (1.20)$$

Il y a plusieurs manières de déterminer les coefficients $(\alpha, \beta \dots)$: les expériences en laboratoire, la résolution numérique des équations de conservation, ou l'analyse théorique pure. La relation ainsi établie est valable sur une gamme de Π_n donnée. En effet, une solution du type 1.20 reste convenable tant que la structure de l'écoulement ne subit pas de changement important. Pour obtenir une solution valable sur une gamme plus importante des paramètres Π_n , Churchill et Usagi [48] ont proposé une méthode pour coupler plusieurs relations du type 1.20, en remarquant que les transitions structurelles de l'écoulement sont « lisses » et non brutales. Soit f_1 et f_2 deux fonctions indiquant le nombre de Nusselt sur deux intervalles adjacents des nombres Π_n , la solution générale s'écrit :

$$Nu = \{f_1^{-n} + f_2^{-n}\}^{-1/n} \quad (1.21)$$

Dans l'équation 1.21, n est un paramètre de couplage à déterminer. La nouvelle fonction obtenue à partir de f_1 et f_2 peut être couplée à une troisième solution valable sur un autre intervalle du domaine d'étude. Ce procédé peut se répéter mais il est préférable d'indiquer les coefficients en fonction de l'intervalle dans un tableau. Cette méthode a largement été utilisée pour les transitions laminaire/turbulent, convectif/conductif ou bien, dans un canal vertical, pour pouvoir considérer deux régimes d'écoulement : en développement et pleinement développé.

1.3.2 Convection naturelle dans un canal vertical latéralement chauffé

La convection naturelle dans un canal vertical latéralement chauffé intervient dans de nombreuses applications de l'industrie. Les principales sont le refroidissement des cartes électroniques, le dimensionnement d'ailettes de refroidissement ainsi que les parois ventilées (façades double peau, mur Trombe etc.). Aujourd'hui, les corrélations disponibles pour ce problème sont si nombreuses qu'il est difficile d'en faire une liste exhaustive. Les premières études sur la convection naturelle dans un canal vertical débutent en 1942 lorsque Elenbaas [49] fit des analyses expérimentales et théoriques sur la convection entre deux plaques parallèles isothermes. Le nombre sans dimension généralement utilisé est un Rayleigh modifié noté Ra^+ , appelé nombre d'Elenbaas :

$$Ra_b^+ = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot b^3}{\nu \cdot \alpha} \cdot \frac{b}{H} \quad (1.22)$$

b : distance entre les parois du canal [m]

H : hauteur du canal [m]

ΔT : différence de température entre les parois du canal et l'ambiance [K]

- **Canal vertical 2D (température imposée)**

En régime laminaire, on distingue deux cas limites pour le champ de vitesse, représentés figure 1.5 (a et b). Pour les faibles valeurs de Ra_b^+ , les deux couches limites visqueuses issues des deux plaques, se joignent proche de l'entrée au centre du canal. Dans ce cas l'écoulement

est pleinement développé dans la majorité du canal, et le profil de vitesse est parabolique (écoulement de Poiseuille).

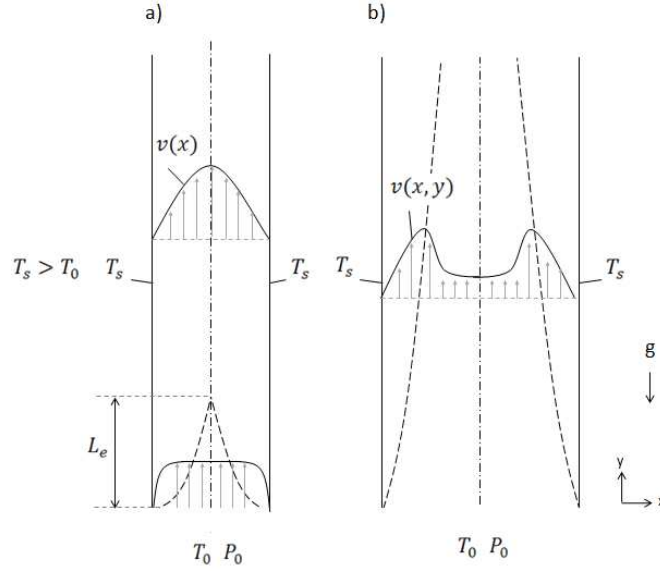


FIGURE 1.5 – Profil de vitesse dans un canal latéralement chauffé, a) cas limite lorsque $Ra_b^+ \ll 1$. b) cas limite lorsque $Ra_b^+ \gg 1$.

Pour les grandes valeurs de Ra_b^+ , les plaques sont suffisamment éloignées l'une de l'autre pour que les couches limites n'intéragissent pas entre elles. Dans ces conditions, le problème est réduit à l'étude d'une plaque verticale chauffée. Lorsque le fluide environnant est de l'air, Bar-Cohen et Rohsenow [50] se sont basés sur des données expérimentales existantes et proposèrent une solution étendue au cas d'un canal asymétrique :

$$\overline{Nu}_b = \left[\left(\frac{C}{Ra_b^+} \right)^2 + \left(\frac{1}{0.59 \cdot Ra_b^{+1/4}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (1.23)$$

Avec $C=24$ pour un canal symétrique et $C=12$ pour un canal asymétrique (lorsque l'autre paroi est adiabatique). Le terme de gauche de la relation 1.23 correspond au cas limite représenté figure 1.5.a. Le terme de droite correspond au cas limite représenté figure 1.5.b.

Lorsque deux températures différentes (T_1 et T_2) sont imposées aux parois, Raithby et Hollands [51] ont proposé le modèle composite suivant :

$$Nu_b = \left[\left(\frac{90 \cdot (1 + r_T)^2}{4 \cdot r_T^2 + 7 \cdot r_T + 4} \cdot \frac{1}{\overline{Ra}_b^+} \right)^{1.9} + \left(\frac{1}{0.62 \cdot \overline{Ra}_b^{+1/4}} \right)^{1.9} \right]^{-1/1.9} \quad (1.24)$$

Avec

$$r_T = (T_2 - T_0)/(T_1 - T_0) \quad (1.25)$$

\overline{Ra}_b^+ est le nombre de Rayleigh basé sur la température moyenne de paroi :

$$\overline{Ra}_b^+ = \frac{g \cdot \beta \cdot (1 + r_T) \cdot (T_1 - T_0) \cdot b}{2 \cdot \nu^2} \cdot \frac{b}{H} \cdot Pr \quad (1.26)$$

Si l'on se réfère à l'équation 1.23, pour les faibles valeurs de Ra_b^+ , le flux de chaleur diminue lorsque b diminue. A l'inverse, dans le second cas limite (hauts Ra_b^+), le flux de chaleur augmente lorsque b diminue. Cela met en évidence l'existence d'une distance inter-plaque optimale (b_{opt}) permettant de maximiser les flux de chaleurs fluide/parois. Bejan [52] a utilisé la méthode des intersections des asymptotes pour prédire l'ordre de grandeur de b_{opt} :

$$b_{opt} \sim C \cdot H \cdot Ra_H^{-0.25} \quad (1.27)$$

- **Canal vertical 3D (température imposée)**

Dans une configuration réelle, les parois du canal ont une largeur finie. Lorsque la largeur du canal n'est pas suffisamment grande pour considérer l'écoulement bidimensionnel, le ratio de la section de passage doit être pris en compte. Elenbaas [53] fut le premier à proposer une formulation pour la convection naturelle dans un canal vertical de section arbitraire. Dans la limite d'un écoulement pleinement développé, il propose la formulation suivante :

$$Nu_{r_H} = \frac{1}{f_r \cdot Re_{r_H}} \cdot \frac{r_H}{H} \cdot Ra_{r_H} \quad (1.28)$$

r_H : rayon hydraulique de la canalisation [m]

Cette équation est obtenue simplement en remarquant que lorsque H tend vers l'infini, la température moyenne de la canalisation tend vers la température de paroi. Dans ce cas, le terme $f_r \cdot Re_{r_H}$ est calculé à partir des valeurs obtenues à l'origine pour la convection forcée. Dans la limite d'un écoulement non établi, il utilisa la solution valide pour une plaque plane verticale :

$$Nu_H = 0.59 \cdot Ra_H^{1/4} \quad (1.29)$$

Il a validé cette approche à l'aide d'expériences sur plusieurs types de canalisation. A l'issue des expériences, il remarqua que les courbes $Nu_H = f(Ra_H)$ se confondaient lorsque $Ra_H \geq 10^5$. Pour les valeurs intermédiaires, Elenbaas propose la formulation suivante :

$$Nu_{r_H} = \frac{Ra_{r_H}^+}{f_r \cdot Re_{r_H}} \cdot \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{C_1}{Ra_{r_H}^+} \right)^{C_2} \right\} \right]^{C_3} \quad (1.30)$$

Dans le méthode d'Elenbaas, deux échelles de longueur sont utilisées. Pour assurer le recollement des solutions, les constantes C_2 et C_3 doivent être choisies de manière à respecter la condition $C_2 \cdot C_3 = 3/4$. Ces travaux ont été repris par Aihara [54] qui propose une unique échelle caractéristique de longueur :

$$\xi = r_H / (f_r \cdot Re_{r_H})^{1/3} \quad (1.31)$$

Raithby et Hollands [55] ont quant à eux, utilisé la méthode de Churchill et Usagi [48] pour coupler deux solutions asymptotiques basées sur le rayon hydraulique :

$$Nu_{r_H} = \left\{ \left(\frac{Ra_{r_H}}{f_r \cdot Re_{r_H}} \right)^{-1.5} + \left[c \cdot 0.62 \cdot \left(\frac{r_H}{H} \cdot Ra_{r_H} \right)^{1/4} \right]^{-1.5} \right\}^{1/-1.5} \quad (1.32)$$

La relation est valide pour $(r_H/L) \cdot Ra_{r_H} \geq 10^4$. La constante c est un coefficient de corrélation. Les auteurs ont utilisé les données expérimentales existantes pour le déterminer

(c=1.17).

Le choix du rayon hydraulique comme longueur de référence a été discuté par Muzychka [56] qui démontra par l'analyse d'échelle que la racine carrée de la section de passage est plus appropriée pour un écoulement laminaire. Les auteurs proposent une corrélation valable pour une canalisation de forme et de section arbitraires :

$$Nu_{\sqrt{A}} = \left\{ \left[2 \cdot \frac{Ra_{\sqrt{A}} \cdot (\sqrt{A}/H)}{f_r \cdot Re_{\sqrt{A}}} \cdot \left(\frac{\sqrt{A}}{P} \right)^2 \right]^{-n} + \left[0.6 \cdot \left(Ra_{\sqrt{A}} \cdot \frac{\sqrt{A}}{L} \right)^{1/4} \right]^{-n} \right\}^{-1/n} \quad (1.33)$$

Dans toutes ces relations, le terme $f_r \cdot Re_{\mathcal{L}}$ est déterminé à partir des valeurs obtenues en convection forcée.

• Conditions limites du troisième type

Pour revenir à notre paroi ventilée, il faut remarquer que le canal vertical n'est pas totalement isolé, en particulier du côté de la plaque de séparation. Dans ce cas, les conditions limites du 3^e type, aussi appelées conditions limites de Robin, sont plus appropriées. Elles consistent à imposer un coefficient de transfert par convection au niveau de la paroi. En convection pure, cette condition limite s'écrit :

$$\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = -h \cdot (T - T_{\infty}) \quad (1.34)$$

Le nombre sans dimension utilisé pour caractériser l'importance de la convection sur la conduction au niveau des parois, est le nombre de Biot :

$$Bi = \frac{h \cdot \mathcal{L}}{\lambda} \quad (1.35)$$

Ce type de condition limite est intéressant pour le calcul des déperditions à travers les canalisations en convection forcée. À ce titre, peu d'études portent sur la convection naturelle. Patrulescu [57] a proposé des solutions analytiques dans le cas d'un canal vertical en convection mixte et laminaire. Dans leur étude, une paroi est isotherme ($T_s > T_0$) et l'autre soumise à une condition limite de Robin, la température d'échange étant la température ambiante T_0 . Pour la convection naturelle, ils ont fourni une solution pour la région pleinement développée de l'écoulement. En validant leur analyse par un modèle numérique, ils montrent que la température peut être approximée par une fonction linéaire de la variable X ($X = x/b$) :

$$T(X) - T_{amb} = \frac{2 \cdot Bi}{1 + Bi} \cdot X + \frac{1 - Bi}{1 + Bi} \quad (1.36)$$

et la vitesse par une fonction du troisième degré :

$$V(X) = -\frac{Bi \cdot Gr_b}{Re_b \cdot (1 + Bi)} \cdot \frac{X^3}{3} + \left(\gamma + \frac{1 - Bi}{1 + Bi} \cdot \frac{Gr_b}{Re_b} \right) \cdot \frac{X^2}{2} + \left(\frac{Bi \cdot Gr_b}{3 \cdot Re_b \cdot (1 + Bi)} - \frac{1}{2} \cdot \left(\gamma + \frac{1 - Bi}{1 + Bi} \right) \right) \cdot X \quad (1.37)$$

Avec

$$\gamma = -12 + \frac{Gr_b}{Re_b \cdot (1 + Bi)} \quad (1.38)$$

Le profil de vitesse présente une zone de circulation inverse suivant la valeur de Bi . Plus la paroi est déperditive (ie. $Bi \rightarrow \infty$), plus l'écoulement est susceptible de recirculer. Dans la formulation du problème, les auteurs ont imposé un champ de température et de vitesse invariant dans la direction y . De ce fait, la zone de recirculation s'étend sur toute la hauteur du canal.

- **Les phénomènes de recirculation en sortie**

Des phénomènes de recirculation ont été observés expérimentalement par plusieurs auteurs. Ce phénomène apparaît pour les grandes valeurs de Ra_H , et rend difficile l'évaluation des coefficients de transferts convectifs. La figure 1.6 illustre la recirculation d'air dans un canal chauffé asymétriquement à température imposée, dans une expérience menée par Fohanno et al. [58]. L'air froid entre en partie haute du canal, descend jusqu'à une certaine profondeur et remonte, emporté par le courant ascendant.

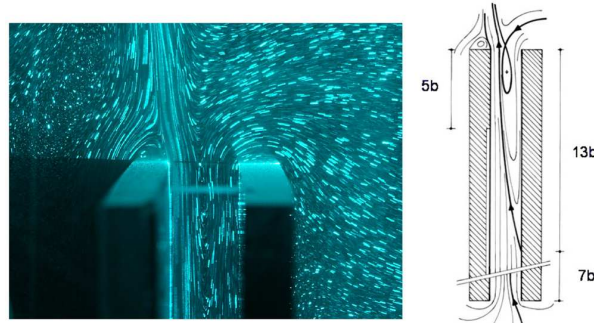


FIGURE 1.6 – Phénomène de recirculation à la sortie d'un canal vertical dont l'une des parois est chauffée à température constante tandis que l'autre est adiabatique, avec $Ra_b^{*+} = 8.2 \cdot 10^5$ et $H/b = 10$ (Fohanno et al.)

Dans une étude expérimentale et numérique à flux imposé, Sparrow et al. [59] ont observé une recirculation de l'air lorsque $Ra_b^* > 3500$. Pour le cas particulier de l'air, les auteurs ont proposé la corrélation suivante dans laquelle la puissance a légèrement changé par rapport au 0.25 proposé dans les solutions composites :

$$Nu_b = (0.667 \cdot Ra_b^+)^{0.229} \quad (1.39)$$

Dans une étude expérimentale, Ospir et al. [60] ont observé une structure composée de deux cellules de recirculation ainsi que des instabilités du type Kelvin-Helmoltz, à l'intérieur du canal. Pour un ratio b/H constant, la taille des cellules de recirculation diminue lorsque Ra_b^+ augmente. Les recirculations en sortie sont des phénomènes intermittents difficiles à prévoir, et encore mal compris. Le plus souvent, elles apparaissent lorsque le chauffage du canal est fortement asymétrique (ie. $r_T < 0.5$), pour un chauffage isoflux ou isotherme.

Modi et Torrance [61] ont étudié les recirculations en sortie d'une cheminée en contrôlant la température et la vitesse d'un écoulement d'air à l'entrée d'un cylindre vertical creux. En régime turbulent, ils suggèrent que le nombre approprié pour évaluer le risque de recirculation est le nombre de Froude :

$$Fr = \frac{\rho_0 \cdot U^2}{g(\rho_0 - \rho_1)} \quad (1.40)$$

ρ_0 : masse volumique de l'air ambiant [$kg.m^{-3}$]

ρ_1 : masse volumique de l'écoulement dans la cheminée [$kg.m^{-3}$]

U : vitesse moyenne de l'écoulement dans la cheminée [$m.s^{-2}$]

La profondeur de recirculation est définie par Modi [61] comme la distance entre le haut du canal et le point de vorticité nulle (ce point étant situé sur la paroi). Les recirculations apparaissent pour un nombre de Froude de l'ordre de l'unité et la profondeur augmente avec le nombre de Reynolds. En régime laminaire, ils montrent que le nombre de Rayleigh (basé sur la différence de température d'air entre le panache issu de la cheminée et l'air ambiant) est plus approprié. Dans ce cas, la profondeur de circulation augmente lorsque Ra_{r_H} augmente. D'une manière générale, le risque d'écoulement inverse est profondément lié au profil de vitesse en sortie de la cheminée. C'est pourquoi ce risque est associé à la distribution du flux de chaleur dans le canal.

• Canal vertical avec extensions adiabatiques

Le système canal/cheminée est une géométrie ayant reçu une attention particulière. Des extensions adiabatiques jouant le rôle de cheminée ajoutent deux degrés de liberté au problème : leur hauteur H_2 ainsi que leur écartement B (cf. figure 1.7).

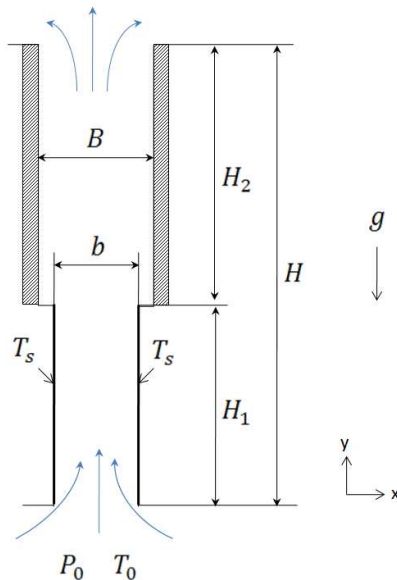


FIGURE 1.7 – Dimensions du système canal/cheminée, avec un chauffage isotherme et symétrique

La première étude sur les modifications locales et globales induites par les extensions

fut celle de Straatman et al. [62] avec un canal isoflux. L'ajout d'extensions adiabatiques permet d'intensifier l'effet cheminée, et donc d'améliorer le transfert de chaleur dans le canal, dans toutes les géométries considérées. Des extensions droites ($B/b=1$) allant de ($1/4 < H_2/H_1 < 2/3$) permettent une augmentation du flux de 1.1 à 1.3 fois par rapport au cas sans extension. Des extensions abruptes ($1 < B/b < 3.5$) permettent une augmentation de 1.3 à 2.5. Les extensions sont plus efficaces aux faibles Ra_b pour lesquels l'écoulement dans le canal est établi. Ils présentèrent une unique corrélation valide pour $1/4 < H_2/H_1 < 1$, $1 < B/b < 2.5$, $1 < Ra_b^* < 400$:

$$Nu_b = \left(\frac{H_2}{H_1}\right)^m \left(\left[C_1 \cdot \left(Ra_b^{+*} \cdot \frac{B}{b} \right)^n \right]^q + \left[C_2 \cdot \left(Ra_b^{+*} \cdot \frac{B}{b} \right)^p \right]^q \right)^{1/q} \quad (1.41)$$

Avec $m = 0.16$, $n = 1$, $p = 1$, $q = -1.4$, $C_1 = 1/3$, $C_2 = 4/5$.

Un point relevé dans leur étude est la présence de cellules de recirculation à proximité de l'entrée d'air (cf. figure 1.8.b)). Celles-ci sont provoquées par les forces d'inertie, leur taille augmente lorsque la hauteur de la cheminée augmente. Ces tourbillons ont pour effet d'isoler thermiquement le canal, et donc de réduire le flux de chaleur local. Les auteurs suggèrent d'élargir la section d'entrée pour éviter ce phénomène.

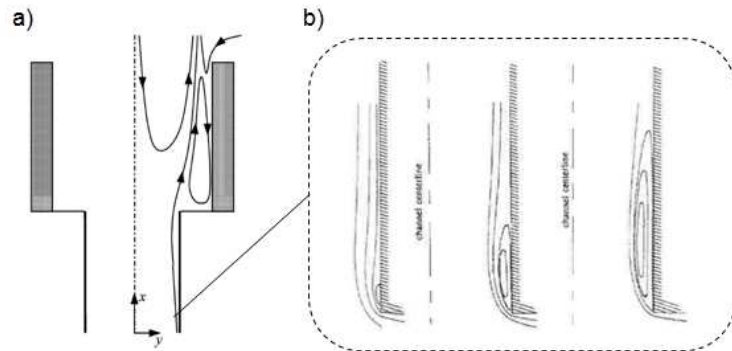


FIGURE 1.8 – Illustration des phénomènes convectifs dans un système canal/cheminée, a) recirculation en sortie (Auletta 2002), b) tourbillons à l'entrée (Straatman 1999).

Cette configuration a été reprise par Auletta et al. [63]. Les expériences ont été menées pour $1.5 < H/H_1 < 4$, $1 < B/b < 4$, $10^2 < Ra_b < 10^6$. Ils constatèrent une augmentation du nombre de Nusselt de 10% à 20% due à la présence des extensions. Pour les extensions abruptes ($B/b > 3$), une recirculation apparaît qui diminue les performances de la cheminée (cf. figure 1.8.a). Ils mirent de plus en évidence l'existence d'une configuration optimale lorsque l'un des deux ratios est spécifié. A l'issue de leur expérience ils proposèrent les coefficients suivants pour l'équation 1.41 (en remplaçant H_2 par H) :

$$m = 0.0268, n = 0.399, p = 0.15, q = -2.02, C_1 = 0.259, C_2 = 1.42.$$

Manca et al. [64], ont poursuivi l'étude expérimentale pour le même système avec un canal isoflux asymétrique. La principale différence vis à vis du système symétrique réside dans une plus forte possibilité de recirculation de l'écoulement à la sortie pouvant influencer le débit et donc le transfert de chaleur. Ils démontrèrent l'existence d'un prolongement optimal pour

un ratio d'extension donné et vice versa. En revanche, la taille des extensions nécessaires pour augmenter sensiblement les transferts est plus importante qu'avec un canal symétrique ($B/b \geq 3$, $H/H_1 \geq 4$). Pour des ratios inférieurs, ils constatèrent que l'ajout d'extensions adiabatiques augmentait la température pariétale maximale. Une corrélation pour le nombre de Nusselt a été dérivée pour $10 < Ra_b^{*+} \cdot B/b < 1.5 \cdot 10^5$:

$$Nu = 1.28(Ra_b^{*+} \cdot \frac{B}{b})^{1.07} \cdot \left(\frac{H_1}{H_2}\right)^{-0.0628} \quad (1.42)$$

Andreozzi et al. ont effectué un résumé des travaux sur le système canal/cheminée dans [65] avec pour principal apport, la création de courbes d'abaques permettant l'évaluation rapide des paramètres géométriques pour une configuration optimale, lorsqu'un ou plusieurs paramètres sont fixés.

Ces quelques exemples ne rendent pas compte de l'importance des travaux réalisés sur le cas spécifique du canal vertical. Dans notre paroi ventilée, le mouvement ascendant est provoqué par une source de chaleur située en partie basse d'un canal vertical. Dans ce cas, la source de chaleur et le canal sont deux éléments distincts qui interagissent. Dans la partie suivante, nous étudions l'impact du confinement d'une source chaude sur les transferts thermiques par convection.

1.3.3 Amélioration des transferts par l'effet cheminée

L'effet cheminée est un phénomène simple qui est utilisé aujourd'hui dans les procédés visant à améliorer les transferts de chaleur. Dans la pratique, il s'agit de confiner une source de chaleur dans un canal vertical le plus souvent adiabatique. La forme, la taille et la position de la source de chaleur sont des nouvelles variables impliquant une multitude de configurations possibles. Le phénomène d'aspiration créé par la cheminée s'accompagne d'une modification des couches limites thermiques et visqueuses, au niveau de la source chaude. Ainsi, les corrélations établies sans confinement doivent être modifiées pour prendre en compte le phénomène d'aspiration. Cette situation s'apparente à de la convection mixte. A l'intérieur du canal, le nombre de Richardson permet d'évaluer l'importance de l'énergie gravitationnelle sur l'énergie cinétique :

$$Ri_b = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot b}{U^2} \quad (1.43)$$

ΔT : différence de température entre la cheminée et l'ambiance.

U : vitesse moyenne du fluide [$m.s^{-1}$].

Une valeur de Ri proche (ou supérieure) de 1 indique un écoulement de convection naturelle tandis qu'une valeur proche de zéro indique un écoulement de convection forcée. Le phénomène d'aspiration est illustré figure 1.9 (b et c) pour un cylindre circulaire placé dans un canal vertical (expérience menée par Harsini et Ashjaee [66]). Lorsque le cylindre est placé en partie basse du canal, l'aspiration a pour effet de diminuer l'épaisseur de la couche limite thermique, et ainsi, augmenter les transferts de chaleur. Cette augmentation dépend de la forme et de la taille du canal adiabatique. Avec ces nombreuses applications industrielles, le cylindre horizontal dans un canal adiabatique a fait l'objet de plusieurs études. La géométrie du problème est présentée figure 1.9 (a).

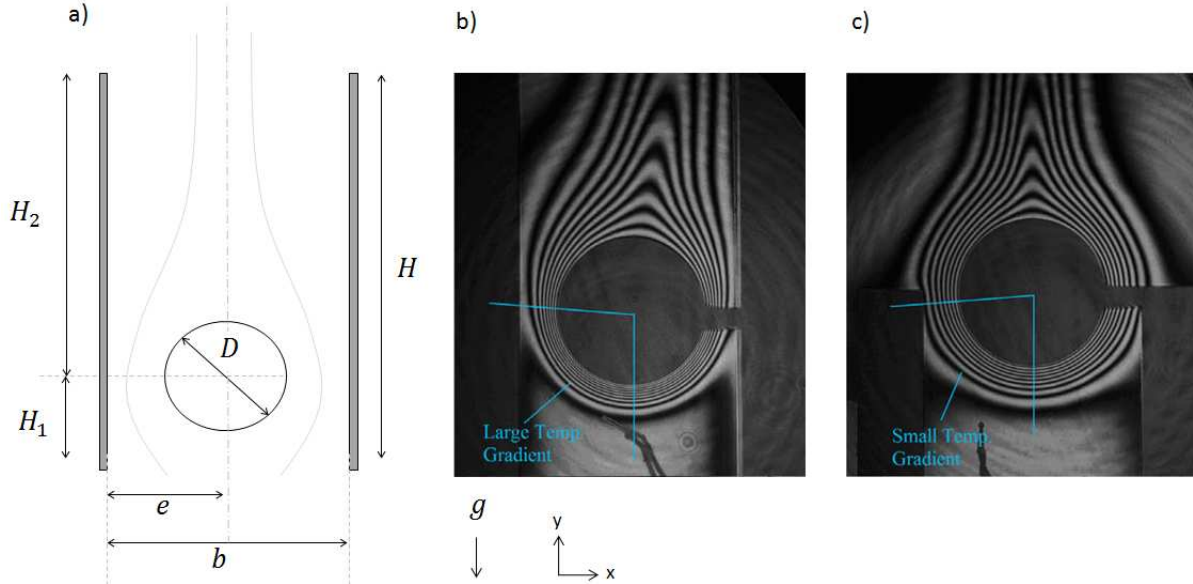


FIGURE 1.9 – Cylindre horizontal confiné entre deux plaques verticales adiabatiques, a) variables géométriques du problème, b) et c), Image des isothermes autour du cylindre pour $Ra_D^* = 10^4$ (Harsini et Ashjaee (2009)). Sur l'image de droite, le cylindre est placée à la sortie du canal et la couche limite thermique est plus épaisse.

• Cylindre horizontal / cheminée

Le premier à faire des expériences fut Marsters en 1975 [67] qui observa une augmentation des transferts convectifs due au confinement pouvant atteindre 30%. Sparrow et Pfeil [59] firent le même type d'expérience, la hauteur des murs variant de 5 à 20 fois le diamètre du cylindre et l'espacement des murs de 1.5 fois le diamètre à l'infini. L'expérience a été menée pour un nombre de Rayleigh (basé sur le diamètre du cylindre, Ra_D) variant de $1.5 \cdot 10^4$ à $2 \cdot 10^5$. Ils ont observé une augmentation du transfert de chaleur maximale de 40%, lorsque b est minimal. De plus, ils trouvent que l'augmentation est plus prononcée pour de faibles valeurs de Ra_D . Des résultats similaires ont été obtenus par Karim et al. [68], le cylindre étant placé à mi-hauteur du canal, les murs variant de 32 à 48 fois le diamètre du cylindre et l'espacement de 1.5 fois à l'infini pour Ra_D variant de $2.5 \cdot 10^3$ à $3 \cdot 10^5$. Ils n'observèrent pas d'espacement optimal.

Cet optimum a été suggéré par Sadeghipour et Razi [69] dans une étude analytique, numérique et expérimentale en régime stationnaire, pour de faibles valeurs de Ra_D (650-1000). Dans leur expérience, la hauteur des murs est maintenue constante égale à 7 fois le diamètre du cylindre, tandis que l'espacement des parois varie de $1 \cdot D$ à l'infini. Les auteurs ont utilisé la méthode d'intersection des asymptotes pour mettre en évidence l'existence d'un écartement des murs optimal, maximisant le nombre de Nusselt au niveau du cylindre :

$$\left(\frac{b}{D}\right)_{opt} \sim \frac{1}{Pr^{0.04} \cdot (H/D)^{0.05}} \cdot \left(\frac{\Delta T}{T_0}\right)^{0.285} \cdot \frac{1}{Ra_D^{0.285}} \quad (1.44)$$

Ainsi, l'espacement optimal diminue lorsque Ra_D augmente. A l'issue des expériences, ils proposèrent une corrélation indiquant le nombre de Nusselt du cylindre en fonction des

paramètres du problème :

$$\frac{Nu_D}{Ra_D^{0.188}} = \frac{1.251}{\eta^{1/2}} \cdot (1 - e^{-1.236 \cdot 10^{-4} \eta^{3.5}}) + 0.75 \quad (1.45)$$

Où

$$\eta = \frac{e}{D} \cdot Ra_D^{0.27} \quad (1.46)$$

Lorsque $e/D \rightarrow \infty$, le nombre de Nusselt ne dépend que de Ra_D . Lorsque $e/D \rightarrow 1$, la relation 1.45 se simplifie par :

$$Nu_D = Ra_D \cdot (t/D)^{1/3} \quad (1.47)$$

Ces relations ont été établies pour $H_1=3.D$ et $H_2=4.D$ (cf. figure 1.9). Harsini et Ashjaee [66] ont étudié expérimentalement la position verticale du cylindre maximisant les transferts de chaleur entre le cylindre et l'air, avec $H = 0.1$ m, $b = 1.5 \cdot D$ et $D = 0.0195$ m. Les expériences ont été menées pour $3.5 \cdot 10^3 < Ra_D < 1.4 \cdot 10^4$. Une corrélation a été proposée indiquant le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh et de la position verticale du cylindre dans le canal.

$$Nu_D = f_1 \left(\frac{Y}{D} \right) \cdot (C_1 + C_2 \cdot Ra)^{(0.25+f_2(Y/D))} \quad (1.48)$$

Où Y est la position verticale adimensionnelle du centre du cylindre, C_1 et C_2 sont des constantes, f_1 et f_2 sont des fonctions rationnelles. Une corrélation dérivée de la première a été établie afin d'indiquer la position verticale optimale du cylindre pour un nombre de Rayleigh donné :

$$\left(\frac{Y}{D} \right)_{opt} \cong 2.0422 - \frac{3113.9}{C_1 + C_2 \cdot Ra_D} \quad (1.49)$$

Cette position verticale optimale augmente en fonction du nombre de Rayleigh mais reste proche de l'entrée d'air.

Concernant la position latérale optimale de la source chaude, le problème a été étudié numériquement et expérimentalement par Khodary et al. [70], avec un cylindre carré isotherme. Dans leur expérience, un cylindre carré de $D = 25.7mm$ de côté, est placé dans un canal dont la hauteur est égale à 20 fois le côté du cylindre. Les solutions sont obtenues pour $0.1 \leq D/b \leq 0.8$, et une différence de température variant de 1.4 à 136°C. Ils concluent les points suivants : la position centrale du cylindre à l'intérieur du canal est la meilleure du point de vue du transfert thermique et il existe un ratio optimal pour maximiser le nombre de Nusselt. L'effet cheminée permet d'augmenter le transfert de chaleur au niveau du cylindre jusqu'à 86%. Le débit d'air (représenté par le nombre de Reynolds apparent) à travers le canal, élevé à la puissance 1/4, est proportionnel au logarithme du nombre de Grashof basé sur le côté du carré :

$$Re^{0.25} = C_1 + C_2 \cdot \ln Gr_D \quad (1.50)$$

Où C_1 et C_2 sont des constantes dépendantes du rapport de forme du canal b/H . De plus, ils proposent des corrélations permettant de calculer le ratio du canal optimal ainsi que

le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Grashof et du rapport de forme du canal :

$$Nu_D = [[C_1(Gr_D)^n]^q + [C_2(Gr_D)^p]^q]^{1/q} \quad (1.51)$$

Dans cette dernière expression, les coefficients C_1 , C_2 et q dépendent du ratio b/H .

• Configurations améliorées avec un ou plusieurs cylindres horizontaux

Afin d'augmenter le flux de chaleur total dissipé en partie basse du canal, on peut envisager de mettre plusieurs sources de chaleur discrètes. Torrance et Fisher [71] ont étudié analytiquement un système de tubes horizontaux chauffés, situés en partie basse d'une cheminée. Les auteurs ont utilisé des corrélations de convection forcée pour le calcul des flux de chaleur et des forces de friction. L'étude fut reprise plus tard par Thrasher et al. [72] dans une expérience comprenant neuf configurations différentes du système. Ils validèrent les corrélations utilisées en précisant toutefois que la taille de la cheminée doit être importante. Pour une valeur de Ra_b donnée, il existe une valeur de b optimale pour laquelle le transfert de chaleur de l'ensemble est maximal. Le transfert de chaleur est alors amélioré approximativement de 30% par rapport au cas sans paroi de confinement. Ils démontrèrent de plus que la déformation des cylindres elliptiques par rapport aux cylindres circulaires permettait une augmentation considérable du transfert de chaleur.

L'influence du confinement sur un ensemble vertical de cylindres elliptiques a été étudiée expérimentalement par Yousefi et al. [73]. Les observations ont été menées à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zender sur un ensemble de cinq cylindres elliptiques placés verticalement sur une hauteur de 260 mm. Les axes principaux des ellipses sont confondus avec l'axe vertical au centre des parois de confinement. L'amélioration du transfert de chaleur causé par le confinement est d'environ 10% par rapport au cas sans confinement. Ils trouvèrent que l'amélioration augmente lorsque le nombre de Rayleigh augmente, ce qui est contraire aux résultats précédents. Dans leur étude, les cylindres occupent la totalité du canal sur la hauteur.

Rezaei et al. [74] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection naturelle sur un cylindre horizontal muni d'ailettes, confiné entre deux parois adiabatiques avec $H = 3.5 \cdot D$. L'influence de l'inclinaison des murs adiabatiques, ainsi que celle du nombre de Ra_D , sur le nombre de Nusselt, sont observées à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zender, pour $1000 < Ra_D < 15500$. Pour les nombres de Rayleigh inférieurs à 5500, la présence des parois diminue les transferts de chaleur. La variation de l'inclinaison change peu ce résultat. Pour des nombres de Rayleigh supérieur à 5500, les murs de confinement permettent d'améliorer les échanges. L'inclinaison des murs de 0 à 20° provoque la diminution du flux de chaleur en se rapprochant du cas sans murs de confinement. Ces deux dernières études ([74], [73]) sont en contradiction avec les précédentes, concernant le niveau d'augmentation en fonction de Ra_D . La différence réside dans la taille du canal vertical qui est relativement courte par rapport à la source de chaleur.

• Plaque(s) verticale(s) / cheminée

Le tirage thermique généré par une plaque verticale chauffée à flux constant, placée dans une cheminée, a été étudié expérimentalement et numériquement par Kazansky et al. [75]. Ils

constatèrent une diminution de la température maximale de la plaque ainsi qu'une augmentation du débit d'air en augmentant la hauteur de la cheminée. Les résultats sont corroborés par les simulations numériques avec une différence maximale de 20% entre les deux approches. L'effet cheminée a permis d'améliorer jusqu'à 3 fois les transferts thermiques par convection.

Dans notre système de paroi ventilée, la source de chaleur est composée de plusieurs surfaces planes et verticales. Cela ajoute d'autres degrés de liberté tels que la distance entre ailettes. Fisher et Sikka [76] ont proposé des solutions analytiques pour un système de plaques verticales chauffées, couplées à une cheminée adiabatique. La puissance dissipée par le système est adimensionnée de la manière suivante :

$$\dot{Q}_{tot}^{**} = \frac{\dot{Q}_{tot}}{H_1 \cdot \lambda_a \cdot \Delta T_w \cdot \phi \cdot b^* \cdot Gr_H^{1/2}} \quad (1.52)$$

Avec :

ΔT_w : différence de température entre la plaque chauffée et l'ambiance [K].

ϕ : porosité du système ($\phi = W/(W + t)$).

\dot{Q}_{tot} : puissance dissipée par le système [W].

t : épaisseur des ailettes [m].

W : distance entre ailettes [W].

b^* : largeur adimensionnelle de la cheminée ($b^* = b/H$).

Ils ont observé que la valeur de \dot{Q}_{tot}^{**} est constante lorsque le rapport H_{fin}/H varie. Ainsi, le fait de rajouter une cheminée permet de diminuer la hauteur des ailettes (H_{fin}) pour une puissance dissipée équivalente. Fisher et Torrance ont vérifié ces résultats dans une étude expérimentale [77]. Les résultats expérimentaux ont montré que l'analyse théorique permet de restituer fidèlement l'allure des courbes $\dot{Q}_{tot}^{**} = f(Gr_H)$. Ils ont confirmé les valeurs du flux de chaleur, ainsi que l'espacement optimal des ailettes avec une erreur inférieure à 11%. Pour les grandes cheminées, l'allure des courbes est parfaitement respectée. Pour les cheminées plus courtes, les auteurs ont observé des anomalies dues à la présence de recirculation d'air froid à la sortie de la cheminée. Ces recirculations entraînent une diminution de la puissance dissipée par le système. Dans [77], les auteurs montrent que la fréquence d'apparition des recirculations en sortie diminue lorsque Ri_b augmente. Bien que les phénomènes de recirculation soient encore mal compris, il existe des moyens simples pour les éviter, comme par exemple, diminuer la section de passage en sortie.

• Cheminée laminaire : cas général

Le nombre de configurations est presque infini si l'on considère l'ensemble des paramètres influents dans un problème de type source chaude/cheminée. Dans les corrélations présentées, la hauteur H de la cheminée apparaît souvent avec un exposant. L'influence de H sur le nombre de Nusselt est limitée par la faible valeur de cet exposant. Néanmoins, en faisant tendre H vers l'infini, le nombre de Nusselt tend également vers l'infini. Dès lors, cette formulation des corrélations est inadaptée pour les grandes cheminées. De plus, ces corrélations ont été établies en supposant un environnement infini et une température homogène. Dans notre cas de paroi ventilée, la cheminée est presque de même taille que le local dans lequel elle est enfermée. Or le confinement d'un système de thermosiphon dans un milieu fermé a des répercussions négatives sur le tirage thermique, suite à l'apparition d'une stra-

tification thermique verticale au sein du local. Dans une expérience sur un canal vertical latéralement chauffé à flux constant, Daverat et al. [78] ont montré que la stratification thermique avait pour conséquences la diminution du débit massique dans le canal, l'augmentation de la température maximale et la suppression de l'effet cheminée. Il est donc clair que les corrélations existantes sont inadaptées. Nous pouvons néanmoins étudier l'influence de la taille de la cheminée en faisant abstraction de la forme de la source de chaleur.

Dans sa version la plus simple, le moteur de l'écoulement est provoqué par un flux de chaleur réparti homogènement à l'entrée d'un canal adiabatique, sans générer de pertes de charges. Haaland et Sparrow [79] ont étudié numériquement et analytiquement ce problème. Le nombre émergeant de leur analyse est le nombre G défini par :

$$G = \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b^4}{\nu^3 \cdot \rho \cdot C_p} \right)^{1/2} \cdot \frac{b}{H} \quad (1.53)$$

Avec :

b : épaisseur du canal [m]

H : hauteur du canal [m]

\dot{q} : puissance dissipée à l'entrée du canal [$W \cdot m^{-1}$]

C_p : chaleur spécifique à pression constante [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]

Ainsi que le nombre M caractérisant le débit massique \dot{m}_a dans le canal :

$$M = \frac{\dot{m}_a \cdot b^2}{\nu \cdot H} = Re_b \cdot \frac{b}{H} \quad (1.54)$$

Ils présentèrent les solutions analytiques validées par des simulations numériques, pour deux cas limites, et comparèrent les résultats avec une source ponctuelle située à l'entrée de canal. Lorsque $G \ll 1$, l'écoulement est pleinement développé dans la majorité du canal (écoulement de Poiseuille) et la distribution de la source chaude (ponctuelle ou répartie) n'influence pas le débit massique. Pour ce cas limite on a :

$$M \sim G \quad (1.55)$$

La hauteur du canal disparaît dans l'équation 1.55. Ainsi, le fait d'augmenter la hauteur des parois n'apporte aucune modification sur le débit massique et sur la température dans le canal. Dans le second cas limite, lorsque $G \gg 1$, une distribution homogène du flux de chaleur permet d'augmenter le débit massique. Dans ce cas limite, les auteurs montrèrent la relation d'équivalence suivante :

$$M \sim G^{2/3} \quad (1.56)$$

Dans la relation 1.56, le débit massique augmente avec H élevée à la puissance 1/3. Ces résultats montrent que pour une cheminée adiabatique dans un milieu homogène, il n'existe pas de hauteur optimale théorique, quelle que soit la distribution de chaleur à l'entrée. Le fait d'augmenter H permet d'augmenter le débit massique jusqu'à la limite du régime pleinement développé dans la totalité du canal.

En revanche, si l'une des parois n'est pas totalement isolée, l'écoulement se refroidit le long de la cheminée. Passée une certaine hauteur, le fait d'augmenter H a pour effet de diminuer le débit massique d'air. Higuera et al. [80] ont étudié numériquement l'écoulement

laminaire en convection naturelle engendré par une source de chaleur ponctuelle, localisée à l'entrée d'un canal vertical dont les parois sont maintenues à température ambiante. Ils ont dans un premier temps considéré un canal infiniment long dans lequel l'écoulement cède la totalité de sa chaleur aux parois. Le panache thermique engendré par la source de chaleur s'étend verticalement jusqu'à une valeur critique y_c . Ils montrèrent que y_c est proportionnel à $(Ra_b^*)^{1/2}$ lorsque Ra_b^* tend vers l'infini.

Dans un second temps ils ont étudié le cas où le canal a une hauteur finie. Ainsi deux cas figures se présentent. Dans le premier, le canal est long ($H \gg y_c$) et un profil de vitesse parabolique caractéristique d'un écoulement visqueux laminaire se développe au dessus de celui-ci. Dans la région pleinement développée de l'écoulement, la température chute de manière exponentielle et le débit massique diminue lorsque H augmente. Lorsque $H < y_c$, le panache thermique ne remplit pas la section de passage en totalité et la majeure partie de sa chaleur est évacuée à la sortie du canal. Dans ce cas, le débit massique augmente et la température maximale diminue lorsque H augmente. Ces résultats confirment l'existence d'une hauteur optimale H_{opt} . Les auteurs ont montré par l'analyse d'échelle que $H_{opt} \sim (Ra_b^*)^{1/2}$.

Malgré le nombre important de travaux réalisés à ce jour, il n'est pas possible d'identifier une corrélation correspondant à notre cas d'étude. La plupart des études expérimentales présentées jusqu'à maintenant supposent un milieu ambiant homogène en température. De plus, la taille de la cheminée est relativement courte dans les configurations présentées, par rapport à la configuration étudiée dans ce manuscrit. Dans la partie suivante, nous présentons les méthodes utilisées pour modéliser la paroi ventilée dans son ensemble.

1.4 Modélisation des transferts thermiques et massiques par la méthode nodale

1.4.1 Généralités

La méthode analogique consiste à traiter le système étudié comme un réseau de nœuds. Chaque nœud représente des volumes de matière ou des composants tandis que les connexions inter-nœuds représentent les voies d'écoulement des flux thermiques et massiques (parois, portes, conduites, pompes, canalisations, grilles, etc.) [81]. La représentation graphique du modèle présente le même aspect qu'un schéma électrique d'où le nom de méthode analogique où :

- Les températures sont représentées par des potentiels électriques.
- Les flux sont représentés par des intensités de courant.
- Les résistances thermiques sont représentées par des résistances électriques.
- Les capacités thermiques sont représentées par des condensateurs.

Soit i un nœud représentant un volume $V_i(m^3)$ de masse volumique $\rho_i(kg/m^3)$, de chaleur spécifique $C_{p,i} (J.kg^{-1}.K^{-1})$ et de température T_i . Le bilan thermique en chaque nœud i donne :

$$V_i \cdot \rho_i \cdot C_{p,i} \cdot \frac{dT_i}{dt} = - \sum_j \frac{1}{R_{ij}} \cdot (T_i - T_j) + \phi_i \quad (1.57)$$

- j, i : Ensemble des noeuds j connectés au noeud i .
- R_{ij} : Représente les résistances thermiques.
- ϕ_i : Source de chaleur.

En thermique du bâtiment, il est d’usage de différencier la méthode nodale de la méthode zonale. Dans la première, le volume d’air de chaque local est représenté par un seul noeud. Dans ce cas le confort thermique peut être évalué uniquement à partir des indicateurs globaux (PMV , PPD , T_{op}). Dans la méthode zonale, les volumes de chaque local sont divisés en plusieurs noeuds, et le système d’équation est fermé par l’utilisation de lois semi-empiriques pour certains systèmes ou phénomènes moteur de l’écoulement (jets, panaches ...).

Dans ces deux méthodes, les équations régissant le comportement thermique et mécanique des éléments considérés sont appliquées à chaque noeud et résolues suivant une procédure itérative. Les modèles analogiques ont largement été utilisés dans le domaine du bâtiment, en particulier pour les systèmes de ventilation naturelle, les systèmes de stockage (étude de la stratification), les émetteurs de chaleur ainsi que les parois double peau. Les atouts de la méthode analogique sont sa simplicité et sa rapidité pour les calculs en régime dynamique.

1.4.2 Modélisation des émetteurs de chaleur à eau

L’échangeur de chaleur situé en partie basse de la paroi ventilée peut être assimilé à un radiateur à eau. Dans un modèle nodal, la modélisation d’un tel composant est réalisée simplement par une injection de flux au niveau du noeud représentant l’air de la pièce. Une première amélioration consiste à séparer la convection du rayonnement vers les parois de la pièce. Pour un radiateur hydraulique, le flux de chaleur peut-être calculé à partir de l’équation 1.4. Pour en décrire le fonctionnement dynamique, une capacité est ajoutée au noeud représentant la sortie d’eau chaude (modèle du premier ordre). Le bilan d’énergie sur ce noeud s’écrit :

$$\dot{m}_w \cdot C_w \cdot (T_{w,in} - T_{w,out}) = \bar{C}_{rad} \cdot \frac{\partial T_{w,out}}{\partial t} + \dot{Q}_N \cdot \left(\frac{\Delta\theta_m}{\Delta\theta_N} \right)^n \quad (1.58)$$

Le terme capacitif \bar{C}_{rad} prend en compte le métal ainsi que l’eau contenue dans le radiateur.

$$\bar{C}_{rad} = M_{met} \cdot C_{met} + M_w \cdot C_w \quad (1.59)$$

M_{met} : masse de métal du radiateur [kg]

M_w : masse d’eau contenue dans le radiateur [kg]

C_{met} : Capacité thermique du métal [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]

C_w : Capacité thermique de l’eau [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]

La chaleur perdue à travers les canalisations situées dans la pièce chauffée, est calculée par la méthode NTU. Un exemple de modélisation est donné par le Type 162 du logiciel Trnsys.

Cette méthode ne permet pas d’évaluer les champs de température et de vitesse dans la pièce. La méthode zonale est plus précise. Inard et al. [82–84] se sont basés sur la connaissance de l’écoulement ascendant qui prend source au niveau de l’émetteur et qui s’étend vers

le plafond via le panache thermique. La forme du panache thermique est déterminée à partir d'une étude analytique et expérimentale, menée conjointement. Notre configuration est différente car les phénomènes thermoconvectifs interviennent au sein d'une lame d'air. Nous ne pouvons cependant pas totalement faire abstraction de la dynamique de l'écoulement dans la pièce. Ceci sera potentiellement renseigné par l'analyse des résultats expérimentaux.

1.4.3 Modélisation des parois double peau

Bien que la paroi ventilée soit avant tout un émetteur de chaleur, elle peut être vue comme une paroi double peau. L'utilisation des parois double peau est une technique de plus en plus répandue dans les constructions neuves. Un état de l'art sur ces techniques a été effectué par Poirazis en 2004 [85]. De plus, les techniques de modélisation de ces systèmes ont fait l'objet de plusieurs travaux de thèses [86–88]. Selon la position des ouïes d'entrée et de sortie, la fonction d'une paroi double peau peut être le renouvellement d'air en été, le préchauffage de l'air en hiver ou l'utilisation de l'effet de serre pour limiter les pertes vers l'extérieur. Il existe une catégorie de parois double peau dont le but est le chauffage passif du bâtiment. Il s'agit de la famille des murs capteurs. Les murs capteurs désignent en général les architectures de paroi permettant d'absorber une partie de l'énergie solaire afin de la restituer sous forme de chaleur au bâtiment. Les murs capteurs à inertie incluant une circulation d'air entre la pièce et la double peau s'appellent les murs Trombe. Leur fonctionnement présente de nombreuses similitudes avec notre paroi ventilée (cf. figure 1.10) : l'air entre en partie basse de la paroi et transite dans une lame d'air avant de ressortir en partie haute à une température supérieure à la température ambiante, sous l'effet du tirage thermique.

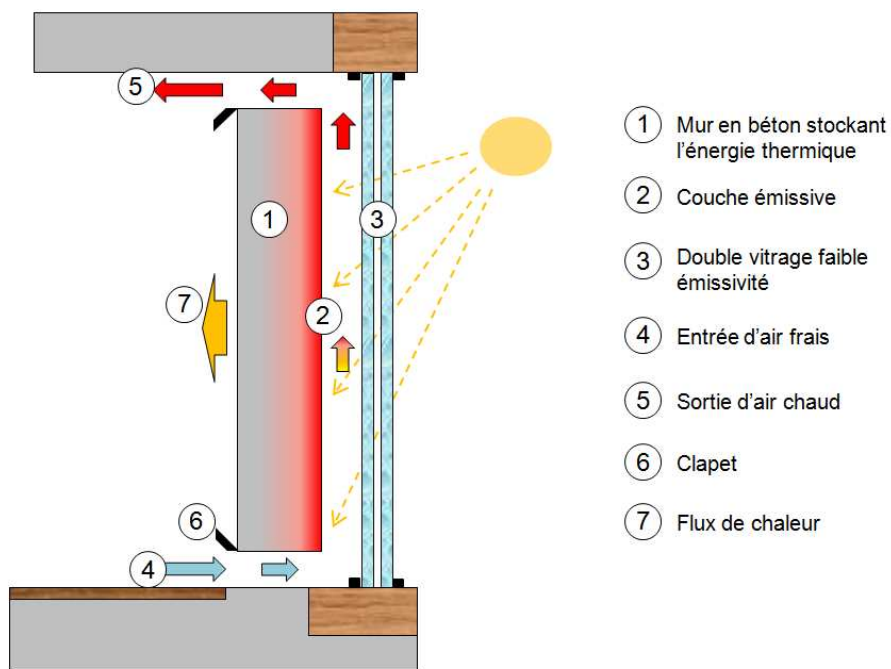


FIGURE 1.10 – Schéma de principe du mur Trombe-Michel.

Outre l'inertie importante du mur Trombe, la principale différence avec notre paroi ventilée réside dans l'apport d'énergie thermique. Dans un mur Trombe, le flux de chaleur est

réparti sur la hauteur du canal tandis que dans notre paroi ventilée, le flux de chaleur est localisé en partie basse du canal. Le principe de la méthode est néanmoins identique. Saelens [88] a effectué une étude de la précision par étapes des modèles de parois double peau (cf. figure 1.11). L'auteur distingue 5 niveaux de modélisation.

- Le modèle 0D couplé (figure 1.11.a) :

Dans ce modèle, chaque cavité est représentée par un simple nœud. Les effets de la convection et du rayonnement sont combinés dans un même coefficient décrivant les transferts de chaleur au travers des parois.

- Le modèle 0D découplé (figure 1.11.b)

Dans une première amélioration, le rayonnement et la convection sont traités séparément. De plus les phénomènes de transferts sont décrits pour les différentes couches constitutives des parois.

La confrontation des modèles théoriques et expérimentaux a montré que la non séparation du rayonnement et de la convection dans la cavité était une simplification menant à des erreurs importantes [88]. De plus, le profil vertical de température dans la cavité est un facteur trop important pour être négligé. La non uniformité de la distribution de température constitue la principale raison de la non uniformité des flux de chaleur à travers la paroi. Or, les variables de sortie ne peuvent être correctement calculées si le flux de chaleur pariétal ne l'est pas. Les deux premiers modèles de la figure 1.11 ne sont donc plus utilisés. Une amélioration du modèle consiste donc à prendre en compte le fait que la température décroît le long de la cavité.

- Le modèle 1D linéaire (figure 1.11.c)

Une première approche aisée est de considérer un profil de température linéaire sur la hauteur de la cavité. Ce modèle est raisonnable lorsque la différence de température est faible entre l'entrée et la sortie du canal.

- Le modèle 1D exponentiel (figure 1.11.d)

Une analyse théorique de la distribution de température dans une cavité verticale dont les parois ne sont pas parfaitement isolées montre que le profil de température est exponentiel. Par conséquent, un profil de température exponentiel est choisi afin d'améliorer les modèles analytiques. Ce dernier modèle est le plus répandu à travers la littérature (ex. [89, 90]).

- Le modèle multi-nœud (figure 1.11.e)

La dernière étape consiste à diviser le volume d'étude en plusieurs cellules. La précision du modèle est directement liée au nombre de cellules. Cette dernière méthode permet de traiter les problèmes de rayonnement avec une plus grande précision et d'inclure des irrégularités ponctuelles dans la paroi (ex. panneaux solaires [91]). La division d'un même volume en plusieurs nœuds permet en outre de prendre en compte les différences de structure de l'écoulement dans ce même volume. Dans le cas d'un canal vertical, cela permet de ne pas ignorer la différence entre la zone établie et la zone non établie de l'écoulement.

Si le gradient de température est important sur la hauteur du canal, le modèle exponentiel est un bon compromis entre simplicité et précision. Ces modèles à un seul nœud imposent l'uniformité des coefficients de transferts et de friction le long du canal. Cette simplification est convenable lorsque l'écoulement est pleinement développé dans la majorité du canal.

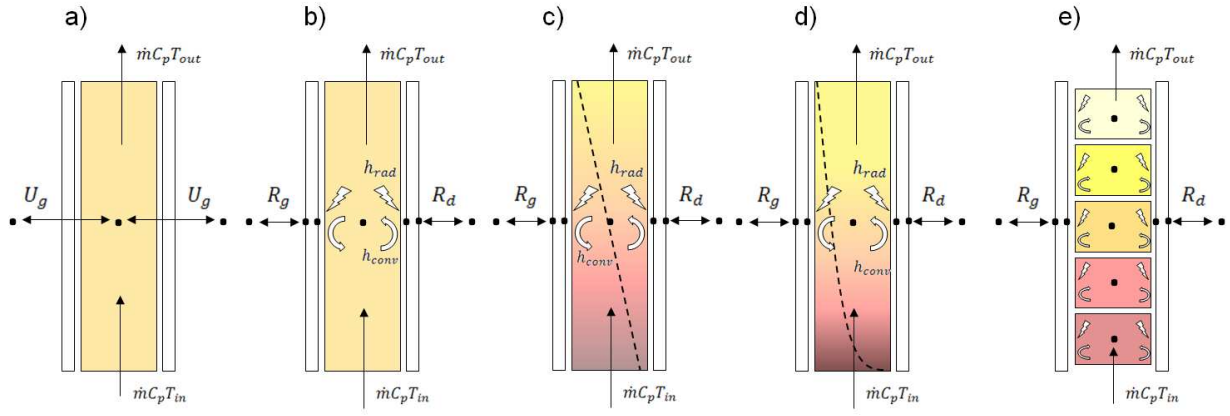


FIGURE 1.11 – Différents modèles de lame d'air par complexité croissante

Dans le cas contraire, un modèle à plusieurs nœuds est plus approprié. Lorsque il y a des irrégularités importantes dans la hauteur du canal (obstacle, point chaud, ouverture), un modèle à plusieurs nœuds s'avère nécessaire mais souvent insuffisant.

Les murs Trombe ont été étudiés par plusieurs auteurs dans diverses configurations. Un modèle de mur Trombe classique est donné dans [89]. Shen et al. ont comparé un mur Trombe classique avec un mur Trombe composite à l'aide de modèles linéaires [92]. Un mur Trombe avec une circulation d'air dans le plafond a été étudié par Imessad et al. [90] (modèle exponentiel). L'intégration de panneaux solaires photovoltaïques dans un mur Trombe a été étudiée par Jie et al. [91] (modèle multi-nœuds). En supposant un profil linéaire de température dans la lame d'air, la vitesse moyenne \bar{V} de l'écoulement est calculée par la relation :

$$\bar{V} = C_d \cdot \sqrt{g \cdot H \cdot \beta \cdot (T_{a,out} - T_{a,in})} \quad (1.60)$$

$T_{a,in}$: Température d'air en entrée [K].

$T_{a,out}$: Température d'air en sortie [K].

H : Différence de hauteur entre l'entrée et la sortie [m].

C_d : coefficient de décharge [-].

Le coefficient C_d dépend des pertes de charges linéaires et singulières de l'écoulement :

$$C_d = 2 \cdot \left(\rho \left(C_{in} \cdot \left(\frac{A}{A_{in}} \right)^2 + f \cdot \frac{H}{b} + C_{out} \cdot \left(\frac{A}{A_{out}} \right)^2 \right) \right)^{-1/2} \quad (1.61)$$

A : Section de passage de l'air dans le canal [m^2].

A_{in} : Section de passage de l'air à l'entrée du canal [m^2].

A_{out} : Section de passage de l'air à la sortie du canal [m^2].

f : facteur de friction dans le canal [-].

H : Différence de hauteur entre l'entrée et la sortie [m].

Les coefficients C_{in} et C_{out} dépendent de la forme des orifices. Pour des ouvertures rectangulaires Chen et al. [93] proposent les valeurs suivantes : $C_{in} = 1.5$ et $C_{out} = 1$.

Ces relations simplifiées ont largement été utilisées pour le calcul du débit massique à travers les murs Trombe (ex. [91, 92]) et les cheminées solaires (ex. [94]). La précision du modèle dépend en grande partie des corrélations utilisées pour déterminer les températures dans le canal ainsi que les pertes de charges.

1.4.4 Limitations de la méthode nodale

Nous avons vu que la précision des modèles dépendait grandement des corrélations utilisées. Dans un article, Grabe [95] souligne que le principal problème vient du fait que les valeurs utilisées proviennent de tables issues d'expériences menées pour la plupart en convection forcée. Ces valeurs ont été développées dans le passé pour les profils de vitesse rencontrés dans les canalisations : profil symétrique ayant une vitesse maximale au centre. En régime laminaire, le profil de vitesse est parabolique dans la zone développée de l'écoulement (écoulement de Poiseuille). En ventilation naturelle, la force motrice est la force d'Archimède due à la réduction de densité dans la cavité, elle-même due à l'augmentation de la température. Cette augmentation est plus forte près des sources de chaleur. Le profil de vitesse dépend donc de la position et de l'intensité des sources respectives.

En plus de ce problème inhérent à la convection naturelle, les systèmes réels sont tous différents avec des irrégularités au niveau des ouvertures et dans la lame d'air. Le moindre obstacle peut changer complètement la valeur des coefficients d'échanges. Face à ces difficultés, plusieurs stratégies sont employées. La première consiste à utiliser une corrélation valable pour un problème similaire. Pour un mur Trombe, le problème peut être vu comme un canal vertical isoflux asymétrique (ex. [89]). Pour les cheminées solaires, l'écoulement dans un canal passif est modélisé avec des corrélations de convection forcée, à défaut de corrélation existante en convection naturelle (ex. [96]). Le choix de la corrélation la plus appropriée peut s'effectuer à partir d'un modèle numérique servant de référence et d'un algorithme de minimisation d'erreur (ex. [94], [97]).

Pour décrire avec précision les phénomènes locaux, les auteurs n'ont d'autres choix que de développer un modèle numérique ou une expérience, étant donnée la multitude des configurations d'étude. Dans la partie suivante, nous décrivons les principes des méthodes numériques de type CFD pour la résolution de la convection naturelle.

1.5 Méthodes numériques

Les méthodes CFD permettent le calcul des champs locaux de température et de vitesse. Ces méthodes sont basées sur la résolution numérique des équations de Navier-Stokes sur un domaine spatio-temporel discret. Il existe trois méthodes pour la discrétisation spatiale du domaine :

- Les différences finies consistent à approximer les dérivées à l'aide de développement en série de Taylor. Son utilisation est simple mais son application est réduite à des géométries simples.
- Les éléments finis sont basés sur la recherche d'un champ vectoriel approché par morceaux, proche de la solution. Ces méthodes sont flexibles mais sont généralement employées en mécanique du solide. Les principales raisons sont le manque de robustesse

- pour les phénomènes non linéaires et un temps de calcul plus important.
- Les volumes finis sont les plus utilisés en mécanique des fluides. Les bilans locaux des flux sont effectués dans un petit volume de contrôle.

Quelle que soit la méthode de discrétisation utilisée, la résolution de la turbulence est un problème central qui est au cœur de recherches fondamentales en mathématiques. Malgré les avancées technologiques effectuées depuis Reynolds, l'existence de solution pour les équations de Navier-Stokes reste inconnue. La modélisation de la turbulence consiste à limiter la gamme d'échelles de longueur et de temps modélisées au sein de l'écoulement. Les méthodes de résolution de la turbulence peuvent être classées en trois catégories :

Le modèle RANS (*Reynolds-averaged Navier-Stokes equations*), fut la première façon de modéliser un écoulement turbulent et contient le nombre le plus important de formulations. Les équations de RANS étant moyennées dans le temps, cette approche nécessite l'introduction de nouvelles contraintes appelées les contraintes de Reynolds. Trois modèles existent pour la fermeture des équations : le modèle de viscosité turbulente linéaire, le modèle de viscosité turbulente non-linéaire et le modèle de contraintes de Reynolds. Le modèle le plus utilisé de nos jours est le modèle de viscosité turbulente linéaire, qui peut être partagé en trois types : les modèles à zéro équation, une équation et deux équations.

Dans **le modèle LES** (*Large Eddy Simulation*) un filtrage permet de récupérer les plus petites échelles de l'écoulement afin de les modéliser dans des sous-maillages. La résolution d'une échelle de turbulence plus large est ainsi possible. Le modèle doit réadapter en permanence le sous-maillage vis-à-vis des changements d'échelles.

Le modèle DNS (*Direct Numerical Simulation*) permet de résoudre toutes les échelles de turbulence. Cela s'étend de la plus petite échelle dissipative (échelles de Kolmogorov) à l'échelle intégrale L , qui caractérise l'aspect turbulent de l'écoulement. L'inconvénient majeur de cette méthode est le nombre important de mailles nécessaires se qui rend son champ d'application limité.

Outre la résolution de la turbulence, la modélisation des ouvertures, pour un écoulement en cavité ouverte, est un autre problème qui fait l'objet de nombreuses études. La solution la plus répandue pour modéliser des ouvertures est d'étendre le domaine d'étude au delà des ouvertures et d'imposer la pression atmosphérique aux frontières du domaine (ex. [98]). Cette méthode entraîne cependant une augmentation importante du temps de calcul car le volume d'air modélisé au niveau d'une ouverture doit être beaucoup plus grand que la taille de l'ouverture en question. Plusieurs auteurs proposent des formulations spécifiques des conditions limites pour restreindre le domaine de calcul [99, 100]. Cependant les données existantes sont insuffisantes pour appliquer de telles restrictions sur une géométrie de forme arbitraire.

Il existe donc de nombreuses méthodes numériques pour la résolution des écoulements laminaires ou turbulents et leur utilisation nécessite une connaissance approfondie du code en question.

1.6 Conclusion sur l'étude bibliographique

Le secteur tertiaire et résidentiel représentent une source potentielle d'économie d'énergie incontournable si on désire parvenir aux objectifs fixés par l'Union Européenne. Parmi les différents champs d'actions possibles, le recours à l'efficacité énergétique dans les systèmes de chauffage permet de réduire les dépenses énergétiques de manière durable et certaine. Le taux de renouvellement des logements étant relativement faible, le recours à la rénovation massive des bâtiments est un enjeu majeur. De ce fait, le remplacement des systèmes de chauffage existants constitue un marché en pleine expansion. Au niveau des systèmes d'émission, l'utilisation de chaleur douce pour réchauffer les pièces à vivre présente de nombreux avantages. L'émission de chaleur basse température génère un climat intérieur plus agréable ainsi qu'une amélioration des rendements de production de chaleur. C'est pourquoi les émetteurs les plus confortables sont actuellement ceux possédant une grande surface émettrice. Les inconvénients de ces émetteurs sont leur coût à l'achat, l'augmentation des pertes par transmission, ainsi qu'une diminution des rendements de régulation. La paroi ventilée développée dans ces travaux a pour but de répondre à la demande massive de réhabilitation thermique des logements, en assurant une émission de chaleur basse température et à faible inertie.

La paroi ventilée se sert de l'effet cheminée pour améliorer les transferts thermiques et ainsi réduire la température des échangeurs tout en diminuant le temps de réponse de l'émetteur. La littérature montre que le confinement d'une source chaude dans un canal vertical adiabatique permet d'améliorer significativement les transferts convectifs. Cette amélioration peut être supérieure à 100% selon la forme et la température de la source chaude. Cependant, la plupart des études sur l'interaction entre une source chaude et un canal vertical ont été menées pour des cheminées relativement courtes vis-à-vis du système étudié dans cette thèse. Nous manquons d'information sur les points suivants :

- Les systèmes source chaude/canal vertical, avec un canal de très faible ratio (< 0.02).
- Les cheminées avec des conditions limites du troisième type imposées aux parois.
- L'influence de la stratification de l'ambiance sur le tirage thermique.

Dans notre configuration, une source de chaleur est confinée dans un canal vertical non adiabatique, lui-même couplé à un local ventilé de hauteur équivalente. Cette configuration particulière rend difficile la prédiction des écoulements de convection naturelle au sein de la lame d'air. Un modèle numérique incluant l'échangeur, la lame d'air ainsi que le local ventilé, serait bien trop coûteux en temps de calcul. D'un autre côté, un modèle analytique basé sur l'utilisation de corrélations existantes entraînerait des incertitudes trop importantes pour être directement exploité. Outre les nombreux degrés de liberté géométrique que possède la paroi ventilée, plusieurs phénomènes tels que la stratification ou les zones de recirculation alimentent le degré d'incertitude vis-à-vis d'un modèle théorique. C'est pourquoi nous avons dans un premier temps, mis en place une expérience basée sur un prototype de paroi ventilée. Ces travaux expérimentaux sont l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 2

Etude expérimentale de la paroi ventilée sur prototype

Nous avons étudié la paroi dans son ensemble en menant une étude expérimentale à partir d'un prototype fabriqué par la société *Gerflor*. Pour cela, nous avons dimensionné un premier système à l'aide d'un modèle numérique développé sous Ansys-CFX. Ce modèle n'est pas présenté dans ce manuscrit. Les expériences menées sur prototype ont pour objectifs :

- La quantification des flux de chaleur au sein de la paroi ventilée.
- L'étude de l'influence du confinement de l'échangeur sur la puissance dissipée totale, le gradient thermique de l'air et la température radiante dans le local.
- L'identification des paramètres les plus influents vis-à-vis des performances du système en terme de puissance dissipée totale et de confort thermique.
- L'identification des voies de recherche à privilégier pour la modélisation et l'optimisation du système.

Ce chapitre est une synthèse des résultats obtenus.

2.1 Méthode expérimentale

2.1.1 La cellule Passys

Les travaux expérimentaux sur la paroi ventilée ont été menés au sein de l'INES dans une cellule climatique PASSYS. Cette cellule d'essai fut développée dans un programme Européen (Passys 1985) sur l'utilisation des composants solaires passifs dans le bâtiment. Elle fut élaborée afin de déterminer les performances de différents systèmes solaires passifs et de fournir des mesures fiables pour les outils de simulation thermique des bâtiments.

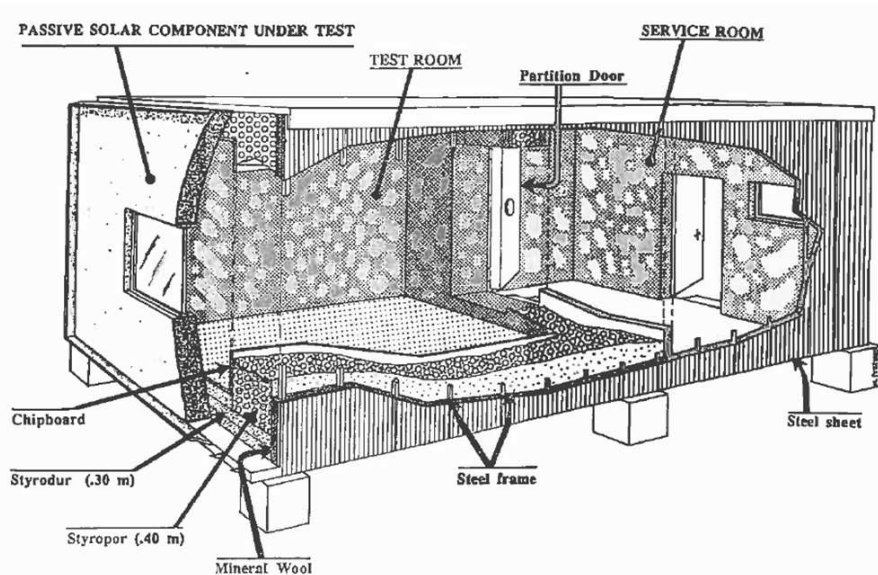


FIGURE 2.1 – Schéma de la cellule Passys

La cellule est divisée en deux parties séparées par une porte fermée sous vide (cf. figure 2.1). La partie dédiée aux mesures, appelée chambre d'essai, a des dimensions basées sur une pièce moyenne (cf. tableau 2.1). Cette chambre est presque adiabatique ce qui permet une bonne maîtrise des propriétés de l'air ambiant sans être affectée par les conditions extérieures. La deuxième partie, plus petite, fait office de chambre de service. Elle permet le contrôle des outils de mesures et l'acquisition des données sans perturber l'environnement de la chambre d'essai. La construction possède une structure en métal complétée par des panneaux isolants de 40 cm d'épaisseur. Le coefficient de transmission global pour la chambre de test est inférieur à $12 W.K^{-1}$, selon les constructeurs.

	Longueur (m)	Largeur (m)	Hauteur (m)	Surface (m ²)	Volume (m ³)
DEC ¹	8.44	3.80	3.62	32.07	116.1
DICE ²	5.00	2.76	2.75	13.80	38.0
DICS ³	2.40	3.58	3.29	8.60	28.3

TABLE 2.1 – Dimensions de la cellule Passys

La cellule est équipée d'un système de conditionnement d'air assurant le chauffage, le rafraîchissement et la ventilation de la chambre d'essai. Plus d'informations sur la fabrication et la constitution des cellules Passys sont disponibles dans [101] et [102].

2.1.2 Prototypes de paroi ventilée

Les mesures ont été effectuées sur des prototypes qui prennent la forme de panneaux individuels. Ces derniers ont été dimensionnés à partir de simulations numériques sous Ansys CFX, qui ne sont pas présentées dans ce manuscrit. Les expériences ont été réalisées sur un ou plusieurs panneaux. Dans une première série d'expériences, les mesures sont effectuées sur un seul panneau (cf. figure 2.2.a). Dans ce cas, l'instrumentation dans la paroi ventilée a permis d'estimer le champ de température et de vitesse au sein de la lame d'air. Une deuxième série d'expériences a été réalisée en équipant la cellule de 4 panneaux, occupant ainsi toute la longueur du mur (cf. figure 2.2 (b)). Cette configuration se rapproche d'un cas réel. Elle nous permet d'étudier les paramètres influents du confort thermique dans le local.

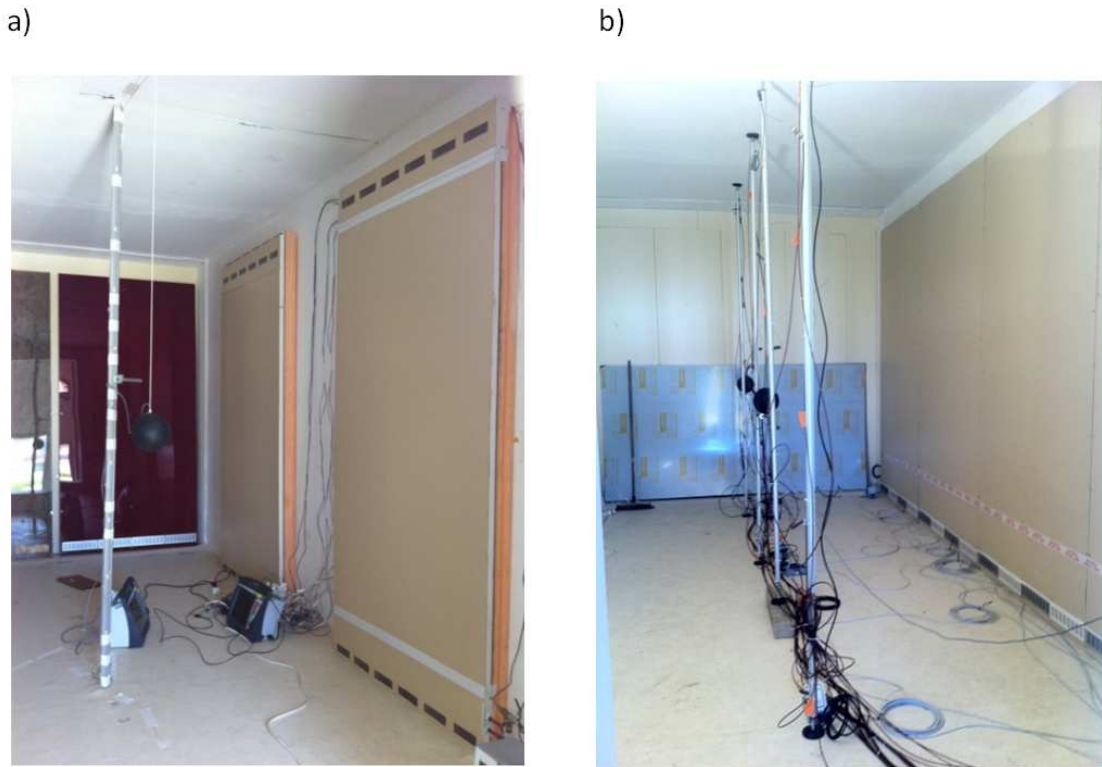


FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental. a) mesures sur un panneau, b) mesures avec plusieurs panneaux.

Les prototypes de paroi ventilée ont été fournis par la société *Gerflor*. Les panneaux font 1.2 m de largeur et 2.55 m de hauteur (cf. figure 2.3). Le prototype est constitué d'une couche de 8 cm en polystyrène extrudé ($\lambda_i = 0.03\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$), d'une plaque de PVC de 3 mm en contact avec la pièce ($\lambda_p = 0.2\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$), et de sept tasseaux verticaux en PVC pris en

-
1. Dimensions Extérieures de la Cellule.
 2. Dimensions Intérieures de la Chambre d'Essais.
 3. Dimensions Intérieures de la Chambre de Service.

sandwich entre l'isolation et la plaque PVC. Les tasseaux (creux) sont également en PVC, ils font 3 cm d'épaisseur et 3 cm de large. Leur épaisseur et leur disposition fixent les dimensions des canaux rectangulaires dans lesquels l'air circule. L'épaisseur de la lame d'air formée entre la couche d'isolant et la plaque PVC est de 3 cm. L'ensemble est maintenu par un système de clips tout le long des tasseaux, assurant l'étanchéité à l'air.

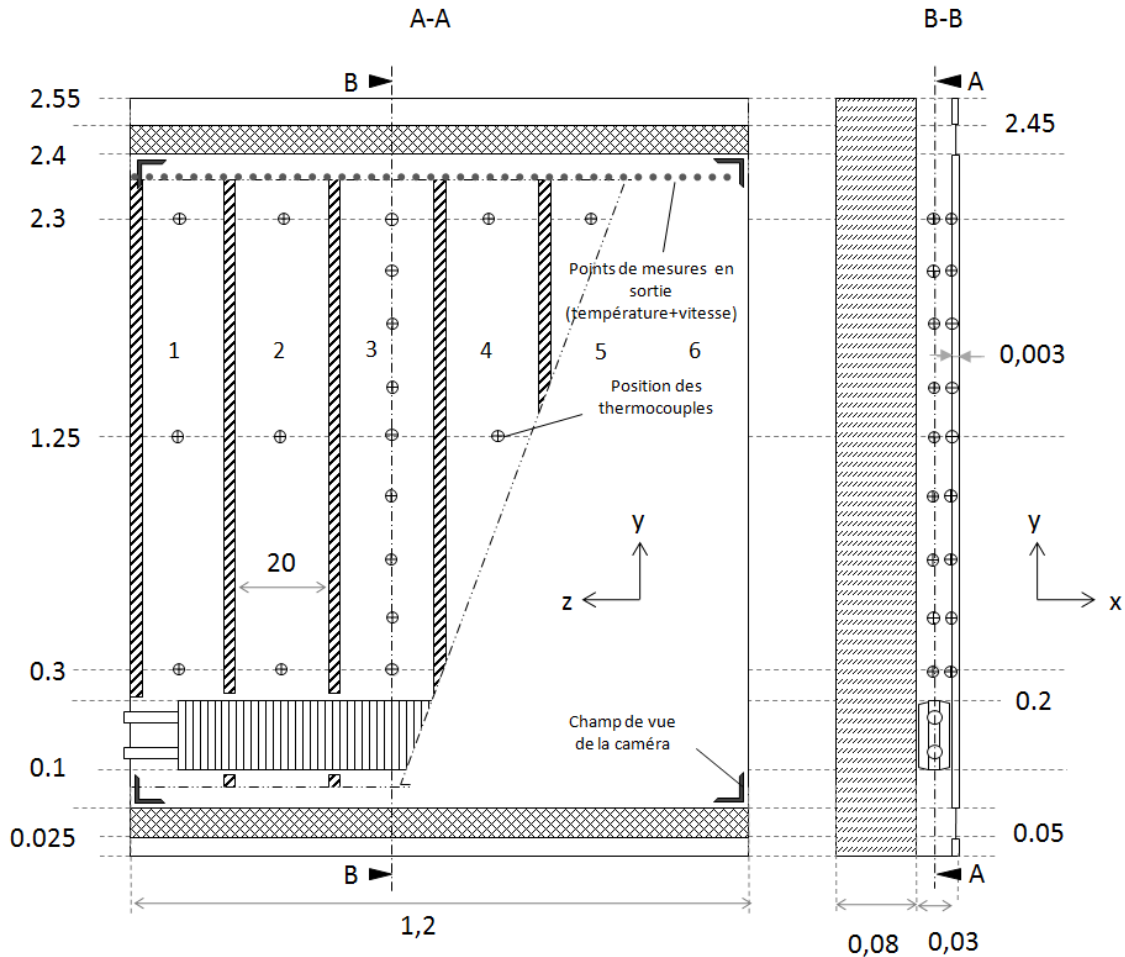


FIGURE 2.3 – Dimensions du prototype et position des thermocouples.

L'échangeur de chaleur est constitué d'une partie principale rectangulaire, à laquelle viennent s'ajouter des ailettes de refroidissement de chaque côté (cf. figure 2.4). Les ailettes de refroidissement sont obtenues à partir d'une plaque de métal repliée sur elle-même. La forme de l'échangeur a été choisie pour répondre aux contraintes du procédé de fabrication. Des simulations numériques antérieures à la thèse ont montré qu'une canalisation rectangulaire à faible rapport de forme (épaisseur sur hauteur) permettait d'améliorer significativement les transferts de chaleur par rapport à une géométrie circulaire. Ce résultat se retrouve dans l'étude bibliographique du chapitre 1 ([75], [72]).

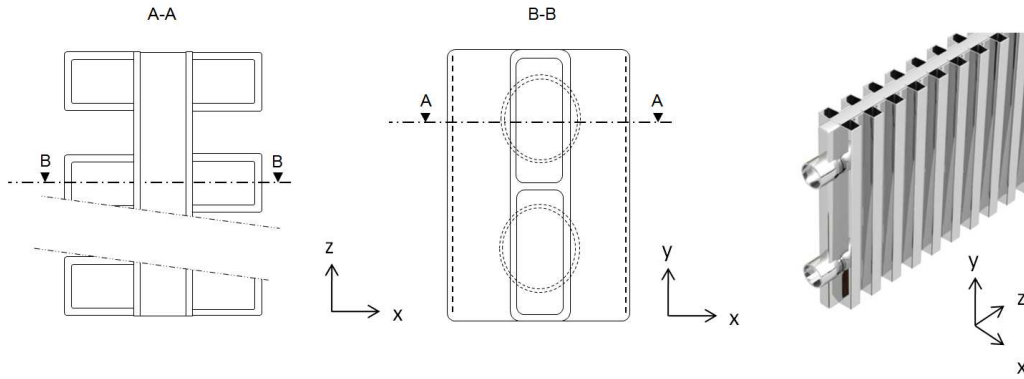


FIGURE 2.4 – Représentation schématique des échangeurs utilisés.

2.1.3 Instrumentation

Températures d'air

Les sondes utilisées pour la mesure de la température d'air sont des thermocouples de type K. Le diamètre des fils au niveau des jonctions chaudes est de 0.2 mm. La précision obtenue après calibration et correction automatique de soudure froide est de $\pm 0.5^\circ\text{C}$ en température absolue. La position des sondes dans la paroi ventilée est indiquée figure 2.3. La température d'air est relevée sur 18 points de mesure, dans la paroi, au centre des 6 canaux (numérotés de 1 à 6 sur la figure 2.3) sur trois hauteurs différentes ($y=0.3$ m, $y=1.25$ m, $y=2.3$ m). Afin d'évaluer plus finement l'évolution de la température de l'air lors de son parcours dans un canal, 6 points de mesures sont rajoutés au centre du troisième canal (cf. figure 2.3 coupe B-B). La température ambiante est mesurée à l'aide de 11 sondes placées verticalement devant le panneau, à mi-chemin du mur opposé.

Températures de surface

Cinq thermocouples du même type que précédemment sont fixés sur le plafond, le plancher ainsi que les autres parois. Ces mesures nous permettent d'estimer la température radiante moyenne dans la pièce. Neufs thermocouples sont placés sur la hauteur du troisième canal, contre la plaque PVC, afin de mesurer la température de surface intérieure de la paroi (cf. figure 2.3, coupe B-B).

La température de surface extérieure de la plaque PVC (côté local) est mesurée par thermographie IR à l'aide d'une caméra Flir System. Cette caméra permet la capture d'images thermiques avec une résolution de 320×24 pixels et 50 mK en température. La caméra est calibrée à l'aide d'une sonde PT100 de surface sur trois points de la paroi. Après réglage de l'émissivité et de la température radiante, les écarts mesurés entre la caméra thermique et les PT100 ne dépassent pas 0.2°C sur l'ensemble de la gamme de température.

Vitesses d'air

Les vitesses d'air sont mesurées à l'aide d'anémomètres à film chaud TSI (modèle 8475) d'une précision égale à 3% de la valeur mesurée dans une gamme de température comprise

entre 20C à 26C. Afin d'éviter un affichage fluctuant, les valeurs sont moyennées sur un pas de temps de 10 secondes. Nous disposons de deux sondes omnidirectionnelles implantées dans la paroi. Les vitesses sont mesurées 5 cm en dessous de la sortie d'air sur 36 points (cf. figure 2.3 (coupe A-A)) et les sondes sont déplacées manuellement lors d'une mesure. Etant donné le protocole de mesure ainsi que la variation de la température ambiante, nous avons estimé que la vitesse est mesurée ponctuellement avec une erreur fixe de 0.02 m.s^{-1} , ce qui correspond à une majoration de l'erreur.

Autres mesures

La circulation de l'eau à travers l'échangeur ainsi que sa mise en température est assurée par un bain thermostaté d'une puissance de chauffe de 2000 W. Le bain est muni d'une pompe refoulante $0.35 \text{ mbar-900 l.h}^{-1}$ et d'une sonde pt100 $\pm 0.03^\circ\text{C}$ calibrée en usine avec un afficheur de précision $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Deux sondes pt100 immergées calibrées en laboratoire mesurent la température du fluide caloporteur immédiatement à l'entrée et à la sortie de l'échangeur avec une précision de $\pm 0.05^\circ\text{C}$. Le débit d'eau à travers l'échangeur est mesuré par un débitmètre électromagnétique Rosemount dont l'erreur absolue est inférieure à 3 l.h^{-1} .

Au total, 33 thermocouples sont installés au sein de la paroi et 16 thermocouples sont installés dans la chambre de mesure pour la première série d'expérience incluant un seul panneau. L'acquisition est effectuée par deux centrales Sefram ayant 32 voies chacune. La fréquence d'acquisition utilisée est de 0.1 Hz. Nous reviendrons plus tard sur l'instrumentation utilisée lors des expériences sur plusieurs panneaux.

2.1.4 Calcul des flux de chaleur

La puissance totale dissipée par la paroi ventilée, dans les deux séries d'expériences, est obtenue en faisant un bilan d'énergie entre l'entrée et la sortie de l'échangeur :

$$\dot{Q}_{HX} = \dot{m}_w \cdot C_w \cdot (T_{w,in} - T_{w,out}) \quad (2.1)$$

C_w : chaleur massique de l'eau [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$].

\dot{m}_w : débit massique d'eau à travers l'échangeur [kg.s^{-1}].

$T_{w,in}$: température de l'eau en entrée de l'échangeur [K].

$T_{w,out}$: température de l'eau en sortie de l'échangeur [K].

De la même manière, la puissance récupérée par l'écoulement d'air entre l'entrée et la sortie de la lame d'air est calculée en faisant un bilan d'énergie sur les 36 points de mesure en sortie de paroi :

$$\dot{Q}_{out} = m_a \cdot C_a \cdot \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{36} \rho_i \cdot V_i \cdot (T_{a,out,i} - T_{a,in}) \right) \cdot S_c \quad (2.2)$$

Avec :

$T_{a,in}$: température mesurée à 5 cm du sol au niveau de l'entrée d'air [K].

V_i : vitesse mesurée en sortie de paroi à $y = 2.38 \text{ m}$ sur l'un des 36 points de mesure [m.s^{-1}].

$T_{a,out,i}$: température mesurée en sortie de paroi, sur l'un des 36 points de mesure [K].

S_c : section de passage de l'air à travers la paroi [m^2].

La puissance dissipée par rayonnement est calculée à partir du champ de température donné par les images IR avec une résolution de 3.5×3.5 mm :

$$\dot{Q}_{rad} = \sigma_0 \cdot \left(\iint_S (T_p(y, z)^4 - T_{rm}^4) dydz \right) / (1/\epsilon_P + 1/\epsilon_{wall} - 1) \quad (2.3)$$

$T_p(y, z)$: température de surface au point (y, z) [K]

T_{rm} : température moyenne mesurée par les sondes situées sur les parois de la cellule [K]

ϵ_p : émissivité de la paroi en PVC ($\epsilon_p=0.85$)

ϵ_{wall} : émissivité des murs de la cellule ($\epsilon_{wall} = 0.82$)

σ_0 : la constante de Stefan Boltzmann, $\sigma_0 = 5.67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$

Les émissivités sont mesurées avec la caméra IR lors de sa calibration.

Pour les transferts de chaleur par convection de la plaque de séparation vers l'ambiance, la température de surface est moyennée sur plusieurs zones. Ce découpage permet de réduire les écart-types de température. L'écart type maximal obtenu est de $1.1^\circ C$ au niveau de l'échangeur pour $T_{w,in} = 60^\circ C$. Chaque zone étant supposée isotherme, la puissance dissipée par convection est déterminée par :

$$\dot{Q}_{conv} = \sum_{i=1}^6 h_{c,i} \cdot S_{p,i} \cdot (T_{p,i} - \bar{T}_a) \quad (2.4)$$

Avec :

$S_{p,i}$: surface de transfert de la zone i [m^2]

$T_{p,i}$: température moyenne de la zone i [K]

\bar{T}_a : température moyenne de l'air du local [K]

$h_{c,i}$: coefficient de transfert par convection de la zone i vers l'air ambiant [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$].

La température \bar{T}_a est calculée en faisant la moyenne des 11 valeurs mesurées dans la hauteur de la pièce. Le coefficient de transfert $h_{c,i}$ est déterminé à l'aide de la corrélation proposée par Churchill et Chu [103], valide pour une plaque verticale isotherme avec $1 < Ra_{\mathcal{L}} < 10^{15}$.

$$Nu_{\mathcal{L}} = \left(0.825 + 0.837 \cdot \frac{Ra_{\mathcal{L}}^{1/6}}{1 + [(0.492/0.71)^{9/16}]^{8/27}} \right) \quad (2.5)$$

La longueur caractéristique \mathcal{L} correspond à la hauteur de la zone considérée.

2.1.5 Analyse d'incertitudes

Les calculs d'incertitudes sur les résultats présentés sont effectués selon les recommandations émises par Moffat [104]. En considérant un résultat R calculé en fonction des grandeurs

physiques X_i , l'incertitude totale sur R relative aux variables X_i est calculée de la manière suivante :

$$\delta R = \left(\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial X_i} \cdot \delta X_i \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

Le terme $\partial R/\partial X_i$ représente la sensibilité de la variable X_i sur le résultat R . Dans nos calculs, nous avons ignoré les erreurs relatives aux propriétés des fluides et aux dimensions du prototype. Seules les erreurs sur les débits massiques et les températures sont prises en compte. Les termes $\partial R/\partial X_i$ sont calculés en dérivant les expressions analytiques des flux de chaleur.

Le terme δX_i correspond au module de l'erreur fixe sur la mesure et de l'erreur aléatoire. L'erreur fixe est estimée par la précision des sondes de mesure. L'erreur aléatoire est estimée par le biais statistique des valeurs moyennées sur une période de 15 min et un pas de temps de 10 secondes (120 échantillons). En supposant que l'erreur aléatoire suit une loi normale, les valeurs X_i réelles sont égales aux valeurs X_i mesurées plus ou moins δX_i avec un intervalle de confiance de 95%.

Les erreurs relatives maximales obtenues en fonction de la température de consigne sont présentées tableau 2.2. Le calcul du flux de chaleur total est le plus précis. L'erreur relative maximale obtenue est de 14% à 30°C et pour un débit de 180 $l.h^{-1}$. Cette erreur chute rapidement lorsque $T_{w,in}$ augmente, ou si le débit massique d'eau diminue. En effet, plus le débit d'eau est important, plus la différence de température entre l'entrée et la sortie est faible. Or, cet écart de température possède une grande sensibilité sur les résultats.

Les autres flux de chaleur sont déterminés avec une incertitude plus grande en particulier pour les faibles températures d'eau. La mesure des conditions de sortie (vitesses+températures) est délicate et l'incertitude obtenue pour le flux de chaleur dissipé en sortie de paroi varie entre 40% pour les faibles températures et 10% pour les hautes températures. L'incertitude sur les transferts par convection et rayonnement au niveau de la paroi dépend également des simplifications utilisées dans les calculs. Les températures de surface sont déterminées par la caméra thermique avec une erreur fixe de $\pm 0.2^\circ\text{C}$, tandis que l'erreur aléatoire n'a pu être évaluée. On estime que l'incertitude relative sur \dot{Q}_{rad} est inférieure à 10% sur l'ensemble des expériences. L'erreur sur \dot{Q}_{conv} est estimée inférieure ou égale à 25%.

	30°C	40°C	50°C	60°C
\dot{Q}_{HX}	14	5,1	3	2
\dot{Q}_{out}	40	26	15	10
\dot{Q}_{conv}	25	19	12	6
\dot{Q}_{rad}	10	9	8	6

TABLE 2.2 – Estimation de l'erreur relative maximale sur les flux de chaleur en fonction de la température de consigne (en %).

2.1.6 Caractérisation de la cellule

Des mesures ont été effectuées sur 3 jours, sans chauffage, afin de caractériser l'écoulement dans la cellule au repos. En été, le gradient thermique initial est proche de 0.5 K.m^{-1} . En hiver, ce gradient varie entre 2.1 K.m^{-1} et 1 K.m^{-1} pour une température extérieure variant de 0°C à 10°C . Nous avons observé des fluctuations de température maximale de 0.5°C . De plus, les mesures de vitesses fluctuent sur une plage de 5 mm.s^{-1} autour de zéro, ce qui correspond à la précision des sondes.

La même expérience a été menée en chauffant la pièce à 28°C au préalable. Nous nous sommes servis de la décroissance de la température moyenne du local pour estimer le coefficient de transfert réel de la cellule. Celui-ci est proche de 30 W.K^{-1} , soit 2 fois plus que celui annoncé par les constructeurs.

Enfin les conditions expérimentales ont été testées à l'aide d'une plinthe thermique *écomatic* dont la courbe caractéristique est fournie par le CETIAT¹. Nous disposons d'un exemplaire qui a été testé dans nos conditions expérimentales. Les résultats sont présentés en annexe D. Nous obtenons une excellente concordance entre les résultats, avec toutefois une erreur maximale de 6% aux environs de $\Delta\theta_m=30^\circ\text{C}$.

2.2 Résultats expérimentaux : mesures sur un panneau

2.2.1 Analyse de la mise en régime

Les premières expériences ont été effectuées sur une durée de 7 heures en maintenant la température et le débit d'eau chaude en entrée constants. Les résultats ont montré que la configuration (paroi ventilée + cellule Passys) avait un temps de réponse rapide, de l'ordre de la demi-heure. La figure 2.5.(a) montre l'évolution de la température ambiante \bar{T}_a , pour différentes températures d'eau chaude en entrée $T_{w,in}$ et un débit de 40 l.h^{-1} . L'évolution de \bar{T}_a est dans un premier temps brutale. Cela s'explique par le fait que les mesures aient été effectuées en été avec un refroidissement de la pièce au préalable. Passé un certain délai qui varie entre 30 min et 1h30, l'évolution de \bar{T}_a est parfaitement régulière, elle suit une droite dont la pente dépend de la température d'entrée, ainsi que des conditions extérieures (température, rayonnement, vent etc.). Dans le même temps, la température d'entrée reste constante et la température de sortie d'eau chaude augmente lentement en réponse à l'augmentation de la température ambiante. Le régime permanent n'est donc pas réellement atteint dans notre étude. Cependant, l'ensemble du champ de température suit la même évolution. Durant toute cette période, les écarts relatifs de température restent constants, et la puissance dissipée par l'échangeur varie en fonction de $\Delta\theta_m$ suivant une courbe $\dot{Q}_{HX} = f(\Delta\theta_m)$ qui reste identique quelle que soit la valeur de $T_{w,in}$ (cf. figure 2.5.(b)). C'est pourquoi nous pouvons parler de régime quasi-statique, malgré l'évolution de température dans le temps.

1. Centre Technique des Industries Aéronautiques et Thermiques

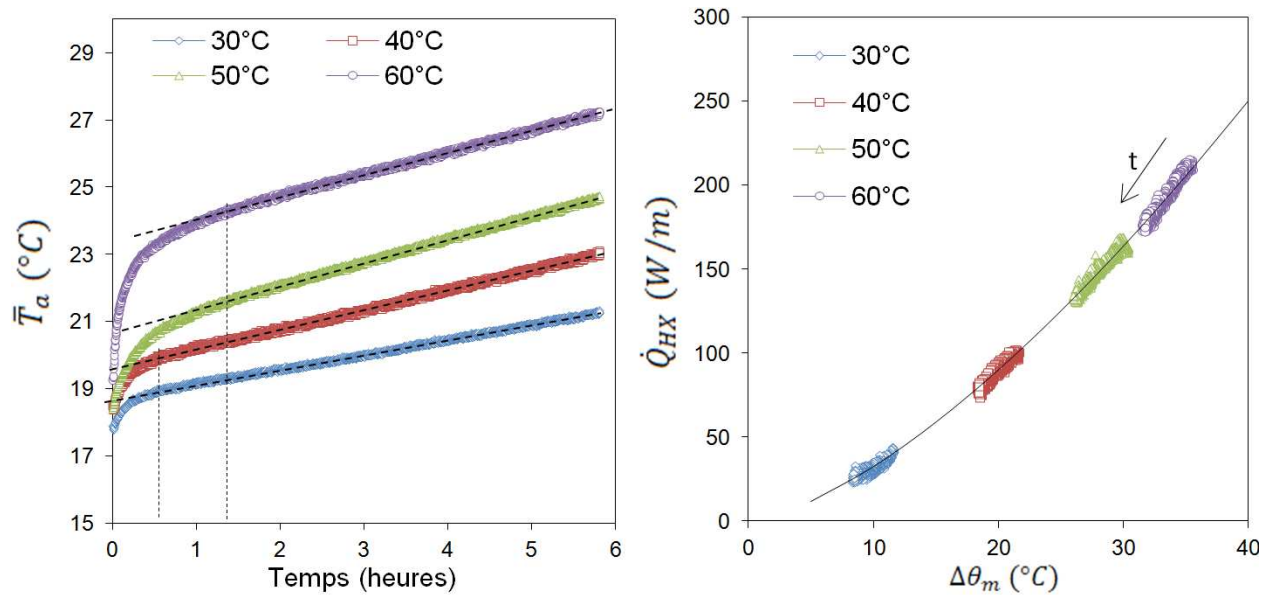


FIGURE 2.5 – a) Evolution de la température ambiante (\bar{T}_a) en fonction du temps, b) évolution de la puissance dissipée par l'échangeur (\dot{Q}_{HX}) en fonction de $\Delta\theta_m$, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$.

2.2.2 Champ de vitesse dans la paroi en régime permanent

Les mesures de vitesses ont été menées pour une température d'eau, en entrée, variant de 30°C à 60°C par tranches de 10°C lors du régime quasi-permanent. Trois séries de mesures ont été effectuées avec des débits d'eau de 40 $l.h^{-1}$, 100 $l.h^{-1}$ et 150 $l.h^{-1}$. L'ensemble des résultats présentés le sont pour une température ambiante moyenne comprise entre 19°C et 19.7°C. La température moyenne des murs varie alors entre 18.2°C et 18.6°C. Le gradient thermique vertical dans la pièce varie entre 0.47 $^{\circ}C.m^{-1}$ et 0.67 $^{\circ}C.m^{-1}$ sur l'ensemble des configurations.

Les mesures de vitesse dans les différents canaux du prototype sont présentées, figure 2.7, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$ et \dot{m}_w . Les résultats montrent des écarts de vitesses importants entre les différents canaux et à l'intérieur de chaque canal. L'écoulement dans les canaux 1 et 6, correspondant aux extrémités de la paroi, est influencé par les pertes sur les côtés de la paroi. De plus, la base de l'échangeur n'occupe pas la totalité de la paroi dans sa largeur. Ces deux canaux sont donc très peu alimentés en air par rapport aux autres. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.6, les effets de bords sont parfaitement visibles sur les images thermiques.

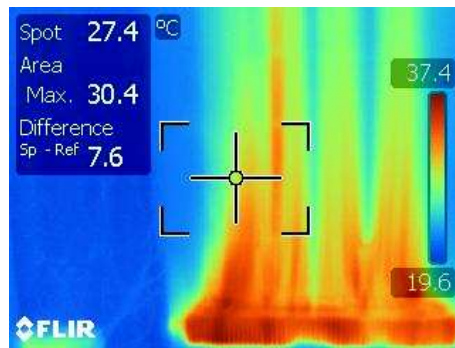


FIGURE 2.6 – Image thermique de la paroi ventilée en fonctionnement pour $T_{w,in}=50^{\circ}\text{C}$

Les gradients de vitesse dans un canal sont dus aux frottements le long des parois latérales qui imposent une vitesse pariétale nulle. Dans le cas d'un écoulement laminaire isotherme dans une conduite rectangulaire, le profil de vitesse présente deux axes de symétrie avec une vitesse maximale au centre. Ce maximum se retrouve dans les courbes expérimentales. Cependant la symétrie est brisée par les effets de bords qui semblent influencer l'ensemble de l'écoulement. La position des maximums de vitesse est légèrement excentrée en direction du tasseau central et les vitesses d'air sont supérieures dans les canaux 3 et 4, quelle que soit la valeur du débit ou de la température d'entrée. A l'intérieur des canaux, les gradients de vitesses sont plus importants que dans une configuration de convection forcée laminaire dans laquelle la vitesse moyenne est égale à la vitesse maximale multipliée par $2/3$. Le nombre de Reynolds maximal obtenu pour $\Delta\theta_m=40^{\circ}\text{C}$, basé sur le diamètre hydraulique de la lame d'air, est de 1100, validant l'hypothèse d'un écoulement laminaire pour l'ensemble des cas étudiés.

Pour un débit de 40 l.h^{-1} , les résultats sont les plus dispersés. Pour $T_{w,in} = 30^{\circ}\text{C}$, la vitesse moyenne de l'écoulement (mesurée sur les 4 canaux) est de 0.1 m.s^{-1} et la vitesse maximale mesurée dans le canal 3 est de 0.33 m.s^{-1} . Lorsque la température d'eau en entrée augmente, l'air s'infiltré graduellement dans les autres canaux. À $T_{w,in}=40^{\circ}\text{C}$, le profil de vitesse est similaire avec un maximum prononcé au niveau du 3^{eme} canal. La vitesse moyenne est alors de 0.17 m.s^{-1} pour une vitesse maximale de 0.46 m.s^{-1} . À 50°C , l'écoulement s'infiltré plus encore dans le canal 4 et les vitesses maximales enregistrées dans les canaux du centre (3 et 4) sont proches (0.58 m.s^{-1} et 0.52 m.s^{-1}). Au même moment, la vitesse dans les canaux 2 et 5 augmente légèrement. La vitesse moyenne est de 0.26 m.s^{-1} . Enfin à 60°C , L'écoulement dans le cinquième canal augmente brutalement tandis que la vitesse maximale n'a que très peu augmenté (0.6 m.s^{-1}) avec une vitesse moyenne de 0.34 m.s^{-1} .

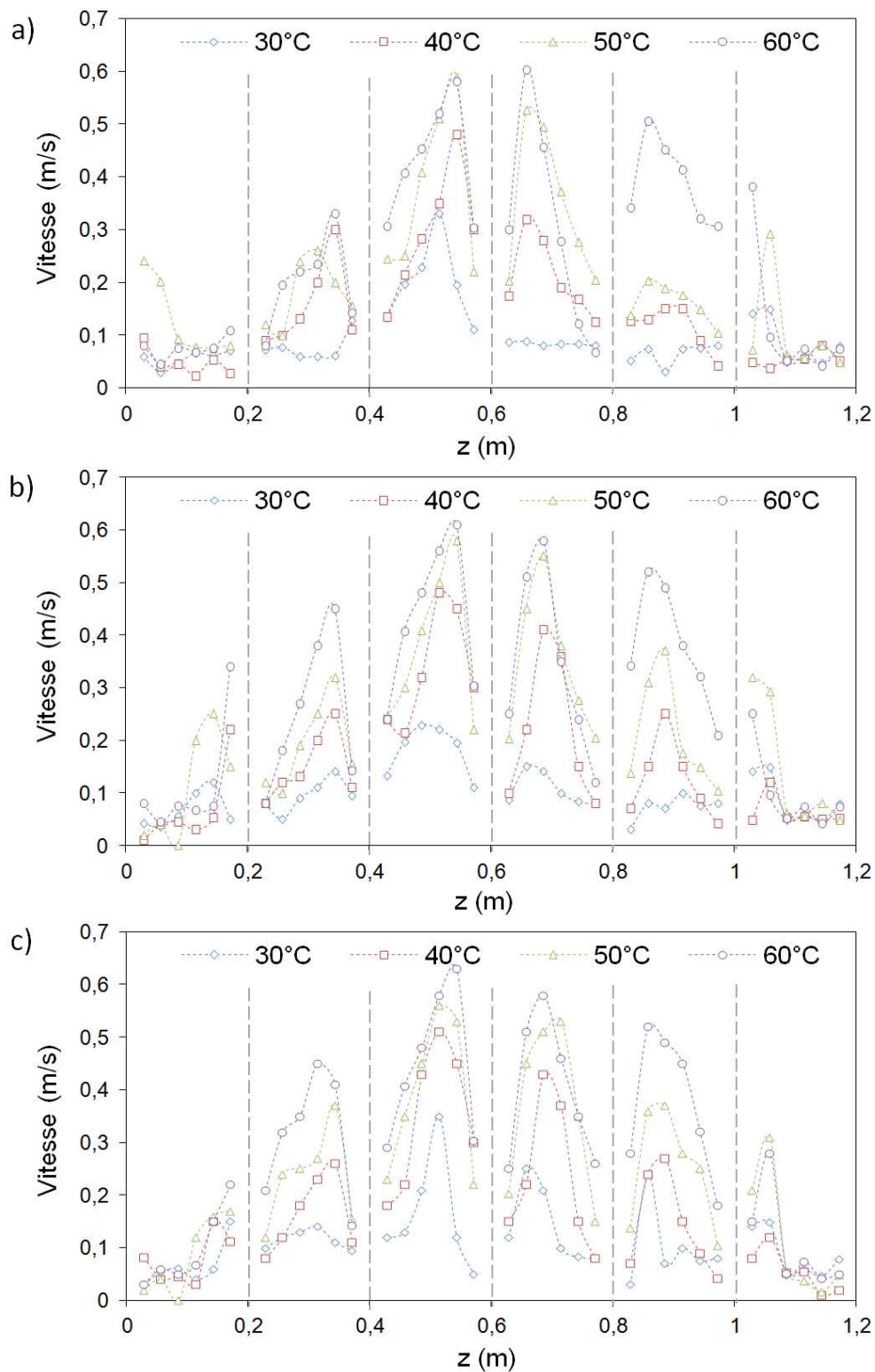


FIGURE 2.7 – Profil de vitesse mesuré à $y=2.35$ m pour différentes valeurs de $T_{w.in}$ a) $\dot{m}_W = 40 \text{ l.h}^{-1}$, b) $\dot{m}_W = 100 \text{ l.h}^{-1}$, c) $\dot{m}_W = 150 \text{ l.h}^{-1}$

Le fait d'augmenter le débit massique du fluide caloporteur améliore légèrement la dispersion des résultats. La figure 2.8.(a) montre les écarts types des vitesses moyennes mesurées dans les 4 canaux centraux du prototype. Mis à part la mesure effectuée à $T_{w.in}=40^\circ\text{C}$, le fait d'augmenter le débit massique permet de réduire notablement l'écart-type. Néanmoins,

la vitesse moyenne semble évoluer en fonction de $\Delta\theta_m$ sur une même courbe malgré les incertitudes (cf. figure 2.8.(b)).

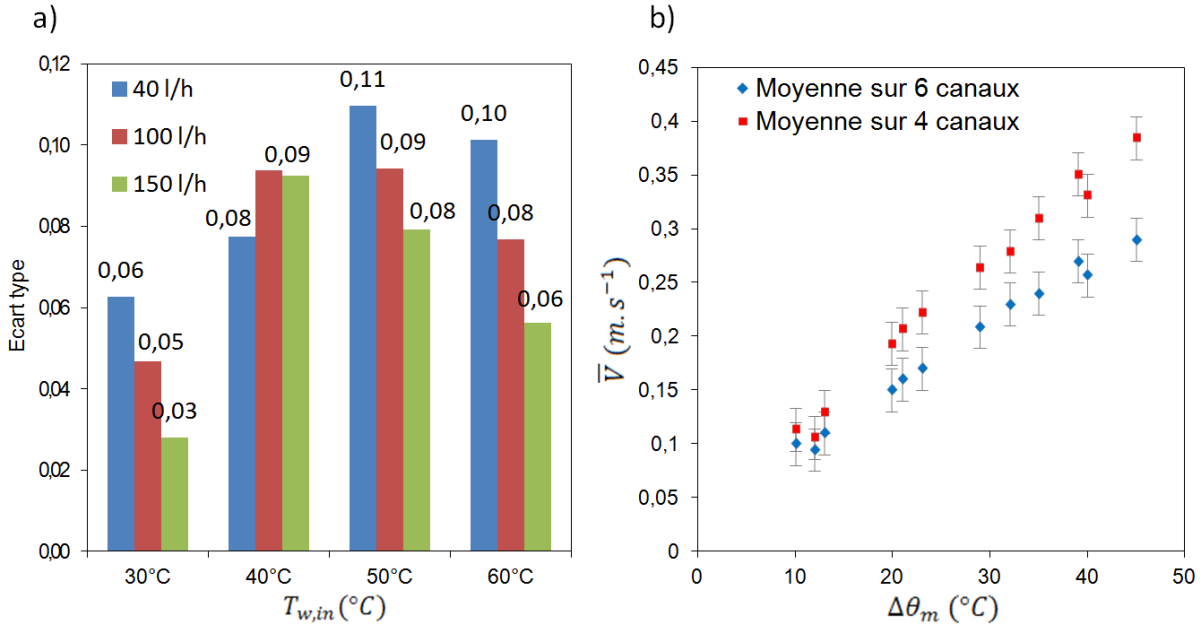


FIGURE 2.8 – a) Ecart-types des mesures de vitesses pour différentes valeurs de $T_{w,in}$ et \dot{m}_w , b) vitesse moyenne mesurée à la sortie de la paroi ventilée.

2.2.3 Champ de température dans la paroi en régime permanent

Des mesures de températures dans la lame d'air ont été effectuées pour $T_{w,in}$ variant de 30°C à 65°C par tranche de 5°C. Dans la suite nous utilisons la variable définie par :

$$\theta_a(y, z) = T'_a(y, z) - \bar{T}_a \quad (2.7)$$

$T'_a(y, z)$: température d'air mesurée dans la paroi aux coordonnées (y, z) [K].

En convection naturelle, le champ de température est lié au champ de vitesse et nous retrouvons des profils similaires avec un maximum prononcé dans le canal 3. Les valeurs mesurées à $y=0.3$ m et $y=2.3$ m dans les quatre canaux centraux sont présentées figure 2.9. En partie basse de la paroi, les écarts de températures sont moins prononcés. En remontant dans les canaux, les profils se conservent et les écarts se creusent, en raison des différents débits d'air. On remarque également que la température dans le canal 5 rejoint progressivement les températures des canaux 3 et 4 au fur et à mesure que $T_{w,in}$ augmente. Cela rejoint les mesures de vitesses et confirme la cohérence des résultats.

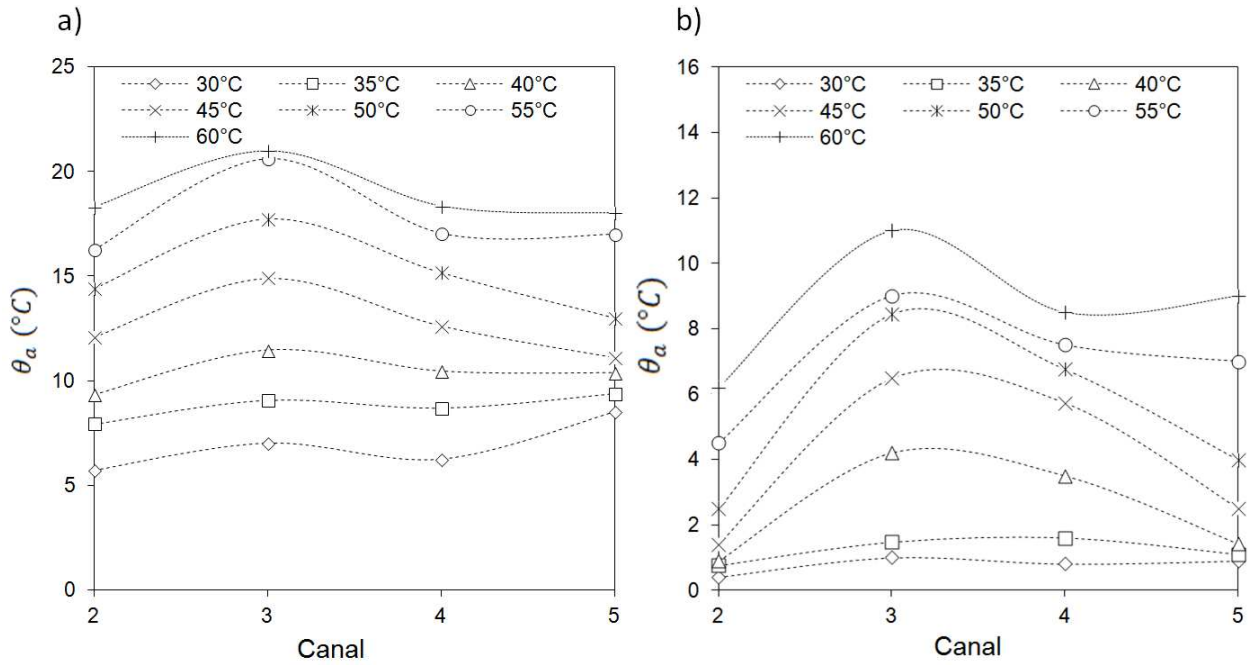


FIGURE 2.9 – Température d’air dans les quatre canaux centraux, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$, mesurées à a) $y=0.3$ m, b) $y= 2.3$ m

Les mesures effectuées dans le canal 3 sont présentées figure 2.10.(a) dans laquelle $\theta'_p(y, z)$ est définie par :

$$\theta'_p(y, z) = T'_p(y, z) - \bar{T}_a \quad (2.8)$$

$T'_p(y, z)$: température de surface de la plaque de séparation, côté lame d’air [K]

On constate des écarts importants entre θ'_p et $\theta_a(y, z)$, traduisant un transfert de chaleur de la lame d’air vers la plaque PVC. Ces écarts se réduisent dans la hauteur de la paroi. Pour $T_{w,in}=30^\circ\text{C}$, les deux courbes se confondent à partir de $y=1.5$ m ce qui indique qu’il n’y a plus de transferts de chaleur, ou bien que ceux-ci sont négligeables. Les courbes pour 30°C et 40°C ont le profil de décroissance exponentielle attendu. Pour les températures plus hautes, on remarque bien une chute plus importante sur le premier mètre de hauteur mais les profils ont une allure plus linéaire. Ces profils ne sont pas totalement représentatifs du champs de température d’air car les mesures sont effectuées ponctuellement, au centre de chaque canal. En moyennant les mesures dans la direction (z), les mesures montrent des profils plus réguliers.

Soit $\bar{\theta}_a(y)$ la température d’air moyenne mesurée dans les quatre canaux centraux :

$$\bar{\theta}_a(y) = \frac{1}{4} \cdot \sum_{i=2}^5 \theta_a(y, i) \quad (2.9)$$

La valeur de $\bar{\theta}_a(y)$ pour $y=0.3$ m, $y=1.25$ m et $y=2.3$ m est donnée figure 2.10.(b) pour différentes valeurs de $T_{w,in}$. On observe des profils similaires entre les différentes courbes avec une chute de température importante sur le premier mètre de hauteur. Pour $T_{w,in}=30^\circ\text{C}$ la différence de température entre $y=1.25$ m et $y=2.3$ m est faible et la température de sortie

d'air est proche de la température ambiante. Ainsi la quasi-totalité de la chaleur dissipée par l'échangeur a traversé la plaque PVC. À partir de $T_{w,in} > 30^\circ\text{C}$, l'écart $\bar{\theta}_a(y = 2.3\text{m})$ augmente et une partie de la chaleur dissipée par l'échangeur est évacuée en haut de la paroi. Puisque la chaleur évacuée à travers la plaque de séparation est directement proportionnelle au gradient vertical, il est possible d'estimer la proportion de chaleur évacuée sur la première moitié de la paroi en partie basse. La valeur obtenue varie entre 80% pour $T_{w,in}=35^\circ\text{C}$ et 71% pour $T_{w,in}=60^\circ\text{C}$.

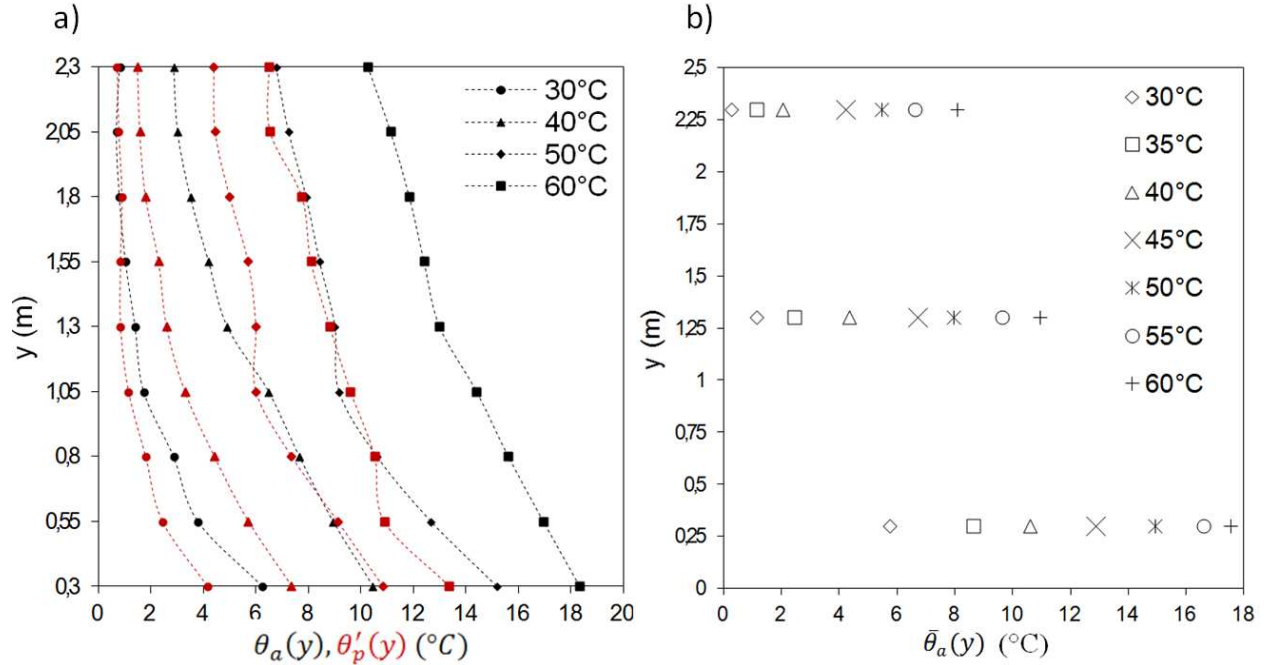


FIGURE 2.10 – Température dans la paroi ventilée en fonction de y , a) sondes placées dans le canal 3 au centre de la lame d'air (en noir), contre la plaque pvc (en rouge), b) moyenne des six sondes placées dans les 6 canaux à trois hauteurs différentes.

2.2.4 Température de surface de la paroi

Un effet attendu du confinement au sein du canal est l'échauffement de la paroi en contact avec la pièce, afin de fournir aux occupants une ambiance thermique la plus agréable possible. La plaque de séparation a effectivement une température supérieure à la température ambiante, et cette différence est bien plus prononcée en partie basse. Pour savoir si le confinement de l'échangeur dans un canal présente un réel intérêt pour le chauffage du mur, nous avons comparé la température de surface dans deux configurations qui sont illustrées figure 2.11. La première correspond au montage original tandis que dans la deuxième, l'échangeur est placé contre la paroi, côté local. De cette manière, l'effet cheminée est supprimé et l'échangeur peut être assimilé à une simple plinthe thermique.

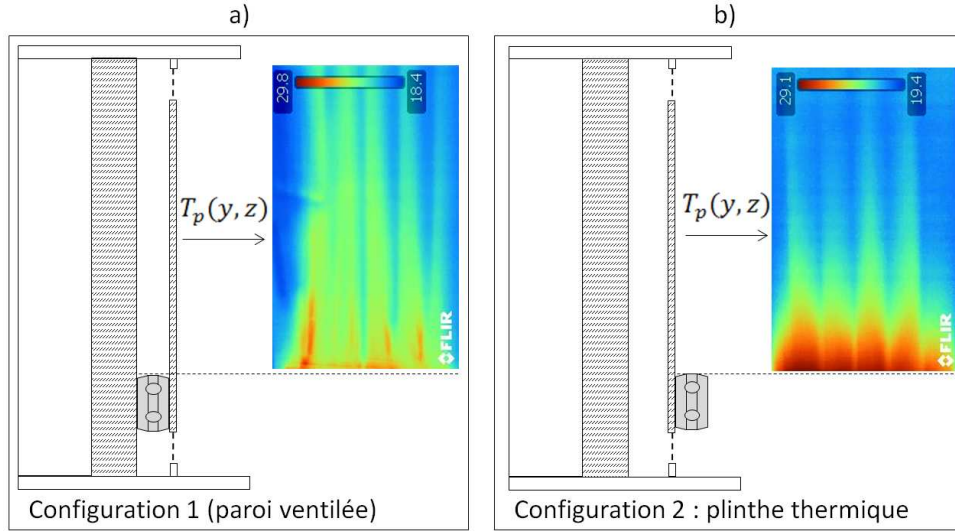


FIGURE 2.11 – Illustration des deux configurations étudiées, a) échangeur placé dans la lame d’air, b) échangeur placé devant la lame d’air. Les images thermiques ont été prises pour $T_{w,in}=60^{\circ}\text{C}$ et $\dot{m}_w=40 \text{ l.h}^{-1}$.

Le champ de température en surface est décrit par la variable $\theta_p(y, z)$ définie par :

$$\theta_p(y, z) = T_p(y, z) - \bar{T}_a \quad (2.10)$$

$T_p(y, z)$: température de surface, de la plaque de séparation, côté local [K].

L’évolution de θ_p est donnée figure 2.12.(a) à différentes hauteurs pour $T_{w,in}=40^{\circ}\text{C}$. D’une manière générale, les profils de températures sont plus homogènes dans la configuration 2. Lorsque l’échangeur est placé dans la paroi ventilée, il y a des écarts de température importants au niveau des tasseaux qui séparent les différents canaux. Immédiatement au dessus de l’échangeur ($y=0.3 \text{ m}$), la paroi est plus chaude d’environ 3.2°C dans la deuxième configuration. En remontant, l’écart entre les deux configurations se réduit. A $y=0.8 \text{ m}$, les températures de surface sont équivalentes dans les deux cas. Sur le premier mètre de hauteur, il est clair que le confinement de l’échangeur réduit la température de surface du mur. Ce résultat n’est pas surprenant dans la mesure où la plaque de séparation entraîne une résistance thermique non négligeable, malgré sa faible épaisseur. En revanche, la température de surface en partie haute de la paroi est légèrement supérieure lorsque l’échangeur est placé à l’intérieur du canal.

Pour les températures plus hautes, l’impact du confinement est plus positif vis-à-vis du réchauffement de la paroi. Les mêmes mesures sont présentées figure 2.12.(b) pour $T_{w,in}=60^{\circ}\text{C}$. A $y=0.3 \text{ m}$, la température reste supérieure dans la deuxième configuration. Les températures maximales sont alors situées au niveau des canaux 2 et 5. Plus haut dans la paroi, cette tendance s’inverse et la température de surface maximale est mesurée au niveau du canal 3. En reprenant les mesures de vitesses, on remarque que les canaux les moins bien alimentés en air ont un gradient de température surfacique vertical plus important.

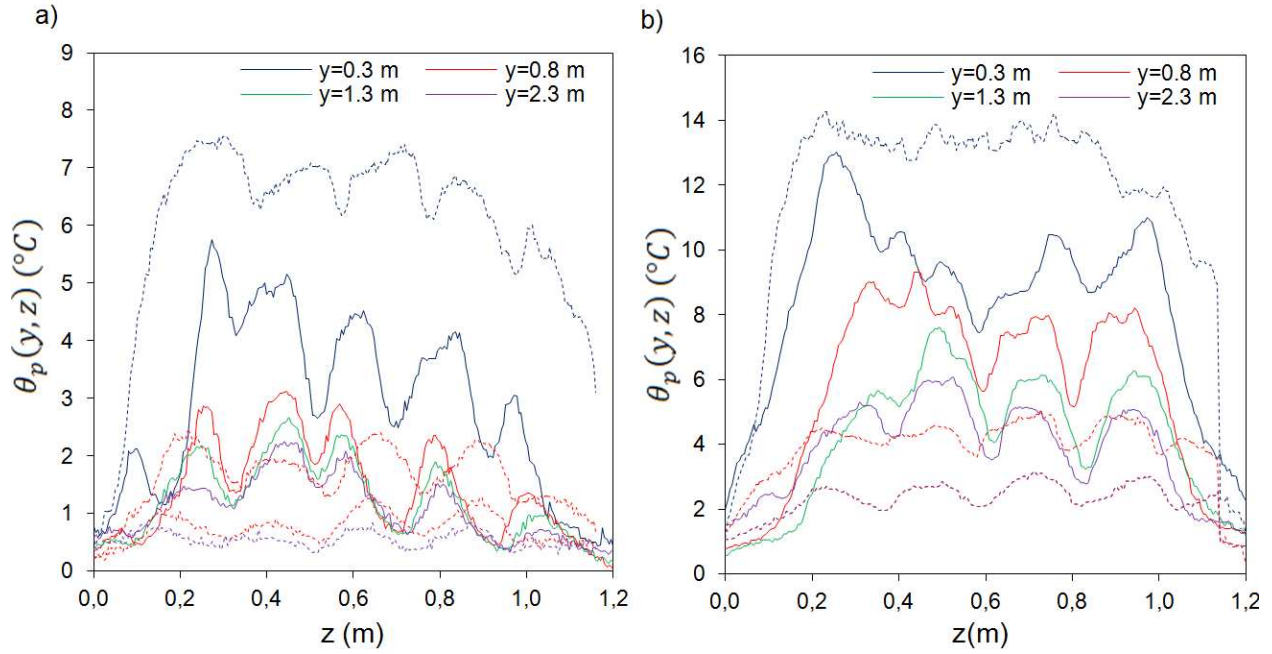


FIGURE 2.12 – Evolution de la température de surface selon z pour différentes hauteurs y et dans deux configurations : avec confinement (courbes en traits pleins) et sans confinement (courbes en pointillés) de l'échangeur. a) $T_{w,in}=40^{\circ}\text{C}$ et b) $T_{w,in}=60^{\circ}\text{C}$

Afin de mieux visualiser la variation de température de surface pour différentes températures de consigne, l'écart de température $\theta_p(y, z)$ est moyenné sur une droite parcourant toute la largeur du panneau.

$$\bar{\theta}_p(y) = \frac{1}{1.2} \int_0^{W_0} \theta_p(y, z) dz \quad (2.11)$$

La figure 2.13 présente l'évolution de $\bar{\theta}_p(y)$ selon la hauteur y . Malgré les irrégularités importantes du profil de température dans la largeur du panneau, la température moyenne de surface évolue selon y avec un profil bien défini qui se conserve pour les différentes températures d'eau. Sans surprise, les courbes présentent un maximum pour $y=0.2$ m au niveau de l'échangeur. Passé ce maximum, la température chute de manière exponentielle. Cependant, le confinement de l'échangeur permet de réduire considérablement la pente de cette chute. Dans la configuration de plinthe thermique, le panache issu de l'échangeur se refroidit plus rapidement que lorsqu'il est confiné. Il est de plus probable que le panache thermique se « décroche » de la paroi à partir d'une certaine hauteur, qui dépend de la température de l'échangeur.

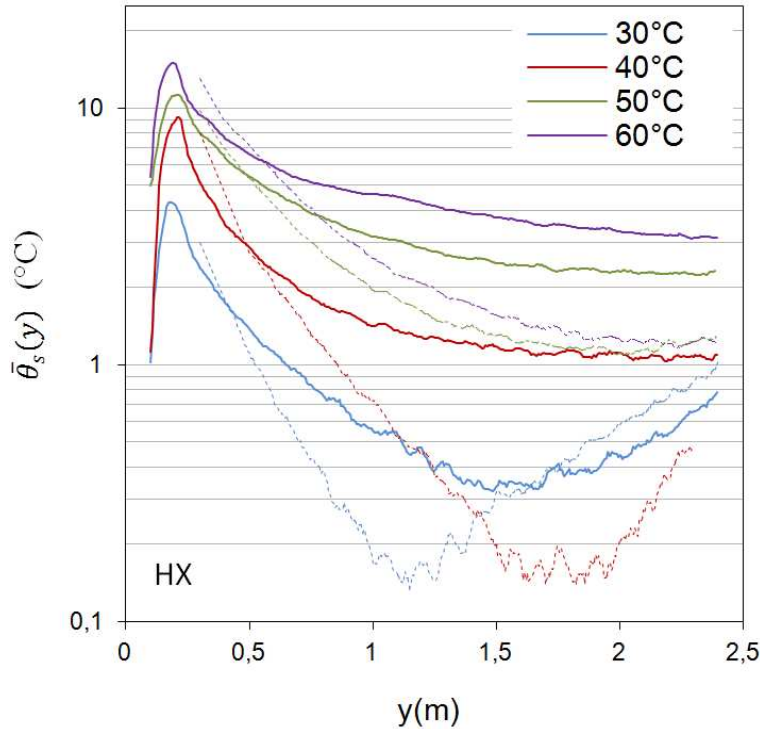


FIGURE 2.13 – Evolution de $\bar{\theta}_p(y)$ dans deux configurations : avec confinement (courbes en traits pleins) et sans confinement (courbes en pointillés) de l'échangeur, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$ et $\dot{m}_w=40 \text{ l.h}^{-1}$

La courbe $T_{w,in}=30^\circ\text{C}$ possède un minimum situé à $y=1.5 \text{ m}$. Cela indique qu'au delà d'une certaine hauteur proche de ce minimum, l'air dans le canal ne réchauffe plus la paroi. La température de surface varie alors avec la température ambiante ce qui explique la légère remontée en température sur le dernier mètre. Cela indique également que les forces d'Archimède n'agissent pas sur la partie haute de l'écoulement. La présence du canal constitue donc un frein à l'écoulement et le système perd de son intérêt. Une solution simple pour garantir une répartition homogène de la température serait d'appliquer des résistances de conduction différentes au niveau de la plaque de séparation, ceci afin d'empêcher le développement d'une couche limite côté local. Pour les très basses températures ($T_{w,in} < 35^\circ\text{C}$), le fait d'isoler partiellement la partie basse de la paroi permettrait de déplacer le flux de chaleur en partie haute et ainsi favoriser l'effet cheminée. L'intérêt d'une isolation partielle côté local est de trouver un bon compromis entre l'effet cheminée qui favorise les transferts thermiques de l'échangeur et les transferts pariétaux qui favorisent le confort thermique des occupants.

2.2.5 Flux de chaleur à travers la paroi en régime permanent

Ici nous étudions l'influence du confinement sur la puissance dissipée par l'échangeur. Les résultats sont ramenés sur 1 m linéaire de paroi pour une interprétation plus aisée. Dans la configuration de plinthe thermique (cf. figure 2.11.(b)), la puissance dissipée par l'échangeur est notée Q'_{HX} . Les courbes $\dot{Q} = f(\Delta\theta_m)$ pour les deux cas évoqués sont données figure 2.14 (a). Les résultats confirment l'impact positif du système sur les transferts thermiques au niveau de l'échangeur de chaleur. Cette amélioration des transferts est illustrée par la différence des deux courbes présentées figure 2.14(a). Pour $\Delta\theta_m=10^\circ\text{C}$ cette différence est faible et le fait de placer l'échangeur dans la paroi double peau n'entraîne pas d'augmenta-

tion significative de la puissance dissipée due à l'effet cheminée. La puissance dissipée totale est d'environ 30 W.ml^{-1} . Cette tendance peut être inversée en isolant la paroi au niveau de l'échangeur. Pour $\Delta\theta_m=20^\circ\text{C}$ la puissance dissipée est de 90 W.ml^{-1} contre 79 W.ml^{-1} avec et sans le tirage thermique, soit une augmentation d'environ 14%. Pour $\Delta\theta_m=40^\circ\text{C}$ la puissance dissipée est de 250 W.ml^{-1} et 204 W.ml^{-1} respectivement soit une augmentation de 22,5%.

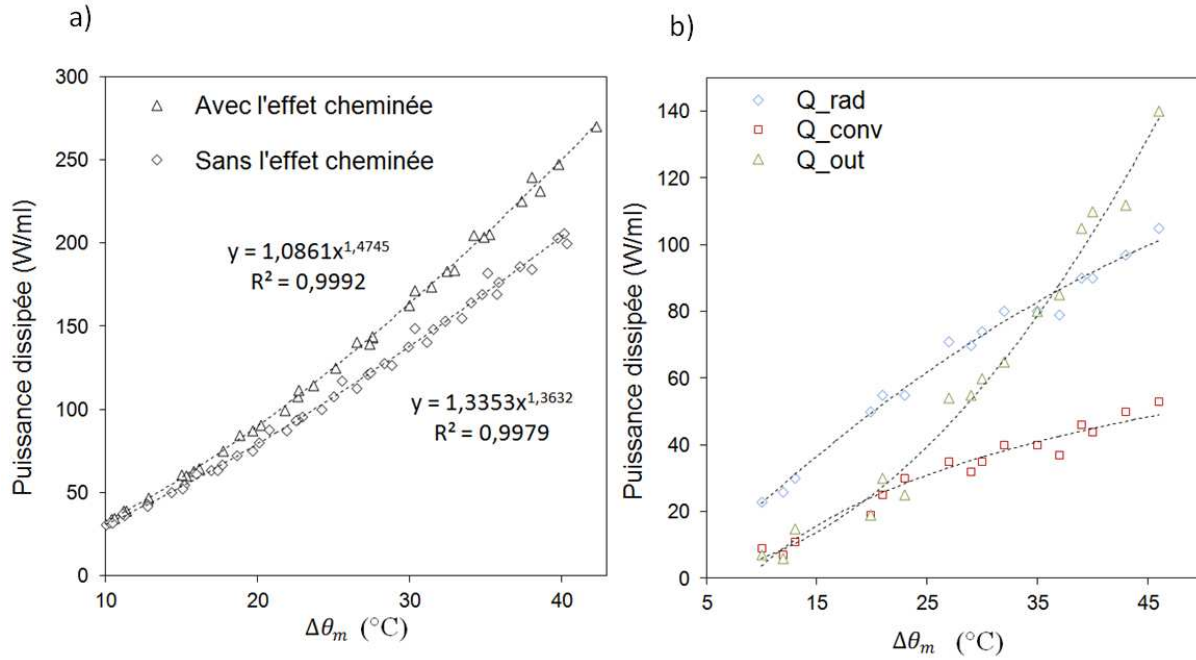


FIGURE 2.14 – Flux de chaleur à travers le système en fonction de $\Delta\theta_m$ a) puissance totale dissipée par l'échangeur, b) puissance dissipée par convection et rayonnement à travers la paroi.

De la même manière, les différents flux de chaleur à travers la paroi sont calculés pour chaque série de mesures et les résultats ramenés sur 1 m de paroi sont présentés figure 2.14(b). Les points expérimentaux sont plus dispersés. Toutefois, les résultats sont satisfaisants compte tenu des incertitudes dans le calcul des flux de chaleur. La puissance dissipée en sortie évolue en fonction de $\Delta\theta_m$ élevé à la puissance 2,28 tandis que les puissances dissipées par convection et rayonnement évoluent avec $\Delta\theta_m$ de manière logarithmique. Les résultats présentés tableau 2.2.5 montrent la répartition du flux de chaleur au sein du système obtenue à partir des équations précédentes ainsi que le pourcentage de rayonnement ($S_r = 100.\dot{Q}_{\text{rad}}/\dot{Q}_{\text{HX}}$), le pourcentage d'augmentation ($S_E = 100.(\dot{Q}_{\text{HX}} - \dot{Q}'_{\text{HX}})/\dot{Q}'_{\text{HX}}$) et le déséquilibre relatif des résultats défini par :

$$S_I = (100.(\dot{Q}_{\text{HX}} - (\dot{Q}_{\text{out}} + \dot{Q}_{\text{conv}} + \dot{Q}_{\text{rad}})))/\dot{Q}_{\text{HX}} \quad (2.12)$$

Pour $\Delta\theta_m=10^\circ\text{C}$, la part de rayonnement obtenue est de 55%. Celle-ci diminue lorsque $\Delta\theta_m$ augmente et atteint 37% pour $\Delta\theta_m=40^\circ\text{C}$. Le système est donc majoritairement convectif lorsque $\Delta\theta_m \geq 20^\circ\text{C}$. Notons que, dans notre expérience, les températures des parois de la cellule sont en moyenne de 0.5°C inférieure à la température d'air. Dans la configuration étudiée, le système dissipe environ 90 W.m^{-1} à partir d'une eau à 45°C et un retour à 35°C pour une ambiance à 20°C . L'isolation de la partie inférieure permettrait d'augmenter

$\Delta\theta_m$	\dot{Q}_{HX} ($W.m^{-1}$)	\dot{Q}_{out} ($W.m^{-1}$)	\dot{Q}_{conv} ($W.m^{-1}$)	\dot{Q}_{rad} ($W.m^{-1}$)	\dot{Q}'_{HX} ($W.m^{-1}$)	S_r (%)	S_E (%)	S_I (%)
10	33	6	7	18	31	55.5	4.8	4.6
20	90	23	24	45	79	50	13.9	-2.2
30	163.5	55	36.5	73.5	138	45	18.5	-0.9
40	250	102	45	93	204	37	22.5	4

TABLE 2.3 – Flux de chaleur à travers la paroi pour différentes valeurs de $\Delta\theta_m$

plus encore la puissance dissipée, au détriment des transferts par rayonnement. Ces niveaux de puissance sont supérieurs aux plinthes (de même taille que l'échangeur) disponibles sur le marché en France (environ $55 W.m^{-1}$ pour $\Delta\theta_m=40^\circ C$). Dans la partie suivante, nous étudions l'influence du confinement de l'échangeur sur deux facteurs influençant le confort thermique : le gradient thermique vertical ainsi que la température radiante.

2.3 Résultats expérimentaux : mesures sur plusieurs panneaux

2.3.1 Modification du protocole expérimental

Les résultats présentés dans cette partie sont issus d'une deuxième série d'expérience menée entre novembre 2011 et mars 2012. Les objectifs de cette deuxième série sont différents et nous avons effectué quelques changements au niveau de l'instrumentation et du protocole expérimental. Pour la paroi ventilée, nous disposons de quatre panneaux de 1.2 m de largeur, raccordés en série, et recouvrant la totalité d'une paroi de la cellule (cf. figure 2.2 (b)). Les prototypes ont également été fournis par la compagnie *Gerflor* ; ils ont une conception similaire à la précédente.

Pour comparer les résultats, les mesures ont également été effectuées avec des émetteurs électriques localisés. Les émetteurs testés sont deux convecteurs d'une puissance nominale fixe de 500 W et 1000 W, ainsi qu'un panneau rayonnant de 1000 W. La paroi ventilée a été testée avec une température en entrée variant de $30^\circ C$ à $70^\circ C$ par tranche de $10^\circ C$, avec un débit fixe de $230 l.h^{-1}$. Tout comme dans la première expérience, les mesures ont également été réalisées en retirant la plaque de séparation. Les thermocouples ont été positionnés au centre de la pièce dans un plan parallèle au plan formé par les panneaux. Les sondes sont fixées sur 4 barres métalliques calées par serrage entre le plafond et le sol. Cinq thermocouples sont répartis dans la hauteur sur chacune des barres, soit un total de 20 thermocouples. De plus, deux sondes pt100 à globes de 150 mm de diamètre sont installées au centre de la pièce. La température mesurée par les sondes globe est proche de la moyenne entre la température d'air et la température radiante.

L'acquisition s'effectue en continu sur une durée de 8h. A la fin de la mesure, une image thermique est prise et le circuit d'eau est éteint. La cellule se refroidit pendant la nuit et le lendemain, au début d'une nouvelle acquisition, la température d'air varie entre $6^\circ C$ et $10^\circ C$ en fonction du jour de l'expérience. Le gradient thermique vertical naturellement présent dans la pièce avant la mise en chauffe varie entre $1 K.m^{-1}$ et $2 K.m^{-1}$. Après la mise en chauffe, le profil de température dans le local évolue rapidement vers une configuration quasi

stationnaire, qui ne dépend pas des conditions initiales. Sur la figure 2.15, on peut voir l'évolution des températures d'air mesurées à différentes hauteurs, immédiatement après la mise en chauffe, pour $T_{w,in}=30^{\circ}\text{C}$ et 60°C . On remarque que les températures au dessus de $y=1.3\text{m}$ diminuent dans un premier temps, et opèrent un léger rebond, avant de repartir en hausse. Nous supposons que l'air chaud au niveau du plafond est dans un premier temps « chassé » par de l'air plus frais initialement présent dans la lame d'air. Pour $T_{w,in}=30^{\circ}\text{C}$, le gradient thermique initialement présent dans la pièce chute d'environ 50% après la mise en chauffe. Ces résultats montrent que la paroi ventilée impose une certaine structure de l'écoulement dans la pièce qui limite considérablement le gradient thermique. Lors de ces expériences, aucun phénomène transitoire particulier n'a été observé. Les résultats présentés dans la suite ont été obtenus lors du régime quasi-permanent en moyennant les valeurs sur 15 minutes.

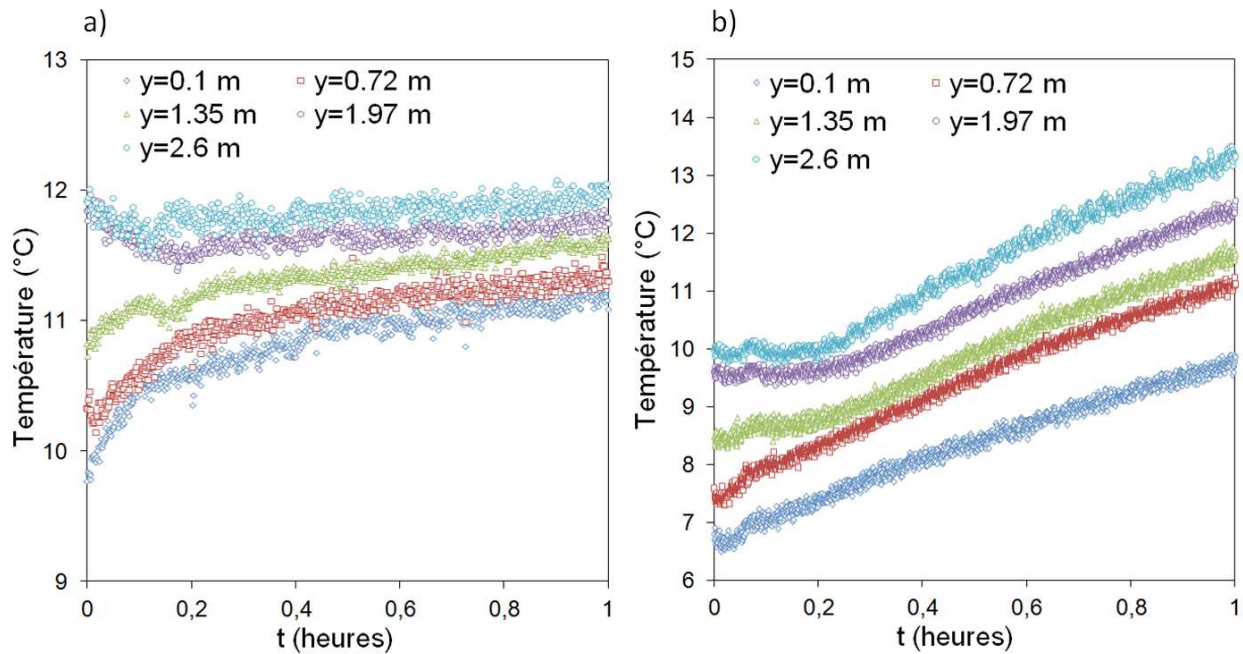


FIGURE 2.15 – Evolution de la température d'air dans le local immédiatement après la mise en chauffe, à différentes hauteurs, pour a) $T_{w,in}=30^{\circ}\text{C}$, b) $T_{w,in}=60^{\circ}\text{C}$.

2.3.2 Gradient thermique vertical dans le local

Dans la suite, $T_a(y)$ représente la moyenne des quatre sondes placées à la hauteur y dans le local et \bar{T}_a représente la moyenne de toute les sondes de température d'air placées dans le local. Les résultats ont montré que la température varie très peu sur une ligne horizontale située au centre de la pièce, quel que soit l'émetteur considéré. La différence de mesure entre les sondes placées à une même hauteur est inférieure à 0.4°C et aucune tendance ne se dégage vis-à-vis de la température de consigne.

Sur la figure 2.16 (a) et (b), on peut voir l'influence de la plaque de séparation et de la température de consigne sur le profil de $T_a(y)$. L'allure des profils est parfaitement conservée pour les différentes températures de consigne et les résultats ont montré une excellente répétabilité. Pour $T_{w,in}=30^{\circ}\text{C}$, le gradient thermique vertical dans la pièce est de 0.4

$K.m^{-1}$ dans les deux cas, ce qui correspond à une valeur assez faible. Pour $T_{w,in} \geq 40^\circ C$, on observe une augmentation du gradient vertical due au confinement de l'échangeur. Pour $T_{w,in}=40^\circ C$, le gradient thermique est de $0.46 K.m^{-1}$ sans confinement et $0.65 K.m^{-1}$ avec confinement, soit une augmentation relative de 42%. Pour $T_{w,in}=70^\circ C$, cette augmentation est de 60%, le gradient thermique atteint alors un maximum de $1.54 K.m^{-1}$, contre $0.96 K.m^{-1}$ sans confinement.

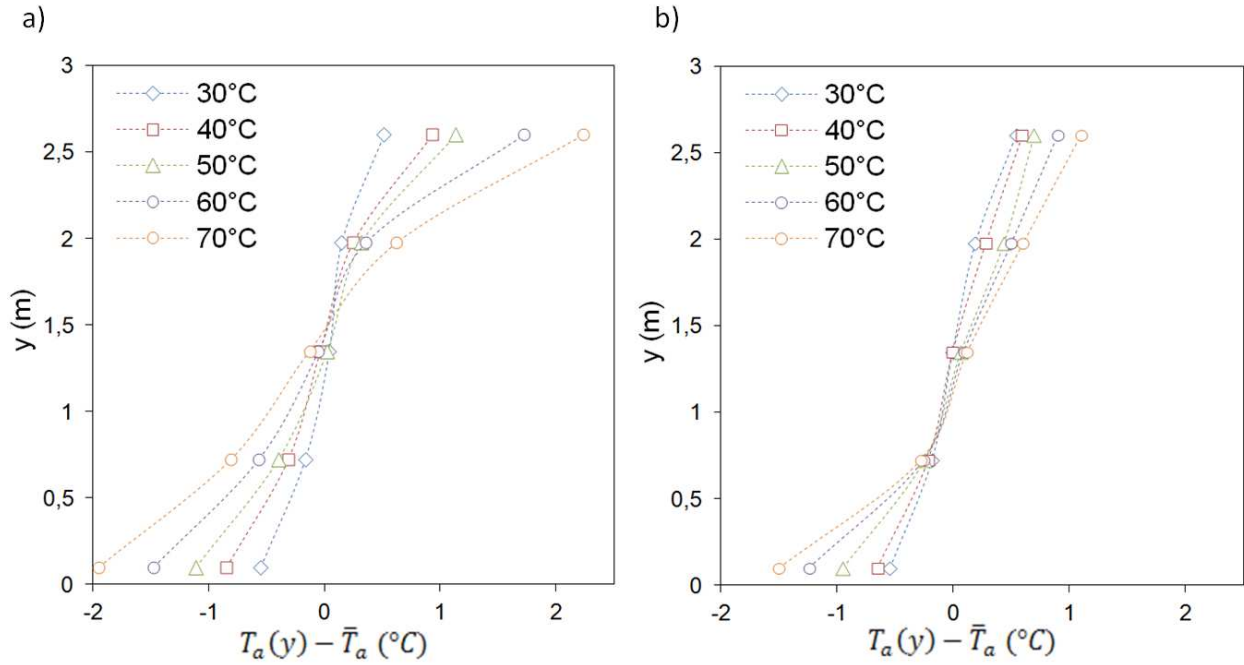


FIGURE 2.16 – a) Profil de température vertical dans la cellule avec la paroi ventilée, pour différentes valeurs de $T_{w,in}$, a) avec la plaque de séparation, b) sans la plaque de séparation.

Si l'on se réfère aux résultats obtenus précédemment, pour $T_{w,in}=30^\circ C$, la totalité de la chaleur est dissipée à travers la paroi de séparation dont 80% sur le premier mètre de hauteur. L'augmentation du gradient thermique semble être directement liée à la part de chaleur dissipée en partie haute de la pièce, ce qui paraît cohérent. Avec la plaque de séparation, les profils présentent une symétrie centrale avec un fort gradient de température en partie haute et en partie basse du local. On peut considérer que l'air du local est légèrement stratifié avec la présence d'un thermocline situé à mi-hauteur de la pièce. En retirant la plaque de séparation, on retrouve un gradient thermique plus important au niveau du sol ; cependant le profil est linéaire à partir de $y=70\text{ cm}$ et varie peu avec la température de consigne. Puisque le gradient thermique maximal varie peu entre les deux configurations, le confinement de l'échangeur a pour effet d'augmenter le paramètre de stratification. Dans les deux cas, on remarque que les courbes se croisent en un point, et que le confinement de l'échangeur a pour effet d'augmenter la hauteur de ce point.

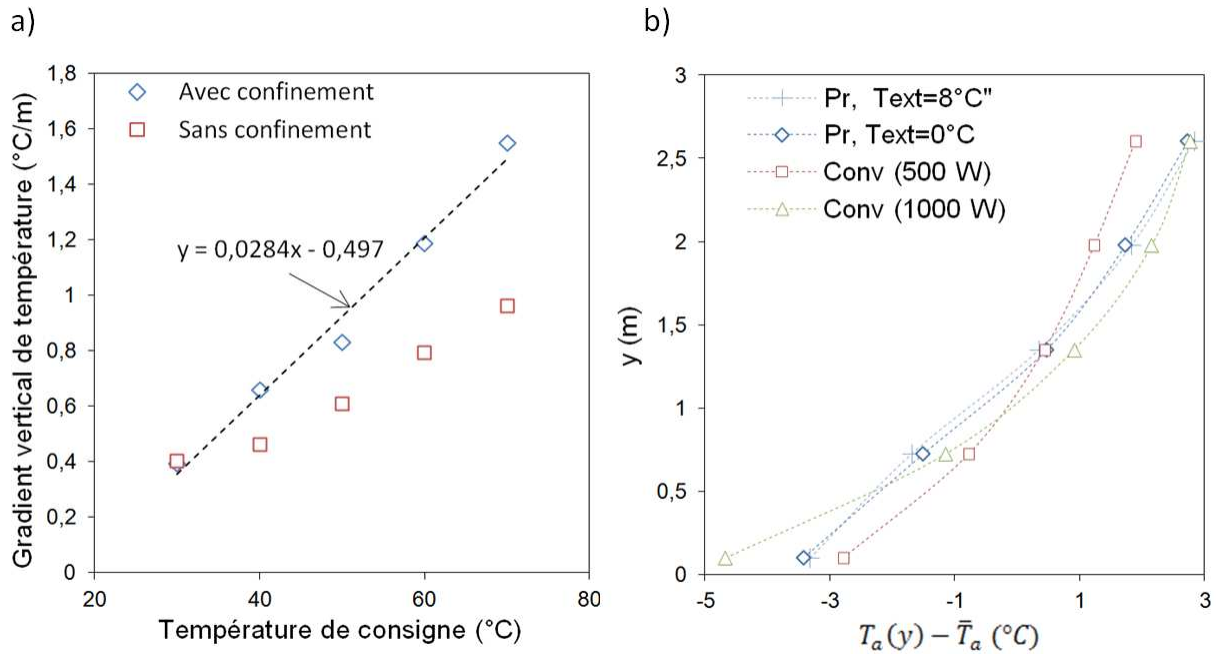


FIGURE 2.17 – a) Gradient thermique dans la cellule en fonction de la température de consigne, avec et sans confinement de l'échangeur, b) profil de température vertical obtenu avec les émetteurs localisés.

Sur la figure 2.17 (a), on voit que le gradient thermique varie linéairement avec la température de consigne. Avec les émetteurs électriques localisés, les gradients de températures sont nettement plus importants qu'avec la paroi ventilée (cf. figure 2.17.(b)). Le panache thermique issu de la source chaude est directement propulsé vers le plafond, et les gradients de température atteignent 3 K.m^{-1} avec le convecteur 1000 W. Avec le panneau rayonnant, ce gradient est de 2.3 K.m^{-1} . Les résultats issus des deux expériences suggèrent que la température extérieure a peu d'influence sur ces résultats. Le convecteur de 500 W entraîne un gradient de 1.73 K.m^{-1} .

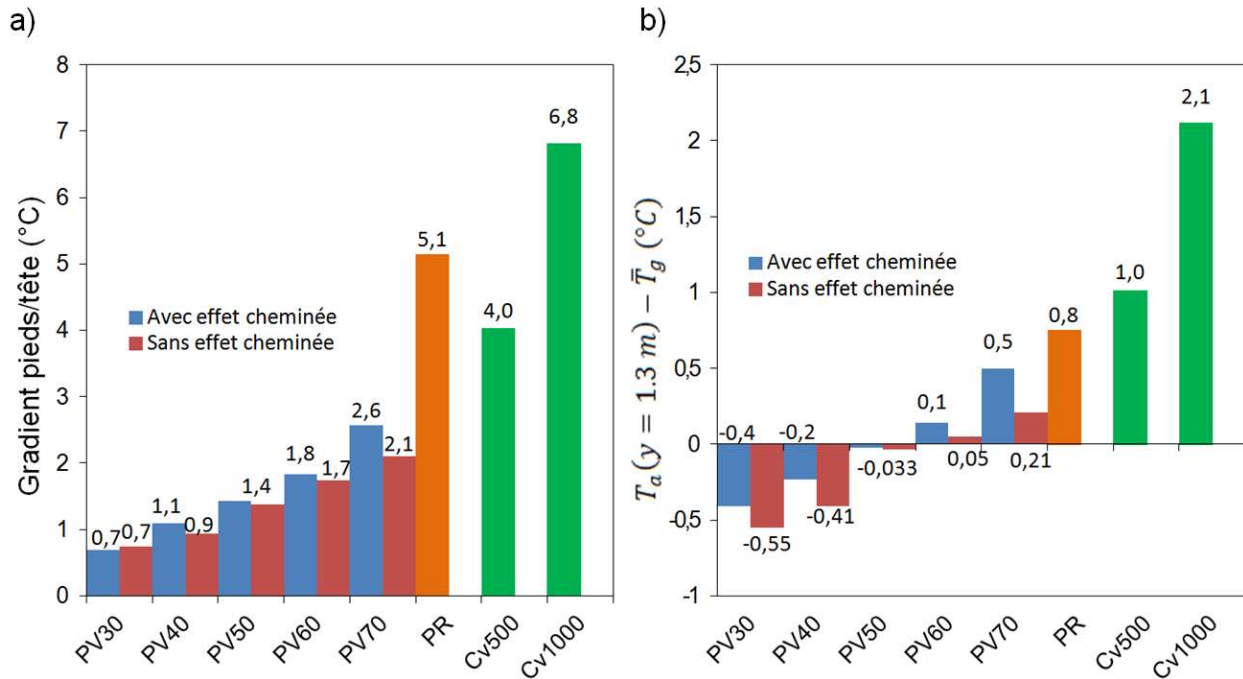


FIGURE 2.18 – a) Gradient Pied/Tête mesuré avec différents émetteurs, b) différence entre la température globe moyenne et la température d’air moyenne mesurée à $y=1.3m$, pour différents émetteurs.

La figure 2.18.(a) présente la valeur du gradient Pied/Tête mesurée avec les différents émetteurs (PVx pour la paroi ventilée avec $T_{w,in}=x^{\circ}C$; PR pour le panneau rayonnant et Cv500 ou Cv1000 pour le convecteur de 500 W et 1000 W respectivement). En reprenant la courbe des insatisfaits fournie en annexe B, on peut affirmer que le gradient thermique engendré par la paroi ventilée est suffisamment faible pour ne pas entraîner d’insatisfaits supplémentaires, tant que $T_{w,in} \leq 60^{\circ}C$. Pour $T_{w,in}=70^{\circ}C$, ce pourcentage serait d’environ 2%. En revanche, les émetteurs localisés entraînent un gradient important qui se répercute sur le confort thermique. Avec un ΔT de $4^{\circ}C$, le pourcentage d’insatisfaits supplémentaires serait de 10%. Pour le convecteur électrique 1000 W, l’écart de température est de $7^{\circ}C$, entraînant un pourcentage d’insatisfaits supérieur à 40%. De plus, la comparaison entre le convecteur et le panneau rayonnant de même puissance montre que les transferts par rayonnement permettent de limiter le gradient de température vertical, ce qui rejoint les observations de l’étude bibliographique.

2.3.3 Température radiante

Nous nous intéressons ici aux températures mesurées par les sondes globes. Dans la suite, \bar{T}_g représente la moyenne des températures mesurées par les deux sondes globes disposées dans la pièce. La température mesurée par ces dernières est une valeur proche de la moyenne entre la température radiante moyenne et la température d’air. Les résultats présentés figure 2.18.(b) montrent que la température mesurée par les sondes globes est supérieure à la température d’air lorsque $T_{w,in} \leq 50^{\circ}C$. Le fait de promouvoir les transferts convectifs par l’ajout de la plaque de séparation entraîne une légère diminution de la température radiante. Cette diminution, de l’ordre de $0.1^{\circ}C$, est néanmoins trop faible pour conclure sur une diminution du confort. Il est de plus clair que la température radiante diminue lorsque

la température de consigne augmente. Là encore, ces observations rejoignent les précédentes études et montrent que le chauffage basse température est bénéfique pour le confort. Pour les émetteurs localisés, le différentiel de température est plus important et la température d'air est supérieure à la température radiante. Pour une puissance dissipée équivalente, le panneau rayonnant permet de réduire l'écart de température de 2°C à 0.8°C, par rapport au convecteur. En supposant que les sondes globes indiquent la valeur de la température opérative, la température d'air pourrait être diminuée de 1°C à 2.5°C en utilisant la paroi ventilée, plutôt qu'un émetteur électrique localisé classique, avec un confort équivalent. Ces résultats ont néanmoins été obtenus dans des conditions particulières, sans renouvellement d'air. Dans la partie suivante, nous étudions l'influence de la ventilation sur les résultats.

2.3.4 Influence de la ventilation

La cellule est équipée d'un dispositif de renouvellement d'air réglable. La sortie d'air est située en partie haute de la pièce, au dessus de la porte d'entrée. L'entrée d'air se fait par infiltration au niveau du mur opposé. Nous avons testé quatre débits de renouvellement d'air. La valeur du débit a été mesurée à l'aide de quatre anémomètres unidirectionnels placés dans la section de passage de la bouche de sortie d'air. Les débits testés sont 0.11, 0.54, 2.1 et 3.2 $vol.h^{-1}$. La figure 2.19 présente le gradient Pied/Tête pour différents émetteurs et différents débits de renouvellement d'air. Les expériences effectuées avec la paroi ventilée montrent que le renouvellement d'air n'a pas de conséquences significatives sur le gradient Pied/Tête. En revanche, la ventilation a pour effet de diminuer le gradient vertical observé avec les émetteurs localisés électriques. On remarque de plus qu'il n'y a pas de tendance claire concernant l'influence de la valeur du débit massique d'air. Le fait de renouveler l'air entraîne une réduction significative du gradient vertical, quelle que soit la valeur du débit testée. Cette réduction est de 55% avec le convecteur électrique 1000 W, 30% avec le convecteur électrique 500 W et 25% avec le panneau rayonnant. Sur l'ensemble des expériences, la ventilation a pour effet de diminuer le gradient thermique lorsque celui-ci dépasse une certaine valeur, environ égale à 1.5 $K.m^{-1}$.

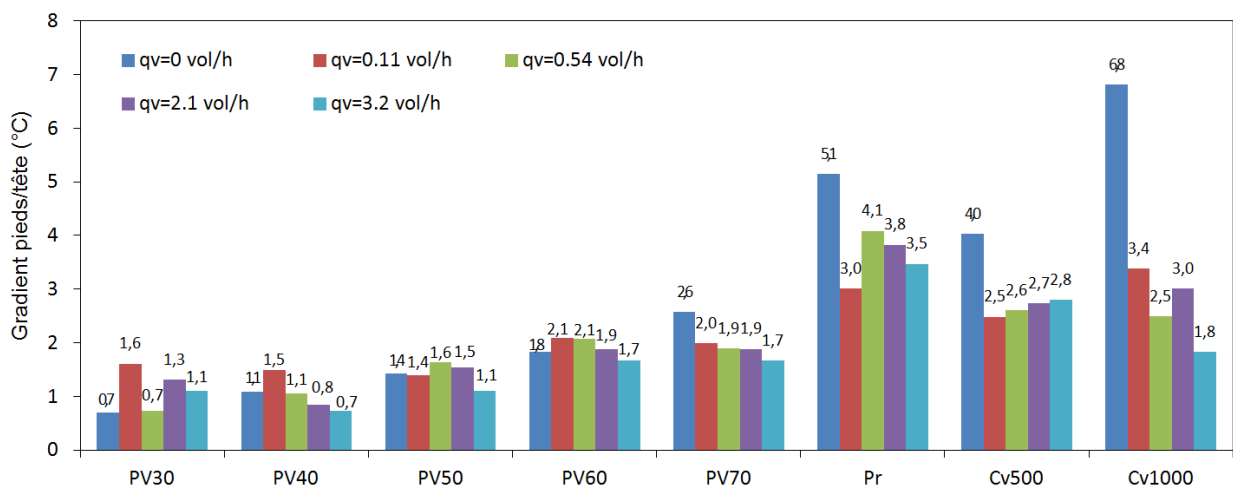


FIGURE 2.19 – Gradient Pied/Tête pour différents émetteurs de chaleur et différents taux de renouvellement d'air.

Concernant les températures mesurées par les sondes globes, les résultats présentés figure 2.20 sont mitigés. Il y a deux tendances inverses pour les émetteurs localisés et répartis. Pour

les émetteurs localisés électriques, la ventilation a pour effet de réduire l'écart entre \bar{T}_g et T_a . De plus, on observe une rupture des tendances lorsque le débit d'air est élevé, avec le convecteur 500 W et le panneau rayonnant. Avec la paroi ventilée, on observe le résultat inverse. Cela s'explique par la modification locale du champs de température provoquée par les courants d'air. La ventilation a pour effet de diminuer la température d'air mesurée à $y=1.3$ m sans influencer significativement le gradient vertical total dans la pièce.

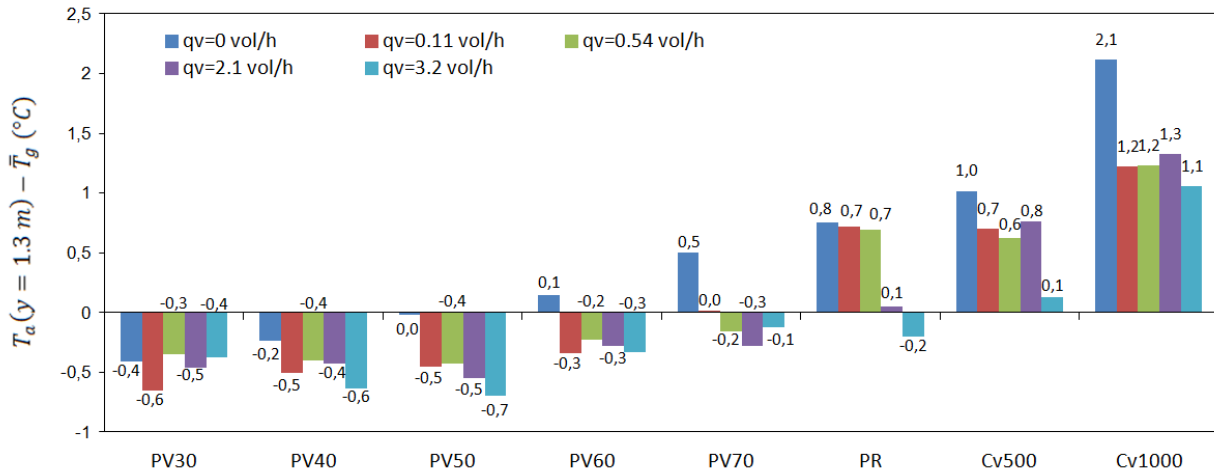


FIGURE 2.20 – Différence entre la température moyenne de l'air dans la cellule et la température mesurée par les sondes globes.

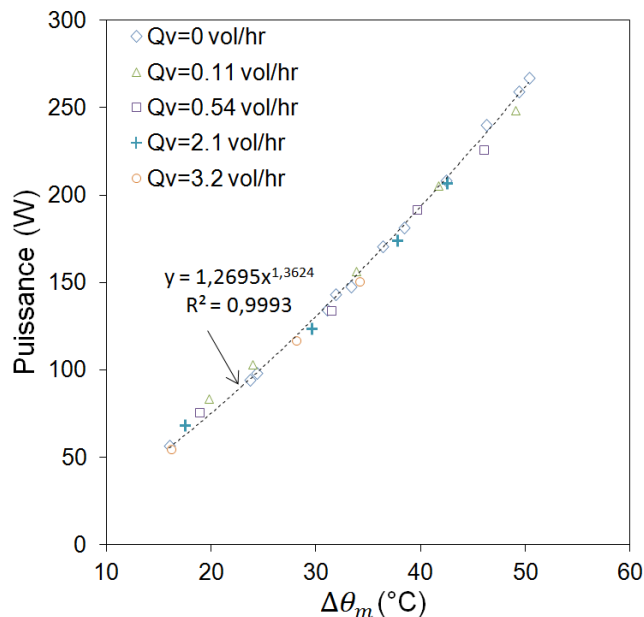


FIGURE 2.21 – Puissance dissipée par un mètre de paroi ventilée dans l'expérience avec plusieurs panneaux.

La figure 2.21 présente la puissance dissipée par la paroi ventilée dans cette deuxième série d'expérience, en fonction de $\Delta\theta_m$. Les valeurs obtenues sont plus faibles que lors de la

première expérience. Cela s'explique par les dimensions de l'échangeur de chaleur qui, dans la deuxième expérience, est plus éloigné d'un échangeur optimal (la distance entre ailettes est de 15 *mm* ce qui réduit considérablement la surface de transfert par rapport aux échangeurs utilisés sur le premier prototype). Bien que la ventilation provoque un changement du champ de température dans la pièce, la puissance dissipée totale semble peu perturbée. Nous avons enregistré un écart relatif maximal de 8.5% entre les résultats expérimentaux et la courbe de tendance, pour $T_{w,in}=30^{\circ}\text{C}$ et un taux de renouvellement d'air de 0.54 vol.h^{-1} . A cette température, l'incertitude sur les résultats est maximale et nous concluons qu'il n'y a pas d'influence notable sur la puissance du fait de la ventilation.

2.4 Conclusion sur l'étude expérimentale

Le fait de placer l'échangeur de chaleur dans un canal vertical a plusieurs conséquences :

- L'augmentation des transferts convectifs, et donc, du rendement au niveau de la production de chaleur. L'augmentation relative de la puissance dissipée totale est d'environ 14% pour $\Delta\theta_m=20^{\circ}\text{C}$.
- Une répartition plus homogène de la température de surface. Cette amélioration reste néanmoins marginale vis-à-vis du confort thermique.
- L'augmentation du gradient thermique vertical dans le local. Cette augmentation se produit dès que la température de l'air déchargé en sortie est supérieure à la température de l'air ambiant. Pour $\Delta\theta_m=10^{\circ}\text{C}$, l'augmentation du gradient est nulle. Pour $\Delta\theta_m=40^{\circ}\text{C}$, le gradient augmente de 50%, en passant de 0.78 K.m^{-1} à 1.2 K.m^{-1} .
- Une diminution de la température radiante, comparée à la température d'air. Ceci n'est pas étonnant dans la mesure où seule la part convective de la puissance dissipée est améliorée par l'effet cheminée.

Finalement, l'effet cheminée permet d'améliorer le rendement au niveau de la production de chaleur, et de diminuer le temps de réponse de l'émetteur, au détriment du confort thermique de l'occupant. Utilisé à basse température, l'effet cheminée ne dégrade pas le confort, mais il n'est pas suffisant pour augmenter significativement la puissance dissipée. Cette tendance peut-être inversée en isolant totalement la plaque de séparation. Dans ce cas, l'air chaud serait directement déchargée en haut du local, sans avoir été refroidi, et provoquerait une augmentation du gradient thermique, une diminution de la température radiante, donc une dégradation du confort et un surplus de consommation. Toute la problématique consiste donc à trouver le bon compromis entre la puissance dissipée totale et le confort thermique généré par la paroi ventilée. En ajoutant le fait que les pertes par transmission seront certainement plus élevées lorsque l'échangeur est confiné dans la double peau, la possibilité de faire des économies en utilisant l'effet cheminée sur toute la hauteur du mur est loin d'être assurée.

Néanmoins, le confinement de l'échangeur offre des perspectives intéressantes. Nous avons déjà cité dans le premier chapitre, l'intérêt de fournir la surface murale définitive en même temps que l'isolation et l'émission de chaleur. Ensuite, les débits volumiques d'air à travers la paroi varient entre 0.32 et 0.88 vol.h^{-1} . En considérant que plusieurs mètres de parois seront installés dans une pièce, le débit d'air total à travers les parois atteindrait plusieurs volumes par heure. Ces débits relativement importants permettent d'envisager des solutions de filtration, ce qui aurait un impact positif sur la qualité de l'air intérieur. Enfin, d'autres voies

d'amélioration d'ordre esthétique sont possibles telles que l'intégration de lumières artificielles au sein de la paroi. Une autre fonction pouvant être assurée par le système est l'isolation acoustique des cloisons des logements collectifs, en remplaçant la couche d'isolant par une matière prévue à cet effet.

Pour ces raisons, les dimensions de la paroi ventilée (lame d'air + échangeur) peuvent être optimisées afin d'offrir les meilleures performances possibles en fonctionnement nominal. Etant donné les nombreux degrés de libertés de la paroi, une démarche d'optimisation basée sur des expériences est difficilement envisageable. Les résultats expérimentaux montrent que les valeurs moyennées dans un plan (x, z) obéissent à des lois bien définies, qui se conservent quelles que soient les conditions en entrée de l'échangeur. C'est pourquoi l'établissement d'un modèle théorique, basé sur une approche moyenne de l'écoulement, est envisageable. Cependant l'établissement d'un modèle théorique se heurte à plusieurs difficultés :

- Les conditions limites en pression et en température adaptées au niveau des ouvertures.
- L'évaluation des coefficients de transferts convectifs dans la lame d'air et au niveau de l'échangeur.
- L'évaluation des forces de friction et de gravité dans la lame d'air.

Pour les conditions limites au niveau des ouvertures, les expériences avec la ventilation suggèrent qu'un modèle analogique peut être établi, sans modéliser l'écoulement d'air dans le local, simplement en imposant le gradient thermique et la pression statique à l'entrée et la sortie. Pour le choix des corrélations, l'instrumentation ne nous permet pas d'évaluer précisément la structure de l'écoulement. Or nous estimons que le comportement de l'écoulement, à l'intérieur de la paroi ventilée, constitue le principal verrou scientifique entravant la modélisation du système. C'est donc sur cet aspect que nous nous concentrons dans le chapitre suivant, dans lequel nous avons mis en place une nouvelle expérience. Les travaux qui suivent ont été menés en vue de mieux comprendre les causes et les conséquences des phénomènes tridimensionnels observés dans les canaux verticaux de la paroi ventilée.

Chapitre 3

Analyse de la cinématique de l'écoulement en conditions contrôlées

Dans la précédente expérience, les facteurs influents sont trop nombreux, et l'instrumentation n'est pas assez précise, pour évaluer précisément la structure de l'écoulement et les conséquences des phénomènes 3D sur le tirage thermique. Nous avons donc reconsidéré le problème, en éliminant un maximum de degrés de liberté, afin d'étudier plus précisément la cinématique de l'écoulement dans une configuration proche de la notre. Dans ce chapitre, nous étudions la convection naturelle générée par une source de chaleur répartie à l'entrée d'un canal vertical. Cette configuration académique a déjà été étudiée numériquement par Haaland [79] avec des parois adiabatiques (« *chimney problem* »). Les auteurs ont fourni des solutions dans le cas d'un écoulement laminaire bidimensionnel. Nous proposons dans ce chapitre de compléter leur étude, d'une part en l'étendant au cas d'un canal avec une condition limite du troisième type imposée sur l'une des parois, comme c'est le cas avec la paroi ventilée, et d'autre part en étudiant expérimentalement les causes et les conséquences des phénomènes 3D sur le tirage thermique. Ces données nous permettront de mieux comprendre les phénomènes thermoconvectifs dans le canal en faisant abstraction des nombreuses variables que comporte la paroi ventilée.

3.1 Analyse théorique d'une cheminée idéale

3.1.1 Présentation et adimensionnement du problème

Le problème étudié dans ce chapitre est schématisé figure 3.1. Considérons un canal vertical formé par deux plaques parallèles de largeur infinie, de hauteur H et d'épaisseur b . Les parties hautes et basses du canal sont ouvertes sur un réservoir d'air infini à température homogène T_∞ . La paroi de gauche est adiabatique tandis que celle de droite est soumise à des conditions limites du 3^e type, la température d'échange étant la température ambiante T_∞ .

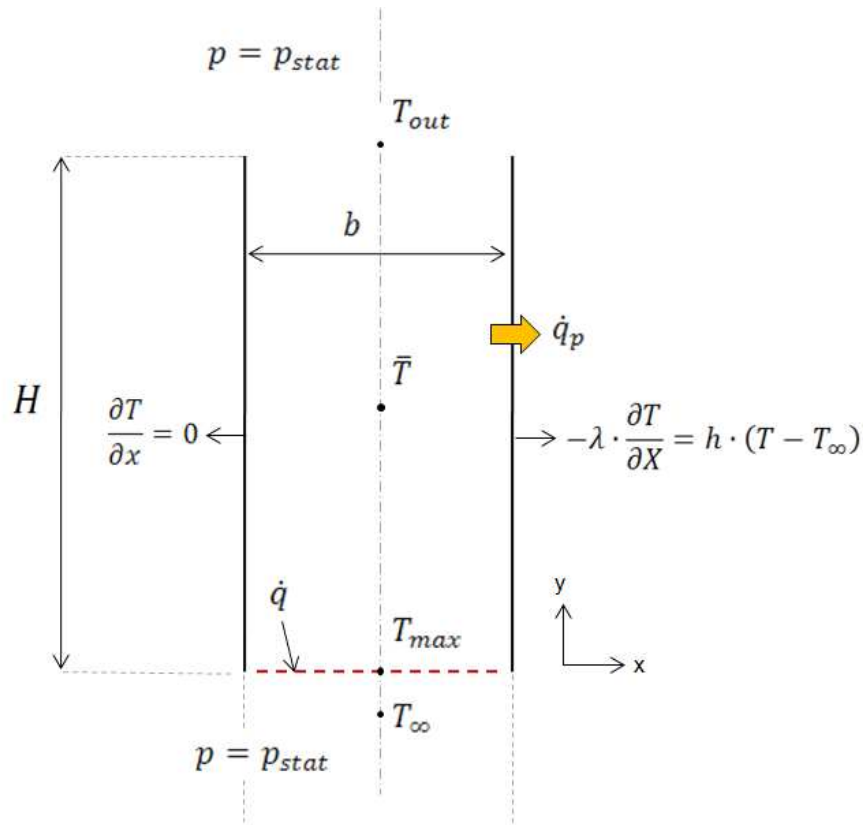


FIGURE 3.1 – Représentation schématique du problème simplifié

Un flux de chaleur \dot{q} ($W.m^{-2}$) est « insufflé » à l'air en partie basse de manière non intrusive. La chaleur est homogènement répartie dans l'épaisseur b du canal au niveau de l'entrée, sans provoquer de pertes de charges. Dans tout le chapitre, nous effectuons les calculs pour un canal de 1 m dans la direction z . Le flux de chaleur total dissipé en partie basse du canal est donc égal à $\dot{q} \cdot b$ (W). Immédiatement après l'entrée, l'air est à température T_{max} supérieure à T_{∞} , puis remonte le long du canal en cédant de la chaleur vers la paroi non isolée avant de ressortir en partie haute avec une température notée T_{out} comprise entre T_{∞} et T_{max} . La température d'air moyenne dans le canal est notée \bar{T} . La conservation de l'énergie thermique au niveau de l'entrée s'écrit :

$$\dot{q} = \rho \cdot C_p \int_0^b v(x) \cdot (T(x) - T_{\infty}) dx \quad (3.1)$$

En considérant que le flux est homogènement réparti à l'entrée, et que la vitesse a un profil plat, la relation se simplifie par :

$$\dot{q} = \rho \cdot C_p \cdot \bar{V} \cdot (T_{max} - T_{\infty}) \quad (3.2)$$

Où \bar{V} est la vitesse moyenne ascensionnelle dans la direction y .

Dans le cas d'un canal adiabatique, nous avons l'égalité $\bar{T} = T_{max}$. Nous pouvons donc considérer le problème de deux manières différentes. Soit nous imposons un flux de chaleur \dot{q} , soit nous imposons la différence de température d'air à l'entrée du canal ($T_{max} - T_{\infty}$). Cette dernière approche est plus appropriée dans le plupart des calculs appliqués aux bâtiments comme la ventilation passive à l'aide d'une cheminée. Cependant l'expérience que nous avons

mise en place fonctionne sur la base d'une injection de flux. C'est donc cette approche que nous allons développer dans la suite.

En considérant que l'écoulement est laminaire, bidimensionnel, en utilisant l'approximation de Boussinesq, et en fixant la pression à l'infinie égale à la pression statique à $T = T_\infty$, les équations de conservation s'écrivent :

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3.3)$$

Conservation de la quantité de mouvement sur l'axe y :

$$u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + g \cdot \beta \cdot (T - T_\infty) \quad (3.4)$$

Conservation de l'énergie :

$$u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3.5)$$

Ces équations sont adimensionnées de la manière suivante :

$$X = x/b \quad Y = y/H \quad U = u/\bar{V} \cdot (H/b) \quad V = v/\bar{V} \quad \theta = (T - T_\infty)/\Delta T^*$$

Où \bar{V} est la vitesse moyenne de l'air dans la direction y et le terme ΔT^* désigne la différence de température caractéristique calculée à partir de \bar{V} :

$$\Delta T^* = \dot{q}/(\bar{V} \cdot \rho \cdot C_p) \quad (3.6)$$

Après réinjection dans les équations de conservation, les groupes adimensionnels émergent de cette étude sont les paramètres G et M (nous reprenons la notation de [79]), ainsi que le nombre de Prandtl ($Pr = \nu/\alpha$).

$$G = \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b^4}{\nu^3 \cdot \rho \cdot C_p} \right)^{1/2} \cdot \frac{b}{H} \quad (3.7)$$

et

$$M = \frac{\bar{V} \cdot b^2}{\nu \cdot H} = Re_b \cdot \frac{b}{H} \quad (3.8)$$

Lorsque la différence de température ($\Delta T_{max} = T_{max} - T_\infty$) est imposée, plutôt que le flux de chaleur, le groupe adimensionnel émergent est le nombre de Grashof modifié défini par :

$$Gr_b^+ = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot b^3}{\nu^2} \cdot \frac{b}{H} \quad (3.9)$$

En reprenant la conservation de l'énergie 3.6, nous avons la relation suivante, liant les paramètres M , G et Gr_b^+ :

$$Gr_b^+ = \frac{G^2}{M} \quad (3.10)$$

Pour les conditions limites au niveau des parois, nous considérons le cas se rapprochant le plus de la paroi ventilée. La paroi de gauche est parfaitement isolée tandis que celle de droite est soumise à des conditions limites de Robin :

$$x = 0 : \lambda \cdot \partial T / \partial x = 0 \quad (3.11)$$

$$x = b : -\lambda \cdot \partial T / \partial x = h \cdot (T - T_\infty) \quad (3.12)$$

Où h est un coefficient imposé, il ne doit pas être confondu avec le coefficient de transfert par convection à l'intérieur du canal que nous noterons h_c . Ainsi, un nouveau groupe adimensionnel apparaît au niveau de la condition limite 3.12. Il s'agit du nombre de Biot :

$$Bi = \frac{h \cdot b}{\lambda} \quad (3.13)$$

Dans la suite, nous établissons des solutions analytiques approchées de la fonction $M = f(G)$ qui nous servirons de référence pour la comparaison avec les résultats expérimentaux.

3.1.2 Analyse d'échelle

L'analyse d'échelle permet d'obtenir un maximum d'informations avec un minimum d'efforts. Notons δ et δ_T l'épaisseur des couches limites visqueuse et thermique respectivement et réinjectons ces expressions dans les équations 3.3, 3.4 et 3.5.

Conservation de la masse :

$$\frac{u}{\delta} \sim \frac{v}{H} \Rightarrow u \sim v \cdot \frac{\delta}{H} \quad (3.14)$$

En réinjectant ce résultat dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement on a :

$$\underbrace{\frac{v^2}{H}}_{\text{inertie}} \sim \underbrace{\nu \cdot \frac{v}{\delta^2}}_{\text{friction}} ; \underbrace{g \cdot \beta \cdot (T - T_\infty)}_{\text{gravite}} \quad (3.15)$$

Conservation de l'énergie :

$$\underbrace{v \cdot \frac{\Delta T}{\delta_T}}_{\text{convection}} \sim \underbrace{\alpha \cdot \frac{\Delta T}{\delta_T^2}}_{\text{conduction}} \quad (3.16)$$

Nous pouvons de plus ajouter les relations évidentes :

$$T \sim \bar{T} \quad (3.17)$$

$$v \sim \bar{V} \quad (3.18)$$

Le canal n'étant pas isolé, une partie de la chaleur traverse la paroi de droite. Notons \dot{q}_p ce flux de chaleur, la conservation d'énergie entre l'entrée et la sortie du canal devient :

$$\dot{q} \cdot b = \bar{V} \cdot \rho \cdot C_p \cdot b \cdot (T_{out} - T_\infty) + \dot{q}_p \cdot H \quad (3.19)$$

Le flux de chaleur \dot{q}_p est inconnu. En introduisant le coefficient de transfert par convection global \bar{h} ($W.m^{-2}.K^{-1}$) sur la paroi, et basé sur la température moyenne de l'écoulement \bar{T} , on a :

$$\dot{q}_p = \bar{h} \cdot (\bar{T} - T_\infty) \quad (3.20)$$

Le coefficient \bar{h} possède deux composantes en série qui sont liées aux coefficients de transfert par convection h_c à l'intérieur du canal, ainsi que le coefficient h imposé dans les conditions limites :

$$(\bar{h})^{-1} = (h_c)^{-1} + (h)^{-1} \quad (3.21)$$

Considérons le cas général dans lequel Bi est différent de zéro. Les ordres de grandeur de h_c et de T_{out} dépendent du cas limite considéré pour G et Pr . Notons L_e la longueur d'établissement dynamique et L_T la longueur d'établissement thermique dans le canal. Nous pouvons distinguer quatre cas limites dépendants de G et Pr qui sont présentés figure 3.2 (les profils correspondent à un canal symétrique cependant les valeurs limites sont les mêmes).

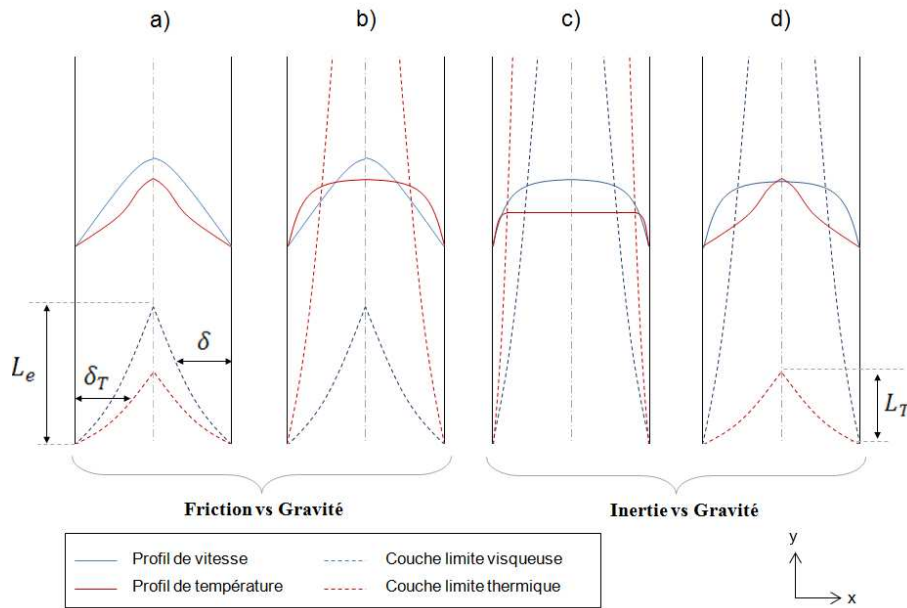


FIGURE 3.2 – Profils de vitesse et de température pour quatre cas limites dépendants de G et Pr

Cas a :

$$G \rightarrow 0 + (Pr \sim 1 \oplus Pr \ll 1) \Rightarrow T_{out} \rightarrow T_\infty \quad (3.22)$$

L'écoulement est pleinement développé dans le canal ($L_e \ll H$), les forces de gravité sont contrebalancées par les forces de friction. Les couches limites thermiques se joignent proches de l'entrée et l'écoulement est également « thermiquement » pleinement développé dans la

majorité du canal ($L_T \ll H$). Dans ce cas nous avons $\delta \sim \delta_T \sim b$.

Cas b :

$$G \rightarrow 0 + Pr \rightarrow \infty \Rightarrow T_{out} \rightarrow T_{max} \quad (3.23)$$

Nous avons toujours ($L_e \ll H$) mais la valeur de Pr est trop élevée pour que les couches limites thermiques se rencontrent ($\delta_T \ll b$). Le fluide sort du canal avec une température proche de T_{max} .

Cas c :

$$G \rightarrow \infty + Pr \sim 1 \oplus Pr \rightarrow \infty \Rightarrow T_{out} \rightarrow T_{max} \quad (3.24)$$

L'écoulement n'a pas le temps de se développer au sein du canal ($\delta \ll b$), les forces de gravité sont contrebalancées par les forces d'inertie. Il en va de même pour les couches limites thermiques ($\delta_T \ll b$).

Cas d :

$$G \rightarrow \infty + Pr \rightarrow 0 \Rightarrow T_{out} \rightarrow T_\infty \quad (3.25)$$

Ce dernier cas peut être utile pour l'étude des métaux liquides. L'écoulement n'a pas le temps de se développer au sein du canal, les forces de gravité sont contrebalancées par les forces d'inertie. Cependant la valeur de Pr est très faible et l'écoulement est « thermiquement » pleinement développé dans la majorité du canal.

Nous nous intéressons au cas où le fluide est de l'air ($Pr \sim 1$). Pour les faibles valeurs de G (cas (a) de la figure 3.2), la limite tend vers une dissipation totale de la chaleur à travers la paroi de droite. Dans ce cas la température en sortie est proche de la température moyenne et tendent toutes deux vers la température ambiante. Pour ce cas limite nous avons donc :

$$\bar{T} \sim T_{out} \quad (3.26)$$

En reportant cette relation dans 3.19 et en réinjectant l'expression obtenue dans la relation 3.15, nous obtenons la relation d'équivalence :

$$\nu \cdot \frac{\bar{V}}{b^2} \sim \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b}{\bar{V} \cdot \rho \cdot C_a \cdot b + \bar{h} \cdot H} \quad (3.27)$$

Nous faisons ensuite apparaître les paramètres M , G , Pr ainsi que le nombre de Nusselt global basé sur l'épaisseur du canal b ($\overline{Nu}_b = \bar{h} \cdot b / \lambda$) :

$$\frac{\bar{V}^2 \cdot b^4}{\nu^2 \cdot H^2} + \frac{\bar{V} \cdot b^2}{\nu \cdot H} \cdot \frac{\lambda}{\nu \cdot \rho \cdot C_a} \cdot \frac{\bar{h} \cdot b}{\lambda} \sim \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b^6}{\rho \cdot C_a \cdot \nu^3 \cdot H^2} \quad (3.28)$$

Puis

$$M^2 + M \cdot \frac{\overline{Nu}_b}{Pr} \sim G^2 \quad (3.29)$$

Avec

$$\overline{Nu}_b = \frac{\bar{h} \cdot b}{\lambda} = \left(\frac{\lambda}{h_c \cdot b} + \frac{\lambda}{h \cdot b} \right)^{-1} = \left(\frac{1}{Nu_b} + \frac{1}{Bi} \right)^{-1} \quad (3.30)$$

L'équation 3.29 peut être résolue en conservant la relation d'équivalence. M ne peut pas être négatif et la seule racine permettant une relation d'équivalence physiquement possible est :

$$M \sim \sqrt{\left(\frac{\overline{Nu_b}}{Pr}\right)^2 + G^2} - \frac{\overline{Nu_b}}{Pr} \quad (3.31)$$

Dans la relation 3.31, seule la valeur de Nu_b est inconnue. En remarquant que $h_c \sim \lambda/\delta_T$, et que pour la limite $G \rightarrow 0$, on a $\delta_T \sim b$, alors nous avons nécessairement $Nu_b \sim 1$. Lorsque Bi tend vers 0, $\overline{Nu_b}$ tend également vers 0 et on retrouve la relation d'équivalence $M \sim G$.

Considérons maintenant le cas des grandes valeurs de G , pour lesquelles la gravité est contrebalancée par l'inertie (cas c). En repartant des équations de départ, nous avons la relation d'équivalence :

$$\frac{v^2}{H} \sim g \cdot \beta \cdot (\overline{T} - T_\infty) \quad (3.32)$$

Cette fois-ci, la limite tend vers une évacuation totale de la chaleur en sortie du canal. Dans ce cas, la température moyenne \overline{T} ainsi que la température de sortie T_{out} tendent vers T_{max} . En suivant les mêmes étapes que précédemment, on retrouve une équation similaire à 3.29 :

$$M^3 + M^2 \cdot \frac{\overline{Nu_b}}{Pr} \sim G^2 \quad (3.33)$$

Cette équation du troisième degré peut être résolue pour les faibles valeurs de Pr . Pour $Pr \sim 1$, le terme en M^2 disparaît de la relation d'équivalence lorsque G tend vers l'infini et nous retrouvons la relation simplifiée :

$$M \sim G^{2/3} \quad (3.34)$$

Ce résultat illustre le fait que les transferts de chaleur du canal vers la paroi peuvent être négligés pour les grandes valeurs de G . Les relations établies nous informent sur les ordres de grandeur et des solutions exactes peuvent être dérivées dans le cas particulier où $Bi = 0$.

3.1.3 Solutions particulières

Lorsque le canal est adiabatique, nous pouvons obtenir des solutions analytiques approchées des cas limites en simplifiant les équations de départ. Dans la partie établie de l'écoulement, la vitesse du fluide est indépendante de la position y et la composante de la vitesse selon x est nulle :

$$\frac{\partial v}{\partial y} = u = 0 \quad (3.35)$$

De plus, la température est homogène dans le canal, nous avons donc l'égalité : $(T - T_\infty = \overline{T} - T_\infty)$. L'équation de conservation de la quantité de mouvement est donc réduite à :

$$\nu \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + g \cdot \beta \cdot (\overline{T} - T_\infty) = 0 \quad (3.36)$$

En combinant cette équation avec 3.2 on obtient une équation différentielle du 1^{er} ordre facilement intégrable :

$$\nu \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q}}{\bar{V} \cdot \rho \cdot C_a} = 0 \Rightarrow v(x) = -\frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q}}{\bar{V} \cdot \rho \cdot C_a \cdot \nu} \cdot \frac{x^2}{2} + C_1 \cdot x + C_2 \quad (3.37)$$

Les constantes d'intégration C_1 et C_2 sont déterminées par les conditions limites $v(0) = v(b) = 0$.

$$C_2 = 0; \quad C_1 = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b}{2 \cdot \nu \cdot \bar{V} \cdot \rho \cdot C_a} \quad \rightarrow \quad v(x) = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b}{2 \cdot \nu \cdot \bar{V} \cdot \rho \cdot C_a} \left(x - \frac{x^2}{b} \right) \quad (3.38)$$

La vitesse a un profil parabolique; il s'agit de l'écoulement de Poiseuille. Puisque nous connaissons l'expression de la vitesse dans la direction x , nous pouvons calculer la vitesse moyenne en intégrant 3.38 de 0 à b :

$$\bar{V} = \int_0^b v(x) dx = \frac{1}{12} \cdot \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b^2}{\bar{V} \cdot \rho \cdot C_a \cdot \nu} \quad (3.39)$$

Faisons maintenant apparaître les paramètres M et G .

$$\left(\frac{\bar{V} \cdot b}{\nu} \right)^2 = \frac{1}{12} \cdot \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b^4}{\nu^3 \cdot \rho \cdot C_a} \quad \rightarrow \quad Re_b \cdot \frac{b}{H} = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot b^4}{\nu^3 \cdot \rho \cdot C_a} \right)^{1/2} \cdot \frac{b}{H} \quad (3.40)$$

Finalement

$$M = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot G \quad (3.41)$$

Lorsqu'on néglige les forces de friction, nous pouvons établir une solution analytique approchée en supposant un profil de vitesse plat, invariant dans la direction y et nul dans la direction x . Dans ce cas, la totalité du travail des forces de gravité est convertie en énergie cinétique et l'équation de conservation de quantité de mouvement est réduite à :

$$\frac{1}{2} \cdot \bar{V}^2 = g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot H \quad (3.42)$$

Puis, après simplifications :

$$M = \sqrt[3]{2} \cdot G^{2/3} \quad (3.43)$$

Nous réinjectons ensuite ces solutions dans le cas plus général où $Bi \neq 0$:

$$\lim_{G \rightarrow 0} M = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \left(\sqrt{\left(\frac{Nu_b}{Pr} \right)^2 + G^2} - \frac{Nu_b}{Pr} \right) \quad (3.44)$$

$$\lim_{G \rightarrow \infty} M = \sqrt[3]{2} \cdot G^{2/3} \quad (3.45)$$

Ces solutions sont présentées figure 3.3 pour différentes valeurs de Pr en posant $Nu_b = 1$. Lorsque $Bi=0$ (canal adiabatique), les limites sont indépendantes de la valeur de Pr . Lorsque Bi tend vers l'infini (température imposée), la courbe $M = f(G)$ subit une « cassure » vers le bas traduisant une diminution du débit massique dans le canal. Cette cassure se produit

pour une certaine valeur de G dépendante de Pr . La zone en bleu sur la figure 3.3 représente l'ensemble des cas où $Pr=1$ et $0 < Bi < \infty$.

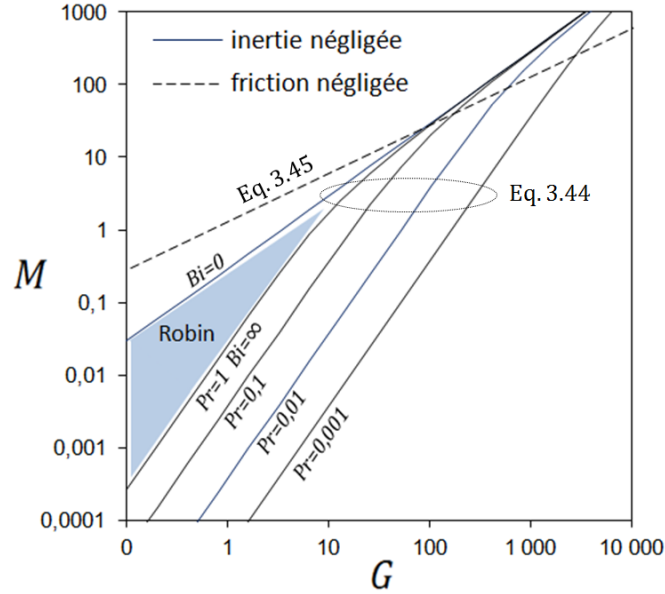


FIGURE 3.3 – M en fonction de G pour

A partir des cas limites 3.44 et 3.45, nous pouvons obtenir une solution approchée de la fonction $M = f(G, Pr)$ sur une gamme complète de G en utilisant la méthode de Churchill et Usagi [48] :

$$M \simeq \left\{ \left(\frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \left(\sqrt{\left(\frac{Nu_b}{Pr} \right)^2 + G^2} - \frac{Nu_b}{Pr} \right) \right)^m + \left(\sqrt[3]{2} \cdot G^{2/3} \right)^m \right\}^{\frac{1}{m}} \quad (3.46)$$

Pour un canal adiabatique, cette relation est réduite à :

$$M \simeq \left\{ \left(\frac{G}{\sqrt{12}} \right)^m + \left(\sqrt[3]{2} \cdot G^{2/3} \right)^m \right\}^{\frac{1}{m}} \quad (3.47)$$

Pour $Bi \neq 0$, la valeur du nombre de Nusselt à l'intérieur du canal (Nu_b), dans la limite $G \rightarrow 0$, est inconnue. Pour la déterminer, nous avons résolu les équations de conservation à l'aide d'une méthode numérique par volumes finis que nous présentons dans la partie suivante.

3.1.4 Analyse numérique

- Présentation du modèle

Un modèle numérique 2D du problème a été établi sous Ansys CFX afin de valider la précédente analyse. Le domaine est formé uniquement par l'air dans le canal. Les conditions limites correspondent au cas idéal décrit précédemment. Des conditions d'ouvertures à pression atmosphérique sont imposées à l'entrée et à la sortie. L'option « *entraînement* » permet de ne pas spécifier la direction de l'écoulement. A la place, le solver calcule localement la direction en se basant sur le champ de vitesse à proximité. Lorsque l'écoulement entre dans le

domaine, la pression est prise égale à la pression totale basée sur les composantes normales de la vitesse. Lorsque l'écoulement quitte le domaine, l'écoulement est à pression atmosphérique. Pour ces simulations, nous avons utilisé un modèle à zéro équation avec un schéma « *high resolution* ».

L'approximation de Boussinesq est utilisée avec une température ambiante de référence égale à 20°C. Le logiciel Ansys CFX est un code commercial fonctionnant sur une échelle de longueur réelle. De ce fait, nous avons dû changer les dimensions du canal afin de balayer une gamme du nombre G la plus large possible. Le flux de chaleur injecté en entrée varie entre 100 W.m^{-2} et 10000 W.m^{-2} , la hauteur du canal est fixée à 50 cm , le ratio du canal b/H varie entre 0.02 et 0.2, ce qui correspond à un nombre G variant de 0.2 à 14000. Ces valeurs permettent de restreindre la gamme de température vis-à-vis de l'hypothèse de Boussinesq.

Pour la discrétisation spatiale, nous avons opté pour un maillage destructuré composé par une majorité de tétraèdres et un raffinement composé d'hexaèdres proche des parois. Les résultats sont très sensibles vis-à-vis de la taille des mailles au niveau de l'entrée, là où se produit la génération de chaleur. C'est pourquoi le maillage destructuré a été retenu car il permet d'affiner les éléments localement et ainsi de limiter le temps de calcul. Après une analyse de sensibilité, la taille maximale retenue pour les éléments dans le canal varie de 0.3 mm à 3 mm pour b variant de 5 mm à 10 cm. Au niveau de l'entrée, les mailles sont trois fois plus petites pour limiter l'erreur sur le flux injecté. Différentes étapes de l'analyse de sensibilité sont présentées figure 3.4. Avec des résidus fixés à 10^{-5} , la différence entre le maillage (c) et (d) est inférieure à 0.3% au niveau du débit massique d'air dans le canal. Le maillage (d), moins lourd en temps de calcul, a donc été retenu.

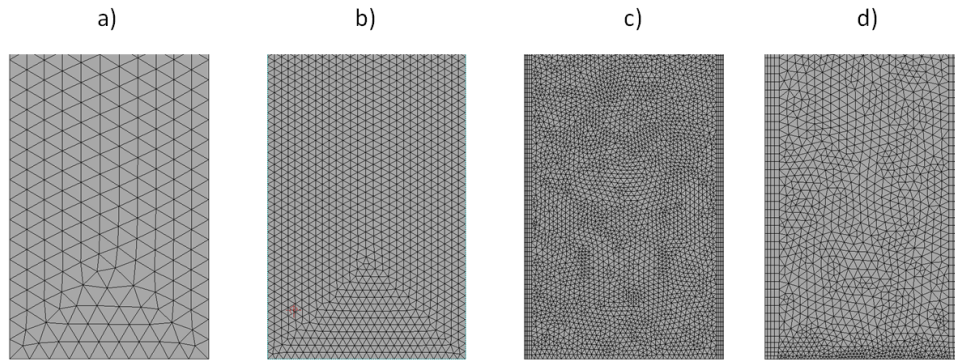


FIGURE 3.4 – Maillage du modèle numérique à l'entrée du canal.

• Résultats numériques

La figure 3.5 présente les lignes iso vitesse dans le canal pour trois valeurs de G et différentes conditions limites appliquées aux parois. L'isolation totale ou partielle des parois du canal a des conséquences sur le champ de vitesse. Dans un premier temps nous analysons les résultats obtenus pour un canal adiabatique ($Bi=0$). Dans cette configuration particulière où la chaleur est parfaitement répartie au niveau de l'entrée, la température dans le canal est parfaitement homogène. De ce fait, les forces de pression liées à la gravité le sont également. La figure 3.6 (a) montre les profils de vitesse dans la zone non développée de l'écoulement. Les résultats confirment que les profils de vitesses sont indiscernables d'un cas de convection forcée. A ce titre, la longueur d'établissement est de l'ordre de grandeur de $b \cdot Re_b$ et on

retrouve les profils autosimilaires dans la zone non développée de l'écoulement. Nous avons toutefois une légère différence au niveau des profils de vitesse en entrée, due aux conditions limites aux ouvertures. Cependant, cet écart se dissipe rapidement dans la hauteur du canal.

Lorsque l'une des parois n'est pas totalement isolée, le champ de température présente un caractère dissymétrique ce qui influe sur le profil de vitesse. Comme attendu, les profils perdent leur caractère symétrique et sont légèrement excentrés du côté de la paroi adiabatique, là où l'air est plus chaud (cf. figure 3.6 (b)). Ainsi les profils de vitesse perdent leur caractère autosimilaire. Les profils de vitesse et de température dans la zone pleinement développée sont présentés figure 3.7. Les courbes en couleur représentent les profils de vitesse (traits pleins) et de température (traits pointillés), les courbes en noir représentent la limite atteinte lorsque $G \rightarrow 0$. Lorsque les couches limites visqueuses se rejoignent, le profil de vitesse est une parabole déformée, et cette déformation est maximale pour $y = L_e$. En remontant dans le canal, la température s'homogénéise progressivement et les profils de vitesse tendent vers la parabole de Poiseuille. Ainsi, bien que la structure de l'écoulement soit modifiée par la répartition non homogène des forces de gravité, l'écoulement est indiscernable d'un écoulement de convection forcée dans la limite des faibles valeurs de G .

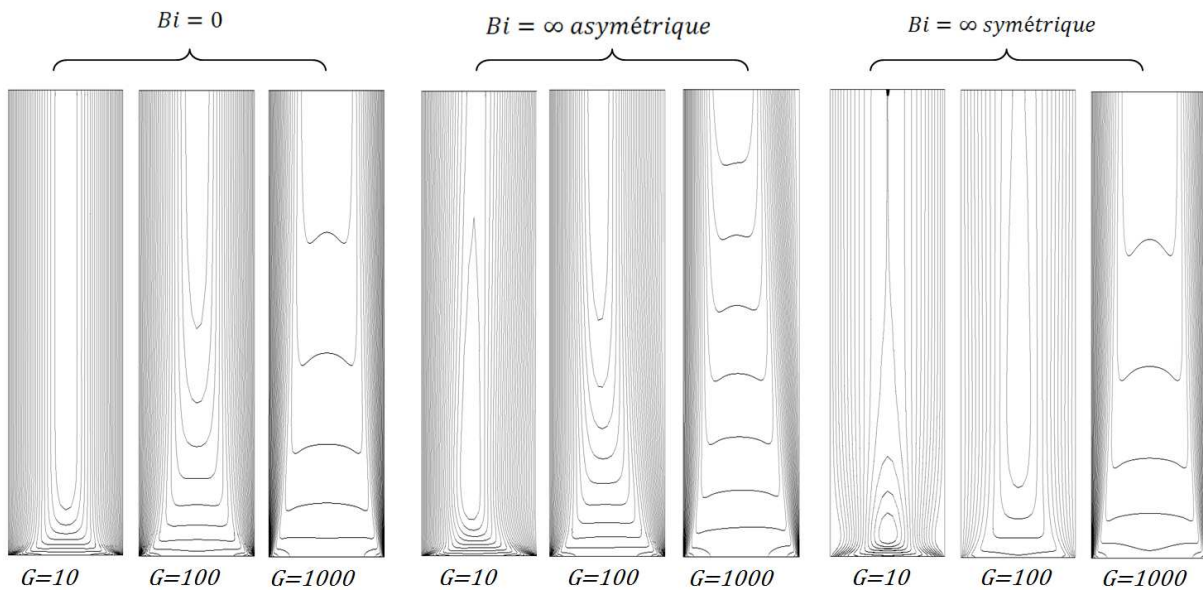


FIGURE 3.5 – Résultats numériques : lignes iso-vitesse pour trois différentes valeurs de G et différentes conditions limites aux parois.

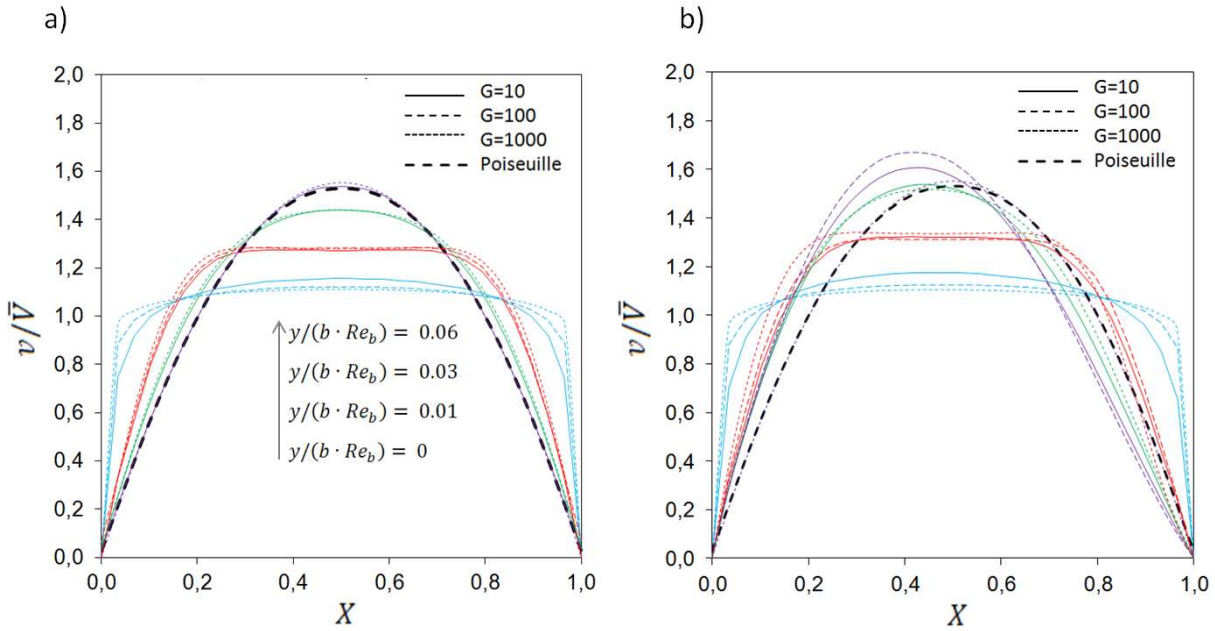


FIGURE 3.6 – Résultats numériques : profils de vitesse dans la largeur du canal à différentes hauteurs dans la région non développée de l'écoulement, a) canal adiabatique, b) canal avec température ambiante imposée sur la paroi de droite.

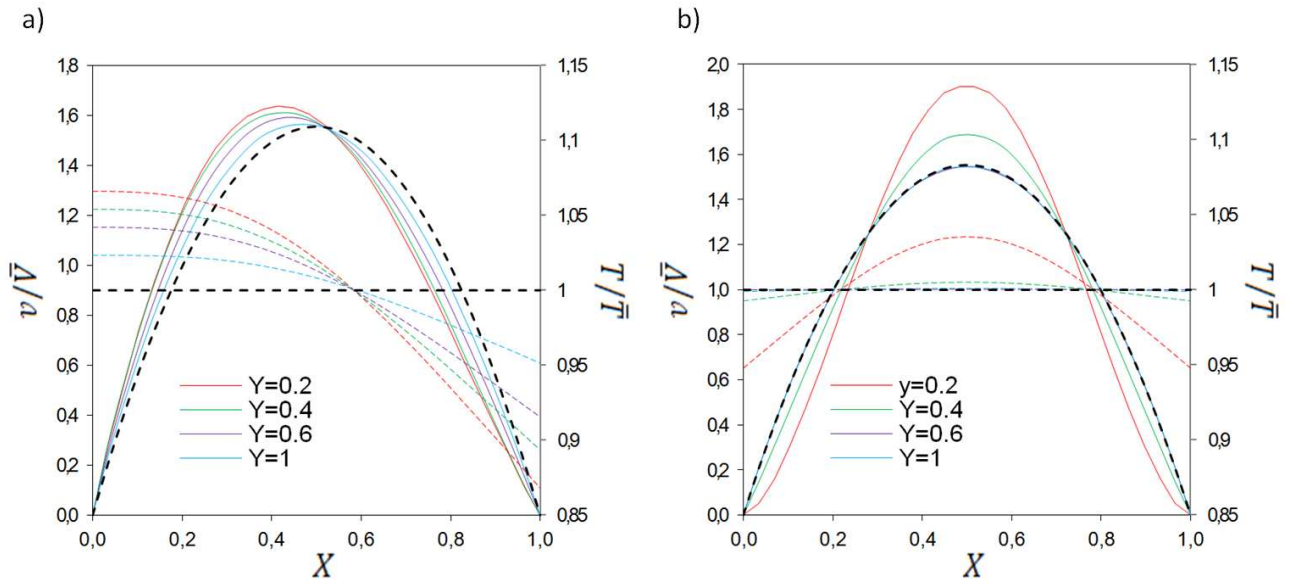


FIGURE 3.7 – Résultats numériques : profils de vitesse (traits pleins) et de température (pointillés) dans la région développée de l'écoulement pour $G = 10$ et différentes valeurs de Y , a) configuration asymétrique (température ambiante imposée sur la paroi de droite), b) température ambiante imposée sur les deux parois.

Ce résultat est confirmé par les courbes analytiques présentées figure 3.8, où nous avons tracé les valeurs du paramètre M en fonction de G pour plusieurs configurations. Les résultats montrent que les limites du problème sont parfaitement restituées par les valeurs numériques et que la solution complète peut-être approchée par l'équation 3.46. La valeur limite de Nu_b ,

permettant de minimiser l'erreur entre l'équation 3.46 et les résultats numériques, est de 4.8 pour un canal asymétrique. Cette valeur correspond à celle dérivée dans le cas d'un canal asymétrique en convection forcée ($Nu_b = 4.86$ [52]). La valeur du paramètre de couplage permettant de minimiser l'erreur est obtenue par régression linéaire ($m \simeq 1.5$). L'erreur relative maximale sur le débit massique entre les résultats numériques et l'équation 3.47 est de 3.5% aux alentours de $G=100$, au niveau de la transition. Pour un canal aux conditions limites symétriques, la valeur limite de Nu_b correspondante est de 7.55. Il faut néanmoins veiller à appliquer un facteur 2 sur le nombre de Nusselt pour prendre en compte les deux parois. De plus, nous avons vérifié que ces valeurs peuvent être conservées pour des conditions limites du troisième type. Pour le paramètre de couplage, nous avons gardé $m = 1.5$, sachant que la valeur optimale varie en fonction de Bi et sans doute de Pr .

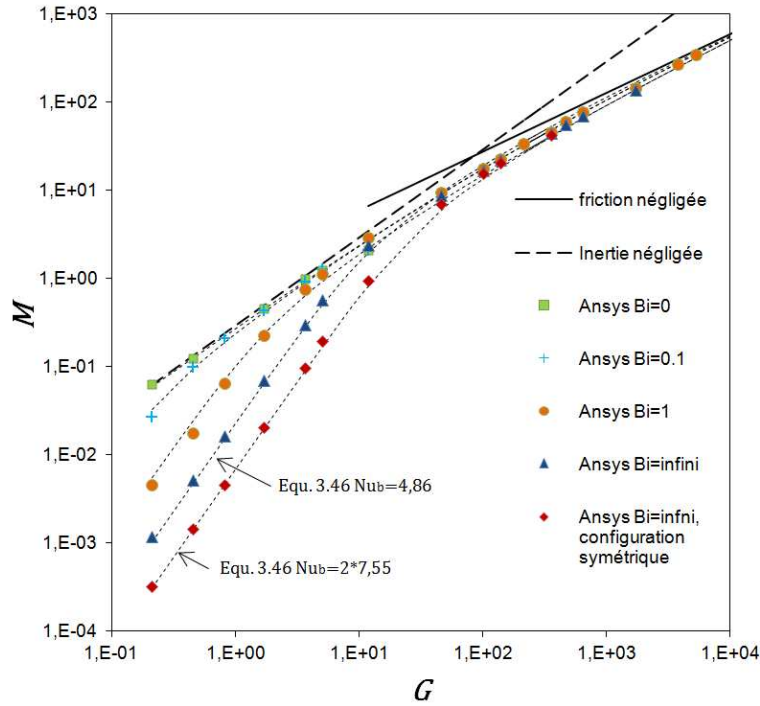


FIGURE 3.8 – Résultats numériques, M en fonction de G pour un canal asymétrique avec $Bi=1$, $Bi=0.1$ et $Bi = \infty$; pour un canal symétrique avec $Bi=0$ et $Bi = \infty$.

Les valeurs de convection forcée peuvent donc être utilisées lorsque G est faible. Pour les grandes valeurs de G , le transfert de chaleur vers la paroi peut être négligée pour le calcul du débit massique d'air à travers le canal. Pour les valeurs de G intermédiaires, le champ de vitesse est légèrement déformé dans la totalité du canal. Il est donc attendu que la valeur des coefficients de transferts, ainsi que des facteurs de friction, varient le long du canal, dans la zone non développée de l'écoulement, mais aussi dans la zone pleinement développée, jusqu'à atteindre la limite de l'écoulement de Poiseuille. Cependant, les résultats numériques montrent que cette variation est faible pour $Pr \sim 1$ et l'obtention de solutions exactes pour Nu_b n'apparaît pas comme étant un enjeu important vis-à-vis de notre étude (la question est néanmoins plus intéressante dans le cas où $Pr \ll 1$). En effet, l'erreur commise sur les coefficients de transferts et de friction est marginale comparée aux incertitudes vis-à-vis d'éventuelles structures tridimensionnelles dans le canal.

Jusqu'à maintenant, nous avons ignoré les phénomènes thermoconvectifs dans l'environnement du canal. Les résultats précédents représentent donc un cas idéal dans lequel l'ambiance n'a aucune influence sur l'écoulement à l'intérieur du canal. Pour ces cas idéaux, les résultats numériques confirment que l'utilisation de corrélations de convection forcée est justifiée lorsque $Pr \sim 1$. De plus, tant que l'écoulement reste laminaire, sa structure à l'intérieur du canal est entièrement déterminée par la donnée des nombres G , Pr et Bi .

Nous avons vu dans le chapitre 1 que le nombre utilisé pour déterminer si l'on se trouve en convection naturelle ou forcée, était le nombre de Richardson. Nous pouvons supposer que plus Ri_b est grand, plus on risque de voir des phénomènes tridimensionnels et instables à l'intérieur du canal. La valeur de Ri_b peut être exprimée en fonction de G , M et du rapport de forme b/H :

$$Ri_b = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T_{max} \cdot b}{\bar{V}^2} = \frac{G^2}{M^3} \cdot \frac{b}{H} = \frac{Gr_b^+}{M^2} \cdot \frac{b}{H} \quad (3.48)$$

Il est plus judicieux d'utiliser ΔT_{max} plutôt que $(T_{out} - T_{amb})$ puisque la différence $(T_{out} - T_{amb})$ peut être nulle lorsque $Bi \neq 0$ et $G \rightarrow 0$ (c'est le cas dans notre expérience sur prototype avec $T_{w,in}=30^\circ\text{C}$ puisque la température d'air en sortie est égale à la température ambiante). Dès lors, Ri_b serait également égale à zéro et nous devrions en conclure que nous sommes plutôt dans une configuration de convection forcée. Le même raisonnement peut être fait sur $(\bar{T} - T_{amb})$. C'est pourquoi Ri_b doit être calculé par rapport à ΔT_{max} . Remarquons que dans le cas d'un canal adiabatique, on a $\Delta T_{max} = T_{out} - T_{amb}$.

Puisque M est entièrement déterminé par la donnée de G et Bi , l'équation 3.48 montre que Ri_b est déterminé par la valeur de G , Bi , mais aussi de b/H . Autrement dit, le problème de départ perd son caractère autosimilaire vis-à-vis de G , dès l'instant où les volumes d'air présents en entrée et en sortie du canal sont pris en compte. Ce résultat est illustré figure 3.9 où nous avons tracé les valeurs de Re_b et Ri_b dans le plan $(G, b/H)$, obtenues à partir de l'équation 3.46.

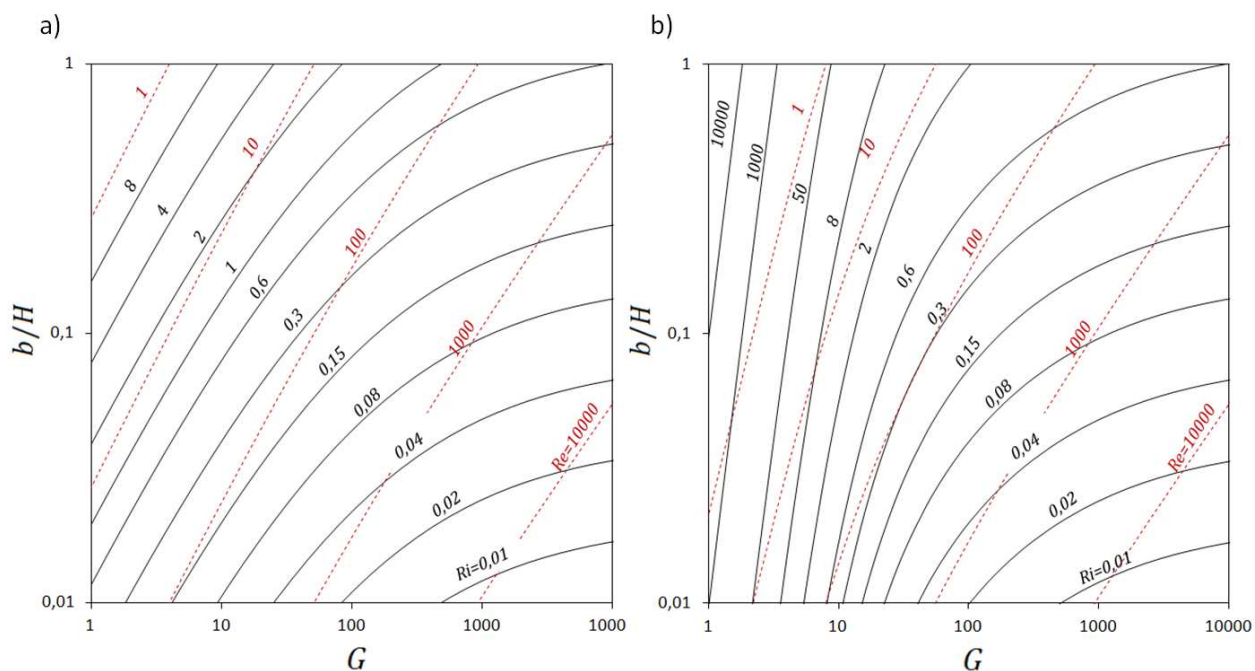


FIGURE 3.9 – Nombre de Richardson du canal et nombre de Reynolds en fonction de G pour différentes valeurs de b/H a) canal adiabatique ($Bi = 0$), b) canal avec température imposée sur une paroi ($Bi = \infty$).

A partir de ces résultats, nous pouvons déjà éliminer les valeurs des couples $(G, b/H)$ menant à un Reynolds supérieur à 1440 (Reynolds critique [105]), puisque les solutions supposent un écoulement laminaire. Dans le reste du domaine, nous avons quatre cas limites dépendants de G et b/H , menant à différentes valeurs de Ri_b . Pour les faibles valeurs de Ri_b , l'écoulement dans le canal peut être considéré comme un jet à densité variable. Pour les valeurs de Ri_b proches de l'unité, nous nous rapprochons d'une configuration de panache thermique. On voit que pour les grandes valeurs de G , il y a peu de différences entre $Bi = \infty$ et $Bi = 0$. Pour les faibles valeurs de G , la valeur de Ri_b augmente beaucoup plus rapidement lorsque la température ambiante est imposée sur une paroi du canal. Les questions que nous nous sommes posées sont les suivantes :

- Dans quelle mesure les résultats précédents peuvent être appliqués à un cas réel ?
- Existe-t-il une valeur critique de Ri_b permettant de valider l'analyse théorique ?
- Lorsque des phénomènes 3D se produisent, quelles en sont les causes ?
- Quel est l'impact sur le tirage thermique et sur les coefficients de transferts convectifs ?

Afin de tenter d'apporter des réponses à ces interrogations, notre première approche fut de modéliser des volumes d'air à l'entrée et à la sortie du canal dans le modèle numérique. Ces simulations ne nous ont pas apporté d'informations pertinentes car nous avons rencontré d'importants problèmes de convergences. C'est pourquoi nous avons mis en place une expérience se rapprochant au maximum du problème tel qu'il a été défini en début de chapitre.

3.2 Méthode expérimentale

3.2.1 Présentation du banc expérimental

Un dispositif expérimental a été mis en place afin d'étudier localement les écoulements de convection naturelle dans un canal vertical avec génération de chaleur en partie basse. Le banc expérimental permet de tester deux configurations ($Bi=0$ et $Bi=\infty$). Les mesures sont effectuées dans un canal vertical formé par deux plaques verticales carrées de 50 cm de côté. La hauteur H du canal est donc fixée à 50 cm tandis que la distance entre les deux plaques (b) varie de 1 cm à 10 cm. Le rapport de forme du canal varie donc entre 0.02 et 0.2. La composition des plaques est présentée figure 3.10.(a) pour les expériences avec un canal adiabatique. La première est composée d'une couche d'isolant de 8 cm d'épaisseur prise en sandwich entre un support en bois de 2 cm d'épaisseur et une plaque de polycarbonate de 4 mm d'épaisseur.

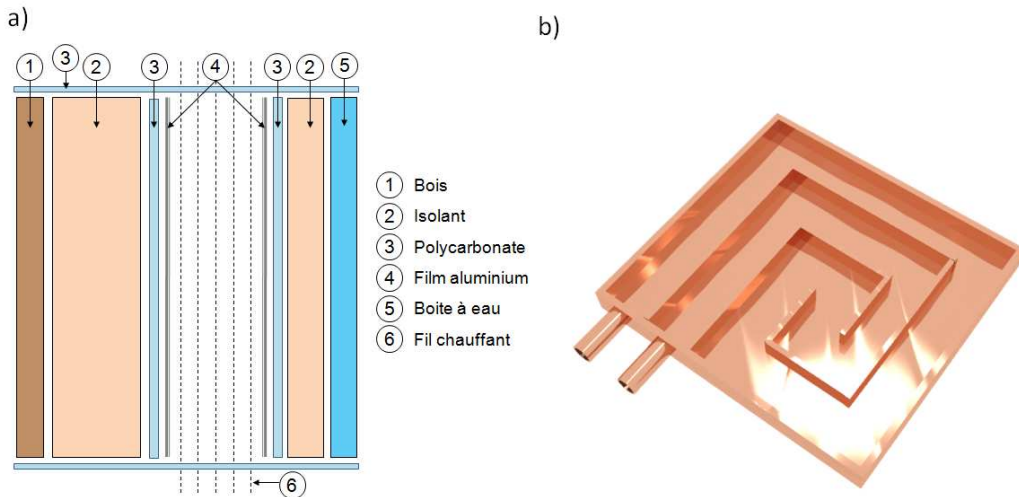


FIGURE 3.10 – Canal vertical, a) composition des parois vue de dessus pour les expériences avec un canal adiabatique, b) boîte à eau.

Pour imposer la température ambiante en surface, nous avons fabriqué une boîte à eau en cuivre dans laquelle de l'eau à température ambiante circule (cf. figure 3.10.(b)). Le circuit d'eau est relié à une citerne de 100 l installée dans la pièce de l'expérience, garantissant ainsi une température homogène égale à la température ambiante. Pour les expériences avec un canal adiabatique, une couche d'isolant de 2 cm d'épaisseur est interposée entre la boîte à eau et la plaque de polycarbonate. Pour les expériences à température imposée, la couche d'isolant ainsi que la plaque de polycarbonate sont retirés du côté de la boîte à eau. Afin de limiter le rayonnement thermique, un film d'aluminium est appliqué sur les surfaces intérieures du canal. Le canal est refermé sur les côtés par deux plaques de polycarbonate.

Dans le problème d'origine, le flux de chaleur dissipé à l'entrée du canal est non intrusif et ne génère pas de pertes de charge. Il est de plus homogènement réparti dans la section de passage. Une telle configuration est difficile, voire impossible à reproduire de manière expérimentale. Pour nous rapprocher au maximum de cette configuration, nous avons utilisé un réseau de fils chauffants de 0.2 mm de diamètre. Ces fils sont disposés parallèlement dans

la longueur du canal et sont mis sous tension à l'aide d'une alimentation *Agilent-N5771A*. L'alignement des fils est assuré par un système d'aiguilles, elles-mêmes encastrées dans un bloc réglable dans les trois directions de l'espace. Le nombre et la position des fils chauffants peuvent être ajustés avec une distance minimale de 3 mm entre chaque fil. Le dispositif est illustré figure 3.11. La longueur totale des fils chauffants est supérieure à la longueur du canal afin de s'approcher au mieux de la condition de flux nul au niveau des plaques de polycarbonate qui ferment le canal.

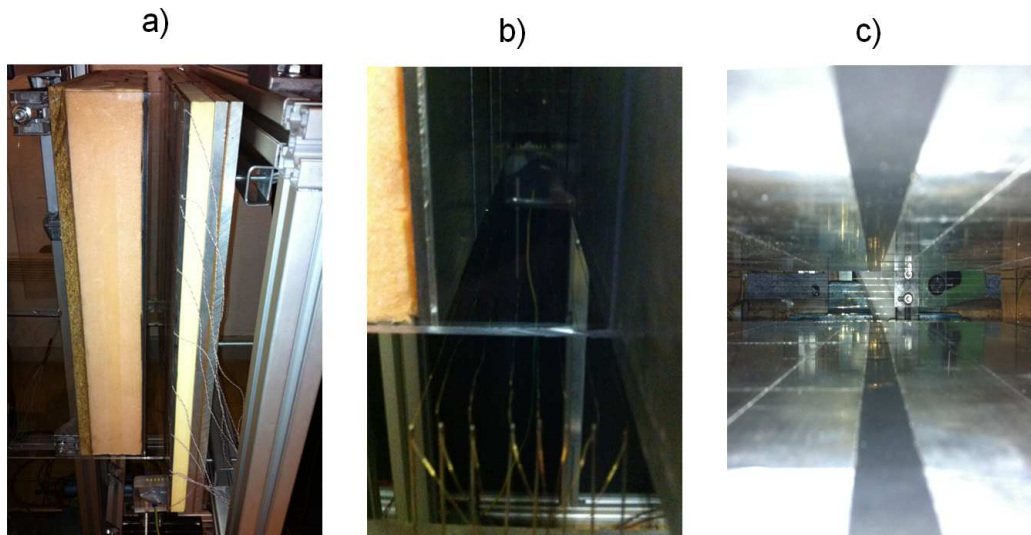


FIGURE 3.11 – Photos du banc expérimental, a) vue de face du canal, b) système de fixation des fils chauffants, b) vue de haut de l'intérieur du canal.

La puissance injectée dans les fils chauffants, ramenée sur la longueur du canal, varie entre 1 et 30 W. Les valeurs de \dot{q} et b ont été choisies de manière à couvrir une gamme du nombre G la plus large possible. L'ensemble (canal vertical + fils chauffants) est enfermé au centre d'une structure métallique de dimensions $1\text{m} \times 1\text{m} \times 2\text{m}$. La structure est enveloppée à l'aide d'une toile ce qui permet d'obtenir un espace suffisamment confiné pour affaiblir les perturbations extérieures tout en étant naturellement ventilée pour limiter les effets d'une stratification thermique de l'ambiance sur l'écoulement dans le canal.

3.2.2 Instrumentation

- Mesures de températures

La température de surface interne des parois du canal est mesurée à l'aide de thermocouples type T (0.2 mm) incrustés entre la plaque de polycarbonate et le film aluminium. Cela a été rendu possible en gravant des rainures dans la plaque de polycarbonate afin d'y insérer les thermocouples. Le point de jonction est situé en dehors de la rainure. La disposition des thermocouples dans les deux parois est identique. Huit sondes sont placées au centre de chaque paroi ($z=0.25$ m) et réparties homogènement sur la hauteur (cf. figure 3.12.(b)). Un écart de 5 mm sépare les sondes situées aux extrémités du bord du canal si bien que la distance entre chaque sonde est de 7 cm. Deux autres sondes sont placées à gauche et à droite du centre du canal afin de détecter d'éventuelles dissymétries. Des mesures de température d'air

sont effectuées en dehors du canal. La disposition des sondes est présentée figure 3.12.(a). Il y a cinq thermocouples type T (0.2 mm) placés de part et d'autre du canal et répartis dans la hauteur de l'enceinte afin de mesurer le gradient thermique. De plus, deux thermocouples type T de $80 \mu\text{m}$ de diamètre sont placés à l'entrée et à la sortie du canal, à mi-distance des parois.

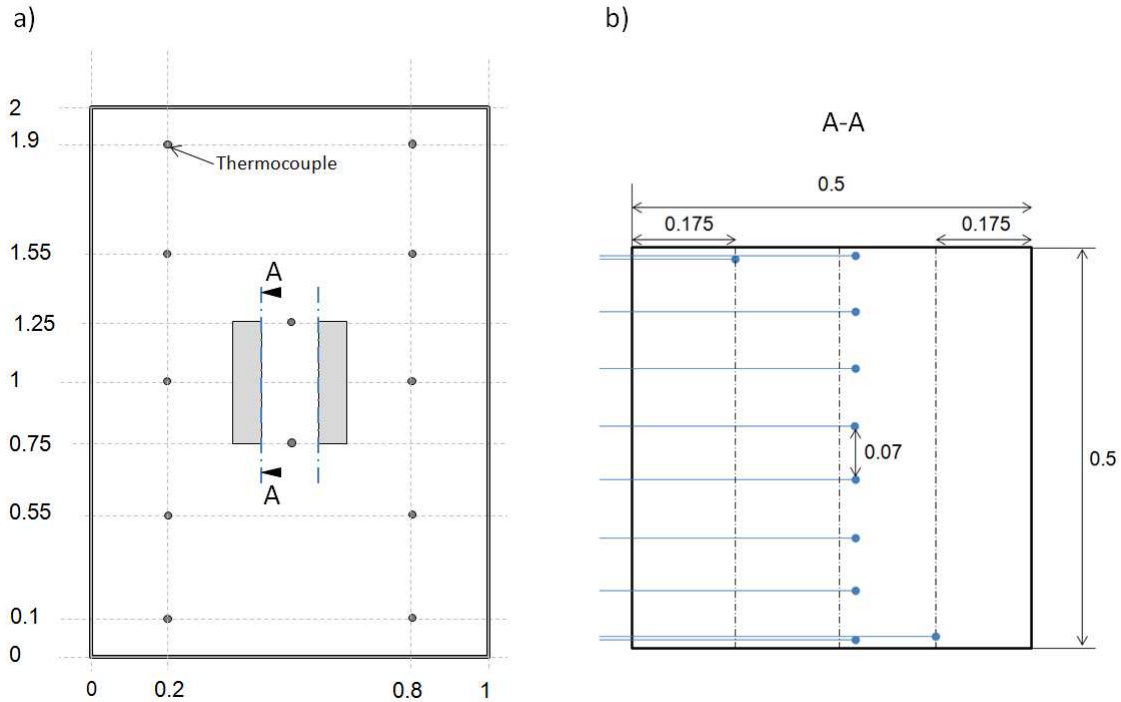


FIGURE 3.12 – Positions des thermocouples a) dans l'enceinte, b) dans le canal (les cotes sont indiquées en mètres).

Des sondes supplémentaires ont été ajoutées dans la pièce afin de comparer le gradient thermique vertical dans l'enceinte et dans la pièce lorsque les fils chauffants sont sous tension. Des mesures ont été effectuées lors des premières expériences menées pour caractériser l'enceinte. Par la suite, ces thermocouples ont été retirés.

• Mesures de vitesse

Les mesures de vitesses dans le canal ont été effectuées à l'aide d'un dispositif PIV 2D (Particles Images Velocimetry). Cette méthode non intrusive consiste à utiliser des traceurs au sein de l'écoulement pour reconstituer le champ de vitesse dans un plan 2D. Le principe du système dans son ensemble est illustré figure 3.13. L'écoulement est au préalableensemencé par des particules réfléchissantes. Le plan de mesure est ensuite éclairé par une nappe produisant deux flashes successifs sur un intervalle de temps très court. La lumière réfléchie par les particules est capturée par une caméra *CCD* haute résolution qui fournit une paire d'images. Ces images sont ensuite divisées en cellules rectangulaires appelées fenêtres d'interrogations. Le déplacement moyen des particules dans chaque fenêtre est alors retrouvé à l'aide d'un procédé d'inter-corrélations basé sur le niveau de gris de chaque fenêtre.

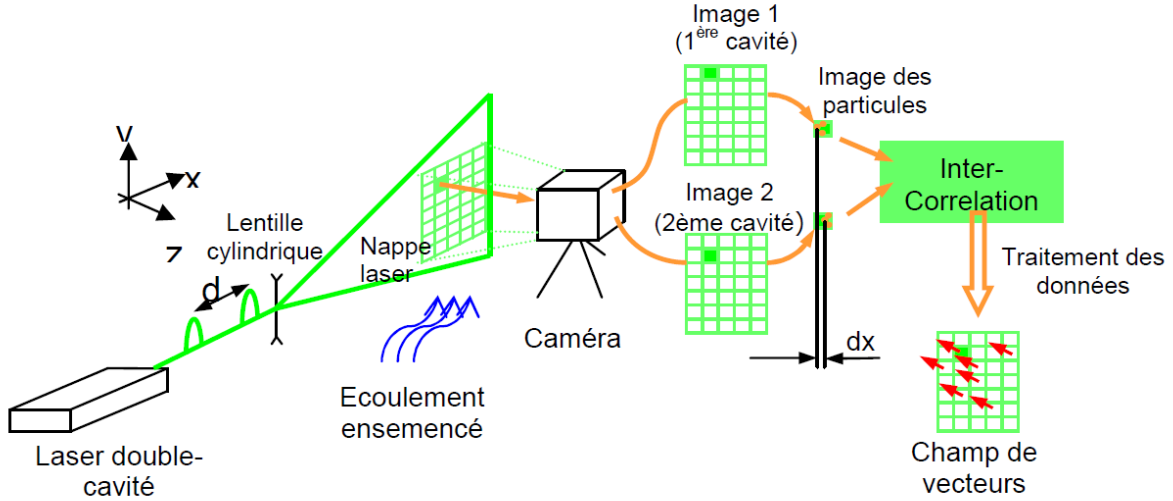


FIGURE 3.13 – Schéma de fonctionnement du système PIV (source : DantecDynamics)

Cette méthode a été utilisée à plusieurs reprises dans des expériences sur la convection naturelle (ex. Souza [106]). Son succès repose sur un réglage précis du dispositif ainsi qu'un choix adapté pour les particules réfléchissantes. En premier lieu, il est impératif que les particules se comportent de la même manière que l'écoulement et qu'elles réfléchissent la lumière du laser tout en étant invisibles dans le reste de l'écoulement. Pour s'assurer du bon choix des traceurs, plusieurs critères doivent être remplis [107]. Ceux-ci sont divisés en deux catégories : les critères collectifs et les critères individuels.

- **Critères individuels**

Dans un premier temps, la distance parcourue par les molécules d'air entre deux collisions successives doit être inférieure au diamètre des particules du traceur :

$$Kn = \frac{l_m}{d_p} < 0.25 \quad (3.49)$$

Kn : nombre de Knudsen [-].

l_m : libre parcours moyen des molécules dans le fluide [m].

d_p : diamètres des particules utilisées comme traceurs [m].

Afin d'éviter l'interaction des particules du traceur, la densité du nombre de particules doit être assez faible, ce qui se traduit par :

$$d_p/l_p \ll 1 \quad (3.50)$$

Où l_p (m) désigne la distance moyenne entre les particules. Celle-ci peut être évaluée à partir de la concentration volumique de particules dans l'enceinte C_p :

$$l_p = C_p^{-1/3} \quad (3.51)$$

Dans un écoulement turbulent, d'autres critères individuels doivent être vérifiés [107]. L'échelle de Kolmogorov représentant l'échelle des plus petites structures doit être supérieure

au diamètre des particules. De plus les particules doivent avoir un temps de réponse court par rapport au temps de Kolmogorov. Ces critères sont automatiquement vérifiés dans un écoulement laminaire.

- **Critères collectifs**

Les caractéristiques du nuage de particule doivent être vérifiées par rapport aux caractéristiques de l'air [108]. La masse volumique apparente du nuage de particule doit être inférieure à la masse volumique du fluide porteur.

$$\rho_{app} = \rho_f \cdot \left(\frac{\pi}{6} \cdot d_p^3 \cdot \bar{C}_p \right) \quad (3.52)$$

La viscosité apparente du nuage doit être proche de la viscosité du fluide porteur : $\mu_{app}/\mu_f \approx 1$.

$$\mu_{app} = \mu_f \cdot \left(1 + \frac{1}{6} \pi \cdot d_p^3 \cdot \bar{C}_p \right) \quad (3.53)$$

La diffusivité apparente D_{app} due aux chocs entre particules doit être faible pour que les particules suivent correctement les structures de l'écoulement. Cela se traduit par un nombre de Schmidt élevé : $Sc = \frac{\mu_f}{D_{app}} \gg 1$.

$$D_{app} = (1 - \rho_{app}/\rho_f) \frac{kT}{3 \cdot \pi \cdot \mu_f \cdot d_p} \quad (3.54)$$

k : constante de Boltzman, $k = 1,38 \times 10^{-23} [\text{J.K}^{-1}]$.

T : température absolue du fluide en $[K]$.

Dans notre expérience, nous utilisons des particules d'huile d'olive dont le diamètre est compris entre $1 \mu m$ et $2 \mu m$. Celles-ci sont produites à froid à partir d'un générateur *Dantec*. Pour vérifier ces critères, la difficulté consiste à évaluer la quantité de fluide injectée lors de chaque expérience. Nous avons adopté la procédure suivante : tout d'abord, le matériel a été testé et nous avons déterminé un temps d'injection unique appliqué pour chaque expérience. A la fin de l'ensemble des mesures, nous avons estimé la quantité d'huile (V_h) injectée pour chaque mesure à partir de la quantité d'huile totale utilisée ainsi que du nombre de mesures effectuées. Puisqu'une partie de l'huile injectée s'échappe lors des mesures, nous avons estimé la quantité minimale et maximale de particules présentes dans l'enceinte lors des mesures. La vérification des critères collectifs et individuels est indiquée dans le tableau 3.1. Les critères sont vérifiés en prenant le cas la plus défavorable pour les calculs. Remarquons qu'un nombre de particule insuffisant réduit la précision des mesures.

	Min	Max
d_p (m)	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
V_h (ml)	3	7.3
n_p (m)	$8.8 \cdot 10^{11}$	$1.4 \cdot 10^{13}$
Critères	favorable	défavorable
Kn^1	0.035	0.07
d_p/l_p	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$7.6 \cdot 10^{-3}$
μ_{app}/μ_f	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$
Sc	$1.37 \cdot 10^4$	$6.7 \cdot 10^3$

TABLE 3.1 – Critères individuels et collectifs relatifs aux particules dans le cas le plus favorable et le cas le plus défavorable.

Outre ces critères relatifs aux particules du traceur, le réglage du dispositif d’acquisition doit obéir à plusieurs règles. Dans chaque fenêtre d’interrogation, l’exposition de la particule à la source de lumière doit être assez faible pour que son déplacement soit assimilable à un point. Pour cela, nous devons vérifier la relation :

$$\delta_x \ll \frac{d_p}{4} \quad (3.55)$$

δ_x : déplacement de la particule [m].

Le temps entre deux pulsations Δt doit être ajusté de manière à limiter le déplacement des particules à 25% de la taille de la fenêtre d’interrogation :

$$\frac{d_{foc}}{d_o} \cdot \frac{V_{max} \cdot \Delta t}{d_{fen}} < 25\% \quad (3.56)$$

Δt : temps entre les deux pulsations du laser [s].

d_o : distance entre le plan d’étude et la lentille de l’objectif de la caméra [m].

d_{foc} : distance focale de l’objectif [m].

d_{fen} : taille de la fenêtre d’interrogation au niveau du capteur CCD [m].

Les gradients de vitesse dans chaque fenêtre d’interrogation doivent être faibles. Une valeur de 5% est communément choisie [106] :

$$\frac{d_{foc}}{d_o} \cdot \frac{|V_{max} - V_{min}|_{fen} \cdot \Delta t}{L_{fen}} < 5\% \quad (3.57)$$

Enfin, les particules doivent être enregistrées sur suffisamment de pixels pour un bon repérage du pic d’intercorrélacion. D’un autre côté, le fait d’avoir trop de pixels par particule entraîne une utilisation conséquente de mémoire. Une valeur de 2 à 3 pixels par particule est considérée comme suffisante, et représente dès lors une utilisation optimale du capteur. Nous disposons d’une caméra *CCD 4 Mpixels flow sense* dont la position est indiquée figure 3.14. Les vitesses sont mesurées dans un plan vertical situé exactement au centre du canal. La caméra est placée devant le canal à une distance de 35 cm du plan d’étude. Son déplacement est assuré par un rail motorisé contrôlé par ordinateur.

1. La valeur de l_m est d’environ 70 nm pour de l’air à pression atmosphérique.

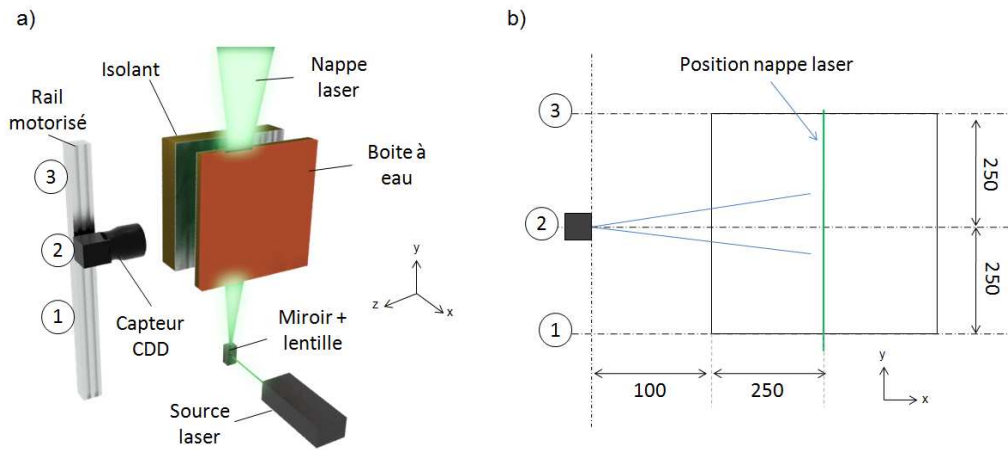


FIGURE 3.14 – Schémas du banc expérimental, a) vue isométrique du canal vertical, de la caméra et de la nappe laser, b) position de la nappe laser dans un plan (x, y) en mm .

Dans un premier temps, la caméra fut munie d'un objectif de 70 mm permettant une prise de vue de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Au cours des expériences, nous avons acquis un objectif de 105 mm permettant une plus grande précision dans nos mesures (notamment pour les faibles valeurs de b) au détriment de la taille totale du champ de vue qui fut réduite à $7\text{ cm} \times 7\text{ cm}$. Finalement, le nombre de fenêtres d'interrogation par image et le nombre de pixels par fenêtre dépendent de l'épaisseur b du canal ainsi que de l'objectif utilisé lors de l'expérience. Les valeurs relativement faibles des vitesses observées font que ces règles ont été facilement respectées pour l'ensemble des expériences.

3.2.3 Protocole expérimental

Ces travaux expérimentaux ont été entravés par une défaillance du système d'acquisition des images. La conséquence de cette défaillance fut l'impossibilité d'effectuer des acquisitions sur des temps longs, le système s'arrêtant prématurément. Nous n'avons malheureusement pas pu régler ce problème lors du temps alloué pour les expériences.

Le protocole consiste à mesurer le champ de vitesse et de température dans le plan 2D, au centre du canal, pour plusieurs points expérimentaux. Chaque point expérimental est caractérisé par le flux de chaleur nominal imposé à l'entrée du canal (variant entre 1 W et 20 W) ainsi que la valeur de b . Après réglage du matériel, la source d'alimentation est mise en route en même temps que l'acquisition de température. L'enceinte est laissée ainsi pendant que le régime permanent s'installe. Ce temps est établi par observation des mesures de températures.

Une fois le régime permanent atteint, les particules sont injectées en partie haute de l'enceinte. Après une vingtaine de minute (le temps que les particules soient correctement mélangées à l'air), les mesures de vitesses par PIV sont effectuées à trois hauteurs différentes correspondant à l'entrée d'air, le milieu du canal et la sortie d'air (cf. figure 3.14.(b)). Selon le cas étudié, une série variant de 50 à 2000 paires d'images est prise pour chaque hauteur, avec un fréquence de 3 Hz . Les images sont traitées par le logiciel *Dantec Dynamic Studio* par un procédé d'intercorrélacion classique (plus d'informations sur le traitement des images PIV sont disponibles dans [109].) L'acquisition est renouvelée 30 min plus tard afin de vérifier

que le champ de vitesse n'évolue pas.

On procède ensuite à l'évacuation des particules et un refroidissement de l'enceinte à l'aide d'un extracteur d'air de $1200 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. L'expérience est ensuite renouvelée en modifiant la puissance injectée, et/ou la distance entre les plaques (b).

Pour le calcul du paramètre M , nous nous sommes basés sur les vitesses mesurées à l'entrée du canal. Les champs de vecteurs obtenus sont moyennés pour former un unique champ de vecteur et nous intégrons le profil de vitesse situé exactement à 2 cm au dessus de l'entrée. Ce choix est motivé par deux raisons :

- Les fluctuations de vitesses sont beaucoup moins importantes au niveau de l'entrée.
- Le champ de vitesse situé exactement au niveau de l'entrée est délicat à déterminer du fait de la présence des fils chauffants.

L'ensemble des cas testés, avec la valeur de G correspondante ainsi que le nombre de fils chauffants utilisés, est présenté tableau 3.2. La répétabilité des résultats a été testée sur 3 points expérimentaux (marqués par * dans le tableau 3.2).

$b \text{ (cm)}$	Q(W)	Nb FC	G	δ_G
1	0.75	3	2	0.3
	1.65	3 et 1	3	0.3
	5.64	3	5	0.5
1.5	2.4	3	10	1.2
	5.25	3 et 5	15	1.5
	11.2	3	20	
3 *	1.5	5	45	3
	4.2	5	75	4
	7.5	5	100	7
	19.5	5	150	8
4	1.8	5	100	
	7	5 et 8	200	15
7 *	1.6	8	300	20
	2.6	5 et 8	500	35
	6.6	8	800	45
10 *	3	8	1300	100
	10	8	2400	210

TABLE 3.2 – Caractéristiques des points expérimentaux.

Ce protocole a été répété pour 17 valeurs différentes du nombre G variant de 2 à 2400, pour un canal adiabatique et pour un canal avec une paroi à température imposée. D'autres mesures ont été effectuées pour caractériser la mise en régime. De plus, comme indiqué dans le tableau 3.2, certaines expériences ont été effectuées deux fois en changeant le nombre de fils chauffants. Ces expériences supplémentaires nous permettent de valider l'hypothèse d'un écoulement indépendant de la distribution de chaleur qui n'est pas tout à fait homogène comme le suppose la théorie. Les différentes mesures seront désignées dans la suite par le

code suivant : $RX_1_GX_2_X_3$.

X_1 : rapport de forme du canal.

X_2 : valeur de G .

X_3 : Prend la valeur « S » pour un canal symétrique (les deux parois adiabatiques), « A » pour un canal asymétrique (la température ambiante est imposée sur la paroi de droite).

3.2.4 Analyse d'incertitude

L'incertitude globale de la mesure PIV a plusieurs origines qui se divisent en trois catégories :

- les incertitudes liées au positionnement et au montage.
- les erreurs de traitement sur l'estimation du déplacement.
- le biais statistique.

Les erreurs de positionnement dépendent de la verticalité des parois, de la nappe, mais aussi du parallélisme entre les deux parois, entre la nappe et la trajectoire de la caméra. Les différents éléments de l'expérience sont positionnés à l'aide d'un niveau laser et d'une simple règle. Nous estimons l'erreur sur b de 0.5 mm et nous négligeons les erreurs de parallélisme entre la nappe laser et la trajectoire de la caméra.

L'erreur sur la vitesse mesurée est estimée par la relation simplifiée ([109], [106]) :

$$\delta V = \frac{\delta x}{x} \cdot V \approx \frac{\delta x}{t} \quad (3.58)$$

δx : erreur sur le déplacement [m].

t : temps entre deux pulses laser [s].

L'erreur sur le déplacement est de 0.01 pixel [106], soit un déplacement de $1.5 \cdot 10^{-4} m$ pour le facteur d'agrandissement le plus faible (avec l'objectif de 70 mm). L'erreur sur la vitesse obtenue est de 0.2 mm.s^{-1} .

Le paramètre M est obtenu à partir d'un nombre restreint d'images qui nous empêche de supposer une répartition gaussienne des fluctuations. A la place, nous avons estimé l'écart δ_M entre la valeur calculée et la valeur réelle (mesurée sur un temps infini), à partir de l'écart type moyen calculé sur chaque point du profil de vitesse.

La précision du calcul de G dépend en grande partie de l'erreur sur \dot{q} . L'alimentation en courant continu délivre une puissance avec une erreur relative inférieure à 0.02%, selon le constructeur. En revanche, des pertes par effets joules ont lieu au niveau des jonctions que nous n'avons pas pu quantifier précisément. Nous avons fixé l'erreur sur \dot{q} à 8% de la valeur réellement injectée, pour l'ensemble des expériences. Les écarts attendus dans l'évaluation de G sont présentés tableau 3.2

Concernant les mesures de températures, les sondes utilisées ont été calibrées sur une plage variant de 15°C et 30°C , à l'aide d'un bain thermostaté *LAUDA* et d'une sonde *pt100* calibrée en usine. Nous avons de plus utilisé la fonction de correction automatique de soudure froide fournie par la centrale d'acquisition. Nous avons enregistré des écarts maximaux de

1.3°C entre le jour de la calibration et les jours de mesure. Cela induit une erreur au niveau des soudures froides de l'ordre de 0.3°C pour la mesure de la température absolue. En revanche, les mesures relatives d'une sonde par rapport à une autre ont une erreur d'environ 0.1°C.

3.3 Résultats expérimentaux

En premier lieu nous analysons les mesures de températures observées lors du régime permanent, afin de valider les conditions limites du canal vertical.

3.3.1 Champ de température dans l'enceinte

Le gradient vertical dans l'enceinte est mesuré de part et d'autre du canal par 10 sondes placées à cinq hauteurs différentes. Nous avons observé une très légère différence entre le côté droit et le côté gauche du canal qui varie en moyenne entre 0.1°C et 0.5°C. Dans la suite, nous utilisons la variable θ_e définie par :

$$\theta_e(y) = \bar{T}_e - T_e(y) \quad (3.59)$$

\bar{T}_e : Température moyenne dans l'enceinte [K].

$T_e(y)$: Moyenne des deux températures mesurées à la hauteur y .

Au début des expériences, le gradient vertical est de 0.52 K.m^{-1} et la différence de température entre l'entrée et la sortie du canal est d'environ 0.15°C. Après la mise en chauffe des fils chauffants, le gradient thermique évolue et se stabilise. A la différence des expériences menées dans la cellule Passys, les températures absolues se stabilisent rapidement traduisant un transfert de chaleur de l'enceinte vers la salle de manipulation. Ce flux de chaleur est néanmoins trop faible pour influencer la température de la pièce qui reste constante entre le début et la fin d'une acquisition.

La variation de θ_e en fonction de y est indiquée figure 3.15 pour les deux séries de mesures (canal adiabatique et température imposée). Dans un souci de lisibilité, seuls les cas les plus représentatifs sont présentés. Les résultats montrent que malgré les faibles puissances injectées, la dissipation de chaleur influence le champ de température dans l'enceinte et les conditions limites supposées dans l'analyse théorique ne sont pas totalement respectées. Lorsque la puissance dissipée totale est très faible, le gradient thermique est quasiment identique aux conditions initiales. Pour les puissances plus élevées, on constate une légère augmentation du gradient thermique mais l'ambiance est très peu stratifiée. Un gradient thermique maximal de 1.05 K.m^{-1} a été obtenu avec le point *R0.06_G150_A*, correspondant à la puissance maximale injectée au niveau des fils chauffants.

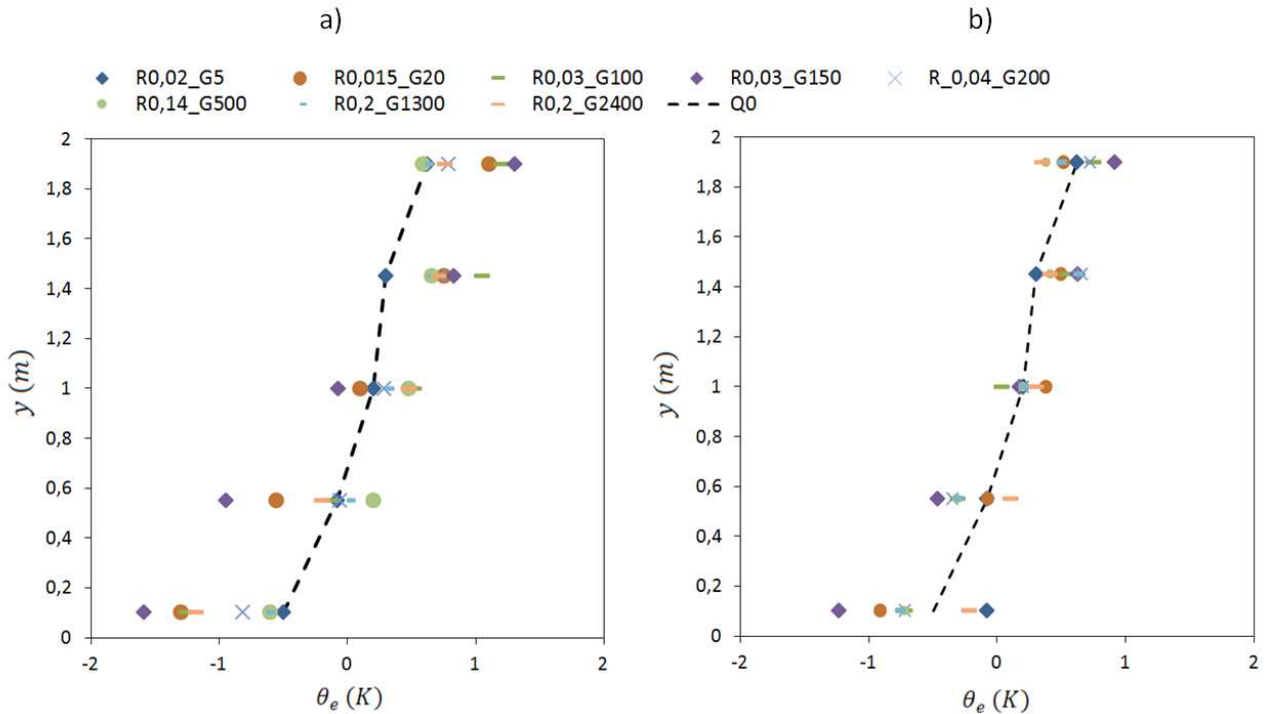


FIGURE 3.15 – Profil de température vertical dans l’enceinte pour les différents essais expérimentaux, a) canal adiabatique, b) température imposée.

Ce gradient maximal correspond à un écart de température entre la cote d’entrée et la cote de sortie du canal d’environ 0.6°C , ce qui correspond à 8% de la différence de température entre l’air dans le canal et l’air dans l’enceinte. Cette valeur non négligeable nous oblige à prendre en compte le gradient thermique dans l’évaluation de la fonction $M = f(G)$. Remarquons que le fait d’imposer la température ambiante sur l’une des parois permet de réduire sensiblement le gradient thermique. Dans ce cas, la valeur maximale du gradient vertical est de 0.62 K.m^{-1} . Celle-ci est également obtenue avec le point $R0.06_G150_S$.

3.3.2 Températures des parois du canal

Les températures dans le plan 2D de mesure sont indiquées figure 3.16 pour l’ensemble des expériences. Sur la figure de gauche, correspondant à un canal adiabatique, la variable $\bar{T}_p(y)$ représente la moyenne entre les deux sondes incrustées dans les parois à la hauteur y . On remarque que les températures sont constantes sur toute la hauteur lorsque l’écart maximal ne dépasse pas 4°C . Cela confirme le caractère adiabatique du canal. Pour les écarts plus élevés, la température est plus faible en partie basse du canal. Ce résultat illustre la limite de l’utilisation de fils chauffants pour obtenir un flux de chaleur réparti en surface. Les couches limites thermiques issues des fils chauffants se rejoignent à une distance non négligeable de l’entrée ce qui affecte l’hypothèse d’une température homogène dans la totalité du canal. On observe de plus une légère chute de température au point le plus haut du canal, probablement due aux pertes par conduction.

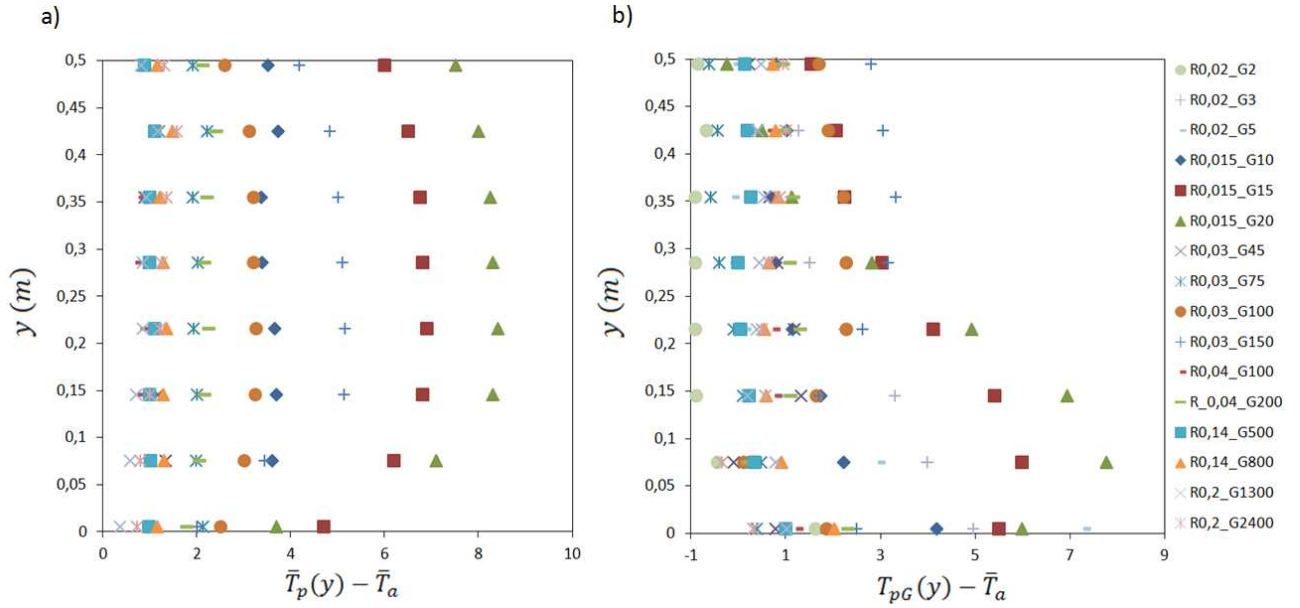


FIGURE 3.16 – Température de parois selon y pour les différents essais expérimentaux, a) canal adiabatique, b) température imposée.

Sur la figure 3.16.(b), la variable $T_{pG}(y)$ correspond aux températures sur la paroi gauche uniquement. On observe le même type d’anomalie en partie basse avec toutefois un écart moindre, dû à la réduction de vitesse dans le canal. En revanche, le réservoir utilisé pour la circulation d’eau à température ambiante est situé au niveau du sol et sa température est jusqu’à 0.9°C inférieure à la température d’air dans l’enceinte. Cela se traduit par des valeurs négatives de la variable $(T_{pG} - \bar{T}_a)$ pour les plus faibles valeurs de G , et donc une erreur supplémentaire dans l’évaluation de la fonction $M = f(G)$.

3.3.3 Caractérisation de l’écoulement dans le plan de mesure

Afin de caractériser les différents phénomènes observés dans le canal, nous avons calculé, en plus du champ de vitesse, la divergence qui permet de vérifier la conservation de la masse dans le plan d’étude :

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (3.60)$$

Une valeur non nulle de la divergence indique qu’une partie de l’écoulement traverse le plan d’étude. Nous avons de plus utilisé la vorticité définie par :

$$\vec{rot}\vec{V} = \vec{\nabla} \times \vec{V} = \left(\frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z} \right) \vec{x} + \left(\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x} \right) \vec{y} + \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \vec{z} \quad (3.61)$$

La vorticité est le champ vectoriel du rotationnel de la vitesse du fluide. Dans l’équation 3.61 chaque terme décrit la rotation autour des axes x , y et z respectivement. La présence de la vorticité est liée à l’existence de tensions tangentielles et a comme origine principale le frottement du fluide contre les parois. Le calcul de la vorticité peut montrer des structures tourbillonnaires, mais aussi des zones de fort cisaillement, comme dans les régions proches

des parois.

Nous avons également calculé les lignes de courant qui offrent une bonne représentation de la direction du fluide en chaque point, à un instant donné. En régime permanent, les lignes de courant représentent également la trajectoire des particules.

- **Mise en régime de l'écoulement**

Avant d'analyser les résultats obtenus en régime permanent, nous proposons d'étudier la réaction du fluide au démarrage de l'écoulement. Pour cela, nous avons choisi une séquence caractéristique obtenue avec le point *R0.14.G800.S*. Les images des lignes de courant, de la vitesse selon y , de la divergence et de la vorticité, prises à l'entrée du canal lors des sept premières secondes, sont présentées figure 3.17. La cote $y=0$ correspond à l'entrée du canal, et donc la position des fils chauffants.

Avant la mise sous tension, les particules d'huile tombent sous l'effet de la gravité avec une vitesse moyenne proche de 1.5 mm.s^{-1} . Cet état se conserve une seconde après la mise en chauffe. La divergence indique que l'écoulement est bidimensionnel. De plus, les tensions visqueuses au sein du fluide sont très faibles.

La réaction du fluide est ensuite très rapide. Sous l'effet de la gravité, une masse d'air située au centre du canal s'élève et recircule vers le bas sous l'action de la sédimentation des particules. On observe alors la formation de deux tourbillons symétriques dans l'épaisseur du canal ($t=2.3 \text{ s}$). Ces tourbillons sont alimentés par le fluide chaud ascendant. Puisque l'écoulement est confiné par les parois du canal, les tourbillons ne peuvent s'étendre sur les côtés et s'allongent progressivement dans la hauteur du canal. Le champ divergeant montre deux importants mouvements perpendiculaires au plan d'étude en partie haute et en partie basse des tourbillons, séparés par un axe de divergence nulle (repère N sur la figure 3.17). Cela suggère la présence d'un mouvement tourbillonnaire plus important dans la profondeur du canal, alors que l'écoulement descendant reste bidimensionnel.

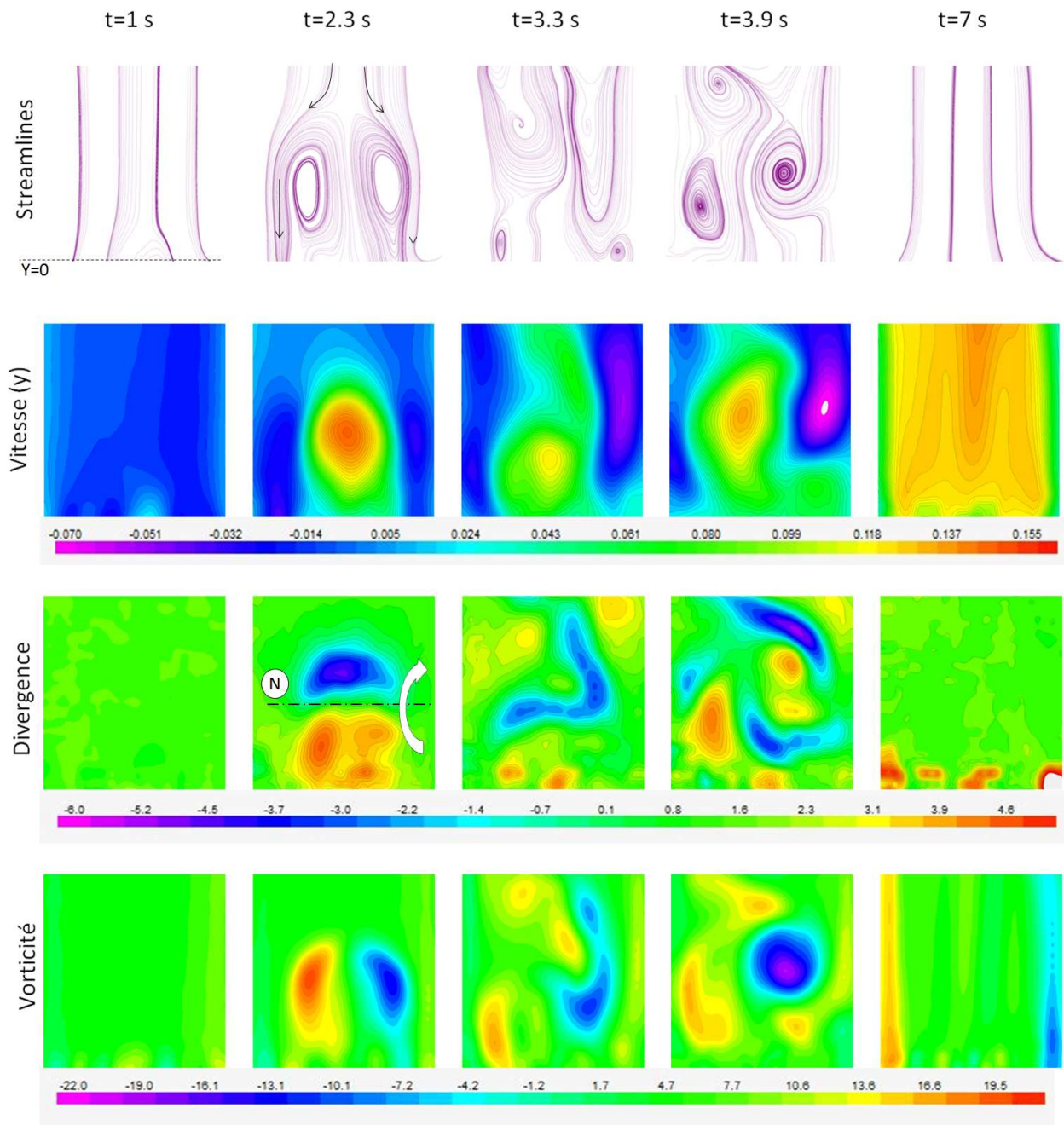


FIGURE 3.17 – Images des lignes de courant, de la vitesse de l'écoulement ($m.s^{-1}$), de la divergence (s^{-1}) et de la vorticité (s^{-1}) lors du démarrage de l'écoulement, à l'entrée du canal pour $R0.14_G800_S$.

A partir de cet instant, deux cas de figure se présentent. Pour les valeurs de b inférieures ou égales à 4 cm , l'espace est suffisamment confiné pour que la structure observée à $t = 2.3s$ continue de s'allonger tout en remontant dans le canal, et sort ainsi du champ de vue sans subir de déformation particulière. Pour $b = 7\text{ cm}$ un filet d'air chaud bidimensionnel se met en place à l'entrée du canal, tandis que l'écoulement proche des parois continue de descendre. On observe alors des zones de cisaillement en partie basse du canal correspondant aux deux interfaces entre l'écoulement ascendant et descendant. Cette configuration instable mène à l'ondulation de l'interface ($t = 3.3s$), puis à son enroulement, provoquant ainsi une chute brutale de la vitesse sur le côté droit du canal ($t = 3.9s$). Ces instabilités de type kelvin-helmholtz

se rencontrent fréquemment dans la nature. Elles se produisent lorsque deux couches de fluide superposées se déplacent avec des vitesses différentes et sont en grande partie responsables des phénomènes transitoires observés dans notre expérience. A l'apparition des instabilités, le fluide se mélange et le caractère tridimensionnel de l'écoulement est maximal.

Si l'intensité du flux injecté est suffisante, les instabilités sont rapidement emportées vers la sortie du canal laissant place à un écoulement bidimensionnel avec deux zones de vorticité importante proches des parois ($t = 7s$). Dans le cas contraire, l'écoulement dans le canal conserve un caractère tridimensionnel et intermittent. Ainsi, nous avons observé des comportements hétérogènes suivant la valeur de (b/H) et G , que nous avons classé en différentes catégories. Nous proposons dans cette partie d'en donner les principales caractéristiques à partir des images prises par le dispositif PIV.

Nous avons nommé les différents types d'écoulement observés comme suit :

- Le régime de transition turbulente
- Le régime stable
- Le régime sinueux périodique
- Le régime sinueux apériodique
- Le régime de bouffée

Ces noms ont été donnés en référence aux différents modes d'écoulements rencontrés dans l'étude des instabilités en convection naturelle [110–112]. Remarquons que dans notre expérience, la chaleur est générée par des sources linéaires. Dans ce cas particulier, on parle de « lame » plutôt que de panache [113]. De plus, un panache laminaire continuellement alimenté en chaleur est habituellement appelé « plume ». L'interaction entre les différentes lames, en plus de l'effet cheminée, fait qu'il est difficile de comparer nos résultats aux structures élémentaires étudiées en convection naturelle. Pour éviter toute confusion, nous parlons de régime d'écoulement plutôt que de mode d'écoulement et les termes choisis pour nommer les différents régimes s'appliquent à notre cas uniquement.

Mis à part pour le régime stable, l'ensemble des images présentées dans la suite correspond à des valeurs instantanées, obtenues 1 heure après la mise sous tension des fils chauffants.

• Le régime de transition turbulente

Le régime de transition turbulente est obtenu pour les points $R0.2.G24000_S(A)$. Nous suggérons que ce régime correspond à la transition vers la turbulence car pour ce point, le nombre de Reynolds obtenu (840) correspond à la valeur la plus élevée observée sur l'ensemble des expériences. La figure 3.18 (b) montre les images du champ de vitesse instantané obtenues à trois hauteurs différentes. En convection forcée, l'écoulement serait laminaire pour $Re = 840$. Néanmoins, le champ divergeant indique que de minces filets d'air, issus des fils chauffants, traversent le plan d'étude dès l'entrée du canal (repère K sur la figure 3.18). Nous pouvons supposer que cet effet tridimensionnel s'amplifie dans la hauteur du canal et conduit au régime de transition turbulente pour un Reynolds plus faible que ceux observés dans les expériences de convection forcée. En partie basse du canal, les fluctuations de vitesses maximales enregistrées sur 100 images sont limitées à 3 mm.s^{-1} . Passée une certaine hauteur, l'écoulement subit d'importantes fluctuations de vitesses dans les trois directions de l'espace. Les images de vorticité montrent que les couches limites se mélangent et des zones de faibles

cisaillement apparaissent proches des parois (repère I).

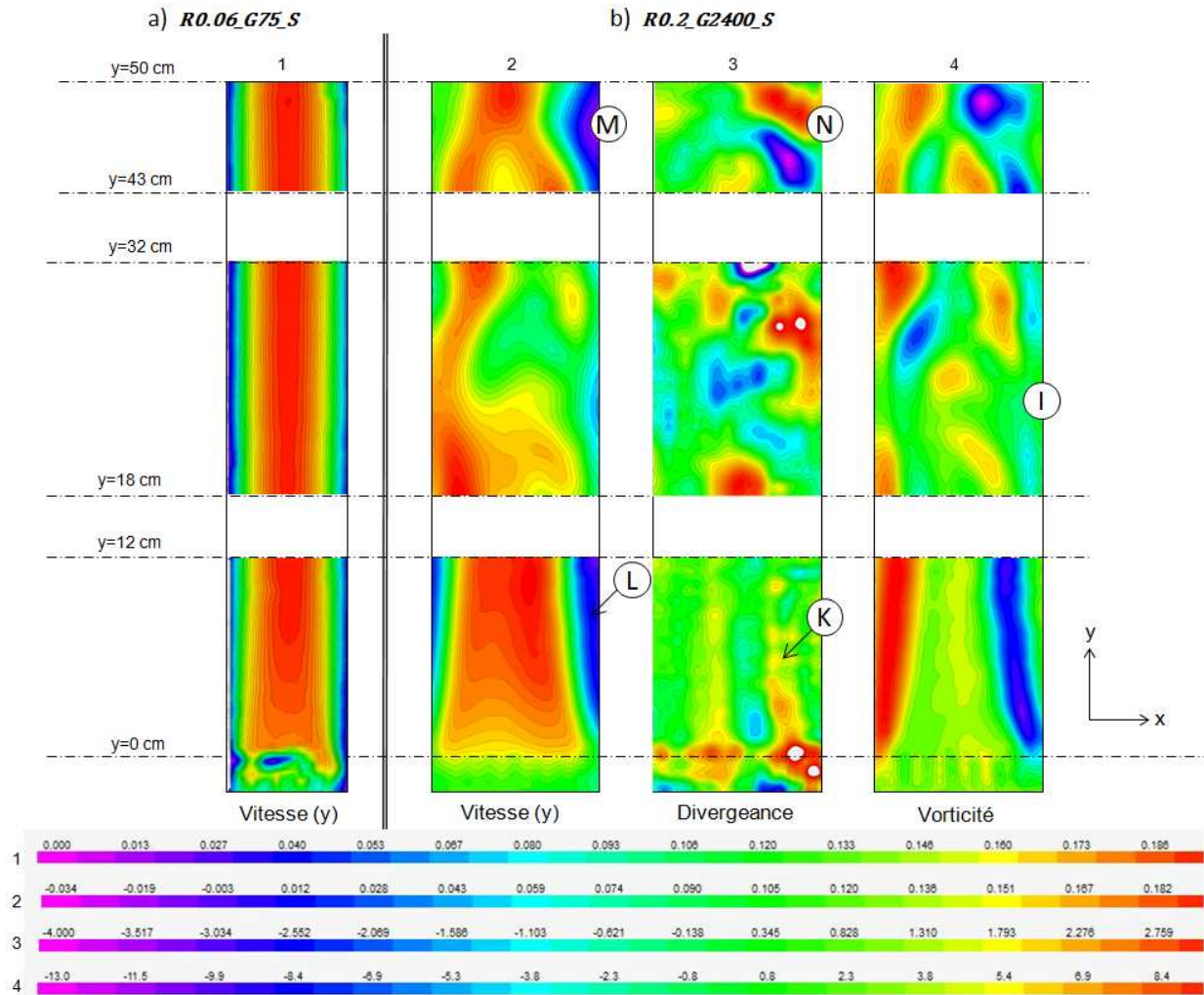


FIGURE 3.18 – a) Champ de vitesse ($m.s^{-1}$) pour le point *R0.06_G75_S* b) champs de vitesse ($m.s^{-1}$), de divergence (s^{-1}) et de vorticité (s^{-1}) pour le point *R0.2_G2400_S*.

Pour ce point expérimental, nous avons observé la présence de tourbillons au niveau de l'entrée, situés entre l'écoulement ascendant et les parois du canal (repère L). Ces tourbillons sont similaires à ceux observés par Straatman [62]. Ceux-ci ont une taille réduite et il est difficile de les distinguer sur les images du champ de vitesse. Sur la figure 3.19, nous avons tracé le profil de vitesse (moyenné sur 50 images)   l'entrée du canal à plusieurs hauteurs. Les tourbillons sont présents sur l'ensemble des images prises, bien que leur taille varie légèrement d'une image à l'autre. Pour un canal adiabatique, deux tourbillons symétriques sont présents de chaque côté (cf. figure 3.19 (a)). Concernant les mesures réalisées pour des conditions de température imposée, la seule différence notable dans la structure de l'écoulement est la présence d'un unique tourbillon du côté droit du canal (là où la température ambiante est imposée), de taille plus imposante (cf. figure 3.19 (b)).

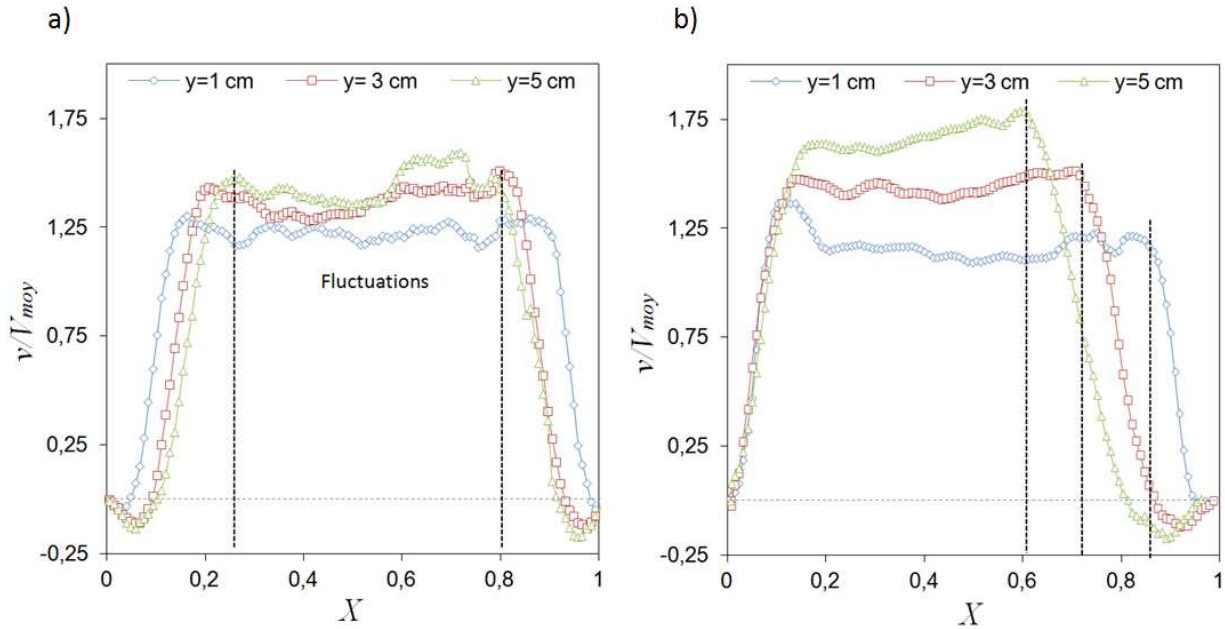


FIGURE 3.19 – Profils de vitesse mesurés à l’entrée du canal, a) *R0.2_G24000_S* b) *R0.2_G24000_A*.

Ce régime est également caractérisé par l’apparition de zones de recirculations en sortie du canal (repère M). On voit que dans la zone de circulation inverse (sur le côté droit), l’écoulement rentre et sort du plan de mesure (repère N), contrairement à l’écoulement ascendant qui sort du canal avec une divergence proche de zéro. Ces recirculations sont dues à une inertie trop importante du fluide et nous pensons qu’elles sont du même type que les recirculations observées par Modi [61]. A ce titre, des acquisitions sur des temps plus long permettraient d’étudier la fréquence de recirculation en fonction du nombre de Richardson en sortie du canal.

• Le régime stable

Nous avons caractérisé ce régime de stable car les fluctuations de vitesse y sont assez faibles pour obtenir une bonne vision de l’écoulement moyen à partir des valeurs instantanées. Le champ de vitesse obtenu dans ce cas est du type présenté figure 3.18.(a). Pour ce régime d’écoulement, le champ divergeant est nul dans toute la hauteur du canal, ce qui confirme l’hypothèse d’un écoulement bidimensionnel. Pour ce régime, nous pouvons vérifier l’autosimilarité des profils de vitesse, malgré le faible nombre d’images consécutives. Les résultats sont présentés figure 3.20 pour deux valeurs de $y/(b \cdot Re_b)$. Ces profils ont été obtenus en moyennant les champs de vitesse sur 50 paires d’images.

Dans la région pleinement développée de l’écoulement, on constate que le profil parabolique de Poiseuille attendu n’est pas totalement respecté. En effet, une légère déformation apparaît. En reprenant les profils de vitesses obtenus numériquement (cf. figure 3.7.(b)), on peut affirmer que cette déformation est due à une variation de température dans la direction x . Cette variation peut être causée par un transfert de chaleur de l’air vers les parois. Cependant, nous avons remarqué que les profils de vitesses sont déformés pour les valeurs les plus élevées de la puissance dissipée par fil chauffant. Cela correspond également aux anomalies

observées pour les températures de parois (cf. figure 3.16). Nous pensons donc que la variation de la température dans la direction x est due à la mauvaise répartition de la chaleur en entrée. Là encore, ces résultats mettent en évidence la problématique de l'utilisation des fils chauffants.

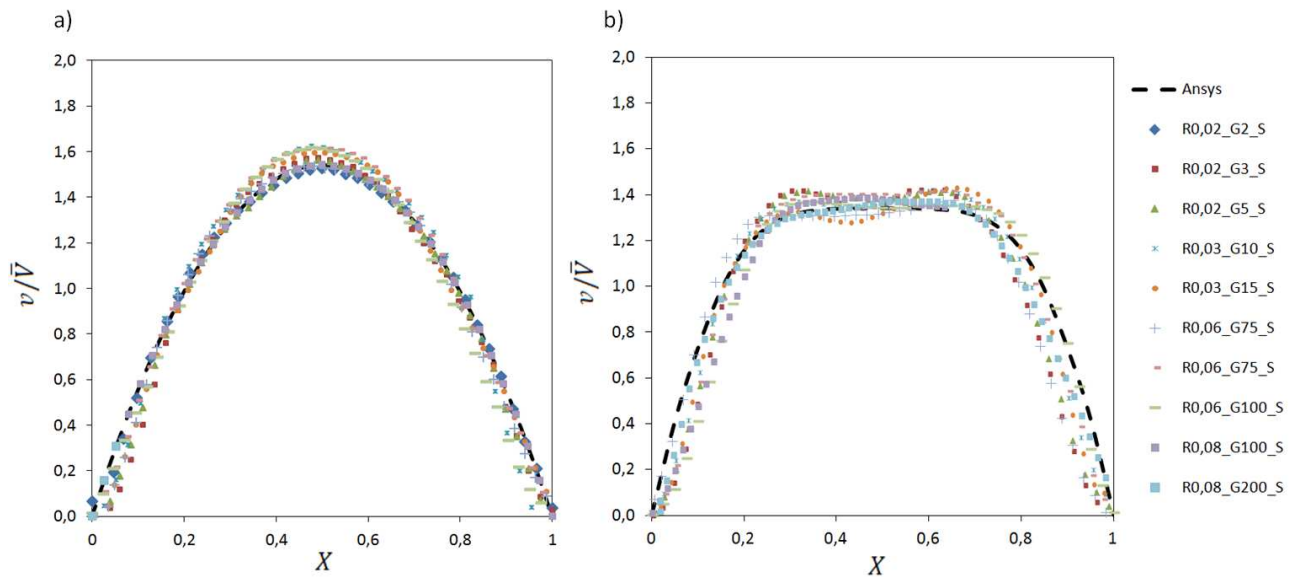


FIGURE 3.20 – Profils de vitesse dans le canal pour les points expérimentaux menant au régime stable, a) dans la région pleinement développée de l’écoulement à $y/(b \cdot Re_b)=0.1$, b) dans la région non développée de l’écoulement à $y/(b \cdot Re_b)=0.01$.

Au niveau de l’entrée, un profil de vitesse plat, caractéristique du tirage thermique, est observé. Les profils de vitesse immédiatement à l’entrée ne sont pas disponibles car la prise de vue est polluée par la présence des fils chauffants. A la place, nous avons comparé le profil de vitesse dans la région non développée de l’écoulement pour $y/(b \cdot Re_b)=0.01$ (cf. figure 3.20.(b)). Les résultats montrent des écarts légèrement plus importants que dans la région pleinement développée. Cela s’explique en partie par la très faible hauteur de développement dans certains cas, ce qui implique une plus grande erreur sur la position exacte des profils autosimilaires. Nous pouvons ajouter les incertitudes liées à la distribution de flux de chaleur à l’entrée.

Pour un canal avec température ambiante imposée, on retrouve la même déformation du profil de vitesse, observée dans les résultats numériques (cf. figure 3.7 (a)). Le fait que la température de paroi soit inférieure à la température ambiante, rend la comparaison des résultats difficile. Un exemple de profil de vitesse, obtenu pour le régime stable avec température imposée, est présentée figure 3.21 pour le point $R0.06.G100.A$. Pour ce point, le débit massique à travers le canal correspond aux valeurs numériques avec une erreur relative inférieure à 4%, ce qui rend la comparaison possible. D’une manière générale, le décalage du maximum dans le profil de vitesse est décallé vers la paroi adiabatique par rapport aux résultats numériques ; cela vient de la température imposée qui est légèrement inférieure à la température ambiante. A l’entrée du canal ($y = 2cm$) la correspondance entre les résultats numériques et expérimentaux est particulièrement bonne. Nous supposons que les écarts observés pour les autres hauteurs sont dus aux conditions limites mal restituées dans notre expérience.

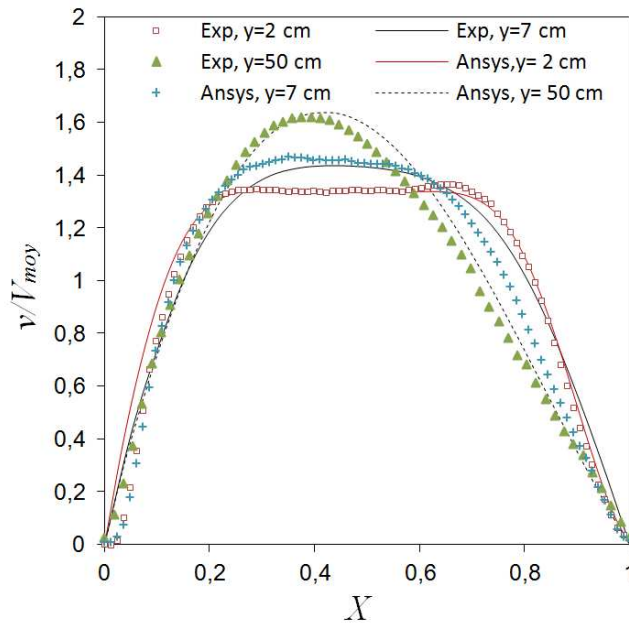


FIGURE 3.21 – Profils de vitesse dans le canal à différentes hauteurs pour le point $R0.06_G100_A$, comparaison avec les résultats numériques.

En sortie du canal, le nombre de Richardson est compris entre 0.3 et 0.08 et le nombre de Reynolds varie entre 620 et 110. La figure 3.22 montre des images prises par une caméra classique, au dessus du canal immédiatement après l'injection des particules. A ce moment précis de l'expérience, les particules ne sont pas encore mélangées à l'air et on distingue très clairement la formation des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Celles-ci entraînent une légère oscillation du profil de vitesse en sortie du canal. Le maximum du profil de vitesse oscille de gauche à droite avec un mouvement qui semble périodique (le caractère périodique des oscillations n'a pu être vérifié en raison du nombre limité d'images). Ces oscillations sont très faibles et le mouvement s'estompe très rapidement à l'intérieur du canal. C'est pourquoi nous pouvons considérer que nous sommes en régime permanent laminaire. Ces observations expérimentales nous permettent de confirmer l'hypothèse adoptée lors des développements théoriques et numériques.

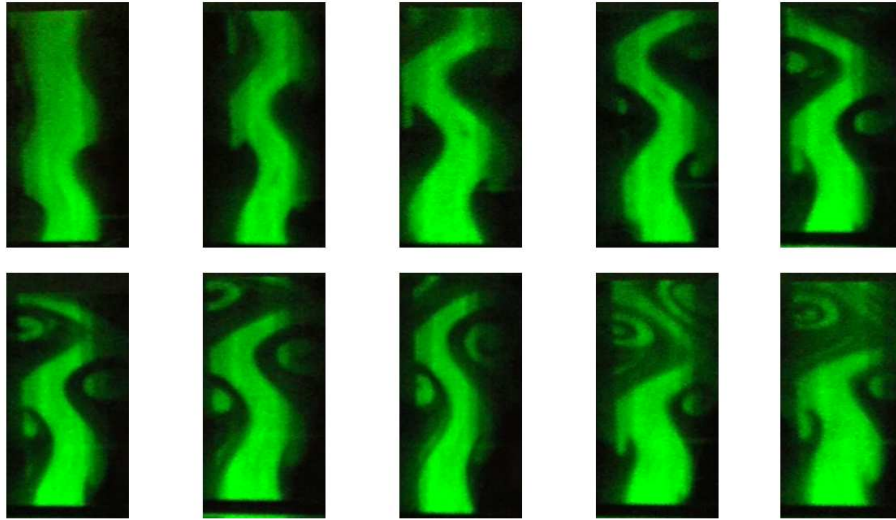


FIGURE 3.22 – Instabilités de Kelvin-Helmholtz. Les images sont prises à la sortie du canal pour le point $R0.06_G100_S$.

Ceci nous amène au prochain régime d'écoulement dans lequel les instabilités en sortie influencent le champ de vitesse dans la totalité du canal.

- **Le régime sinueux périodique**

Nous avons appelé ce régime « sinueux périodique » en référence au mode sinueux rencontré dans les jets plan avec un faible Reynolds [112]. Ce régime est caractérisé par un mouvement ondulant du champ de vitesse, sur toute la hauteur du canal. Sur la figure 3.23 (a), nous présentons des images des champs instantanés de vitesse et de divergence à trois hauteurs du canal pour le point $R0.14_G500_S$. On remarque que le mouvement du fluide, de la gauche vers la droite, s'accompagne d'un mouvement du fluide dans la profondeur du canal, de l'avant vers l'arrière. La divergence permet de distinguer deux couches de fluide qui se comportent de manières parfaitement opposées dans la profondeur du canal (repère K). Ainsi, l'ondulation à lieu dans les deux directions x et z avec une même fréquence. Nous avons observé par visualisation directe que la fréquence d'ondulation augmente lorsque la puissance dissipée augmente. Ce résultat est corroboré par plusieurs études sur les phénomènes instables en convection naturelle (ex :[114]).

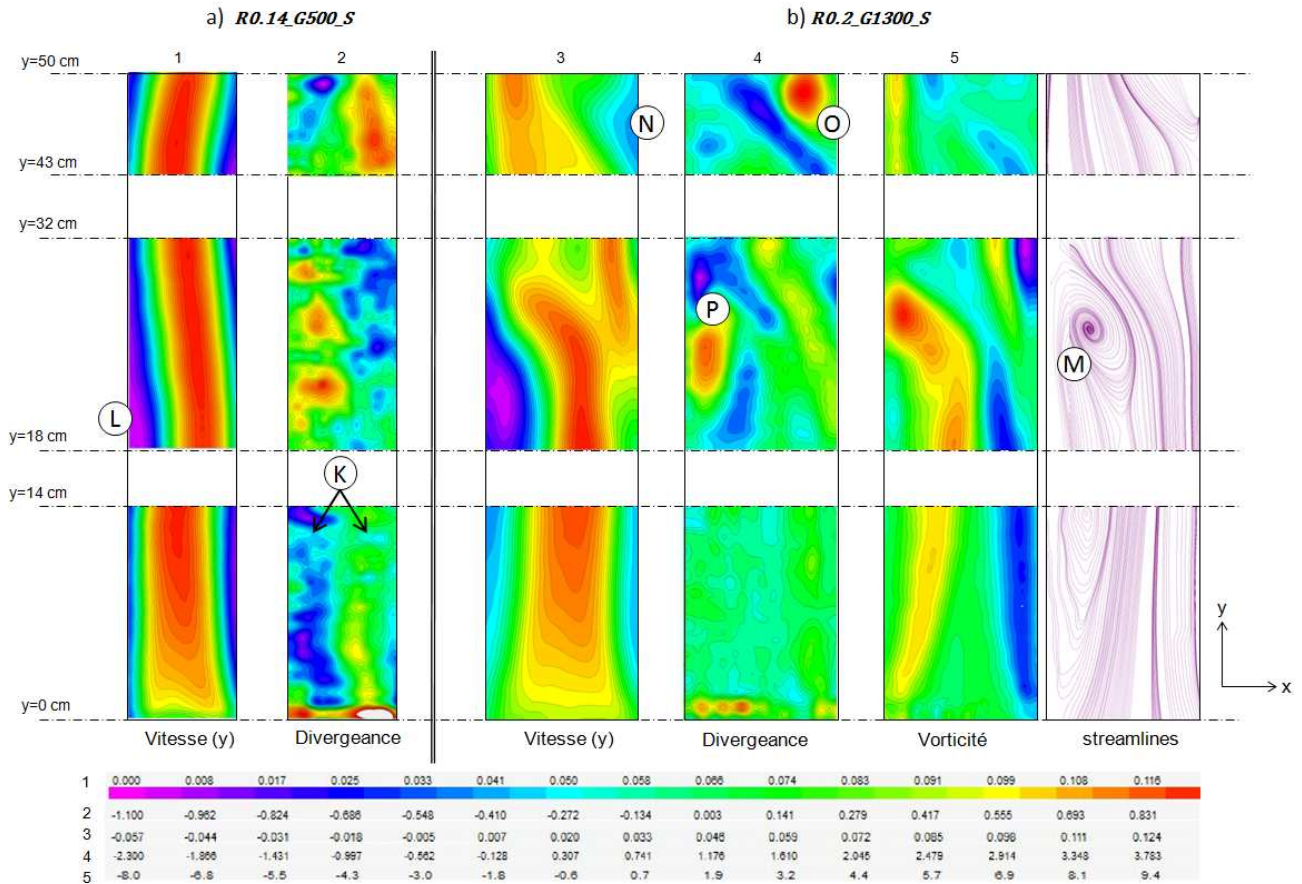


FIGURE 3.23 – a) Images des champs de vitesse ($m.s^{-1}$) et de divergence (s^{-1}) pour le point $R0.14.G500.S$, b) champs de vitesse, de divergence et de vorticité (s^{-1}) pour le point $R0.2.G1300.S$.

Dans ce régime, des zones de faibles vitesses apparaissent périodiquement au niveau des parois (repère L). Ces régions de faibles vitesses favorisent l'apparition de points d'inflexion à l'intérieur du canal et donc un basculement vers un autre régime dans lequel nous observons des vitesses d'air négatives (dirigées vers le bas) à l'intérieur du canal.

• Le régime sinueux apériodique

A la différence du précédent régime, le régime sinueux apériodique est caractérisé par la présence de vitesse négative à l'intérieur du canal. Un exemple est donné figure 3.23.(b), correspondant au point $R0.2.G1300.S$. Dans ce cas, les forces d'inertie ne sont pas suffisantes pour repousser complètement le volume d'air présent en sortie. De ce fait, l'écoulement se réorganise en un filet d'air chaud qui parcourt le canal en provoquant au passage des structures tourbillonnaires tridimensionnelles (repères P, O, M). La position du filet d'air chaud varie brutalement de la gauche vers la droite dans un mouvement non périodique. Le régime sinueux a également été observé pour les plus faibles valeurs de b , lorsque la température ambiante est imposée. La différence réside dans le fait que le comportement sinueux de l'écoulement n'est pas visible dans le plan de mesure. En effet, l'épaisseur du canal est trop faible pour permettre à l'écoulement de recirculer dans le plan (x, y) .

Malgré la présence de vitesses négatives dans la direction y , la vitesse moyenne dans le

plan de mesure reste positive dans toute la hauteur du canal. En diminuant plus encore le flux de chaleur, le champ de vitesse subit des inversions complètes, et on observe des bouffées de chaleur intermittentes en sortie du canal.

- **Le régime de bouffée**

Pour certains points expérimentaux, nous obtenons un régime caractérisé par des inversions momentanées de la vitesse moyenne dans le plan de mesure. Ce régime a été observé pour les grandes comme pour les petites valeurs du rapport de forme du canal b/H et nous pensons qu'il résulte d'un processus d'accumulation de chaleur suivies de bouffées, lorsque le flux dissipé à l'entrée est très faible. La figure 3.24 présente la valeur de la vitesse moyenne selon y à l'entrée (a) et à la sortie (b) du canal mesurée sur une période de 160 s avec une fréquence de 3 Hz, pour le point $R0.14_G300_S$. Ces deux séquences ont été prises successivement. La variable \bar{V} est calculée en intégrant la vitesse v dans l'épaisseur du canal.

$$\bar{V} = \frac{1}{b} \cdot \int_0^b v(x) \cdot dx \quad (3.62)$$

La vitesse moyenne \bar{V} subit d'importantes fluctuations à l'entrée mais reste positive. En revanche, le débit en sortie présente un caractère très irrégulier, avec des hausses violentes ainsi que des inversions momentanées du sens de l'écoulement. Les valeurs moyennes dans le temps à l'entrée et à la sortie du canal montrent que le débit massique ne se conserve pas dans le plan de mesure. La structure qui revient le plus souvent dans ce cas est la présence d'un large tourbillon au niveau de l'entrée, alimenté à la fois par le haut et par le bas (cf. figure 3.27). Des résultats plus détaillés du champ de vitesses lors des phases descendantes et ascendantes de la variable \bar{V} en entrée du canal (cf. 1, 2, 3, 4 et 5 sur la figure 3.24.(a)), sont proposés en annexe E.

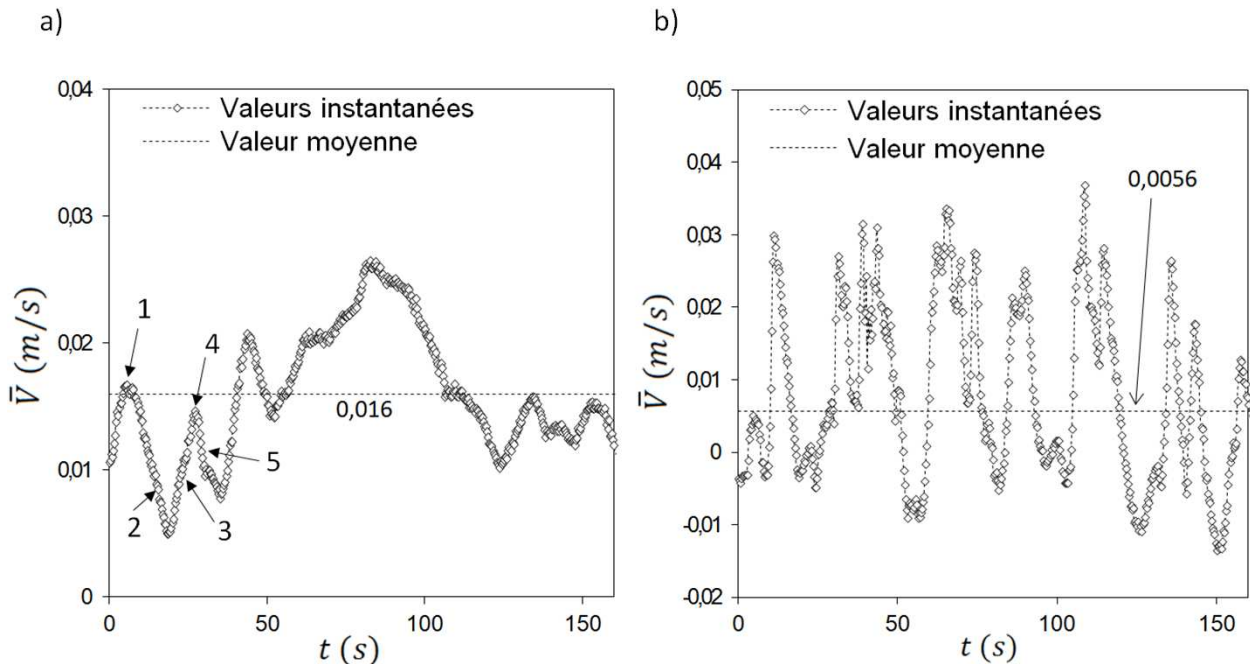


FIGURE 3.24 – Vitesse moyenne pour le point $R0.14_G300_S$ a) $y = 2\text{ cm}$, b) $y = 50\text{ cm}$.

Pour les faibles valeurs de b , le caractère chaotique du phénomène est encore plus flagrant. La figure 3.25.(a) présente l'évolution de la vitesse selon y d'un point situé au centre du canal, 1 cm au dessus de l'entrée, pour le point $R0.03_G10_S$. Dans cette expérience, l'enregistrement des images a débuté légèrement avant la mise sous tension des fils chauffants. Ce point expérimental est intéressant car nous avons pu observer un changement de comportement entre le régime de bouffée et le régime sinueux apériodique. Sur la figure 3.25.(b), nous avons tracé le diagramme de phase du même point. On y distingue 4 zones. La première (L), la plus condensée, correspond à l'écoulement avant la mise sous tension. Dans ce cas les particules tombent sous l'effet de la gravité avec une vitesse proche de 1.5 mm.s^{-1} . Après la mise sous tension, l'écoulement oscille entre les zones (M) et (O) et la vitesse moyenne mesuré dans le plan d'étude subit des inversions brutales. Les zones (M) et (O) semblent correspondre à des points d'équilibre instables de l'écoulement. Au bout d'un certain temps, l'écoulement se stabilise dans la zone (Q) correspondant au régime sinueux apériodique.

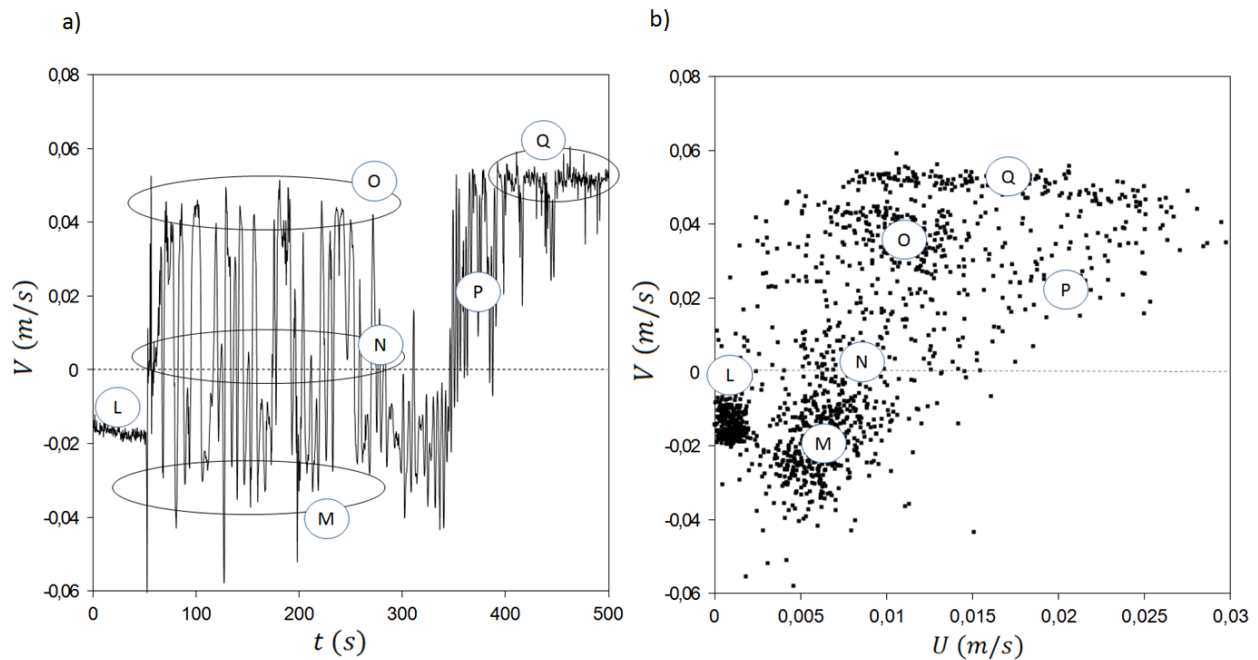


FIGURE 3.25 – Mesure de vitesse sur un point situé au centre du canal, 1 cm au dessus de l'entrée, pour le point $R0.14_G300_S$ a) vitesse selon y en fonction du temps b) diagramme de phase dans le plan (u, v) .

Les images sur la figure 3.26 montrent la configuration de l'écoulement dans les zones d'équilibre instable (M) et (O), ainsi que dans la zone de transition (N), lorsqu'une inversion du débit se produit. Le champ divergeant suggère que l'inversion du débit massique a lieu par l'intermédiaire d'un tourbillon qui s'étend dans la profondeur du canal (cf. figure 3.27 (a)). Comme celui-ci ne peut évoluer dans la direction y , il se déplace du haut vers le bas et de l'avant vers l'arrière, entraînant des inversions brutales de la vitesse moyenne mesurée dans le plan d'étude. Pour ce point expérimental, le tourbillon finit par être évacué en sortie du canal pour laisser place au régime sinueux apériodique. Lorsque la température est imposée ($R0.02_G2_A$), le même comportement chaotique se conserve 1h30 après la mise sous tension. Nous n'avons pas pu vérifier si le régime sinueux apériodique finit par s'établir pour des temps plus longs du fait des particules que s'échappent progressivement de l'enceinte. En effet, le fait de réinjecter des particules perturbera l'écoulement.

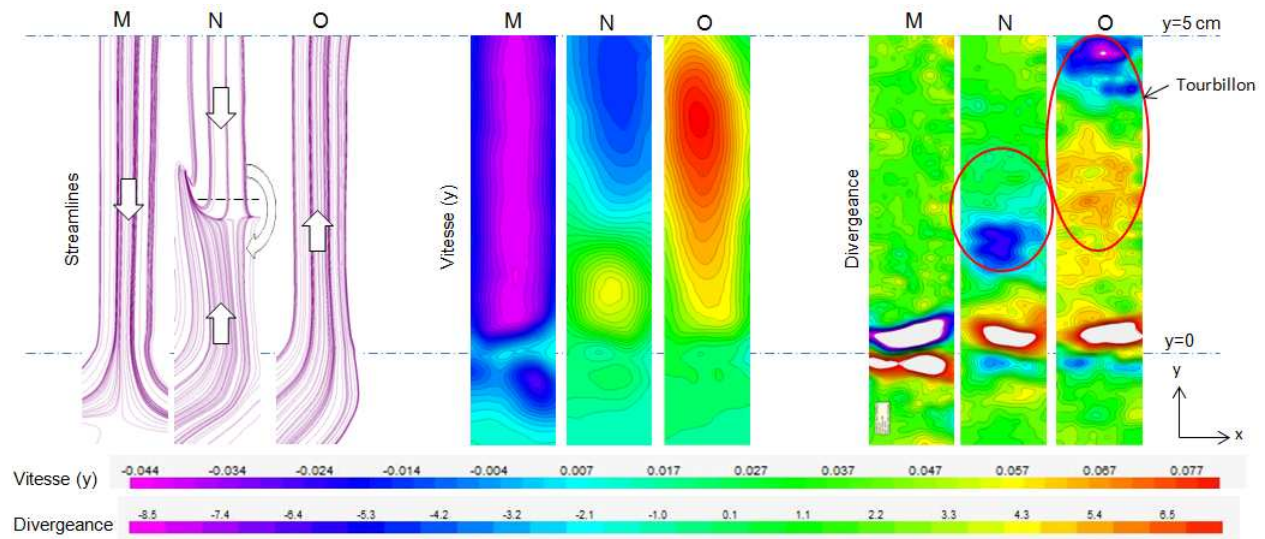


FIGURE 3.26 – Images des lignes de courant, de la vitesse de l'écoulement ($m.s^{-1}$), et de la divergence (s^{-1}) lors du régime transitoire pour le point $R0.02_G2_S$.

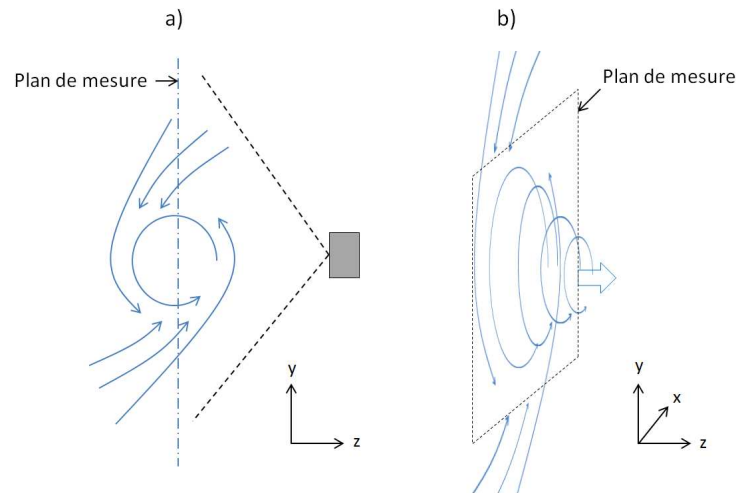


FIGURE 3.27 – Représentation schématique de l'écoulement observé à l'entrée du canal pour le régime de bouffée, a) $R0.02_G2_S$ b) $R0.14_G300_S$

L'étude se rapprochant au maximum de notre cas est sans doute celle de Higuera [80], dans laquelle une source de chaleur ponctuelle est située à l'entrée d'un canal vertical dont les parois sont portées à température ambiante. Par l'analyse théorique, l'auteur montre que lorsque la cheminée est trop haute (ou bien que la puissance dissipée est insuffisante), le fluide s'élève dans le canal, jusqu'à une certaine hauteur (critique), puis recircule vers le bas du canal pour finalement sortir du canal par l'entrée. Ce régime d'écoulement (qui n'a pas été mentionné auparavant) a été observé pour le point $R0.02_G2_A$. La faible quantité de chaleur dissipée par les fils chauffants, conjuguée au fait que la température ambiante est imposée sur l'une des parois, fait que l'écoulement est emporté vers le bas. Cela suggère qu'une telle

configuration n'est possible que lorsque la hauteur de recirculation est très faible (de l'ordre de grandeur de l'épaisseur du canal). Dans le cas contraire, on se trouve dans le régime de bouffée. L'hypothèse d'un régime permanent et d'une hauteur critique n'est alors plus valable dans un cas réel.

3.3.4 Bilan massique et thermique dans un plan 2D.

Pour chaque point expérimental, excepté pour le régime de bouffée, nous avons vérifié la conservation du débit massique dans le plan de mesure. Les résultats sont présentés figure 3.28, où $S_{\dot{m}}$ représente le déséquilibre relatif du débit massique entre l'entrée et la sortie du canal :

$$S_{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_{a,in} - \dot{m}_{a,out}}{\dot{m}_{a,in}} \times 100 \quad (3.63)$$

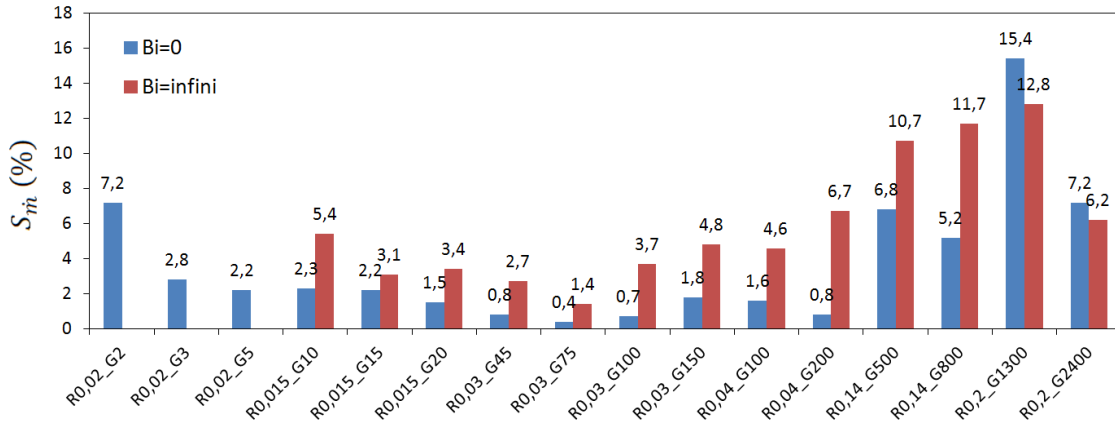


FIGURE 3.28 – Pourcentage de déséquilibre du débit massique d'air entre l'entrée et la sortie du canal dans un plan 2D.

Les résultats sont conformes aux attentes. Les points situés dans le régime stable présentent une excellente conservation du débit, validant l'hypothèse d'un écoulement bidimensionnel. Pour le régime périodique, la conservation est correcte et le caractère périodique des onduations suggère que la valeur de $S_{\dot{m}}$ tend vers zéro lorsqu'on augmente le nombre d'images prises pour calculer la valeur moyenne. La même observation peut-être faite pour le régime de transition turbulente. Le régime sinueux aperiodique est celui entrainant le plus fort écart de débit (jusqu'à 15%). Contrairement aux régimes précédents, rien n'indique qu'une valeur moyennée sur un temps long permettrait de réduire cet écart.

Pour le canal adiabatique, nous pouvons vérifier la conservation du flux thermique entre l'entrée et la sortie, dans le plan de mesure. Nous définissons le flux de chaleur \dot{q}_c comme suit :

$$\dot{q}_c = \dot{m}_{a,out} \cdot C_a \cdot \bar{T}_{out} - \dot{m}_{a,in} \cdot C_a \cdot \bar{T}_{in} \quad (3.64)$$

Puis nous définissons le déséquilibre relatif du flux de chaleur par :

$$S_{\dot{q}} = \frac{\dot{q} - \dot{q}_c}{\dot{q}} \times 100 \quad (3.65)$$

Pour le régime stable, la valeur de $S_{\dot{q}}$ maximale observée est de 8%, d'où la valeur prise pour l'incertitude sur \dot{q} dans le calcul de G . Notons que le flux de chaleur entre l'entrée et la sortie est déterminé à partir de mesures ponctuelles. Cela explique les grands déséquilibres observés pour les autres régimes, en particulier pour le régime sinueux aperiodique.

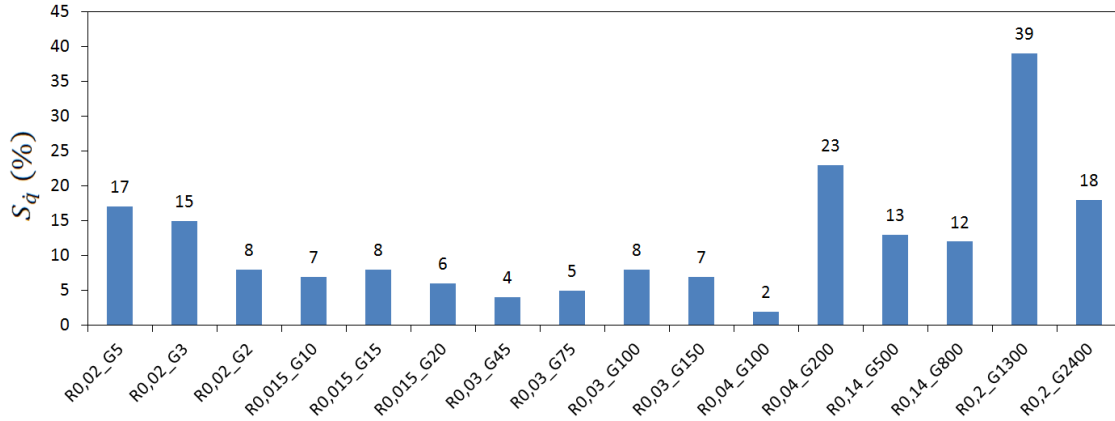


FIGURE 3.29 – Pourcentage de déséquilibre du flux de chaleur entre l'entrée et la sortie du canal dans un plan 2D, pour un canal adiabatique.

La figure 3.30 présente l'ensemble des résultats dans le plan (M, G) . Pour un canal adiabatique, les résultats expérimentaux sont conformes à la théorie lorsque l'écoulement se trouve dans le régime stable. Nous avons alors un écart relatif maximal sur la vitesse débitante (calculé à l'entrée du canal), entre l'équation 3.46 et l'expérience, de 11% avec le point $R0.03.G10.S$. Pour le canal à température imposée, l'écart maximal obtenu pour le régime stable est de 26%. Nous supposons que cet écart important est dû aux conditions limites dans l'expérience, notamment au niveau de la paroi qui est légèrement plus froide que l'air dans l'enceinte. Nous considérons donc que l'équation 3.46 est valide lorsque l'écoulement se situe dans le régime stable, ce qui n'est pas surprenant vu les similitudes observées dans les profils de vitesse. Dans ce cas, l'équation 3.46 peut être utilisée pour calculer la hauteur du canal permettant de maximiser le débit massique, lorsque \dot{q} et b sont imposés

Pour les autres régimes d'écoulement, la non conservation du débit massique entraîne des incertitudes importantes sur la valeur de M . Il est néanmoins clair que l'apparition d'instabilités dans le canal entraîne une diminution de la vitesse débitante dans le plan de mesure. Pour le régime sinueux périodique, les résultats sont mitigés. Les expériences avec un canal de faible épaisseur ($<3\text{ cm}$) sont en bon accord avec la théorie avec un écart relatif maximal de 8% sur la vitesse débitante. Pour un canal de 7 cm , le régime sinueux périodique entraîne un écart de 48 % ($R0.14.G500.S$) et 36% ($R0.14.G800.S$). Le fait d'imposer la température ambiante sur l'une des parois change peu ce résultat.

Le régime sinueux aperiodique entraîne les plus grands écarts avec la théorie. De plus, le fait d'imposer la température ambiante sur l'une des parois entraîne une agmentation importante de l'écart entre les résultats théoriques et expérimentaux (35 % d'écart pour le point $R0.2.G1300.S$ et 55% pour le point $R0.2.G1300.A$).

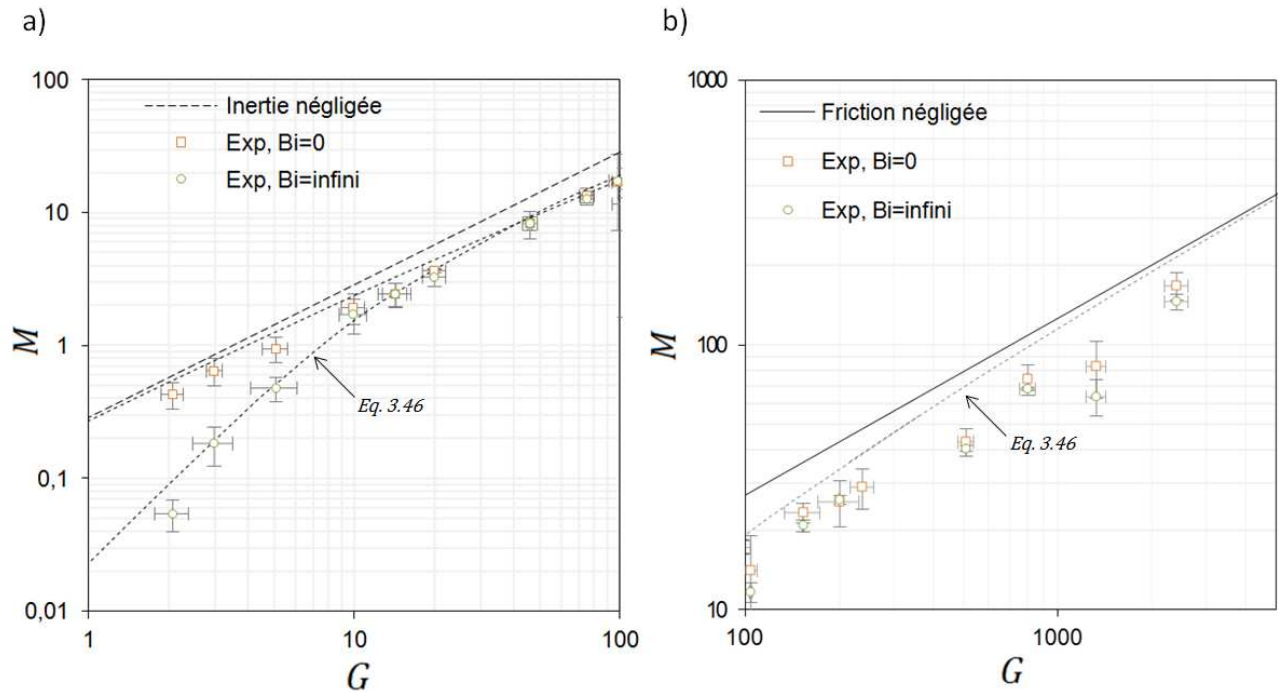


FIGURE 3.30 – Points expérimentaux $M = f(G)$, a) $1 < G < 100$, b) $100 < G < 10000$.

3.3.5 Interprétation des résultats et liens avec la paroi ventilée

Le modèle théorique établi en début de chapitre est valable pour un cas académique, comprenant très peu de degrés de liberté. Les résultats expérimentaux confirment la validité du modèle dans une certaine gamme du rapport de forme du canal b/H et du nombre G . Dans ce cas, l'équation 3.46 fournit une bonne approximation de la vitesse moyenne dans le plan de mesure de notre expérience. Bien que nous n'ayons pas mesuré le champ de température dans le canal, la bonne concordance observée entre les profils de vitesse numériques et expérimentaux suggère que le champ de température dans le plan de mesure est proche du champ calculé par le modèle numérique. Or nous avons vu à l'issue des résultats numériques que les relations de convection forcée pouvaient être utilisées dans le canal pour calculer les coefficients de transfert par convection ainsi que les facteurs de friction (mis à part pour les faibles valeurs de Pr). Nous en concluons que pour un régime d'écoulement de type stable, les relations de convection forcée peuvent être utilisées pour l'établissement d'un modèle plus complexe, incluant des pertes de charges au niveau de l'entrée, ou un gradient thermique vertical à l'extérieur du canal. Pour les autres régimes d'écoulements observés, une autre stratégie de modélisation doit être employée.

Le cas de la transition vers la turbulence est un cas à part car de notre point de vue, ce régime correspond à des températures importantes au niveau de l'échangeur et/ou à un canal épais. Or ce sont précisément ces aspects que nous cherchons à éviter vis-à-vis du confort et de la perte d'espace habitable.

Dans le régime sinueux périodique, les instabilités observées en sortie se propagent à l'intérieur du canal, entraînant une oscillation périodique de l'écoulement. L'énergie dissipée au travers des oscillations peut être mesurée à l'aide d'une analyse fréquentielle, que nous n'avons pas pu effectuer. Pour ce régime, la concordance entre les résultats expérimentaux

et l'équation 3.46 reste correcte.

Si l'écoulement se trouve dans le régime sinueux apériodique, les instabilités à l'intérieur du canal entraînent une diminution conséquente du débit massique. Cependant, l'effet cheminée reste un paramètre important qu'il faut prendre en compte. Dans une première approche, nous suggérons l'application d'un coefficient compris entre 0 et 1 au niveau des forces de gravité pour le calcul du débit massique dans le canal. Avec plus de points expérimentaux, une relation pourrait être établie entre ce coefficient, Ri_b et b/H . Le problème reste néanmoins entier pour le calcul des coefficients de transfert par convection à l'intérieur du canal.

Quant au régime de bouffée, les faibles quantités de chaleur mises en jeu font qu'il n'est pas nécessaire de le prendre en compte dans un modèle de paroi ventilée. Ce régime offre néanmoins des perspectives de recherches intéressantes à un niveau plus fondamental.

Pour modéliser un système du type de la paroi ventilée, l'enjeu est non seulement la modélisation de ces différents régimes, mais aussi la prévision du type d'écoulement auquel on risque d'être confronté, sans avoir à effectuer une expérience. A partir des résultats expérimentaux, nous pouvons établir les faits suivants :

- Quel que soit le point expérimental étudié, des instabilités perturbent l'écoulement qui de ce fait, n'est jamais parfaitement stationnaire.
- Pour certaines valeurs de G et b/H , ces instabilités sont suffisamment faibles pour être négligées. Dans ce cas l'écoulement est stable.
- Le régime stable n'a pas été observé pour $b/H = 0.14$ et $b/H=0.2$.
- Le régime sinueux périodique n'a pas été observé pour $b/H = 0.2$.
- Lorsque un mouvement ondulatoire est observé dans le canal, la fréquence d'ondulation augmente lorsque la puissance dissipée augmente.
- Pour une valeur de b/H donnée, le passage d'un régime à l'autre peut être obtenu soit en modifiant le flux de chaleur, soit en diminuant la vitesse de l'écoulement par l'imposition de la température ambiante sur l'une des parois.

A cela, nous pouvons ajouter le fait que quel que soit le rapport de forme du canal, le régime de transition turbulente peut toujours être atteint en augmentant le flux de chaleur à l'entrée du canal. De plus, le régime de bouffée peut toujours être atteint en diminuant le flux de chaleur à l'entrée du canal. L'ensemble des points expérimentaux est exposé dans le plan $(G, (b/H))$ sur la figure 3.31. Les différents symboles correspondent aux différents régimes d'écoulements décrits précédemment (cf. figure 3.32). Sur la figure 3.31, les valeurs de Ri_b et Re_b sont obtenues à partir des résultats théoriques.

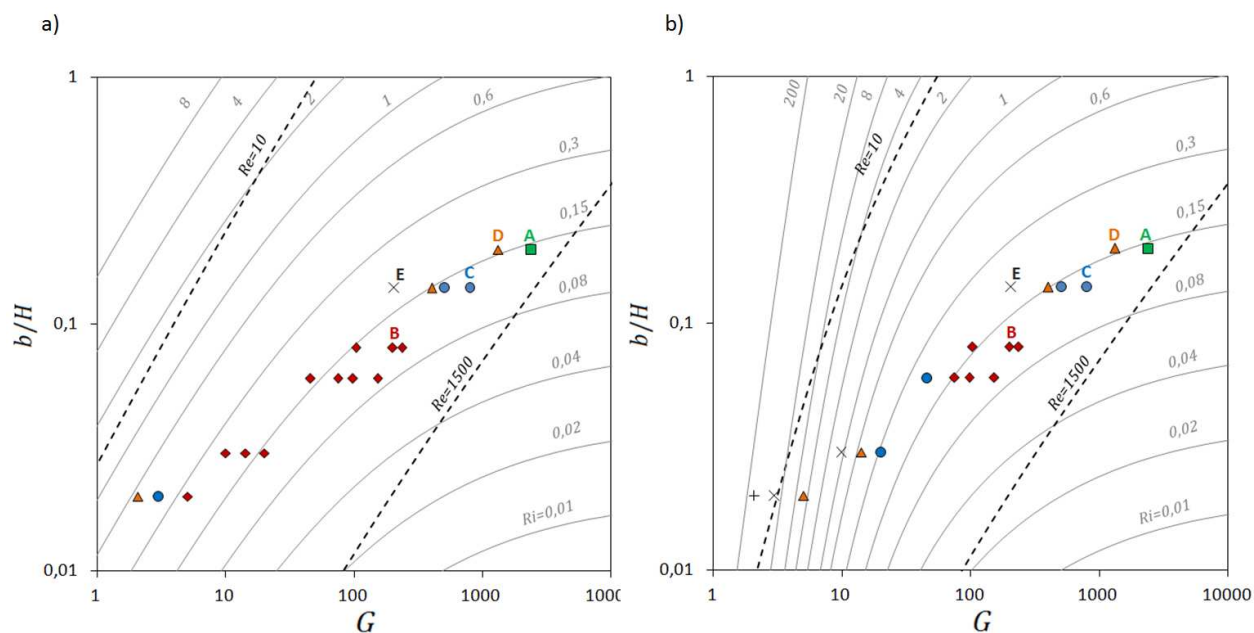


FIGURE 3.31 – Points expérimentaux dans le plan $((b/H), G)$, a) canal adiabatique, b) température imposée.

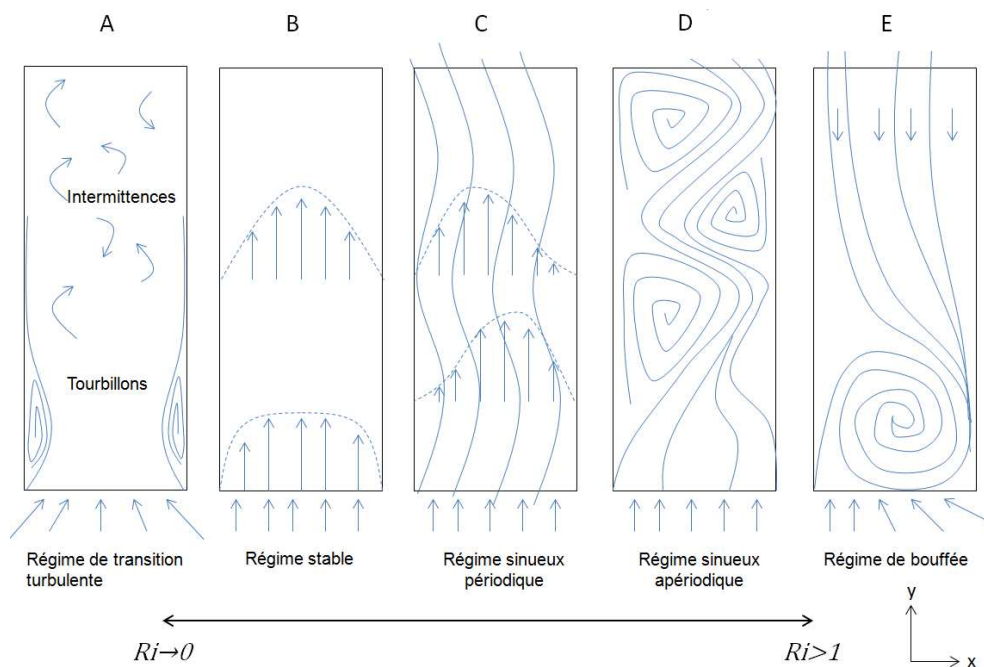


FIGURE 3.32 – Représentation schématique des différents régimes d'écoulements observés.

Les résultats de la figure 3.31 suggèrent que plus la valeur de (b/H) est élevée, plus la gamme du Ri_b en sortie (pour un canal adiabatique), menant à un écoulement stable, diminue. De plus, à partir d'un certain ratio, un écoulement stable n'est simplement plus possible et l'on passe directement du régime de transition turbulente au régime sinueux périodique (pour parvenir à cette conclusion, nous avons fait varier le flux de chaleur de 0 à 30 pour un canal de 7 cm). Pour les rapports (b/H) encore plus grands, on passe directement du régime

de transition turbulente au régime sinueux aperiodique. Si nos hypothèses sont exactes, cela signifie qu'il existe un rapport de forme (b/H) critique pour lequel le régime stable est impossible, quelque soit la puissance dissipée en entrée du canal. D'après nos résultats ce rapport critique est proche de 0.14. Ce résultat est néanmoins valable uniquement pour un rapport de forme profondeur/hauteur égale à 1. Il paraît évident qu'un canal avec une profondeur plus faible mènerait à des résultats différents. Pour unifier les deux échelles de longueur (largeur et profondeur) d'autres expériences doivent être menées en modifiant ces deux variables.

Finalement, nous pensons que les différents régimes d'écoulement dans un système de type source chaude / cheminée peuvent être prévus en connaissant les deux rapports de forme du canal (hauteur / profondeur et hauteur / largeur) ainsi que le nombre de Richardson théorique, basé sur ΔT_{max} , calculé en supposant un régime stable (comme c'est le cas dans l'approche théorique effectuée en début de chapitre). Dans notre expérience, la transition entre le régime stable et le régime sinueux a lieu pour $Ri_b \simeq 0.35$ si $b/H=0.02$, $Ri_b \simeq 0.3$ si $b/H=0.03$ et $Ri_b \simeq 0.2$ si $b/H=0.06$. Nous n'avons pas cette information pour $b/H = 0.08$. Pour les valeurs de b/H supérieures ou égale à 0.14, nous pensons que le régime stable n'existe pas, à moins de diminuer la profondeur du canal.

Ces valeurs sont données à titre indicatif. Nos données expérimentales ne nous permettent pas d'évaluer précisément les frontières supposées entre les différents régimes dans le plan ($Ri_b, (b/H)$). Outre les problèmes d'acquisition, il faut remarquer que les différents points expérimentaux ont été menés avec les mêmes conditions initiales, l'enceinte étant refroidie entre chaque test. Il est fort probable que la transition entre les différents régimes soit décalée en fonction des conditions initiales. Nous avons vu au démarrage de l'écoulement que les instabilités apparaissent à l'intérieur du canal dès la mise en chauffe, et que celles-ci sont « chassées » à l'extérieur du canal si l'intensité du flux de chaleur est suffisante. Nous avons brièvement vérifié que l'écoulement pouvait être « amorcé » avec une puissance dissipée importante au début de l'expérience. Le fait de diminuer progressivement la puissance dissipée nous a permis d'observer le régime sinueux périodique pour le point $R0.14.G300_S$, alors que celui-ci se trouve dans le régime sinueux aperiodique d'après les résultats précédents. Les expériences devraient donc être effectuées à flux montant et descendant pour prendre en compte ce phénomène d'hystérésis, assez répandu dans les problèmes de convection naturelle (ex. [115]).

Une autre raison est la non uniformité du flux de chaleur dissipé à l'entrée. Si celui-ci était parfaitement distribué (comme le suppose l'analyse théorique), nous pensons que le régime stable couvrirait une plus large gamme du nombre de Richardson. C'est pourquoi l'inexistence du régime stable pour les grands rapports de forme n'est pas tout à fait claire. Il est possible que nous n'ayons pu l'observer en raison du protocole expérimental incluant des sources de chaleur linéaires. Néanmoins, le fait que la gamme de Ri_b permettant d'atteindre le régime stable, se réduise fortement lorsque b/H augmente, paraît cohérent.

D'autres facteurs interviennent tels que la présence de particules dans le fluide qui peuvent exercer une influence pour les très faibles vitesses du fluide porteur, ou encore le gradient thermique présent dans l'enceinte lors des mesures.

Dans la paroi ventilée, le rapport b/H est égal à 0.012 et Ri_b (calculé à partir des valeurs expérimentales) est environ égal à 1.3 pour le cas le plus défavorable ($T_{w,in} = 30^\circ\text{C}$). En supposant que nos résultats peuvent être transposés à d'autres valeurs de la hauteur H

du canal, on peut affirmer que l'écoulement dans la paroi ventilée est plutôt de type stable dans un plan perpendiculaire à la plaque de séparation. En calculant Ri par rapport à l'espacement entre tasseaux, on obtient une valeur proche de 6 pour le cas le plus défavorable. Puisque nous disposons de très peu d'informations sur le profil de vitesse dans le plan (y, z) , nous nous restreindrons dans la suite à de faibles valeurs de b , ainsi que de faibles valeurs de l'espacement entre les tasseaux qui maintiennent la plaque de séparation. Cela nous permet de supposer un écoulement stable dans les trois directions de l'espace au sein de la paroi ventilée, et de proposer un premier modèle analytique sans avoir à prendre en compte les différents régimes d'écoulement observés dans cette expérience.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la convection naturelle générée par une source de chaleur répartie à l'entrée d'un canal vertical non isolé. Nous avons en premier lieu effectué une étude théorique basée sur l'analyse d'échelle et les simulations numériques, en supposant un écoulement laminaire bidimensionnel. Nous avons montré comment les conditions limites au niveau des parois pouvaient influencer le profil de vitesse dans le canal. Cette analyse nous a permis de valider l'utilisation des corrélations de convection forcée pour le calcul des coefficients de transfert convectifs et du facteur de friction, lorsque $Pr \sim 1$ ou $Pr > 1$. Nous avons proposé une corrélation permettant le calcul du débit massique à travers le canal pour des conditions limites symétriques ou asymétriques. Cette corrélation peut être utilisée pour déterminer la hauteur optimale H qui maximise le débit massique dans le canal lorsque les autres paramètres sont fixés.

Pour valider notre approche théorique, nous avons mis en place un banc expérimental dont les conditions limites sont relativement bien contrôlées. Pour générer un flux de chaleur reparti à l'entrée du canal, nous avons utilisé un réseau de fils chauffants de faible diamètre. Bien que les résultats ont mis en évidence les limitations de cette méthode, nous avons pu distinguer différents régimes d'écoulement selon le rapport de forme du canal et la puissance injectée à l'entrée. En s'appuyant sur les images prises par le dispositif PIV, nous avons donné les principales caractéristiques des différents régimes d'écoulements observés dans le canal. Parmi ces régimes, le régime que nous avons qualifié de « stable » se rapproche de l'écoulement supposé dans l'analyse théorique, tandis que le régime « sinueux apériodique » engendre des erreurs allant jusqu'à 50% de la valeur calculée par le modèle. C'est pourquoi il est important de pouvoir prédire ces différents régimes si l'on souhaite modéliser un système de type source chaude répartie / cheminée. Les résultats expérimentaux suggèrent que plus le rapport de forme b/H augmente, plus la gamme des Ri_b (théoriques), menant à un écoulement stable, diminue. A l'issue des résultats, nous avons supposé que la transition entre les différents régimes peut être prévue en connaissant le(s) rapport(s) de forme du canal étudié, ainsi que la valeur théorique du nombre de Richardson du canal. Celui-ci est calculé avec la différence de température maximale entre l'air du canal et l'air ambiant, et en supposant un régime de type stable à l'intérieur du canal. Néanmoins, nos données sont insuffisantes pour valider cette hypothèse.

Pour revenir à l'étude de la paroi ventilée, nous pouvons conclure que la modélisation du système est tout à fait envisageable lorsque l'écoulement se trouve en régime stable. Dans ce cas, les corrélations de convection forcée peuvent être utilisées pour calculer les coefficients

de transferts par convection, ainsi que les facteurs de friction, dans le canal, mais aussi au niveau de l'échangeur de chaleur. A ce titre d'autres expériences devraient être effectuées pour valider l'existence d'un tel régime lorsque le canal vertical est situé dans un milieu clos de hauteur équivalente. Pour l'heure, il s'agit de fournir un outil permettant le dimensionnement de la paroi ventilée et l'évaluation des économies d'énergie suite à son utilisation. Dans le chapitre suivant, nous proposons un premier modèle nodal de la paroi ventilée en se limitant à de faibles valeurs de b ainsi que de l'espacement entre les tasseaux. A terme, ce modèle peut être complété pour prendre en compte ces différents régimes d'écoulements. Remarquons que le régime stable est à la fois le plus simple à modéliser et le plus efficace au niveau du tirage thermique, ainsi que des transferts de chaleur vers les parois du canal. Si des phénomènes instables apparaissent dans le canal, le système perd de son intérêt.

Chapitre 4

Etude analytique et optimisation de la paroi ventilée

Dans ce chapitre, nous établissons un modèle théorique de la paroi ventilée à partir de la méthode nodale. Les objectifs de ce modèle sont les suivants :

- Déterminer un ou plusieurs dimensionnements optimisés de la paroi ventilée.
- Intégrer le modèle dans une plateforme de simulation à l'échelle du bâtiment.
- Fournir une méthode de régulation adaptée à un ou plusieurs cas typiques d'appartements.
- Effectuer des simulations annuelles pour évaluer le potentiel d'économie d'énergie suite à l'utilisation de la paroi ventilée.

4.1 Etablissement d'un modèle analytique

4.1.1 Hypothèses et variables

La lame d'air est divisée en plusieurs canaux rectangulaires formés entre l'isolant, la plaque de séparation, et les tasseaux verticaux. Le modèle se concentre sur un des canaux. Le domaine d'étude est illustré figure 4.1. Les températures indiquées à gauche de la figure sont les températures d'air dans la paroi ventilée, moyennées dans le plan (x, z) . L'air entre en partie basse de la paroi au niveau des ouvertures à la température $T_{a,in}$ correspondant à la température d'air dans la pièce au niveau du sol. L'air traverse ensuite l'échangeur de chaleur, qui constitue le moteur de l'écoulement tout en générant des pertes de charge. Au niveau de l'échangeur, la température d'air augmente jusqu'à sa valeur maximale notée $T_{a,max}$. L'air remonte ensuite dans la lame d'air en cédant de la chaleur vers la pièce et vers les murs extérieurs. De ce fait, la température décroît jusqu'à atteindre sa valeur de sortie $T_{a,out}$.

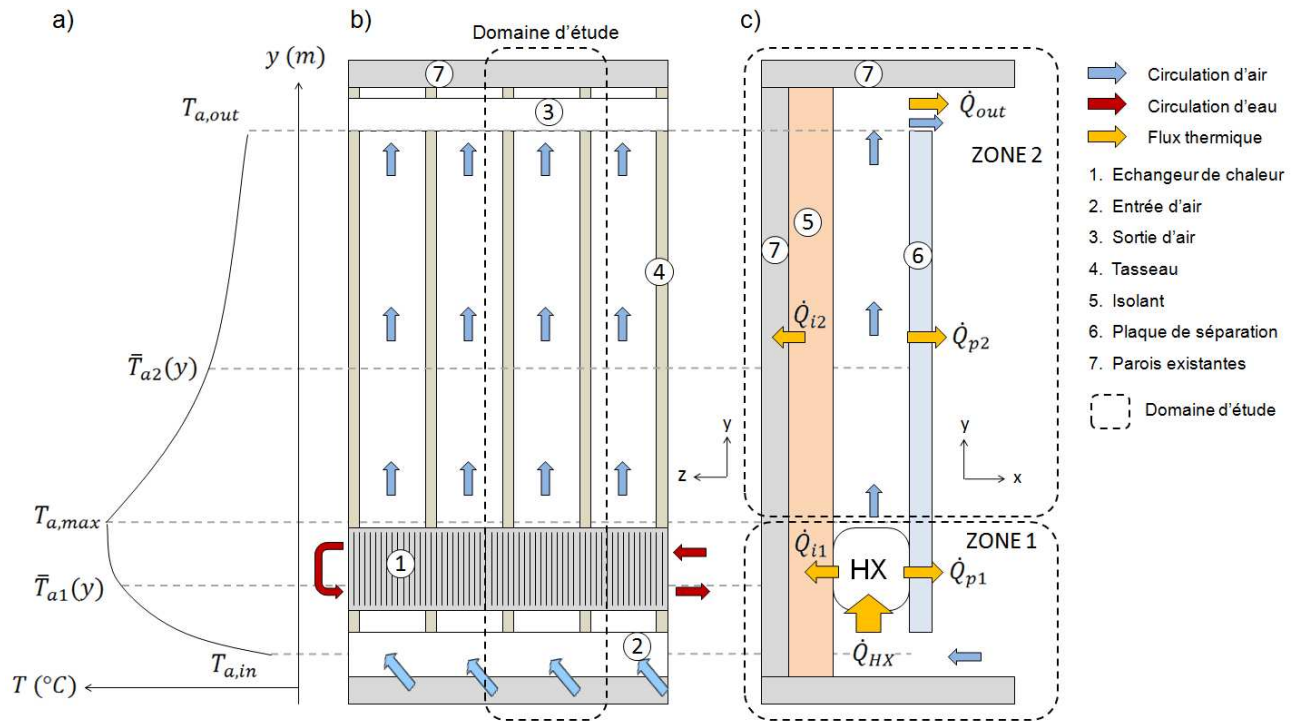


FIGURE 4.1 – Domaine d'étude du modèle analogique. a) Profil de température dans la paroi ventilée selon y , b) vue de face de la paroi ventilée dans un plan (y,z) , c) localisation des flux thermiques.

Compte tenu des observations sur le prototype, nous avons divisé le problème en deux zones distinctes représentées figure 4.1(c). La première correspond à la partie basse de la paroi et s'arrête immédiatement au dessus de l'échangeur de chaleur. La deuxième est constituée de la lame d'air présente au dessus de l'échangeur. Dans ces deux zones, les températures moyennes de l'air dans un plan (x, z) sont notées $\bar{T}_{a1}(y)$ et $\bar{T}_{a2}(y)$ respectivement. Sur la figure 4.1(c), \dot{Q}_{out} représente le flux de chaleur récupéré par l'air entre l'entrée et la sortie de l'échangeur. \dot{Q}_{HX} est le flux de chaleur total dissipé par l'échangeur. \dot{Q}_p est le flux de chaleur qui traverse la plaque de séparation vers le local et \dot{Q}_i le flux de chaleur perdu à travers l'isolant :

$$\dot{Q}_p = \dot{Q}_{p1} + \dot{Q}_{p2} \quad (4.1)$$

$$\dot{Q}_i = \dot{Q}_{i1} + \dot{Q}_{i2} \quad (4.2)$$

La conservation des flux s'écrit donc :

$$\dot{Q}_{HX} = \dot{Q}_p + \dot{Q}_i + \dot{Q}_{out} \quad (4.3)$$

De plus, la chaleur dissipée à travers la plaque de séparation comprend une part convective et une part radiative :

$$\dot{Q}_p = \dot{Q}_{conv} + \dot{Q}_{rad} \quad (4.4)$$

La connaissance de ces valeurs nous permet de calculer la part radiative du système ainsi que le pourcentage de pertes au dos.

Sur la figure 4.2, on peut voir l'ensemble des variables géométriques prises en compte dans le modèle.

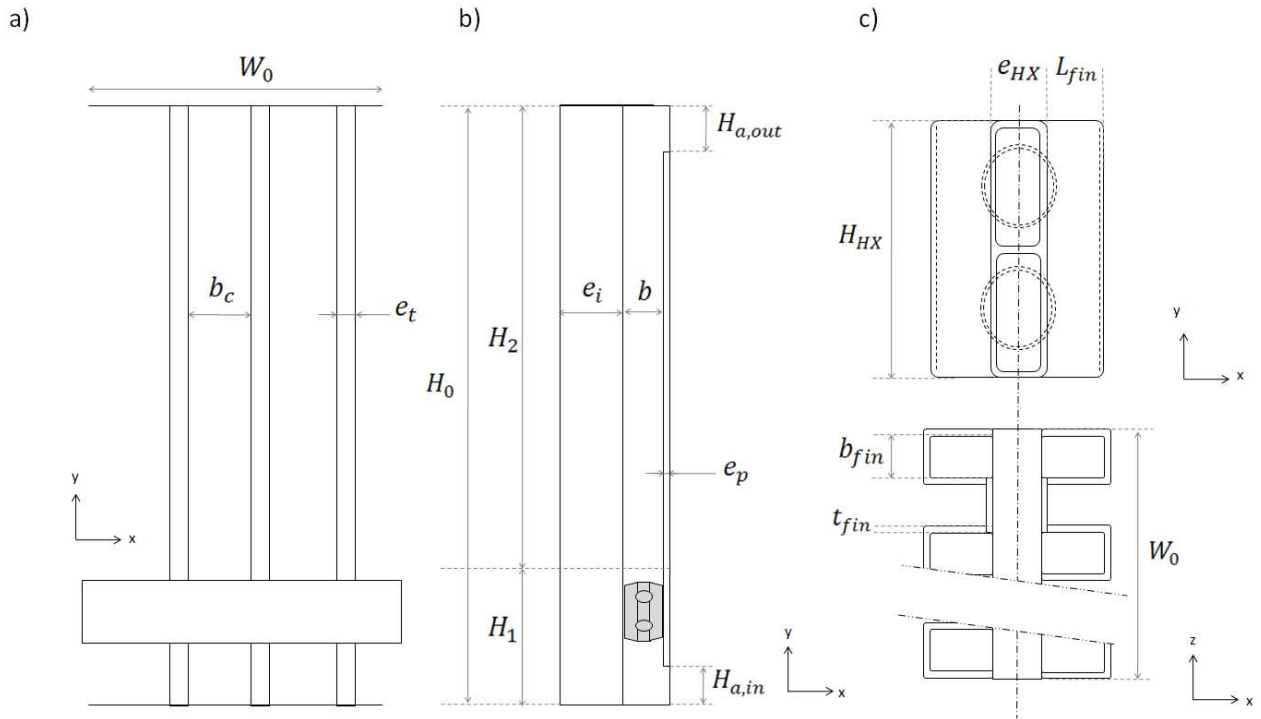


FIGURE 4.2 – Dimensions de la paroi ventilée : a) vue de face, b) vue de profil, c) vue de haut et de profil de l'échangeur de chaleur

Nous avons au total 16 degrés de liberté pour dimensionner le système. La seule contrainte imposée entre les variables est la suivante :

$$e_{HX} + 2 \cdot L_{fin} = b \quad (4.5)$$

De cette manière, l'échangeur occupe la totalité de l'espace disponible entre l'isolation et la plaque de séparation.

Les principales hypothèses utilisées pour le modèle sont les suivantes :

- L'écoulement est laminaire dans la paroi ventilée ($Re < 1500$),
- La température ambiante du local dépend seulement de y ,
- Les coefficients de transfert par convection et rayonnement sont constants sur la hauteur de l'échangeur,
- La température de la canalisation principale de l'échangeur est uniforme,
- Le débit d'air se répartit uniformément à travers les différents canaux de la lame d'air et de l'échangeur.

Les deux dernières hypothèses sont centrales dans l'établissement du modèle. La première est raisonnable à condition que la différence de température d'eau entre l'aller et le retour soit faible. La deuxième hypothèse (répartition homogène des débits massiques dans les différents canaux) découle directement de la première dans le mesure où nous nous trouvons dans le

régime stable observé dans le chapitre précédent.

Les variables peuvent être classées en trois catégories : les entrées (variables au cours du temps), les sorties (résultats du modèle) et les paramètres qui sont fixés par l'utilisateur et restent constants au cours d'une simulation en régime dynamique. L'ensemble des variables de la paroi ventilée est présenté dans le tableau 4.1. Les flux de chaleur sont exprimés en Watts par mètres linéaires de paroi ventilée.

Symbole	description	dimension
Entrées		
T_{ext}	Température extérieure	$[K]$
$T_{w,in}$	Température d'eau en entrée de l'échangeur	$[K]$
\bar{T}_a	Température moyenne de l'air dans le local	$[K]$
\dot{m}_w	Débit massique d'eau à travers l'échangeur	$[kg.s^{-1}]$
Sorties		
\dot{Q}_{HX}	Flux total dissipé par l'échangeur	$[W.m^{-1}]$
\dot{Q}_i	Flux perdu à travers l'isolant	$[W.m^{-1}]$
\dot{Q}_p	Flux dissipé à travers la plaque de séparation	$[W.m^{-1}]$
\dot{Q}_{out}	Flux récupéré par l'air entre l'entrée et la sortie de la paroi	$[W.m^{-1}]$
\dot{Q}_{conv}	Flux de chaleur pariétal dissipé par convection	$[W.m^{-1}]$
\dot{Q}_{rad}	Flux de chaleur total dissipé par rayonnement	$[W.m^{-1}]$
$T_{w,out}$	Température de sortie de l'échangeur	$[K]$
ΔP_w	Pertes de charges hydrauliques	$[Pa]$
Paramètres		
Dimensions	cf. figure 4.2	
λ_i	Conductivité thermique de l'isolant	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
λ_{fin}	Conductivité thermique des ailettes	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
λ_p	Conductivité thermique de la plaque de séparation	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$

TABLE 4.1 – Entrées, sorties et paramètres du modèle analytique

Dans la suite, nous décrivons les équations permettant de calculer les variables de sortie à partir des variables d'entrées ainsi que des paramètres.

4.1.2 Modélisation des transferts thermiques

Transferts convectifs au niveau de l'échangeur

Ici, nous nous intéressons à la modélisation de la zone 1 sur la figure 4.1(c). Au passage de l'échangeur, l'air emprunte différents canaux verticaux de section rectangulaires. Ces canaux sont formés par la base de l'échangeur, les ailettes ainsi que la plaque de séparation ou l'isolant selon le côté de l'échangeur considéré. Leur nombre est fixé par la valeur de b_t ainsi que b_{fin} . En considérant que la température de la base de l'échangeur est constante dans la direction z, quatre canaux (a, b, c et d représentés figure 4.3.a) peuvent être distingués selon les conditions limites au niveau des parois.

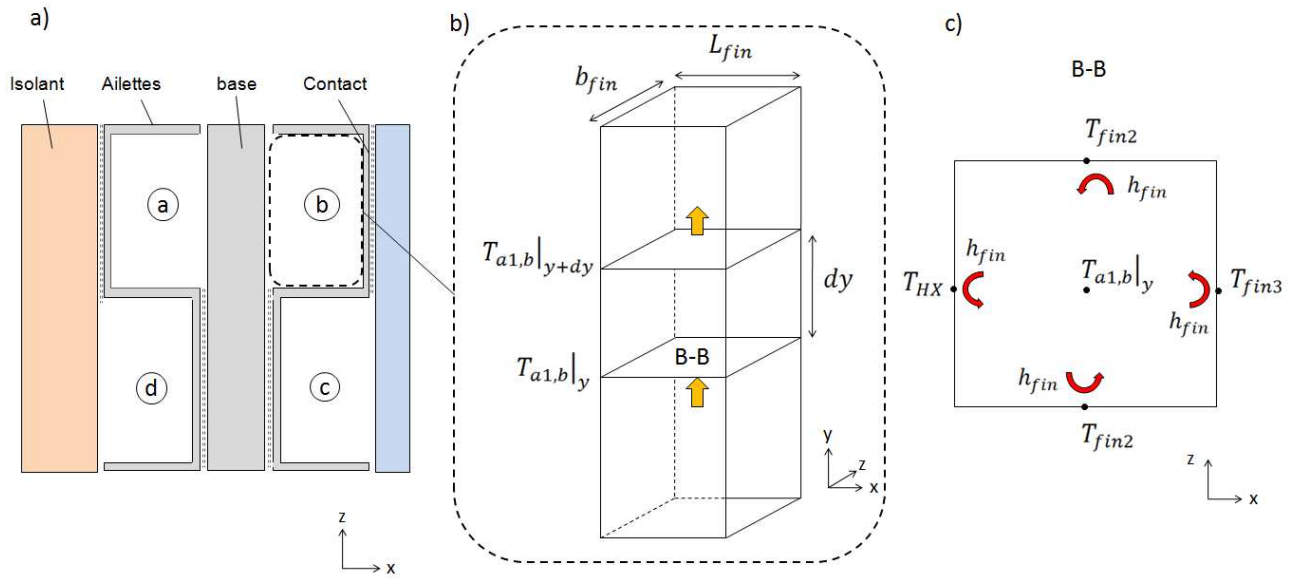


FIGURE 4.3 – Calcul de l'évolution de la température d'air à travers les canaux de l'échangeur : a) vue de haut des quatre canaux, b) bilan thermique dans le canal (b), c) températures des parois du canal (b).

Ainsi les calculs sont effectués sur une « période d'ailette » comprenant ces quatre canaux, et en faisant l'hypothèse que l'air se répartit uniformément dans chacun d'eux. Dans les chapitres 1 et 3, nous avons vu que des tourbillons pouvaient apparaître au niveau de l'entrée d'air. Si c'est le cas, ceux-ci peuvent entraîner une mauvaise répartition de l'air au passage de l'échangeur. Ce phénomène est illustré figure 4.4 (cette image a été obtenue à l'aide d'une simulation numérique). Pour que cette hypothèse soit valide, nous suggérons que l'échangeur doit être placé au moins 10 cm au dessus de l'entrée d'air, afin de limiter l'influence de cet éventuel tourbillon.

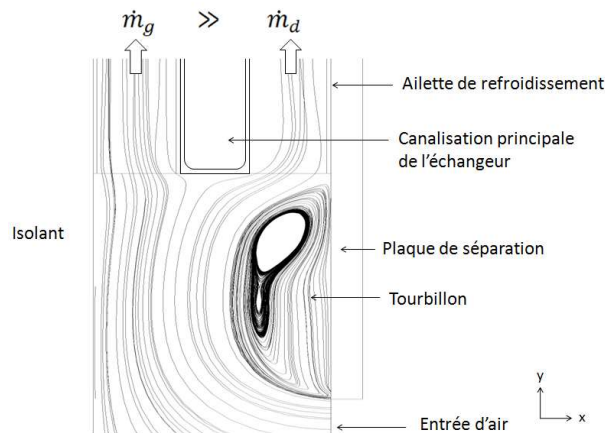


FIGURE 4.4 – Illustration d'un tourbillon présent au niveau de l'entrée d'air qui entraîne une mauvaise répartition de l'air à travers l'échangeur.

Soit $T_{a1,i}(y)$ la température moyenne de l'air dans le canal i (avec $i = a, b, c$ ou d), à la hauteur y comprise entre 0 et H_{HX} (l'origine étant située sur un point bas de l'échangeur).

L'évolution de $T_{a1,i}(y)$ est obtenue par la méthode exponentielle (cf. chapitre 1). Celle-ci consiste à effectuer un bilan d'énergie dans une tranche d'épaisseur dy (cf. figure 4.3.b). Nous présentons les calculs pour le canal (b) uniquement, les équations pour les autres canaux étant sensiblement les mêmes (seule la notation change). Le bilan d'énergie en régime permanent dans une tranche d'épaisseur dy du canal s'écrit :

$$\begin{aligned} \dot{m}_{a1,b} \cdot C_{p,a} \cdot (T_{a1,b}(y) - T_{a1,b}(y + dy)) &= h_{fin} \cdot b_{fin} \cdot (2 \cdot T_{a1,b}(y) - T_{HX} - T_{fin3}) \cdot dy \\ &+ 2 \cdot h_{fin} \cdot L_{fin} \cdot (T_{a1,b}(y) - T_{fin2}) \cdot dy \end{aligned} \quad (4.6)$$

Avec :

$\dot{m}_{a1,b}$: débit massique d'air dans le canal (b) [$kg \cdot s^{-1}$].

T_{fin2} : température moyenne dans les parties transversales¹ des ailettes [K].

T_{fin3} : température moyenne dans la partie longitudinale¹ des ailettes (cf. figure 4.3.c) [K].

T_{HX} : température de la base de l'échangeur (cf. figure 4.3.c) [K].

Ce qui donne après simplifications :

$$\frac{dT_{a1,b}(y)}{dy} + \frac{2 \cdot h_{fin} \cdot (b_{fin} + L_{fin})}{\dot{m}_{a1} \cdot C_{p,a}} \cdot T_{a1,b} = T_{eq,1,b} \quad (4.7)$$

Dans l'équation 4.7, le terme $T_{eq,1,b}$ est la température équivalente des parois, du canal (b). Les coefficients de transferts convectifs étant considérés égaux dans le canal, la température équivalente correspond à la moyenne des températures des différentes parois, pondérée par leur surface de transferts. Cette équation différentielle du premier ordre a pour solution :

$$T_{a1,b}(y) = C \cdot e^{-\alpha \cdot y} + T_{eq,1,b} \quad (4.8)$$

Avec

$$\alpha = \frac{2 \cdot h_{fin} \cdot (b_{fin} + L_{fin})}{\dot{m}_{a1} \cdot C_{p,a}} \quad (4.9)$$

La constante d'intégration C dans l'équation 4.8 est déterminée par la condition limite appropriée. En entrée du canal, l'air est à température $T_{a,in}$:

$$T_{a1,b}(y = 0) = C + T_{eq,1,b} = T_{a,in} \rightarrow C = T_{a,in} - T_{eq,1,b} \quad (4.10)$$

La température moyenne dans le canal est alors obtenue par intégration entre 0 et H_{HX} :

$$\bar{T}_{a1,b} = \frac{1}{H_{HX}} \int_0^{H_{HX}} T_{a1,b}(y) dy = \frac{(T_{a,in} - T_{eq,1,b})}{H_{HX} \cdot \alpha} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot H_{HX}}) + T_{eq,1,b} \quad (4.11)$$

Les mêmes équations sont appliquées aux autres canaux. La température d'air $T_{a,max}$ en sortie de l'échangeur est obtenue en faisant la moyenne des températures en sortie des

1. Dans tout le chapitre, les parties transversales des ailettes désignent les parties perpendiculaires à la base de l'échangeur, les parties longitudinales désignent les parties des ailettes parallèles à la base de l'échangeur

différents canaux.

Pour calculer la température de surface au niveau des ailettes, nous avons adopté le même type d'approche (bilan thermique dans une section de l'ailette puis intégration). La température des ailettes varie dans la direction x sur les parties transversales ($T_{fin}(x)$, repère (K) à (L) sur la figure 4.5) et selon z sur les parties longitudinales ($T_{fin}(z)$, repère (L) à (M)) en contact avec l'isolant d'un côté, la plaque de séparation de l'autre.

Le bilan d'énergie dans une tranche d'ailette transversale s'écrit (cf. figure 4.5 (c)) :

$$-\lambda_{fin} \cdot S_{fin} \cdot \left(\frac{dT_{fin}(x)}{dx} \Big|_x - \frac{dT_{fin}(x)}{dx} \Big|_{x+dx} \right) = h_{fin} \cdot H_{HX} \cdot (2 \cdot T_{fin}(x) - \bar{T}_{a1,b} - \bar{T}_{a1,c}) \cdot dx \quad (4.12)$$

Dans cette équation, S_{fin} représente la section d'une ailette ($S_{fin} = H_{HX} \cdot t_{fin}$). Posons :

$$m^2 = \frac{h_{fin} \cdot H_{HX}}{\lambda_{fin} \cdot S_{fin}} \quad (4.13)$$

et

$$\theta(x) = 2 \cdot T_{fin}(x) - \bar{T}_{a1,b} - \bar{T}_{a1,c} \quad (4.14)$$

On obtient l'équation différentielle d'ailette :

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - m^2 \cdot \theta(x) = 0 \quad (4.15)$$

La résolution de cette équation avec les conditions limites appropriées est donnée en annexe C. Le schéma analogique des transferts thermiques dans la zone 1 est donné figure 4.6. Dans un souci de visibilité, seul le côté droit de l'échangeur (côté plaque, canaux (b) et (c)) est représenté. A chaque nœud correspond une équation bilan exprimant la conservation des flux de chaleur (certains nœuds correspondent aux entrées du modèle).

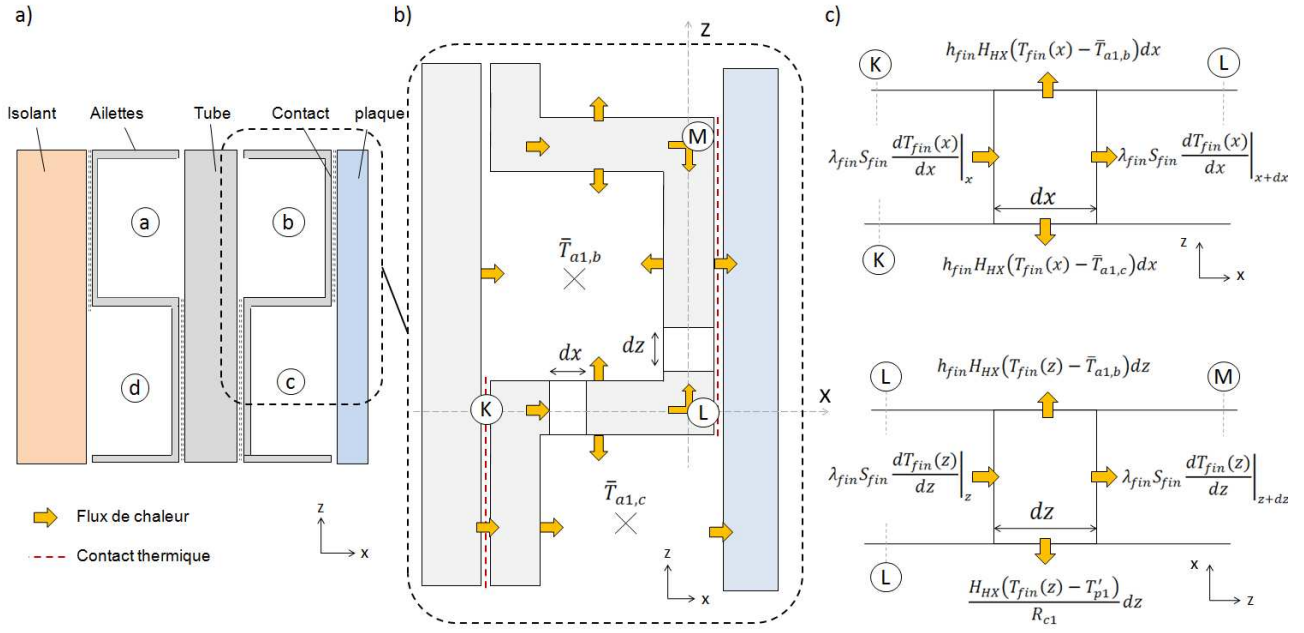


FIGURE 4.5 – Flux de chaleur à travers les ailettes

En régime permanent, le bilan sur un nœud i connecté aux nœuds j s'écrit :

$$\sum \frac{T_i - T_j}{R_{ij}} = 0 \quad (4.16)$$

R_{ij} représente la résistance thermique en $K.W^{-1}$, entre les nœuds i et j . Le nœud T_{fin1} échange de la chaleur avec la base de l'échangeur via une résistance de contact R_{cHX} , la résistance R_{fin1} est exprimée par la relation :

$$(T_{fin1} - T_{fin2})/R_{fin} = q_c(x = 0) \quad (4.17)$$

Les résistances R_{fin2} et R_{fin3} n'ont pas d'expression analytique simple. Les bilans aux nœuds T_{fin2} , et T_{fin3} sont exprimés par les solutions de l'équation 4.15, avec les conditions limites appropriées. Le bilan au point T_{fin23} se déduit par la relation exprimant la conservation des flux de chaleur par conduction au niveau de l'angle formé entre la partie transversale et la partie longitudinale de l'ailette :

$$q_c(x = L_{fin}) = q_c(z = 0) \quad (4.18)$$

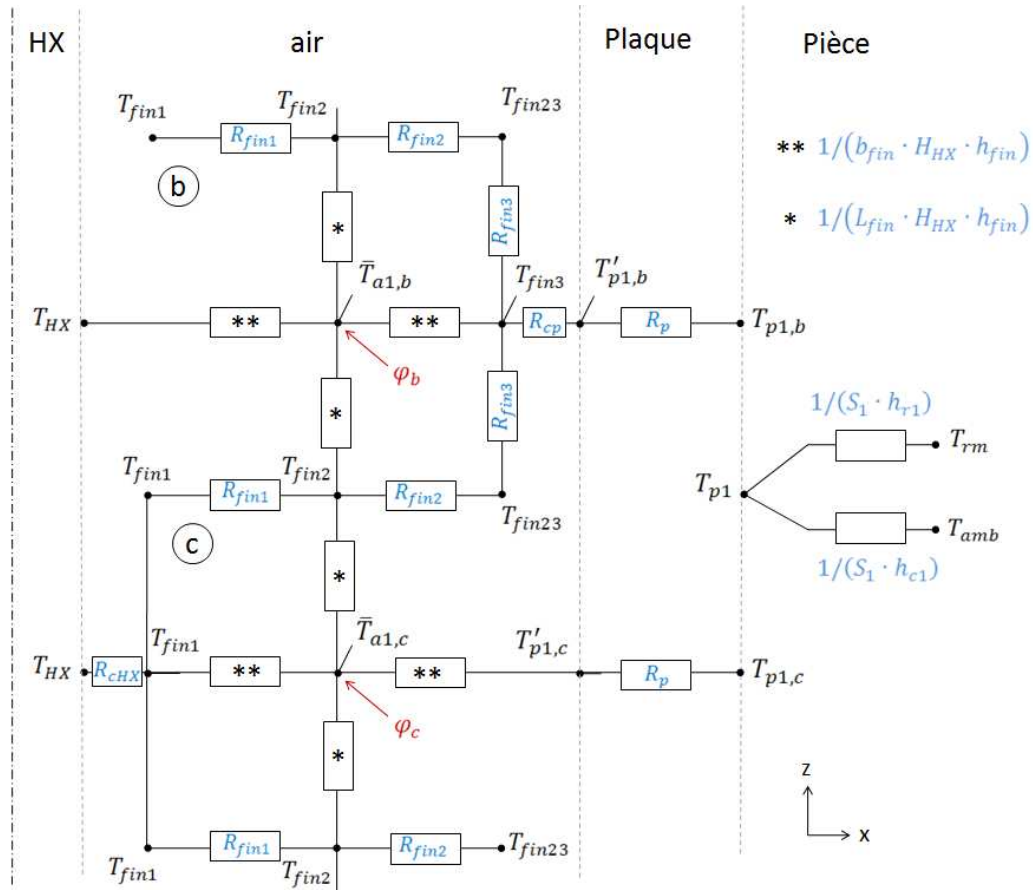


FIGURE 4.6 – Schéma analogique des transferts de chaleur à travers les ailettes dans les canaux b et c

Au niveau des nœuds $T_{p1,b}$ et $T_{p1,c}$ les transferts de chaleur en surface sont calculés à partir de la température moyenne de ces deux nœuds (ie. $T_{p1} = (T_{p1,b} + T_{p1,c})/2$). La chaleur traversant la plaque de séparation est dissipée vers la pièce par convection et rayonnement via les coefficients de transfert convectif et radiatif h_{c1} et h_{r1} .

Le coefficient h_{fin} est calculée avec une corrélation établie par Muzychka [116], valable en convection forcée pour une canalisation de section arbitraire. La température de référence est à la température moyenne dans le canal et le nombre de Nusselt basé sur la racine carré de la section de passage :

$$Nu_{\sqrt{A}}(L^*) = \left[\left(\frac{C_4 \cdot f(Pr)}{\sqrt{L^*}} \right)^5 \left\{ \left(C_2 \cdot C_3 \cdot \frac{f(Pr)}{\sqrt{L^*}} \right)^5 + \left(C_1 \cdot \left(\frac{f_r \cdot Re_{\sqrt{A}}}{8 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \epsilon^\gamma} \right)^{1/3} \right)^5 \right\}^{m/5} \right]^{1/m} \quad (4.19)$$

Avec

$$L^* = \frac{L \cdot \sqrt{A}}{Re_{\sqrt{A}} \cdot Pr} \quad (4.20)$$

f_r correspond au facteur de friction calculé par l'équation 4.27, γ est un coefficient qui vaut 1/10. Les coefficients C dépendent du type de nombre de Nusselt voulu. Le modèle

exponentiel exploite les valeurs moyennes des coefficients. Dans ce cas nous avons : $C_1 = 3.24$; $C_2 = 3/2$; $C_3 = 0.409$; $C_4 = 2$.

$f(Pr)$ désigne une fonction du nombre de Prandtl :

$$f(Pr) = \frac{0.564}{[1 + (1.909 \cdot Pr^{1/6})]^{2/9}} \quad (4.21)$$

Pour les cheminées plus courtes, les corrélations de convection naturelle basées sur le nombre de Rayleigh modifié (cf. équ. 1.30, 1.32, où 1.33), devraient être utilisées. Dans ce cas, la hauteur de la cheminée n'intervient plus dans le calcul du flux de chaleur dissipé par l'échangeur.

La connaissance de ces profils de température nous aidera à estimer les dimensions de l'échangeur assurant à la fois un réchauffement du fluide optimal, une résistance visqueuse minimale, ainsi qu'une quantité de matière minimale.

Transferts thermiques au niveau de la lame d'air

Le calcul des températures dans la zone 2 est basé sur la connaissance de la température d'air immédiatement à la sortie de l'échangeur $T_{a,max}$. Le canal formé au sein de la paroi ventilée est beaucoup plus long que les canaux de l'échangeur et nous sommes confrontés aux difficultés relevées dans le premier chapitre. Après avoir testé les différents niveaux de précision (cf. chapitre 1), nous avons choisi le modèle exponentiel (déjà utilisé pour l'évolution de la température dans l'échangeur). Le schéma analogique correspondant est présenté figure 4.7. L'air entre dans la lame d'air en partie basse à $T_{a,max}$ et remonte le long du canal en cédant de la chaleur à travers l'isolation et la plaque de séparation. La température de sortie en partie haute de la lame d'air est notée $T_{a,out}$.

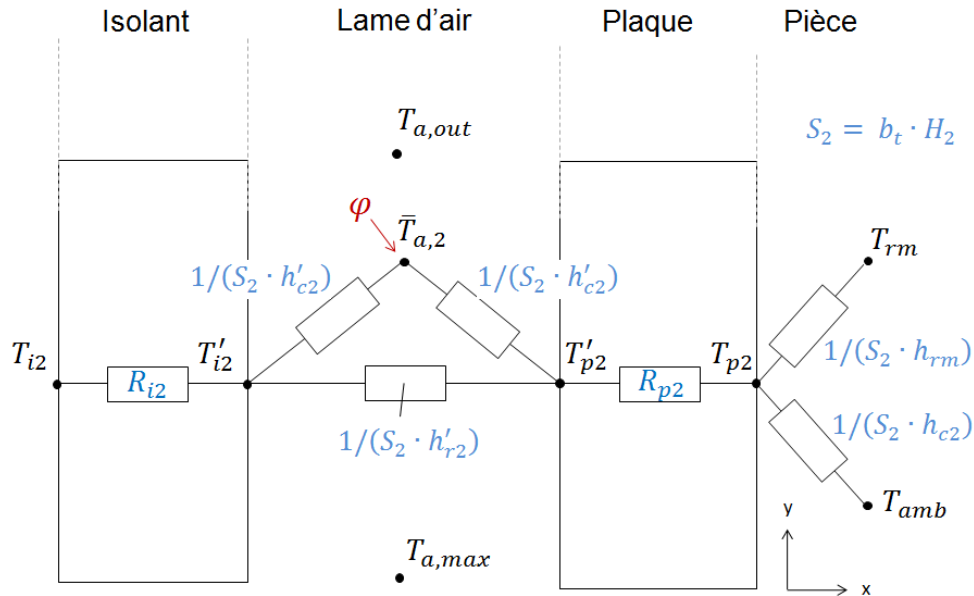


FIGURE 4.7 – Schéma analogique des transferts de chaleur dans la lame d'air : modèle exponentiel

La température des parois latérales est supposée uniforme, il en va de même pour les coefficients de transferts. Les surfaces internes du canal échangent de la chaleur par rayonnement via un coefficient de transfert h'_{r2} . La chaleur traversant la plaque est évacuée par convection et rayonnement via les coefficients h_{c2} et h_{r2} . Dans le canal, les transferts de chaleurs convectifs sont calculés à partir de la température moyenne \bar{T}_{a2} . Côté isolant, nous imposons la température T_{i2} pour le moment.

L'évolution de la température de l'air dans le canal est déterminée en effectuant un bilan d'énergie sur un volume de hauteur infinitésimale dy . Nous obtenons une équation différentielle du premier ordre du même type que 4.7. Avec la condition limite $T_{a2}(y = 0) = T_{a,max}$, nous obtenons comme solution :

$$T_{a2}(y) = T_{a,max} - [T_{a,max} - T_{eq2}] \cdot \left(1 - e^{-\frac{2 \cdot bc \cdot h'_{c2}}{\dot{m}_{a2} \cdot C_{p,a}} \cdot y} \right) \quad (4.22)$$

T_{eq2} : température équivalente des parois du canal ($T_{eq2} = (T'_{i2} + T'_{p2})/2$) [K].
 \dot{m}_{a2} : débit massique d'air dans le canal [$kg \cdot s^{-1}$].

La température moyenne est ensuite calculée par intégration :

$$\bar{T}_{a2} = \frac{1}{H_2} \int_0^{H_2} T_{a2}(y) dy = \frac{T_{eq2} \cdot m_a \cdot C_{p,a}}{2 \cdot H_2 \cdot W \cdot h'_{c2}} \left(1 - e^{-\frac{2 \cdot W \cdot h'_{c2} \cdot H_2}{\dot{m}_{a2} \cdot C_{p,a}}} \right) \quad (4.23)$$

Le coefficient de transfert dans la lame d'air h'_{c2} (cf. figure 4.7) est supposé constant dans le canal. Puisque nous supposons être dans le régime stable, le nombre de Nusselt correspondant est de 4.46 côté plaque de séparation. Du côté de l'isolant, la relation 4.19 est utilisée.

Les coefficients de transfert par convection de la plaque de séparation vers l'air ambiant (h_{c1} et h_{c2}) sont déterminés à partir de la corrélation proposée par Churchill et Chu [103], déjà utilisée dans la partie expérimentale.

Les transferts de chaleur par rayonnement ont lieu à plusieurs niveaux au sein du système. Ces flux de chaleur s'effectuent de surface à surface, sans dissipation dans l'air. Soit deux surfaces à température homogène T_1 et T_2 qui échangent de la chaleur par rayonnement, le flux radiatif net de la surface 1 vers la surface 2 est déterminé par la relation suivante :

$$\dot{Q}_{rad,1 \rightarrow 2} = \sigma_0 \cdot \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{1-\epsilon_1}{\epsilon_1 \cdot S_1} + \frac{1}{S_1 \cdot F_{12}} + \frac{1-\epsilon_2}{\epsilon_2 \cdot S_2}} \quad (4.24)$$

Où :

σ_0 : constante de Stephan-Boltzmann.
 F_{12} : facteur de forme entre les surfaces 1 et 2.
 ϵ_i : émissivité de la surface i .

Ces relations sont utilisées pour calculer les coefficients h_{r1} , h_{r2} et h'_{r2} (cf. figure 4.6 et 4.7). Le rayonnement thermique de l'échangeur est en grande partie absorbé par lui-même. Celui-ci contribue à homogénéiser les températures des ailettes et n'est pas pris en compte dans cette étude.

4.1.3 Modélisation des pertes de charges

Pertes de charges aérauliques

L'écoulement aéraulique à travers la paroi suit un trajet représenté figure 4.8.a.

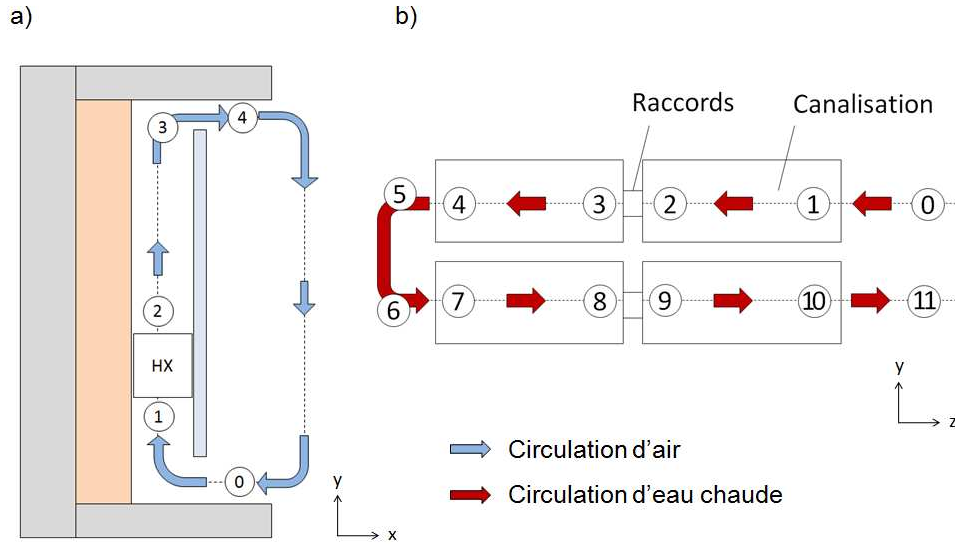


FIGURE 4.8 – Circulation fluidique à travers le système de a) l'air et b) l'eau chaude dans deux échangeurs couplés en série.

Les pertes de charges d'un écoulement fluidique sont composées de pertes de charges régulières et singulières :

$$\Delta P_{tot} = \Delta P_r + \Delta P_s \quad (4.25)$$

Les pertes de charges régulières ΔP_r dans une conduite sont dues aux frottement du fluide sur les parois. Celles-ci peuvent être calculées à partir du coefficient apparent de Fanning¹ noté f_r . Soit un fluide circulant avec une vitesse moyenne U dans une canalisation de longueur L , l'expression des pertes de charges s'écrit :

$$\Delta P_r = \frac{1}{2} \cdot f_r \cdot L \cdot U^2 / (\mathcal{L}) \quad (4.26)$$

\mathcal{L} est une longueur caractéristique du canal. Dans le cas d'une conduite rectangulaire de côtés $2a \cdot 2b$, Muzychka et Yovanovich [117] ont proposé l'expression suivante pour le facteur de friction global :

$$f_r \cdot Re_{\sqrt{A}} = \left[\left(\frac{3.44}{\sqrt{L^+}} \right)^2 + \left(\frac{12}{\sqrt{\epsilon} \cdot (1 + \sqrt{\epsilon}) \left[1 - \frac{192 \cdot \epsilon}{\pi^5} \cdot \tanh\left(\frac{\pi}{2 \cdot \epsilon}\right) \right]} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.27)$$

Où ϵ est le rapport de forme de la conduite ($\epsilon = a/b$) et L^+ est une longueur adimensionnelle :

$$L^+ = L / (\sqrt{A} \cdot Re_{\sqrt{A}}) \quad (4.28)$$

1. Le coefficient de Darcy est également employé. Celui-ci se distingue du coefficient de Fanning par un facteur 4.

$Re_{\sqrt{A}}$ est le nombre de Reynolds défini à partir de la section de passage A :

$$Re_{\sqrt{A}} = U \cdot \sqrt{A} / \nu \quad (4.29)$$

Les pertes de charges singulières ΔP_s sont dues à la présence d'irrégularités dans l'écoulement. Elles résultent des tensions visqueuses liées à la redistribution du champ de vitesse entre l'amont et l'aval de la singularité. La quantification précise des pertes de charges singulières est difficile, elles sont généralement évaluées par une approche simplifiée en posant :

$$\Delta P_s = \xi \cdot \rho_a \cdot \frac{U^2}{2} \quad (4.30)$$

ξ est une grandeur sans dimension appelée coefficient de perte de charge singulière. Son calcul est réalisé à partir de relations empiriques. Dans le cas d'un rétrécissement brusque lié à l'entrée d'un canal on a :

$$\xi_1 \simeq \left(\frac{1}{0.59 + 0.41 \cdot (S_1/S_2)^2} - 1 \right)^2 \quad (4.31)$$

S_1 et S_2 étant respectivement les surfaces moyennes en amont et en aval en m^2 .

Pour un élargissement brusque à la sortie d'un canal, on a :

$$\xi_2 \simeq (\alpha + v) - 2\gamma - (\alpha + v) \cdot \left(\frac{S_1}{S_2} \right)^2 \quad (4.32)$$

Les coefficients α , v et γ valent dans le cas d'un écoulement laminaire dans une section rectangulaire : $\alpha = 1,5$, $v = 0$, $\gamma = 1,2$.

Enfin, la valeur de ξ pour le changement de direction brutal de l'écoulement est obtenue à partir de la formule de Weisbach. Pour un angle de 90° et un rayon de courbure égal à zéro, on a $\xi = 1,13$.

Pertes de charges hydrauliques

Le fluide caloporteur traverse l'échangeur dans deux conduits rectangulaires . Les échangeurs sont raccordés entre eux par des canalisations circulaires. Le parcours du fluide est représenté figure 4.8.b. Entre le point (0) et le point (11), l'écoulement subit des pertes de charges linéaires et singulières. Pour un écoulement laminaire, la relation 4.27 est utilisée en modifiant la valeur de Pr . Pour un écoulement turbulent, la région non développée de l'écoulement est ignorée et le facteur de friction est calculé à partir de l'équation de Blasius, valable pour des canalisations lisses :

$$f_r = \frac{0.3164}{Re_{Dh}^{0.25}} \quad (4.33)$$

Où Re_{Dh} est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique D_H .

4.1.4 Fermeture et résolution du système d'équations

Les équations précédemment établies permettent de calculer le champ de température dans la paroi à condition de connaître la valeur du débit massique d'air dans le canal ainsi

que la température de la base de l'échangeur T_{HX} . La valeur du débit massique intervient indirectement dans le bilan de pression :

$$\Delta P_g + \Delta P_{acc} + \Delta P_{tot} = 0 \quad (4.34)$$

Le terme ΔP_{acc} représente la pression induite par les forces d'accélération. Le terme ΔP_{tot} correspond aux pertes de charges totales de l'écoulement, elles mêmes composées des pertes de charges régulières et singulières.

ΔP_g est le terme moteur de l'écoulement. Il est obtenu par le principe d'Archimède, en intégrant la masse volumique le long du parcours du fluide :

$$\Delta P_g = - \oint \rho(T) \cdot g \cdot dy \quad (4.35)$$

La masse volumique est obtenue à partir du champ de température en utilisant l'approximation de Boussinesq (cf. chapitre 1). Sur une boucle complète de fluide, le terme moteur est égal à l'aire de la boucle décrite par le fluide dans le plan $(\rho(T)g, y)$. La figure 4.9 illustre ce principe dans trois cas particuliers.

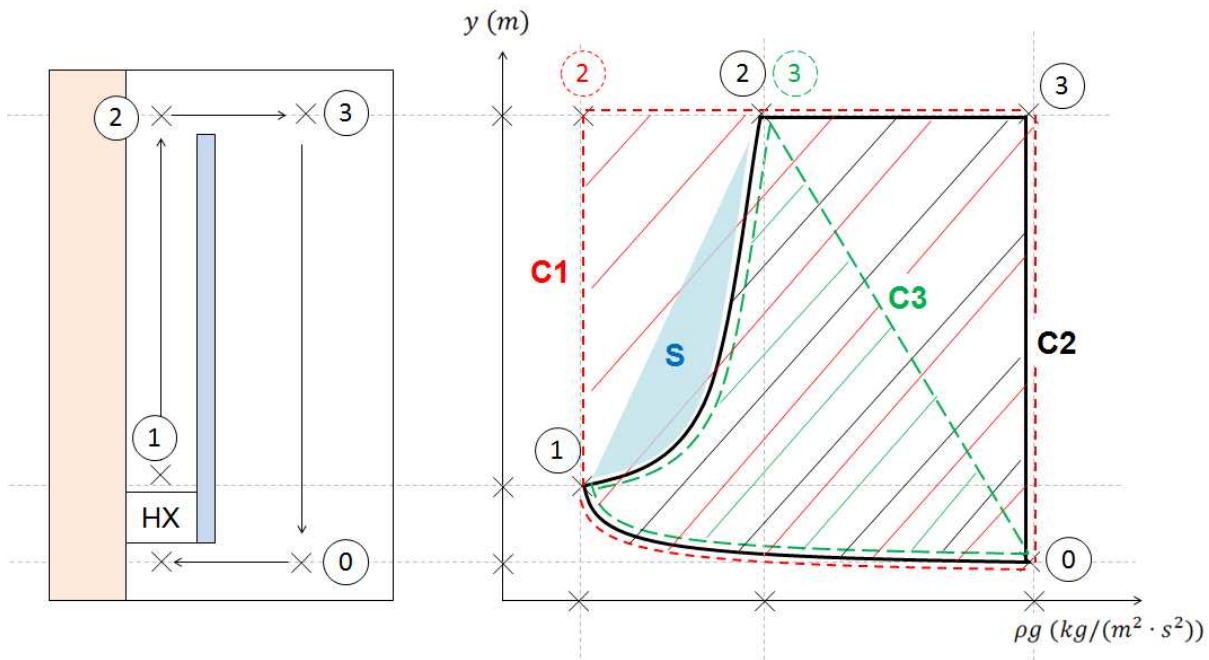


FIGURE 4.9 – Illustration du calcul des forces de gravité à partir de la variation de masse volumique de l'air lors de son parcours entre la paroi ventilée et le local.

La courbe C1 (en rouge pointillé) représente un cas idéal de cheminée. Le canal de la cheminée est parfaitement isolé si bien que la masse volumique est constante de (1) à (2). De plus, la sortie d'air débouche sur un milieu homogène non stratifié. Dans ce cas, la force de gravité exercée sur le fluide est maximale. La courbe C2 (en noir) se rapproche plus de notre condition. A l'intérieur du canal, la température de l'air diminue et la masse volumique augmente du point (1) au point (2). La surface S sur la figure 4.9 illustre l'erreur commise lorsque l'on considère une variation de température linéaire dans le canal. Enfin, la courbe C3 (vert pointillé) représente un cas plus réaliste dans lequel la température au niveau du

plafond est égale à la température d'air en sortie de la paroi ventilée, avec une variation linéaire de la température dans le local. Dans ce cas, les derniers mètres de la cheminée sont de moins en moins efficaces, voire défavorables au tirage thermique.

Enfin, la température de la base de l'échangeur T_{HX} est obtenue en remarquant que le coefficient de transfert par convection, de l'eau vers les parois de l'échangeur, est beaucoup plus important que celui de l'échangeur vers l'air. Dans ce cas, nous avons la relation :

$$T_{HX} = \Delta\theta_m + \bar{T}_a \quad (4.36)$$

Il reste donc une équation à implémenter pour boucler le système. Il s'agit d'équilibrer le flux thermique perdu par l'eau, avec celui dissipé par l'échangeur vers l'air et vers la plaque de séparation :

$$\dot{Q}_{HX} = \dot{m}_w \cdot C_{p,w} \cdot (T_{w,in} - T_{w,out}) = \dot{Q}_{out} + \dot{Q}_p + \dot{Q}_i \quad (4.37)$$

L'ensemble des équations forme un système d'équations non linéaires résolu avec la méthode de Newton, à l'aide du logiciel EES¹. Cette méthode sera également utilisée pour l'intégration du modèle analytique dans l'environnement Trnsys et nous y reviendrons dans la suite.

4.1.5 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Pour comparer les résultats issus de l'expérience et du modèle analytique, la valeur des paramètres a été ajustée selon le prototype, et la valeur du gradient thermique mesurée lors des expériences a été réinjectée dans le modèle. Les résultats sont présentés figure 4.10, sur laquelle nous avons tracé les différents flux de chaleur. Les marqueurs non reliés sont les résultats expérimentaux tandis que les marqueurs reliés sont les résultats analytiques.

1. Engineering Equation Solver

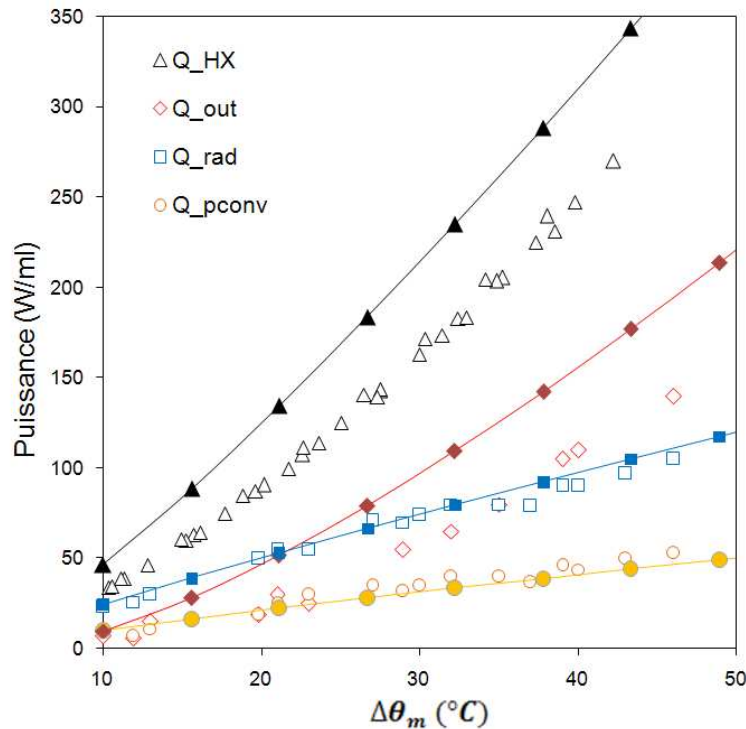


FIGURE 4.10 – Flux de chaleur dissipés à travers la paroi ventilée en fonction de $\Delta\theta_m$, comparaison entre le modèle analytique et les résultats expérimentaux.

Les résultats montrent que le modèle analytique surestime le flux de chaleur total. Cette surestimation est de 40% pour $\Delta\theta_m=10^\circ\text{C}$, elle est de 24% pour $\Delta\theta_m=40^\circ\text{C}$. Malgré cette surestimation, l'allure des courbes est correctement restituée. Concernant les flux de chaleur dissipés par convection et rayonnement à travers la plaque de séparation, on constate que les courbes sont quasiment superposées. En effet, les températures de surfaces calculées par le modèle analytique coïncident avec les moyennes obtenues à partir des images thermiques avec une erreur relative maximale de 15% pour $\Delta\theta_m=10^\circ\text{C}$. Or nous avons utilisé les mêmes expressions pour calculer \dot{Q}_{rad} et \dot{Q}_{conv} dans les deux cas. Cette bonne correspondance est donc justifiée. Le surplus de chaleur calculé par le modèle est intégralement déchargé sur la valeur de \dot{Q}_{out} (le flux de chaleur à travers l'isolant est négligeable). Cette surestimation du flux de chaleur peut-être expliquée par plusieurs facteurs. Tout d'abord nous avons observé des effets de bords importants lors des expériences sur le prototype. En réduisant au maximum les raccords entre les échangeurs et en disposant plusieurs panneaux côtes à côtes, ces effets devraient être atténués. Ensuite, les ailettes de l'échangeur ne sont pas parfaitement soudées à la base et nous n'avons pu estimer précisément la résistance de contact engendrée. Enfin nous avons supposé un écoulement de convection forcée à l'intérieur du canal. Les expériences menées dans le chapitre 3 montrent que cela correspond à un cas idéal dans lequel l'effet cheminée est exploité au maximum. Il est donc normal que le flux de chaleur soit surestimé. Nous avons également vu que nous pouvons nous rapprocher de ce cas idéal en réduisant l'espace disponible pour l'écoulement. C'est pourquoi dans la suite, nous utilisons le modèle en fixant la distance entre les tasseaux à 7 cm. De cette manière, on réduit le risque de se trouver dans un régime instable observé dans le troisième chapitre. Cela entraîne également une augmentation de la résistance à l'écoulement, une diminution de la vitesse de l'air à travers la paroi, et donc une diminution du flux de chaleur à des niveaux plus réalistes.

4.2 Etude paramétrique

Dans cette partie, nous étudions l'influence des paramètres sur les performances de la paroi ventilée. Cela nous permet de fournir des premières règles de dimensionnement, mais surtout de vérifier la cohérence du modèle à partir des tendances observées. Les variables étudiées sont présentées tableau 4.2 avec un rappel de leur description. Dans la suite, nous définissons un cas de référence (correspondant aux dimensions utilisées dans l'étude expérimentale) qui fixe la valeur des paramètres lorsque ceux-ci n'interviennent pas.

Nom	Description	Dimension	Référence	Plage d'étude
b	Epaisseur de la lame d'air	$[m]$	0.03	0.02-0.05
b_{fin}	Distance entre ailette	$[m]$	0.008	0.002-0.02
e_{HX}	Epaisseur de l'échangeur	$[m]$	0.006	0.002-0.025
H_0	Hauteur totale de la paroi	$[m]$	2.5	1-4
$H_{a,in}$	Hauteur d'entrée d'air	$[m]$	0.04	0.01-0.1
$H_{a,out}$	Hauteur de sortie d'air	$[m]$	0.04	0.01-0.1
H_{HX}	Hauteur de l'échangeur	$[m]$	0.12	0.05-0.3
t_p	Epaisseur de la plaque	$[m]$	0.004	0.002-0.1
t_{fin}	Epaisseur des ailettes	$[m]$	0.0005	10^{-4} - 10^{-2}
$T_{w,in}$	Température de l'eau en entrée	$[^{\circ}C]$	40	30-70
\dot{m}_w	Débit volumique d'eau	$[l.h^{-1}]$	40	30-500
λ_p	Conductivité thermique de la plaque	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$	0.3	0.02-0.3
λ_p	Conductivité thermique des ailettes	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$	287	26-390

TABLE 4.2 – Variables étudiées : valeurs de référence et plage d'étude

4.2.1 Canalisation principale

L'échangeur de chaleur doit être conçu de manière à maximiser les transferts de chaleur entre l'air et l'eau, tout en limitant les pertes de charges hydrauliques. De plus, il doit être le plus compact possible pour des raisons économiques. Pour cela, nous pouvons jouer sur l'épaisseur de la canalisation principale e_{HX} , la hauteur de l'échangeur H_{HX} , ainsi que sur les dimensions des ailettes.

Dans la plage d'étude proposée, on a $H_{HX} \gg e_{HX}$. Ainsi les pertes de charges hydrauliques sont essentiellement déterminées par la valeur de e_{HX} . Ce résultat est illustré figure 4.11 sur laquelle nous avons tracé les pertes de charges par mètre de canalisation (incluant les pertes de charges singulières au niveau des raccords), en fonction de e_{HX} , H_{HX} et \dot{m}_w . Pour les canalisations épaisses, les pertes de charges linéaires et singulières sont du même ordre de grandeur et les pertes de charges totales évoluent peu en fonction de e_{HX} . Pour une canalisation très fine les pertes de charges linéaires sont largement prépondérantes. En dessous d'une certaine valeur de e_{HX} , les pertes de charges sont trop importantes pour être envisagées dans une utilisation réelle.

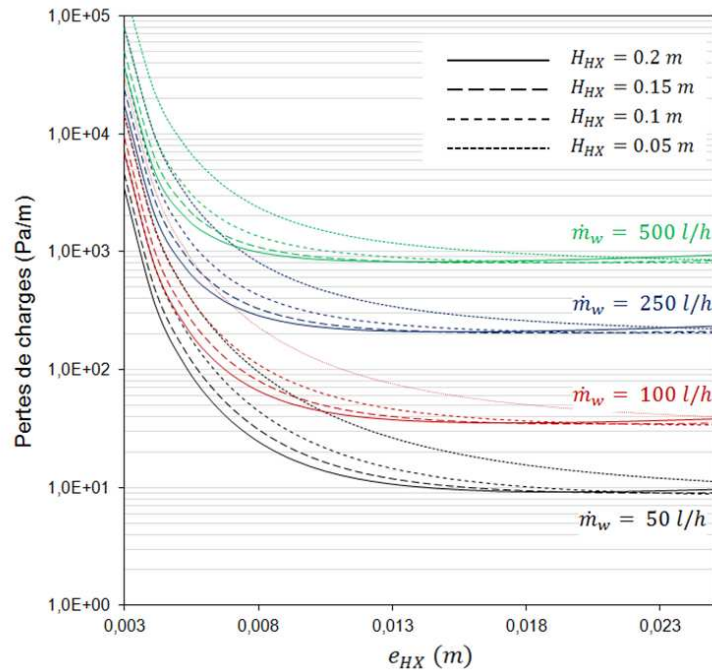


FIGURE 4.11 – Influence de l'épaisseur de l'échangeur sur les pertes de charge par mètre de canalisation, pour différents débits et différentes valeurs de H_{HX}

D'un autre côté, l'épaisseur e_{HX} joue également un rôle important dans les pertes de charge de l'écoulement aéraulique. En effet, le fait d'augmenter e_{HX} a pour conséquence de diminuer la surface de passage de l'air. C'est pourquoi cette variable constitue le principal levier d'équilibrage entre les pertes de charges aérauliques et hydrauliques à travers le système. Ainsi, la valeur la plus faible de e_{HX} conduit également à la puissance dissipée maximale, du moins lorsque le débit d'eau est imposé. Le dimensionnement de la canalisation principale doit prendre en compte ces deux aspects.

Dans une utilisation réelle, le débit d'eau dépend de la pompe à circulation utilisée ainsi que des pertes de charge dans le réseau de distribution. La valeur des pertes de charge par mètre doit répondre aux normes en vigueur pour les canalisations et les radiateurs. Il faut de plus veiller à ce que la vitesse du fluide ne dépasse pas 0.4 m.s^{-1} pour les risques de nuisances sonores.

Sur la figure 4.12, nous avons tracé la puissance dissipée par l'échangeur en fonction de e_{HX} , pour différentes conditions en entrée de l'échangeur (température + pression). Les courbes possèdent un maximum $(e_{HX})_{opt}$ qui dépend des conditions en entrée. Lorsque l'échangeur est trop fin ($e_{HX} < (e_{HX})_{opt}$), le débit d'eau est faible ce qui entraîne une diminution de la température de surface de l'échangeur et donc une diminution de la puissance dissipée. Lorsque l'échangeur est épais ($e_{HX} > (e_{HX})_{opt}$), le débit est suffisamment grand pour que la différence de température entre l'entrée et la sortie ne soit plus un facteur déterminant. Dans ce cas, la puissance dissipée diminue avec la diminution de la surface d'échange, et de la section de passage de l'air. De plus nous observons que plus la pression disponible à l'entrée de l'échangeur augmente, plus $(e_{HX})_{opt}$ diminue. En effet, plus la pression à l'entrée est grande, moins le débit massique d'eau est limité par une trop faible section de passage.

Ces résultats montrent que pour des conditions d'utilisation données, il existe une épaisseur optimale de l'échangeur permettant de maximiser les transferts thermiques de l'eau vers l'air, tout en minimisant les pertes de charges hydrauliques. Pour une épaisseur de lame d'air b donnée, la valeur de $(e_{HX})_{opt}$ dépend également des autres variables comme b_{fin} et H_{HX} .

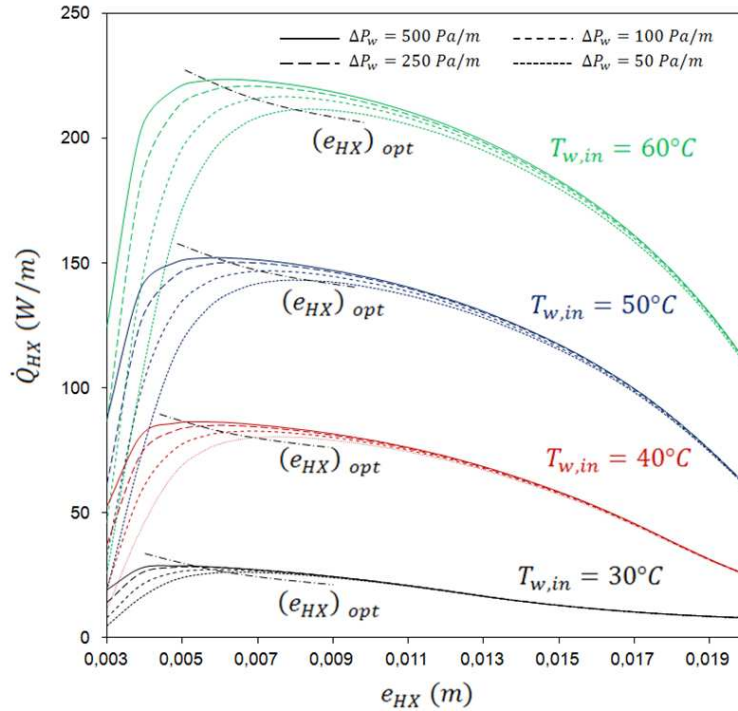


FIGURE 4.12 – Influence de l'épaisseur de l'échangeur e_{HX} sur la puissance dissipée pour plusieurs valeurs des pertes de charges maximales autorisées par mètre de canalisation

4.2.2 Ailettes de refroidissement

Nous avons vu, dans le premier chapitre, qu'il existait des relations pour trouver l'écartement optimal entre deux plaques verticales isothermes. Le tirage thermique induit par la lame d'air crée une aspiration qui modifie le profil de vitesse au passage de l'échangeur. Comme la vitesse moyenne est plus élevée, les couches limites visqueuses et thermiques sont moins épaisses. Il est donc attendu que l'écartement optimal entre ailette soit plus petit que dans les cas de convection naturelle classiques, sans l'ajout d'une cheminée. Sur la figure 4.13, nous présentons la variation de la puissance dissipée totale en fonction de b_{fin} , H_{HX} et $\Delta\theta_m$. Le modèle restitue l'existence d'une distance inter-ailettes optimale $(b_{fin})_{opt}$ permettant de maximiser le flux de chaleur. On observe de plus les tendances suivantes :

- La valeur de $(b_{fin})_{opt}$ augmente lorsque H_{HX} augmente.
- La valeur de $(b_{fin})_{opt}$ diminue lorsque $T_{w,in}$ augmente.

Ces tendances sont conformes aux attentes. Les résultats montrent une grande sensibilité de la variable b_{fin} sur le flux de chaleur. Les valeurs de $(b_{fin})_{opt}$ se trouvent entre 4 mm et 8 mm.

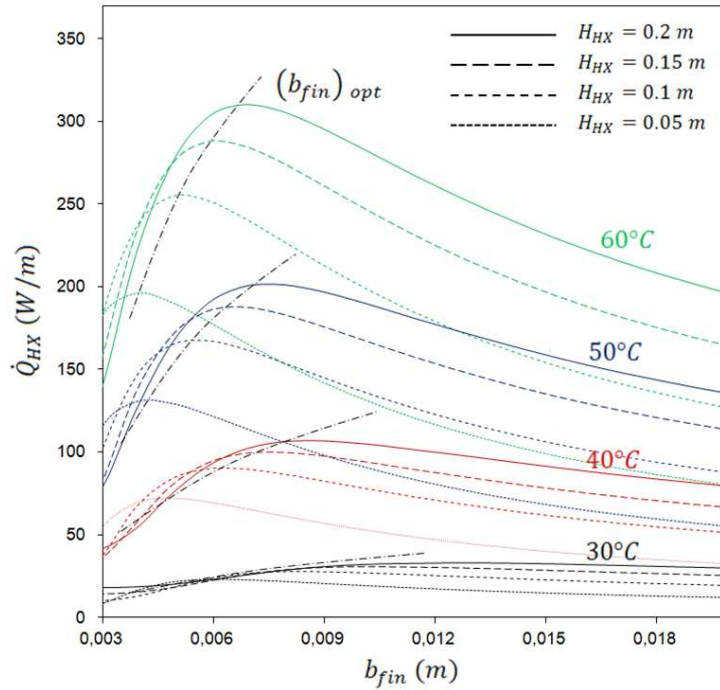


FIGURE 4.13 – Influence de l'écartement des ailettes b_{fin} sur la puissance dissipée pour différentes températures d'entrée et différentes hauteurs de l'échangeur H_{HX} .

Concernant l'épaisseur des ailettes, une valeur trop grande de t_{fin} entraîne une limitation de la section de passage de l'air. D'un autre côté, une épaisseur trop faible limiterait le flux de chaleur par conduction à travers les ailettes. La figure 4.14 présente la variation de \dot{Q}_{HX} en fonction de t_{fin} pour différents matériaux.

Les résultats confirment qu'un maximum se dégage. Celui-ci évolue peu par rapport à $T_{w,in}$ et la valeur optimale calculée est inférieure à 0.1 mm. Cette faible valeur est cohérente avec les valeurs rencontrées dans l'industrie. Les courbes montrent qu'une valeur trop faible entraîne une diminution importante des performances tandis qu'une valeur trop grande n'a que peu d'influence. Il est donc toujours préférable de choisir une valeur par excès pour l'épaisseur. On remarque de plus qu'il y a peu de différences entre l'utilisation du cuivre ($\lambda = 390W.m^{-1}.K^{-1}$) et de l'aluminium ($\lambda = 237W.m^{-1}.K^{-1}$). En revanche l'utilisation de fer ($\lambda = 80W.m^{-1}.K^{-1}$) ou d'acier inoxydable ($\lambda = 26W.m^{-1}.K^{-1}$) entraîne une diminution de la puissance non négligeable ainsi qu'une épaisseur d'ailette optimale plus importante. L'utilisation du fer et le l'acier inox entraîne une diminution relative de la puissance maximale (calculée à $(t_{fin})_{opt}$) de 2% et 5% respectivement. Cependant cette diminution s'atténue si les ailettes ont une épaisseur surdimensionnée.

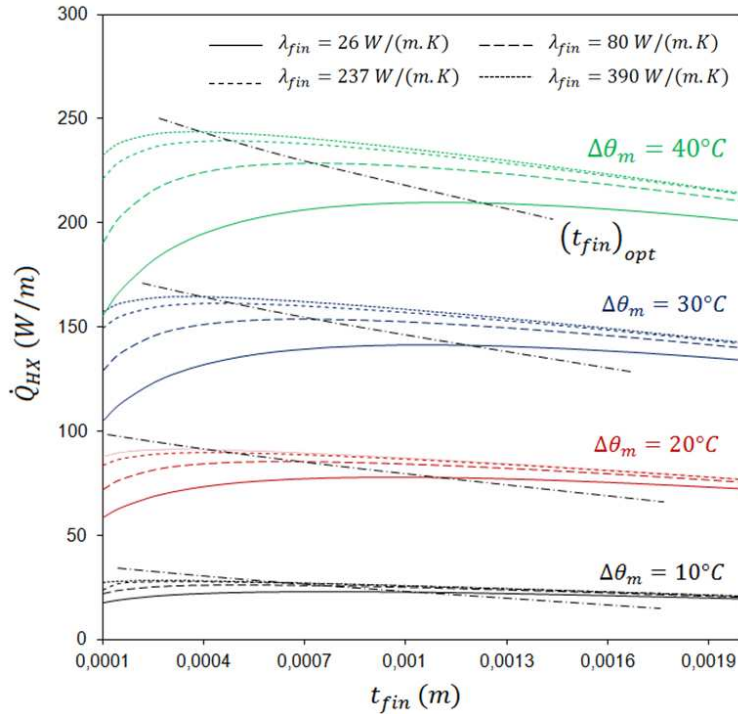


FIGURE 4.14 – Influence de l'épaisseur des ailettes t_{fin} sur la puissance dissipée pour différentes températures d'entrée et différentes conductivités d'ailettes λ_{fin}

4.2.3 Dimensions de la lame d'air b

L'épaisseur de lame d'air conditionne en partie le volume disponible pour l'échangeur. Avec les contraintes fixées par le modèle analytique, une augmentation de b entraîne une augmentation de la surface d'échange des ailettes et de la surface de passage de l'air, donc une augmentation de la puissance dissipée. Sur la figure 4.15 (a), nous avons tracé la puissance dissipée totale en fonction de $\Delta\theta_m$, pour deux épaisseurs de la plaque de séparation. On remarque que plus b est élevée, moins il y a de différences entre la plaque à 3 mm et la plaque à 10 mm. Pour les valeurs de b en dessous de 3 cm, le fait d'isoler la plaque de séparation permet d'améliorer significativement la puissance totale.

La valeur de \dot{Q}_p en fonction de b est donnée figure 4.15.(b). Contrairement aux courbes précédentes, celles-ci possèdent un maximum qui dépend de $\Delta\theta_m$ et du niveau d'isolation de la plaque de séparation. Si, la lame d'air est trop étroite ($b < b_{opt}$), les forces de frictions sont trop importantes ce qui diminue l'intensité de l'écoulement. Si la lame d'air est large ($b > b_{opt}$) la vitesse de l'air est moins grande et les coefficients de transferts à travers la paroi s'en trouvent diminués.

Encore une fois, les résultats mettent en évidence le bon compromis à trouver entre la puissance totale et le chauffage surfacique des parois. Il faut ajouter à cela le fait que le volume occupé par la lame d'air est directement retranché à l'espace habitable et qu'une valeur trop grande de b entraîne des problèmes de tenues mécaniques. Les valeurs de b cohérentes avec les objectifs et les contraintes du projet se trouvent aux alentours de 3 cm. Bien entendu, cette valeur peut être plus grande si le système est appliqué à de grandes pièces dont la hauteur de plafond dépasse 3 mètres. Notons également que pour les valeurs de b supérieures à 4 cm, le

risque de se trouver en dehors de la zone stable des écoulements augmente considérablement.

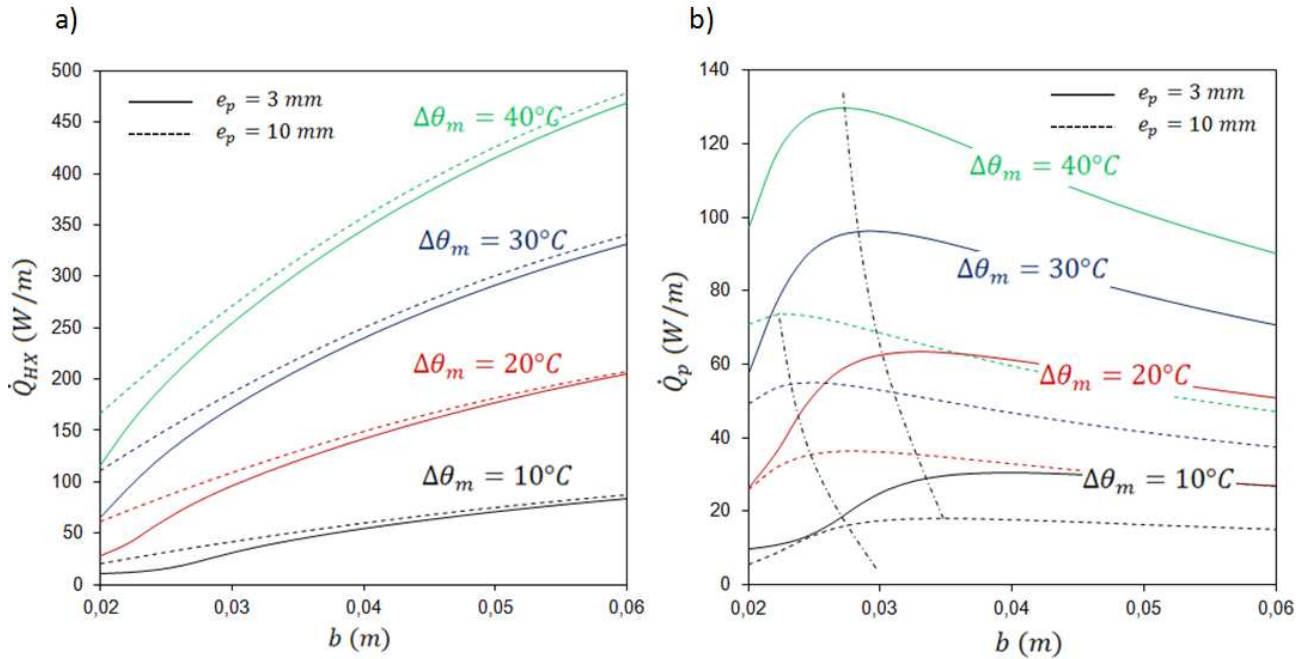


FIGURE 4.15 – Influence de l'épaisseur de lame d'air sur a) le flux de chaleur dissipé total pour différentes températures de consigne, b) le flux de chaleur à travers la plaque de séparation.

La hauteur de la lame d'air est limitée par la hauteur de plafond. Si la plaque de séparation laisse passer une quantité significative de chaleur, une position optimale se dégage, selon la valeur de $\Delta\theta_m$. La valeur de \dot{Q}_{HX} en fonction de H_0 est présentée figure 4.16. Pour $\Delta\theta_m = 30^\circ\text{C}$, la courbe est aplatie et la paroi double peau n'entraîne pas de différence significative. A 40°C , la hauteur peut être comprise entre 1.5 m et 2.5 m sans modifier significativement la puissance dissipée totale. Pour les températures supérieures, la puissance augmente avec H_0 .

Lorsque la plaque de séparation est épaisse ($e_p = 10\text{mm}$), le fait d'augmenter H_0 augmente la puissance dissipée, quelle que soit la température de consigne. Dans ce cas il n'y a pas de hauteur optimale. Nous recommandons néanmoins de ne pas disposer la sortie d'air au point le plus haut de la pièce. En effet, les résultats expérimentaux montrent que la paroi ventilée engendre un gradient important au niveau du plafond. Puisque nous considérons un gradient thermique linéaire dans la pièce, nous ne pouvons pas estimer précisément la position optimale de la sortie d'air. En reprenant les courbes expérimentales du profil de température dans la pièce, la sortie d'air devrait être placée environ 15 cm au dessous du plafond pour éviter les phénomènes de bouchons thermiques.

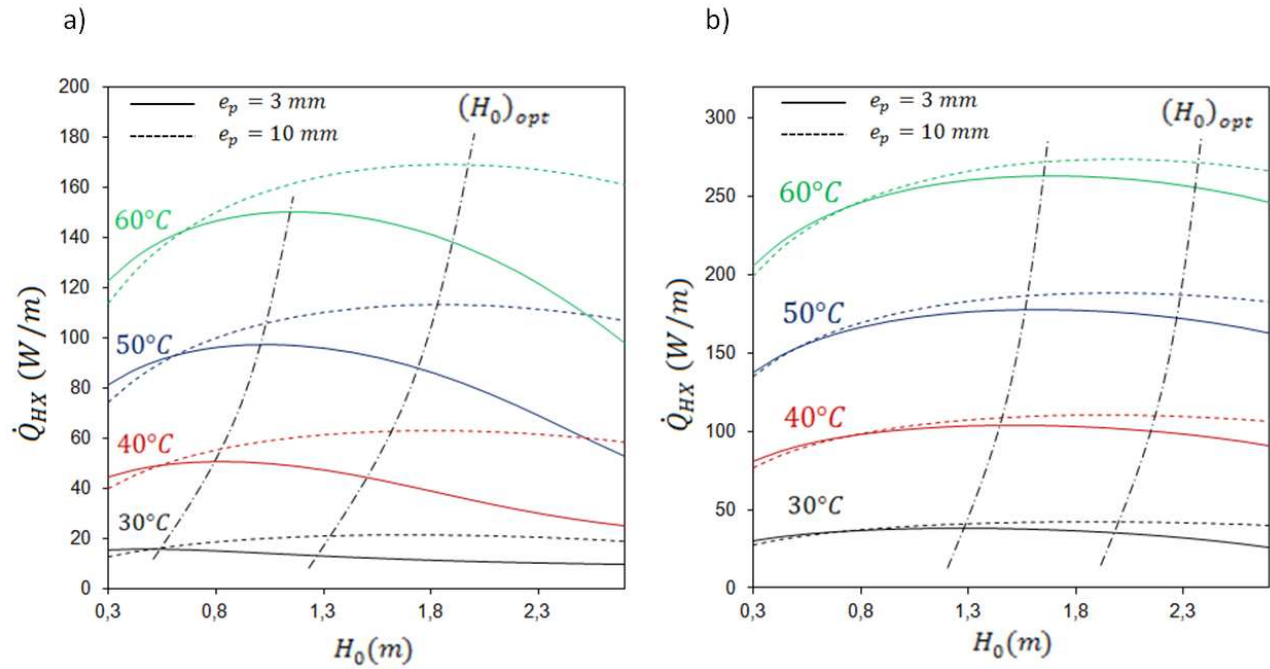


FIGURE 4.16 – Puissance dissipée totale en fonction de la hauteur de paroi pour différentes valeurs de $\Delta\theta_m$, a) $b = 2\text{ cm}$, b) $b = 3\text{ cm}$.

4.3 Perspectives d'améliorations et d'exploitations du modèle

A travers cette brève étude paramétrique, nous avons vérifié que le modèle analytique se comporte de manière cohérente. Le modèle est basé sur l'hypothèse d'un régime stable dans la paroi ventilée. Une première amélioration à effectuer est la prise en compte des autres régimes d'écoulements observés dans le chapitre 3.

Ce modèle est également basé sur la connaissance du gradient thermique dans le local. Dans notre cas, nous avons utilisé les valeurs enregistrées lors de l'étude expérimentale sur prototype. Dans une optique de modélisation plus précise, le modèle de paroi ventilée peut être couplé à un modèle zonale de local, afin de prédire l'écoulement dans la pièce. De cette manière, le gradient thermique serait calculé par le modèle et le dimensionnement de la paroi ventilée pourrait être effectué selon les dimensions et les conditions limites appliquées au local.

Ainsi, la modélisation du système est encore loin d'être achevée. Le modèle établi dans ce chapitre peut néanmoins constituer une première base qu'il sera possible d'améliorer par la suite. Une fois le modèle achevé, les perspectives d'exploitation sont les suivantes :

L'optimisation multi-critères de la paroi ventilée à l'aide d'algorithmes génétiques. Nous avons vu à travers l'analyse paramétrique que selon le critère choisi, les valeurs optimales des variables dépendaient de plusieurs autres variables. Etant données les incertitudes du modèle, la recherche de solutions efficaces¹ n'a de sens qu'au travers d'une approche métaheuristique. Les algorithmes génétiques constituent à ce jour la méthode la plus robuste et la plus simple pour ce type de problème.

L'intégration du système dans un modèle de bâtiment. Cette intégration est indispensable si l'on souhaite estimer les gains de consommation suite à l'utilisation de la paroi ventilée. Nous avons déjà vu dans les chapitres 1 et 2 que des gains étaient possibles par l'amélioration du rendement au niveau de la production de chaleur d'une part, et de la régulation d'autre part. Utilisée à basse température, la paroi ventilée offre également un confort comparable aux émetteurs répartis. Néanmoins, la consommation des pompes de circulation ainsi que l'augmentation des pertes par transmission pourraient remettre en cause ces gains d'énergie lors de l'utilisation de l'émetteur. C'est pourquoi l'intégration au bâtiment et des simulations annuelles doivent être effectuées avant de conclure sur l'intérêt du confinement de l'échangeur.

Ces travaux d'intégration sont toujours en cours. Le modèle analytique décrit dans ce chapitre a été intégralement programmé en langage Fortran et implémenté dans un modèle typique de logement social (basé sur un logement existant) sous Trnsys. La prise en compte des effets inertiels a été modélisée en introduisant des termes capacitifs au niveau des nœuds du modèle. La résolution des équations sous Fortran ainsi que le processus d'intégration du modèle de la paroi ventilée dans l'environnement Trnsys, sont décrits en annexe F.

1. Une solution efficiente ne peut être améliorée sur un critère sans être dégradée sur un autre. L'ensemble des solutions efficientes d'un problème s'appelle le front de Pareto. D'un point de vue formel, une solution efficiente ne peut être considérée comme meilleure qu'une autre.

Chapitre 5

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse a pour objectif général l'étude d'une paroi ventilée par convection naturelle. L'étude expérimentale préliminaire sur un prototype a fourni une première quantification des différents flux de chaleur à travers la paroi ventilée. Pour une différence de température moyenne de 20°C entre la surface de l'échangeur et l'air ambiant, la puissance du prototype est de 90 W.m^{-1} . Plus de 80 % de cette puissance est dissipée vers la pièce à travers la plaque de séparation. Pour $\Delta\theta_m=40^{\circ}\text{C}$, la puissance dissipée par la paroi ventilée atteint 250 W.m^{-1} . Nous avons vérifié que le confinement de l'échangeur permettait d'améliorer les performances du système en terme de puissance dissipée totale. Nous avons enregistré une augmentation de 5% et 26% pour $\Delta\theta_m$ variant entre 10°C et 40°C . Cette amélioration peut potentiellement conduire à une augmentation du rendement au niveau de la production de chaleur, ainsi qu'à une augmentation du rendement de régulation.

En disposant plusieurs prototypes dans la cellule de test, nous avons mesuré deux paramètres influents dans l'évaluation du confort thermique : le gradient vertical de température ainsi que la température opérative. Les résultats ont montré que l'effet cheminée s'accompagne d'une augmentation du gradient thermique vertical dans la pièce. Ce dernier est de 0.4 K.m^{-1} pour $\Delta\theta_m=10^{\circ}\text{C}$ avec ou sans confinement de l'échangeur. Pour $\Delta\theta_m=40^{\circ}\text{C}$, le gradient augmente de 50%, en passant de 0.78 K.m^{-1} à 1.2 K.m^{-1} . Ainsi le fait de promouvoir les transferts thermiques par l'effet cheminée engendre une légère détérioration du confort thermique. En ajoutant le fait que les pertes à travers l'isolant sont plus élevées lorsque l'échangeur est confiné dans la paroi double peau, il n'est pas certain que l'utilisation de l'effet cheminée puisse mener à de réelles économies d'énergie. Pour répondre à cette question de manière fiable, des simulations annuelles à l'échelle du bâtiment doivent être menées. Ces simulations doivent comprendre un modèle de paroi ventilée restituant fidèlement son comportement.

Afin de mieux cerner les phénomènes complexes intervenant dans la lame d'air, nous avons reconsidéré le problème de manière académique. Le problème fut réduit à l'étude de la convection naturelle dans un canal vertical avec des conditions limites de Robin, avec dissipation de chaleur au niveau de l'entrée d'air. En premier lieu, une étude théorique du problème a permis d'identifier les nombres sans dimension caractérisant le problème. Nous avons vu la manière dont les conditions limites au niveau des parois pouvaient influencer le profil de vitesse dans le canal. Cette déformation est néanmoins trop faible pour être prise en compte dans notre étude. A l'aide de l'analyse d'échelle et d'un modèle numérique simplifié, nous avons proposé une corrélation permettant d'évaluer le débit massique à travers le canal pour des conditions limites symétriques et asymétriques au niveau des parois. La solution

proposée est valable pour un cas idéal dans lequel le milieu extérieur au canal n'a aucune influence sur l'écoulement à l'intérieur du canal.

Pour savoir dans quelles mesures les résultats théoriques peuvent être appliqués à un cas réel, une étude expérimentale a été menée à l'aide d'un dispositif PIV. Nous avons observé plusieurs régimes d'écoulements selon le rapport de forme du canal et la puissance injectée en entrée du canal :

- Le régime de transition turbulente, caractérisé par des fluctuations importantes de vitesse dans les trois directions de l'espace, des tourbillons au niveau de l'entrée, des recirculations intermittentes en sortie.
- Le régime stable, caractérisé par un champ divergent nul et une légère fluctuation des vitesses en sortie. Ces fluctuations sont suffisamment faibles pour être négligées.
- Le régime sinueux périodique, caractérisé par un mouvement oscillatoire dans tout le canal. Ce mouvement est dirigé dans la largeur sur une couche de fluide, dans la profondeur du canal sur deux couches de fluide qui se comportent de manières opposées.
- Le régime sinueux apériodique, caractérisé par la présence de vitesses négatives à l'intérieur du canal. L'écoulement se réorganise en un filet d'air chaud qui provoque des structures tourbillonnaires à l'intérieur du canal.
- Le régime de bouffée, caractérisé par des inversions intermittentes du champ de vitesse dans le canal.

Les résultats expérimentaux ont permis de valider le modèle théorique pour certaines valeurs du rapport (b/H) et du flux de chaleur dissipé en entrée. Un résultat important de cette étude est que le régime stable, largement utilisé pour la modélisation des systèmes de thermosiphon en air, est un cas particulier d'un régime plus général, dans lequel l'écoulement est constamment perturbé par les instabilités qui se forment en dehors du canal. Dans notre situation, où le flux de chaleur est uniquement généré en partie basse du canal, ces perturbations conduisent à une diminution importante du débit massique à travers le canal. Lorsque des vitesses négatives (dirigées vers le bas) apparaissent dans le canal, le fait de supposer un écoulement 2D stable peut entraîner une surestimation du débit massique de plus de 50%. A l'issue des résultats, nous avons suggéré que les différents régimes d'écoulements observés peuvent être prévus en connaissant le rapport de forme du canal ainsi que le Richardson théorique du canal basé sur la différence maximale de température d'air entre le canal et l'ambiance. Bien que nos données expérimentales soient insuffisantes pour valider cette hypothèse, elles ne la contredisent pas et semblent aller dans son sens. Les résultats suggèrent que le régime stable n'existe que pour certains rapports de forme du canal. Néanmoins, l'utilisation des fils chauffants pour générer un flux de chaleur réparti à l'entrée du canal pourrait remettre en cause ces résultats.

En l'absence d'informations supplémentaires, nous avons poursuivi l'étude du système complet en réalisant un modèle nodal de la paroi ventilée, en supposant que l'écoulement se situe dans le régime stable. La comparaison avec les résultats expérimentaux a montré que le modèle analytique respectait les tendances observées expérimentalement, malgré une surestimation du flux de chaleur. Une brève étude paramétrique nous a permis de vérifier la cohérence du modèle dans une gamme restreinte des variables géométriques. Nous avons pu constater qu'il existait, pour chaque variable géométrique, des valeurs optimales permettant de maximiser le flux de chaleur total (ou bien le flux de chaleur à travers la plaque de séparation). Ces valeurs optimales dépendent des variables d'entrée ainsi que des autres

paramètres. C'est pourquoi l'optimisation complète du système n'est possible qu'au travers d'un algorithme adapté. Enfin, le modèle a été résolu en langage Fortran et un travail d'intégration du modèle dans l'environnement Trnsys a été réalisé.

Futurs travaux

Dans l'immédiat, nos prochains efforts consisteront à exploiter le modèle global (logements équipés de paroi ventilée) que nous avons implémenté sous Trnsys. Nous allons effectuer des simulations annuelles dans plusieurs conditions météorologiques afin de quantifier les économies d'énergies potentielles. Ces simulations nous permettront également de trancher sur la question des gains générés par le confinement de l'échangeur.

Par la suite, nous voyons deux axes possibles dans l'amélioration du modèle. Le premier axe consisterait à poursuivre les expériences en milieu contrôlé en effectuant des acquisitions sur des temps longs. Le banc expérimental peut être modulé dans l'objectif de se rapprocher de la paroi ventilée. Une première modification serait l'ajout d'ouïes de sorties d'air en sortie du canal. Une deuxième modification serait d'enfermer le canal dans une cavité. La dernière étape serait de ventiler la cavité en question. Remarquons que le fait d'ajouter ces degrés de liberté au problème entraîne une quasi impossibilité de satisfaire l'ensemble des conditions d'autosimilarités ; conditions nécessaires à l'application de résultats issus d'une expérience à petite échelle, sur un système à échelle réelle.

Le deuxième axe d'étude consisterait à prendre en compte l'écoulement dans le local en couplant le modèle de paroi ventilée avec un modèle zonal de cavité ventilée. Un tel couplage serait intéressant pour déterminer plus précisément les interactions paroi ventilée / ambiance intérieure. Les simulations annuelles permettraient alors de quantifier les performances du système dans de multiples configurations.

Perspectives technologiques

La paroi ventilée étudiée dans ce manuscrit offre des perspectives intéressantes. Le but premier de ce montage est la possibilité de réaliser des travaux de rénovation peu coûteux, en unifiant le processus d'isolation, d'installation des radiateurs et de finition des surfaces murales. Remarquons que dans un chantier traditionnel, ces tâches sont effectuées par trois personnes aux savoir-faire différents. Des perspectives d'amélioration sont possibles en rajoutant des fonctions à ce composant déjà multifonctionnel. Par exemple, l'intégration de lumière artificielle dans la paroi double peau est envisageable. Une perspective prometteuse est le remplacement de l'isolation thermique par une couche d'isolation acoustique performante. Ce deuxième type de paroi ventilée pourrait être utilisé au niveau des cloisons dans les logements collectifs.

Une autre perspective intéressante est la possibilité d'intégrer un procédé de filtration des particules au sein de la lame d'air, en vue d'améliorer la qualité de l'air. Un tel dispositif nécessiterait le remplacement régulier des éléments filtrants. Cependant, une telle fonction peut satisfaire les personnes atteintes d'allergies chroniques.

La géométrie de l'échangeur a été choisie en vue de répondre aux contraintes du procédé de fabrication en série. C'est pourquoi sa forme est relativement simple. En faisant abstraction de ces contraintes, on peut imaginer des formes plus singulières permettant de maximiser

la densité volumique du flux de chaleur dissipé vers l'air, tout en minimisant les pertes de charges du fluide caloporteur. De ce point de vue, les travaux relativement récents de Bejan sur la théorie constructale constituent une première base solide pour dessiner des échangeurs de chaleur les plus performants possibles.

Perspectives scientifiques

Pour les perspectives scientifiques, nous avons déjà évoqué la possibilité de poursuivre les expériences en conditions contrôlées sur les systèmes du type source chaude/canal vertical. Parmi les phénomènes observés dans notre expérience, le régime de bouffée est celui qui a le plus attiré notre attention. Pour expliquer les inversions brutales du débit massique observées à l'intérieur du canal, nous avons évoqué la possibilité de phénomènes d'accumulation de la chaleur au sein du canal. Cependant, cela n'explique pas pourquoi le débit d'air peut momentanément s'inverser sur toute la hauteur du canal, avec une vitesse moyenne bien supérieure à la vitesse de sédimentation des particules d'huile. Il est probable que ce comportement résulte d'une interaction complexe entre le canal vertical et la masse d'air enfermée dans l'enceinte. Or, la plupart des expérimentations sur la convection naturelle en canal ouvert se situent dans un milieu fermé. Il serait donc pertinent d'étudier en détail les effets de ces interactions, en particulier lorsque l'écoulement étudié a peu d'inertie.

Bibliographie

- [1] MEDAD, “Co2 et énergie france et monde, chiffres clés,” tech. rep., 2007.
- [2] J. Jancovici, “Les puits de carbone ne vont-ils pas absorber le surplus de CO_2 ?,” aout 2007.
- [3] CITAP, “Emissions dans l’air en france,” tech. rep., 2009.
- [4] IPCC, “Climate change 2007 : The physical science basis,” tech. rep., 2007.
- [5] MEDAD, “Bilan énergétique de la france pour 2011,” tech. rep., 2011.
- [6] C. Abel, “Evolution des conditions de logement en france depuis cent ans,” *Annales. Économies, Sociétés, Civilisations*, vol. 14, pp. 172–173, 1959.
- [7] M. Mouillart and M. Lissowska, “Le secteur du logement en france et en pologne,” *Revue d’études comparatives Est-Ouest*, pp. 51–69, 1988.
- [8] INSEE/SOeS, “Estimation annuelle du parc de logements,” 2011.
- [9] EX’IM, “La performance énergétique des logements français,” tech. rep., 2011.
- [10] F. Nicol, *Thermal comfort, a handbook for field studies toward an adaptative model*. London : University of East London, 1993.
- [11] P. FANGER, “Thermal comfort,” *New York*, 1970.
- [12] AFNOR, “Ambiances thermique modérées - détermination des indices pmv et ppd et spécifications des conditions de confort thermique,” 1995.
- [13] P. Martin and D. Oughton, *Heating & Air Conditioning of Buildings*, ch. 9 : Piping design for indirect heating systems, p. 237. 2002.
- [14] J. Bézian, P. Barles, C. François, and C. Inard, *Les émetteurs de chaleur*. Paris : Ecole des mines de Paris, 1996.
- [15] Q. Chen, “Comfort and energy consumption analysis in buildings with radiant panels,” *Energy and Buildings*, vol. 14, no. 4, pp. 287–297, 1990.
- [16] J. A. Myhren and S. Holmberg, “Flow patterns and thermal comfort in a room with panel, floor and wall heating,” *Energy and Buildings*, vol. 40, no. 4, pp. 524–536, 2008.
- [17] A. T. Omori T, Tanabe S, “Evaluation of thermal comfort and energy consumption in a room with different heating systems,” *Proceedings of 6th international conference in indoor air quality, ventilation and energy conservation in buildings, IAQVEC 2007; 2007*.

- [18] V. Fischer, R. Gritzki, and M. Rösler, “Comparative studies of heating systems by building simulation including cfd,” no. 2, pp. 89–94, 1998.
- [19] M. Ala-Juusela, “Heating and cooling with focus on increased energy efficiency and improved comfort,” *Building and Transport*, vol. Guidebook to IEA ECBCS Annex 37, p. 292.
- [20] J. Babiak, B. Olesen, and D. Petras, “Low temperature heating and high temperature cooling,” *REHVA guidebook (chapter 6)*, pp. 64–70, 2007.
- [21] H. H. E. W. Eijdens and A. C. Boerstra, “Low temperature heating systems : Impact on iaq, thermal comfort and energy consumption,” vol. Annex 37 Newsletter 1, 2000.
- [22] N. Billington, “A historical review of the art of heating and ventilating,” *JIHVE*, vol. 23, p. 259, 1955.
- [23] S. H. Cho and M. Zaheer-uddin, “Predictive control of intermittently operated radiant floor heating systems,” *Energy Conversion and Management*, vol. 44, no. 8, pp. 1333–1342, 2003.
- [24] J. Rekstad, M. Meir, and A. R. Kristoffersen, “Control and energy metering in low temperature heating systems,” *Energy and Buildings*, vol. 35, no. 3, pp. 281–291, 2003.
- [25] Y. C. A.K. Athienitis, “The effect of solar radiation on dynamic thermal performance of floor heating systems,” *Solar Energy*, vol. 69, no. 3, 2000.
- [26] F. Paoletti, *Heating and Saving*.
- [27] P. Martin and D. Oughton, *Heating & Air Conditioning of Buildings*, ch. 7 : Heat emitting equipment, p. 178. 2002.
- [28] V. Leivo and J. Rantala, “Moisture behaviour of a massive concrete slab with a low temperature floor heating system during the initial drying period,” *Construction and Building Materials*, vol. 19, no. 4, pp. 297–305, 2005.
- [29] M. Schata, J. Elixman, and W. Jorde, “Evidence of heating systems in controlling house-dust mites and moulds in the indoor environment,” *Proceedings Indoor Air*, vol. 4, p. 577, 1990.
- [30] E. Sammaljarvi, “Heating, indoor dusts, stuffiness and room space electricity as health and well-being risks,” *Proceedings Healthy Buildings*, vol. 3, p. 697, 1998.
- [31] P. Lengweiler, P. Nielsen, and A. Moser, “Deposition and resuspension of particles,” *Proceedings Healthy Buildings*, vol. 1, p. 501, 1997.
- [32] J. Korsgaard, “Mite asthma and residency : A case control study on the impact of exposure to house dust mites in dwellings,” *Amer.Rev.Resp.Dis*, vol. 128, pp. 231–235, 1983.
- [33] P. Martin and D. Oughton, *Heating & Air Conditioning of Buildings*, ch. 4 : Survey of heating methods, pp. 96–116. 2002.
- [34] M. Rahimi and A. Sabernaemi, “Experimental study of radiation and free convection in an enclosure with a radiant ceiling heating system,” *Energy and Buildings*, vol. 42, no. 11, pp. 2077–2082.

- [35] C. François and J. Maalej, “Base de donnée des essais en régime permanent. résultats d’essais de : plafond, plancher et panneau chauffant, radiateur et convecteur,” tech. rep., CSTB, 1993.
- [36] P. Martin and D. Oughton, *Heating & Air Conditioning of Buildings*, ch. 7 : Heat emitting equipment, p. 187. 2002.
- [37] P. Martin and D. Oughton, *Heating & Air Conditioning of Buildings*, ch. 7 : Heat emitting equipment, p. 194. 2002.
- [38] K. Colthorpe, “The performance of radiators and convectors,” *The Heating and Ventilating Research Council*, 1959.
- [39] M. Guillaume and M. Gengoux, “L’émission des radiateurs et des convecteurs,” *Bâtiment International/Building Research and Practice*, vol. 16, no. 3, pp. 366–370, 1983.
- [40] A. Ploskic and S. Holmberg, “Heat emission from thermal skirting boards,” *Building and Environment*, vol. 45, no. 5, pp. 1123–1133, 2010.
- [41] S. Beck, S. Blakey, and M. Chung, “The effect of wall emissivity on radiator heat output,” *Building Services Engineering Research and Technology*, vol. 22, no. 3, pp. 185–194, 2001.
- [42] S. M. B. Beck, S. C. Grinsted, S. G. Blakey, and K. Worden, “A novel design for panel radiators,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 24, no. 8-9, pp. 1291–1300, 2004.
- [43] J. A. Myhren and S. Holmberg, “Improving the thermal performance of ventilation radiators - the role of internal convection fins,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 50, no. 2, pp. 115–123, 2011.
- [44] A. Ploskic and S. Holmberg, “Low-temperature baseboard heaters with integrated air supply - an analytical and numerical investigation,” *Building and Environment*, vol. 46, no. 1, pp. 176–186, 2010.
- [45] F. Causone, F. Baldin, B. W. Olesen, and S. P. Corgnati, “Floor heating and cooling combined with displacement ventilation : Possibilities and limitations,” *Energy and Buildings*, vol. 42, no. 12, pp. 2338–2352. doi : 10.1016/j.enbuild.2010.08.001.
- [46] H. Arif, “Low exergy (lowex) heating and cooling systems for sustainable buildings and societies,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 16, no. 1, pp. 73–104.
- [47] D. Favrat, F. Marechal, and O. Epelly, “The challenge of introducing an exergy indicator in a local law on energy,” *Energy*, vol. 33, no. 2, pp. 130–136.
- [48] S. Churchill and W. Usagi, “A general expression of the correlation of rates of transfer and other phenomena,” *AIChE Journal*, vol. 18, pp. 1121–1128, 1972.
- [49] W. Elenbaas, “Heat dissipation of parallel plates by free convection,” *Physica*, vol. 9, no. 1, pp. 1–28, 1942.
- [50] A. Bar-Cohen and W. M. Rohsenow, “Thermally optimum spacing of vertical natural convection cooled, parallel plates,” *SME J. Heat Transfer*, vol. 106, pp. 116–123, 1984.
- [51] G. Raithby and K. Hollands, *Natural convection*, ch. 6, pp. 34–36. McGraw-Hill, 1985.

- [52] A. Bejan, *Natural convection heat transfer*, ch. 4 : External natural convection, p. 207. John Wiley & Sons, 1995.
- [53] W. Elenbaas, “The dissipation of heat by free convection : The inner surface of vertical tubes of different shapes of cross-section,” *Physica*, vol. 9, no. 8, pp. 865–874, 1942.
- [54] T. Aihara, “Air cooling techniques by natural convection,” *Cooling Techniques for Computers*, edited by W. Aung, Hemisphere, New York, pp. 1–45, 1991.
- [55] G. D. Raithby and K. Hollands, “Natural convection,” *Handbook of Heat Transfer Fundamentals*, 2nd ed., edited by W. M. Rohsenow, J. P. Harnett, and E. N. Ganic, McGraw Hill, New York, pp. 6–33, 1985.
- [56] Y. Muzychka, *Analytical and Experimental Study of Fluid Friction and Heat Transfer in Low Reynolds Number Flow Heat Exchangers*. PhD thesis, 1999.
- [57] F. Patrulescu, “Mixed convection in a vertical channel subject to robin boundary condition,” *MATHEMATICA*, vol. LV, no. 2, pp. 167–176, 2010.
- [58] S. Fohanno, A. Tribach, C. Popa, and G. Polidori, “Simulation expérimentale des modes de ventilation dans les parois double-peau,” *Actes des XXIVème Rencontres de l’AUGC (AUGC06)*, La Grande Motte, 2006.
- [59] E. Sparrow and D. Pfeil, “Enhancement of natural convection heat transfer from a horizontal cylinder due to vertical shrouding surfaces,” *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 106, pp. 124–130, 1984.
- [60] D. Ospir, C. Popa, C. Chereches, G. Polidori, and S. Fohanno, “Flow visualization of natural convection in a vertical channel with asymmetric heating,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 39, no. 4, pp. 486 – 493, 2012.
- [61] V. Modi and K. E. Torrance, “An experimental and numerical study of cold inflow at the exit of buoyant channel flows,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 109, p. 392, 1987.
- [62] A. Straatman, J. Tarasuk, and J. Floryan, “Heat transfer enhancement from a vertical, isothermal channel generated by the chimney effect,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 115, pp. 395–401, 1993.
- [63] A. Auletta and O. Manca, “Heat and fluid flow resulting from the chimney effect in a symmetrically heated vertical channel with adiabatic extensions,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 41, no. 12, pp. 1101–1111, 2002.
- [64] O. Manca, M. Musto, and V. Naso, “Experimental analysis of asymmetrical isoflux channel chimney systems,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 42, no. 9, pp. 837–846, 2003.
- [65] A. Andreozzi, B. Buonomo, and O. Manca, “Thermal management of a symmetrically heated channel chimney system,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 48, no. 3, pp. 475–487, 2009.
- [66] I. Harsini and M. Ashjaee, “Chimney effect due to different vertical position of an isothermal horizontal cylinder confined between two adiabatic walls,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 33, no. 4, pp. 735–742, 2009.

- [67] G. F. Marsters, "Effects of confining walls upon natural convection from a heated horizontal cylinder," *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 35, pp. 144–149, 1975.
- [68] F. Karim, B. Farouk, and I. Namer, "Natural convection heat transfer from a horizontal cylinder between confining adiabatic walls," *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 108, pp. 291–298, 1986.
- [69] M. S. Sadeghipour and Y. P. Razi, "Natural convection from a confined horizontal cylinder : the optimum distance between the confining walls," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, no. 2, pp. 367–374, 2001.
- [70] K. Khodary and T. K. Bhattacharyya, "Optimum natural convection from square cylinder in vertical channel," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 27, no. 1, pp. 167–180, 2006.
- [71] K. Torrance and T. Fisher, "Free convection limits for pin-fin cooling," *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 120, pp. 633–640, 1998.
- [72] W. Thrasher, W., S. Fisher, T., and E. Torrance, K., "Experiments on chimney-enhanced free convection from pin-fin heat sinks," *Journal of Electronic Packaging*, vol. 122, no. 4, pp. 350–355, 2000.
- [73] T. Yousefi, M. Paknezhad, M. Ashjaee, and M. Yazdani, "Effects of confining walls on a heat transfer from a vertical array of isothermal elliptic cylinders," *Experimental and Thermal Fluid Science*, vol. 33, pp. 983–990, 2009.
- [74] A. A. Rezaei, M. Z. basharhagh, and T. Yousefi, "Free convection heat transfer from a horizontal fin attached cylinder between confined nearly adiabatic walls," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 34, no. 2, pp. 177–182, 2010.
- [75] S. Kazansky, V. Dubovsky, G. Ziskind, and R. Letan, "Chimney-enhanced natural convection from a vertical plate : experiments and numerical simulations," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, no. 3, pp. 497–512, 2003. doi : DOI : 10.1016/S0017-9310(02)00268-5.
- [76] K. Torrance and K. Sikka, "Analysis and optimization of a natural draft heat sink system," *Components, Packaging, and Manufacturing Technology*, vol. 20, no. 2, pp. 111–119, 1999.
- [77] T. S. Fisher and K. E. Torrance, "Experiments on chimney-enhanced free convection," *Journal of Heat Transfer*, vol. 121, no. 3, pp. 603–609, 1999.
- [78] C. Daverat, H. Pabiou, H. Bouia, S. Xin, and C. Ménézo, "Convection naturelle dans un canal vertical en eau avec chauffage pariétal : influence de la stratification," *20eme Congrès Français de Mécanique, Besançon*, 2011.
- [79] S. Haaland and E. Sparrow, "Solutions for the channel plume and the parallel-walled chimney," *Numerical Heat Transfer*, vol. 6, pp. 155–172, 1983.
- [80] F. Higuera and Y. Ryazantsev, "Natural convection flow due to a heat source in a vertical channel," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, pp. 2207–2212, 2002.

- [81] A. Saulnier, “La modélisation thermique par la méthode nodale : ses principes, ses succès et ses limites.,” *Revue Générale de Thermique*, vol. n°280, pp. p. 363–372, 1985.
- [82] C. Inard, *Expérimentation et modélisation dans le cadre du GREC : synthèse des dispositifs expérimentaux et présentation des modèles zonaux*. CETHIL INSA LYON, 1990.
- [83] C. Inard, A. Meslem, and P. Depecker, “Energy consumption and thermal comfort in dwelling-cells : A zonal-model approach,” *Building and Environment*, vol. 33, no. 5, pp. 279–291, 1998.
- [84] C. Inard and N. Molle, “Etude du couplage entre un corp de chauffe à eau et un local. analyse des échanges convectifs et de la structure moyenne du panache,” *Revue Générale de Thermique*, vol. 351, pp. 152–162, 1991.
- [85] H. Poirazis, “Double skin façades for office buildings : A literature review,” tech. rep., ECBCS, 2004.
- [86] D. Faggembauu, *Heat transfer and fluid-dynamics in double and single skin facades*. PhD thesis, 2006.
- [87] A. Dickson, *Modelling Double-Skin Facades*. PhD thesis.
- [88] Saelens, *Energy Performance Assessments of Single Storey Multiple-Skin Facades*. PhD thesis, 2002.
- [89] A. Ruiz, “A calculation model for trombe walls and its use as a passive cooling technique,” 2005.
- [90] K. Imessad and M. Belhamel, “Analyse thermique d’un système de chauffage solaire passif,” *Rev. Energ. Ren.*, vol. 4, pp. 61–67, 2001.
- [91] J. Jie, “Modeling of a novel trombe wall with pv cells,” *Building and Environment*, vol. 42, pp. 1544–1552, 2007.
- [92] J. Shen, “Numerical study on thermal behavior of classical or composite trombe solar walls,” *Energy and Buildings*, vol. 39, pp. 962–974, 2007.
- [93] Z. Chen, P. Bandopadhyay, J. Halldorsson, C. Byrjalsen, P. Heiselberg, and Y. Li, “experimental investigation of a solar chimney model with uniform wall heat flux,” *Building and Environment*, vol. 38, pp. 893–906, 2003.
- [94] D. Harris and N. Helwig, “Solar chimney and building ventilation,” *Applied Energy*, vol. 84, pp. 135–146, 2007.
- [95] J. Grabe, “A prediction tool for the temperature field of double facades,” *Energy and Buildings*, vol. 34, pp. 891–899, 2002.
- [96] X. Zhou, “Analysis of chimney height for solar chimney power plant,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, pp. 178–185, 2009.
- [97] S. Burek and A. Habeb, “Air flow and thermal efficiency characteristics in solar chimneys and trombe walls,” *Energy and Buildings*, vol. 39, pp. 128–135, 2007.

- [98] Y. Chan and C. Tien, “A numerical study of two-dimensional laminar natural convection in shallow open cavities,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 28, pp. 603–612, 1985.
- [99] K. Khanafer and K. Vafai, “Effective boundary conditions for buoyancy-driven flows and heat transfer in fully open-ended two-dimensional enclosures,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, pp. 2527–2538, 2002.
- [100] S. R. C. Anil Lal, “Numerical prediction of natural convection in vented cavities using restricted domain approach,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, pp. 724–734, 2009.
- [101] H. V. Dijk and M. Antinucci, “The passys project phase 1, in subgroup test methodologies final report 1986-1989.,” *Commission of the European Communities, Directorate General XII for Science, Research and Development, Research and Development, Brussels. EUR 13122 EN. (1990).*
- [102] L. Vandaele and P. Wouters, “The passys services. summary report,” *Commission of the European Communities, Directorate General XII for Science, Research and Development, Brussels. EUR 15113 EN, (1994).*
- [103] S. Churchill and H. Chu, “Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate,” *nt. J. Heat Mass Transfer*, vol. 18, p. 1323, 1975.
- [104] R. Moffat, “Describing the uncertainties in experimental results,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 1, no. 1, pp. 3–17, 1988.
- [105] S. J. Davies and C. M. White *Proc. of Royal Society*, vol. A119, pp. 92–107, 1928.
- [106] J. Souza, *Conception et optimisation d’un capteur solaire thermique innovant adapté à la rénovation énergétique grâce à l’intégration du stockage*. PhD thesis, 2012.
- [107] J. Vicont, *Determination des flux turbulents de masse dans le sillage d’un obstacle Application a l’écoulement a l’intérieur de la canopee urbaine*. PhD thesis, 1999.
- [108] S. Simoens, *Application du traitement et de l’analyse d’images à des phénomènes de dispersion et de mélange turbulent*. PhD thesis, 1992.
- [109] N. Rivière, *Etude expérimentale d’une injection turbulente : application au jet impactant une surface libre*. PhD thesis, 2008.
- [110] H. Pabiou, X. Nicolas, S. Xin, and S. Merguia, “Observations d’une instabilité convective apparaissant sous la forme de rouleaux sinueux dans un écoulement de poiseuille-rayleigh-bénard,” *Mécanique et Industries*, vol. 4, pp. 537–543, 2003.
- [111] E. Sanvicente, S. Julien, C. Ménézo, and H. Bouia, “Transitional natural convection flow and heat transfer in an open channel,” *International Journal of Thermal Sciences*, pp. 1–18, 2012.
- [112] S. Ravier, *Etude des instabilités d’un jet plan à masse volumique variable*. PhD thesis, 2004.
- [113] Fujii, “Theory of the steady laminar natural convection above a horizontal line heat source and a point heat source,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 3, 1963.

- [114] K. Vafai and J. Ezzafagh, “Thermal and fluid flow instabilities in buoyancy-driven flows in open-ended cavities,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 33, pp. 2329–2344, 1990.
- [115] R. Ezzouhri, P. Joubert, and F. Penot, “simulation numerique 2d 3d des écoulements de convection naturelle et mixte en cavités anisothermes fermées et ventilées,” *13èmes Journées Internationales de Thermique, ALBI*, 2007.
- [116] Y. Muzychka and M. Yovanovich, “Laminar forced convection heat transfer in the combined entry region of non-circular ducts,” *Transactions of the ASME*, vol. 126, pp. 54–61, 2004.
- [117] Y. Muzychka and M. Yovanovich, “Pressure drop in laminar developing flow in noncircular ducts : A scaling and modeling approach,” *Journal of Fluids Engineering*, vol. 131, pp. 1–11, 2009.

Annexe A

Expression du PMV et PPD

Le *PMV* défini par Fanger se construit à partir du bilan thermique du corps humain en régime permanent. Il prédit le vote moyen d'un groupe de personne sur l'échelle ASHRAE à partir des paramètres suivants :

- Température d'air, T_{int} (°C)
- Température radiante moyenne, T_{rm} (°C)
- Vitesse relative de l'air, v ($m.s^{-1}$)
- Pression partielle de vapeur, P_v (Pa)
- Activité, M ($W.m^{-2}$)
- Habillement, résistance thermique I_{cl} ($m^2.K.W^{-1}$)

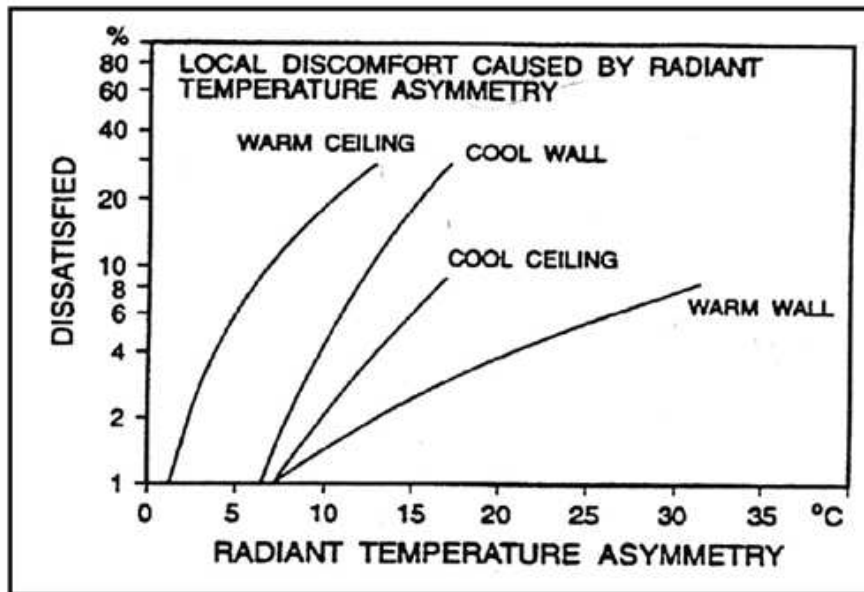
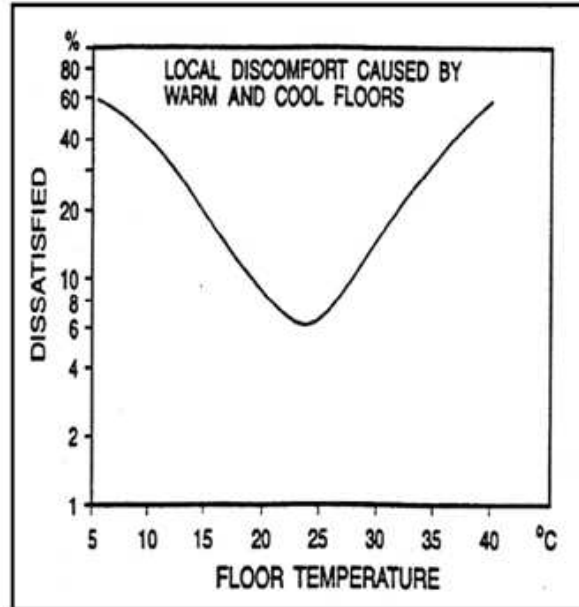
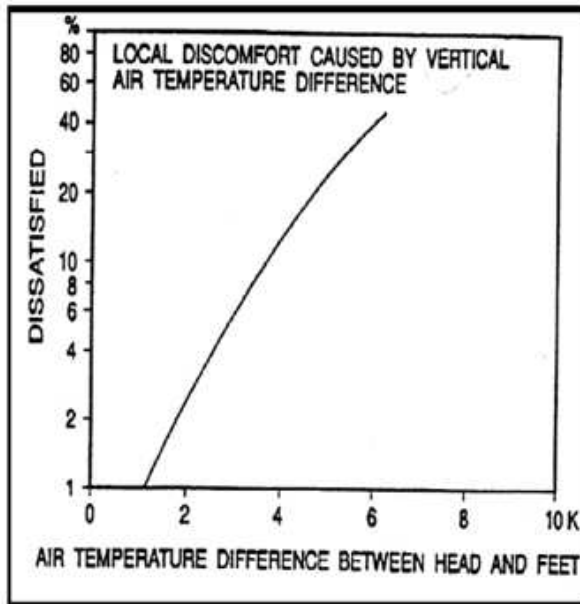
$$PMV = (0.0303 \cdot e^{-0.036 \cdot M} + 0.028) \cdot (M - 0.00305(5733 - 6.99M - P_v) - 0.42(M - 58.15) - 1.7 \cdot 10^{-5}M(5867 - P_v - 0.0014M(34 - T_{int}) - 3.96 \cdot 10^{-8} \cdot f_{cl} \cdot ((T_{cl} + 173)^4 + (T_{rm} + 273)^4) - f_{cl}h_{cl}(T_{cl} - T_{int})))$$

La valeur du *PPD* est entièrement déterminée par le *PMV* :

$$PPD = [0.303e^{-0.036M} + 0.028] \cdot L \quad (5.1)$$

Annexe B

Influence des indices d'inconfort locaux sur le PMV et le PPD



Annexe C

Résolution de l'équation d'ailette

Equation d'ailette :

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - m^2\theta(x) = 0 \quad (5.2)$$

La solution générale de cette équation s'écrit :

$$\theta(x) = Ae^{-mx} + Be^{mx} \quad (5.3)$$

Les constantes d'intégration A et B sont déterminées à partir des conditions limites :

$$\theta(x = 0) = \theta_1 \quad (5.4)$$

$$\theta(x = L_{fin}) = \theta_2 \quad (5.5)$$

Donc

$$A + B = \theta_1 \quad (5.6)$$

$$Ae^{-mL_{fin}} + Be^{mL_{fin}} = \theta_2 \quad (5.7)$$

$$A = \frac{\theta_2 - \theta_1 e^{mL_{fin}}}{e^{-mL_{fin}} - e^{mL_{fin}}} \quad B = \frac{\theta_1 e^{-mL_{fin}} - \theta_2}{e^{-mL_{fin}} - e^{mL_{fin}}} \quad (5.8)$$

Nous obtenons ainsi l'expression de $\theta(x)$:

$$\theta(x) = \frac{\theta_2 - \theta_1 e^{mL_{fin}}}{e^{-mL_{fin}} - e^{mL_{fin}}} \cdot e^{-mx} + \frac{\theta_1 e^{-mL_{fin}} - \theta_2}{e^{-mL_{fin}} - e^{mL_{fin}}} \cdot e^{mx} \quad (5.9)$$

Ce qui donne après simplifications :

$$\theta(x) = \frac{\theta_1 \sinh(m(L_{fin} - x)) + \theta_2 \sinh(mx)}{\sinh(mL_{fin})} \quad (5.10)$$

Cette équation est résolue avec les conditions limites suivantes : en $x = 0$ (repère (K)) la température d'ailette est notée T_{fin1} , en $x = L_{fin}$ (repère (L)), la température de l'angle formé entre deux parties d'ailettes perpendiculaire est notée T_{fin23} . Les conditions limites sont donc :

$$\theta(x = 0) = 2 \cdot T_{fin1} - \bar{T}_{a1,b} - \bar{T}_{a1,c} = \theta_1 \quad (5.11)$$

$$\theta(x = L_{fin}) = 2 \cdot T_{fin23} - \bar{T}_{a1,b} - \bar{T}_{a1,c} = \theta_2 \quad (5.12)$$

La solution s'écrit :

$$T_{fin}(x) = \frac{1}{2} \left(\bar{T}_{a1,b} + \bar{T}_{a1,c} + \frac{\theta_1 \sinh(m(L_{fin} - x)) + \theta_2 \sinh(mx)}{\sinh(mL_{fin})} \right) \quad (5.13)$$

Nous pouvons dès lors obtenir la température moyenne T_{fin2} de cette partie de l'ailette en intégrant l'équation 5.13 sur la longueur de l'ailette dans la direction x :

$$T_{fin2} = \int_0^{L_{fin}} T_{fin}(x) dx = \frac{1}{2} \left(\bar{T}_{a1,b} + \bar{T}_{a1,c} + \frac{1}{L_{fin}} \cdot \frac{(\theta_1 + \theta_2)(\cosh(mL_{fin}) - 1)}{m \cdot \sinh(mL_{fin})} \right) \quad (5.14)$$

Pour la partie longitudinale de l'ailette, la résolution suit exactement le même principe. Cette partie de l'ailette perd de la chaleur vers l'air d'un côté et vers la plaque de séparation de l'autre via une résistance de contact R_{cp} . Posons :

$$m_t^2 = \frac{R_{cp} \cdot h_{HX} \cdot H_{HX} + H_{HX}}{R_{cp} \cdot \lambda_{fin} \cdot S_{fin}} \quad (5.15)$$

Pour les conditions limites, nous notons T_{fin23} la température d'angle formée entre la partie longitudinale et la partie transversale des ailettes. La solution s'écrit :

$$T_{fin}(z) = (T_{fin23} - SP) \cdot \frac{\sinh m_t z - \sinh m_t(z - b_{fin})}{\sinh m_t b_{fin}} + SP \quad (5.16)$$

SP représente la solution particulière de l'équation 4.15 :

$$SP = \frac{1}{m_t^2} \left(h_{HX} H_{HX} \bar{T}_{a1,b} + \frac{H_{HX} T'_{p1}}{R_{cp}} \cdot \frac{1}{\lambda_{fin} S_{fin}} \right) \quad (5.17)$$

T'_{p1} représente la température de la plaque de séparation en contact avec l'ailette. La température moyenne de la paroi longitudinale de l'ailette T_{fin3} est obtenue en intégrant l'équation 5.16 sur la longueur de l'ailette :

$$T_{fin3} = \frac{1}{b_{fin}} \int_0^{b_{fin}} T_{fin}(z) dz = \frac{2(T_{fin23} - SP)(\cosh(mb_{fin}) - 1)}{b_{fin} m \cdot \sinh mb_{fin}} + SP \quad (5.18)$$

La connaissance du profil de température à travers les ailettes nous permet de quantifier les flux de chaleur par conduction dans les ailettes aux points voulus.

Sur la partie transversale, dans la direction x :

$$q_c(x) = \lambda_{fin} S_{fin} \frac{dT_{fin}(x)}{dx} = \frac{1}{2} \lambda_{fin} S_{fin} \frac{-m\theta_1 \cosh m(L_{fin} - x) + m\theta_2 \cosh mx}{\sinh mL_{fin}} \quad (5.19)$$

Sur la partie longitudinale, dans la direction z :

$$q_c(z) = \lambda_{fin} S_{fin} \frac{dT_{fin}(z)}{dz} = \frac{1}{2} \lambda_{fin} S_{fin} (T_{fin23} - SP) \frac{m \cosh mz - m \cosh m(z - b_{fin})}{\sinh mL_{fin}} \quad (5.20)$$

Pour la température au point T_{fin23} , le bilan s'écrit :

$$q_c(x = L_{fin}) = q_c(z = 0) \quad (5.21)$$

Soit

$$\frac{-m\theta_1 + m\theta_2 \cosh(mL_{fin})}{2 \sinh mL_{fin}} = (T_{fin23} - SP) \frac{m - m \cosh mb_{fin}}{\sinh mb_{fin}} \quad (5.22)$$

Annexe D

Test sur une plinthe thermique Ecomatic dans la cellule Passys

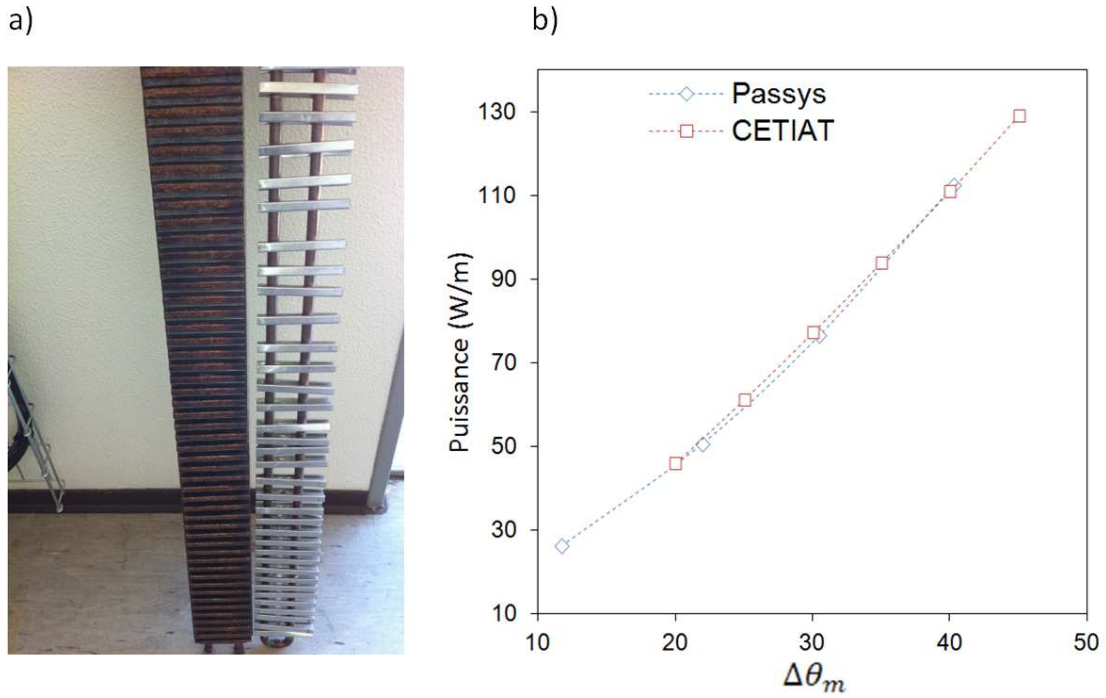


FIGURE 5.1 – a) Photo de l'échangeur utilisé lors des expériences sur prototype (à gauche) et de la plinthe thermique *Ecomatic* (à droite), b) courbe caractéristique de la plinthe thermique *Ecomatic* mesurée par l'institut CETIAT ainsi que dans la cellule Passys.

Annexe E

Écoulement à l'entrée du canal lors du régime de bouffée pour $b=7$ *cm*

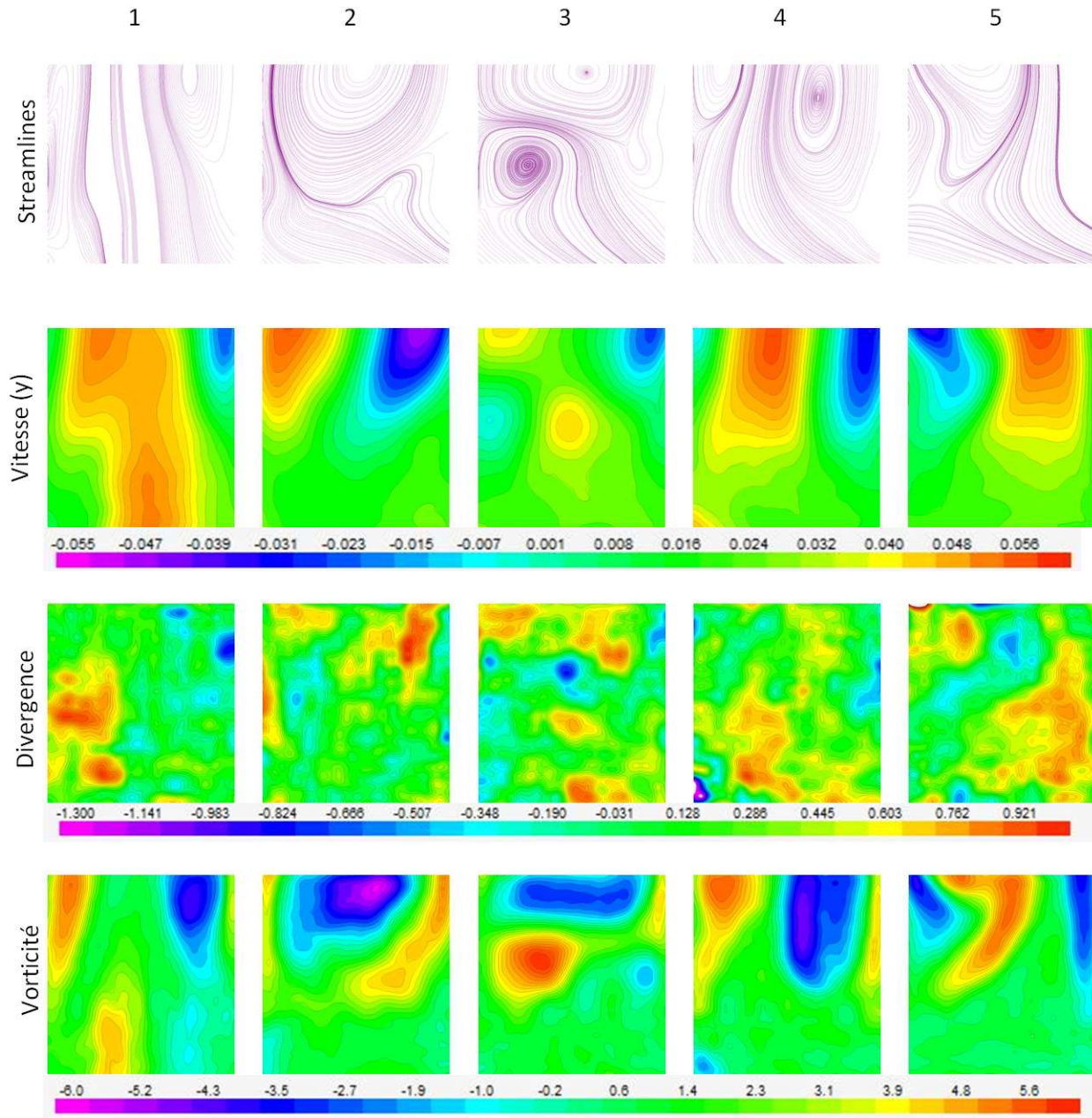


FIGURE 5.2 – Images des lignes de courant, de la vitesse de l'écoulement ($m.s^{-1}$), de la divergence (s^{-1}) et de la vorticité (s^{-1}) lors du démarrage de l'écoulement pour $R0.14_G300_S$.

Annexe F

Intégration du modèle analogique de paroi ventilée au type 56

Pour intégrer le modèle analytique établi dans le chapitre 1, dans la simulation à l'échelle du bâtiment, nous avons créé un « Type » de paroi ventilée (le Type 204) directement utilisable dans l'environnement Trnsys. Le type 204 de paroi ventilée est conçu pour remplacer les parois extérieures du type 56. A ce titre, le type 204 doit prendre en compte la composition complète du mur extérieur, ainsi que de nouvelles entrées relatives aux conditions extérieures fournies par le fichier météo. Le principe de couplage de la paroi ventilée avec le type 56 est présenté figure 5.3. Les parois du type 56 sont modélisées par des couches de matière sans masse et sans résistance thermique. La température de surface de la couche est calculée par le type 204 qui impose sa valeur comme entrée du type 56. En retour, le type 56 calcule le flux de chaleur net (incluant la convection, le rayonnement et les apports solaires) à la paroi et renvoie ce flux comme entrée du type 204.

Du côté extérieur, la paroi échange de la chaleur par convection avec l'air extérieur et par rayonnement avec la température T_{sky} (représentant une température fictive du ciel). Les transferts par rayonnement sont calculés à l'aide des équations présentées dans le chapitre 2. Le coefficient de transfert par convection vers l'extérieur est obtenu à l'aide d'une formule proposée par McAdams :

$$h_{ext} = 5.678 \left[a + b \cdot \left(\frac{V}{0.3048} \right)^n \right] \quad (5.23)$$

Où V est la vitesse moyenne du vent, a , b et n sont des constantes empiriques dépendantes de la gamme de vitesse ainsi que de la rugosité des parois.

Le modèle prend également en compte les flux radiatifs directs et diffus sur les surfaces extérieures. Ces flux sont donnés par le fichier météo en fonction de l'orientation et interagissent avec le type 204 en tant que paramètres d'entrée.

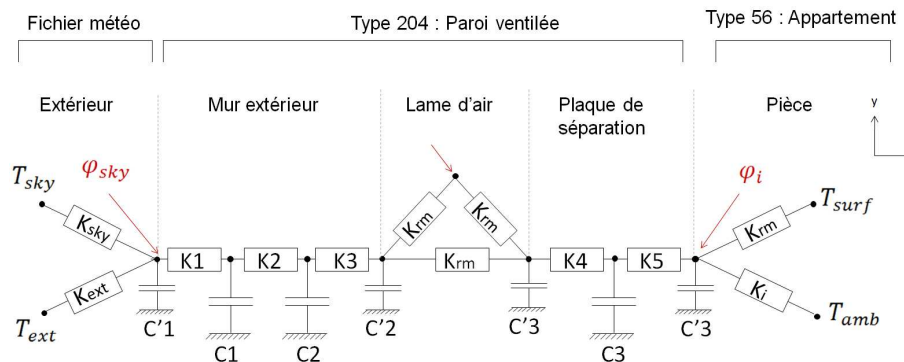


FIGURE 5.3 – Représentation schématique de l'appartement modélisé

Pour modéliser le comportement dynamique de la paroi, des termes capacitifs ont été introduits. Etant donnée la faible épaisseur de la plaque de séparation, une seule capacité est utilisée au centre de la plaque (C3 sur la figure 5.3). Des capacités superficielles égales à 20% de la capacité totale sont ajoutées au niveau des interfaces air/solide.

Les couches de matière extérieures sont représentées par des modèles 3R2C. Les conductances $K1$, $K2$, $K3$, ainsi que les capacités $C1$ et $C2$ sont déterminées à l'aide d'un algorithme développé par Fraisse. La méthode consiste à évaluer à l'aide d'un algorithme génétique, les paramètres du modèle 3R2C permettant de minimiser l'erreur entre le modèle 3R2C et un modèle de référence. Les valeurs des résistances et des capacités sont des paramètres du type 204 de manière à pouvoir changer la composition des parois. Une capacité est également ajoutée au point de sortie d'eau chaude pour prendre en compte l'inertie des échangeurs. Cette capacité dépend de la quantité de métal utilisée pour l'échangeur ainsi que du volume d'eau contenu à l'intérieur.

Le type 204 a plusieurs modes de fonctionnement selon la valeur des entrées :

- Le mode chauffage est activé si le débit massique et la température d'eau en entrée des échangeurs respectent les conditions $\dot{m}_w > 0$ et $T_{w,in} > T_{amb} + 1$. Dans ce cas, le type 204 calcule les différents flux de chaleur à travers la paroi et renvoie au type 56 la température de la plaque de séparation, ainsi que la puissance dissipée par convection entre l'entrée et la sortie de la lame d'air \dot{Q}_{out} .
- Lorsque le chauffage n'est pas en fonctionnement $\dot{m}_w > 0$ et $T_{HX} < T_{amb}$, le type 204 joue un rôle passif et le débit d'air dans la paroi n'est pas connu. Dans ce cas nous prenons des valeurs arbitraires pour les coefficients de transferts convectifs dans la lame d'air ($h_{conv} = 7W.m^{-2}.K^{-1}$).
- Le dernier mode de fonctionnement apparaît lorsque le débit massique se coupe brutalement suite à une modification de la température de consigne. Dans ce cas, la valeur de T_{HX} au pas de temps précédent est utilisée pour calculer les variables de sorties. Le flux de chaleur \dot{Q}_{HX} est utilisé ensuite pour calculer une nouvelle valeur de T_{HX} à partir de la capacité calorifique de l'échangeur. Le processus se répète à chaque pas de temps jusqu'à ce que la valeur de T_{HX} atteigne la valeur de T_{amb} plus 1°C, et bascule sur le mode passif.

Finalement, les entrées, les sorties et les paramètres du modèle sont les mêmes que ceux présentés dans le tableau 4.1 (chapitre 4) avec en plus, les variables suivantes :

Symbole	description	dimension
Entrées		
T_{sky}	Température fictive du ciel	$[K]$
ϕ_{sky}	Somme des flux de chaleur reçu par la paroi extérieure	$[W.m^{-2}]$
ϕ_{int}	Flux de chaleur reçu par la plaque de séparation côté intérieur	$[W.m^{-2}]$
Sorties		
T_{p2}	Température de surface de la plaque, côté intérieur (zone 1)	$[K]$
T_{p1}	Température de surface de la plaque, côté intérieur (zone 2)	$[K]$
Paramètres		
C_{HX}	Capacité de l'échangeur	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
C_x	Capacité au point x (cf. figure 5.3)	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
K_x	Conductance au point x (cf. figure 5.3)	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
λ_p	Conductivité thermique de la plaque de séparation	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$

TABLE 5.1 – Entrées, sorties et paramètres du modèle analytique

Résolution du modèle analytique sous Fortran.

Le système d'équation décrit précédemment peut s'écrire sous la forme suivante :

$$(S) \begin{cases} F_1(X_1, X_2, \dots, X_n) = 0 \\ F_2(X_1, X_2, \dots, X_n) = 0 \\ \vdots \\ F_n(X_1, X_2, \dots, X_n) = 0 \end{cases}$$

Au voisinage de \vec{X} , on peut écrire un développement de Taylor de chacune des fonctions F_i sous la forme classique suivante :

$$F_i(\vec{X} + \delta\vec{X}) = F_i(\vec{X}) + \sum_{j=1}^i \frac{\partial F_i}{\partial X_j} \cdot (\vec{X}) \delta X_j + O(\|\delta\vec{X}\|^2) \quad (5.24)$$

Le principe de la méthode de Newton repose alors sur les hypothèses suivantes :

- le vecteur \vec{X} n'est pas très éloigné de la solution cherchée,
- on cherche alors \vec{X} de sorte que $\vec{X} + \delta\vec{X}$ se rapproche encore de la solution,
- on néglige tous les termes au-delà du second ordre dans le développement de Taylor,
- on itère le processus jusqu'à ce que le terme correctif $\delta\vec{X}$ soit assez faible.

Il en résulte alors le système d'équations suivant :

$$F_i(\vec{X} + \delta\vec{X}) \approx F_i(\vec{X}) + \sum_{j=1}^i \frac{\partial F_i}{\partial X_j} \cdot (\vec{X}) \delta X_j = 0 \Rightarrow \sum_{j=1}^i \frac{\partial F_i}{\partial X_j} \cdot (\vec{X}) \delta X_j = -F_i(\vec{X}) \quad (5.25)$$

On obtient alors un système linéaire de n équations à n inconnues qui sont les composantes du vecteur $\delta\vec{X}$. Il ne reste alors plus qu'à résoudre ce système par les méthodes classiques adaptées à ce genre de problème. L'organigramme de résolution est présenté figure 5.4.

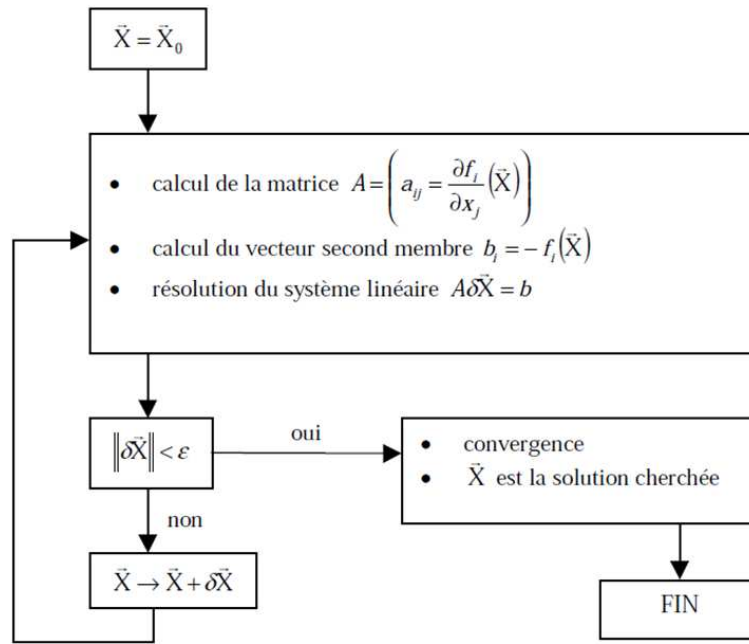


FIGURE 5.4 – Organigramme de la résolution d’un système d’équation non linéaire par la méthode de Newton.

L’inconvénient majeur de cette méthode est qu’elle repose sur la connaissance d’un vecteur \vec{X} solution du problème. Dès lors, l’algorithme peut facilement dégénérer si le vecteur de départ est trop éloigné de la solution. Pour rendre notre modèle plus robuste, nous avons découplé les équations du modèle en plusieurs blocs indépendants. Chacun des blocs est résolu par la méthode de Newton et les blocs communiquent entre eux par un processus itératif jusqu’à la convergence du résultat.

Un premier découplage évident est celui entre les pertes de charges et les transferts thermiques. Ces deux sous systèmes peuvent être résolus séparément si la vitesse moyenne dans la lame d’air est connue comme c’est le cas dans les problèmes de convection forcée. Le problème consiste alors à trouver la valeur de la vitesse équilibrant les pertes de charges aux forces de gravité.

Un deuxième découplage est opéré entre les transferts thermiques au niveau de l’échangeur et les transferts thermiques au niveau de la lame d’air. Ces deux sous systèmes sont liés par la valeur de $T_{a,max}$ représentant à la fois la température de l’air en sortie d’échangeur et la température de l’air à l’entrée de la lame d’air. Ce découplage permet de résoudre séparément les instabilités dues au calcul de la température logarithmique moyenne de l’échangeur ainsi que du coefficient de transfert par convection de la paroi vers la pièce.

Description étape par étape du programme principal

- En premier lieu le programme récupère l’ensemble des variables dont les valeurs sont directement accessible soit par lecture (paramètres, inputs, constantes) soit par calcul (surfaces de transfert, ratios de forme etc.).
- Une valeur arbitrairement petite est affectée à la variable ΔP_{tot} correspondant aux pertes de charges totales de l’écoulement aéroulrique à travers la paroi.

Début de la boucle principale.

- La sous routine « invertPDC » est appelée par le programme principal avec la valeur de ΔP_{tot} en entrée. Celle-ci résout le sous système décrivant les pertes de charges dans la paroi à l'aide de la méthode de Newton et retourne au programme principal une valeur de la vitesse moyenne dans la paroi (U).
- La vitesse U est ensuite utilisée comme paramètre d'entrée pour le sous programme « échangeur » qui calcule l'ensemble des températures au niveau de l'échangeur avec la méthode de Newton.
- La température de l'air $T_{a,max}$ en sortie de l'échangeur étant connue, le programme principal appelle le sous programme « lame d'air » qui calcule l'ensemble des températures au niveau de la lame d'air.
- Les forces de gravité ΔP_g exercées sur l'air sont calculées à partir de la différence de densité entre l'air dans la paroi et l'air dans la pièce.
- Le programme vérifie la condition $\Delta P_g - \Delta P_{tot} < \varepsilon$. Si la condition n'est pas vérifiée, le programme affecte la valeur de ΔP_g à ΔP_{tot} et repart au début de la boucle. Si la condition est vérifiée, le programme sort de la boucle en ayant gardé en mémoire les dernières affectations effectuées dans la boucle.

Fin de la boucle principale

- Le programme principal calcul l'ensemble des outputs (flux de chaleur, pertes de charges etc.) à l'aide des valeurs obtenues précédemment et se termine.

La figure 5.5 présente l'évolution des itérations entre les pertes de charges totales et de pression dues aux forces de gravité. Le point d'intersection entre les deux courbes représentant l'unique valeur de U solution du problème est obtenue après quelques itérations. Dans de rares situations, les deux courbes ne se croisent pas. Cela peut arriver en hiver lorsque les murs extérieurs sont peu isolés. Dans ce cas, le modèle renvoie un message d'erreur.

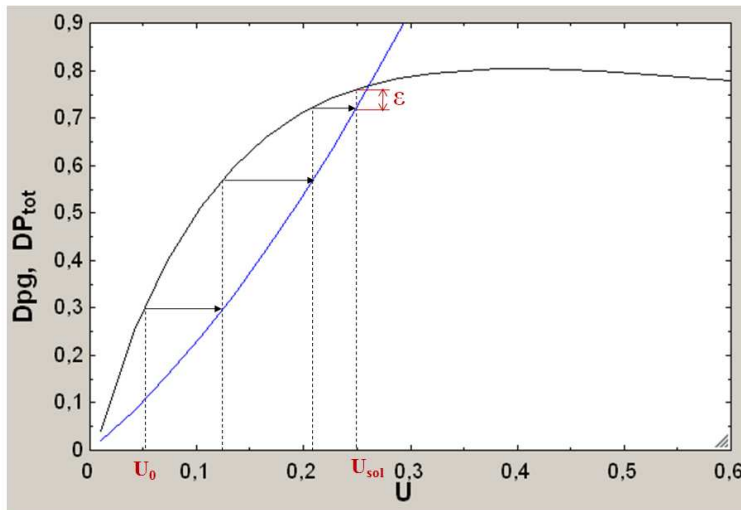


FIGURE 5.5 – Evolution des itérations au sein du programme principal