



**HAL**  
open science

# Transferts thermiques convectifs : approches expérimentales

Hervé Pabiou

► **To cite this version:**

Hervé Pabiou. Transferts thermiques convectifs : approches expérimentales. Thermique [physics.class-ph]. Université Lyon 1; INSA-LYON, 2019. <tel-02440522>

**HAL Id: tel-02440522**

**<https://hal.science/tel-02440522v1>**

Submitted on 15 Jan 2020

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.



Distributed under a Creative Commons CC BY-NC-ND 4.0 - Attribution - Non-commercial use - No Derivative Works - International License

# Transferts thermiques convectifs : approches expérimentales

Mémoire pour l'obtention d'une

## Habilitation à Diriger des Recherches

délivrée conjointement par

**l'Université Lyon 1**

**&**

**l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon**

présentée par

**Hervé PABIOU**

Chargé de recherche CNRS – Section 10

**soutenue le 18 septembre 2019 devant le jury composé de**

<i>Présidente :</i>	Francesca Chillà	Professeure des universités, ENS-LYON
<i>Rapporteurs :</i>	Stéphane Lassue	Professeur des universités, université d'Artois
	Patrick Le Quéré	Directeur de recherche, CNRS
	Didier Saury	Professeur des universités, ENSMA
<i>Examineur·rice·s :</i>	Stéphanie Giroux-Julien	Maître de conférences, université Lyon 1
	Shihe Xin	Professeur des universités, INSA-LYON

Mis en page avec la classe thesul.

## Remerciements

Je remercie les rapporteurs qui ont accepté de s'investir pour me faire un retour sur mon travail de recherche ainsi que les autres membres du jury pour leur participation.

Le travail présenté dans ce mémoire est avant tout un travail d'équipe en commençant par toutes les personnes que j'ai eu le plaisir d'encadrer, tous les collègues du thème/groupe/axe *solaire* et plus largement l'ensemble des chercheur·e-s et enseignant·e-s-chercheur·e-s des deux laboratoires LPENS et CETHIL. Je les remercie tous chaleureusement.

Un travail de recherche et en particulier expérimental, doit toujours énormément à l'ensemble des équipes techniques – mécanique, instrumentation et informatique – sur lesquelles j'ai toujours pu compter et à qui j'exprime toute ma gratitude.

Je suis également extrêmement reconnaissant à l'équipe administrative qui gère le laboratoire au quotidien et dont le soutien est précieux.

Plus généralement, je remercie toutes les personnes du CETHIL qui font vivre ce laboratoire.

Enfin, je remercie également mes enfants et mon épouse pour leur soutien.

**Note :** Ce document en ligne est limité au bilan scientifique. La version complète est disponible à la bibliothèque de l'INSA de Lyon.



# Sommaire

---

---

<b>Dossier Recherche</b>	<b>1</b>
--------------------------	----------

---

---

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
---------------------	----------

<b>1</b>	
<b>Convection naturelle en milieu fermé</b>	<b>5</b>

1.1	Présentation de l'écoulement de Rayleigh-Bénard . . . . .	6
1.2	Position du problème . . . . .	8
1.2.1	Convection turbulente - $Ra_{T,H} \leq 10^{11}$ . . . . .	8
1.2.2	À la recherche du régime ultime . . . . .	9
1.3	Convection au cœur de l'écoulement . . . . .	12
1.3.1	Un dispositif expérimental original . . . . .	12
1.3.2	Définition d'une longueur naturelle . . . . .	13
1.3.3	Modèle de transport dans le canal . . . . .	17
1.3.4	Discussion . . . . .	24
1.4	Convection au niveau des couches limites thermiques . . . . .	25
1.4.1	Deux cellules cylindriques . . . . .	25
1.4.2	Observation d'une transition . . . . .	26
1.4.3	Modélisations des transferts thermiques . . . . .	28
1.4.4	Origine de la transition . . . . .	30
1.4.5	Discussion . . . . .	33

**2****Convection naturelle en canal vertical****37**

2.1	Contexte de la recherche . . . . .	37
2.2	Présentation de l'écoulement en canal vertical . . . . .	38
2.3	Position du problème . . . . .	39
2.3.1	Les études fondatrices . . . . .	39
2.3.2	La question des conditions aux limites ou la mise en évidence de l'interaction canal-cavité . . . . .	41
2.3.3	Détermination analytique de lois de comportement . . . . .	45
2.3.4	Écoulements de retour . . . . .	46
2.3.5	Dynamique de l'écoulement . . . . .	47
2.3.6	Influence de la stratification . . . . .	49
2.3.7	Problématiques scientifiques autour de la convection en canal vertical . . . . .	50
2.4	Le canal vertical en eau . . . . .	51
2.4.1	Conception du banc . . . . .	51
2.4.2	Instrumentation thermique du banc expérimental . . . . .	52
2.4.3	Mesures de vitesse et de température dans le canal . . . . .	53
2.5	Convection stationnaire en canal chauffé symétriquement . . . . .	54
2.5.1	Observation d'une transition . . . . .	55
2.5.2	Analyse zonale . . . . .	55
2.5.3	Transfert thermique près de la paroi chauffée . . . . .	57
2.5.4	Échauffement de la zone II . . . . .	61
2.5.5	Profil de pression . . . . .	63
2.5.6	Estimation du tenseur de Reynolds . . . . .	65
2.5.7	Discussion . . . . .	67
2.6	Convection instationnaire en canal chauffé asymétriquement . . . . .	67
2.6.1	Observation d'un comportement instationnaire . . . . .	68
2.6.2	Analyse conditionnelle . . . . .	69
2.6.3	Origine du comportement instationnaire . . . . .	72
2.6.4	Influence du rapport d'aspect . . . . .	73
2.6.5	Discussion . . . . .	75

**3****Convection dans les systèmes en environnement réel****81**

3.1	Contexte de la recherche . . . . .	81
3.2	Présentation du problème . . . . .	82
3.3	Position du problème . . . . .	83

---

3.3.1	Caractérisation des doubles-parois naturellement ventilées en environnement réel . . . . .	83
3.3.2	La ventilation naturelle des logements . . . . .	84
3.3.3	Analyse de l'environnement urbain . . . . .	85
3.4	Expériences . . . . .	87
3.4.1	Métrologie pour la ventilation naturelle . . . . .	88
3.4.2	Traitement des données . . . . .	91



# Table des figures

1.1	Écoulement de Rayleigh-Bénard : géométries cylindrique et parallélépipédique. . . . .	6
1.2	Représentation schématique de la structuration spatiale de l'écoulement Rayleigh-Bénard en cellule parallélépipédique. (a) Circulation à grande échelle d'après les figures 5 réf. [33] et 2a réf. [2]. (b) Panaches thermiques d'après la figure 2a réf. [2].	10
1.3	Dispositif pour l'étude de la convection naturelle au cœur de l'écoulement. À gauche, photo de la cellule sans écran thermique, les parois chaude et froide étant indiquées respectivement en rouge et en bleu. À droite, schéma du dispositif avec au-dessus un zoom sur la zone d'étude. . . . .	13
1.4	Mesure d'écart de température dans le canal au cours du temps pour différentes puissances de chauffage. Mesures instantanées (en bleu) et valeurs moyennes (en rouge). . . . .	14
1.5	Paramètres définissant l'écoulement dans le canal. $G_T$ est défini comme la valeur absolue du gradient vertical de température. . . . .	14
1.6	Évolutions des nombres de Nusselt (symboles pleins) et de Reynolds (symboles vides) en fonction du nombre de Rayleigh. $\circ Pr = 6, 6$ ; $\nabla Pr = 5, 3$ ; $\square Pr = 4, 1$ ; $\diamond Pr = 6$ . La droite en trait continu représente $Nu = 1, 6\sqrt{RaPr}$ et celle en pointillés représente $RePr = 1, 3\sqrt{RaPr}$ . Figure extraite de la référence [11]. Correspondance des notations : $Nu \rightarrow Nu_{G_T}$ , $Ra \rightarrow Ra_{G_T, L_n}$ , $Re \rightarrow Re_{v^*, L_n}$ . . . . .	15
1.7	Longueur naturelle (éq. (1.17)) en fonction du nombre de Reynolds. La ligne continue représente $L/d = 0, 075 \ln [1 + (Re/Re^s)^4] + 0, 8$ où $Re^s = 600$ est une valeur seuil. Figure extraite de la référence [11]. Correspondance des notations : $Re \rightarrow Re_{v^*, L_n}$ , $L \rightarrow L_n$ . . . . .	17
1.8	Dynamique de l'écoulement dans le canal. La valeur de $\varepsilon \in \{-1; 0; 1\}$ est calculée à partir du signe de la valeur moyenne de la vitesse verticale dans chaque demi-canal. Figure extraite de la référence [11]. . . . .	18
1.9	Champ moyen redressé de la composante verticale de vitesse calculé à partir de l'équation (1.23). L'échelle de couleur est en $\text{cm}^{-1}\text{s}$ . Figure extraite de la référence [11]. . . . .	18
1.10	Profils expérimentaux redressés des composantes horizontale ( $\langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$ , trait mixte) et verticale ( $\langle w \rangle_{\varepsilon t, z}$ , trait plein) de la vitesse. Correspondance des notations : $U_z = \langle w \rangle_{\varepsilon t, z}$ , $U_x = \langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$ . Figure extraite de la référence [11]. . . . .	19
1.11	Profils expérimentaux redressés des composantes du tenseur de Reynolds. Correspondance des notations (dans l'ordre des courbes du haut vers le bas) : $\tau_{zz} = \langle w'^2 \rangle_{\varepsilon t, z}$ ( $\Delta$ ), $\tau_{xx} = \langle u'^2 \rangle_{\varepsilon t, z}$ ( $\circ$ ), $\tau_{xz} = \langle u'w' \rangle_{\varepsilon t, z}$ ( $\nabla$ ). Figure extraite de la référence [11]. Les courbes bleues sont une modélisation propre à cette référence. . . . .	19

1.12	Signe de $\frac{\partial \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x}$ en fonction de $x$ et $X$ . Le profil mesuré (figure 1.9) correspond à $\frac{\partial \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x} \leq 0$ c'est-à-dire $0 \leq X \leq 2.34$ . . . . .	22
1.13	Tracé des membres de droite ( $F(X)$ en rouge) et de gauche ( $APr_{turb}^{1/2}$ droites horizontales) de l'équation (1.35). Pour $1 \leq X \leq 2.34$ , $F(X)$ peut être approchée par la fonction $F(X) \simeq 0.65 + 1.7(X - 1)$ . . . . .	22
1.14	Profils expérimentaux des composantes horizontale ( $\langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$ , trait mixte) et verticale ( $\langle w \rangle_{\varepsilon t, z}$ , trait noir plein) de la vitesse moyenne redressée. Trait épais rouge modélisation du profil par l'équation (1.34a) superposée sur le profil expérimental pour (a) $Pr_{turb} = 0.1$ et (b) $Pr_{turb} = 1$ . Correspondance des notations : $U_z = \langle w \rangle_{\varepsilon t, z}$ , $U_x = \langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$ . Figure adaptée de la référence [11]. . . . .	23
1.15	À gauche : variation des coefficients de diffusion turbulente (éq. (1.36) et (1.38)) en fonction des nombres de Prandtl turbulent compatibles avec le modèle à deux panaches. À droite : longueurs de mélange correspondantes (éq. 1.39) . . . . .	23
1.16	(a) Schéma de la cellule de convection pour l'étude de la rugosité des plaques. (b) Photo de la plaque inférieure comportant des rugosités en forme de plots carrés de 5 mm de côté et 2 mm de hauteur. . . . .	26
1.17	(a) Paramètre d'asymétrie $\chi$ définie par l'équation (1.43). Figure tracée d'après les données de la référence [30]. (b) Observation d'une transition sur le transfert de chaleur global en présence de la paroi rugueuse pour la grande cellule ( $\Delta$ ). Données comparées à la configuration avec deux parois lisses (*). Les symboles en I sont les barres d'incertitude. Correspondances des notations : $Nu_{global} \rightarrow Nu_H$ et $Ra_{global} \rightarrow Ra_{T,H}$ . Figure extraite de la référence [30]. . . . .	27
1.18	Modèle de transfert thermique sur la cellule avec une paroi rugueuse. . . . .	28
1.19	Nombres de Nusselt relatif à la paroi lisse $Nu_s$ (a) et à la paroi rugueuse $Nu_r$ (b) en fonction du nombre de Rayleigh basé sur le flux de chaleur $Ra_{Q,H}$ . Les nombres de Nusselt sont compensés par des fonctions différentes sur les deux figures. Figures tracées d'après les données de la référence [30] . . . . .	29
1.20	Schématisation de l'écoulement autour des rugosités : $d = 5$ mm, $h_0 = 2$ mm. $U$ est une vitesse caractéristique de l'écoulement moyen (vent) au-dessus des rugosités. Les zones bleues sont à l'abri du vent, les zones blanches sont balayées par le vent. . . . .	31
1.21	Nombre de Nusselt relatif à la surface à l'abri du vent basé sur $2h_0$ calculé à partir de l'équation 1.49. (a) Avant la transition : $\frac{S_{top}}{S_s} = \frac{3}{4}$ et $\frac{S_{bot}}{S_s} = \frac{1}{4}$ . (b) Après la transition : $\frac{S_{top}}{S_s} = \frac{3}{4} + \frac{1}{2}(\zeta - 1)$ et $\frac{S_{bot}}{S_s} = \frac{1}{4} + \frac{1}{2}(\zeta - 1)$ . Figures tracées d'après les données de la référence [30] . . . . .	32
2.1	Présentation de la géométrie du canal vertical et des principales notations. . . . .	38
2.2	(a) Géométrie globale du canal vertical dans la cellule en eau. (b) Schéma de la boucle de refroidissement. Figures extraites de la référence [9]. . . . .	51
2.3	(a) Réseau de capteurs mis en place pour la configuration symétrique. Figure extraite de la référence [9]. (b) Réseau de capteurs mis en place pour la configuration asymétrique. Figure extraite de la référence [30]. . . . .	53
2.4	(a) Schéma illustrant la nécessité d'une inclinaison de la sonde LDV. (b) Schéma de la cellule trapézoïdale placée en face avant. Figures extraites de la référence [9]. . . . .	54

2.5	Observation d'une transition à $x_t = 0.7H$ . (a) Profils de vitesse verticale mesurés dans la moitié gauche du canal. (b) Vitesse maximale, vitesse au centre du canal et écart entre ces deux vitesses en fonction de la hauteur. (c) Profils de température mesurés dans la moitié gauche du canal. (d) Température de la paroi gauche et température au centre du canal en fonction de la hauteur. Figures extraites de la référence [10]. . . . .	56
2.6	Découpage du demi-canal en 7 zones. Figure extraite de la référence [31] . . . . .	57
2.7	Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Les modélisations sont celles de la référence [31], en particulier, on a choisi $\alpha = 2.6$ . . . . .	59
2.8	(a) Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Le paramètre $\alpha$ est donné par l'équation (2.13) et $Ra_s = 1.6 \times 10^{11}$ ( $x_s = 0.4H$ ). (b) Deux distributions possibles pour le flux de chaleur horizontal de la couche limite thermique vers le centre. . . . .	60
2.9	Profils moyens de la composante verticale de vitesse $U$ , du terme croisé du tenseur de Reynolds $\langle u'v' \rangle$ et de la température $T$ . Chaque grandeur est adimensionnée par sa valeur maximale. La ligne en pointillés représente l'épaisseur de la couche limite thermique définie par l'équation (2.7), p.57. (a) $x/H = 0.54$ ( $Ra_x = 7.1 \times 10^{11}$ ), (b) $x/H = 0.79$ ( $Ra_x = 3.2 \times 10^{12}$ ). . . . .	61
2.10	Estimation du gradient longitudinal de pression dans le canal adimensionné par $\frac{\rho U_{\text{entrée}}^2}{H}$ . . . . .	65
2.11	Estimation du terme croisé du tenseur de Reynolds adimensionné par la vitesse en entrée. Les constantes des modèles valables avant (éq. (2.21)) et après (éq. (2.22)) la transition sont respectivement ajustées à : $a = 2/3$ . et $a' = 1$ . . . . .	66
2.12	Échauffement de la paroi (gauche) et profil de vitesse verticale (droite) au cours du temps mesurés à $x/H = 0.75$ . Les profils de vitesse sont moyennés sur $0.73 \leq x/H \leq 0.77$ . . . . .	68
2.13	Moyenne conditionnelle de la température de paroi (a) et du profil de la composante verticale de vitesse (b). Le graphique inséré dans (a) est la comparaison de la température conditionnelle de paroi pour $\vartheta_w = 1.8$ avec le profil théorique obtenu pour une plaque plane en écoulement laminaire. . . . .	70
2.14	Moyenne conditionnelle du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Les expressions $\mathcal{F}_{Ra_x}$ et $\mathcal{G}_{Nu_x}$ sont données dans les équations (2.6.2). L'abscisse 1 correspond à $x = x_s$ . Le calcul des barres d'erreur est décrit dans la référence [33]. . . . .	71
2.15	Moyenne conditionnelle du champ de vitesse en sortie de canal pour une température moyenne de paroi faible (à gauche) et élevée (à droite). La sortie du canal se situe à $x = 611$ mm ; la paroi chaude est à $y = 0$ ; la largeur du canal vaut $b = 40.6$ mm ; l'échelle de couleurs correspond à la composante verticale $\bar{U}$ . . . . .	72
2.16	De gauche à droite : moyennes conditionnelles de la position du maximum de température de paroi $\bar{x}_t$ ; de la température de paroi maximum $\bar{T}_{w,\text{max}}$ ; de la position $\bar{Y}_{\text{cell}}$ des deux cellules contra-rotatives au-dessus du canal ; de l'épaisseur $\bar{Y}_0$ de la couche de fluide ascendante en sortie de canal. Se reporter au texte pour plus de détails. La longueur des barres verticales est égale à deux fois la valeur conditionnelle de l'écart-type des fluctuations. . . . .	73

2.17	À gauche : moyenne conditionnelle du nombre de Rayleigh au point de transition $\overline{x_s} = \overline{x_t}$ pour différentes largeurs de canal en fonction de la température moyenne de la paroi. Le graphique inséré représente la même grandeur en fonction de la température de paroi réduite $\vartheta_w$ (Équation (2.25)). À droite : Histogrammes des valeurs prises par la température moyenne de paroi $\Theta_w(t)$ pour différents rapports d'aspect du canal. L'unité de l'axe vertical est arbitraire. . . . .	74
3.1	(a) Plan du niveau inférieur du logement instrumenté sur le site de Lyon Confluence. W et D repèrent respectivement les fenêtres et les portes. La direction N indique le nord. (b) Installation des 9 capteurs de vitesse, température et direction dans la porte D4 et zoom sur un capteur de sens fixé sur un anémomètre. . . . .	89
3.2	Moyennes du débit de ventilation (a) et de l'écart de température intérieur-extérieur (b) conditionnées par la valeur du vent perpendiculaire à la façade. La longueur des barres verticales est égale à deux fois l'écart-type conditionnel correspondant. Les zones grisées correspondent aux vents faibles. . . . .	90
3.3	Profil de vitesse sur une séquence pour laquelle le vent normal est faiblement positif ( $0.4 \leq W_n \leq 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ ). Les valeurs sont interpolées linéairement entre les points de mesure. On observe clairement des retournements entre 70 et 140 s. . . . .	91
3.4	Modèle générique VGS développé par le LIRIS . . . . .	93

# Dossier Recherche



# Introduction

Depuis mon travail de thèse sur les instabilités thermo-convectives dans un écoulement de Poiseuille-Rayleigh-Bénard, ma recherche a toujours porté sur les transferts thermiques convectifs par des approches expérimentales. Durant mon post-doctorat au laboratoire de Physique de l'ENS-LYON dans l'équipe de Bernard Castaing, j'ai été confronté à la turbulence thermique avec une approche expérimentale étroitement couplée à des modélisations simplifiées. Lors de mon arrivée au CETHIL j'ai voulu conserver cette approche pour des configurations académiques d'écoulements de convection naturelle inspirées de systèmes réels. Après ces années de recherche au CETHIL, l'objet réel en tant que tel m'apparaît actuellement comme une configuration d'étude pertinente dans la mesure où il est possible de tirer partie de l'absence d'hypothèses sur l'importance de l'un ou l'autre des multiples paramètres intervenant dans ces systèmes.

Au CETHIL, j'ai travaillé principalement au sein de la thématique *Énergétique des systèmes solaires* puis dans le groupe *Solaire thermique et photovoltaïque* (STEP) avec Christophe Ménézo (MCF univ. Lyon 1 puis Chaire INSA-EDF), Stéphanie Giroux-Julien (MCF univ. Lyon1), Mohamed Amara (CR CNRS) et Shihe Xin (Pr. INSA-LYON). Pour réaliser ce travail, j'ai co-encadré deux thèses de doctorat qui étaient dirigées par Christophe Ménézo mais pour lesquels j'ai été l'encadrant principal – Christophe Daverat (11/2008 - 10/2012) et Yiqin Li (10/2012-01/2016) – ainsi que dix stagiaires de Master 2 ou de dernière année d'école d'ingénieur.

Pour rédiger ce mémoire, j'ai choisi de faire un rendu scientifique des études avec parfois la volonté d'aller plus loin que ce qui a été fait ou de présenter différemment les résultats. En effet, si une HDR est faite pour reconnaître un travail d'encadrement, j'ai voulu souligner l'importance de l'appui scientifique que représente l'encadrant·e. Celui-celle-ci doit certes indiquer des directions de recherche mais également être pourvoyeur·se d'idées de développements, donner des solutions de déblocage et finalement être aussi la mémoire des connaissances et du savoir-faire d'un travail à l'autre. Ainsi, je conçois le travail d'encadrement comme un appui qui s'efface progressivement à mesure que le-la doctorant·e monte en compétences jusqu'à devenir autonome sur le sujet. Par conséquent, un suivi de thèse conduit également à une progression scientifique de l'encadrant·e dont j'ai souhaité rendre compte dans ce mémoire.

Le bilan du travail réalisé est présenté de la configuration la plus amont vers la plus avale qui représente également un cheminement scientifique où la présence des contraintes liées à l'application devient un atout plutôt qu'une complexité supplémentaire. Ainsi, la première partie sur la convection en milieu fermé porte sur mon travail de post-doctorat, puis la convection naturelle en canal représente la majeure partie de ma recherche au CETHIL et enfin la convection dans les systèmes réels est une approche que j'ai entamée ensuite et qui est appelée à se prolonger.



# Convection naturelle en milieu fermé

La convection naturelle désigne le mouvement d'un fluide soumis à des inhomogénéités d'origine thermique du champ de densité. Pour la plupart des fluides, la densité diminue avec la température<sup>1</sup> et par conséquent les particules de fluide chaud dans un environnement plus froid ont un mouvement ascendant et vice-versa. Dans la nature, on observe de multiples manifestations de ce phénomène, à grande échelle dans l'atmosphère ou dans le manteau terrestre<sup>2</sup> mais aussi dans la vie de tous les jours avec l'élévation de la fumée issue d'une combustion ou les mouvements d'air au-dessus d'un radiateur. Ce mouvement de fluide sous l'effet d'une élévation de température est universellement utilisé pour répartir la chaleur dans des grands volumes (chauffage situé près du sol, climatisation située au plafond), pour refroidir des systèmes mécaniques (moteur, machines-outils) ou pour geler les mouvement du fluide (ballon d'eau chaude). Par conséquent, la convection naturelle a fait l'objet de très nombreuses études depuis les travaux du physicien français Henri Bénard dans les années 1900. À l'heure actuelle, si l'on maîtrise la plupart de ces applications, la convection naturelle reste un sujet d'étude pour deux raisons principales. Tout d'abord, ce mode de transfert qui intervient quasiment systématiquement dans les systèmes dissipant de l'énergie (échange carcasse-moteur, par exemple), est bien souvent le maillon faible avec un impact fort sur le dimensionnement des systèmes (grandes surfaces d'échange, température de fonctionnement élevée). Avec la tendance à la miniaturisation des objets, la gestion thermique devient un enjeu de fiabilité. De plus, la convection naturelle est également un vecteur simple et économique de chaleur qui aujourd'hui trouvent de nouvelles applications. Ainsi, dans une perspective actuelle de réduction des consommations énergétiques, toute valorisation d'énergie est à explorer. Or pour des systèmes qui consomment peu (bâtiment à consommation énergétique proche de zéro) ou pour l'optimisation de systèmes (rafraîchissement passif de panneaux photovoltaïques), la maîtrise de la convection naturelle redevient un enjeu pour l'amélioration des performances. La seconde raison de l'intérêt actuel pour l'étude de la convection naturelle tient au fait que ces écoulements restent des paradigmes pour l'étude de la dynamique de système non-linéaires. Ainsi, en parallèle des études menées sur des systèmes réels ou des configurations plus ou moins proches de la réalité, la recherche sur des écoulements types afin de dégager des lois aussi générales que possibles est toujours restée active. Ainsi, l'écoulement de Rayleigh-Bénard est un cas d'école qui est au cœur de très nombreuses études ces dernières décennies notamment pour la recherche sur les systèmes dynamiques et la convection thermique turbulente.

---

1. Avec une exception notable pour l'eau entre 0 et 4 °C

2. Pour une description de la convection dans le manteau terrestre, se reporter à l'article <http://planet-terre.ens-lyon.fr/article/convection-mantellique-tectonique-plaques.xml> de l'excellent site Planet-Terre de l'ENS-LYON. Page consultée en février 2017.

## 1.1 Présentation de l'écoulement de Rayleigh-Bénard

Un écoulement de Rayleigh-Bénard est un écoulement fermé qui se développe entre deux plaques horizontales et parallèles, avec un chauffage de la plaque inférieure et un refroidissement de la plaque supérieure. Il existe bien-sûr de nombreuses variantes de cet écoulement selon la forme et les dimensions de la cellule contenant le fluide, du type de conditions aux limites thermiques appliquées sur les parois et des propriétés radiatives du fluide utilisé. La configuration la plus simple est celle d'un fluide entre deux plaques horizontales soumis à une différence de température imposée. D'un point de vue expérimentale, la situation conduisant au plus faible nombre de paramètres est une cellule cylindrique remplie d'un fluide considéré comme opaque au rayonnement infrarouge, de rapport d'aspect 1, soumise à une différence de température imposée et dont la surface latérale est adiabatique. La figure 1.1 montre les deux géométries cylindrique

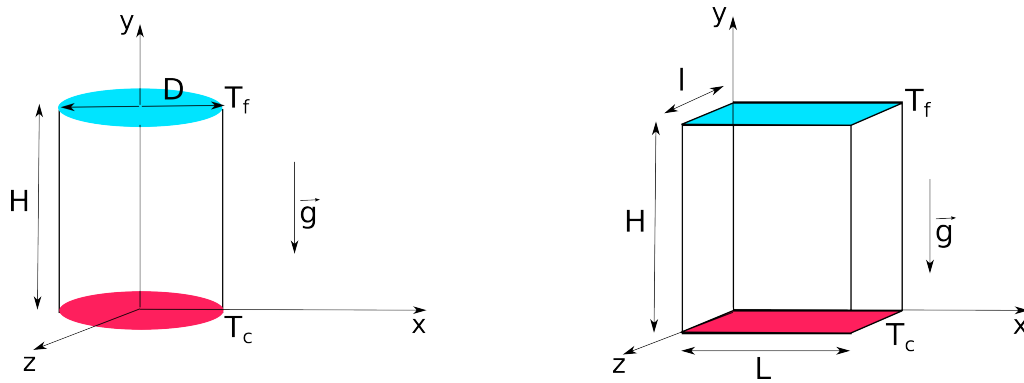


FIGURE 1.1 – Écoulement de Rayleigh-Bénard : géométries cylindrique et parallélépipédique.

et rectangulaire classiquement étudiées. Dans le repère  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ ,  $\vec{y}$  est la verticale ascendante,  $H$  est la hauteur de la cellule,  $D$  est le diamètre dans la configuration cylindrique,  $L \times l$  est l'aire de la section rectangulaire. On considère un fluide newtonien pour lequel on note respectivement  $\beta$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$ ,  $C_p$ ,  $\varrho$ ,  $\nu$ , le coefficient d'expansion isobare, la conductivité thermique, la diffusivité thermique, la capacité calorifique isobare, la masse volumique et la viscosité cinématique. On note  $\vec{g}$  l'accélération de la pesanteur,  $T_c$  et  $T_f$  sont respectivement les températures des parois basse et haute. On a  $\Delta T = T_c - T_f \geq 0$ .

La plupart des études se placent dans le cadre de l'hypothèse d'Oberbeck-Boussinesq (appelée aussi hypothèse de Boussinesq) valable pour les petits écarts de température. Plus précisément, on suppose que la masse volumique dépend linéairement de la température selon l'équation (1.1) et que toutes les autres propriétés du fluide sont constantes.

$$\varrho(T) = \rho [1 - \beta(T - T_{\text{ref}})] \quad (1.1)$$

Dans l'équation (1.1),  $\rho$  est la masse volumique du fluide à la température de référence  $T_{\text{ref}}$ . De plus, dans l'équation de quantité de mouvement, la variation de masse volumique avec la température est uniquement prise en compte dans le poids du fluide. Pour plus de détails sur la description de l'hypothèse d'Oberbeck-Boussinesq, le lecteur trouvera une description détaillée dans le cas des gaz parfaits dans l'article de revue [7]. Concernant le domaine de validité de cette hypothèse, l'article de Gray et Giorgini [12] donne des valeurs pour l'air et l'eau. La table 1.1 donne quelques valeurs de l'écart  $T - T_{\text{ref}}$  admissible pour que l'erreur induite par l'hypothèse reste inférieure à 10%. Le domaine de validité est également conditionné par une

$T_{\text{ref}} \text{ (}^\circ\text{C)}$	eau	air
15	0.6	28.8
35	3.4	30.8
55	6.8	32.8
75	9.9	34.8

TABLE 1.1 – Validité de l'hypothèse d'Oberbeck-Boussinesq pour l'air et l'eau : valeurs en  $^\circ\text{C}$  de l'écart  $T - T_{\text{ref}}$  admissible pour une l'erreur inférieure à 10%. Calculs effectués à partir de l'article de Gray et Giorgini [12] et valables pour des hauteurs de fluide limitées à 10 m pour l'eau et 100 m pour l'air.

hauteur maximale au delà de laquelle les variations de densité dues à la pression ne sont plus négligeables. Pour les fluides classiques, cette hauteur maximale reste très supérieure au mètre.

Par conséquent, dans le cadre de cette hypothèse, l'écoulement de Rayleigh-Bénard représenté sur la figure 1.1 dépend au minimum de 8 paramètres :  $H$ ,  $\Delta T$ ,  $Q$ ,  $\beta g \Delta T$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$ ,  $\rho$ ,  $\nu$ , où  $Q$  est le flux de chaleur vertical (en W) échangé entre les deux parois et  $\beta g \Delta T$  est la gravité réduite (Éq. (1.1)). À cette liste, il convient d'ajouter les autres dimensions de la cellule. Par une analyse dimensionnelle, on montre facilement qu'en plus des rapports d'aspect caractérisant la géométrie de la cellule, ce problème est caractérisé par quatre nombres sans dimension :

$$\text{Rapports d'aspect} \quad \Gamma_L = \frac{L}{H} \text{ et } \Gamma_l = \frac{l}{H} \quad (1.2a)$$

$$\text{Nombre de Prandtl} \quad Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (1.2b)$$

$$\text{Nombre de Nusselt} \quad Nu_H = \frac{QH}{\lambda \Delta T l L} \quad (1.2c)$$

$$\text{Nombre de Rayleigh} \quad Ra_{T,H} = \frac{g \beta \Delta T H^3}{\nu \kappa} \quad (1.2d)$$

$$Ga = \frac{\beta g H}{C_p} \quad (1.2e)$$

Les rapports d'aspect donnés correspondent à la configuration parallélépipédique. Le nombre de Prandtl compare les capacités de diffusion moléculaire de la quantité de mouvement et de la chaleur. Il est considéré constant dans l'écoulement lorsque l'on se place sous l'hypothèse d'Oberbeck-Boussinesq. La définition du nombre de Nusselt donnée par l'équation (1.2c) correspond à une cellule parallélépipède. Il caractérise l'échange thermique en comparant le flux de chaleur échangé entre les plaques au flux conductif que l'on aurait sans convection. Ce nombre peut également être vu comme un coefficient d'échange adimensionné. Le nombre de Rayleigh est le rapport entre la force d'Archimède qui engendre le mouvement et les effets diffusifs qui s'y opposent. Quant au nombre, noté  $Ga$ , il caractérise le seuil de gradient de température en dessous duquel il est impossible d'observer des mouvements de convection, y compris dans un fluide parfait. En effet, dans une couche de fluide, un déplacement vers le haut d'une particule s'accompagne d'une décompression et donc d'un refroidissement qui peut stopper la convection si le gradient de température est trop faible (voir par exemple Landau et Lifchitz § 4 [20]). Ce gradient de température minimal, appelé gradient adiabatique, vaut environ  $10 \text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$  pour

l'air. Il est à prendre en compte uniquement dans les colonnes de fluide de grande hauteur ce qui est hors du champ d'étude considéré dans ce document.

## 1.2 Position du problème

Le travail de recherche sur l'écoulement de Rayleigh-Bénard est extrêmement dense comme en témoigne les nombreux articles de revue parus ces vingt dernières années [2, 3, 7, 23]. L'objectif de cette partie n'est pas de retracer de façon exhaustive les résultats de la littérature mais plutôt de donner une vue synthétique de la physique de l'écoulement et des résultats qui en découlent. Dans ce document, on se place en régime turbulent, c'est-à-dire que les fluctuations de vitesse et/ou de température jouent un rôle dans l'écoulement et leur amplitude n'est pas petite devant celle de l'écoulement moyen, typiquement, on se place à des nombres de Rayleigh  $Ra_{T,H}$  supérieur à  $10^6$  [19].

### 1.2.1 Convection turbulente - $Ra_{T,H} \leq 10^{11}$

Hormis les travaux pionniers d'Henri Bénard et Lord Rayleigh, les premières études expérimentales et théoriques sont dues à Malkus en 1954 [24, 25]. Son dispositif est une cellule cylindrique de 10 cm de diamètre avec une hauteur variable de 1.3 mm à 20.3 cm de hauteur et deux fluides sont utilisés : l'eau et l'acétone. Ceci permet de balayer une gamme de nombres de Rayleigh sur environ 7 décades ( $10^3 \lesssim Ra_{T,H} \lesssim 10^{10}$ ) sur laquelle les mesures se rassemblent sur une loi de puissance du type :

$$Nu_H = aRa_{T,H}^b \quad (1.3)$$

avec  $a = 0.085 \pm 0.05$  et  $b = 0.325 \pm 0.005$ . Dans son article théorique [25], Malkus valide ses résultats via une analyse de stabilité linéaire en considérant l'écoulement moyen comme solution de base. Si le modèle théorique utilisé peut être remis en cause, le résultat est une assez bonne prédiction à ces niveaux de nombre de Rayleigh. En effet, si l'on revient aux variables dimensionnées, un exposant de  $1/3$  dans l'équation (1.3) conduit à un flux de chaleur indépendant de la hauteur de la cellule. Comme l'essentiel du gradient de température moyenne est observé dans les couches limites thermiques, cela revient à considérer que celles-ci ne s'influencent pas mutuellement.

Quelques décennies plus tard, Castaing *et al.* [5] étudient le transfert thermique dans une cellule cylindrique de 8.7 cm de diamètre et de rapport d'aspect 1 contenant de l'hélium gazeux à 5 K qui permet de balayer une large gamme de nombres de Rayleigh  $10^6 \lesssim Ra_{T,H} \lesssim 10^{12}$ . La relation Nusselt-Rayleigh suit de façon remarquable une loi de puissance ( $a = 0.23 \pm 0.03$ ,  $b = 0.28 \pm 0.006$ ) sur toute la gamme et cette valeur est justifiée théoriquement par Shraiman et Siggia [28] qui trouvent la loi :

$$Nu_H = 0,27Ra_{T,H}^{2/7}Pr^{-1/7} \quad (1.4)$$

en se basant sur une étude des ordres de grandeur dans l'écoulement. Ces deux articles marquent le début d'une activité de recherche très abondante pour analyser les régimes d'écoulement et les transferts thermiques associés à très grands nombre de Rayleigh ( $Ra_{T,H} \gtrsim 10^7$ ) avec en ligne de mire l'observation du régime ultime prédit par Kraichnan en 1962 [18] qui sera décrit plus loin. En réalité, cette effervescence a tout d'abord mis à jour l'importance de paramètres, de phénomènes conduisant à des observations différentes pour des écoulements qui étaient initialement réputés identiques. Par exemple, la réalisation expérimentale des conditions aux limites avec une conductivité finie des parois haute et basse [4, 8, 35] ou la conduction de la chaleur

dans les parois latérales [1, 34], peut dans certains cas influencer le transfert de chaleur observé et nécessiter des corrections pour pouvoir comparer les expériences entre elles. Ainsi, en recalculant précisément les propriétés de l'hélium et en prenant en compte le transfert thermique dans les parois latérales, Roche *et al.* [27] corrigent les données expérimentales de Castaing *et al.* [5] conduisant à la loi de puissance

$$Nu_H = 0,1 Ra_{T,H}^{0,31} \quad (1.5)$$

valable sur la gamme  $10^8 \leq Ra_{T,H} \leq 10^{11}$  à 10% près. À l'heure actuelle, la communauté scientifique s'accorde à dire que l'écoulement de Rayleigh-Bénard suit cette loi de puissance dans cette gamme nombre de Rayleigh (voir par exemple [7], figure 9). Par conséquent on retombe sur un régime en puissance 1/3 où les couches limites thermiques sont indépendantes c'est-à-dire que le transfert thermique est similaire à celui observé au-dessus d'une plate horizontale chauffée dans un milieu infini en régime turbulent [21].

Cependant, ce régime de couches limites séparées n'est pas le régime asymptotique lorsque le nombre de Rayleigh tend vers l'infini. En effet, les observations révèlent que l'écoulement de Rayleigh-Bénard s'accompagne de la formation d'un écoulement à grande échelle nommé Large Scale Circulation (LSC) ou Wind dans les articles [2, 17]. Cet écoulement est le résultat de l'émission de panaches chauds (resp. froids) qui se détachent de la paroi basse (resp. haute) et qui transportent la chaleur et créent un écoulement moyen cohérent à l'échelle de la cavité. Ces émissions étant d'autant plus intenses que le transfert de chaleur augmente, on s'attend donc pour des nombres de Rayleigh suffisamment grand à ce que cet écoulement à grande échelle crée une connexion entre les couches limites haute et basse qui ne devraient plus être indépendantes l'une de l'autre.

### 1.2.2 À la recherche du régime ultime

Un argument simple et intuitif permet de déterminer les lois de puissances caractérisant ce régime à très grand nombre de Rayleigh : le *régime ultime*. Pour cela, il est nécessaire d'introduire l'échelle de vitesse  $U(z)$  caractéristique de l'écoulement à grande échelle qui est l'ordre de grandeur de la composante horizontale de la vitesse, mesurée à l'altitude  $z$ , entre la couche limite visqueuse basse et le centre de la cavité (figure 1.2a). En réalité, pour des raisons de symétrie, si un écoulement de grande échelle est observé alors dans le cas d'une cellule parallélépipédique (resp. cylindrique) l'écoulement tournant en sens contraire (resp. tournant autour de l'axe de la cellule) sera aussi observé et par conséquent cela peut affecter le calcul de la valeur moyenne  $U(z)$ . Cependant, le temps caractéristique de variation de  $U(z)$  est très grand par rapport aux temps caractéristiques des fluctuations [2]. On a donc une séparation possible des échelles temporelles et dans toute la suite, on mènera les analyses en considérant  $U(z)$  indépendant du temps. L'ajout de ce paramètre dans l'analyse dimensionnelle faite au paragraphe § 1.1 introduit le nombre de Reynolds comme nouveau paramètre de sortie :

$$Re_H = \frac{UH}{\nu}. \quad (1.6)$$

De façon phénoménologique, une augmentation importante du nombre de Rayleigh se traduit par un amincissement simultané de la couche limite thermique à cause de l'augmentation du transfert thermique et de la couche limite dynamique de par l'intensification de la circulation à grande échelle. Par conséquent, l'impact des effets diffusifs localisés dans les couches limites devraient diminuer et l'on peut s'attendre à un régime inertiel, c'est-à-dire un régime d'écoulement indépendant de la viscosité cinématique et de la diffusivité thermique. Ainsi, en première

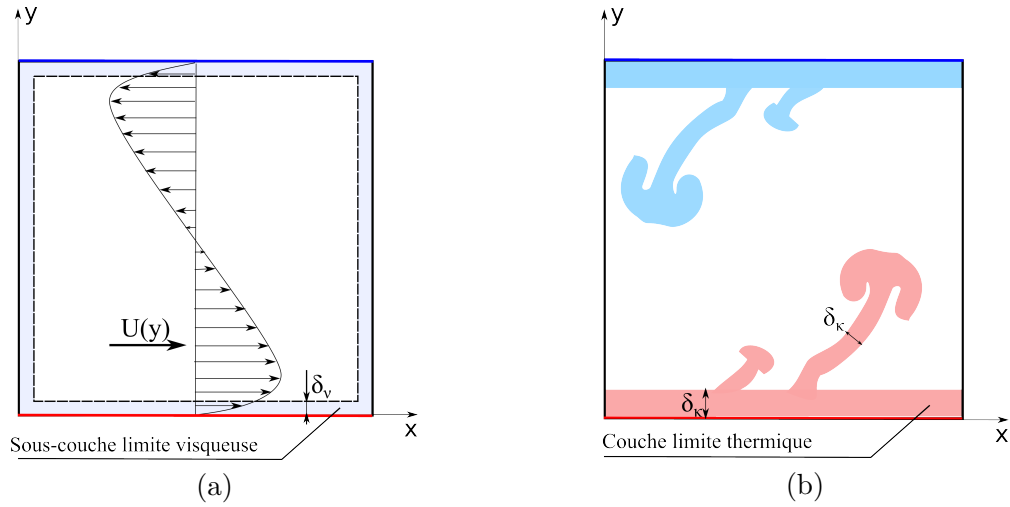


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de la structuration spatiale de l'écoulement Rayleigh-Bénard en cellule parallélépipédique. (a) Circulation à grande échelle d'après les figures 5 réf. [33] et 2a réf. [2]. (b) Panaches thermiques d'après la figure 2a réf. [2].

approximation, le régime ultime est caractérisé par les lois de puissances suivantes :

$$Nu_H \simeq (Ra_H Pr)^{1/2}, \quad (1.7a)$$

$$Re_H Pr \simeq (Ra_H Pr)^{1/2}, \quad (1.7b)$$

qui sont les seules lois de puissances indépendantes des coefficients de transport.

Plus précisément, dans ce régime ultime dans la limite des très grands nombres de Rayleigh, le mouvement d'ensemble est tel que les couches limites dynamiques transitent à la turbulence avec la formation d'une couche limite dynamique logarithmique conduisant à des corrections logarithmiques des équations (1.7). Ce régime initialement prédit par Kraichnan en 1962 [18] a donné lieu à une littérature abondante détaillant les ordres de grandeur afin de justifier les observations qui divergent pour des nombres de Rayleigh au delà de  $10^{11}$  (voir par exemple [7], figure 9).

Pour comprendre la phénoménologie, nous nous baserons sur les études de Grossmann et Lohse [13–15]. Ces études sont basées sur l'estimation des phénomènes de dissipation dans l'écoulement. Plus précisément, on distingue deux types de dissipation, d'une part, l'énergie introduite est dissipée sous forme de chaleur par les plus petites structures de l'écoulement sous l'effet de la viscosité et d'autre part, pour les écoulements anisothermes, le mélange inhérent à ce type d'écoulement tend à atténuer les gradients de température. Ces phénomènes sont quantifiés par les équations de l'énergie cinétique et du carré de la température qui font apparaître des termes de dissipation de l'énergie  $\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)^2$  et d'atténuation des fluctuations de température  $\kappa \left(\frac{\partial \theta}{\partial x_j}\right)^2$ , ce dernier étant couramment (mais improprement) appelé dissipation thermique. L'intégration en temps et en espace de ces équations permet d'obtenir l'expression exacte de la moyenne de

chacun de ces termes notée respectivement  $\varepsilon_\nu$  et  $\varepsilon_\kappa$  :

$$\varepsilon_\nu \doteq \nu \left\langle \left( \frac{\partial u_i}{x_j} \right)^2 \right\rangle_{V,t} = \frac{\nu^3}{H^4} Ra_{T,H} (Nu_H - 1) Pr^{-2} \quad (1.8a)$$

$$\varepsilon_\kappa \doteq \kappa \left\langle \left( \frac{\partial \theta}{x_j} \right)^2 \right\rangle_{V,t} = \frac{\kappa \Delta T^2}{H^2} Nu_H \quad (1.8b)$$

où  $\langle \rangle_{V,t}$  représente la moyenne dans le temps et sur le volume de la cavité.

Dans les travaux de Grossmann et Lohse [13, 14], les couches limites sont supposées laminaires et les dissipations sont calculées comme la somme de contributions provenant des couches limites (CL) et du cœur (Co) de l'écoulement selon une géométrie présentées dans les figures 1.2.

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_{\nu,CL} + \varepsilon_{\nu,Co} \quad (1.9a)$$

$$\varepsilon_\kappa = \varepsilon_{\kappa,CL} + \varepsilon_{\kappa,Co} \quad (1.9b)$$

On note  $\delta_\nu$  l'épaisseur de la sous-couche visqueuse où les effets visqueux dominent :

$$\delta_\nu \doteq \frac{\nu}{u_w} \text{ avec } u_w = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (1.10)$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de friction à la paroi et  $u_w$  est la vitesse de friction qui est de l'ordre de grandeur des fluctuations de vitesse au sommet de la couche limite. On définit également l'épaisseur de la sous-couche limite thermique conductive qu'on appellera ici couche limite thermique  $\delta_\kappa$  où le transfert de chaleur perpendiculaire à la paroi est dominé par la conduction :

$$\delta_\kappa \doteq \frac{\lambda \Delta T}{2q_w} = \frac{H}{2Nu_H} \quad (1.11)$$

L'estimation des dissipations dans les couches limites va dépendre selon que la couche limite thermique est contenu (cas de grands nombres de Prandtl) ou contient (cas des petits nombres de Prandtl) la sous-couche limite visqueuse. En considérant que les dissipations visqueuse et thermique sont dominées par leur contribution provenant des couches limites ou du cœur, Grossmann et Lohse obtiennent 4 cas limites avec pour chacun la différenciation entre grand et petit nombre de Prandtl. À partir de ces cas limites, ils construisent des relations composites pour retrouver les données de la littérature. À grand nombre de Rayleigh, il est attendu que les dissipations soient dominées par leur contribution provenant du cœur de l'écoulement et l'étude [13] conduit exactement aux relations simples (1.7). Dans l'article [14], ce même type d'analyse est repris en séparant les contributions des panaches, vus comme des morceaux de couche limite thermique qui se détachent de la paroi, et du fond turbulent. Finalement, l'étude de 2011 [15] achève cette modélisation en considérant la couche limite dynamique turbulente avec un profil logarithmique et trois transferts thermiques possible dans la couche limite thermique : laminaire<sup>3</sup> dominé par les panaches, laminaire dominé par les fluctuations ou turbulent. Lorsque que les couches limites dynamique et thermique sont turbulentes, on se trouve alors dans le cas du régime ultime avec exactement la relation 1.7b pour le nombre de Reynolds. Pour le nombre de Nusselt, on retrouve l'équation 1.7a avec une correction logarithmique :

$$Nu_H = (Ra_{T,H} Pr)^{1/2} \frac{1}{\bar{\kappa}} \left( \frac{u_w}{U} \right)^3 \ln \left( Re_H \frac{u_w}{U} \frac{1}{b} \right) \quad (1.12)$$

3. La coexistence d'une couche limite dynamique turbulente avec une couche limite thermique laminaire est possible à très petits nombre de Prandtl. Dans ce cas, malgré les fluctuations de vitesse le transfert par conduction reste dominant du fait de la très grande diffusivité thermique.

où  $\bar{\kappa}$  est la constante de von Kármán, et où la loi logarithmique des vitesses a été étendue jusqu'au centre de la cellule. Ainsi, dans l'équation (1.12),  $U$  est la vitesse parallèle à la paroi au-dessus de la couche limite et  $b$  est une constante issue de la loi logarithmique classique des vitesses. Pour faciliter la comparaison avec les expériences, l'équation (1.12) est approchée par une loi de puissance simple :

$$Nu_H \simeq Ra_{T,H}^{\gamma_{eff}} \quad (1.13a)$$

$$Re_H \simeq Ra_{T,H}^{\xi} \quad (1.13b)$$

avec  $0.35 \leq \gamma_{eff} \leq 0.42$  et  $\xi = 0.50$ . L'observation expérimentale de cette transition au régime ultime a été annoncée pour  $Ra_{T,H} \simeq 10^{11}$  dès 1997 par Chavanne *et al.* [6] qui on travaillé dans une cellule cylindrique de rapport d'aspect  $\Gamma = 0.5$  contenant de l'hélium gazeux. Bien que cette observation fasse état d'une relation Nusselt-Rayleigh avec un exposant de 0.38 compatible avec le modèle de Grossmann et Lohse (éq. 1.13a), les avis restent partagés sur la possibilité d'une transition à un nombre de Rayleigh aussi faible. En effet, depuis la transition au régime ultime a également été annoncée par He *et al.* [16] en 2012 dans une cellule cylindrique de rapport d'aspect  $\Gamma = 0.5$  contenant du SF6 sous pression. Les mesures montrent une transition sur une décade et demie  $10^{13} \leq Ra_{T,H} \leq 5 \times 10^{14}$  avec des exposants effectifs  $\gamma_{eff} = 0.38$  et  $\xi = 0.5$ . Cependant, les conditions d'observations de ce régime suscitent toujours des débats comme en témoigne la référence [29] ...

## 1.3 Convection au cœur de l'écoulement

Suivant l'idée intuitive que le régime ultime correspond à un écoulement de convection dominé par la turbulence en dehors des couches limites, Lohse et Toschi [22] simulent numériquement, en 2003, un écoulement dans un champ de gravité soumis à un gradient de température moyen et dont les conditions limites sont périodiques. Ils retrouvent les relations du régime ultime sans la correction logarithmique (éq. 1.7) ce qui est consistant avec les hypothèses du calcul. À partir de cette même idée, l'équipe de Bernard Castaing entreprend la construction d'un dispositif expérimental permettant de s'affranchir de l'effet des couches limites haute et basse. Lors de mon arrivée au laboratoire de physique de l'ENS-LYON en 2004, le dispositif était construit et allait faire l'objet de la thèse de Mathieu Gibert [9].

### 1.3.1 Un dispositif expérimental original

Pour réaliser un écoulement de convection naturelle indépendant des couches limites, l'équipe de Bernard Castaing s'est inspiré de la convection observée dans les puits de mines [26]. Dans une cellule de Rayleigh-Bénard parallélepédique de 40 cm pour une section de  $40 \times 10 \text{ cm}^2$ , deux obstacles sont introduits afin de créer un canal vertical situé entre deux zones tampons (figure 1.3). La géométrie impose que le transport du flux de chaleur passe dans le canal central connecté en entrée (resp. sortie) à une zone tampon chaude (resp. froide). Par conséquent, le rétrécissement joue le rôle de résistance thermique entre les zones tampons créant un gradient vertical de température le long du canal au lieu d'un gradient confiné dans les couches limites. On a ainsi créé une zone traversée par un flux de chaleur, «sans» couches limites chaude et froide. Ce gradient est mesuré expérimentalement à l'aide de 4 thermistances connectées en pont de Wheaston donnant un signal proportionnel à l'écart de température entre les branches haute et basse du support en I (figure 1.3, droite). La figure 1.4 montre le signal de sortie du pont de Wheaston au cours du temps pour différentes puissances. La ligne rouge représente la

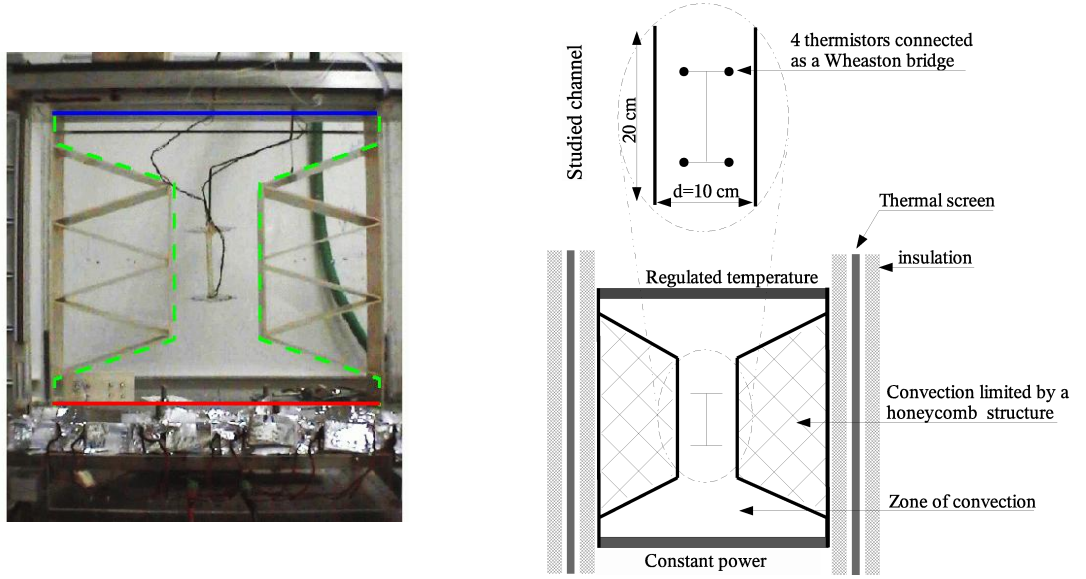


FIGURE 1.3 – Dispositif pour l'étude de la convection naturelle au cœur de l'écoulement. À gauche, photo de la cellule sans écran thermique, les parois chaude et froide étant indiquées respectivement en rouge et en bleu. À droite, schéma du dispositif avec au-dessus un zoom sur la zone d'étude.

valeur moyenne. Le gradient de température mesuré étant très faible, le nombre de Prandtl est supposé constant dans le canal et peut être modifié d'une expérience à l'autre en jouant sur la température moyenne du fluide. Ainsi pour l'eau, le nombre de Prandtl varie de 7.0 à 3.6 entre 20 et 50 °C.

### 1.3.2 Définition d'une longueur naturelle

Si l'on considère le cas académique d'un canal infiniment long, l'écoulement est caractérisé par les propriétés du fluide, la puissance injectée dans le canal  $\mathcal{P}$ , le gradient de température vertical  $G_T$  et le côté  $d$  de la section carrée comme schématisé sur la figure 1.5. Les nombres sans dimensions sont donc définis par :

$$Nu_{G_T} = \frac{\mathcal{P}}{\lambda G_T d^2} \quad (1.14a)$$

$$Ra_{G_T, l} = \frac{g \beta G_T l^4}{\nu \kappa} \quad (1.14b)$$

$$Re_{v, l} = \frac{v l}{\nu} \quad (1.14c)$$

où  $l$  et  $v$  sont une longueur et une vitesse caractéristiques de l'écoulement dans le canal. Si l'on décompose le champ de vitesse et de température comme la somme d'une moyenne sur la section et sur le temps et d'une partie fluctuante, le flux de chaleur vertical dans une section du canal s'écrit :

$$\mathcal{P} = \rho C_p \langle v' \theta' \rangle_{S, t} S + \lambda G_T S \quad (1.15)$$

où  $v'$  et  $\theta'$  sont respectivement les fluctuations de la composante verticale de vitesse et de la température et  $S = d^2$  est la section du canal. Cette équation tient compte du fait que la

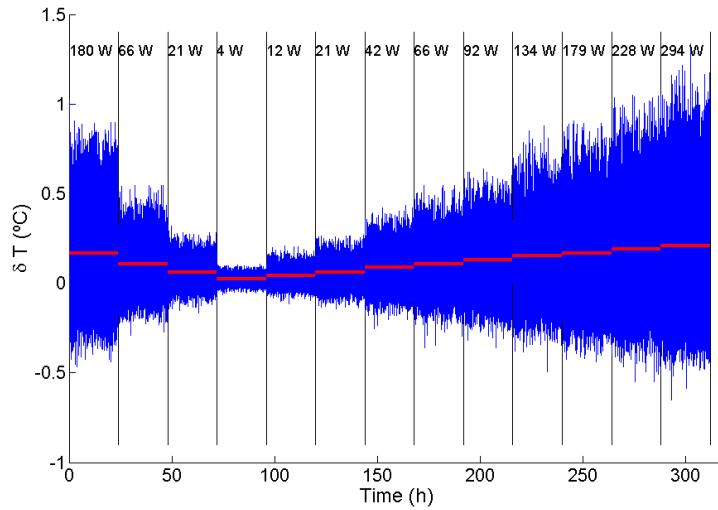


FIGURE 1.4 – Mesure d'écart de température dans le canal au cours du temps pour différentes puissances de chauffage. Mesures instantanées (en bleu) et valeurs moyennes (en rouge).

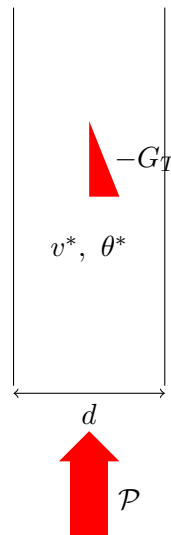


FIGURE 1.5 – Paramètres définissant l'écoulement dans le canal.  $G_T$  est défini comme la valeur absolue du gradient vertical de température.

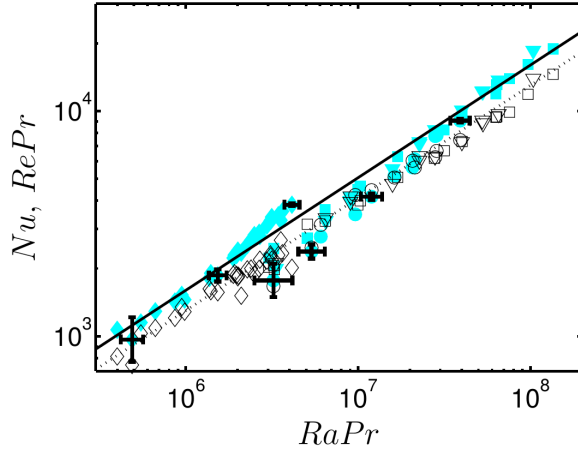


FIGURE 1.6 – Évolutions des nombres de Nusselt (symboles pleins) et de Reynolds (symboles vides) en fonction du nombre de Rayleigh.  $\circ$   $Pr = 6,6$ ;  $\nabla$   $Pr = 5,3$ ;  $\square$   $Pr = 4,1$ ;  $\diamond$   $Pr = 6$ . La droite en trait continu représente  $Nu = 1,6\sqrt{RaPr}$  et celle en pointillés représente  $RePr = 1,3\sqrt{RaPr}$ . Figure extraite de la référence [11]. Correspondance des notations :  $Nu \rightarrow Nu_{G_T}$ ,  $Ra \rightarrow Ra_{G_T, L_n}$ ,  $Re \rightarrow Re_{v^*, L_n}$ .

composante moyenne du champ de vitesse est nulle sur la section. À partir de la définition du nombre de Nusselt (éq. (1.14a)), et de l'équation (1.15) on a :

$$\begin{aligned} Nu_{G_T} - 1 &= \frac{\langle v'\theta' \rangle_{S,t}}{\kappa G_T} \\ &= C_{v\theta} \frac{v^*\theta^*}{\kappa G_T} \end{aligned} \quad (1.16)$$

où  $C_{v\theta}$  est le coefficient de corrélation de  $\theta'$  et  $v'$ ,  $v^{*2} = \langle v'^2 \rangle_{S,t}$  et  $\theta^{*2} = \langle \theta'^2 \rangle_{S,t}$  sont les variances de la vitesse verticale et de la température. La composante moyenne de la vitesse étant nulle, il apparaît raisonnable de choisir  $\mathbf{v} = v^*$  comme échelle caractéristique pour définir le nombre de Reynolds. De plus, l'équation (1.16) fait apparaître le rapport des fluctuations de température avec le gradient moyen comme une échelle de longueur typique de l'écoulement.

$$L_n = \frac{\theta^*}{G_T} \quad (1.17)$$

On appellera *longueur naturelle* cette échelle caractéristique. Les définitions des nombres de Rayleigh (éq. (1.14b)) et de Reynolds (éq. (1.14c)) deviennent alors :

$$Ra_{G_T, L_n} = \frac{g\beta G_T L_n^4}{\nu\kappa} \quad (1.18a)$$

$$Re_{v^*, L_n} = \frac{v^* L_n}{\nu} \quad (1.18b)$$

L'équation (1.16) s'écrit alors :

$$Nu_{G_T} - 1 = C_{v\theta} Re_{v^*, L_n} Pr \quad (1.19)$$

Si le coefficient de corrélation des fluctuations de vitesse et de température est constant, on retrouve la relation en les nombres de Nusselt et de Reynolds prévue par le modèle de Kraichan (sans la correction logarithmique) donné par les équations 1.7. Ceci est lié au fait que l'expérience proposée (figure 1.3) est construite pour s'affranchir des couches limites thermiques en créant un écoulement piloté par un gradient de température  $G_T$  plutôt qu'un écart de température  $\Delta T$ . La validation expérimentale est présentée dans les articles [10, 11, 32]. Ainsi la figure 1.6, extraite de la référence [11], montre l'évolution des nombres de Nusselt et de Reynolds<sup>4</sup> en fonction du

4. Pour l'estimation de  $v^*$ , se reporter à la référence [11]

nombre de Rayleigh lorsque ceux-ci sont définis à partir de la longueur naturelle  $L_n$  (éq. 1.17). De ces résultats sont extraites les lois de puissances suivantes :

$$Nu_{GT} \simeq 1,6\sqrt{Ra_{GT,L_n} Pr} \quad (1.20a)$$

$$Re_{v^*,L_n} Pr \simeq 1,3\sqrt{Ra_{GT,L_n} Pr} \quad (1.20b)$$

La combinaison de ces deux équations conduit à  $Nu_{GT} \simeq 1.2Re_{v^*,L_n} Pr$ . Si on néglige le terme constant dans le membre de gauche de l'équation (1.19) (justifié par la valeur du nombre de Nusselt), on retrouve bien expérimentalement un nombre de Nusselt proportionnel au nombre de Reynolds ce qui valide le fait que l'écoulement créé est bien piloté par les paramètres donnés sur la figure 1.5. Cependant, l'équation (1.19) est incompatible avec un coefficient supérieur à 1 comme trouvé expérimentalement ( $Nu_{GT} > Re_{v^*,L_n} Pr$  sur la figure 1.6). Ce problème peut être attribué au fait que les fluctuations de température sont mesurées par 4 thermistances disposées aux extrémités d'une structure en I (la structure est visible sur la figure 1.3) et branchées en pont de Wheatstone. Le dispositif est tel que la sortie du pont est égale à  $\Theta = 0.5[(T_3 + T_4) - (T_1 + T_2)]$  où  $T_1$  et  $T_2$  (resp.  $T_3$  et  $T_4$ ) sont les températures mesurées en bas (resp. en haut) de la structure en I. Par conséquent, ce capteur est très sensible à l'écart de température et peu sensible à la température moyenne. Les longueurs de corrélation mesurées en faisant varier la distance entre deux thermistances sont inférieures à la distance entre le haut et le bas de la structure en I ce qui implique que les températures  $T_1$  et  $T_2$  sont décorrélées des températures  $T_3$  et  $T_4$  [11]. Si on note  $\sigma_g$  la déviation standard d'une grandeur  $g$ , on a :

$$\sigma_\Theta = \sigma_{\frac{T_1+T_2}{2}} + \sigma_{\frac{T_3+T_4}{2}}$$

En revanche, les températures à une même altitude sont probablement corrélées du fait de la structure particulière de l'écoulement que l'on détaillera plus loin. Par conséquent, on a :

$$\begin{aligned} \sigma_\Theta^2 &= 2\sigma_{\frac{T_1+T_2}{2}}^2 \\ &= \frac{\sigma_{T_1}^2 + \sigma_{T_2}^2}{2} + C_{12}\sigma_{T_1}\sigma_{T_2} \end{aligned}$$

où la déviation standard est supposée invariante selon  $z$ ,  $\langle \rangle_t$  est la moyenne temporelle et  $C_{12}$  est le coefficient de corrélation de  $T_1$  et  $T_2$ . On verra dans la section suivante que, la majeure partie du temps, lorsque que le capteur mesurant  $T_1$  est dans un panache chaud, celui mesurant  $T_2$  est dans un panache froid et vice-versa. Par conséquent, on s'attend à un coefficient  $C_{12} \leq 0$ . Donc, si on estime la déviation standard de la température  $\theta^* = 0.5(\sigma_{T_1}^2 + \sigma_{T_2}^2)$  par la valeur  $\sigma_\Theta$ , on sous-estime la longueur naturelle et donc la valeur de  $Re_{v^*,L_n}$ .

Par ailleurs, les relations expérimentales (éq. (1.20)) sont, a priori, indépendantes de la viscosité et de la diffusivité thermique, on est donc dans un régime inertiel comme le régime ultime prédit par Kraichnan dans l'écoulement de Rayleigh-Bénard (§ 1.2.2). Cependant, il faut nuancer ce raisonnement car la longueur naturelle n'est pas indépendante du nombre de Reynolds comme le montre la figure 1.7. Pour les faibles nombres de Reynolds, la longueur naturelle est constante mais au delà d'un seuil  $Re^* = 600$ , on observe une croissance logarithmique :

$$L_n = L_{n0} \ln \left[ 1 + \left( \frac{Re_{v^*,L_n}}{Re^*} \right)^4 \right] + C \quad (1.21)$$

avec  $L_{n0} = 0,075d$  et  $C = 0,8d$ . On a donc une dépendance logarithmique des équations (1.20) avec la viscosité. Dans le cas de l'écoulement de Rayleigh-Bénard classique, le terme logarithmique dans la relation entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh est directement expliquée

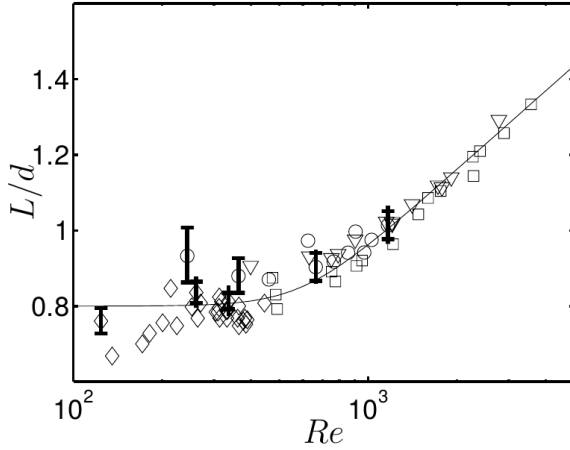


FIGURE 1.7 – Longueur naturelle (éq. (1.17)) en fonction du nombre de Reynolds. La ligne continue représente  $L/d = 0,075 \ln [1 + (Re/Re^s)^4] + 0,8$  où  $Re^s = 600$  est une valeur seuil. Figure extraite de la référence [11]. Correspondance des notations :  $Re \rightarrow Re_{v^*,L_n}$ ,  $L \rightarrow L_n$ .

par l'existence d'une couche limite visqueuse logarithmique au niveau des parois haute et basse [15]. Dans le cas de l'écoulement soumis à un gradient de température instable dans un canal vertical (figure 1.5), cette explication ne tient plus puisque l'écoulement est indépendant des couches limites. On pourrait donc attribuer cette dépendance logarithmique au développement de couche limite logarithmique sur les parois latérales du canal. Mais ce point est contredit par l'étude des champs de vitesse (§ 1.3.3) qui montre que le cisaillement d'origine turbulente sert principalement à compenser les effets de flottabilité et que le frottement sur les parois latérales reste marginal. Actuellement, cette dépendance reste une question ouverte.

La longueur qui apparaît naturellement dans un écoulement piloté par un gradient instable de température (éq. (1.16) et (1.17)) permet de décrire les grandeurs globales de l'écoulement sous forme de deux relations simples (éq. 1.20) lorsqu'elle est utilisée pour définir les nombres sans dimension. Elle est donc la dimension pertinente pour décrire l'écoulement qui est – à une correction logarithmique près – indépendant des coefficients de diffusion. L'écoulement créé par le dispositif décrit sur la figure 1.3, est donc bien un écoulement piloté par la dynamique des fluctuations au cœur de l'écoulement comme c'est le cas pour le régime ultime dans un écoulement de Rayleigh-Bénard classique.

### 1.3.3 Modèle de transport dans le canal

#### 1.3.3.1 Filtrage de la dynamique de renversement des panaches

La mesure du champ de vitesse dans le canal<sup>5</sup> montrent différentes organisations de l'écoulement dans le canal. Plus précisément, on peut repérer 3 configurations différentes que l'on repère par un paramètre  $\varepsilon \in \{-1 ; 0 ; 1\}$  :

- Écoulement ascendant ou descendant sur toute la section -  $\varepsilon = 0$
- Écoulement montant à droite et descendant à gauche -  $\varepsilon = -1$
- Écoulement descendant à droite et montant à gauche -  $\varepsilon = +1$

La figure 1.8 représente l'évolution du paramètre  $\varepsilon$  au cours d'une expérience. On remarque que l'écoulement est majoritairement dans une configuration où des écoulements montant et descendant coexistent.

Pour étudier cet écoulement, l'idée a été de s'affranchir de ces retournements pour se focaliser sur la dynamique de l'écoulement dans le canal. Pour cela, on ne considère que les instants où

<sup>5</sup>. Mesure des composantes horizontale et verticale dans le plan de la figure 1.3

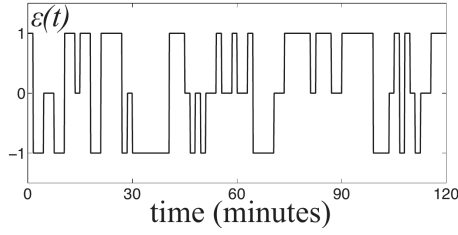


FIGURE 1.8 – Dynamique de l'écoulement dans le canal. La valeur de  $\varepsilon \in \{-1; 0; 1\}$  est calculée à partir du signe de la valeur moyenne de la vitesse verticale dans chaque demi-canal. Figure extraite de la référence [11].

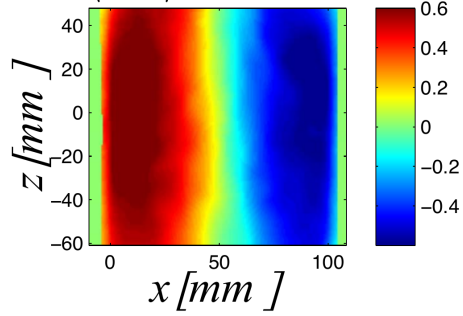


FIGURE 1.9 – Champ moyen redressé de la composante verticale de vitesse calculé à partir de l'équation (1.23). L'échelle de couleur est en  $\text{cm s}^{-1}$ . Figure extraite de la référence [11].

$\varepsilon = \pm 1$  (on ne prend pas en compte les états où l'écoulement est globalement ascendant / descendant) en définissant une moyenne conditionnelle. Ainsi pour la composante verticale de vitesse  $w$ , on définit :

$$\langle w | \varepsilon = \varepsilon_0 \rangle \doteq \langle w_{\varepsilon=\varepsilon_0} \rangle_t \quad (1.22)$$

où  $w_{\varepsilon=\varepsilon_0}$  est la restriction de  $w(t)$  sur l'ensemble  $\{t | \varepsilon(t) = \varepsilon_0\}$  et  $\langle \cdot \rangle_t$  l'opérateur moyenne temporelle. Étant donné que le signe de la vitesse verticale change lorsque l'on passe de  $\varepsilon = +1$  à  $\varepsilon = -1$ , on reconstruit un champ moyen par :

$$\langle w \rangle_{\varepsilon t} \doteq \frac{1}{2} (\langle w | \varepsilon = +1 \rangle - \langle w | \varepsilon = -1 \rangle) \quad (1.23)$$

Comme le produit  $\varepsilon(t)w(t)$  représente le champ redressé *instantané*, l'opérateur  $\langle \cdot \rangle_{\varepsilon t}$  peut également se définir par :

$$\langle w \rangle_{\varepsilon t} = \frac{\langle \varepsilon w \rangle_t}{\langle \varepsilon^2 \rangle_t} \quad (1.24)$$

où le dénominateur représente la proportion de temps passé dans les configurations  $\varepsilon = +1$  ou  $-1$ . La figure 1.9 représente la composante verticale de vitesse moyennée selon l'équation (1.23). Ce champ représente le champ moyen que l'on aurait si l'on avait aucun retournement de l'écoulement dans le canal. Le fait que la majorité des retournements se passent dans le plan de mesure est dû au fait que le canal est situé dans une cellule carrée de même profondeur que le canal (figure 1.3). Par conséquent, les zones tampons au-dessous et au-dessus du canal sont de faible profondeur ce qui tend à privilégier les circulations dans le plan de mesure ce qui se répercute directement sur les mouvements dans le canal.

Pour comprendre les dynamiques de transport dans cet écoulement, on va analyser un peu plus en détail les équations de conservation. Pour cela, on note  $(\vec{x}, \vec{y})$  le plan horizontal et  $\vec{z}$  l'axe vertical ascendant (la mesure est faite dans le plan  $(\vec{x}, \vec{z})$ ) et  $u\vec{x} + v\vec{y} + w\vec{z}$  et  $T$  sont

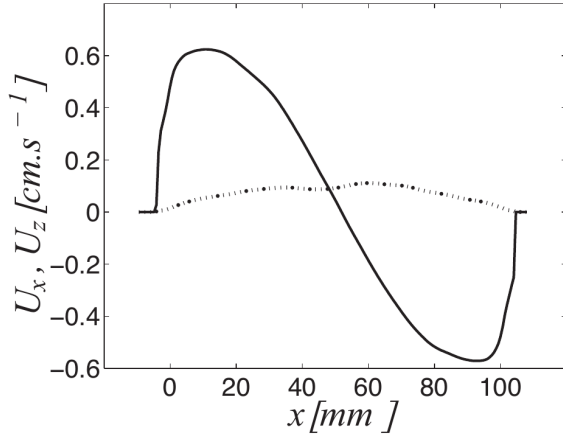


FIGURE 1.10 – Profils expérimentaux redressés des composantes horizontale ( $\langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$ , trait mixte) et verticale ( $\langle w \rangle_{\varepsilon t, z}$ , trait plein) de la vitesse. Correspondance des notations :  $U_z = \langle w \rangle_{\varepsilon t, z}$ ,  $U_x = \langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$ . Figure extraite de la référence [11].

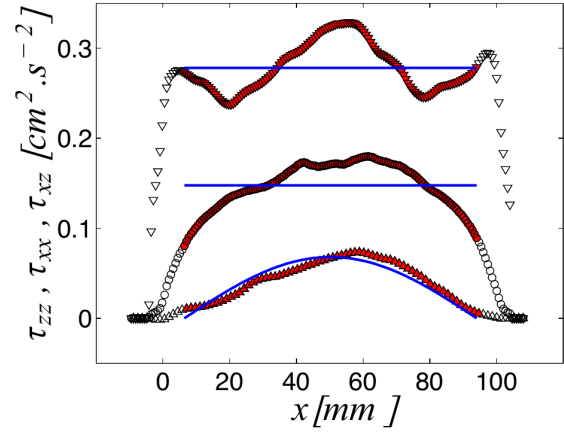


FIGURE 1.11 – Profils expérimentaux redressés des composantes du tenseur de Reynolds. Correspondance des notations (dans l'ordre des courbes du haut vers le bas) :  $\tau_{zz} = \langle w'^2 \rangle_{\varepsilon t, z}$  ( $\Delta$ ),  $\tau_{xx} = \langle u'^2 \rangle_{\varepsilon t, z}$  ( $\circ$ ),  $\tau_{xz} = \langle u'w' \rangle_{\varepsilon t, z}$  ( $\nabla$ ). Figure extraite de la référence [11]. Les courbes bleues sont une modélisation propre à cette référence.

respectivement les champs de vitesse et de température. On adopte la décomposition suivante :

$$u|_{\varepsilon=1} = u' \quad (1.25a)$$

$$v|_{\varepsilon=1} = v' \quad (1.25b)$$

$$w|_{\varepsilon=1} = \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}(x) + w' \quad (1.25c)$$

$$T|_{\varepsilon=1} = \langle \Theta \rangle_{\varepsilon t, yz}(x) - G_T z + \theta' \quad (1.25d)$$

où  $\Theta = T + G_T z$  et  $\langle \cdot \rangle_{\varepsilon t, yz}$  est la moyenne en temps du champ redressé (éq (1.23) ou (1.24)) moyennée également sur le plan vertical ( $\vec{y}, \vec{z}$ ). Dans la suite, on appellera *champ redressé* un champ moyenné par l'opérateur  $\langle \cdot \rangle_{\varepsilon t}$  et *champ moyen redressé* le résultat du filtrage par  $\langle \cdot \rangle_{\varepsilon t, yz}$ . Les figures 1.10 et 1.11 représentent les profils expérimentaux de vitesse et de tenseur de Reynolds redressés et moyennés selon  $z$ . Dans la suite, on supposera une invariance selon  $y$  et l'on admettra que ces champs expérimentaux sont semblables à ceux que l'on aurait obtenu en filtrant le champ 3D par l'opérateur  $\langle \cdot \rangle_{\varepsilon t, yz}$ . Ces profils sont obtenus pour une puissance  $\mathcal{P} = 93$  W convectée dans le canal décrit au paragraphe 1.3.1 avec une température moyenne de  $32^\circ\text{C}$  ( $Pr = 5.2$ ).

### 1.3.3.2 Coefficient de transport horizontaux

Pour comprendre la dynamique de transport de chaleur et de quantité de mouvement, on applique les décompositions données par les équations (1.25) dans les équations de conservation. Pour faciliter cette opération, on remarque que l'opérateur  $\langle \cdot \rangle_{\varepsilon t, yz}$  est linéaire et qu'il a les

propriétés suivantes :

$$\text{Si } f = f(y, z) \implies \langle f \rangle_{\varepsilon t, yz} = 0 \quad (1.26a)$$

$$\left\langle \langle f \rangle_{\varepsilon t, yz}(x) \right\rangle_{\varepsilon t, yz} = \langle f \rangle_{\varepsilon t, yz}(x) \quad (1.26b)$$

Pour montrer la première propriété – la deuxième étant évidente – on se place tout d’abord dans le cas d’une constante  $C$  et on vérifie aisément en utilisant l’équation (1.23) :  $\langle C \rangle_{\varepsilon t} = 0$  et en moyennant sur  $(y, z)$  on a  $\langle C \rangle_{\varepsilon t, yz} = 0$ . Pour démontrer la propriété (1.26a) pour  $f(y, z)$ , il suffit de remarquer que l’on peut inverser l’ordre d’intégration,  $\langle f \rangle_{\varepsilon t, yz} = \langle f \rangle_{yz, \varepsilon t}$ .

Dans le cas de l’écoulement en canal, on suppose que les grandeurs redressées moyennées en temps et en  $y$  sont invariantes selon  $z$  ( $\langle f \rangle_{\varepsilon t, y}$  indépendant de  $z$ ) comme le montre la figure 1.9. On suppose également une invariance statistique selon  $y$ . L’équation de transport de quantité de mouvement sur la verticale conduit à :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \langle u'w' \rangle_{\varepsilon t, yz} - \nu \frac{\partial \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x} \right) = g\beta \langle \Theta \rangle_{\varepsilon t, yz} \quad (1.27)$$

Les mesures montrent que le terme de viscosité moléculaire est négligeable devant le terme du tenseur de Reynolds en dehors des couches limites visqueuses. Par conséquent, au centre du canal, la variation de quantité de mouvement créée par la force de flottabilité est principalement compensé par un transport, dans la direction  $x$ , de la quantité de mouvement. En considérant un modèle simple de viscosité turbulente  $\nu_{turb-x}$  dans la direction  $x$ , on obtient :

$$\langle u'w' \rangle_{\varepsilon t, yz} = -\nu_{turb-x} \frac{\partial \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x} \quad (1.28)$$

$$-\nu_{turb-x} \frac{\partial^2 \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x^2} = g\beta \langle \Theta \rangle_{\varepsilon t, yz} \quad (1.29)$$

De la même façon, l’équation de conservation de l’énergie s’écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \langle u'\theta' \rangle_{\varepsilon t, yz} - \kappa \frac{\partial \langle \Theta \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x} \right) = G_T \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz} \quad (1.30)$$

Au centre du canal, on néglige la diffusion moléculaire de la chaleur et l’on introduit une diffusivité turbulente de la chaleur  $\kappa_{turb-x}$  dans la direction  $x$  :

$$\langle u'\theta' \rangle_{\varepsilon t, yz} = -\kappa_{turb-x} \frac{\partial \langle \Theta \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x} \quad (1.31)$$

$$-\kappa_{turb-x} \frac{\partial^2 \langle \Theta \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x^2} = G_T \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz} \quad (1.32)$$

Les équations (1.29) et (1.32), valables en dehors des zones de proches paroi, se combinent pour donner :

$$\frac{\partial^4 \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x^4} = \frac{g\beta G_T}{\nu_{turb-x} \kappa_{turb-x}} \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz} \quad (1.33)$$

avec  $\tilde{l} = \left( \frac{\nu_{turb-x} \kappa_{turb-x}}{g\beta G_T} \right)^{1/4}$

On définit la variable adimensionnée  $\tilde{x} = (x - x_{centre})/\tilde{l}$  où  $x_{centre}$  est l’abscisse du centre du canal. On recherche une solution  $\langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}(\tilde{x})$  antisymétrique (conformément à l’observation

donnée sur la figure 1.10). On note  $W$  l'amplitude maximale de la vitesse qui est atteinte à une distance  $\Delta$  du centre du canal, et  $X = \Delta/\tilde{l}$ . La solution de l'équation (1.33) est donnée par les conditions suivantes :

$$\begin{aligned}\langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}(\tilde{x}) &= -\langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}(-\tilde{x}) \\ \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}(X) &= -W\end{aligned}$$

La résolution de l'équation (1.33) et l'équation (1.29) sur  $-X \leq \tilde{x} \leq X$  conduisent à :

$$\langle w \rangle_{\varepsilon t, yz} = W \frac{-\cosh X \sin \tilde{x} + \cos X \sinh \tilde{x}}{\cosh X \sin X - \cos X \sinh X} \quad (1.34a)$$

$$\langle \Theta \rangle_{\varepsilon t, yz} = \left( Pr_{turb} \frac{G_T W^2}{g\beta} \right)^{1/2} \frac{\cosh X \sin \tilde{x} + \cos X \sinh \tilde{x}}{\cosh X \sin X - \cos X \sinh X} \quad (1.34b)$$

où  $Pr_{turb} = \nu_{turb-x}/\kappa_{turb-x}$  est le nombre de Prandtl turbulent.

Reste alors à déterminer les valeurs des coefficients de transport turbulent  $\nu_{turb-x}$  et  $\kappa_{turb-x}$ . Pour cela on utilise les mesures des profils moyens redressés de vitesse (figure 1.10) et du tenseur de Reynolds (figure 1.11). Ainsi, si l'on note  $\langle \tau_{xz}^{max} \rangle_{\varepsilon t, yz}$  la valeur du terme croisé du tenseur de Reynolds au centre du canal, l'équation (1.28) en ce point conduit à :

$$\begin{aligned}APr_{turb}^{1/2} &= X \underbrace{\frac{\cosh X \sin X - \sinh X \cos X}{\cosh X - \cos X}}_{F(X)} \\ \text{avec } \mathcal{A} &= [g\beta G_T \Delta^2]^{1/2} \frac{W}{\langle \tau_{xz}^{max} \rangle_{\varepsilon t, yz}}\end{aligned} \quad (1.35)$$

Pour résoudre cette équation, on remarque tout d'abord que la solution (1.34a) peut représenter un écoulement moyen avec plusieurs paires de panaches alors que l'on observe expérimentalement une seule paire de panaches – l'un montant, l'autre descendant, comme on le voit sur la figure 1.9. Il faut donc commencer par limiter l'ensemble de départ de la fonction  $\langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}(x, X)$  pour que celle-ci représente une seule paire de panaches. Plus précisément, le profil de vitesse représenté sur la figure 1.10 est décroissant entre son maximum situé à  $x - x_{centre} = -\Delta$  et son minimum à  $x - x_{centre} = \Delta$ . Ainsi la figure 1.12 représente la dérivée de la vitesse dans le plan  $(x, X)$  – l'échelle de couleur est limitée autour de zéro. Sachant que la solution observable correspond à  $\frac{\partial \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x} \leq 0$ , la variable  $X$  est donc forcément dans l'intervalle  $0 \leq X \leq 2.34$ .

Pour résoudre l'équation 1.35, on trace sur la figure 1.13 le membre de droite et le membre de gauche pour différents nombres de Prandtl turbulent pour  $0 \leq X \leq 4$ . La première remarque est qu'une solution avec une seule paire de panaches ( $0 \leq X \leq 2.34$ ) impose que le nombre de Prandtl turbulent est inférieur à 1. On retrouve l'ordre de grandeur donné par l'intuition qui dit que les transferts turbulents de chaleur et de quantité de mouvements étant dus aux mêmes phénomènes – échange de particules fluides sous l'effet des fluctuations – le nombre de Prandtl turbulent est de l'ordre de l'unité. Cependant, on reviendra sur le fait que ce modèle autorise des nombres de Prandtl turbulent inférieurs à 1.

Pour résoudre l'équation (1.35), la figure 1.13 montre que dans la gamme  $1 \leq X \leq 2.34$ ,  $F(X)$  peut être approchée par la fonction  $F(X) \simeq Y_0 + C(X - X_0)$  avec  $(X_0, Y_0) = (1, 0.65)$  et

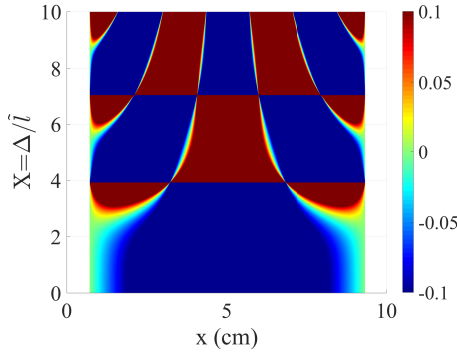


FIGURE 1.12 – Signe de  $\frac{\partial \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x}$  en fonction de  $x$  et  $X$ . Le profil mesuré (figure 1.9) correspond à  $\frac{\partial \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz}}{\partial x} \leq 0$  c'est-à-dire  $0 \leq X \leq 2.34$

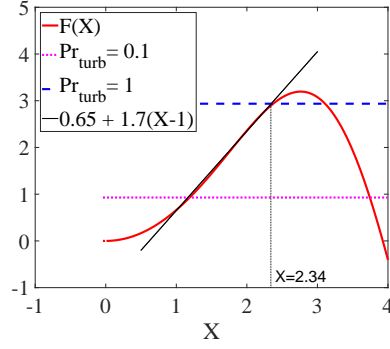


FIGURE 1.13 – Tracé des membres de droite ( $F(X)$  en rouge) et de gauche ( $APr_{turb}^{1/2}$  droites horizontales) de l'équation (1.35). Pour  $1 \leq X \leq 2.34$ ,  $F(X)$  peut être approchée par la fonction  $F(X) \simeq 0.65 + 1.7(X-1)$ .

$C = 1.7$ . Dans cette gamme de  $X$ , l'équation (1.35) admet, pour  $0.1 \leq Pr_{turb} \leq 1$ , la solution suivante :

$$\nu_{turb-x} = C^2 \left[ g\beta G_T \Delta^4 \right]^{1/2} \frac{Pr_{turb}^{1/2}}{\left( CX_0 - Y_0 + APr_{turb}^{1/2} \right)^2} \quad (1.36a)$$

$$\kappa_{turb-x} = C^2 \left[ g\beta G_T \Delta^4 \right]^{1/2} \frac{Pr_{turb}^{-1/2}}{\left( CX_0 - Y_0 + APr_{turb}^{1/2} \right)^2} \quad (1.36b)$$

On obtient donc une solution pour une gamme de nombre de Prandtl turbulent. Pour fixer ce dernier, il faudrait, soit avoir accès au profil de température moyen, soit avoir une mesure expérimentale suffisamment précise de la courbure du profil de vitesse moyen. La figure 1.14 représente le profil de vitesse  $\langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$  expérimental donné dans la référence [11] sur lequel on a superposé la solution (1.34a) pour deux nombres de  $Pr_{turb} = 0.1$  et  $Pr_{turb} = 1$ . La figure 1.15 (gauche) donne l'évolution de la viscosité et de la diffusivité thermiques turbulentes en fonction du nombre de Prandtl turbulent d'après les équations (1.36). Ces valeurs sont comparées à la solution donnée dans la référence [11] où un modèle plus simple que celui-ci est développé. La viscosité turbulente varie peu autour d'une valeur moyenne de  $\nu_{turb-x} = 2.9 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  ce qui est environ 40 fois la valeur de la viscosité moléculaire.

### 1.3.3.3 Coefficient de transport vertical de la chaleur

En poursuivant le développement de ce modèle, on peut définir un coefficient de diffusion thermique vertical  $\kappa_{turb-x}$  de la façon suivante :

$$\mathcal{P} = \int_S \rho C_p \langle w \rangle_{\varepsilon t, yz} \langle \Theta \rangle_{\varepsilon t, yz} dS - \lambda G_T S + \rho C_p \kappa_{turb-z} G_T \quad (1.37)$$

où  $\mathcal{P}$  est la puissance thermique mesurée dans une section du canal,  $S = d^2$  est la section du canal,  $\lambda$  la conductivité thermique de l'eau. Dans la suite, on néglige le terme de conduction

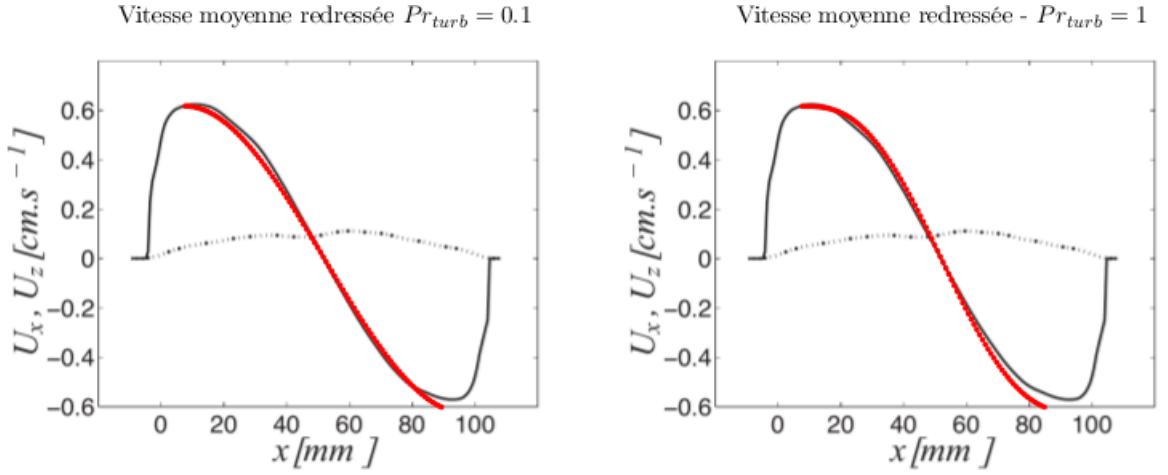


FIGURE 1.14 – Profils expérimentaux des composantes horizontale ( $\langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$ , trait mixte) et verticale ( $\langle w \rangle_{\varepsilon t, z}$ , trait noir plein) de la vitesse moyenne redressée. Trait épais rouge modélisation du profil par l'équation (1.34a) superposée sur le profil expérimental pour (a)  $Pr_{turb} = 0.1$  et (b)  $Pr_{turb} = 1$ . Correspondance des notations :  $U_z = \langle w \rangle_{\varepsilon t, z}$ ,  $U_x = \langle u \rangle_{\varepsilon t, z}$ . Figure adaptée de la référence [11].

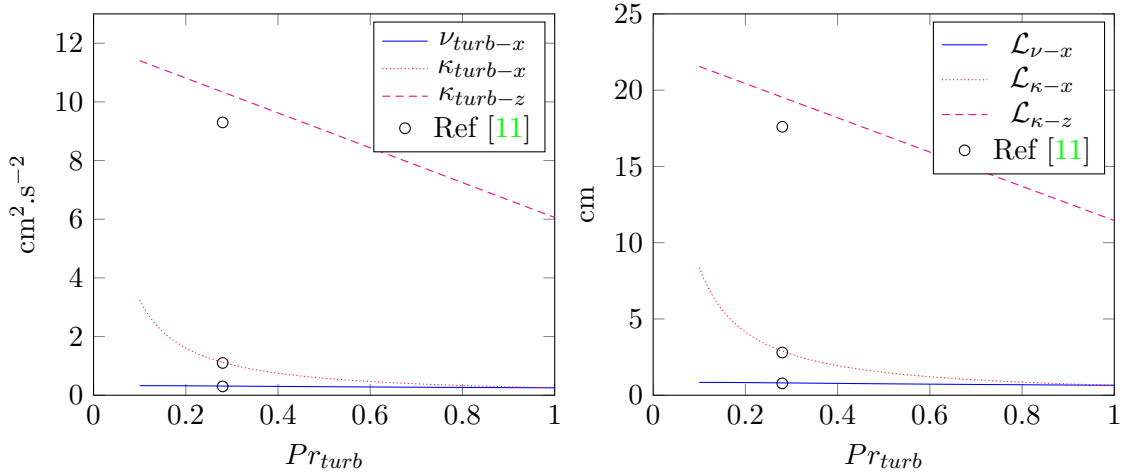


FIGURE 1.15 – À gauche : variation des coefficients de diffusion turbulente (éq. (1.36) et (1.38)) en fonction des nombres de Prandtl turbulents compatibles avec le modèle à deux panaches. À droite : longueurs de mélange correspondantes (éq. 1.39)

moléculaire  $\lambda G_T S$ . En utilisant les équations (1.34) et (1.37), on obtient :

$$\kappa_{turb-z} = \frac{\mathcal{P}}{\rho C_p S} - \frac{Pr_{turb} W^2 \Delta}{g \beta G_T S} X \frac{\cosh^2 X \left( X - \frac{1}{2} \sin 2X \right) - \cos^2 X \left( X + \frac{1}{2} \sinh 2X \right)}{(\cosh X \sin X - \cos X \sinh X)^2} \quad (1.38)$$

En reprenant les valeurs de l'expérience donnée dans la référence [11] , la figure 1.15 donne l'évolution de la diffusivité thermique turbulentes verticale en fonction du nombre de Prandtl turbulent (éq. (1.38)).

### 1.3.3.4 Validité des modèles de diffusion turbulente

Une façon de valider l'approche est de calculer les longueurs de mélange associées et définies comme suit :

$$\nu_{turb-x} = \mathcal{L}_{\nu-x} \sqrt{\langle w'^2 \rangle_{\varepsilon t, z}} \quad (1.39a)$$

$$\kappa_{turb-x} = \mathcal{L}_{\kappa-x} \sqrt{\langle w'^2 \rangle_{\varepsilon t, z}} \quad (1.39b)$$

$$\kappa_{turb-z} = \mathcal{L}_{\kappa-z} \sqrt{\langle w'^2 \rangle_{\varepsilon t, z}} \quad (1.39c)$$

En utilisant les valeur des fluctuations données dans la référence [11], la figure 1.15 (droite) donne la variation des longueurs de mélange. Les longueurs correspondant à la diffusion horizontale sont cohérentes dans la mesure où elles restent très inférieures à la largeur du canal. En revanche, le modèle de diffusivité turbulente dans la direction verticale n'est pas satisfaisant car  $\mathcal{L}_{\kappa-z}$  est de l'ordre de la longueur du canal (figure 1.3). Dans ce modèle, la puissance thermique transportée par les fluctuations est proportionnelle au gradient de température moyen dans le canal ( $G_T$ ) par conséquent, une longueur de diffusion trop grande signifie que les particules transportées par les fluctuations sont beaucoup plus chaudes que l'écoulement moyen au voisinage de la particule. Ceci tend appuie l'idée qu'une part significative de l'énergie est transportée par des panaches thermiques que l'on peut définir comme des structures fluides montantes (resp. descendantes) plus chaudes (resp. froides) que l'écoulement moyen et qui transportent de la chaleur de part et d'autre du canal.

### 1.3.4 Discussion

Cette partie a mis en évidence le rôle clé que peut jouer la structuration de l'écoulement de le transport de chaleur. De part sa géométrie, cette expérience permet l'étude du transfert convectif dans le cœur de l'écoulement. On montre que la longueur caractéristique est obtenue par le rapport des fluctuations de température sur le gradient moyen, elle permet de montrer que l'écoulement a un comportement quasi-inertiel – à une correction logarithmique près. De plus, grâce à une modélisation à l'ordre zéro des flux de quantité de mouvement et de chaleur turbulents, on retrouve une formulation analytique des champs de vitesse et de température. Par identification des paramètres, il est alors possible de remonter aux coefficients de diffusion turbulente. On montre que si la théorie de la longueur de mélange est adaptée pour les diffusion dans un plan horizontal, ce modèle ne s'applique pas pour la diffusion de la chaleur sur l'axe vertical. Ceci est attribué au fait qu'une part significative de la chaleur est transportée par des panaches thermiques ayant leur propre dynamique.

Le modèle obtenu ci-dessus est valable sur une gamme de nombres de Prandtl turbulents  $Pr_{turb} \leq 1$ . On a vu sur les figures 1.12 et 1.13 que la limite supérieure étaient due au fait que l'on se limite à la solution observée à une paire de panaches (l'un montant, l'autre descendant). Les

solutions à plusieurs paires correspondraient à des nombres de Prandtl turbulents supérieur à 1. On peut alors se poser la question de pourquoi la solution à une paire de panaches est compatible avec tous les nombres de Prandtl inférieurs à un. Sachant qu'un Prandtl inférieur à un signifie que la diffusion turbulente de chaleur est supérieure à celle de la quantité de mouvement, il faut revenir à la figure 1.8 qui montre l'alternance des retournement. Si on imagine que ces retournements correspondent en fait à des rotations de la paire de panaches de  $180^\circ$  autour de l'axe central du canal, ils sont un facteur d'intensification de la diffusion de la chaleur dans un plan horizontal. De plus, on peut supposer que ces rotations modifient assez peu le frottement turbulent entre les panaches car la figure 1.8 montre que le temps de retournement est faible sur la durée de l'expérience. Ainsi, la valeur du Prandtl turbulent est probablement liée à la fréquence des retournements observés. Par conséquent, l'étude du comportement des panaches thermiques est une voie d'étude prometteuse dans ce type d'écoulement

## 1.4 Convection au niveau des couches limites thermiques

Les transferts thermiques au niveau des couches limites posent deux questions importantes. La première est reliée à l'idée de Kraichnan [18] qui suppose que le régime ultime est observé lorsque les couches limites transitent à la turbulence et la seconde est liée à l'impact des panaches sur la couche limite thermique. Pour cela, lors de mon passage dans l'équipe de Bernard Castaing, l'idée a été d'étudier la convection dans une grande cellule d'eau cylindrique dont la plaque chaude était rugueuse et la plaque froide lisse afin d'observer une éventuelle transition à la turbulence des couches limites qui serait facilitée par la présence des rugosités. Les premiers travaux menés lors de mon passage au LPENS UMR5672 ont été réalisées sur une grande cellule cylindrique présentée ci-dessous (figure 1.16). Ils ont été complétés dans un second temps lors de la thèse de Christophe Tisserand qui a travaillé également une cellule de même diamètre mais 5 fois moins haute.

### 1.4.1 Deux cellules cylindriques

Dans une cellule cylindrique de  $H = 1$  m de hauteur, remplie d'eau, on observe des régimes de convection pour des nombres de Rayleigh allant de  $10^9$  à  $10^{12}$ . La cellule de convection a un diamètre de 50 cm, la paroi latérale est un cylindre en acier inoxydable (figure 1.16). La plaque supérieure en cuivre est lisse, la plaque inférieure en duralumin est rugueuse. Le motif de base des rugosités est constitué d'une surface de  $15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$  avec au centre un pavé de  $h_0 = 2 \text{ mm}$  de haut sur  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ . Si on note respectivement  $S_s$  et  $S_r$  les surfaces d'échange des plaques lisses et rugueuses, on a :

$$S_r = \zeta S_s \quad \text{avec } \zeta = 1.4 \quad (1.40)$$

Le chauffage est réalisé par effet Joule dans un fil résistif inséré dans la plaque et pouvant injecter une puissance jusqu'à 1,5 kW. La plaque du haut est régulée en température par une circulation d'eau thermostatée. Les mesures de températures sont effectuées par des thermocouples et des résistances de platine insérés dans les deux plaques. La température moyenne en-dehors des couches limites est mesurée par un thermocouple collé sur la paroi latérale. À chaque température moyenne, les écarts de température entre le haut et le bas sont limités pour rester dans l'approximation de Boussinesq. La cellule est remarquablement bien isolée de l'extérieur par une couche de laine de verre elle-même recouverte par un écran thermique qui maintient une température constante égale à la température moyenne de l'eau. Les pertes de chaleur, évaluées par

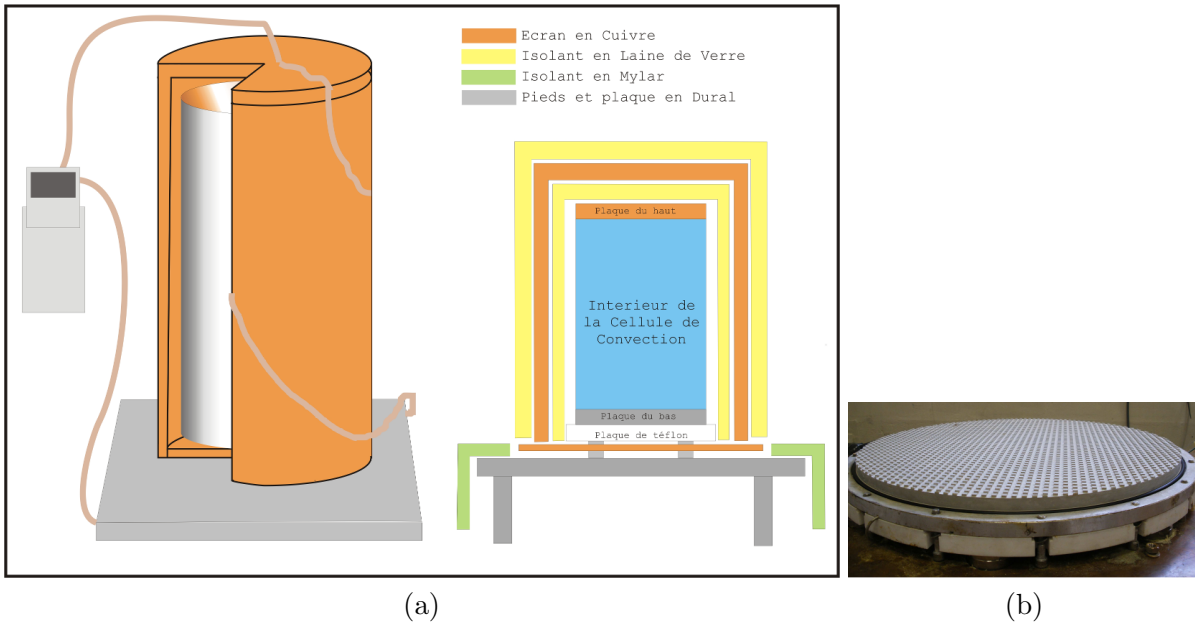


FIGURE 1.16 – (a) Schéma de la cellule de convection pour l'étude de la rugosité des plaques. (b) Photo de la plaque inférieure comportant des rugosités en forme de plots carrés de 5 mm de côté et 2 mm de hauteur.

des mesures avec la cellule vide, sont connues à 0,5 W près. Des mesures antérieures ont montré que la cellule munies de deux plaques de cuivre lisses conduisait, pour des nombres de Rayleigh suffisant, à un régime  $Nu_H \propto Ra_{T,H}^{1/3}$ . Cette loi de puissance qui implique que le flux de chaleur est indépendant de la hauteur, est classiquement interprétée comme une absence d'influence mutuelle entre les deux couches limites haute et basse.

Lors de sa thèse, alors que je n'étais plus au LPENS, Jean-Christophe Tisserand [31] a construit une cellule similaire mais avec une hauteur de 0.2 m afin d'étudier l'impact du rapport d'aspect qui passe de 0.5 pour la grande cellule à 2.5 pour la petite.

En ce qui concerne les corrections apportées aux mesures pour compenser les effets de conductivité finie des plaques et les discussions autour des éventuels effets non-Boussinesq, elles ne seront pas reportées ici et pour plus de détails le lecteur pourra se référer aux documents [30] et [31].

### 1.4.2 Observation d'une transition

Dans une cellule de Rayleigh-Bénard, les gradients de température sont localisés dans les couches limites et en-dehors de celles-ci la température moyenne  $T_{\text{centre}}$  est quasiment uniforme. De plus, sous l'hypothèse de Boussinesq, la symétrie haut-bas de l'expérience implique que :

$$T_{\text{centre}} = \frac{T_c + T_f}{2}, \quad (1.41)$$

où  $T_c$  et  $T_f$  sont respectivement les températures des plaques du bas et du haut. Par conséquent, l'introduction d'une plaque rugueuse en bas et d'une plaque lisse en haut brise cette symétrie et si les rugosités ont une influence sur l'écoulement, alors l'équation (1.41) ne sera plus respectée. Comme le flux de chaleur  $Q$  partant de la plaque chaude est identique à celui arrivant sur la plaque froide, on utilisera un nombre de Rayleigh défini à partir du flux de chaleur et de l'aire

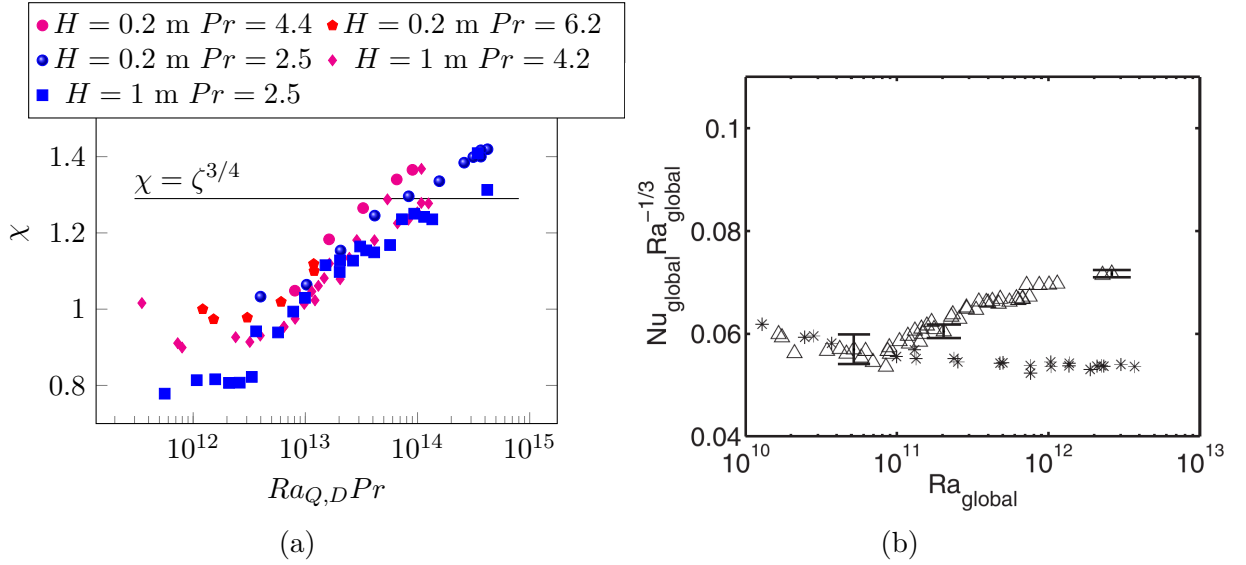


FIGURE 1.17 – (a) Paramètre d’asymétrie  $\chi$  définie par l’équation (1.43). Figure tracée d’après les données de la référence [30]. (b) Observation d’une transition sur le transfert de chaleur global en présence de la paroi rugueuse pour la grande cellule ( $\Delta$ ). Données comparées à la configuration avec deux parois lisses ( $*$ ). Les symboles en I sont les barres d’incertitude. Correspondances des notations :  $Nu_{\text{global}} \rightarrow Nu_H$  et  $Ra_{\text{global}} \rightarrow Ra_{T,H}$ . Figure extraite de la référence [30].

de la plaque lisse :

$$Ra_{H,Q} = Ra_{H,T} Nu_H \quad (1.42)$$

où les nombres du membre de droite sont définis par les équations (1.2, p.7). Ainsi la figure 1.17a montre le paramètre d’asymétrie, défini par :

$$\chi \doteq \frac{T_{\text{centre}} - T_f}{T_c - T_{\text{centre}}}, \quad (1.43)$$

observé en présence de la plaque rugueuse en fonction de  $Ra_{D,Q}Pr = Ra_{H,Q} \Gamma^4 Pr$  qui est indépendant de  $H$ . Pour les deux rapports d’aspect, le paramètre d’asymétrie est égal (petite cellule) ou légèrement inférieur (grande cellule) à 1 en-dessous d’un seuil et augmente au delà. D’après la figure 1.17a, ce seuil est indépendant de  $H$  et vaut :  $[Ra_{D,Q}Pr]^* = 7 \times 10^{12}$ .

Ce changement de comportement s’observe également sur la corrélation Nusselt-Rayleigh présentée sur la figure 1.17b pour la grande cellule où le nombre de Nusselt est défini par l’équation (1.2c, p.7) en se basant sur l’aire de la surface lisse  $S_s$ . En présence d’une paroi rugueuse, on observe une augmentation soudaine du nombre de Nusselt pour  $Ra_{T,H}^* \geq 10^{11}$ , ce qui n’est pas le cas pour une cellule avec deux parois lisses. En estimant l’épaisseur de la couche limite thermique à partir du nombre de Nusselt (éq. (1.11), p.11) à la transition :

$$\delta_{\kappa}^* = 2 \text{ mm}, \quad (1.44)$$

on observe qu’elle est égale à la hauteur des rugosités. Avec les données de la référence [30], on observe également une transition pour la petite cellule au point ( $Ra_{T,H}^* = 6.3 \times 10^8$ ,  $Nu_H = 60$ ) correspondant à une épaisseur de couche limite légèrement inférieure à 2 mm. On peut donc penser que les rugosités sont responsables de la transition.

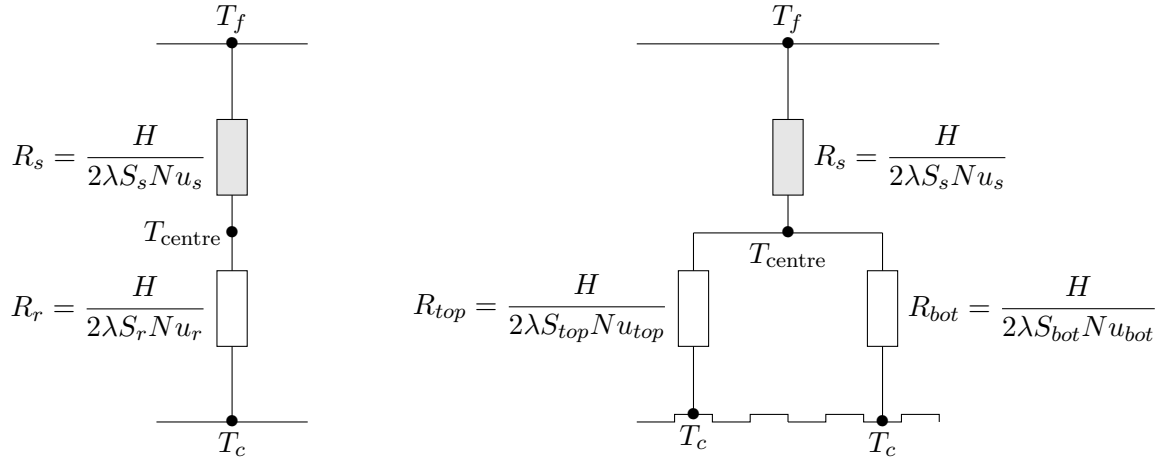


FIGURE 1.18 – Modèle de transfert thermique sur la cellule avec une paroi rugueuse.

### 1.4.3 Modélisations des transferts thermiques

Pour aller plus loin, il est nécessaire de modéliser différemment les échanges au niveau de chaque plaque. Ainsi les modèles nodaux présentés sur la figure 1.18 permettent de distinguer les échanges au-dessus de la paroi rugueuse par une résistance thermique  $R_r$  de ceux en-dessous de la paroi lisse (résistance  $R_s$ ). Pour cela, on définit les nombres de Nusselt et de Rayleigh correspondant à chacune des plaques :

$$Nu_s = \frac{QH}{2\lambda(T_{\text{centre}} - T_f)S_s} \quad Ra_s = \frac{g\beta(T_{\text{centre}} - T_f)H^3}{\nu\kappa} = Ra_{H,T} \frac{1}{\chi + 1} \quad (1.45a)$$

$$Nu_r = \frac{QH}{2\lambda(T_c - T_{\text{centre}})S_s} \quad Ra_r = \frac{g\beta(T_c - T_{\text{centre}})H^3}{\nu\kappa} = Ra_{H,T} \frac{\chi}{\chi + 1} \quad (1.45b)$$

où les indices  $s$  et  $r$  font références aux plaques lisse et rugueuse, respectivement. Pour les autres notations se reporter aux équations (1.2, p.7). On remarque en particulier que :

$$\frac{Nu_r}{Nu_s} = \chi.$$

Il est important de noter que le nombre de Nusselt de la paroi rugueuse ( $Nu_r$ ) est défini à partir de l'aire de la surface lisse comme cela est fait usuellement. Par conséquent,  $Nu_r \frac{S_s}{S_r} = \frac{Nu_r}{\zeta}$  représente le nombre de Nusselt basé sur la surface d'échange réelle de la plaque rugueuse. Pour les nombres de Rayleigh en-dessous du seuil, les rugosités sont noyées dans la couche limite thermique et n'ont aucune influence sur le transfert thermique. En revanche, lorsque l'épaisseur de la couche limite thermique devient du même ordre que la hauteur des rugosités, la surface d'échange réelle commence à augmenter. Ainsi, dans le cas où la variation du nombre de Nusselt est uniquement due à cette augmentation de surface, *ie.* l'échange de chaleur reste identique<sup>6</sup> entre les deux plaques, on a au mieux :

$$\frac{Nu_r}{\zeta Ra_r^{1/3}} = \frac{Nu_s}{Ra_s^{1/3}}$$

6. au sens de l'observation de la même relation entre densité de flux de chaleur et écart de température

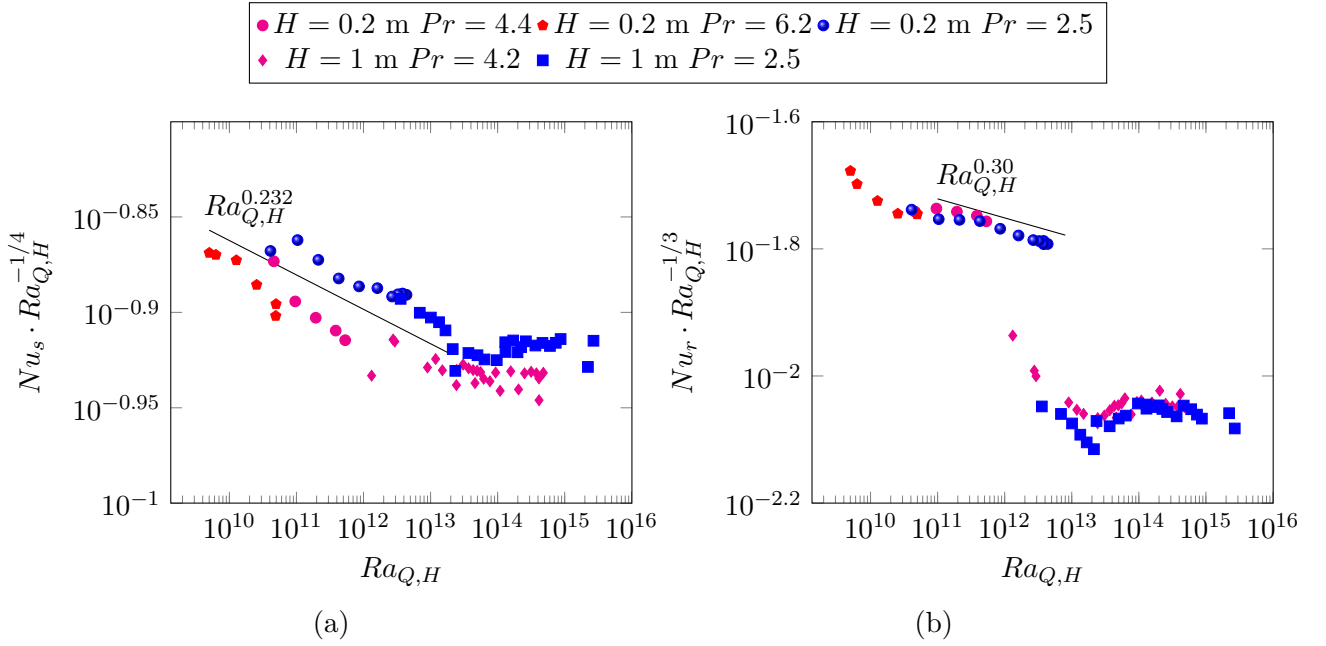


FIGURE 1.19 – Nombres de Nusselt relatif à la paroi lisse  $Nu_s$  (a) et à la paroi rugueuse  $Nu_r$  (b) en fonction du nombre de Rayleigh basé sur le flux de chaleur  $Ra_{Q,H}$ . Les nombres de Nusselt sont compensés par des fonctions différentes sur les deux figures. Figures tracées d'après les données de la référence [30]

soit,

$$\chi = \zeta^{3/4} = 1.29.$$

Cette valeur du paramètre d'asymétrie, qui représente l'augmentation maximale de  $Nu_r$  imputable à l'accroissement de surface, est tracé sur la figure 1.17a. Il semble que pour les nombres de Rayleigh les plus élevés, l'asymétrie constatée ne peut pas être attribuée à la seule augmentation de surface.

Avant la transition, les rugosités ne devraient pas influencer le transfert thermique et on s'attend à observer au niveau de chaque plaque un régime indépendant de la hauteur comme pour une cellule avec deux plaques lisses :  $Nu_s \propto Ra_s^{1/3}$  et  $Nu_r \propto Ra_r^{1/3}$ . Si la présence des rugosités avance la transition à la turbulence, au niveau du seuil, on s'attend d'une part, à observer ce même régime près de la plaque lisse et d'autre part à tendre vers un régime inertiel  $Nu_r \propto Ra_r^{1/2}$ , c'est-à-dire indépendant des coefficients de diffusion, près de la plaque rugueuse. On remarque que  $Ra_{H,Q} = Nu_s Ra_s = Nu_r Ra_r$  et on a les équivalences suivantes :

$$\begin{aligned} Nu_s \propto Ra_s^{1/3} &\iff Nu_s \propto Ra_{H,Q}^{1/4} \\ Nu_r \propto Ra_r^{1/2} &\iff Nu_r \propto Ra_{H,Q}^{1/3} \\ Ra_{H,T}^* = 10^{11} &\iff Ra_{H,Q}^* = 2.3 \times 10^{13} \end{aligned}$$

Les figures 1.19 montrent les nombres de Nusselt associés aux plaques lisse et rugueuse compensés respectivement par  $Ra_{H,Q}^{1/4}$  et  $Ra_{H,Q}^{1/3}$ . Pour ces figures, on ne prend pas en compte la dépendance en Prandtl. En effet, la figure 1.17a montre qu'à partir d'un certain seuil, le paramètre d'asymétrie dépend de façon quasi-logarithmique du produit  $Ra_{D,Q} Pr = Ra_{H,Q} \Gamma^4 Pr$ .

$\Gamma$	Seuil $Ra_{Q,H}^*$		
	observé sur $Nu_r$	observé sur $\chi$	
		$Pr = 2.5$	$Pr = 6.2$
2.5	$2 \times 10^{10}$	$7.2 \times 10^{10}$	$2.3 \times 10^{10}$
0.5	$2 \times 10^{13}$	$4.5 \times 10^{13}$	$1.8 \times 10^{13}$

TABLE 1.2 – Seuils observés sur la figure 1.19b et comparaison avec le seuil observé sur le facteur d’asymétrie (figure 1.17a)

Comme  $\chi = Nu_r/Nu_s$ , cette dépendance devrait se retrouver sur les figures 1.19. Cependant, nous ne disposons pas d’une variation suffisante du nombre de Prandtl pour rechercher une faible dépendance telle que celle-ci. C’est pourquoi les figures 1.19 sont présentées en fonction de  $Ra_{H,Q}$ .

En ce qui concerne le régime observé en-dessous de la plaque lisse, la figure 1.19a semble montrer un changement de pente. Cependant, celui-ci est trop faible (on passe d’un exposant 0.232 à un exposant 0.25) pour être la signature d’une transition et sur toute la gamme de nombres de Rayleigh explorés, on observe :

$$Nu_s = a_s Ra_{Q,H}^{0.25 - 0.02}. \quad (1.46)$$

Pour la plaque rugueuse, la figure 1.19b montre que les seuils de transition dépendent de la hauteur de la cellule. Pour chacune des deux hauteurs, on observe un changement de pente assez net et au delà de chaque seuil, on observe un régime inertiel au-dessus des plaques rugueuses (on rappelle que  $Nu_r \propto Ra_r^{1/2} \iff Nu_r \propto Ra_{H,Q}^{1/3}$ ) :

$$Nu_r = a_r(\Gamma) Ra_{Q,H}^{1/3 - 0.03}.$$

La table 1.2 donne les seuils observés sur la figure 1.19b ainsi que les valeurs du seuil au delà duquel on observe une augmentation du facteur d’asymétrie sur la figure 1.17a. Tenant compte du fait que la faible dépendance au nombre de Prandtl n’est pas prise en compte, la correspondance est plutôt bonne. Ceci permet d’attribuer l’augmentation du facteur d’asymétrie observé sur la figure 1.17a à un changement de régime au niveau de la seule plaque rugueuse.

Cependant, l’observation d’un changement de régime indépendant de la hauteur est peu compatible avec une transition de la couche limite à la turbulence sur la plaque rugueuse. En effet, si l’on suppose l’existence d’une transition et l’apparition d’un régime de type ultime au niveau de la plaque rugueuse, l’équation (1.13b, p. 12) montre qu’une division par 5 de la hauteur diminue le nombre de Reynolds d’un facteur 10. Par conséquent, une telle transition devrait être dépendante de la hauteur de la cellule lorsque celle-ci est visualisée sur les grandeur globale de la cellule (figure 1.17a), ce qui n’est pas le cas ici.

#### 1.4.4 Origine de la transition

Pour essayer de comprendre le mécanisme physique à l’origine de ce changement de régime, il faut revenir à la géométrie des rugosités. Cette interprétation a été imaginée par l’équipe

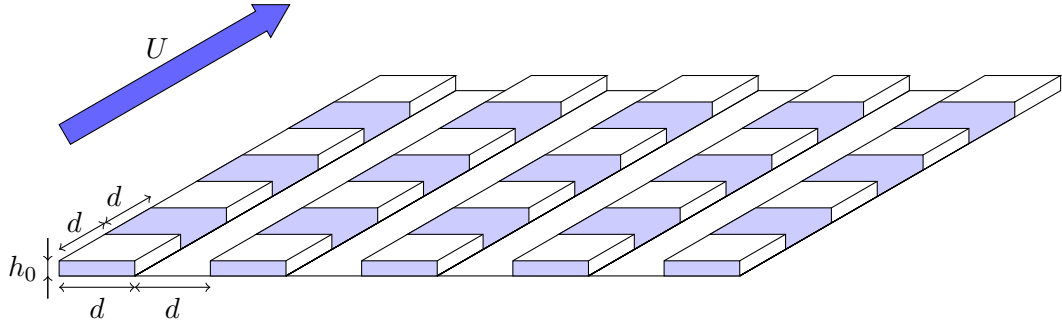


FIGURE 1.20 – Schématisation de l'écoulement autour des rugosités :  $d = 5$  mm,  $h_0 = 2$  mm.  $U$  est une vitesse caractéristique de l'écoulement moyen (vent) au-dessus des rugosités. Les zones bleues sont à l'abri du vent, les zones blanches sont balayées par le vent.

de Bernard Castaing après mon départ du laboratoire, elle est rapportée ici uniquement pour satisfaire à la curiosité du lecteur. La figure 1.20 est une schématisation de l'écoulement au niveau de la plaque rugueuse. Si l'on suppose que l'écoulement à grande échelle est parallèle aux rainures formées par les rugosités, on s'aperçoit qu'environ un quart de la section est à l'abri de cet écoulement. L'idée principale est de dire qu'avant la transition cette zone stagnante participe peu à l'échange thermique et que la transition est provoquée par la déstabilisation de cette zone sous l'effet d'un gradient de température trop élevé. Pour valider cette hypothèse, la modélisation thermique est affinée en différenciant les échanges au niveau des surfaces qui sont balayées par le vent par rapport à celles qui sont à l'abri (voir figure 1.18b). On note avec l'indice  $_{top}$  (resp.  $_{bot}$ ) les données relatives aux surfaces balayées par le vent (resp. à l'abri du vent) et on définit :

$$Nu_{top} = \frac{Q_{top}H}{2\lambda(T_c - T_{centre})S_{top}}$$

$$Nu_{bot} = \frac{Q_{bot}H}{2\lambda(T_c - T_{centre})S_{bot}}.$$

Sachant que la puissance injectée  $Q$  vérifie  $Q = Q_{top} + Q_{bot}$  et que  $S_r = S_{top} + S_{bot}$ , on montre facilement que :

$$Nu_r = Nu_{top} \frac{S_{top}}{S_s} + Nu_{bot} \frac{S_{bot}}{S_s} \quad (1.47)$$

Avant la transition, la hauteur des rugosités est très inférieure à l'épaisseur de la couche limite thermique et on va considérer le rapport des surfaces projetées (voir figure 1.20 pour la géométrie) :

$$\frac{S_{top}}{S_s} = \frac{3}{4}$$

$$\frac{S_{bot}}{S_s} = \frac{1}{4}$$

En revanche après la transition la hauteur des rugosités intervient et on a :

$$\frac{S_{top}}{S_s} = \frac{3}{4} + \frac{1}{2}(\zeta - 1)$$

$$\frac{S_{bot}}{S_s} = \frac{1}{4} + \frac{1}{2}(\zeta - 1)$$

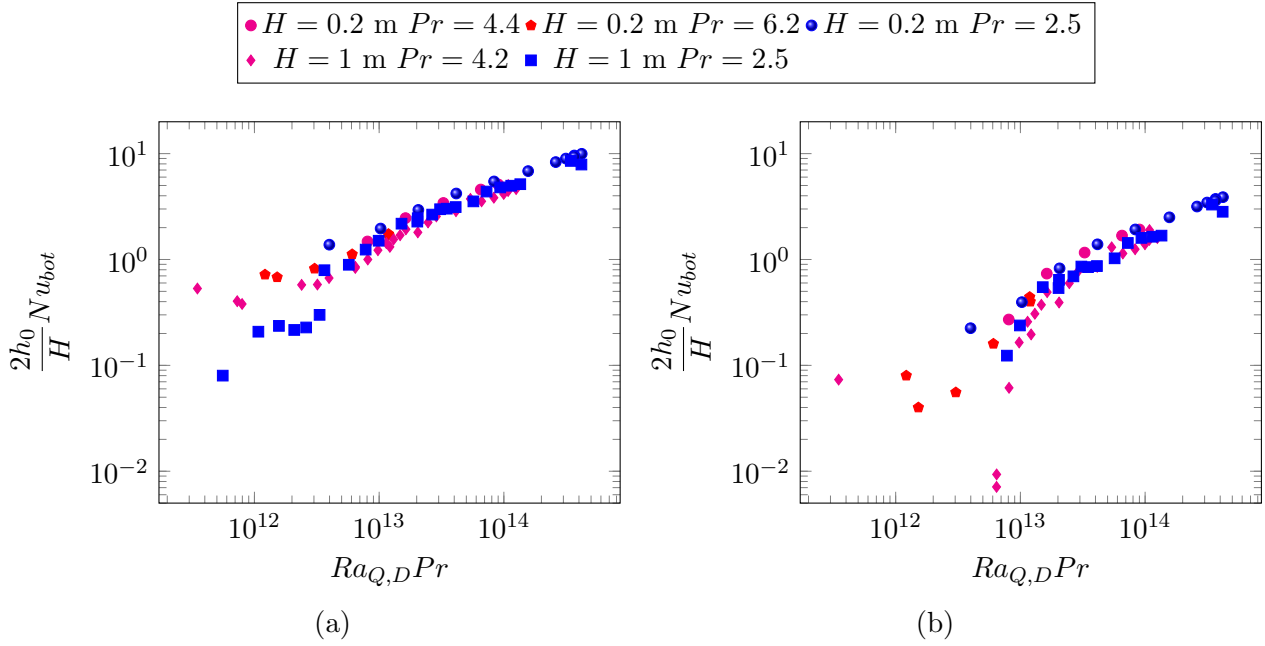


FIGURE 1.21 – Nombre de Nusselt relatif à la surface à l’abri du vent basé sur  $2h_0$  calculé à partir de l’équation 1.49. (a) Avant la transition :  $\frac{S_{top}}{S_s} = \frac{3}{4}$  et  $\frac{S_{bot}}{S_s} = \frac{1}{4}$ . (b) Après la transition :  $\frac{S_{top}}{S_s} = \frac{3}{4} + \frac{1}{2}(\zeta - 1)$  et  $\frac{S_{bot}}{S_s} = \frac{1}{4} + \frac{1}{2}(\zeta - 1)$ . Figures tracées d’après les données de la référence [30]

où  $\zeta = S_r/S_s$ .

On fait l’hypothèse que l’échange thermique au-dessus de la surface balayée par le vent est identique à celui en-dessous de la plaque lisse (éq. (1.46)) et ne change pas de régime :

$$Nu_{top} = Nu_s \quad (1.48)$$

Par conséquent, l’équation (1.47) donne une mesure du nombre de Nusselt de la surface à l’abri du vent. Pour s’affranchir de l’effet de la hauteur, on trace un nombre de Nusselt rapporté à la hauteur des rugosités  $\frac{2h_0}{H} Nu_{bot}$  <sup>7</sup> :

$$\frac{2h_0}{H} Nu_{bot} = \left( Nu_r - Nu_s \frac{S_{top}}{S_s} \right) \frac{S_s}{S_{bot}} \frac{2h_0}{H} \quad (1.49)$$

Les figures 1.21 montrent le nombre de Nusselt de la surface abritée du vent basé sur  $2h_0$  en fonction du nombre de Prandtl multiplié par le nombre de Rayleigh basé sur le flux de chaleur et le diamètre de la cellule. Pour la figure de gauche (resp. de droite), on a utilisé le rapport de surfaces projetées (resp. réelles) qui est pertinent avant (resp. après) la transition. On retrouve bien le fait que cette transition se produit indépendamment de la hauteur. Quant au nombre de Rayleigh de transition, la valeur seuil  $[Ra_{Q,D}Pr]^* = 7 \times 10^{12}$  peut être ramenée à la valeur d’un nombre de Rayleigh à l’échelle de la rugosité. En effet, sachant qu’à la transition l’épaisseur de la couche limite vaut  $h_0$ , on considère la cavité formée par la rugosité de section  $d \times d$  et de hauteur  $2h_0$  à laquelle on associe un nombre de Rayleigh seuil :

$$Ra_{notch}^* = \frac{g\beta(T_c - T_{centre})(2h_0)^3}{\nu\kappa}$$

7. Ce nombre est noté  $Nu_{notch}$  dans la référence [30]

En utilisant les équations (1.4.2) et (1.45b), on a :

$$Ra_{notch}^* = Ra_{H,T} \frac{\chi}{\chi + 1} \left( \frac{2h_0}{H} \right)^3 = \frac{Ra_{H,Q}}{Nu_H} \frac{\chi}{\chi + 1} \left( \frac{2h_0}{H} \right)^3$$

Sachant qu'à la transition,  $Nu_H = H/(2h_0)$  (éq. (1.11) p.11 et éq. (1.44)), on a la valeur seuil :

$$Ra_{notch}^* Pr = [Ra_{D,Q} Pr]^* \frac{\chi}{\chi + 1} \left( \frac{2h_0}{D} \right)^4 = 1.4 \times 10^4.$$

Avec une valeur moyenne du nombre de Prandtl de 4, on obtient un seuil

$$Ra_{notch}^* = 3.6 \times 10^3,$$

de l'ordre de grandeur du premier seuil d'instabilité de Rayleigh-Bénard. Le fait que les courbes se rassemblent sur les figures 1.21 et que la valeur seuil du nombre de Rayleigh d'une rugosité soit autour de  $10^3$ , tendent à valider l'idée selon laquelle la transition observée sur les figures 1.17 est due au déclenchement d'une instabilité dans les zones de la plaque rugueuse à l'abri du vent.

### 1.4.5 Discussion

Cette étude a mis en évidence un mécanisme physique probablement à l'origine de la transition observée due à la présence d'une plaque rugueuse. Contrairement à l'intuition, il ne s'agit d'une transition de la couche limite dynamique à la turbulence. En effet, les rugosités créent des zones à l'abri de la circulation à grande échelle au niveau desquelles le fluide a tendance à stagner ce qui limite le transfert de chaleur. Soumises à un gradient de température de plus en plus intense au fur et à mesure que la puissance injectée augmente, il existe un seuil au delà duquel les forces de flottabilités deviennent plus importantes que les forces d'inertie imposées par l'écoulement à grande échelle. Ce scénario est conforté d'une part, par les figures 1.21 qui montre le nombre de Nusselt associé aux cavités à l'abri du vent pour les différentes expériences et d'autre part, par l'estimation du nombre de Rayleigh correspondant au seuil d'instabilité de ces cavités qui est autour de quelques milliers. Ainsi, le mécanisme de transition à la turbulence de la couche limite est écarté car les seuils observés sont indépendants de la hauteur de la cellule or ce phénomène est piloté par le nombre de Reynolds qui en dépend. Cette transition s'accompagne probablement de turbulences à l'origine du régime inertiel au niveau de la plaque rugueuse que l'on observe sur la figure 1.19b et de l'augmentation du paramètre d'asymétrie au delà de la limite correspondant à l'augmentation de surface (figure 1.17a).

Cette étude sur l'introduction d'une plaque rugueuse dans une cellule de Rayleigh-Bénard se conclut par une étude d'un phénomène local, à savoir, la transition dans les aspérités de la paroi rugueuse. D'une façon plus générale ceci ouvre la voie à l'étude des phénomènes locaux se produisant au niveau des parois chaude et froide. En effet, si on sait le rôle important des panaches thermiques dans la convection turbulente, on connaît moins les processus qui régissent leur apparition et leurs interactions avec l'écoulement moyen. L'étude de ces structures passent forcément par l'observation des champs de vitesse et de température au voisinage des parois. Cependant, les techniques de mesure de champ de vitesse tel que la PIV peuvent s'avérer délicates au niveau des couches limites qui concentrent les gradients de température. Dans des fluides tels que l'eau où l'indice de réfraction varie notablement avec la température, les distortions peuvent être importantes. Quant à la mesure du champ de température, les techniques sont souvent limitées par leur résolution comme pour la LIF (Fluorescence Induite par Laser) ou par leur difficulté de mise en œuvre comme la MTV (Vélocimétrie par Marquage Moléculaire). Le

développement de ces techniques pour les applications en convection naturelle sont des perspectives à développer. Quant aux analyses, le mode de génération des panaches – éventuellement en lien avec la présence de rugosités – la part d'énergie thermique qu'ils transportent et leurs interactions mutuelles sont autant de voies à explorer.

## Références

- [1] Guenter Ahlers. Effect of sidewall conductance on heat-transport measurements for turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review E*, 63(1) :015303, December 2000. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.63.015303>, doi:10.1103/PhysRevE.63.015303.
- [2] Guenter Ahlers, Siegfried Grossmann, and Detlef Lohse. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Reviews of Modern Physics*, 81(2) :503–537, April 2009. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.503>, doi:10.1103/RevModPhys.81.503.
- [3] Eberhard Bodenschatz, Werner Pesch, and Guenter Ahlers. Recent developments in Rayleigh-Bénard convection. *Annual review of fluid mechanics*, 32(1) :709–778, 2000. URL : <http://annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.fluid.32.1.709>.
- [4] Eric Brown, Alexei Nikolaenko, Denis Funfschilling, and Guenter Ahlers. Heat transport in turbulent Rayleigh-Bénard convection : Effect of finite top-and bottom-plate conductivities. *Physics of Fluids*, 17(7) :075108, 2005. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1964987>.
- [5] Bernard Castaing, Gemunu Gunaratne, François Heslot, Leo Kadanoff, Albert Libchaber, Stefan Thomae, Xiao-Zhong Wu, Stéphane Zaleski, and Gianluigi Zanetti. Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 204 :1–30, 1989. URL : [http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112089001643](http://journals.cambridge.org/article_S0022112089001643).
- [6] X. Chavanne, F. Chilla, B. Castaing, B. Hebral, B. Chabaud, and J. Chaussy. Observation of the ultimate regime in Rayleigh-Bénard convection. *Physical review letters*, 79(19) :3648, 1997. URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.79.3648>.
- [7] F. Chilla and J. Schumacher. New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *The European Physical Journal E : Soft Matter and Biological Physics*, 35(7) :1–25, 2012. URL : <http://www.springerlink.com/index/D11M8364540133M2.pdf>.
- [8] Francesca Chilla, Marie Rastello, Sébastien Chaumat, and Bernard Castaing. Ultimate regime in Rayleigh-Bénard convection : The role of plates. *Physics of fluids*, 16(7) :2452–2456, 2004. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1751396>.
- [9] Mathieu Gibert. *Convection thermique turbulente : Panaches et Fluctuations*. PhD Thesis, École normale supérieure (Lyon), January 2007. URL : <http://www.theses.fr/2007ENSL0421>.
- [10] Mathieu Gibert, Hervé Pabiou, Francesca Chilla, and Bernard Castaing. High-Rayleigh-number convection in a vertical channel. *Physical review letters*, 96(8) :084501, 2006. URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.96.084501>.

- [11] Mathieu Gibert, Hervé Pabiou, J.-C. Tisserand, Betina Gertjerenken, Bernard Castaing, and Francesca Chilla. Heat convection in a vertical channel : Plumes versus turbulent diffusion. *Physics of Fluids*, 21(3) :035109, 2009. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3085812>.
- [12] Donald D. Gray and Aldo Giorgini. The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19(5) :545–551, 1976. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/001793107690168X>.
- [13] Siegfried Grossmann and Detlef Lohse. Scaling in thermal convection : a unifying theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 407 :27–56, 2000.
- [14] Siegfried Grossmann and Detlef Lohse. Fluctuations in turbulent Rayleigh–Bénard convection : the role of plumes. *Physics of Fluids (1994-present)*, 16(12) :4462–4472, 2004. URL : <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof2/16/12/10.1063/1.1807751>.
- [15] Siegfried Grossmann and Detlef Lohse. Multiple scaling in the ultimate regime of thermal convection. *Physics of Fluids*, 23(4) :045108, 2011. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3582362>.
- [16] Xiaozhou He, Denis Funfschilling, Holger Nobach, Eberhard Bodenschatz, and Guenter Ahlers. Transition to the ultimate state of turbulent Rayleigh–Bénard convection. *Physical review letters*, 108(2) :024502, 2012. URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.108.024502>.
- [17] Leo P. Kadanoff. Turbulent heat flow : Structures and scaling. *Physics Today*, 54(8) :34–39, 2001.
- [18] Robert H. Kraichnan. Turbulent thermal convection at arbitrary Prandtl number. *The Physics of Fluids*, 5(11) :1374–1389, 1962. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1706533>.
- [19] Ruby Krishnamurti and Louis N. Howard. Large-scale flow generation in turbulent convection. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 78(4), 1981. URL : <http://www.pnas.org/content/78/4/1981.short>.
- [20] Lev D. Landau and Evgeni M. Lifshitz. *Physique théorique., Mécanique des fluides*. Éditions MIR, Ellipses, Moscou, Russie et Paris, France, 3e édition, 1994.
- [21] J. R. Lloyd and W. R. Moran. Natural Convection Adjacent to Horizontal Surface of Various Planforms. *Journal of Heat Transfer*, 96(4) :443–447, November 1974. URL : <http://dx.doi.org/10.1115/1.3450224>, doi:10.1115/1.3450224.
- [22] Detlef Lohse and Federico Toschi. Ultimate state of thermal convection. *Physical review letters*, 90(3) :034502, 2003. URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.90.034502>.
- [23] Detlef Lohse and Ke-Qing Xia. Small-scale properties of turbulent Rayleigh–Bénard convection. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42 :335–364, 2010. URL : <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.fluid.010908.165152>.

- [24] W. V. R. Malkus. Discrete Transitions in Turbulent Convection. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 225(1161) :185–195, August 1954. URL : <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/225/1161/185>, doi:10.1098/rspa.1954.0196.
- [25] W. V. R. Malkus. The Heat Transport and Spectrum of Thermal Turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 225(1161) :196–212, August 1954. URL : <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/225/1161/196>, doi:10.1098/rspa.1954.0197.
- [26] F. Perrier, P. Morat, and J.-L. Le Mouél. Dynamics of air avalanches in the access pit of an underground quarry. *Physical review letters*, 89(13) :134501, 2002. URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.89.134501>.
- [27] P.-E. Roche, Bernard Castaing, Benoît Chabaud, and B. Hébral. Heat transfer in turbulent Rayleigh–Bénard convection below the ultimate regime. *Journal of low temperature physics*, 134(5) :1011–1042, 2004. URL : <http://www.springerlink.com/index/N435104251H28181.pdf>.
- [28] Boris I. Shraiman and Eric D. Siggia. Heat transport in high-Rayleigh-number convection. *Physical Review A*, 42(6) :3650–3653, September 1990. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.42.3650>, doi:10.1103/PhysRevA.42.3650.
- [29] L. Skrbek and P. Urban. Has the ultimate state of turbulent thermal convection been observed? *Journal of Fluid Mechanics*, 785 :270–282, 2015.
- [30] J.-C. Tisserand, Mathieu Creyssels, Yoann Gasteuil, Hervé Pabiou, Mathieu Gibert, Bernard Castaing, and Francesca Chilla. Comparison between rough and smooth plates within the same Rayleigh–Bénard cell. *Physics of Fluids*, 23(1) :015105, 2011. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3540665>.
- [31] Jean-Christophe Tisserand. *Thermal convection : transport and mixing*. Theses, Ecole normale supérieure de lyon - ENS LYON, December 2010. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00612953>.
- [32] Jean-Christophe Tisserand, Mathieu Creyssels, Mathieu Gibert, Bernard Castaing, and Francesca Chilla. Convection in a vertical channel. *New Journal of Physics*, 12(7) :075024, 2010. URL : <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/12/7/075024/meta>.
- [33] R. Verzicco and R. Camussi. Prandtl number effects in convective turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 383 :55–73, 1999. URL : [http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112098003619](http://journals.cambridge.org/article_S0022112098003619).
- [34] Roberto Verzicco. Sidewall finite-conductivity effects in confined turbulent thermal convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 473 :201–210, 2002. URL : [http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112002002501](http://journals.cambridge.org/article_S0022112002002501).
- [35] Roberto Verzicco. Effects of nonperfect thermal sources in turbulent thermal convection. *Physics of Fluids*, 16(6) :1965–1979, 2004. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1723463>.

## 2

# Convection naturelle en canal vertical

## 2.1 Contexte de la recherche

Le travail présenté dans ce chapitre est la concrétisation de mon projet de recherche présenté lors de mon recrutement au CNRS qui a été principalement réalisé avec l'encadrement de deux thèses, celle de Christophe Daverat [9] et celle d'Yiqin Li [30]. Avec la prise de conscience des problématiques environnementales depuis les années 2000, les questions sociétales et notamment celles liées à l'efficacité énergétique et à l'utilisation d'énergies d'origine renouvelable, sont devenues des enjeux importants de la recherche en ingénierie. Dans ce contexte, un des objectifs de l'axe/groupe *Solaire Thermique et Photovoltaïque* (STEP) du CETHIL était de développer une recherche sur l'intégration de l'énergie solaire sur les bâtiments (BIPV : Building Integrated Photovoltaic). En effet, pour faire face à l'augmentation de la part de l'énergie d'origine solaire dans le bouquet énergétique prévue par quasiment tous les scénarios énergétiques, les bâtiments sont un gisement important de surfaces à exploiter en milieu urbain. Les façades représentant une part importante des surfaces valorisables, ceci pose la question de la pertinence de l'installation de surfaces photovoltaïques sur des surfaces verticales plus ou moins exposées au soleil. En effet, à la chute de production liée à l'orientation, il faut ajouter le surcroît d'échauffement dû à la proximité du bâtiment qui conduit à un vieillissement accéléré et pour les cellules en silicium cristallin, à une chute du rendement de production. Classiquement, pour une cellule en silicium avec un rendement nominal de 20%, on observe une perte d'un point de rendement pour une élévation de température de 10°C<sup>8</sup>. Pour contrebalancer ces difficultés, l'idée développée lors de mon arrivée au CETHIL était de récupérer une part de l'énergie thermique collectée par ces surfaces en plus de l'énergie électrique afin d'améliorer la viabilité économique d'une installation en façade grâce à des composants photovoltaïques-thermiques (PV-T) à air. Ainsi, les doubles-façades photovoltaïques sont composées d'une surface photovoltaïque séparée du bâtiment par une lame d'air qui fait office de fluide caloporteur. L'air chaud en sortie peut alors être valorisé pour le préchauffage en hiver (convection forcée) ou pour la ventilation naturelle du bâtiment en été (convection naturelle). Cependant, la mise en œuvre de telles solutions pose un certain

---

8. On donne souvent la variation relative du rendement  $\eta$  avec la température  $T$ . Pour le silicium cristallin, on a l'ordre de grandeur suivant pour le coefficient de température :

$$\frac{d\eta}{\eta dT} \simeq -0.5\%$$



fluide newtonien pour lequel on note respectivement  $\beta$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$ ,  $C_p$ ,  $\varrho$ ,  $\nu$ , le coefficient d'expansion isobare, la conductivité thermique, la diffusivité thermique, la capacité calorifique isobare, la masse volumique et la viscosité cinématique. On note  $\vec{g} = -g\vec{x}$  l'accélération de la pesanteur,  $T_w(x)$ <sup>9</sup> représente la température moyennée dans le temps de la (des) paroi(s) chauffée(s) à une altitude  $x$  et  $\Delta T_w(x) = T_w(x) - T_{\text{entrée}}$ .

Lorsque l'on se place dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq (voir § 1.1, p.6), cet écoulement est caractérisé par 6 nombres sans dimension.

$$\text{Rapports d'aspects} \quad \Gamma_b = \frac{b}{H} \text{ et } \Gamma_l = \frac{l}{H} \quad (2.1a)$$

$$\text{Nombre de Prandtl} \quad Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (2.1b)$$

$$\text{Nombre de Nusselt} \quad Nu_x = \frac{q_w x}{\lambda \Delta T_w(x)} \quad (2.1c)$$

$$\text{Nombre de Rayleigh} \quad Ra_{q,x} = \frac{g\beta q_w x^4}{\lambda\nu\kappa} \quad (2.1d)$$

$$\text{Nombre de Reynolds} \quad Re = \frac{\mathcal{D}}{\nu l} \quad (2.1e)$$

où  $\mathcal{D}$  est le débit volumique dans le canal. Contrairement à l'écoulement de Rayleigh-Bénard, il existe de nombreuses façons de définir les nombres sans dimension dans une configuration de canal vertical. En particulier, on rencontre souvent le nombre de Rayleigh modifié :

$$Ra_{q,b}^* = Ra_{q,H} \Gamma_b^5. \quad (2.2)$$

## 2.3 Position du problème

### 2.3.1 Les études fondatrices

Après des études pionnières [6, 14], la première solution analytique de ce problème à flux de chaleur imposé est donnée par Aung [2]. Dans un canal bidimensionnel infiniment long de largeur  $b$ , dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq, la solution est un écoulement parallèle aux parois déterminé à un gradient vertical de température près. Afin de lever cette indétermination et comparer avec des données expérimentales, Bar-Cohen et Rohsenow [4], font l'hypothèse que le gradient de pression vertical créé par la stratification thermique permet de contrebalancer la perte de charge régulière. Ils obtiennent alors l'expression suivante :

$$Nu_x = 0.144 Ra_{q,b}^*{}^{1/2}$$

qui se compare très bien avec les résultats numériques de Engel et Mueller [15]<sup>10</sup>. Cette expression est approchée à quelques pourcents près par les résultats expérimentaux de Wirtz et Stutzman [54] pour  $Ra_{q,b}^* \leq 2$ . Ils utilisent un canal en air chauffé symétriquement dont les parois chauffées sont des carrés de 303 mm de côté avec un espacement réglable entre 7.9 et 17.8 mm. Cette solution diffusive est observée pour les largeurs de canal les plus faibles.

Lorsque la largeur devient grande par rapport à la hauteur, on s'attend à ce que l'écoulement devienne indépendant de  $b$  et observer la solution laminaire le long d'une plaque plane. Pour cette configuration, on considère une paroi verticale infiniment longue chauffée à flux de chaleur

9. Si l'écoulement n'est pas parfaitement bidimensionnel,  $T_w(x)$  peut représenter la moyenne selon la profondeur  $z$  ou la valeur prise sur l'axe de symétrie de la paroi  $z = l/2$ .

10. Référence citée par Aung *et al.* [3]. Non consultée.

imposé dans un environnement au repos à la température  $T_{\text{entrée}}$ . En recherchant un écoulement autosimilaire indépendant de la hauteur  $H$  de la paroi, Sparrow et Gregg [49] donnent une solution en fonction de la variable

$$\xi = \frac{y}{(H^4 x)^{1/5}} (Ra_{q,H} Pr)^{1/5}$$

où l'on a utilisé les mêmes notations que celles de la figure 2.1 (sans la paroi de droite) et des équations (2.1). On obtient alors les champs de vitesse et de température suivants :

$$U = \frac{\nu}{H} \left( \left( \frac{x}{H} \right)^{3/2} Ra_{q,H} Pr^{-1} \right)^{2/5} f'(\xi; Pr) \quad (2.3a)$$

$$V = \frac{1}{5} \frac{\nu}{L} \left( \frac{H}{x} Ra_{q,H} Pr^{-1} \right)^{1/5} (f'(\xi; Pr)\xi - 4f(\xi; Pr)) \quad (2.3b)$$

$$\Delta T = \frac{q_w H}{\lambda} \left( \frac{H}{x} Ra_{q,H} Pr^{-1} \right)^{-1/5} g(\xi; Pr) \quad (2.3c)$$

où  $\Delta T = T - T_{\text{entrée}}$ ,  $f(\xi; Pr)$  et  $g(\xi; Pr)$  sont les solutions d'un système d'équations différentielles ordinaires dépendant du nombre de Prandtl. Cette solution permet de déduire très facilement la corrélation entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh :

$$Nu_x = a(Pr) Ra_{q,x}^{1/5} \quad (2.4)$$

avec  $a(Pr) = 2 \left[ \frac{Pr}{360(Pr + 0.8)} \right]^{1/5}$

où la fonction  $a(Pr)$  est déterminée à l'aide d'une méthode intégrale de von Kármán-Polhausen. On montre également que les épaisseurs de couches limites dynamique  $\delta_\nu$  et thermique  $\delta_\kappa$  s'écrivent :

$$\frac{\delta_\kappa}{H} = a_\kappa(Pr) Ra_{q,H}^{-1/5} \left( \frac{x}{H} \right)^{1/5} \propto \frac{\delta_\nu}{H} \quad (2.5)$$

où  $a_\kappa(Pr)$  est une fonction indéterminée du nombre de Prandtl. Bar-Cohen et Rohsenow [4] montrent que cette solution se compare très bien avec les résultats expérimentaux de Sobel et al. [47] obtenus en configuration asymétrique pour des nombres de Rayleigh modifiés  $Ra_{q,b}^*$  entre 10 et  $5 \times 10^3$ . En 1989, Webb et Hill [53] rapportent des résultats expérimentaux pour un canal chauffé de façon asymétrique qui serviront de données de référence pour de nombreuses études numériques. Un canal en air de 305 mm de haut chauffé sur une zone de 152 mm de haut centrée sur une paroi. La profondeur du canal est  $l = 457$  mm et l'écartement variable  $b$  entre 10 et 76 mm. Le flux de chaleur convecté dans le canal est obtenu à partir de la puissance injectée à laquelle on retranche les pertes par conduction et par rayonnement. Des mesures montrent que l'écoulement moyen est bidimensionnel. En calculant les propriétés du fluide à la température moyenne de paroi, les auteurs retrouvent que le transfert thermique est identique à celui observé le long d'une plaque plane verticale (éq. (2.4)) dans la gamme  $503 \leq Ra_{q,b}^* \leq 1.75 \times 10^7$ .

Pour des nombres de Rayleigh modifiés plus élevés, l'étude expérimentale de Miyamoto *et al.* [37] suivie de celle de Katoh *et al.* [25] sont les premières à faire état d'un changement de régime dans le canal. Ces deux études utilisent le même canal en air de 4980 mm de haut, 950 mm de profondeur avec un espacement réglable entre 40 et 200 mm. Avec une densité de flux de chaleur entre 52 et 208  $\text{W.m}^{-2}$  imposée sur une seule paroi, ils atteignent des nombres de Rayleigh modifiés jusqu'à  $4.5 \times 10^7$ . Miyamoto *et al.* mesurent le profil de température obtenu le

long d'une plaque plane seule et le comparent à ceux obtenus en configuration canal. Pour une paroi seule, la température atteint un maximum à environ 0.8 m de l'entrée, décroît ensuite très fortement jusqu'à  $x \sim 1.4$  m puis croît jusqu'à la sortie. La zone où la température décroît qui est associée à une transition à la turbulence, est également observée pour une même puissance dans la configuration canal mais de façon beaucoup moins marquée. On remarque que le maximum de température s'éloigne de l'entrée lorsque la largeur  $b$  diminue ce qui tend à montrer que, pour cette expérience, l'ajout d'une paroi adiabatique retarde l'apparition de la transition. Les résultats sont présentés en fonction d'un paramètre proportionnel à  $1/x$  qui ne permet pas de rassembler les mesures sur une loi unique. Au delà de ces résultats globaux, le banc est équipé d'un système de vélocimétrie laser Doppler (LDV) et d'un micro-thermocouple de  $25 \mu\text{m}$  permettant une mesure fine des profils de vitesse et de température. Ainsi pour la puissance maximale et pour tous les écartements les mesures de température montrent un échauffement du fluide en dehors de la couche limite thermique suffisamment loin de l'entrée  $x > 820$  mm. Cette observation qui ne peut pas être expliquée par un épaissement par diffusion de la couche limite, confirme l'existence d'une transition dans la zone  $820 < x \leq 2655$  mm. L'étude de Kato *et al.* [25] donnent plus de détails sur les profils de vitesse mesurés. On remarque notamment que les profils d'entrée sont relativement plats ainsi qu'un comportement particulier observé sur la vitesse que l'on retrouvera dans les études menées au CETHIL sur la configuration symétrique. Ainsi, pour  $Ra_{q,b}^* = 6.6 \times 10^7$  et  $b = 200$  mm, on observe une augmentation de la vitesse verticale le long de la paroi chauffée puis une diminution à partir de la mi-hauteur environ. En ce qui concerne le profil des fluctuations de vitesse, on passe d'un profil avec un pic près de la paroi dans la première moitié du canal à un profil bombé avec une large augmentation des fluctuations dans la partie centrale du canal. On retrouvera ce type d'observation sur les mesures obtenues au CETHIL en configuration symétrique.

## 2.3.2 La question des conditions aux limites ou la mise en évidence de l'interaction canal-cavité

### 2.3.2.1 Simulation numérique du canal seul

Cependant, étudier expérimentalement ou numériquement un écoulement de convection naturelle dans un canal situé dans un milieu infini pose la question des conditions aux limites. En effet, tout dispositif de laboratoire est contenu dans une cavité : réservoir d'eau ou salle d'expérimentation avec une ambiance plus ou moins bien maîtrisée. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, peu d'études expérimentales se sont penchées spécifiquement sur ce problème. En revanche, pour les études numériques dès les études pionnières de Bodoia et Osterle [6] (1962) et Aung *et al.* [3] (1972), les auteurs ont choisi de modéliser uniquement l'écoulement entre les parois, ce qui pose le problème des conditions aux limites en entrée et en sortie de canal. Pour cela, ces études supposent que le fluide entre dans le canal à la température d'entrée avec un profil de vitesse plat. La pression en entrée et en sortie est fixée égale à la pression hydrostatique régnant loin du canal à la même altitude. Ces travaux simulent plutôt bien les températures de parois trouvées expérimentalement. Cependant, en ce qui concerne la vitesse, la condition de pression en entrée pose question car la présence d'un écoulement implique l'existence d'une dépression en entrée. En effet, en supposant le fluide non-visqueux et l'écoulement stationnaire, l'application du théorème de Bernoulli le long d'une ligne de courant entre l'entrée du canal et une particule fluide suffisamment loin de l'entrée pour être au repos, montre qu'il existe une dépression en entrée du canal par rapport au fluide en dehors du canal à la même altitude. Ainsi en 1981, Dalbert *et al.* [7] proposent une simulation bidimensionnelle d'un canal

chauffé de façon symétrique ou asymétrique à flux constant en imposant une pression motrice ( $P_g = P + \rho gx$ ) en entrée :

$$P_{g,\text{entrée}} = P_{g,0} - \frac{1}{2}\rho U_d^2 \quad (2.6)$$

où  $P$  est la pression statique,  $P_{g,0}$  une pression motrice de référence,  $\rho$  une masse volumique de référence et  $U_d$  la vitesse débitante dans le canal. Les autres conditions en entrée et en sortie sont identiques à celles utilisées dans les références [6] et [3]. Ils retrouvent les deux régimes remarquables que sont la solution analytique de Aung [2] pour les faibles valeurs du nombre de Rayleigh modifié ( $Ra_{q,b}^*$ ) et l'écoulement le long d'une plaque plane verticale [49] pour la gamme  $10^2 \lesssim Ra_{q,b}^* \lesssim 10^3$ . Pour les plus grands nombres de Rayleigh, le débit trouvé dans le canal est plus faible que celui calculé par Aung *et al.* [3], ce qu'ils attribuent à la modification de la condition aux limites sur la pression en entrée. Ce problème du choix de la conditions aux limites sur la pression en entrée a été analysée en 2013 dans un benchmark numérique [11] basé sur la configuration du banc de Webb et Hill [53]. Je n'entrerai pas dans le détail de cette étude focalisée sur des problématiques propres aux études numériques. Cependant, on notera que les auteurs pointent le fait que le débit dans le canal est une variable beaucoup plus sensible aux conditions aux limites que ne le sont les grandeurs thermiques. Cependant, bien que la plupart des codes utilisés pour le benchmark utilisent des schémas instationnaires, les solutions trouvés sont stationnaires alors que les études expérimentales à ces nombres de Rayleigh font état d'écoulements instationnaires. Pour aborder ce problème, Fedorov et Viskanta [16] utilisent une méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) avec un modèle  $k - \varepsilon$  pour modéliser en deux dimensions et en régime stationnaire la configuration expérimentale de Miyamoto *et al.* [37]. En sortie de canal, l'écoulement moyen est parallèle avec des gradients verticaux de vitesse et de température nuls. En entrée, la température est imposée et le profil de vitesse satisfait à la conservation de la masse. De plus, le modèle  $k - \varepsilon$  permet de prescrire une énergie cinétique turbulente en entrée. Ils observent une transition à la turbulence et les résultats montrent que pour  $Ra_{q,b}^* = 7 \times 10^5$  et  $H/b = 50$ , la transition, repérée par la position du maximum de température de paroi, se situe à  $x = 3.8$  m lorsque la turbulence en entrée est nulle au lieu des 1.8 m observé expérimentalement. Les auteurs montrent que l'ajout d'une intensité turbulente de 15 % avance la transition à la valeur mesurée.

Plus récemment, Lau *et al.* [28, 29] ont réalisé une étude numérique avec la méthode LES (Large-Eddy Simulation) en trois dimensions de la configuration de Miyamoto *et al.* [37]. Le transfert radiatif n'est pas pris en compte. Les conditions aux limites sont repoussées sur des petits volumes ajoutés en amont et en aval du canal. Pour les conditions aux limites, Lau *et al.* se basent sur le travail de Gresho [21] et appliquent des contraintes nulles sur ces volumes. Les résultats présentés dans la référence [28] montrent que le choix d'un modèle de sous-maille approprié permet de retrouver les résultats expérimentaux de Miyamoto *et al.* Ainsi, le profil moyen de température de la paroi chauffée est retrouvé avec une précision de  $1^\circ\text{C}$  pour une valeur moyenne de l'ordre de  $25^\circ\text{C}$ . En particulier, la position du point de transition est correctement simulée sans ajout de perturbations en entrée ce qui est une nette amélioration par rapport aux simulations RANS de Fedorov et Viskanta [16]. Concernant, la simulation des profils de vitesse et de température à l'intérieur du canal, les écarts sont importants quelque soit le modèle de sous-maille : de l'ordre de 20% pour la vitesse et de 100% pour la température. Dans une étude récente [51], le même modèle numérique est utilisé pour simuler une configuration de chauffage alterné. Les auteurs montrent alors que l'imposition d'un taux de fluctuations est nécessaire en entrée pour retrouver les profils de température en paroi. Ainsi le problème des conditions à imposer à l'entrée du canal reste ouvert.

### 2.3.2.2 Simulation numérique du canal dans une cavité

Une autre façon de prendre en compte les conditions aux limites est de simuler le canal dans un volume suffisamment grand pour que des conditions aux limites de fluide isotherme au repos sur ses frontières n'ait pas d'impact sur l'écoulement dans le canal. Dès 1999, Barozzi *et al.* [5] simulent dans un plan un canal de rapport d'aspect  $1 \times 1$  centré dans une cavité de dimensions  $4 \times 3$ . Ils observent un comportement instationnaire et mettent en garde contre une probable influence de la cavité sur l'écoulement dans le canal. La même année, Liu et Tao [36], simulent dans un plan un canal vertical chauffé symétriquement à température constante dans une cavité dont les parois sont également isothermes (on note  $\Delta T$  l'écart entre ces deux température). Les extrémités du canal (de hauteur  $H$ ) sont situées à  $0.75H$  du bas et du haut du réservoir. Pour un rapport d'aspect  $H/b = 3.75$  et des nombres de Rayleigh  $Ra_{\Delta T, H} = 2 \times 10^4$ , l'écoulement est stationnaire et symétrique avec la formation de deux grandes recirculations autour des parois. Pour des écarts de température plus grands,  $Ra_{\Delta T, H} = 2 \times 10^5$  et  $10^6$ , l'écoulement est plus complexe avec l'émergence de deux tourbillons contra-rotatifs au-dessus du canal. Dans ce cas l'écoulement devient instationnaire avec, pour le nombre de Rayleigh intermédiaire, une variation quasi-périodique de la taille de chacun de ces vortex ce qui impacte fortement la circulation dans toute la cellule, y compris dans le canal. Pour  $Ra_{\Delta T, H} = 10^6$ , ces vortex se prolongent jusque dans le canal conduisant à l'apparition périodique de vitesse négative en sortie de canal. Bien qu'à ma connaissance, aucune observation expérimentale en canal symétrique n'ait fait état de tels écoulements de retour, ce résultat est intéressant car il relie directement le comportement de l'écoulement aux structures existantes à l'extérieur. De plus, ce type de vortex contra-rotatifs et instationnaires ont été observés expérimentalement dans la configuration asymétrique à flux imposé au CETHIL (§ 2.6). En 2010, Gan [17] étudie numériquement en deux dimensions avec le code commercial Fluent® l'influence de la taille de la cavité sur l'écoulement dans le canal. En se basant sur l'évolution du débit dans un canal de dimensions  $b = 0.3$  m,  $H = 3$  m, pour  $Ra_{q,b}^* \sim 10^8$ , il conclut que la cavité doit être au moins trois fois plus haute que le canal pour une erreur de l'ordre du pourcent. De plus ce résultat dépend selon que le chauffage est symétrique ou asymétrique. En 2014, Garnier *et al.* [18, 19] simulent en deux dimensions l'écoulement dans un canal chauffé asymétriquement à flux constant situé dans une cavité dont les parois sont refroidies. Ils utilisent le code de calcul SUNFLUIDH développé au sein du laboratoire LIMSI UPR3251 à Orsay. Le canal est chauffé uniquement sur une zone centrale comme dans l'étude de Webb et Hill [53]. Les rapports d'aspect du canal et de la cavité sont respectivement  $1 \times 10$  et  $1 \times 4$ . En faisant varier la taille de la cavité pour  $Ra_{q,H} = 3.7 \times 10^6$  (où  $H = 188$  mm est la hauteur chauffée, soit  $Ra_{q,b}^* = 9.6 \times 10^2$ ), ils montrent que lorsque le panache chaud sortant du canal interagit avec le haut de la cavité, une stratification thermique se développe et l'écoulement dans le canal devient dépendant de la taille de la cavité. Pour des nombres de Rayleigh plus élevés  $Ra_{q,H} = 3.7 \times 10^8$  ( $Ra_{q,b}^* = 9.6 \times 10^4$ ), lorsque le panache atteint la paroi supérieure, on observe en plus de la stratification thermique une oscillation du jet qui provoque des fluctuations dans toute la cavité avec des répercussions sur l'écoulement dans le canal. En particulier, ils montrent que le débit dans le canal fluctue. Cependant, les auteurs font valoir que dans les premiers instants avant que le panache n'atteigne la paroi supérieure, l'écoulement dans le canal est indépendant de la taille de la cavité et donc similaire à celui-ci observé en milieu infini. On retrouvera ces phénomènes dans les expériences de chauffage asymétrique menées au CETHIL (§ 2.6).

En ce qui concerne l'approche expérimentale, des comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques ont été réalisées à partir d'un dispositif construit par l'équipe *Thermomécanique des fluides* du GRESPI EA4694 de l'université de Reims [40, 41]. Ce laboratoire dispose d'un

banc expérimental en eau constitué d'un réservoir de 200 l non refroidi dans lequel se situe un canal chauffé à flux constant sur une seule paroi. Le réservoir mesure 980 mm de haut, sa section carrée mesure 480 mm de côté. Le canal de hauteur 376 mm, de profondeur  $l = 300$  mm et de largeur  $b = 36$  mm est centré dans le réservoir. La plupart des études reprennent la configuration de Webb et Hill [53] pour laquelle le chauffage s'effectue sur une zone d'une demi-hauteur centrée sur la paroi. La structure de l'écoulement est observée par tomographie : des particules ayant une densité proche de celle de l'eau sont éclairées par une nappe laser verticale dans le plan de symétrie du canal. En utilisant des temps d'exposition suffisamment longs, la photographie des particules donne une image des lignes de courant. Le réservoir n'étant pas refroidi, la durée des expériences est limitée pour éviter que la stratification thermique influence l'écoulement. Les premières observations font état d'une stratification thermique initiale inférieure à  $0.5^\circ\text{C}/\text{m}$  [41] qui atteint  $0.5^\circ\text{C}/\text{m}$  après 30 min de chauffage [42]. Une image plus précise du champ de température pour cette expérience est donnée par Hemmer *et al.* [24] pour un nombre de Rayleigh  $Ra_{q,H} = 1.7 \times 10^{10}$  où  $H = 188$  mm est la hauteur chauffée, soit  $Ra_{q,b}^* = 4.5 \times 10^6$ . Une simulation numérique en deux dimensions avec le code Fluent<sup>®</sup> permet de valider à partir de la comparaison des lignes de courant observées sur le cas 1 de la référence [24] qui correspond à la configuration de Webb et Hill. Les lignes de courant observées expérimentalement et numériquement 30 min après le début du chauffage montrent clairement l'existence d'une recirculation près de la paroi adiabatique en sortie avec une bonne comparaison de la taille de cette zone. Concernant la stratification, le profil de température vertical en dehors du canal se décompose comme suit : pas de stratification en dessous de l'entrée, une augmentation relativement linéaire au niveau du canal puis une température presque uniforme au-dessus. Ils observent un écart d'environ  $0.2^\circ\text{C}$  entre le haut et le bas du canal 30 min après le début du chauffage.

L'étude numérique de Garnier [19] est également comparée aux résultats expérimentaux obtenus au GRESPI. On notera une différence de modélisation des conditions aux limites sur les parois de la cuve qui sont maintenues à température constante dans la simulation alors qu'elles sont en contact avec l'air de la salle avec la présence d'une surface libre dans l'expérience. La comparaison est faite sur les lignes de courant pour un nombre de Rayleigh  $Ra_{q,H} = 8.3 \times 10^9$  où  $H = 188$  mm est la hauteur chauffée ( $Ra_{q,b}^* = 2.2 \times 10^6$ ). Dans cette configuration, les simulations à 10, 20 et 50 min montrent le développement d'une stratification thermique au-dessus du canal et l'apparition, dans le canal, d'une recirculation en sortie le long de la paroi adiabatique. Les lignes de courant montrent une bonne correspondance dans la forme des structures observées expérimentalement et numériquement. Malgré la différence de modélisation des conditions aux limites sur la cuve, on retrouve une valeur de la stratification thermique 20 min après le début du chauffage comparable à l'estimation faite dans la référence [42]. La comparaison aux premiers instants – avant que le panache chaud atteigne le haut de la cuve – avec les résultats de Polidori *et al.* [41] montre le développement de la recirculation avec des structures similaires. Quantitativement, on observe d'une part, un léger décalage dans le temps qui est probablement due à l'inertie thermique de l'expérience et d'autre part, une zone de recirculation numérique beaucoup plus petite que celle obtenue expérimentalement. Ces différences sont attribuées aux conditions aux limites sur la cuve ; à la présence d'une stratification initiale non modélisée et au caractère potentiellement tridimensionnel de l'écoulement qui est simulé dans un plan. Par rapports aux simulations du canal seul, les résultats numériques de Garnier montrent que la prise en compte de la cavité améliore la comparaison avec les résultats expérimentaux. En effet, on retrouve l'instantanéité de l'écoulement due à l'interaction entre le jet et la surface libre et on prend en compte le fait que le canal débouche dans un environnement plus chaud que la température d'entrée.

Le couplage entre les écoulements dans le canal et dans la cavité pour les temps longs rend

délicat l'étude du paradigme que constitue l'écoulement dans un canal situé dans un milieu infini. En fait on peut se poser la question de la pertinence de cette configuration qui, si elle a l'avantage de limiter les paramètres du problème, correspond assez peu à des systèmes réels. En effet, si l'on considère des systèmes de petites dimensions, par exemple pour des applications de gestion de la thermique de composants électroniques, ils sont généralement dans des espaces confinés, éventuellement ventilés. Quant aux doubles-façades photovoltaïques à l'origine de mon projet de recherche, le milieu infini dans lequel elles se situent n'est jamais au repos. Cependant, contrairement à ce qui se passe sur un dispositif en laboratoire, les fluctuations de l'environnement sont indépendantes de l'écoulement dans le canal. Par conséquent, les études numériques ou menées sur un dispositif en laboratoire ne peuvent pas être transposées directement aux applications en milieu infini. La plus-value scientifique de ces études réside plutôt dans le fait d'étudier des cas tests qui mettent chacun en évidence tel ou tel phénomène rencontré sur les systèmes réels dont l'étude doit être complétée par des expérimentations en environnement réel. La suite de cette étude bibliographique sera donc organisée en fonction des phénomènes qui ont été mis en évidence dans la convection naturelle en canal vertical.

### 2.3.3 Détermination analytique de lois de comportement

La première façon de s'affranchir de l'extérieur est de mener une étude théorique des échelles de l'écoulement. Ces analyses d'ordre de grandeur sont basées sur la modélisation et l'équilibre de phénomènes prépondérants. La modélisation est simplifiée en se plaçant dans des cas où une grandeur tend vers une limite ou encore en négligeant d'autres phénomènes réputés moins significatifs. Les équations sont alors réduites à l'équilibre de termes prépondérants dont la modélisation conduit à des lois de comportement global de l'écoulement.

S'inspirant des études de Lin et Armfield [34, 35] appliquées à une plaque verticale isotherme, Khanal et Lei [26] réalisent une analyse d'ordre de grandeur au démarrage de l'écoulement dans un canal vertical bidimensionnel chauffé asymétriquement à flux constant. En utilisant la condition aux limites sur la paroi chauffée et en équilibrant d'une part, le terme instationnaire avec la force d'Archimède dans l'équation de quantité de mouvement et d'autre part, le terme instationnaire avec la diffusion horizontale de la chaleur dans l'équation de l'énergie, ils obtiennent l'évolution purement temporelle – *i.e.* indépendante de la hauteur – de la température de paroi  $T_w$ , de la vitesse verticale  $U$  et de l'épaisseur de la couche limite thermique  $\delta_\kappa$ . L'état stationnaire est atteint au temps  $t_s$  lorsque le terme instationnaire devient du même ordre que le terme de transport convectif :  $t_s \sim H/U$  où  $H$  est la hauteur chauffée. Cette analyse qui ne fait jamais intervenir la paroi adiabatique conduit naturellement pour le régime stationnaire à la solution autosimilaire de l'écoulement laminaire le long d'une plaque plane verticale [49]. Khanal et Lei distinguent alors deux régimes selon que la couche limite thermique s'épaississe jusqu'à atteindre ou pas la paroi adiabatique avant la sortie du canal. Ils parlent alors de régimes de couches limites thermiques distinctes / non-distinctes. On retrouvera, dans les études menées au CETHIL, également ce régime de plaque plane verticale en entrée de canal.

En 2015, Ng *et al.* [38] appliquent le modèle développé par Grossmann et Lohse [22, 23] pour l'écoulement de Rayleigh-Bénard, à un écoulement dans un canal vertical infini dont une paroi est chauffée et l'autre refroidie, les deux étant à température imposée. Cette configuration est évidemment assez éloignée de celle présentée au paragraphe 2.2 et on ne peut pas s'attendre à transposer les résultats de ces travaux pour un canal uniquement chauffé. Cependant, l'approche est intéressante tant du point de vue des méthodes utilisées que de certains résultats telle que l'identification de deux échelles de vitesse distinctes dans la couche limite et dans le cœur de l'écoulement. Ainsi en s'appuyant sur des simulations numériques directes en trois dimensions

pour  $10^5 \leq Ra_{\Delta T_w, b} \leq 10^9$  ( $\Delta T_w$  et  $b$  sont respectivement l'écart de température imposé et la largeur du canal) et  $Pr = 0.709$ , ils montrent tout d'abord que dans cette gamme, les couches limites visqueuse et thermique sont laminaires de type Blasius-Pohlhausen, c'est-à-dire avec une épaisseur proportionnelle à la racine carré du nombre de Reynolds. Puis, les auteurs évaluent les dissipations visqueuse et thermique à partir de leur estimation dans les couches limites et dans le cœur de l'écoulement (§ 1.2.2, p. 9). La comparaison avec les simulations montrent la nécessité d'introduire des échelles de vitesse et de température dans le cœur de l'écoulement qui sont différentes de celles utilisées dans les couches limites. En tenant compte de la symétrie droite-gauche de la configuration, ces échelles sont définies à partir des gradients des profils moyens mesurés au centre du canal. La prise en compte de ces échelles permet de modéliser les dissipation et le flux de chaleur convecté dans le canal mais en l'absence de modélisation de la relation entre ces échelles, il est impossible d'obtenir des relations globales et le problème reste ouvert. Plus récemment, la même équipe poursuit cette étude en étudiant la structuration de l'écoulement [39]. En observant les champs instantanés dans un plan parallèle à la paroi chauffée, juste en-dehors de la sous-couche visqueuse ( $y^+ = 15$  en variable de paroi avec les notations de la figure 2.1, p. 38), ils remarquent que leur dépendance spatiale est similaire à celle du cisaillement. Suivant cette idée, ils définissent un critère permettant de distinguer les zones de fort cisaillement des autres à partir d'un nombre de Richardson<sup>11</sup> défini par la vitesse de friction et le flux de chaleur en paroi. Ils fixent arbitrairement un seuil à 0.1 en dessous duquel l'effet du cisaillement sur la couche limite est important. Puis ils réalisent des moyennes conditionnelles qui sont des moyennes sur un sous-ensemble de champ respectant le critère de fort cisaillement ( $Ri \leq 0.1$ ) ou de faible cisaillement ( $Ri \geq 0.1$ ). Ils montrent que pour les forts cisaillements, le profil de vitesse en paroi s'approche – tout en restant éloigné – d'un profil turbulent obtenu en convection forcée et le profil de température s'approche assez bien d'un profil logarithmique. Les moyennes conditionnelles sur les nombres de Reynolds et de Nusselt pour les forts cisaillements donnent des relations proches du régime ultime (éq. (1.13), p.12) avec  $\gamma_{eff} = 0.37$  et  $\xi = 0.41$  – à comparer à  $0.35 \leq \gamma_{eff} \leq 0.42$  et  $\xi = 0.50$  obtenus pour le régime ultime dans la configuration de Rayleigh-Bénard. Par conséquent, pour les forts cisaillements, l'exposant  $\gamma_{eff}$  de la relation Nusselt-Rayleigh est compatible avec une déstabilisation de la couche limite contrairement à l'exposant  $\xi$  de la relation Reynold-Rayleigh. Ce résultat est cohérent avec l'observation d'un profil quasi logarithmique pour la température contrairement à ce qui est observé pour la vitesse. Il montre que le régime de fort cisaillement observé reste perturbé par l'existence de zones de faible cisaillement. Évidemment ces résultats et en particulier les exposants sont dépendants du seuil choisi pour effectuer les moyennes conditionnelles. Par conséquent, on peut retenir que, pour  $10^5 \leq Ra_{\Delta T_w, b} \leq 10^9$ , la couche limite est en transition vers la turbulence et que l'on tend vers un régime ultime les moments où l'écoulement montre un fort cisaillement. On retrouvera une idée similaire dans les études menées au CETHIL avec la mise en évidence de régimes particuliers en utilisant un opérateur moyenne conditionnelle.

### 2.3.4 Écoulements de retour

En dehors de ces approches théoriques, les effets d'entrée ou de sortie existent et peuvent avoir une influence l'écoulement. Ainsi, les recirculations mentionnées précédemment (§ 2.3.2.2) sont des structures observées de façon récurrentes dans les études expérimentales mais leur origine

---

11. En convection mixte, le nombre de Richardson compare la vitesse d'ascension libre à la vitesse imposée ; il est défini par

$$Ri = RaRe^{-2}$$

où  $Ra$  et  $Re$  sont respectivement les nombres de Rayleigh et de Reynolds.

et leur impact sur le transfert de chaleur sont mal connus. Ces structures appelées également écoulements de retour (*flow reversals* en anglais), sont observées expérimentalement pour un chauffage asymétrique. Elles sont caractérisées par une entrée du fluide par la section de sortie du canal; le fluide descend plus ou moins profondément le long de la paroi adiabatique puis remonte par le centre du canal.

En 1984, Sparrow *et al.* [48] réalisent une expérience extrêmement bien conçue pour l'étude de la convection naturelle dans un canal vertical à température imposée. Bien que les conditions aux limites thermiques ne soient pas à flux de chaleur imposé, cette étude est intéressante dans le cadre de cet état de l'art car c'est une des rares à donner des informations sur le transfert thermique en présence d'un écoulement de retour. Le canal mesure 145.2 mm de haut, 96.7 mm de profond et entre 6.35 mm et 9.53 mm de large. Il est centré dans une cuve d'eau ouverte de 457 mm de haut et de section  $737 \times 432$  mm<sup>2</sup>, elle-même plongée dans un réservoir régulé en température qui fait office d'écran thermique. Les auteurs indiquent que la température mesurée à l'extérieur du canal reste constante mais il n'y a pas d'information sur le niveau de stratification. L'écoulement de retour est observé par visualisation à partir d'un colorant (bleu de thymol) qui réagit au pH. Un mélange acide-base permet d'ajuster le pH de l'eau au départ, puis une différence de potentiel est appliqué entre deux électrodes afin de changer localement le pH et donc la couleur du fluide. Ce dispositif permet de visualiser localement l'écoulement au niveau d'une électrode. Dans la gamme  $10^3 \leq Ra_{q,b}^* \leq 3.2 \times 10^3$ , les auteurs montrent une absence de recirculation jusqu'à un nombre de Rayleigh seuil puis une croissance quasi-linéaire de la profondeur de la zone de recirculation en fonction de  $Ra_{q,b}^*$ . Le seuil semble dépendre de l'écartement des parois. En ce qui concerne le transfert thermique, les auteurs observent que l'apparition de la recirculation n'induit pas de changement de régime. Dans toute la gamme de nombre de Rayleigh modifié, et pour tous les écartements considérés, les auteurs observent un régime de transfert de chaleur indépendant de la largeur du canal : le régime de plaque plane verticale isotherme. Ainsi le transfert thermique n'est pas sensible à la présence de la plaque adiabatique et il paraît donc logique qu'il ne soit pas non plus sensible au fait que le fluide alimentant la couche limite provienne d'un point situé en-dessous ou au-dessus de la paroi adiabatique. On notera de plus que, pour cette gamme de nombres de Rayleigh, les auteurs ne mentionnent pas une quelconque instationarité de l'écoulement.

Pour étudier les écoulements de retour à des nombres de Rayleigh plus élevés, Dupont *et al.* [12, 13] construisent un canal en air de 640 mm de haut, 304 mm de profondeur et de largeur variable entre 10 et 150 mm chauffé à densité de flux de chaleur constante sur une paroi. Le canal est situé dans une salle et son entrée est à un mètre du sol. Les profils de vitesse sont mesurés par un système LDV à deux composantes. Pour  $6 \times 10^9 \leq Ra_{q,H} \leq 4.5 \times 10^{10}$  et  $H/b = 10.7$  ou  $12.8$ , les auteurs font état d'un écoulement moyen bidimensionnel soumis à une forte instationarité qu'ils caractérisent en trois classes selon le comportement de la recirculation qui est estimé à partir d'une mesure ponctuelle de vitesse verticale  $u(t)$  en sortie près de la paroi adiabatique : pas d'écoulement de retour si  $u \gtrsim 0$ , écoulement de retour permanent si  $u \lesssim 0$  et intermittent si la vitesse moyenne est nulle. Cependant, les auteurs ne donnent pas d'information sur les transferts thermiques associés à ces différentes classes et cette étude est limitée à des observations.

Finalement, les études expérimentales les plus complètes sur le écoulements de retour sont celles de Polidori *et al.* [40–42] déjà citées précédemment (§ 2.3.2.2).

### 2.3.5 Dynamique de l'écoulement

Lors de mon arrivée au CETHIL, Stéphanie Giroux-Julien et Christophe Ménézo étudiaient déjà la convection naturelle dans un canal vertical en air mis en place lors de la thèse de Jérémie

Vareilles [52] puis exploité plus en détails par le travail de thèse d'Estibaliz Sanvicente [45]. Le canal mesure 1500 mm de haut, 700 mm de profondeur et d'écartement variable. Chaque paroi est équipée de 15 bandes en acier inoxydable de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et de 100 mm de haut dans lesquelles on peut faire circuler un courant électrique permettant un chauffage uniforme ou alterné des surfaces. Les parois latérales sont en polycarbonate et l'entrée est munie d'un convergent très court pour éviter l'apparition de structures instationnaires. L'entrée du dispositif se situe à 700 mm du sol et une paroi horizontale est fixée à 700 mm au-dessus de la sortie pour obtenir une géométrie symétrique. Une estimation fine des pertes par conduction et rayonnement permet de remonter à la puissance convectée dans le canal. Pour  $H/b = 15$  et  $Ra_{q,b}^* = 3.5 \times 10^6$ , Sanvicente *et al.* [46] étudient la dynamique de l'écoulement au travers de  $2 \times 75$  thermocouples régulièrement répartis sur l'axe central des deux parois et d'un système de vélocimétrie par images de particules (PIV) donnant accès à des champs de vitesse dans le plan des thermocouples sur une zone carrée incluant toute la largeur du canal. Une étude de répétabilité montre des variations de quelques pourcents sur le nombre de Nusselt moyen alors qu'elles sont d'environ 20% sur les profils de vitesse moyenne et de l'ordre de 40% pour les profils de fluctuations. De plus, les tests sur les temps de mesure montrent que la convergence est bonne et l'intégration des champs de vitesse moyen indique que le débit volumique est conservé à 5% près entre le haut et la bas du canal – ce qui est attendu dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq. La non-répétabilité des mesures des profils de vitesse moyenne et de fluctuations semblent montrer l'existence de différentes structures d'écoulement qui seraient compatibles avec les conditions aux limites contrôlées. On peut donc supposer que l'on retrouve l'influence des conditions extérieurs sur l'écoulement dans le canal. Ainsi, les auteurs expliquent que les fluctuations observées près de la paroi adiabatique en sortie correspondent à l'apparition d'un écoulement de retour très instationnaire avec une faible longueur de pénétration ( $\sim 2b$ ) et relie ce phénomène à l'existence de fluctuations de pression à l'extérieur du canal au niveau de la sortie. Ils identifient également les variations de fluctuations en entrée de canal comme un facteur de non-répétabilité. Le profil de température de paroi présente un maximum aux deux-tiers de la hauteur ce qui est la signature d'un début de changement de régime comme cela a déjà été observé par Miyamoto *et al.* [37]. Ainsi la structure de l'écoulement mesuré par PIV à mi-hauteur montre l'apparition de structures instables. On observe clairement l'alternance de périodes où le champ de vitesse laminaire est indépendant de la hauteur sur les 20 cm observés avec des événements courts pendant lesquels on observe le passage de fluctuations. Plus précisément, celles-ci se traduisent par un épaississement de la zone de sur-vitesse près de la paroi chaude conduisant au détachement d'un bout de couche limite qui est transporté au cœur de l'écoulement. On remarquera la similarité de cette observation avec le processus de formation de panaches dans l'écoulement de Rayleigh-Bénard turbulent schématisé sur la figure 1.2b (p. 10), les panaches étant vu comme des morceaux de couche limite détachés [23].

Parmi les études ayant étudié la dynamique de l'écoulement dans un canal vertical à flux imposé, on citera les travaux expérimentaux de Yilmaz *et al.* [55] qui, comme Miyamoto *et al.* [37], utilisent un dispositif de deux canaux dont la paroi chauffée est commune afin d'éliminer les problèmes dus aux pertes thermiques en face arrière. Le canal d'air mesure  $H = 3000$  mm de haut,  $l = 1000$  mm de profondeur et  $b = 150$  mm de large. Le chauffage est réalisé par huit éléments chauffants placés entre deux parois d'aluminium de 5 mm d'épaisseur, le contact thermique étant assuré par un vide partiel entre les deux plaques. La surface en aluminium est polie pour limiter les rayonnement entre parois et sa température est mesurée par 18 thermocouples répartis sur l'axe de symétrie. Les grandes parois adiabatiques sont en verre, les parois latérales en bois sauf celle à travers laquelle sont réalisées les mesures de vitesse. Un système de vélocimétrie laser Doppler (LDV) et un micro-thermocouple de 25  $\mu\text{m}$  fixé sur une perche sont montés

sur un système de déplacement permettant de mesurer la vitesse et la température dans le plan vertical au centre du canal. La mesure de température est effectuée un millimètre au-dessus de la mesure de vitesse. Pour un nombre de Rayleigh modifié  $Ra_{q,b}^* = 3.19 \times 10^7$ , la température de paroi présente un maximum à une distance de l'entrée d'environ  $x/H = 0.4$ . Les mesures des profils de vitesse moyenne montrent un profil plat en entrée avec la croissance d'un pic de vitesse du côté chaud pour atteindre une vitesse maximale en sortie. Les profils de température montrent clairement un épaissement de la couche limite thermique<sup>12</sup> en entrée de canal suivie d'un amincissement dans la partie supérieure. On notera de plus un échauffement du fluide en dehors de la couche limite thermique avec une zone chauffée qui s'épaissit depuis  $x/H = 0.5$  jusqu'à  $x/H = 0.9$  où toute la section est échauffée. On peut identifier ici une transition avec un flux de chaleur horizontale qui ne peut être que d'origine turbulente et qui échauffe le cœur de l'écoulement. Le même type de transition a été identifiée dans le cas d'un chauffage symétrique au CETHIL (§ 2.5). En ce qui concerne les fluctuations de vitesse, on observe des fluctuations importantes en entrée de canal du côté de la paroi adiabatique qui sont probablement dus à des recirculations générées par la géométrie de la section d'entrée qui présente des angles droits. En effet, les lignes de courant du fluide entrant sont plutôt horizontales et par conséquent une entrée à angle droit génère des recirculation comme celles que l'ont observé à l'arrière d'un obstacle. Ce type de recirculations a été identifié clairement sur le canal en air au CETHIL [20] et a été éliminé par l'ajout d'un convergent. Dans l'étude de Yilmaz *et al.* [55], on a une relaminarisation en entrée et ces fluctuations ne sont plus observées à  $x/H = 0.27$  où le terme croisé du tenseur de Reynolds ainsi que l'énergie cinétique turbulente sont faibles. En revanche, on observe clairement une augmentation de ces grandeurs à partir de  $x/H = 0.5$  sur une zone près de la paroi chauffée qui s'étend à toute la section en sortie. Par conséquent, cet écoulement dans la partie supérieure a toutes les caractéristiques d'un écoulement en transition vers un régime turbulent. Des observations similaires ont été faite en configuration symétrique au CETHIL (§ 2.5). On remarquera que cette étude de Yilmaz *et al.* ne fait pas mention de problèmes de répétabilité notés par Sanvicente *et al.* [46] et que nous retrouverons dans l'expérience en eau au CETHIL. Ceci pourrait être attribué à la construction du banc à partir de deux canaux symétriques qui limitent certainement l'influence de l'extérieur près de la paroi chauffée en entrée et en sortie mais cette hypothèse reste à vérifier.

### 2.3.6 Influence de la stratification

L'étude numérique de Garnier [19] montre le développement d'une stratification thermique dès les premiers instants à partir du moment où le panache chaud interagit avec la surface supérieure. Cependant, expérimentalement les temps d'établissements sont très longs et, dans les expériences menées au CETHIL [30], on observe que cette stratification initiale diminue au cours du temps pour se stabiliser à une valeur beaucoup plus faible. Très récemment, Thebault *et al.* [50] montrent l'impact de la stratification thermique externe sur le débit dans le canal en air du CETHIL. Les dimensions de la salle d'expérience étant grandes devant celles de l'expérience, les auteurs mesurent une stratification linéaire du sol au plafond, loin du canal, lorsque celui-ci est en fonctionnement. De par la géométrie de l'expérience, ils supposent, au premier ordre, que le brassage de l'air en-dessous (resp. au-dessus) du canal génère une zone dans laquelle la température est plus basse (resp. plus élevée) que la température moyenne des sections d'entrée (resp. de sortie) du canal. Ils supposent également que les différences de tem-

12. On considère ici la couche de fluide avec un fort gradient de température dont l'épaisseur est estimée par l'intersection de la tangente au profil en paroi avec la droite définie une température constante égale à la température d'entrée

température moyenne entre les sections de sortie et d'entrée pour les cas avec et sans stratification externe, sont identiques au premier ordre. Si on note  $\Delta T_{\text{eff}}$  la différence de température entre les sections de sortie et d'entrée, et  $\Delta T_{\text{outside}}$  la différence de température entre les volumes au-dessus et en dessous du canal, alors les auteurs montrent que le débit  $\dot{m}_0$  que l'on aurait sans stratification s'écrit :

$$\dot{m}_0 = \dot{m} \left( 1 + \frac{\Delta T_{\text{outside}}}{\Delta T_{\text{eff}}} \right)$$

où  $\dot{m}$  est le débit mesuré avec stratification externe. On retrouve bien-sûr le fait qu'une augmentation de la stratification externe – augmentation de  $\Delta T_{\text{outside}}$  – conduit à une diminution du débit  $\dot{m}$  observé. La comparaison avec les résultats expérimentaux du canal en air sont bonnes. De plus, la comparaison avec des mesures faites au CETHIL dans la cellule en eau est tout à fait satisfaisante au vu de la simplicité du modèle. Ce modèle pointe la difficultés des expériences dans l'eau pour lesquelles on souhaite se placer dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq (cf. table 1.1, p.7). En effet, si l'écart de température maximal est limité à quelques degrés, on peut s'attendre à des échauffement moyen dans la section de sortie du canal de quelques dixième de degré<sup>13</sup>. Ce qui signifie que le contrôle de la stratification externe est un point crucial, notamment pour les expériences dans l'eau.

### 2.3.7 Problématiques scientifiques autour de la convection en canal vertical

L'ensemble de ces études montre le besoin de connaissances liées d'une part aux phénomènes intrinsèques à la configuration en canal vertical, et d'autre part aux mécanismes pilotant le changement de régime de l'écoulement. Par conséquent, je me suis focalisé sur trois problématiques scientifiques qui sont données ici sans ordre de priorité. La première est de comprendre les phénomènes de couplage entre canal et cavité afin de cerner ce qui relève de la dynamique de l'écoulement dans le canal susceptible d'être retrouvé dans les applications. En effet, suite aux nombreux travaux sur ce sujet, les études expérimentales ne peuvent être menées en ignorant l'impact mutuel entre les écoulements à l'intérieur et à l'extérieur du canal. Si la stratification thermique dans la cavité et l'interaction du fluide sortant du canal avec la limite haute de la cavité sont des paramètres connus pour avoir un impact sur l'écoulement dans le canal, il est nécessaire d'envisager d'une façon plus globale la prise en compte de l'ensemble de l'écoulement externe sur le mouvement du fluide dans le canal. Or en se plaçant à l'échelle de la cavité qui est excitée par un canal chauffé au centre, on comprend que l'écoulement peut se structurer de différentes façons pour une même sollicitation et par conséquent générer des régimes différents ou des comportements instationnaires. Ceci nous conduit à la seconde problématique qui concerne la caractérisation et l'analyse de l'instationarité de l'écoulement dans le canal. Nous avons déjà vu (§ 2.3.5) que les écoulements dont les sollicitations ou la géométrie sont asymétriques présentent des structures instationnaires probablement liées à l'environnement immédiat. Par conséquent, la définition d'une méthodologie d'analyse de tels écoulements permettra de lier les phénomènes observés à l'écoulement externe et donc de revenir sur l'interaction entre canal et cavité. Cette compréhension du couplage est indispensable pour aborder la troisième problématique portant sur l'analyse des mécanismes de transition intrinsèques à l'écoulement dans le canal. En effet, ce phénomène de changement de régime, qui est souvent recherché dans les applications de refroidissement passif, est délicat à aborder de façon expérimentale alors même que c'est souvent un

---

13. La température maximale est atteinte en paroi. Si on note  $\delta_\kappa(H)$  l'épaisseur de couche limite thermique en sortie,  $b$  l'écartement du canal et  $T_w(H) - T_{\text{entrée}}$  l'écart de température entre le haut de la paroi et l'entrée, alors l'échauffement moyen dans la section de sortie s'écrit :  $\Delta T_{\text{eff}} \simeq (T_w(H) - T_{\text{entrée}})\delta_\kappa(H)/b$ . Au vu des résultats obtenus au CETHIL dans l'eau, cet échauffement est de l'ordre de quelques dixièmes.

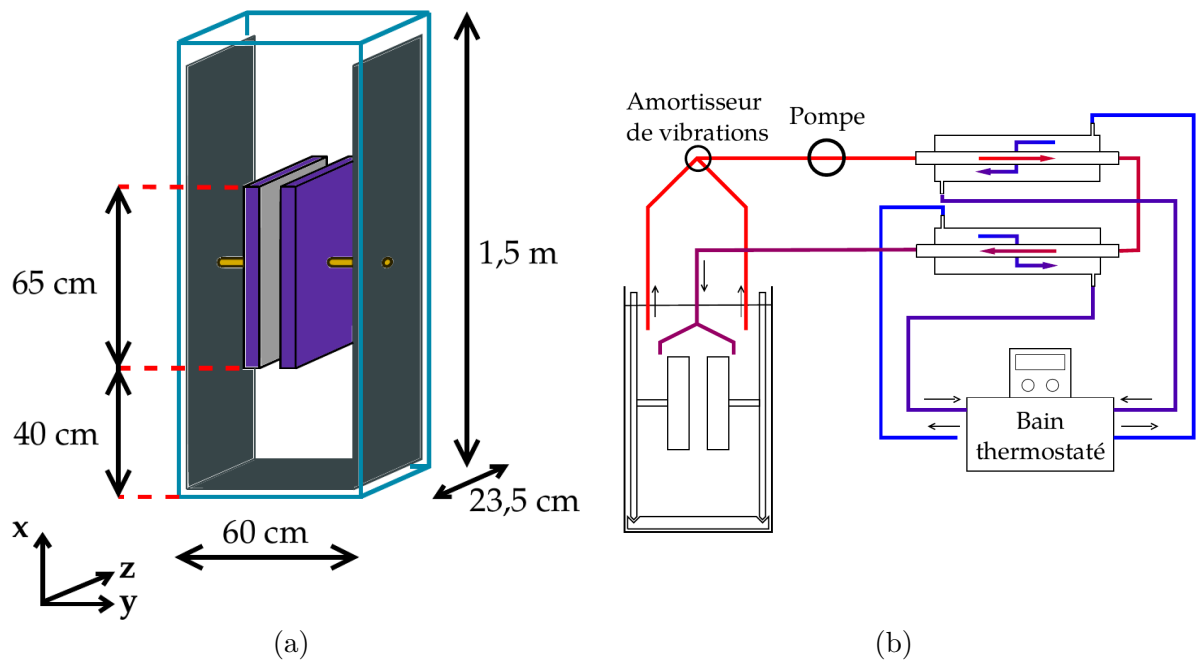


FIGURE 2.2 – (a) Géométrie globale du canal vertical dans la cellule en eau. (b) Schéma de la boucle de refroidissement. Figures extraites de la référence [9].

facteur de validation des études numériques ou entre études expérimentales. En effet, par nature, le phénomène de transition est susceptible d'être sensible aux perturbations ou aux excitations provenant de l'extérieur et donc faire la part des choses entre les déclencheurs intrinsèques et extrinsèques au canal est indispensable pour comprendre les observations dans des systèmes plus complexes.

## 2.4 Le canal vertical en eau

Pour aborder ce problème, l'idée fut d'étudier la configuration de canal vertical chauffé à flux constant la plus simple possible afin de limiter au maximum le nombre de paramètres. C'est pourquoi afin d'éliminer le rayonnement entre surfaces, l'eau est choisie comme fluide d'étude. En effet, selon la loi de Wien, une paroi à 40°C assimilée à un corps noir émet le maximum de rayonnement autour d'une longueur d'onde de 10  $\mu\text{m}$ . Pour cette valeur là, le coefficient d'absorption de l'eau est de  $638 \text{ cm}^{-1}$  [43], soit une longueur caractéristique d'absorption de 16  $\mu\text{m}$ . Par conséquent, tant que l'épaisseur de couche limite thermique, qui est dominée par la conduction dans la direction perpendiculaire à la paroi, reste très supérieure à cette valeur, on peut considérer que le rayonnement est absorbé par le fluide sur une épaisseur négligeable. Dans les expériences présentées ici, les épaisseurs de couche limite sont de l'ordre de quelques millimètres, par conséquent, on négligera le rayonnement entre surfaces.

### 2.4.1 Conception du banc

La figure 2.2a montre un schéma du dispositif expérimental. Dans ce document, la description est limitée aux points essentiels, pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter aux mémoires de thèse de Christophe Daverat [9] et Yiqin Li [30]. Un canal de 650 mm de haut, 235 mm de

profondeur et de largeur variable entre 0 et 140 mm est plongé dans une cellule en verre dont les hauteur, profondeur et largeur sont respectivement de 1500 mm, 235 mm et 600 mm. Le canal est centré dans la cavité, ce qui conduit à des hauteurs d'eau de 400 mm en-dessous et au-dessus du canal. Dans une première version, les parois de la cellule en eau étaient réalisées en double-vitrage. Suite à des problèmes d'étanchéité, une seconde cellule en verre simple est utilisée. Elle est isolée de l'extérieur par des plaques en polystyrène extrudé de 50 mm d'épaisseur sauf au niveau de la paroi latérale du canal pour permettre les mesures optiques.

Afin d'assurer l'observation d'un régime établi, un refroidissement par prélèvement et rejet à température contrôlée est assuré par une boucle externe représentée sur la figure 2.2b. Les points d'aspiration et de refoulement sont situés au niveau de la sortie du canal.

Les parois du canal sont constituées par deux blocs étanches maintenus face-à-face par deux supports en PVC (PolyChlorure de Vinyle) renforcés par des cornières en acier inoxydable. Un système de réglage vis-écrou permet de régler l'écartement et le parallélisme entre les parois. Les blocs étanches sont constitués d'un cadre en polycarbonate sur lequel la paroi chauffée est collée d'un côté et un couvercle en polycarbonate est vissé de l'autre. À l'intérieur se trouve le système de chauffage électrique dont les fils sortent à l'extérieur par un tuyau souple. Des moitiés de tube de 40 mm de diamètre sont collés sur la face inférieure des blocs étanches pour éviter les arêtes aiguës au niveau de l'entrée et empêcher la formations de structures tourbillonnaires en entrée de canal [20]. Le mode de réglage de la position des blocs étanches a fait l'objet de plusieurs évolutions afin de diminuer l'incertitude sur la valeur de la largeur  $b$  qui inclut les défauts de parallélisme et de mesure. Ainsi pour un écartement de l'ordre de 50 mm, l'incertitude qui est de  $\pm 3$  mm pour les expériences en configuration symétrique, tombe en-dessous de  $\pm 1$  mm pour la configuration asymétrique qui a été réalisée après.

Sur chaque côté, le chauffage est assuré par 12 chaufferettes électriques, de dimensions 50 mm selon  $x$  et 200 mm selon  $z$  (se reporter à la figure 2.2a pour les axes), plaquées sur la paroi chauffée par une mousse isolante. Les chaufferettes étant espacées de 1 mm, les parois sont chauffées sur une zone centrale sur une hauteur  $H = 611$  mm et une largeur de 200 mm.

Le dispositif expérimental est situé dans une salle dont la température, en fonctionnement normal, est régulée à  $\pm 2^\circ\text{C}$ .

## 2.4.2 Instrumentation thermique du banc expérimental

En ce qui concerne l'instrumentation, les figures 2.3 donnent les deux réseaux de capteurs permettant une caractérisation thermique de l'écoulement mis en place pour les cas de chauffage symétrique et asymétrique. Dans un premier temps, des thermocouples ont été insérés dans les parois chauffées pour mesurer la températures au niveau du centre de chaque chaufferette (figure 2.3a), puis leur nombre a été doublé avec l'ajout de capteurs entre les chaufferettes (figure 2.3b). À l'extérieur du canal la température était mesurée en une douzaine de points répartis en-dessous et au-dessus du canal pour l'étude de la configuration symétrique puis les capteurs ont été déplacés pour une mesure à l'arrière des parois pour la deuxième configuration. Chaque chaufferette est équipée d'un fluxmètre mesurant le flux de chaleur moyen perdu en face arrière.

Tous les capteurs thermiques ont été étalonnés au laboratoire selon une procédure détaillée dans les annexes de la référence [9]. Suite aux étalonnages et à l'expérience acquise au cours des différentes campagnes de mesure, l'incertitude de mesure sur la température est de  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ . Quant à la mesure du flux de chaleur, l'incertitude sur les valeurs fournies par les capteurs est de  $\pm 1\%$ . Comme on mesure des pertes de chaleurs à l'arrière des chaufferettes qui sont déjà faibles par rapport à la puissance convectée dans le canal, cette incertitude est négligeable devant celle,

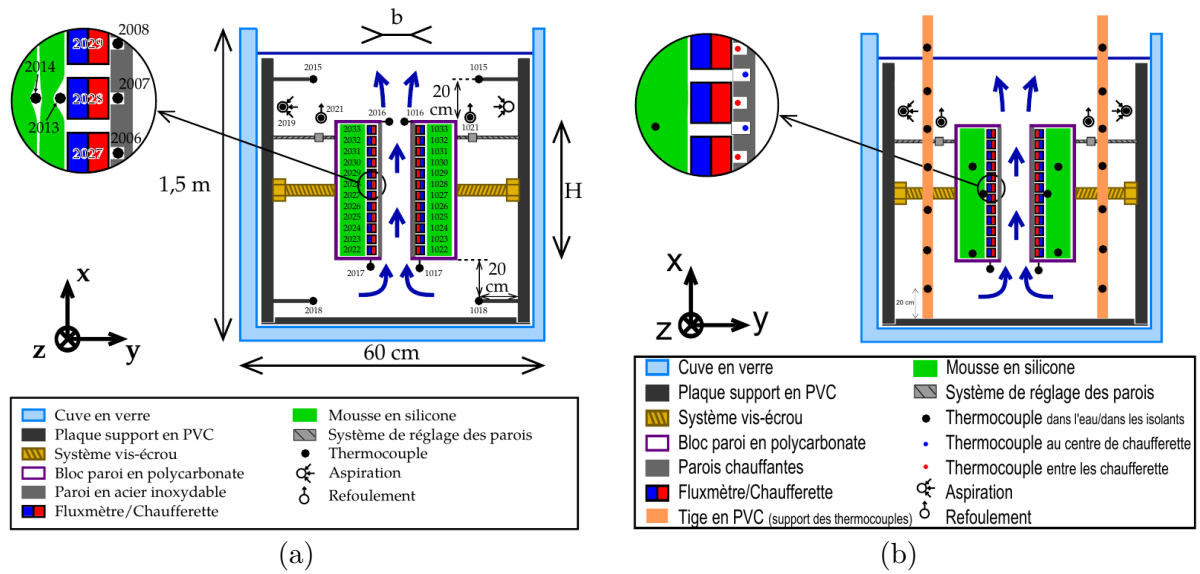


FIGURE 2.3 – (a) Réseau de capteurs mis en place pour la configuration symétrique. Figure extraite de la référence [9]. (b) Réseau de capteurs mis en place pour la configuration asymétrique. Figure extraite de la référence [30].

plus délicate à estimer, à travers les parois latérales du canal. Celle-ci a été estimée pour la deuxième cellule en simple vitrage en obstruant le canal afin que toute la puissance injectée soit évacuée par les parois latérales. Dans le cas défavorable lorsque les deux faces latérales du canal ne sont pas recouvertes d'isolant, les pertes sont estimées à  $\pm 2\%$ . Le lecteur trouvera plus de détails dans l'annexe A de la référence [30].

### 2.4.3 Mesures de vitesse et de température dans le canal

Afin de mesurer les profils de vitesse et de température dans le canal, un dispositif similaire à celui de Yilmaz *et al.* [55] est utilisé principalement pour l'étude de la configuration de chauffage symétrique. Un système LDV deux composantes est placé sur un système de déplacement bidimensionnel permettant de mesurer la vitesse dans un plan vertical sur toute la hauteur du canal. Afin de mesurer la température, un micro-thermocouple de  $25\ \mu\text{m}$  est positionné à environ un millimètre au-dessus du volume de mesure de vitesse. Pour cela, le capteur passe à l'intérieur d'un tube en laiton de  $3\ \text{mm}$  qui est monté sur une perche, elle-même fixée sur la même platine que la sonde LDV. Le système LDV est un modèle de la marque TSI<sup>®</sup> composé d'un laser argon de  $300\ \text{mW}$  et d'une sonde TR260 de longueur focale  $350\ \text{mm}$  mesurant la vitesse dans un ellipsoïde de  $90\ \mu\text{m}$  de diamètre et environ  $1\ \text{mm}$  de longueur. Les données sont acquises via le logiciel FlowSizer<sup>®</sup>.

Pour des mesures en proche paroi, il est nécessaire de tourner la sonde LDV de quelques degrés autour d'un axe vertical comme illustré sur la figure 2.4a. Pour assurer une convergence des faisceaux laser au même point, une cellule en verre remplie d'eau de section trapézoïdale est placée devant la face latérale du canal utilisée pour l'observation (figure 2.4b). Ainsi en plaçant l'axe de la sonde perpendiculairement à la face avant de la cellule trapézoïdale, les faisceaux laser arrivent sur le dioptre air/verre avec le même angle d'incidence assurant leur convergence au même point dans le canal avec un axe globale de la sonde qui incliné par rapport aux parois. En contrepartie, cette inclinaison empêche de balayer toute la section du canal (figure 2.4b).

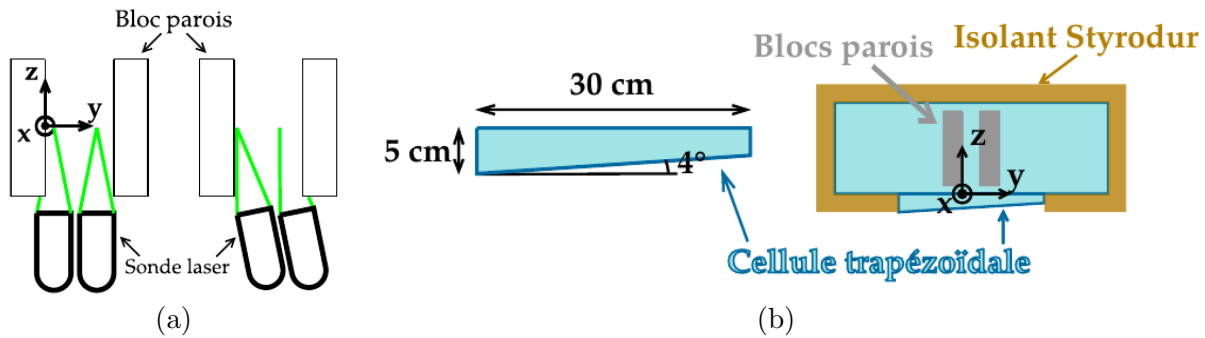


FIGURE 2.4 – (a) Schéma illustrant la nécessité d’une inclinaison de la sonde LDV. (b) Schéma de la cellule trapézoïdale placée en face avant. Figures extraites de la référence [9].

L’écoulement estensemencé par des particules en polyamide de masse volumique  $1021 \text{ kg.m}^{-3}$ . avec un diamètre moyen de  $5 \mu\text{m}$  et certaines mesures ont été faites avec des particules de  $20 \mu\text{m}$  sans que l’on puisse détecter une différence dans la qualité de la mesure. L’incertitude sur les profils moyens de vitesse provient essentiellement du manque de temps de convergence de la moyenne. En effet, dans le cas du chauffage symétrique, on réalise une douzaine de profils de vitesse contenant une vingtaine de point de mesure. À raison d’une heure de mesure par point, il faut compter une durée de mesure d’environ un jour par profil, temps durant lequel la stabilité thermique du dispositif doit être préservée. Grâce à la régulation de température de la salle, on parvient à maintenir cet équilibre pendant deux semaines mais au delà, l’évaporation nécessite d’ajouter de l’eau au dispositif. Par conséquent, en limitant le temps de mesure à 1h ou 1h30 par point, l’incertitude sur les valeurs de vitesse est de  $\pm 0.4 \text{ mm.s}^{-1}$  [9]. En revanche, l’incertitude sur les quantités d’ordre deux – tenseur de Reynolds – est bien plus grande, d’après des mesures faites durant la thèse de Christophe Daverat [8], on l’estime entre 10 et 20%.

En ce qui concerne la synchronisation des mesures de vitesse et de température par micro-thermocouple, elle se fait uniquement sur l’instant initial. En effet, le taux d’acquisition des vitesses par LDV n’étant pas contrôlable, le seul moyen de synchroniser dynamiquement les mesures aurait été de déclencher une mesure de température à chaque capture de vitesse ce qui n’a pas été fait ici. Ainsi, le démarrage de la mesure de vitesse est déclenchée lors de la première mesure de température.

Si la configuration symétrique a été principalement étudiée via le système de mesure couplé vitesse-température cité ci-dessus, la seconde configuration a fait l’objet de mesures par PIV à deux composantes dans un plan. Le système PIV de la société LaVision<sup>®</sup> est composé d’un laser pulsé Nd-YAG à  $532 \text{ nm}$  et d’une caméra CCD de  $2054 \times 2054 \text{ pixel}^2$ . Le traitement des vitesses est réalisée sous le logiciel Davis<sup>®</sup> et la plupart des post-traitements ont été faits en utilisant la boîte à outils PIVMAT<sup>14</sup> développée pour le logiciel Matlab<sup>®</sup>. Les particules utilisées sont les particules en polyamide de diamètre moyen  $20 \mu\text{m}$ . L’incertitude sur les valeurs instantanées de vitesse est estimée à  $\pm 0.5 \text{ mm.s}^{-1}$  [30].

## 2.5 Convection stationnaire en canal chauffé symétriquement

Dans cette partie, on se place dans le cas d’un chauffage symétrique (figure 2.1). L’écartement est fixé à  $b = 59 \text{ mm}$  (rapport d’aspect  $H/b = 10.36$ ), la densité de flux de chaleur au niveau

14. <http://www.fast.u-psud.fr/pivmat/>

des parois vaut  $q_w = 1150 \text{ W.m}^{-2}$ , ce qui conduit à un nombre de Rayleigh  $Ra_q, H = 8.2 \times 10^{12}$  ( $Ra_{q,b}^* = 6.9 \times 10^7$ ) où les grandeurs thermophysiques de l'eau sont prises à  $T_{\text{ref}} = 35.6^\circ\text{C}$ .

On note  $\vec{u} = u\vec{x} + v\vec{y} + w\vec{z}$  et  $\theta$  les champs instantanés de vitesse et de température (figure 2.1, p.38);  $\vec{U} = U\vec{x} + V\vec{y} + W\vec{z}$  et  $T$  les champs moyennés dans le temps;  $\vec{u}' = u'\vec{x} + v'\vec{y} + w'\vec{z} = \vec{u} - \vec{U}$  et  $\theta' = \theta - T$  les fluctuations;  $(\sigma_u, \sigma_w, \sigma_w)$  et  $\sigma_\theta$  les valeurs RMS des fluctuations des composantes de vitesse et de température;  $\langle u'v' \rangle$  le terme croisé  $(x, y)$  du tenseur de Reynolds et  $\rho C_p \langle v'\theta' \rangle$  la densité de flux de chaleur turbulent selon l'axe horizontale  $y$ .

### 2.5.1 Observation d'une transition

La figure 2.5 montre les mesures de température et de vitesse moyennes réalisées en régime établi. Les profils sont mesurés sur une demi-largeur de canal, l'autre moitié pouvant être déduite par symétrie. Pour une altitude  $x$  fixée, le profil de vitesse (figure 2.5a) est caractérisé par la hauteur du pic  $U_{\text{max}}$ , la valeur au centre  $U_{\text{min}}$  et on note  $\Delta U = U_{\text{max}} - U_{\text{min}}$  la différence. Le tracé de ces grandeurs caractéristiques (figure 2.5b) fait apparaître un comportement remarquable. En effet, en-dessous d'une altitude que l'on notera  $x_t$ , on observe un comportement attendu avec d'une part, la vitesse maximale qui augmente sous l'effet de la poussée d'Archimède et d'autre part, la vitesse au centre qui diminue par conservation du débit si on considère l'écoulement bidimensionnel. Avec un flux de chaleur imposé en paroi, de l'énergie est injectée dans le fluide au fur et à mesure que celui-ci s'élève dans le canal, on s'attend donc à observer une augmentation continue de la vitesse près de la paroi jusqu'à la sortie. Au lieu de cela, on observe un changement de comportement à partir de  $x_t = 0.7H$ <sup>15</sup> avec une vitesse maximale qui diminue et donc une vitesse au centre qui augmente. Le même type de comportement s'observe sur les profils de température tracés sur la figure 2.5c dont on extrait (figure 2.5d) les deux valeurs typiques que sont la température de la paroi gauche  $T_{wl}$  et la température au centre de la section  $T_c$ . La figure 2.5d montre que, dans la zone  $x_t = 0.7$ , la température de paroi atteint un maximum et la température au centre augmente brusquement. Cette augmentation rapide de la température au centre du canal montre l'existence d'un flux de chaleur, nécessairement turbulent vue la rapidité du phénomène, entre la zone proche paroi et le centre. Ce qui est cohérent avec l'existence d'un maximum sur la température de paroi. Dans la suite, nous allons détailler les mécanismes de transition et notamment donner un sens à l'observation d'un maximum de la vitesse caractéristique  $U_{\text{max}}$ . On rappelle qu'une observation tout à fait similaire peut être faite sur les mesures de Yilmaz *et al.* [55] dans le cas asymétrique. Cependant, les auteurs n'ont pas relevé cette observation.

### 2.5.2 Analyse zonale

Pour l'analyse, le canal est partagé en plusieurs zones décrites sur la figure 2.6. Pour simplifier, on suppose que l'écoulement moyen est stationnaire et bidimensionnel, que la rapport d'aspect hauteur sur largeur est suffisamment grand pour supposer l'écoulement quasi-parallèle, ce qui est corroboré par les mesures de vitesse. En se basant sur l'ordre de grandeur de chaque terme des équations moyennées on obtient les approximations classiques utilisées dans les couches limites [31].

L'écoulement moyen étant symétrique par rapport à  $y = b/2$ , on se place dans le demi-canal  $0 \leq y \leq b/2$  pour définir les zones.

- $x = x_t$  est le point de transition qui sépare les parties dites basse et haute du canal.

15. Dans cette expérience, les thermocouples en paroi sont espacés de 5 cm, par conséquent, ce changement sur produit à l'intérieur de la gamme  $[0.64H, 0.78H]$ . Pour simplifier, on fixera  $x_t = 0.7H$ .

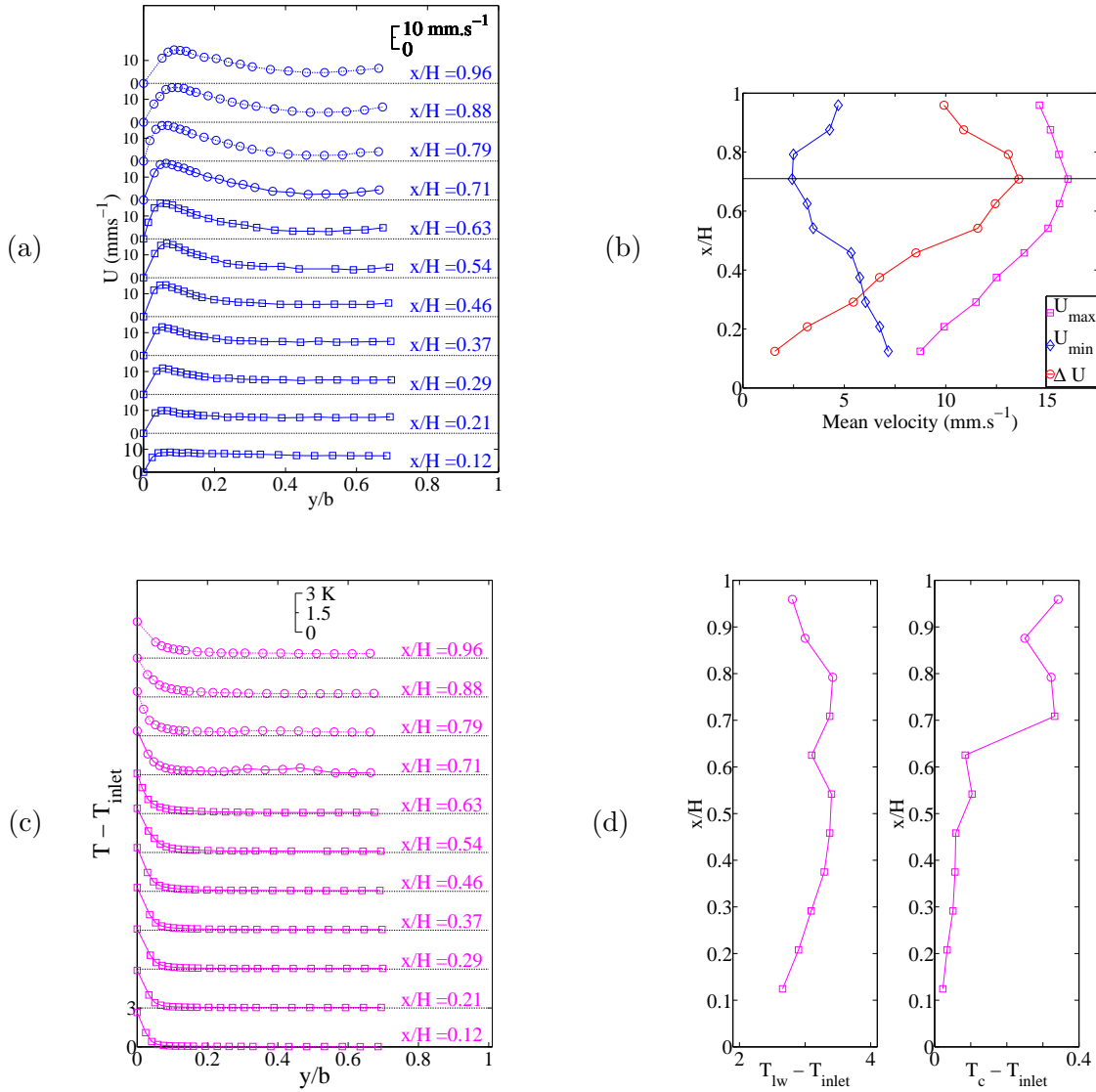


FIGURE 2.5 – Observation d’une transition à  $x_t = 0.7H$ . (a) Profils de vitesse verticale mesurés dans la moitié gauche du canal. (b) Vitesse maximale, vitesse au centre du canal et écart entre ces deux vitesses en fonction de la hauteur. (c) Profils de température mesurés dans la moitié gauche du canal. (d) Température de la paroi gauche et température au centre du canal en fonction de la hauteur. Figures extraites de la référence [10].

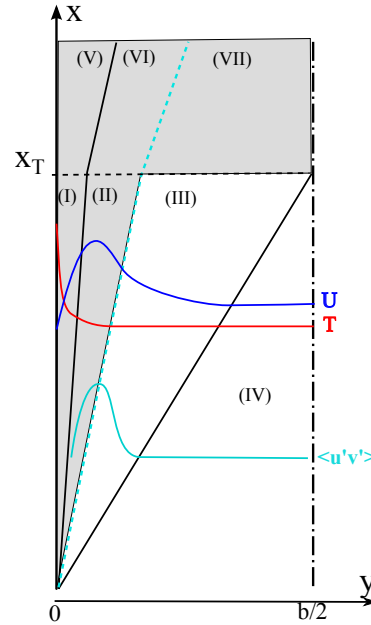


FIGURE 2.6 – Découpage du demi-canal en 7 zones. Figure extraite de la référence [31]

- Les zones I et V représentent la couche limite thermique dont l'épaisseur est définie à partir de la densité de flux de chaleur imposée en paroi ( $q_w$ ), de la conductivité thermique de l'eau ( $\lambda$ ) et de l'écart entre la température de paroi et la température en entrée ( $\Delta T_w(x)$ ) :

$$\delta_\kappa(x) = \lambda \Delta T_w(x) / q_w \quad (2.7)$$

- La zone IV est définie comme la zone au centre du canal où le profil de vitesse verticale est plat. Le fait que cette zone s'arrête à l'altitude  $x_t$  sera justifié plus loin.
- Entre ces zones, on observe une couche de fluide cisailée avec dans la partie basse ( $x_t \leq 0.7H$ ), côté paroi, une accélération du fluide sous l'effet de l'échauffement et au centre, une décélération due à la conservation du débit. On définit les zones II et VII où le fluide accélère le long du canal  $\partial U / \partial x \geq 0$  et les zones III et VI où il décélère  $\partial U / \partial x \leq 0$ . Les mesures montrent que la frontière  $\partial U / \partial x = 0$  correspond au maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds.

Dans chaque zone, on suppose que l'écoulement résulte de l'équilibre entre phénomènes prépondérants. En réduisant les équations aux termes modélisant les phénomènes prépondérants et en évaluant leur ordre de grandeur, on détermine des relations que l'on vérifie à partir des mesures. Ainsi, on note  $G_i$  ( $i = I$  à  $VII$ ) l'ordre de grandeur de la quantité  $G$  dans la zone  $i$ . Dans toute la suite de ce chapitre, on raisonnera sur le demi-canal gauche  $0 \leq y \leq b/2$ .

### 2.5.3 Transfert thermique près de la paroi chauffée

La couche limite thermique, dont l'épaisseur est définie par l'équation (2.7), est dominée par le transfert conductif dans la direction perpendiculaire à la paroi. En ce qui concerne la couche limite dynamique, le nombre de Prandtl de l'eau étant supérieur à 1, on s'attend à ce que celle-ci soit plus épaisse que la couche limite thermique. Cependant, l'écoulement étant généré par les effets de flottabilité, le pic de vitesse se situera au voisinage de  $\delta_\kappa$ . On notera  $U_I$  l'échelle de

vitesse caractéristique dans zone I, et on verra que celle-ci se comporte différemment du pic de vitesse  $U_{\max}$  situé au voisinage de  $y \simeq \delta_\kappa$ .

Dans la couche limite thermique, les fluctuations de vitesse sont négligées et on suppose que l'écoulement résulte de l'équilibre entre la flottabilité et les effets visqueux. La densité de puissance constante imposée en paroi impose également une relation entre la température caractéristique des zones I et V et l'épaisseur de la couche limite thermique. La seule différence entre la zone I située avant la transition et la zone V située après vient de l'équation de l'énergie.

**Zone I** Avant la transition, on suppose que toute l'énergie thermique reste contenue dans la couche limite thermique, c'est-à-dire que le transfert conductif perpendiculaire à la paroi est égal au transfert convectif vertical et que la flottabilité est compensée par les effets visqueux. On obtient alors les ordres de grandeur de la solution autosimilaire obtenue le long d'une plaque plane verticale chauffée à flux constant (éq. (2.3), p.40).

$$Re_{I,x} Pr \simeq Ra_{q,x}^{2/5} \quad (2.8a)$$

$$Nu_x \simeq Ra_{q,x}^{1/5} \quad (2.8b)$$

où  $Re_{I,x}$  est le nombre de Reynolds défini à partir de  $U_I$  et de  $x$ . La comparaison avec les données expérimentales donne un préfacteur de 0.72 comme le montre la figure 2.7.

**Zone V** Après la transition, une part de l'énergie thermique est transportée par les fluctuations de la couche limite thermique vers le centre du canal. On note  $\alpha(x)$  la densité du flux de chaleur turbulent – adimensionnée par  $q_w$  – de la zone V vers la zone VI :

$$\rho C_p [VT + \langle v'\theta' \rangle]_{y=\delta_V} = \alpha q_w \quad (2.9)$$

En reprenant le raisonnement fait pour la zone I, excepté pour le bilan d'énergie qui prend en compte la part transportée vers la zone VI, on obtient :

$$Re_{V,x} \simeq Re_t \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_t} \right)^{1/4} \left( \alpha + (1 - \alpha) \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_t} \right)^{1/4} \right)^{3/5} \quad (2.10a)$$

$$Nu_x \simeq Nu_t \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_t} \right)^{1/4} \left( \alpha + (1 - \alpha) \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_t} \right)^{1/4} \right)^{-1/5} \quad (2.10b)$$

où  $Re_{V,x}$  est le nombre de Reynolds défini à partir de  $U_V$  et de  $x$  et  $Re_t$ ,  $Ra_t$  et  $Nu_t$  sont respectivement les nombres de Reynolds, Rayleigh et Nusselt calculés en  $x = x_t$ .

Un ajustement simple du flux de chaleur horizontal à la valeur constante  $\alpha = 2.6$  permet de reproduire assez fidèlement les valeurs expérimentales comme le montre la figure 2.7.

Ce résultat présenté dans la référence [31] peut être élargi. En effet, comme la seule différence entre ces deux zones réside dans l'existence ou pas d'un flux de chaleur horizontal de la couche limite thermique vers le centre, la valeur  $\alpha = 0$  dans les équations (2.10) permet de retrouver les équations (2.8)<sup>16</sup>. Par conséquent, l'ajustement de  $\alpha(x)$  afin de retrouver la courbe expérimentale Nusselt-Rayleigh est un moyen d'estimer la distribution de la composante horizontale du flux de chaleur au bord de la couche limite thermique. Étant donné que le nombre de points de mesure en paroi est relativement faible, il est difficile d'identifier une unique distribution possible.

Pour lever toute ambiguïté, on notera  $x_s$  l'altitude dans le canal où le profil de température s'écarte de la solution de la plaque plane verticale (éq. (2.8b)) qui, dans une description fine, peut

16. En réalité, on retrouve les équations (2.8) au facteur  $Nu_t Ra_t^{-1/5}$  près, qui est bien évidemment de l'ordre de 1 donc compatible avec cette analyse en ordre de grandeur.

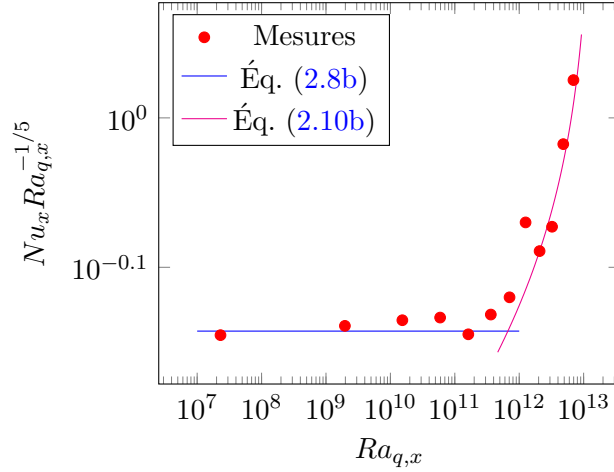


FIGURE 2.7 – Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Les modélisations sont celles de la référence [31], en particulier, on a choisi  $\alpha = 2.6$ .

être différent de  $x_t$  identifié comme le point où le pic de vitesse vertical commence à diminuer et la température au centre augmente brusquement (figure 2.5b et 2.5d). On définit ainsi  $Re_s$ ,  $Ra_s$  et  $Nu_s$ . Or dévier du régime de plaque plane signifie qu'une partie de l'énergie thermique contenue dans la couche limite thermique est évacuée vers le centre dès  $x = x_s$ . On peut donc tout à fait appliquer le raisonnement développé dans la référence [31] (figure 3 dans cet article) sur la conservation de l'énergie dans la couche limite entre l'entrée et une altitude  $x > x_s$ . On obtient donc immédiatement :

$$Re_x \simeq Re_s \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \right)^{1/4} \left( \alpha + (1 - \alpha) \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \right)^{1/4} \right)^{3/5}. \quad (2.11a)$$

$$Nu_x \simeq Nu_s \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \right)^{1/4} \left( \alpha + (1 - \alpha) \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \right)^{1/4} \right)^{-1/5} \quad (2.11b)$$

où l'on s'attend à ce que  $\alpha > 0$  pour  $x \geq x_s$ .

Ainsi, pour la distribution  $\alpha(x)$  utilisée dans la figure 2.7, on considère que le régime de plaque plane se prolonge jusqu'à  $x_s = x_t = 0.7H$  (ou de façon équivalente  $Ra_s = Ra_t = 2.1 \times 10^{12}$ ). On suppose de plus une distribution constante par morceaux :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0 & \text{si } x \leq x_s = x_t = 0.7H \\ \alpha &= 2.6 & \text{si } x \geq x_s = x_t = 0.7H \end{aligned} \quad (2.12)$$

Cependant, en observant de plus près la figure 2.7, on constate que le régime de plaque plane s'arrête avant  $Ra_t = 2.1 \times 10^{12}$ . En affinant la recherche, un changement de régime à  $Ra_s = 1.6 \times 10^{11}$  ( $x_s = 0.4H$ ) associé à une distribution linéaire par morceaux permet de mieux reproduire les résultats expérimentaux comme le montre la figure 2.8a où  $\alpha(x)$  est donné par :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0 & \text{si } x \leq x_s = 0.4H \\ \alpha &= -0.04 + 1.59 \frac{x}{H} & \text{si } x \geq x_s = 0.4H \end{aligned} \quad (2.13)$$

Les deux distributions du flux de chaleur horizontal données par les équations (2.12) et (2.13)

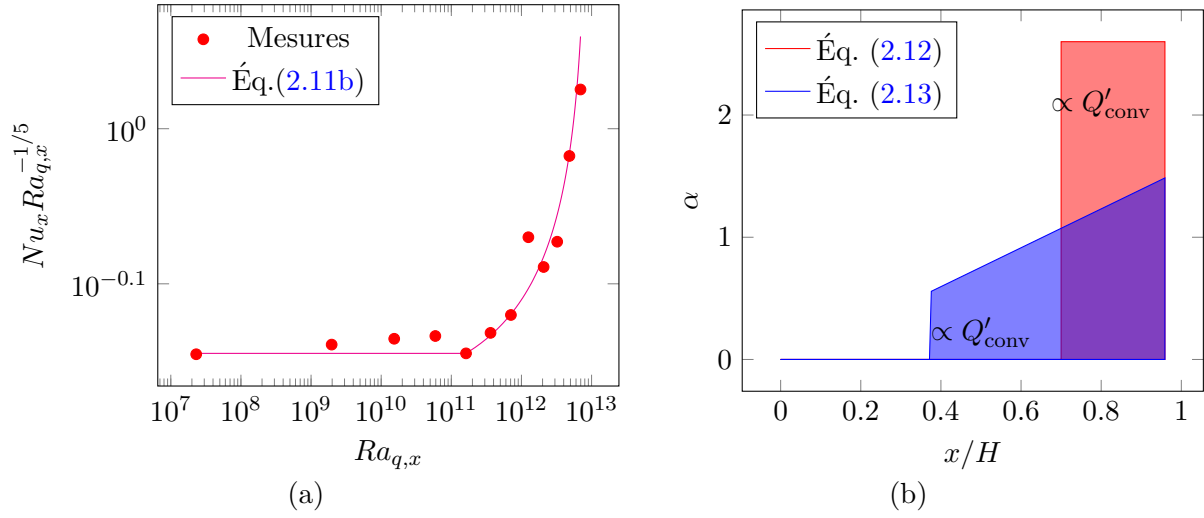


FIGURE 2.8 – (a) Variation du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Le paramètre  $\alpha$  est donné par l'équation (2.13) et  $Ra_s = 1.6 \times 10^{11}$  ( $x_s = 0.4H$ ). (b) Deux distributions possibles pour le flux de chaleur horizontal de la couche limite thermique vers le centre.

représentées sur la figure 2.8b sont toutes les deux compatibles avec les résultats expérimentaux comme le montrent les figures 2.7 et 2.8. En effet, bien que la seconde modélisation semble être plus fidèle aux résultats, cela reste une analyse en ordre de grandeur et il est normal que l'ajout d'un paramètre, en l'occurrence  $x_s$ , améliore le modèle. Cependant, en regardant les cartes des fluctuations données dans la référence [10] (figure 7 dans cet article), on observe clairement que les fluctuations en proche paroi commencent à augmenter dès  $x = 0.4H$  ce qui semble conforter la deuxième distribution (équ. (2.13)). De plus, on verra plus loin que cette description plus fine permet d'étayer un point discuté dans la référence [31].

Avant d'aller plus loin, il est important de revenir sur les valeurs de  $\alpha$  données ci-dessus qui sont assez différentes d'une modélisation à l'autre. Cependant,  $\alpha$ , défini par l'équation (2.9), représente la densité de flux de chaleur adimensionnée de la couche limite thermique vers le centre du canal or, la grandeur qui se conserve dans les deux modèles est la puissance transmise hors de la couche limite thermique :

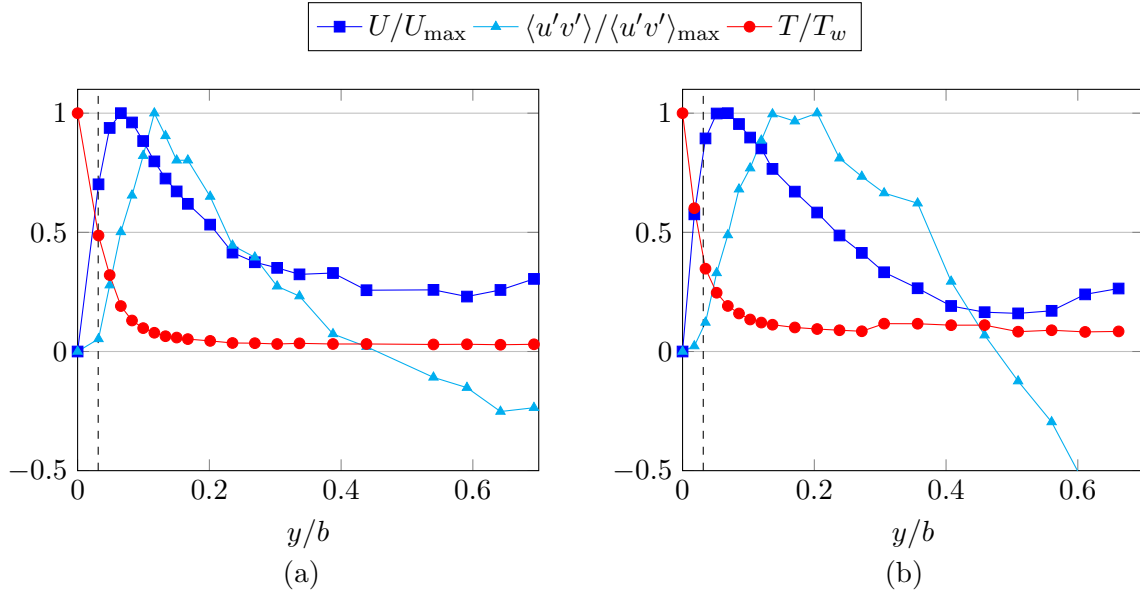
$$\begin{aligned} Q'_{conv}(H) &= \int_{\frac{x_s}{H}}^1 \rho C_p S_w [VT + \langle v'\theta' \rangle]_{y=\delta_V} d\left(\frac{x}{H}\right) \\ &= q_w S_w \int_{\frac{x_s}{H}}^H \alpha(x) d\left(\frac{x}{H}\right), \end{aligned}$$

Les estimations de cette puissance sont identiques pour les deux distributions de  $\alpha$  à 10 % près comme le montre la table 2.1 où  $\overline{Q'_{conv}} = \frac{Q'_{conv}}{q_w S_w}$  représente le flux adimensionné par la puissance totale injectée en paroi. Par conséquent, l'ajustement d'un modèle d'échange thermique sur les données expérimentales permet de remonter à la part du flux de chaleur  $Q'_{conv}(H)$  transporté par l'écoulement en dehors de la couche limite thermique en sortie de canal.

Pour terminer sur ces deux distributions de  $\alpha$ , on remarquera que la deuxième (équ. (2.13)), donne une valeur de 1 pour  $Ra_x = 1.5 \times 10^{12}$  ( $x = 0.65H$ ) qui correspond à une corrélation  $Nu_x \propto Ra_{q,x}^{1/4}$  d'après l'équation 2.11b. Or cette relation implique que la température de paroi est indépendante de  $x$ , ce qui est conforme à l'observation faite sur la figure 2.5d où la température

$\overline{Q'_{\text{conv}}}(H)$	
Distribution 1 - éq. (2.12)	Distribution 2 - éq. (2.13)
65 %	60 %

TABLE 2.1 – Puissance transportée par l'écoulement en dehors de la couche limite thermique en sortie de canal adimensionnée par la puissance en paroi.


 FIGURE 2.9 – Profils moyens de la composante verticale de vitesse  $U$ , du terme croisé du tenseur de Reynolds  $\langle u'v' \rangle$  et de la température  $T$ . Chaque grandeur est adimensionnée par sa valeur maximale. La ligne en pointillés représente l'épaisseur de la couche limite thermique définie par l'équation (2.7), p.57. (a)  $x/H = 0.54$  ( $Ra_x = 7.1 \times 10^{11}$ ), (b)  $x/H = 0.79$  ( $Ra_x = 3.2 \times 10^{12}$ ).

de paroi évolue peu entre  $x = 0.5H$  et  $x = 0.7H$  (la variation autour en  $x = 0.63$  est attribué à un défaut expérimental). La même remarque peut être faite sur la vitesse caractéristique dans la couche limite thermique qui, selon l'équation (2.11a) deviendrait indépendante de  $x$  pour  $\alpha = 1$ . Cependant, on ne dispose pas de mesure de vitesse fiable dans cette zone et par conséquent, ce point n'est pas vérifiable ici.

#### 2.5.4 Échauffement de la zone II

Dans cet écoulement, on appelle couche cisailée l'ensemble des zones en dehors de la couche limite thermique où le profil moyen de la vitesse verticale présente un gradient. En revenant au découpage présenté sur la figure 2.6, la couche cisailée recouvre les zones II, III, VI et VII. La figure 2.9 présente les profils moyens de vitesse verticale, du terme croisé du tenseur de Reynolds et de la température ainsi que l'épaisseur de la couche limite thermique pour deux altitudes en-dessous et au-dessus de  $x = x_t$ . On rappelle que ces profils sont symétriques par rapport à la droite  $y = 0.5b$ .

La frontière II-III est définie par  $\partial U/\partial x = 0$ , ce gradient étant positif en zone II et négatif en zone III. Si le fluide accélère en zone II et décélère en zone III, le profil de vitesse se raidit à mesure que  $x$  augmente ( $|\partial U/\partial y|$  augmente). On supposera que ce phénomène conduit à observer la pente la plus raide ( $|\partial U/\partial y|$  maximum) autour du point  $\partial U/\partial x = 0$ . Ainsi, la frontière II-III correspond également au point d'inflexion  $\partial^2 U/\partial y^2 = 0$ . Sachant qu'une augmentation du gradient moyen conduit généralement à une augmentation des fluctuations, on supposera que cette frontière correspond également au maximum du tenseur de Reynolds. Ainsi, en zone II, à gauche (resp. en zone III, à droite) de ce point sur la figure 2.9, la résultante  $-\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y}$  de la contrainte de cisaillement sur une couche de fluide d'épaisseur  $dy$  est négative (resp. positive), ce qui signifie que les fluctuations tendent à ralentir (resp. accélérer) la couche de fluide. Une étude de chaque terme de l'équation de quantité de mouvement selon  $x$  dans la zone II [31], montre que le terme de flottabilité reste le seul moteur possible du mouvement. Or cette conclusion peut paraître en contradiction avec l'étude de la zone I qui montre que toute l'énergie thermique est contenue dans la couche limite et par conséquent que la zone II ne peut pas s'échauffer. Cependant, deux phénomènes permettent d'expliquer cette conclusion.

Le premier argument est qu'il existe un échauffement résiduel lié à la diffusion moléculaire en dehors de la couche limite thermique comme on peut le voir sur la figure 2.9. Cet échauffement, qui est lié à la définition adoptée pour la définition de la couche limite thermique (éq. (2.7)), est suffisamment faible pour être négligé dans le bilan d'énergie de la zone I mais suffisant pour être moteur du mouvement dans la zone II. Par conséquent, le terme de flottabilité reste prépondérant dans l'équation de quantité de mouvement et parmi les 5 autres termes, il n'y a aucune raison pour que l'un domine les autres ; on les considérera donc tous du même ordre de grandeur [31]. Ainsi, l'ordre de grandeur de l'écart de température  $\Delta T_{II}$  générant une vitesse  $U_{II}$  est donné par :

$$\Delta T_{II} \simeq \frac{1}{5} \frac{U_{II}^2}{g\beta x}$$

en adimensionnant par la température de paroi  $\Delta T_w$ , on a :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T_{II}}{\Delta T_w} &\simeq \frac{Re_{II,x}^2 Pr Nu_x}{Ra_x} \\ &\simeq \frac{Re_{II,x}^2 Pr}{Ra_x^{4/5}} \end{aligned} \quad (2.14)$$

où  $Re_{II,x}$  est le nombre de Reynolds basé sur une vitesse typique de la zone II et où l'on a appliqué la relation Nusselt-Rayleigh trouvée dans la zone I (éq. (2.8b)). L'étude [31] montre que l'échelle de vitesse pertinente est l'écart à la vitesse d'entrée :  $U_{II} = (U_{\max}^2 - U_{\text{entrée}}^2)^{1/2}$ . On obtient :

$$\frac{\Delta T_{II}}{\Delta T_w} \simeq 10\%.$$

On a donc un écart de température faible devant l'écart en paroi mais qui correspond à un terme de flottabilité non négligeable dans l'équation de quantité de mouvement.

Pour le second argument permettant d'expliquer un échauffement de la zone II, il faut revenir au deuxième modèle de distribution du flux de chaleur à la frontière I-II (éq. (2.13)), qui implique l'existence d'un transfert de chaleur convectif en-dehors de la zone I entre  $x_s$  et  $x_t$ . Étant donné qu'à la frontière I-II la vitesse moyenne horizontale est négative<sup>17</sup>, le fluide tend à s'approcher de

17. Dans les zones I et II, on a  $\partial V/\partial y = -\partial U/\partial x < 0$ . Avec la condition d'adhérence à la paroi  $V(y=0) = 0$ , on voit que la vitesse moyenne horizontale est négative dans ces deux zones.

la paroi quand  $x$  augmente. Par conséquent le terme moyen dans la définition de  $\alpha$  (éq. (2.9)) ne contribue pas à l'échauffement de la zone II. Si l'on suppose valide ce modèle de distribution de  $\alpha$ , cela implique donc l'existence de petite fluctuations à la frontière I-II qui extraient quelques particules chaudes à la couche limite pour échauffer la zone II tout en restant suffisamment faible pour avoir un impact négligeable sur le bilan thermique de la zone I. Ce dernier argument qui avait été supposé dans la référence [31], est ici étayé par la distribution de  $\alpha$  qui est tout à fait compatible avec les résultats expérimentaux.

Cette analyse tend à montrer que l'on aurait également pu définir la frontière II-III comme le lieu où l'échauffement du fluide devient négligeable au sens où il transporte une faible quantité d'énergie thermique. Ainsi, on se rapprocherait d'une définition classique de l'épaisseur  $\delta_\kappa^*$  de la couche limite thermique, à savoir le lieu des points où :

$$\Delta T(y = \delta_\kappa^*) = a\Delta T_w,$$

où  $a$  vaut classiquement 1 %. On peut évidemment donner un sens physique à ce coefficient en le choisissant de telle sorte qu'il corresponde à un terme de flottabilité négligeable devant le terme de transport.  $a$  est alors égal à l'inverse d'un nombre de Richardson comme le montre l'équation 2.14. Ainsi la frontière II-III, semble correspondre à :

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (2.15a)$$

$$\frac{\partial^2 \langle u'v' \rangle}{\partial y^2} = 0 \quad (2.15b)$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_w} = \frac{Re_{II,x}^2 Pr Nu_x}{Ra_x} \ll 1 \quad (2.15c)$$

À ce stade, il est difficile d'affirmer que ces trois conditions se retrouvent exactement sur la même frontière mais, les mesures montrent qu'elles sont vérifiées dans un même voisinage. Ce point est appuyé par la figure 5 de la référence [10] qui montre que l'épaisseur  $\delta_\kappa^*$  mesurée pour  $a = 7.5$  % se superpose assez bien avec le lieu des maximums du terme croisé du tenseur de Reynolds. Cependant, ce point mériterait d'être approfondi par des mesures plus détaillées.

### 2.5.5 Profil de pression

Le rôle de la pression est important à déterminer car c'est un paramètre clé des conditions aux limites pour les simulations numériques du canal seul. Comme signalé au paragraphe § 2.5.2, le mouvement moyen est régi par des équations de type couche limite. Ainsi, on montre facilement que la variation de la moyenne temporelle de la pression – aux fluctuations horizontales près – est constante dans la section :

$$\frac{P_g}{\rho} + \langle v'^2 \rangle \text{ est fonction de } x \quad (2.16)$$

où  $P_g = P + \rho gx$  est l'écart à la pression hydrostatique.

#### 2.5.5.1 Avant la transition – $x \leq x_t$

On peut très simplement déterminer l'évolution de la pression dans la zone IV. Pour cela, on suppose que :

- le profil de vitesse est plat ( $U_{IV} = U_{\min}(x)$ ),

- le fluide est non chauffé,
- la viscosité moléculaire est négligeable,
- la diffusion turbulente est négligeable  $\frac{\partial \langle u'v' \rangle_{IV}}{\partial y} \simeq 0$  à cause de l'absence d'un gradient moyen de la vitesse .

L'équation de quantité de mouvement selon  $x$  conduit exactement à :

$$\frac{P_{g,IV}}{\rho} + \frac{1}{2}U_{\min}^2 + \langle u'^2 \rangle_{IV} = C \quad (2.17)$$

où  $C$  est une constante, ce qui est une extension de l'équation de Bernoulli dans ce cas particulier de la zone IV. En entrée, le profil est plat ( $U_{\min}(x=0) = U_{\text{entrée}}$ ), par conséquent, la variation de la pression d'entrée sur la section est principalement due au profil des fluctuations  $\langle u'^2 \rangle$  qui arrivent en entrée. On remarque que cette expression de la pression est compatible avec la condition aux limites en entrée du canal définie dans le cas laminaire ( $u' = 0$ ) par Dalbert *et al.* [7] (éq. (2.6), p.42). On notera également que cette analyse est cohérente avec celle développée dans l'annexe A de la référence [31] où il est simple de montrer que la variation transverse de la pression trouvée dans l'équation A.3 est négligeable devant la variation observée sur la hauteur.

En prenant en compte les équations (2.16) et (2.17), on obtient facilement l'expression de la pression valable sur toute la section du canal en-dessous de  $x_t$  :

$$\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle = C - \frac{1}{2}U_{\min}^2 + [\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle] - [\langle u'^2 \rangle_{IV} - \langle v'^2 \rangle_{IV}] \quad (2.18)$$

Les évaluations faites dans la référence [31] montrent que les termes de fluctuations sont de l'ordre de  $U_{\min}^2$  et, pour la pression avant la transition, on adopte l'expression :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right] \simeq \frac{U_{\text{entrée}}^2 - U_{\min}^2}{x} \quad x \leq x_t \quad (2.19)$$

### 2.5.5.2 Après la transition – $x \geq x_t$

Au delà de l'altitude  $x_t$ , la figure 2.5d (p.56), montre que la température au centre du canal  $T_c$  augmente brusquement suite à l'existence d'un flux de chaleur turbulent entre la couche limite thermique et le centre du canal. On supposera que la température du fluide est constante dans toute la section hors de la couche limite thermique. On ne détaillera pas ici tous les développements donnés dans la référence [31]. Pour résumer les arguments, on peut dire que le gradient de pression est la somme de deux contributions d'origines cinématique et thermique dont les ordres de grandeur sont respectivement  $\rho \frac{\partial U^2}{\partial x}$  et  $\rho g \beta \Delta T_c$  avec  $\Delta T_c = T_c - T_{\text{entrée}}$ . Le point clé réside dans le fait que l'estimation, d'après les données expérimentales, du terme d'origine cinématique n'est pas essentielle car le terme thermique est largement prédominant. Par conséquent, on obtient l'expression suivante pour le gradient longitudinal de pression dans le canal :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right] \simeq \frac{U_{\text{entrée}}^2 - U_{\min}^2}{x} \quad x \leq x_t, \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right] \simeq g \beta \Delta T_c \quad x \geq x_t, \quad (2.20b)$$

qui est représenté sur la figure 2.10. On remarque que l'échauffement du fluide dans le canal provoque une augmentation importante du gradient de pression. Ainsi, si l'on néglige le gradient

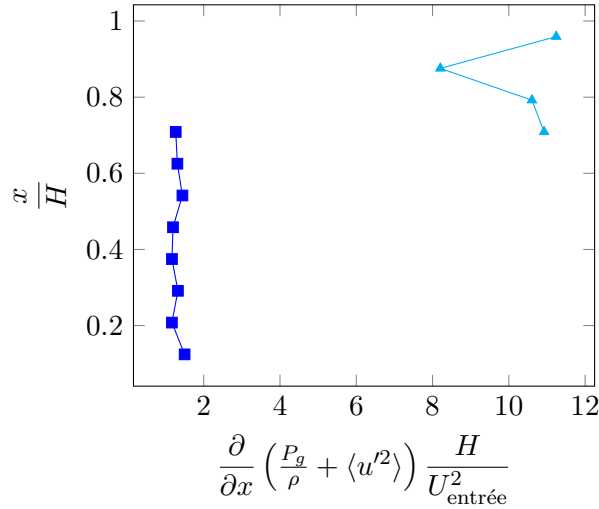


FIGURE 2.10 – Estimation du gradient longitudinal de pression dans le canal adimensionné par  $\frac{\rho U_{\text{entrée}}^2}{H}$ .

dans la partie basse, l'augmentation de pression dans le canal peut être estimée par :  $\Delta P_g \simeq \rho g \beta \Delta T_c (H - x_t)$ .

À ce stade, il est important d'évaluer également l'augmentation de pression à l'extérieur du canal. En effet, une faible stratification thermique persiste à l'extérieur du canal en régime établi. Ainsi l'écart de température  $\Delta T_{\text{ext}}$  entre la sortie du canal et l'entrée (voir figure 2.3a, p.53) est de quelques dixièmes de degré. En supposant un gradient thermique linéaire à l'arrière des parois, on peut estimer la variation de pression induite par  $\Delta P_{g,\text{ext}} = \rho g \beta \Delta T_{\text{ext}} H$ . Par conséquent, le rapport des pressions vaut :

$$\frac{\Delta P_g}{\Delta P_{g,\text{ext}}} \simeq \frac{\Delta T_c (H - x_t)}{\Delta T_{\text{ext}} H}.$$

Comme les écarts de température mesurés à l'extérieur et à l'intérieur du canal sont comparables, les écarts de pression qui en résultent, le sont également. Cependant, les incertitudes sur les mesures de température ne permettent pas de déterminer une valeur précise du rapport des pressions. On peut donc s'interroger sur l'impact d'une faible stratification thermique. En effet, si le rapport des pressions est légèrement différent de 1, alors cela engendre un écoulement horizontal à même de modifier la structure de l'écoulement au-dessus du canal avec un resserrement ou un élargissement du jet chaud selon que la pression externe est supérieure ou inférieure à la pression en sortie de canal. L'impact de ces effets sur l'écoulement dans le canal reste à analyser.

### 2.5.6 Estimation du tenseur de Reynolds

Pour terminer l'analyse par zone, il reste à estimer le terme croisé du tenseur de Reynolds. L'analyse de la zone II (§ 2.5.4) a montré que tous les termes de vitesse de l'équation de quantité de mouvement sur l'axe vertical sont a priori du même ordre de grandeur. En particulier, on a :

$$\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} \simeq U \frac{U}{\partial x},$$

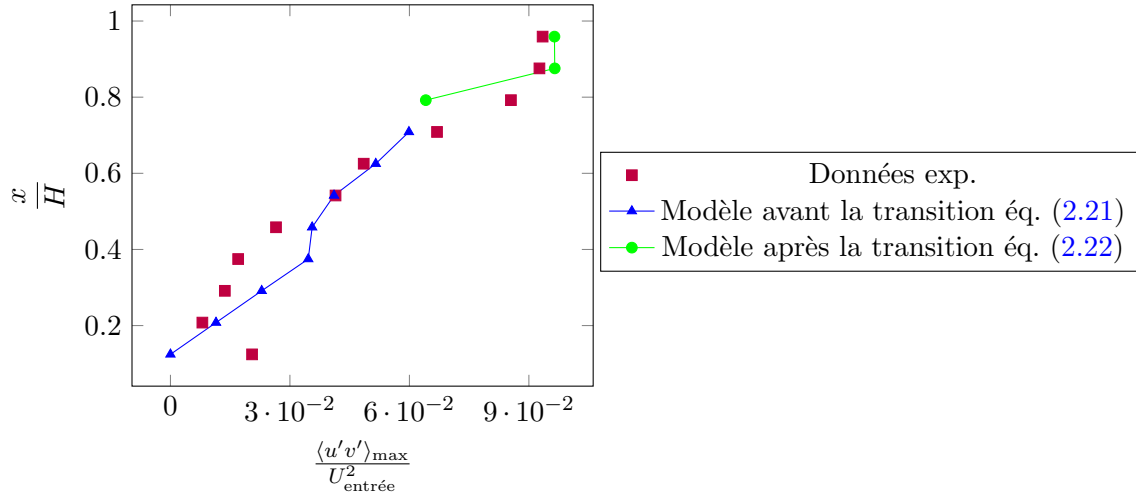


FIGURE 2.11 – Estimation du terme croisé du tenseur de Reynolds adimensionné par la vitesse en entrée. Les constantes des modèles valables avant (éq. (2.21)) et après (éq. (2.22)) la transition sont respectivement ajustées à :  $a = 2/3$ . et  $a' = 1$

d'où l'on extrait l'estimation du maximum du terme croisé :

$$\langle u'v' \rangle_{\max} = aU_{\max} \frac{U_{\max} - U_{\text{entrée}}}{x} \delta_{II} \quad x \leq x_t, \quad (2.21)$$

où  $a$  est une constante d'ordre 1, la vitesse dans la zone II est estimée par le pic de vitesse  $U_{II} = U_{\max}$  et  $\delta_{II}$  représente l'épaisseur de la zone II. En supposant équivalentes les différentes définitions de la frontière II-III (éq. (2.15), p.63), on estime  $\delta_{II}$  par la position du maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds (on néglige l'épaisseur de la couche limite thermique). La figure 2.11 compare les valeurs expérimentales avec le modèle de l'équation (2.21) avant la transition.

Après la transition, on suppose que le terme de flottabilité ne dépend que de l'altitude en dehors de la couche limite thermique. Par conséquent, il en est de même pour le terme de pression (éq. (2.20b)) et la dérivée par rapport à  $y$  de l'équation de quantité de mouvement conduit à :

$$\frac{\partial^2 \langle u'v' \rangle}{\partial y^2} \simeq \frac{\partial}{\partial y} \left( U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} \right),$$

où le terme de viscosité moléculaire est négligé. Dans la référence [31], on montre que le dernier terme du membre de droite peut être négligé et le terme croisé est estimé à partir du pic de vitesse  $U_{\max}$  et de la vitesse au centre  $U_{\min}$  par l'expression :

$$\begin{aligned} \langle u'v' \rangle_{\max} &= a' \frac{b}{2} \left( U_{\max} \frac{\partial U_{\max}}{\partial x} - U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x} \right) \quad x > x_t, \\ &= a' \frac{b}{2} \left( U_{\max} \frac{U_{\max} - U_{\max,t}}{x - x_t} - U_{\min} \frac{U_{\min} - U_{\min,t}}{x - x_t} \right) \quad x > x_t, \end{aligned} \quad (2.22)$$

où  $a'$  est une constante d'ordre 1, l'échelle des dérivées par rapport à  $y$  est estimée par  $2/b$ ,  $U_{\max,t}$  et  $U_{\min,t}$  représentent respectivement le pic de vitesse et la vitesse au centre au niveau de la transition  $x = x_t$ . La comparaison avec les données expérimentale est faite sur la figure 2.11.

### 2.5.7 Discussion

Cette étude de la transition – définie par l’apparition d’un transport de chaleur par les fluctuations de la couche limite thermique vers le centre du canal – en configuration de chauffage symétrique permet d’esquisser un scénario. En effet, la condition aux limites de chauffage à puissance imposée conduit à un échauffement et donc une accélération continue du fluide en proche paroi. Par conservation du débit, cette accélération s’accompagne d’une décélération au centre du canal et donc à la formation d’une couche cisailée. Par diffusion de la quantité de mouvement, cette couche s’épaissit jusqu’à atteindre le centre du canal où elle tend à contrecarrer la diminution de vitesse. Si la vitesse au centre ne peut plus diminuer, alors le fluide en proche paroi ne peut plus accélérer et la puissance thermique transportée dans la couche limite thermique est limitée. Comme la paroi est à flux de chaleur imposé, un bilan d’énergie dans la couche limite thermique montre qu’une évacuation de la chaleur vers le centre du canal est nécessaire. Par conséquent, la transition observée est déclenchée par la jonction des couches de cisaillement qui se développent sur les deux parois chauffées. Cependant, ce scénario suppose que la transition est totalement indépendante d’éventuels effets extérieurs comme la stratification thermique, ce qui reste à vérifier (§ 2.5.5).

En ce qui concerne l’analyse des ordres de grandeur, elle montre qu’en dehors de la couche limite thermique, l’échelle caractéristique des vitesses moyenne et des fluctuations est une combinaison de  $U_{\max}$ ,  $U_{\min}$  et  $U_{\text{entrée}}$ . Les mesures montrent (figure 2.5b) que ces trois vitesses sont du même ordre de grandeur, et que  $U_{\max}$  et  $U_{\min}$  évoluent linéairement en  $x$  avant la transition. On aurait donc pu exprimer les différents ordres de grandeur en fonction de  $\Delta U = U_{\max} - U_{\min}$  (linéaire en  $x$ ) et  $U_{\text{entrée}}$  (indépendant de  $x$ ). On se retrouve dans une modélisation semblable à la solution autosimilaire de la couche de mélange turbulente isotherme [44] où les vitesses et le tenseur de Reynolds sont respectivement de l’ordre de  $\Delta U$  et  $(\Delta U)^2$ . Si on suppose que c’est le cas dans la couche cisailée en dehors de la couche limite avant la transition (zones II et III, figure 2.6), alors l’ordre de grandeur de  $\langle u'v' \rangle$  (éq. (2.21)) conduit à une épaisseur de la zone II proportionnel à  $x$  :  $\delta_{II} \propto x$ , une estimation similaire dans la zone III [31] conduit également à :  $\delta_{III} \propto x$ . Par conséquent, comme pour la couche de mélange, on retrouve un épaississement de la couche cisailée proportionnel à  $x$ . Ceci tend à montrer que la couche cisailée avant la transition est autosimilaire semblable à une couche de mélange turbulente. Ce point est une perspective à approfondir.

L’évolution de la pression dans le canal montre d’une part l’importance de l’échauffement du fluide au centre au delà de la transition et d’autre part un possible impact d’une faible stratification thermique externe. Cependant, pour aller plus loin des mesures plus précises de la stratification externe ainsi que des mesures de différence de pression sont nécessaires. On reviendra sur l’impact de l’environnement externe sur l’écoulement dans le canal dans la configuration de chauffage asymétrique qui conduit à l’observation d’une grande variété d’écoulements possibles.

## 2.6 Convection instationnaire en canal chauffé asymétriquement

Dans cette partie, on se place dans le cas d’un chauffage asymétrique (figure 2.1, p.38). L’écartement est fixé à  $b = 40.6$  mm (rapport d’aspect  $H/b = 15.05$ ), la densité de flux de chaleur au niveau des parois vaut  $q_w = 3677$  W.m<sup>-2</sup>, ce qui conduit à un nombre de Rayleigh  $Ra_{q,H} = 2.5 \times 10^{13}$  ( $Ra_{q,b}^* = 3.2 \times 10^7$ ) où les grandeurs thermophysiques de l’eau sont prises à  $T_{\text{ref}} = 34^\circ\text{C}$ .

On note  $\vec{u} = u\vec{x} + v\vec{y} + w\vec{z}$  et  $\theta$  les champs instantanés de vitesse et de température ;

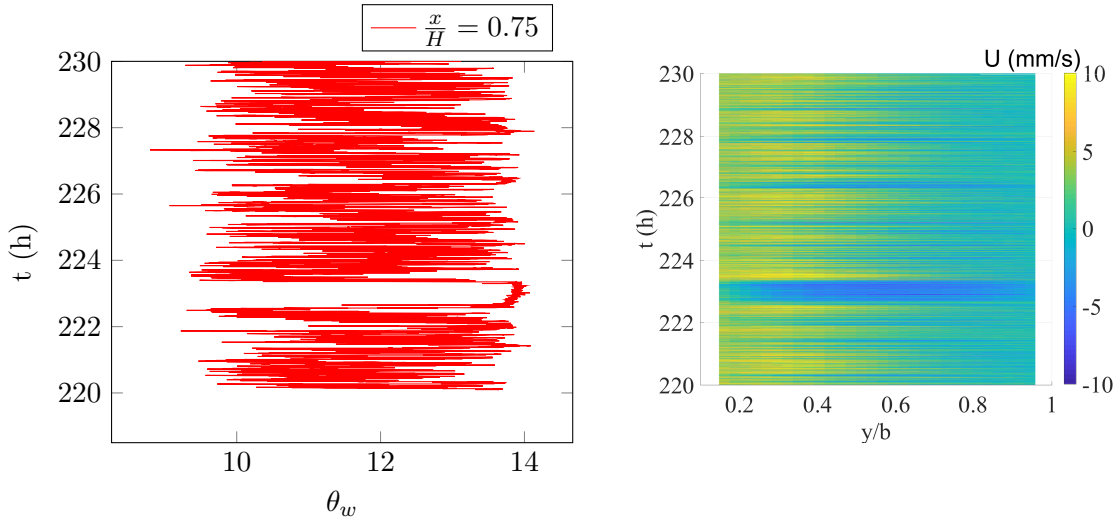


FIGURE 2.12 – Échauffement de la paroi (gauche) et profil de vitesse verticale (droite) au cours du temps mesurés à  $x/H = 0.75$ . Les profils de vitesse sont moyennés sur  $0.73 \leq x/H \leq 0.77$

$\vec{U} = U\vec{x} + V\vec{y} + W\vec{z}$  et  $T$  les champs moyennés dans le temps ;  $\vec{u}' = u'\vec{x} + v'\vec{y} + w'\vec{z} = \vec{u} - \vec{U}$  et  $\theta' = \theta - T$  les fluctuations.  $\theta_w(t, x)$  est la différence entre la température instantanée de la paroi chauffée à une altitude  $x$ , et la température d'entrée. On note également  $\Theta_w(t) = \langle \theta_w(t, x) \rangle_x$  la moyenne spatiale de  $\theta_w(t, x)$  à un instant  $t$ <sup>18</sup>. Plus généralement, on note respectivement  $\langle g \rangle_t$  et  $\sigma_g$  la moyenne et la déviation standard d'une grandeur  $g(t)$ .

### 2.6.1 Observation d'un comportement instationnaire

L'objectif initial de cette étude était d'étendre l'analyse zonale réalisée pour la configuration symétrique au cas asymétrique. Cependant, les premières expériences ont conduit à l'observation d'un écoulement fortement instationnaire comme le montre l'évolution de la température de paroi montrée sur la figure 2.12. Plus précisément, on observe des périodes de grandes fluctuations qui alternent avec des séquences où les fluctuations sont faibles et la température moyenne de paroi élevée. Ceci s'observe sur toute la hauteur du canal. Étant donné l'aspect erratique de ce phénomène, il est difficile de lier ce comportement fluctuant observé sur la température de paroi au champ de vitesse dans le canal. Cependant, il se trouve que nous disposons d'un enregistrement long du champ de vitesse par PIV en sortie de canal lors de changements brusques de température. Ces deux mesures sont mises en regard sur la figure 2.12. On constate que les périodes de température de paroi élevée avec de faibles fluctuations correspondent à l'observation d'un écoulement de retour dans le canal. Ceci est clairement observé sur l'intervalle  $220.1 \text{ h} \leq t \leq 230.1 \text{ h}$ , mais aussi sur de multiples périodes plus courtes.

On peut supposer que l'écoulement reste statistiquement stationnaire mais sur des échelles de temps extrêmement longues et il est très difficile d'obtenir la convergence de valeurs moyennes. Pour pallier ce problème, on analyse l'écoulement comme une succession de régimes particuliers

<sup>18</sup>. Les mesures de température de paroi étant faites au centre de la paroi,  $\Theta_w(t)$  est calculé à partir de  $\theta_w(t, z = 0.5l)$ .

que l'on va étudier au travers d'un opérateur de moyenne conditionnelle.

### 2.6.2 Analyse conditionnelle

L'opérateur moyenne conditionnelle a déjà été utilisé pour s'affranchir des retournements observés au cœur de l'écoulement de Rayleigh-Bénard (éq. (1.22), p.18). Ainsi, pour tout  $\eta$  balayant les valeurs prises par une grandeur  $\chi(t)$ , on définit la moyenne d'une grandeur  $g(t)$  conditionnée par la grandeur  $\chi(t)$  comme la moyenne des valeurs de  $g$  observées lorsque  $\chi = \eta$ .

$$\langle g|\eta \rangle = \langle g_{\chi=\eta} \rangle_t \quad \forall \eta \in \text{Img}(\chi) \quad (2.23)$$

où  $g_{\chi=\eta}$  est la restriction de  $g$  à l'ensemble  $\{t \mid \chi(t) = \eta\}$ ,  $\langle \cdot \rangle_t$  est la moyenne temporelle,  $\text{Img}(\chi)$  est l'ensemble des valeurs prises par  $\chi$ . Pour plus de détails sur cet opérateur, on pourra se reporter au chapitre 12 de la référence [44]. En intégrant la moyenne conditionnelle sur toutes les valeurs de  $\chi$ , on retrouve évidemment la moyenne temporelle :

$$\langle g \rangle_t = \int_{\eta} \langle g|\eta \rangle f_{\chi}(\eta) d\eta. \quad (2.24)$$

où  $f_{\chi}$  est la densité de probabilité de la variable  $\chi$ .

Lorsqu'il n'y a aucune ambiguïté possible sur le choix de  $\chi$ , on notera  $\bar{g}$  la moyenne conditionnelle de  $g$ . On peut également définir un écart-type conditionnel comme l'écart-type des valeurs de la grandeur  $g_{\chi=\eta}$ .

Au vu des correspondances entre les variations de température et les profils de vitesse observés sur la figure 2.12, la température de paroi apparaît comme un paramètre pertinent pour trier les mesures. Ainsi, on définit  $\vartheta_w$  comme la valeur réduite de  $\Theta_w$  qui la moyenne spatiale de l'écart entre la température de paroi et celle de l'entrée :

$$\vartheta_w(t) \doteq \frac{\Theta_w - \langle \Theta_w \rangle_t}{\sigma_{\Theta_w}} \quad (2.25)$$

Ainsi on peut trier toutes les grandeurs mesurées selon le niveau de la température de paroi. La figure 2.13 montrent les profils de température de paroi et de vitesse verticale obtenus pour différentes valeurs de la température moyenne de la paroi chaude. Les profils se séparent de façon remarquable lorsqu'ils sont triés en fonction de la température de paroi. Les profils de température montrent qu'on retrouve un comportement similaire à celui d'une plaque plane verticale lorsque la température de la paroi est globalement la plus chaude. La figure 2.13b montre que ce comportement thermique est associé à un écoulement de retour sur la majeure partie de la section. On notera que les variations de l'indice de réfraction de l'eau dues à la variation de température empêchent d'avoir des mesures de vitesse fiables en proche paroi où l'on suppose que l'écoulement reste ascendant. Cette association est logique dans la mesure où un écoulement de plaque plane nécessite une alimentation en fluide sur toute la hauteur de la paroi *ie* la composante de vitesse horizontale est non nulle loin de la paroi. Or en configuration canal, seul un écoulement de retour permet cette arrivée de fluide.

Pour les températures de paroi plus faibles, un maximum apparaît sur les profils de température et ce maximum est d'autant plus proche de l'entrée que la température moyenne de paroi est faible. Ce comportement rappelle les observations faites dans le cas symétrique (§ 2.5) avec l'existence d'un point de transition au delà duquel un flux de chaleur turbulent chauffe le centre du canal. L'idée est donc de reprendre le modèle d'échange thermique développé précédemment (éq. (2.11b), p.59) mais en le basant sur des moyennes conditionnelles (notées  $\bar{\cdot}$  ci-dessous). Ainsi, connaissant les moyennes conditionnelles de la température de paroi, de la hauteur du

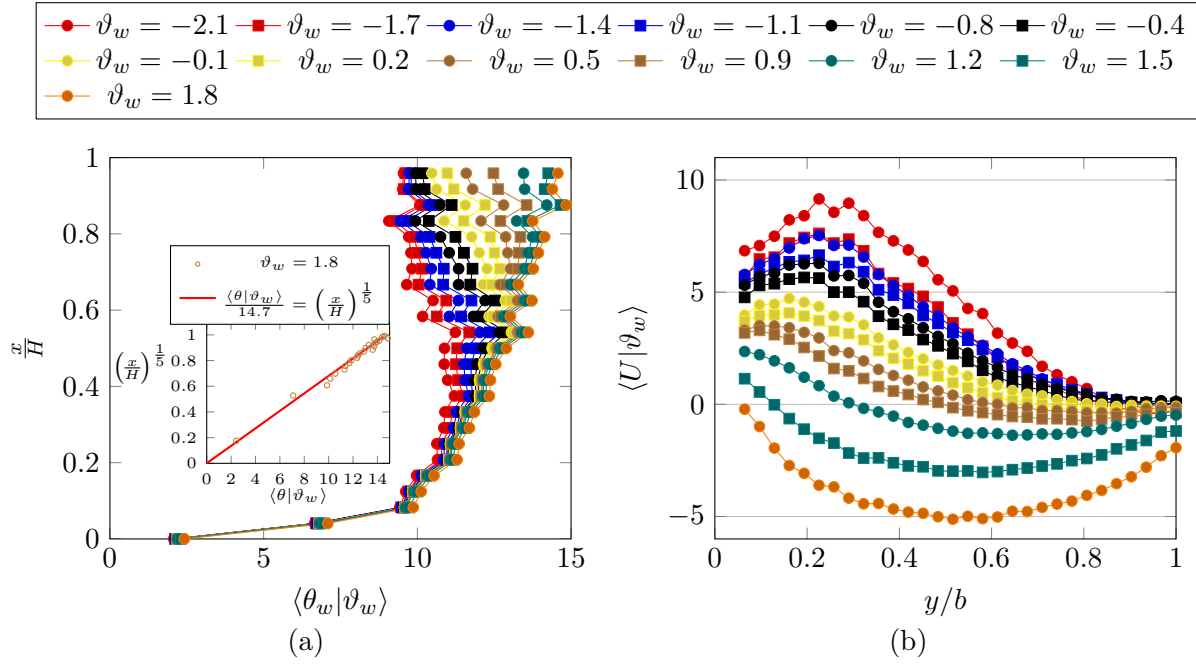


FIGURE 2.13 – Moyenne conditionnelle de la température de paroi (a) et du profil de la composante verticale de vitesse (b). Le graphique inséré dans (a) est la comparaison de la température conditionnelle de paroi pour  $\vartheta_w = 1.8$  avec le profil théorique obtenu pour une plaque plane en écoulement laminaire.

début de la transition notée  $x_s$ , on peut calculer le nombre de Nusselt  $\overline{Nu}_x$  et la hauteur  $\overline{x}_s$  pour chaque valeur de température de paroi  $\vartheta_w$ . En revanche, comme le canal est à flux de chaleur imposé, le nombre de Rayleigh  $Ra_{q,x}$  est indépendant de  $\vartheta_w$ <sup>19</sup>. On peut donc s'attendre à une loi du type :

$$\frac{\overline{Nu}_x}{\overline{Nu}_s} \simeq \left( \frac{\left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \right)^{5/4}}{\overline{\alpha}(x) + (1 - \overline{\alpha}(x)) \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \right)^{1/4}} \right)^{1/5} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \overline{\alpha} = 0 & \text{si } x \leq \overline{x}_s \\ \overline{\alpha} > 0 & \text{si } x \geq \overline{x}_s \end{cases} \quad (2.26)$$

Pour  $x \leq \overline{x}_s$ , on retrouve une loi de plaque plane en exposant 1/5 et au delà on modélise une augmentation de l'échange thermique. On rappelle que, dans ce modèle,  $\alpha$  désigne le flux de chaleur turbulent horizontal adimensionné par le flux de chaleur imposé en paroi. Sur la figure 2.14, est tracée l'évolution de la moyenne conditionnelle du nombre Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Plus précisément, on trace, respectivement en abscisse et en ordonnée, les fonctions :

$$\mathcal{F}_{Ra_x} = \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \quad (2.27a)$$

$$\mathcal{G}_{\overline{Nu}_x} = \frac{\overline{Nu}_x}{\overline{Nu}_s} \left( \frac{\left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \right)^{5/4}}{\overline{\alpha}(x) + (1 - \overline{\alpha}(x)) \left( \frac{Ra_{q,x}}{Ra_s} \right)^{1/4}} \right)^{-0.21} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \overline{\alpha} = 0 & \text{si } x \leq \overline{x}_s \\ \overline{\alpha} = 1.9 & \text{si } x \geq \overline{x}_s \end{cases} \quad (2.27b)$$

19. Pour les définitions, se reporter aux formules éq. (2.1), p.39

On notera que l'exposant  $1/5$  a été sensiblement modifié pour mieux modéliser les données expérimentales, en particulier, cela conduit à un exposant  $0.21$  pour le comportement de plaque plane. Sur cette figure, on a défini le début de la transition par le maximum de la température

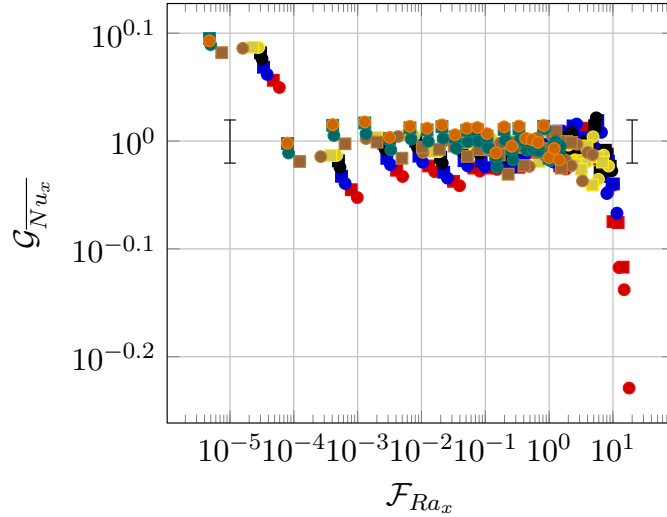
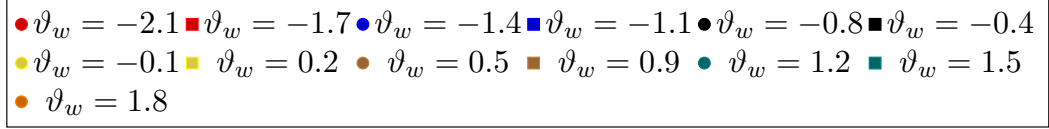


FIGURE 2.14 – Moyenne conditionnelle du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Les expressions  $\mathcal{F}Ra_x$  et  $\mathcal{G}_{Nu_x}$  sont données dans les équations (2.6.2). L'abscisse 1 correspond à  $x = x_s$ . Le calcul des barres d'erreur est décrit dans la référence [33].

de paroi, c'est-à-dire, en reprenant la notation du cas symétrique (p.59) que l'on a  $\bar{x}_s = \bar{x}_t$ .

La figure 2.14 concentre la plupart des informations que l'on a extrait du comportement de l'écoulement dans le canal.

- Tout d'abord, les points les plus à gauche sont en dehors des barres d'erreur probablement à cause d'effet de pertes thermiques en entrée.
- Ensuite la plupart des points suivent la loi donnée par l'équation (2.26) avec un flux de chaleur turbulent horizontal ( $\bar{\alpha}$ ) indépendant de  $\vartheta$  et constant par morceau comme cela est indiqué dans l'équation (2.27b). Par conséquent, tous les états observés se distinguent uniquement par la position du point de transition. C'est-à-dire que l'intensité du flux de chaleur turbulent et donc la décroissance de la température qui en découle, sont identiques pour tous les états observés. L'instationarité observée vient en réalité de la capacité du mécanisme à l'origine de la transition à déplacer celle-ci dans le canal. Cette conclusion reste à moduler car en réalité, on s'attend à une variation plus continue du flux de chaleur turbulent. En particulier,  $\bar{\alpha}$  doit passer par la valeur 1 lorsque le profil de température passe par son maximum (début de la transition) et son minimum (fin de la transition). En effet, lorsque  $\bar{\alpha} = 1$ , l'équation (2.26) donne une température indépendante de la hauteur ( $\overline{Nu_x} \propto Ra_{q,x}^{1/4}$ ).

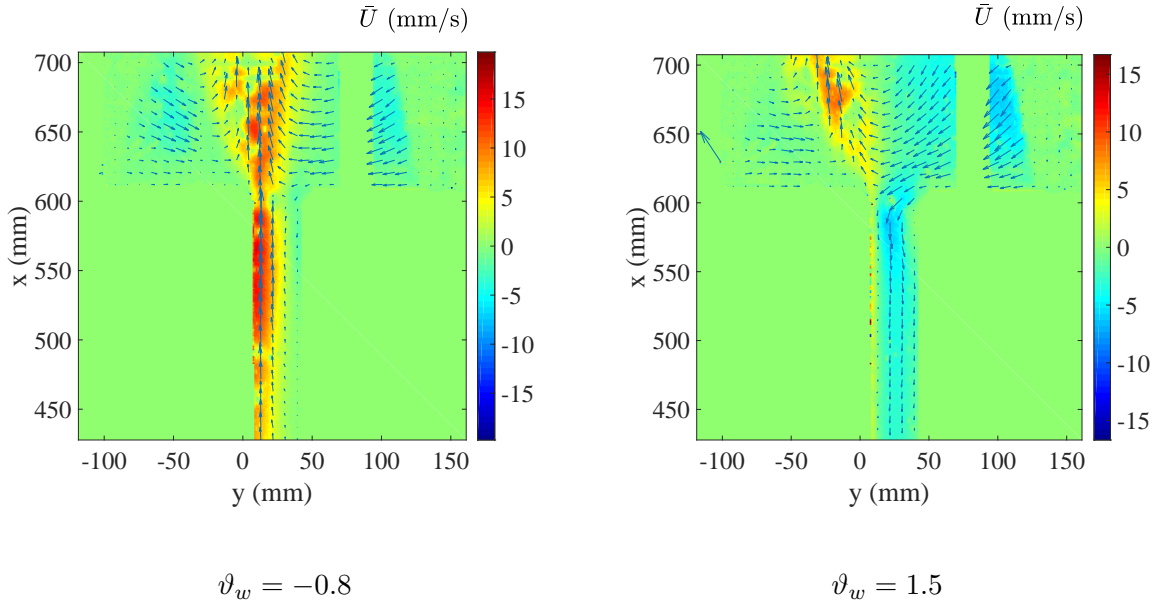


FIGURE 2.15 – Moyenne conditionnelle du champ de vitesse en sortie de canal pour une température moyenne de paroi faible (à gauche) et élevée (à droite). La sortie du canal se situe à  $x = 611$  mm ; la paroi chaude est à  $y = 0$  ; la largeur du canal vaut  $b = 40.6$  mm ; l'échelle de couleurs correspond à la composante verticale  $\bar{U}$ .

- La figure 2.14 montre également que plusieurs points sont en dehors des barres d'incertitude avant la transition et en fin de canal. Plus précisément, il s'agit des données correspondant aux plus faibles valeurs de température moyenne de la paroi ( $\vartheta \leq -0.8$ ), quand le point de transition  $x_t$  est le plus bas dans le canal (voir figure 2.13a). Par conséquent, on peut supposer que lorsque l'on a des conditions très favorables à une transition, celle-ci se produit trop proche de l'entrée pour qu'une solution de plaque plane verticale – supposée infinie – se développe en amont. Ce qui expliquerait que les points avant la transition ne suivent pas une loi  $\overline{Nu_x} \propto Ra_{q,x}^{1/5}$  lorsque  $\vartheta$  est faible. De la même façon en sortie de canal, un début de transition proche de l'entrée permet d'atteindre le début de la zone turbulente avant la sortie du canal où la température de paroi augmente à nouveau avec la hauteur. En effet, les corrélations (2.26) avec  $\bar{\alpha} \geq 1$  modélisent une diminution de la température de paroi qui délimite la zone sur laquelle le flux de chaleur turbulent horizontal entre la couche limite thermique et le centre est supérieur à la densité de flux de chaleur imposée en paroi. Ainsi dans cette zone, on extrait plus de chaleur de la couche limite thermique qu'elle n'en reçoit de la paroi. Par conséquent, à partir d'une certaine hauteur, la température de paroi – et donc du fluide contenu dans la couche limite thermique – sera trop faible pour maintenir ce taux de transfert d'énergie vers le centre du canal qui diminuera jusqu'à une valeur plus faible ou égale ( $\bar{\alpha} \leq 1$ ) à celle de la densité de flux de chaleur en paroi. A partir de là, la température de paroi augmente à nouveau avec la hauteur (ou devient indépendante de  $x$ ), mais le canal étudié est trop court pour visualiser correctement cette zone.

### 2.6.3 Origine du comportement instationnaire

Pour comprendre l'origine de ce comportement instationnaire, on montre sur la figure 2.15 la moyenne conditionnelle du champ de vitesse pour deux valeurs de  $\vartheta_w$ . On retrouve l'apparition

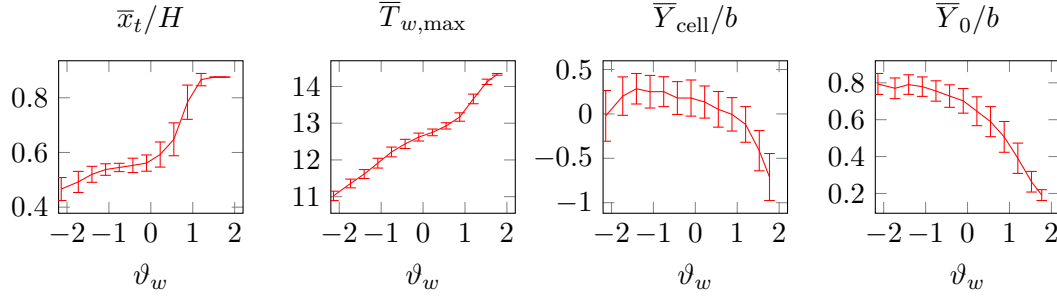


FIGURE 2.16 – De gauche à droite : moyennes conditionnelles de la position du maximum de température de paroi  $\bar{x}_t$ ; de la température de paroi maximum  $\bar{T}_{w,max}$ ; de la position  $\bar{Y}_{cell}$  des deux cellules contra-rotatives au-dessus du canal; de l'épaisseur  $\bar{Y}_0$  de la couche de fluide ascendante en sortie de canal. Se reporter au texte pour plus de détails. La longueur des barres verticales est égale à deux fois la valeur conditionnelle de l'écart-type des fluctuations.

d'un fort écoulement de retour lorsque la température de moyenne de paroi est élevée. On distingue également l'apparition de deux rouleaux contra-rotatifs au-dessus de la section de sortie. Lorsque l'écoulement est globalement ascendant le plan de jonction de ces rouleaux est situé au-dessus du jet chaud sortant du canal. En revanche, en présence de l'écoulement de retour, les deux rouleaux sont décalés vers la gauche. Ce lien entre le comportement instationnaire dans le canal et une structure externe au canal est observé pour toutes les valeurs de  $\vartheta_w$ . Plus généralement, la plupart des grandeurs permettant de caractériser de façon globale l'écoulement évolue au rythme des changements de la température moyenne de paroi. Ainsi, la figure 2.16 montre la moyenne conditionnelle de plusieurs grandeurs caractéristiques de l'écoulement ainsi que les écarts-types correspondants :

- La température maximale de la paroi  $\bar{T}_{w,max}$  augmente et sa position  $\bar{x}_t$  se déplacent vers le haut du canal à mesure que la température moyenne de la paroi augmente comme cela a été observé sur la figure 2.13a.
- $\bar{Y}_{cell}$  représente la position du plan vertical séparant les deux cellules contra-rotatives observées au-dessus du canal sur la champs de vitesse (figure 2.15). Plus précisément, il est défini comme la position du maximum de la composante verticale de vitesse à  $0.08H$  (50 mm) au-dessus du canal. On observe un décalage de ce plan derrière la paroi chauffée ( $y < 0$ ) pour les plus grandes valeurs de  $\vartheta_w$ .
- $\bar{Y}_0$  est la distance à la paroi chaude où la vitesse verticale s'annule et par conséquent  $b - \bar{Y}_0$  représente la largeur de l'écoulement de retour. Ce point est calculé sur un profil de vitesse résultant d'une moyenne sur la hauteur de canal visible sur la figure 2.15 :  $0.7H \leq x \leq H$ .

Étant donnée la variation quasi-monotone des grandeurs, on peut quasiment définir le comportement instationnaire de l'écoulement comme une succession d'états. De plus, le fait que la position des cellules contra-rotatives situées au-dessus soit également corrélée aux variations observées dans le canal tend à montrer que c'est l'ensemble canal-cavité qui fluctue de façon simultanée. Ce point est appuyé par l'observation du comportement pour différents rapports d'aspect.

#### 2.6.4 Influence du rapport d'aspect

Les résultats ci-dessus sont confirmés sur des campagnes de mesures faites pour deux autres largeurs de canal ( $b = 30.5$  et  $49.4$  mm). Plus précisément, la corrélation 2.26 s'applique pour les

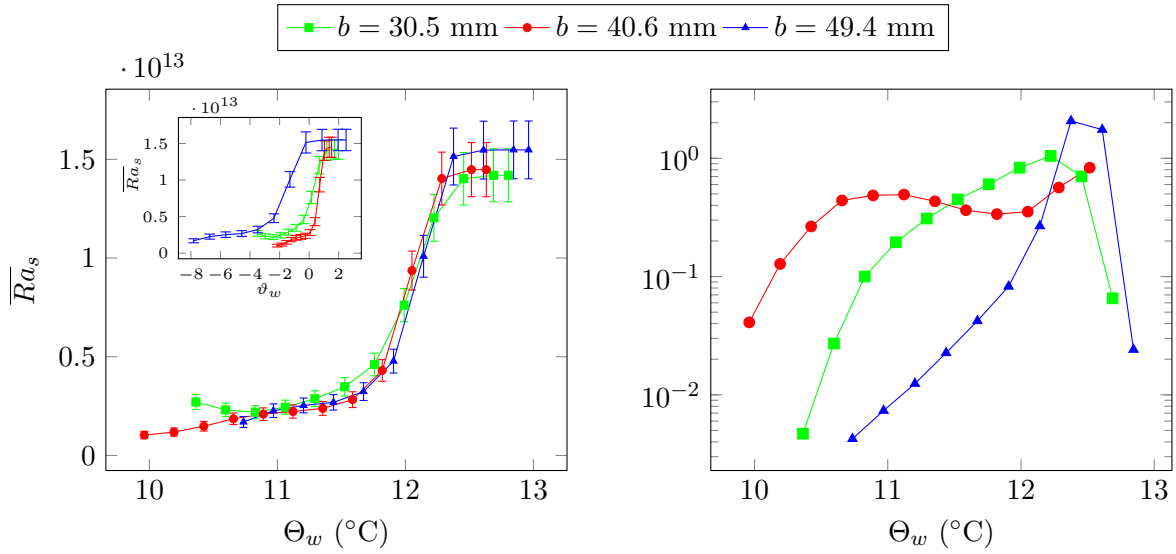


FIGURE 2.17 – À gauche : moyenne conditionnelle du nombre de Rayleigh au point de transition  $\bar{x}_s = \bar{x}_t$  pour différentes largeurs de canal en fonction de la température moyenne de la paroi. Le graphique inséré représente la même grandeur en fonction de la température de paroi réduite  $\vartheta_w$  (Équation (2.25)). À droite : Histogrammes des valeurs prises par la température moyenne de paroi  $\Theta_w(t)$  pour différents rapports d’aspect du canal. L’unité de l’axe vertical est arbitraire.

deux autres rapports d’aspect avec la même contribution du flux de chaleur turbulent horizontal  $\bar{\alpha} = 1.9$  [33]. Par conséquent, un éventuel effet de la largeur du canal est recherché dans les grandeurs caractéristiques  $\bar{Ra}_s$  et  $\bar{Nu}_s$  calculé au point de transition  $\bar{x}_s = \bar{x}_t$  défini par le maximum de température de paroi. Le graphe de gauche sur la figure 2.17, représente  $\bar{Ra}_s$  pour différents rapports d’aspect. Une observation similaire est faite sur la moyenne conditionnelle du nombre de Nusselt à la transition dans la référence [33]. La superposition (resp. la non superposition) des courbes lorsque celles-ci sont tracées en fonction des valeurs prises par la moyenne spatiale  $\Theta_w(t) = \langle \theta_w(x, t) \rangle_x$  (resp. moyenne spatiale réduite  $\vartheta_w(t) = (\Theta_w - \langle \Theta_w \rangle_t) / \sigma_{\Theta_w}$ ) de la température de paroi montre que l’occurrence de la transition et sa position dans le canal dépend de l’échauffement moyen de la plaque indépendamment du rapport d’aspect du canal. En revanche ce dernier a une influence sur la distribution des valeurs prises par la température moyenne de paroi comme le montre la figure 2.17 (droite). On observe une distribution quasi-binomiale pour la largeur intermédiaire alors que pour les deux autres écartements, la configuration avec la température de paroi maximale prédomine. Ceci s’explique assez simplement par le fait qu’un écartement faible limite l’apparition d’une transition tandis qu’avec un écartement suffisamment grand, on limite l’effet de confinement due à la paroi adiabatique – ie la géométrie tend vers une configuration de plaque plane verticale.

Ainsi, la fréquence de l’occurrence d’une transition à une altitude donnée dépend du rapport d’aspect du canal. En revanche, la position de la transition dépend uniquement de la température moyenne de la plaque. Ceci tend à impliquer que les mécanismes menant à la transition ne sont pas liés à la géométrie du canal mais possiblement à celle de la cavité. Ce point est conforté par l’observation précédente de la corrélation du mouvement des cellules contra-rotatives au-dessus du canal avec la position de la transition dans le canal (figure 2.16). Ainsi, la configuration de chauffage asymétrique est vraisemblablement en partie pilotée par les structures d’écoulement qui se développent dans la cavité.

### 2.6.5 Discussion

L'analyse de la configuration de chauffage asymétrique souligne à nouveau l'impact de l'environnement proche sur l'écoulement à l'intérieur du canal. En effet, à l'échelle de la cavité, l'écoulement est généré par une source chaude répartie sur une plaque verticale et le régime s'établit grâce à la présence d'une source froide qui, dans la géométrie étudiée ici, est localisée sur deux diffuseurs proches de la sortie du canal (figure 2.2b, p.51). Or l'interaction d'un panache avec une surface libre conduit à des oscillations de ce dernier comme cela a été observé numériquement par Garnier *et al.* ([18], [19]). On citera également les études expérimentales dans l'eau de Atmane *et al.* [1] et celle dans l'air de Koizumi *et al.* [27]. Ces études portent sur l'interaction d'un panache issu d'un cylindre horizontal chauffé avec la surface libre ou une paroi-plafond. Les deux constatent l'apparition d'oscillations du panache dont l'origine est vraisemblablement à chercher dans les écoulements secondaires générés par les panaches. Cependant, ces études sont limitées à des distance panache-surface faibles, il serait donc intéressant d'analyser le comportement de panaches confinés sur des distances plus grandes. On en revient donc à l'analyse de l'interaction entre l'écoulement dans le canal et son environnement externe.

Pour étudier le comportement du canal seul, Garnier *et al.* suggèrent de limiter les études numériques aux premiers instants – avant que le panache interagisse avec la frontière supérieure du domaine. On pourrait donc tester cette idée pour les approches expérimentales. Cependant, le premier obstacle vient de l'inertie thermique des structures solides qui fait que les conditions aux limites ne sont pas correctement imposées aux parois. Malgré cela, plusieurs études de l'équipe de Polidori *et al.* [24, 40, 42] étudient expérimentalement la convection dans un canal asymétriquement chauffé dans l'eau. Sans rentrer dans les détails, ils observent de larges recirculations instationnaires et font notamment une comparaison avec les résultats numériques de Garnier *et al.*. Au CETHIL, nous nous sommes également intéressés à l'écoulement aux premiers instants [32] avec une modélisation simplifiée de la dynamique lente d'établissement de la température. On montre ainsi que la montée en température du banc – qui dure environ 10 h sur le banc en eau – est pilotée par l'échauffement du volume de fluide au-dessus du canal. On atteint alors une stratification thermique maximale qui décroît ensuite sur plusieurs heures pour atteindre le régime dans lequel sont menées les études présentées ci-dessus. Comme une forte stratification thermique impacte de façon non-négligeable le débit dans le canal (§ 2.3.6, p.49), l'impact de la cavité sur l'écoulement dans le canal est non-négligeable dans la phase de démarrage.

Partant de l'idée que le panache sortant du canal génère des recirculations notamment sous forme de rouleaux contra-rotatifs, l'interaction de ces écoulements avec le panache crée une dynamique propre à l'écoulement au-dessus du canal. On peut donc supposer que l'on a un couplage entre l'écoulement dans le canal et celui au-dessus, ce qui a priori, invalide l'utilisation d'une telle expérience de laboratoire pour étudier la dynamique d'un canal vertical en milieu infini. Cependant, plutôt que de se focaliser sur le cas idéal d'un milieu infini au repos et isotherme, on peut aborder le problème d'un canal chauffé dans un milieu ayant sa propre dynamique. En effet, pour des applications sur les double-façades photovoltaïques situées en extérieur, l'hypothèse de milieu extérieur au repos n'est jamais vérifiée. La question est alors : comment prendre en compte en laboratoire, l'impact de la dynamique extérieure sur l'écoulement dans le canal ? Or l'analyse précédente avec l'outil moyenne conditionnelle est une réponse possible à ce problème. En effet, en identifiant un paramètre pertinent – la température moyenne de la paroi – nous avons été capables de décomposer le comportement instationnaire comme une succession de comportements par lesquels passe l'écoulement dans le canal selon ce qui est imposé par l'extérieur. Finalement, plutôt que de travailler dans un environnement perturbé par le panache

sortant, une perspective que je vais développer est d'imposer divers écoulements à l'extérieur du canal et d'étudier la réponse obtenue dans le canal.

## Références

- [1] Mohamed A. Atmane, Victor S. S. Chan, and Darina B. Murray. Natural convection around a horizontal heated cylinder : The effects of vertical confinement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(19) :3661–3672, September 2003. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931003001546>, doi:10.1016/S0017-9310(03)00154-6.
- [2] W. Aung. Fully developed laminar free convection between vertical plates heated asymmetrically. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(8) :1577–1580, 1972. doi:10.1016/0017-9310(72)90012-9.
- [3] W Aung, L. S Fletcher, and V Sernas. Developing laminar free convection between vertical flat plates with asymmetric heating. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(11) :2293–2308, November 1972. doi:10.1016/0017-9310(72)90048-8.
- [4] A. Bar-Cohen and W. M. Rohsenow. Thermally optimum spacing of vertical, natural convection cooled, parallel plates. *Journal of Heat Transfer*, 106(1) :116–123, 1984. doi:10.1115/1.3246622.
- [5] G. S. Barozzi, M. A. Corticelli, and E. Nobile. Numerical simulation of time-dependent buoyant flows in an enclosed vertical channel. *Heat and mass transfer*, 35(2) :89–99, 1999. URL : <http://rdcu.be/GnRy>.
- [6] J. R. Bodoia and J. F. Osterle. The development of free convection between heated vertical plates. *Journal of Heat Transfer*, 84(1) :40–43, 1962. doi:10.1115/1.3684288.
- [7] A. M. Dalbert, F. Penot, and J. L. Peube. Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffe a flux constant. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(9) :1463–1473, September 1981. doi:10.1016/0017-9310(81)90214-3.
- [8] Christophe Daverat. Exploitation 300 W - 30 C. Rapport d'avancement EDF, November 2011. Non publié.
- [9] Christophe Daverat. *Etude expérimentale de la convection naturelle en canal vertical à flux de chaleur imposé : application au rafraîchissement passif de composants actifs de l'enveloppe des bâtiments*. PhD thesis, INSA-LYON, Lyon, France, October 2012. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00782327>.
- [10] Christophe Daverat, Yiqin Li, Hervé Pabiou, Christophe Ménézo, and Shihe Xin. Transition to turbulent heat transfer in heated vertical channel-Experimental analysis. *International Journal of Thermal Sciences*, 111 :321–329, 2017. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2016.09.004.
- [11] G. Desrayaud, E. Chénier, A. Joulin, A. Bastide, B. Brangeon, J. P. Caltagirone, Y. Cherif, R. Eymard, C. Garnier, S. Giroux-Julien, Y. Harnane, P. Joubert, N. Laaroussi, S. Lassue, P. Le Quéré, R. Li, D. Saury, A. Sergent, S. Xin, and A. Zoubir. Benchmark solutions for natural convection flows in vertical channels submitted to different open boundary

- conditions. *International Journal of Thermal Sciences*, 72 :18–33, October 2013. doi:  
[10.1016/j.ijthermalsci.2013.05.003](https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2013.05.003).
- [12] Frédéric Dupont, Ted Soubdhan, Ruddy Blonbou, Rudy Calif, Jean-Louis Tuhault, François Penot, and others. Étude expérimentale des conditions d'apparition d'écoulements inverses en sortie d'un thermosiphon en convection naturelle d'air. In *Congrès Français de Thermique*, 2008. URL : [http://gsite.univ-provence.fr/gsite/Local/sft/dir/user-3775/documents/actes/congres\\_2008/269.pdf](http://gsite.univ-provence.fr/gsite/Local/sft/dir/user-3775/documents/actes/congres_2008/269.pdf).
- [13] Frédéric Dupont, Fabien Ternat, Sandrine Samot, and Ruddy Blonbou. Two-dimension experimental study of the reverse flow in a free convection channel with active walls differentially heated. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 47 :150–157, 2013. doi:  
[10.1016/j.expthermflusci.2013.01.010](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.01.010).
- [14] W. Elenbaas. Heat dissipation of parallel plates by free convection. *Physica*, 9(1) :1–28, 1942. doi:[10.1016/S0031-8914\(42\)90053-3](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(42)90053-3).
- [15] R.K. Engel and W.K. Mueller. An analytical investigation of natural convection in vertical channels. *ASME Paper*, pages 67–HT–16 (non consulté), 1967.
- [16] A. G. Fedorov and R. Viskanta. Turbulent natural convection heat transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(16) :3849–3860, October 1997. doi:[10.1016/S0017-9310\(97\)00043-4](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(97)00043-4).
- [17] Guohui Gan. Impact of computational domain on the prediction of buoyancy-driven ventilation cooling. *Building and Environment*, 45(5) :1173–1183, May 2010. doi:  
[10.1016/j.buildenv.2009.10.023](https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2009.10.023).
- [18] C. Garnier, A. Sergent, Y. Fraigneau, and P. Le {Quéré}. Comparative study of numerical simulations of a {2D} buoyancy-driven flow in a vertical channel asymmetrically heated with or without external domain. In *Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference. Kyoto, Japan IHTC15-9291*, 2014. doi:[10.1615/IHTC15.ncv.009291](https://doi.org/10.1615/IHTC15.ncv.009291).
- [19] Charles Garnier. *Numerical modeling of natural convection in a vertical channel asymmetrically heated*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, December 2014. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01127340>.
- [20] S. Giroux-Julien, J. Vareilles, C. Menezo, Hervé Pabiou, M. Fossa, and E. Leonardi. Natural Convection In Nonuniformly Heated Channel Investigation application to Photovoltaic Facades. *Computational Thermal Sciences*, 1(3) :231–258, 2009. doi:[10.1615/ComputThermalScien.v1.i3.10](https://doi.org/10.1615/ComputThermalScien.v1.i3.10).
- [21] Philip M. Gresho. Some current CFD issues relevant to the incompressible Navier-Stokes equations. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 87(2) :201–252, 1991. doi:[10.1016/0045-7825\(91\)90006-R](https://doi.org/10.1016/0045-7825(91)90006-R).
- [22] Siegfried Grossmann. and Detlef Lohse. Scaling in thermal convection : a unifying theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 407 :27–56, 2000. doi:[10.1017/S0022112099007545](https://doi.org/10.1017/S0022112099007545).
- [23] Siegfried Grossmann. and Detlef Lohse. Fluctuations in turbulent Rayleigh–Bénard convection : the role of plumes. *Physics of Fluids (1994-present)*, 16(12) :4462–4472, 2004. doi:[10.1063/1.1807751](https://doi.org/10.1063/1.1807751).

- [24] C. Hemmer, C. V. Popa, A. Sergent, and G. Polidori. Heat and fluid flow in an uneven heated chimney. *International Journal of Thermal Sciences*, 107(Supplement C) :220–229, September 2016. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2016.04.015.
- [25] Yasuo Katoh, Masahide Miyamoto, Jyunji Kurima, and Shintaro Kaneyasu. Turbulent free convection heat transfer from vertical parallel plates : effect of entrance bell-mouth shape. *JSME international journal. Ser. 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties*, 34(4) :496–501, 1991. doi:10.1299/jsmeb1988.34.4\_496.
- [26] Rakesh Khanal and Chengwang Lei. A scaling investigation of the laminar convective flow in a solar chimney for natural ventilation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 45 :98–108, February 2014. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.11.002.
- [27] H. Koizumi and I. Hosokawa. Chaotic behavior and heat transfer performance of the natural convection around a hot horizontal cylinder affected by a flat ceiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(5) :1081–1091, March 1996. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931095001859>, doi:10.1016/0017-9310(95)00185-9.
- [28] G. E. Lau, G. H. Yeoh, V. Timchenko, and J. A. Reizes. Large-Eddy Simulation of Turbulent Natural Convection in Vertical Parallel-Plate Channels. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 59(4) :259–287, April 2011. doi:10.1080/10407790.2011.560815.
- [29] G. E. Lau, G. H. Yeoh, V. Timchenko, and J. A. Reizes. Numerical investigation of passive cooling in open vertical channels. *Applied Thermal Engineering*, 39 :121–131, 2012. doi:10.1016/j.applthermaleng.2012.01.001.
- [30] Yiqin Li. *Approches analytique et expérimentale de la convection naturelle en canal vertical*. PhD thesis, INSA-LYON ; Université de Lyon, Lyon, France, January 2016. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01398971>.
- [31] Yiqin Li, Christophe Daverat, Hervé Pabiou, Christophe Ménézo, and Shihe Xin. Transition to turbulent heat transfer in heated vertical channel-Scaling analysis. *International Journal of Thermal Sciences*, 112 :199–210, 2017. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2016.09.036.
- [32] Yiqin LI, Hervé Pabiou, and Christophe Menezo. Early-stage natural convection in a vertical channel. In *XVIIe International Heat Transfer Conference*, IHTC Digital Library, pages IHTC16–23859, Beijing, China, August 2018. Begell House. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01900617>.
- [33] Yiqin Li, Hervé Pabiou, and Christophe Ménézo. Unsteady heated vertical channel flow in a cavity. *International Journal of Thermal Sciences*, 125 :293–304, 2018. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2017.11.023.
- [34] Wenxian Lin and S. W. Armfield. Unsteady natural convection on an evenly heated vertical plate for Prandtl number  $Pr < 1$ . *Physical Review E*, 72(6) :066309, 2005. doi:10.1103/PhysRevE.72.066309.
- [35] Wenxian Lin, S. W. Armfield, J. C. Patterson, and Chengwang Lei. Prandtl number scaling of unsteady natural convection boundary layers for  $Pr > 1$  fluids under isothermal heating. *Physical Review E*, 79(6) :066313, 2009. doi:10.1103/PhysRevE.79.066313.

- [36] J.P. Liu and W.Q. Tao. Bifurcation to oscillatory flow of the natural convection around a vertical channel in rectangular enclosure. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 9(2) :170–185, March 1999. doi:[10.1108/09615539910256027](https://doi.org/10.1108/09615539910256027).
- [37] M. Miyamoto, Y. Katoh, J. Kurima, and H. Sasaki. Turbulent free convection heat transfer from vertical parallel plates. In *Proceedings of the eighth international Heat Transfer Conference*, volume 4, pages 1593–1598, 1986. URL : <http://www.ihtcdigitallibrary.com/conferences/57dcad5042ab3940,7d6e060b1deb9f8b,5205cda703f267ff.html>.
- [38] Chong Shen Ng, Andrew Ooi, Detlef Lohse, and Daniel Chung. Vertical natural convection : application of the unifying theory of thermal convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 764 :349–361, 2015. doi:[10.1017/jfm.2014.712](https://doi.org/10.1017/jfm.2014.712).
- [39] Chong Shen Ng, Andrew Ooi, Detlef Lohse, and Daniel Chung. Changes in the boundary-layer structure at the edge of the ultimate regime in vertical natural convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 825 :550–572, 2017. doi:[10.1017/jfm.2017.387](https://doi.org/10.1017/jfm.2017.387).
- [40] Dan Ospir, Catalin Popa, Cristian Chereches, Guillaume Polidori, and Stéphane Fohanno. Flow visualization of natural convection in a vertical channel with asymmetric heating. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39(4) :486–493, April 2012. doi:[10.1016/j.icheatmasstransfer.2012.02.005](https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2012.02.005).
- [41] G. Polidori, S. Fatnassi, R. Ben Maad, F. Beaumont, and S. Fohanno. Transient natural convection flow dynamics in a asymmetrically heated vertical channel. In *10th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics HEFAT*. Citeseer, 2014. URL : <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.994.1142&rep=rep1&type=pdf>.
- [42] G. Polidori, S. Fatnassi, R. Ben Maad, S. Fohanno, and F. Beaumont. Early-stage dynamics in the onset of free-convective reversal flow in an open-ended channel asymmetrically heated. *International Journal of Thermal Sciences*, 88 :40–46, 2015. doi:[10.1016/j.ijthermalsci.2014.09.011](https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2014.09.011).
- [43] Mikhail N. Polyanskiy. Refractive index database. Accessed on 2018-03-08. URL : <https://refractiveindex.info>.
- [44] Stephen B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000. URL : <http://www.sudoc.fr/054337496>.
- [45] Estibaliz Sanvicente. *Experimental investigation of thermal and fluid dynamical behavior of flows in open-ended channels : Application to Building Integrated Photovoltaic (BiPV) Systems*. Theses, INSA de Lyon, July 2013. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00961231>.
- [46] Estibaliz Sanvicente, Stéphanie Giroux-Julien, Christophe Ménézo, and Hassan Bouia. Transitional natural convection flow and heat transfer in an open channel. *International Journal of Thermal Sciences*, 63 :87–104, 2013. doi:[10.1016/j.ijthermalsci.2012.07.004](https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.07.004).
- [47] N. Sobel, F. Landis, and W.K. Mueller. Natural convection heat transfer in short vertical channels including effects of stagger. In *International Heat Transfer Conference*

- 3, volume 6, pages 121–125, Chicago, USA, August 1966. International Heat Transfer Conference Digital Library. URL : <http://ihtcdigitallibrary.com/conferences/537d40111c50a3ea,773789362ca6e90f,5efb43333034ec66.html>.
- [48] E. M. Sparrow, G. M. Chrysler, and L. F. Azevedo. Observed flow reversals and measured-predicted Nusselt numbers for natural convection in a one-sided heated vertical channel. *Journal of Heat Transfer*, 106(2) :325–332, 1984. doi:10.1115/1.3246676.
- [49] E.M. Sparrow and J.L. Gregg. Laminar Free Convection From a Vertical Plate With Uniform Surface Heat Flux. *Transaction of the ASME*, pages 435–440, 1956.
- [50] Martin Thebault, John Reizes, Stéphanie Giroux-Julien, Victoria Timchenko, and Christophe Ménézo. Impact of external temperature distribution on the convective mass flow rate in a vertical channel – A theoretical and experimental study. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 121 :1264–1272, June 2018. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.01.081.
- [51] O. A. Tkachenko, V. Timchenko, S. Giroux-Julien, C. Ménézo, G. H. Yeoh, J. A. Reizes, E. Sanvicente, and M. Fossa. Numerical and experimental investigation of unsteady natural convection in a non-uniformly heated vertical open-ended channel. *International Journal of Thermal Sciences*, 99 :9–25, January 2016. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2015.07.029.
- [52] Jérémie Vareilles. *Étude des transferts de chaleur dans un canal vertical différentiellement chauffé : application aux enveloppes photovoltaïques thermiques*. PhD thesis, Université Lyon 1, January 2007. URL : <http://www.theses.fr/2007LY010199>.
- [53] B. W. Webb and D. P. Hill. High Rayleigh number laminar natural convection in an asymmetrically heated vertical channel. *Journal of Heat Transfer*, 111(3) :649–656, 1989. doi:10.1115/1.3250732.
- [54] R. A. Wirtz and R. J. Stutzman. Experiments on free convection between vertical plates with symmetric heating. *Journal of Heat Transfer*, 104(3) :501–507, 1982. doi:10.1115/1.3245121.
- [55] Turgut Yilmaz and Alastair Gilchrist. Temperature and velocity field characteristics of turbulent natural convection in a vertical parallel-plate channel with asymmetric heating. *Heat and Mass Transfer*, 43(7) :707, May 2007. doi:10.1007/s00231-007-0234-y.

# Convection dans les systèmes en environnement réel

## 3.1 Contexte de la recherche

Au fur et à mesure des études menées sur la convection naturelle dans un canal vertical en conditions contrôlées, est apparue la nécessité d’approfondir l’interaction canal-cavité. Par ailleurs, dans le cadre de l’application aux double-façades photovoltaïques cette interaction de l’écoulement à l’intérieur de la double-façade avec l’environnement est évidemment indispensable pour être capable de tirer des conclusions globales sur le comportement d’un tel système soumis à l’ensemble des aléas climatiques rencontrés sur une année. En effet, si le cas d’un environnement au repos permet de se placer dans le cas le plus défavorable avec un échauffement maximal des cellules photovoltaïques, le comportement de tels systèmes doit être caractérisé sur toute l’année. Par conséquent, les recherches du groupe *Solaire Thermique et Photovoltaïque* (STEP) du CETHIL ont peu à peu été orientées vers la caractérisation de composants solaires en environnement réel. En ce qui me concerne, je suis intervenu à la marge sur le cas spécifique des doubles-façades photovoltaïques qui a principalement été pris en charge par Stéphanie Giroux-Juien (MCF univ. Lyon 1) et Christophe Ménézo (MCF univ. Lyon 1 puis PR chaire INSA-EDF). En revanche, je me suis intéressé à une configuration d’interaction écoulement interne - environnement réel avec l’étude de la ventilation naturelle des bâtiments. Ce thème est apparu dans le projet européen RENAISSANCE<sup>20</sup> – 2005-2012 – du programme CONCERTO (FP6) pour lequel j’ai été responsable scientifique à partir de 2008. Ce projet qui impliquait les villes de Lyon et Saragosse (Espagne) ainsi que la région Lombardie (Italie), avait pour objectif de construire et rénover des bâtiments pour atteindre des objectifs de confort et de performances énergétiques élevés. Il est important de rappeler qu’en 2005, il était tout à fait novateur de proposer des objectifs chiffrés en matière de performance énergétique et qu’une partie importante du travail des responsables du projet a consisté à convaincre les promoteurs, former les personnels de chantier et informer les habitants. À Lyon, le projet RENAISSANCE impliquait la construction d’immeubles (bureaux et logements) dans le quartier de Confluence. L’intervention du CETHIL portait d’une part sur la simulation numérique des bâtiments pour valider le choix des solutions techniques et d’autre part sur l’évaluation de la solution de ventilation naturelle retenue pour le confort d’été de certains logements. Étant arrivé sur le projet en 2008, j’ai participé uniquement à la seconde phase. La problématique principale portait sur la limitation de l’échauffement de l’ambiance intérieure d’un logement en été en utilisant la ventilation nocturne pour déstocker la

---

20. <http://renaissance-project.eu/>

chaleur emmagasinée la journée par la structure du bâtiment de forte inertie thermique. La ventilation étant qualifiée de naturelle car celle-ci est pilotée par le vent ou par des effets thermiques. Ainsi, j'ai commencé à travailler sur la caractérisation expérimentale de la ventilation naturelle des logements en 2010, travail qui s'est poursuivi ensuite au travers d'autres projets, dont un travail mené actuellement avec Damien David (MCF univ. Lyon1) sur l'étude du potentiel de ventilation naturelle des logements à Lyon. D'une façon générale, ce travail a ouvert la voie à une approche expérimentale des systèmes (logements, composants solaires) en milieu urbain réel.

## 3.2 Présentation du problème

D'un point de vue générique, on étudie l'écoulement à l'intérieur d'un domaine soumis à des sollicitations thermiques possédant une ou deux ouvertures en contact avec le milieu urbain. On se limite aux cas de ventilation naturelle, c'est-à-dire que les ouvertures sont grandes – on exclut les problématiques d'étanchéité à l'air – et qu'il n'y a pas de système de ventilation mécanique. Deux moteurs sont classiquement identifiés pour ces écoulements, d'une part une différence de pression due au vent et d'autre part une différence de température intérieure - extérieure provoquant des mouvements de convection naturelle. On s'intéresse ici à la ventilation naturelle pour deux systèmes : le logement traversant ou non et la double-paroi ventilée. Dans les deux cas, il s'agit tout d'abord d'évaluer le taux de renouvellement d'air à l'intérieur du domaine. Lorsque le domaine possède deux ouvertures avec l'air entrant par une ouverture et sortant par l'autre, le taux de renouvellement d'air est mesuré par le débit entrant ou sortant. Cependant, dans le cas d'un logement borgne – *ie* possédant une seule ouverture – il est nécessaire de caractériser le champ de vitesse dans l'ouverture. On retrouve également l'existence d'un flux d'air sortant et entrant par une même ouverture dans certains cas de domaine traversants. Ainsi, les écoulements de retours dans le canal vertical observé en laboratoire (§ 2.6, p.67) en sont un bon exemple. Il existe deux types de métrologie pour caractériser les taux de renouvellement d'air, soit par la mesure directe du (ou une partie du) champ de vitesse, soit par le suivi de concentration d'un gaz traceur. Cette dernière méthode, souvent utilisée en soufflerie ou in situ pour les mesures d'étanchéité, est quelquefois mise en œuvre pour des mesures de ventilation mais elle ne permet pas d'avoir des mesures continues sur le long terme et donc ne permet pas d'analyser la dynamique des écoulements. Or, étant donné les fortes instationarités constatées lors des campagnes de mesure, il est nécessaire de viser des mesures longues afin de ne pas restreindre l'étude à des configurations-types – ensoleillé sans vent, couvert venteux, etc. Par conséquent, pour de telles campagnes de mesures in situ, une possibilité est d'aborder la question de la caractérisation du champ de vitesse dans une grande ouverture. Or, les systèmes de mesure optique (PIV, LDV) ne sont pas adaptés à la mesure en site réel, et les seuls capteurs de vitesse tridimensionnels sensibles aux faibles vitesses (quelques centimètres par seconde) sont de coûteux anémomètres à fil chaud utilisés en laboratoire pour l'étude des écoulements turbulents. Par conséquent, la mesure du taux de renouvellement d'air en milieu réel sur des temps longs est en soi une problématique scientifique. De plus, pour des applications énergétiques, la mesure du transfert de masse ne suffit pas et il est nécessaire d'être capable de réaliser également un bilan d'énergie, indispensable pour caractériser l'efficacité d'une solution de ventilation naturelle pour le confort d'été ou pour mesurer l'apport énergétique d'une double-paroi ventilée.

Au delà des aspects purement métrologiques, se pose également la question du traitement des données expérimentales. En effet, comme toute mesure dépendante des conditions climatiques, on ne dispose que d'une seule réalisation et les analyses sont faites à partir de données issues de configurations qui ne sont jamais rigoureusement identiques. Ainsi, pour la simulation

dynamique des bâtiments, on dispose de fichiers météorologiques types pour une année pour une localisation donnée. À partir de là, les bureaux d'études sont à même d'estimer les performances d'un bâtiment ou de l'impact d'une réhabilitation. Dans le cas de la ventilation naturelle et en particulier celui du rafraîchissement des logements, le problème est un peu plus complexe puisque que l'acceptation finale de la solution par les usagers dépendra de la présence ou non d'évènements extrêmes, éventuellement brefs, tel que des bourrasques de vent ou un changement brusque de sa direction. L'impact d'une telle intermittence se retrouve également sur les double-parois ventilées où un changement des conditions externes peut complètement modifier l'écoulement interne et donc le mode de fonctionnement. Ces fluctuations localisées étant, en partie, liées à des effets de voisinage immédiat, une connaissance de l'environnement proche est nécessaire, notamment en milieu urbain.

Ainsi, la problématique de la ventilation naturelle doit être abordés sous différents angles : la mise en place voire le développement d'une métrologie adaptée à la mesure in-situ sur des temps longs ; l'analyse de longues séries de mesures de paramètres pour faire ressortir des interdépendances, et la prise en compte de l'environnement proche avec éventuellement l'intervention d'autres acteurs proches de l'utilisateur (architecte, constructeur ...). Par conséquent, une approche pluridisciplinaire est un point d'entrée qui ne doit pas être négligé pour ce type de problème.

### 3.3 Position du problème

#### 3.3.1 Caractérisation des doubles-parois naturellement ventilées en environnement réel

La caractérisation du comportement réel des doubles-parois ventilées en milieu urbain a fait l'objet de nombreuses études portant sur le composant lui-même, l'impact de son intégration dans le bâtiment ou son fonctionnement réel [12, 19, 25]. Cette partie est focalisée sur les aspects métrologiques et sur la caractérisation de l'interaction avec le milieu extérieur. Ainsi, on citera l'étude de Peng *et al.* [24] qui étudie une double-paroi photovoltaïque semi-transparente ventilée installée devant une fenêtre de logement. Par comparaison entre plusieurs systèmes, ils étudient différents cas dont les configurations avec ou sans ventilation, celle-ci pouvant être forcée ou naturelle. Outre une station météo et des mesures classiques de température d'air, ils mesurent la température de surface du composant par caméra thermique. On a donc peu de données précises de l'environnement proche. L'étude est purement thermique – aucune donnée sur la production électrique – et est basée sur l'analyse de jours types. Les résultats portent sur l'intérêt d'une configuration par rapport à l'autre mais donne assez peu d'information sur l'impact des conditions externes mis à part l'ensoleillement et la température de l'air. Dans la même veine, on relève l'étude récente de Souza *et al.* [28] qui instrumentent une double-façade naturellement ventilée de 2.7 m de haut et 3 m de large sur une cellule test soumise aux conditions extérieures au Brésil. Outre la température de l'air et des parois, une station météo est installée sur un autre bâtiment et les vitesses en entrée et en sortie sont mesurées dans la double-façade avec des anémomètres à fil chaud. Ils choisissent d'analyser quelques jours types pour lesquels l'ensoleillement est fort et le vent faible par conséquent, ils analysent principalement les effets thermiques. Une étude similaire au Danemark sur une double-façade en verre intégrée à une cellule test prend en compte les effets du vent [7]. Ils étudient le cas de la convection naturelle où la double-façade est connectée avec l'extérieur en haut et en bas ; le local derrière le composant est contrôlé en température. Le débit est mesuré d'une part grâce à plusieurs anémomètre omnidirectionnel dans la double-façade et d'autre part par la méthode de gaz traceur avec injection

constante [15]. Le profil de vent – intensité et direction – est mesuré sur 6 hauteurs à proximité de la façade, ce qui permet notamment de déterminer les coefficients de pression en haut et en bas de la façade. Ils notent tout d’abord que la méthode du gaz traceur donne des valeurs erronées lorsque le vent est trop fort induisant des diminutions localisées de la concentration et lorsqu’un écoulement de retour apparaît dans le canal, les capteurs de gaz étant placés en sortie de la cavité. Pour des valeurs de vent modérées, les deux méthodes de mesure de débit sont comparables. Les auteurs définissent également un modèle simplifié de transfert de masse et de chaleur qui suit relativement bien les données expérimentales sur les quelques jours tests choisis.

Ces références montrent la difficulté de la caractérisation in situ. Les différences observées entre les mesures et les modèles empiriques sont de l’ordre de 20% et pour descendre en-dessous de cette fourchette, il est indispensable d’améliorer à la fois les techniques de mesure et le traitement des données. Ces problématiques ne sont pas propres aux doubles-parois ventilées mais se retrouvent dans tous les systèmes ouverts où effets dynamiques et thermiques sont couplés. C’est le cas notamment pour la ventilation naturelle des logements ceux-ci pouvant être traversants ou non.

### 3.3.2 La ventilation naturelle des logements

L’objectif de cette partie n’est pas de faire un état de l’art complet sur la ventilation naturelle des logements pour lequel le lecteur pourra se référer aux références [1, 5] mais de se focaliser sur les problématiques de métrologie et de modélisation physique liées à ce sujet. Ainsi une des premières mesures de ventilation naturelle dans un environnement extérieur est réalisée en 1996 sur 4 cavités d’échelle 1 identiques (cellule PASSYS), possédant une seule ouverture [8]. Chaque cellule a un volume de  $30 \text{ m}^3$  et une ouverture de 2 m de haut et 1 m de large. Cette étude est focalisée sur la mesure du taux de renouvellement d’air par la méthode de gaz traceur et par une mesure directe du profil de vitesse dans l’ouverture. Pour la première méthode, du protoxyde d’azote est introduit dans la cellule fermée, le taux de renouvellement d’air est déduit de la décroissance de la concentration à partir de l’ouverture de la porte vers l’extérieur. Le gaz est évacué en environ 700 s. Quant à la mesure du profil de vitesse, elle est réalisée par 5 anémomètres à fil chaud, complétée par 5 mesures de température par des thermomètres à fil froid, l’ensemble de ces capteurs étant répartis sur 5 hauteurs sur l’axe central de l’ouverture. En complément, les auteurs mesurent également la stratification thermique dans la pièce, l’intensité et la direction du vent, ainsi que la température, à l’extérieur à 1.5 m de l’ouverture. Comme les anémomètres à fil chaud ne renseignent pas sur le sens de l’écoulement, les auteurs identifient la ligne neutre – ligne de vitesse nulle – en identifiant l’altitude de part et d’autre de laquelle les débits calculés sont identiques. L’analyse des résultats est basée sur le rapport entre le débit calculé à partir du profil de vitesse (champ supposé 2D) et le débit de référence mesuré avec le gaz traceur. Selon les conditions externes mesurées, ce rapport varie entre 4 et 7 avec un impact notable de l’intensité et la direction du vent, et de l’écart de température intérieur - extérieur. Ainsi, on remarque que cette différence de température n’est pas négligeable bien qu’elle reste inférieure à  $2^\circ\text{C}$ . Même si cette étude ne donne pas de résultats vraiment génériques, elle récapitule l’ensemble des problématiques rencontrées dans la caractérisation expérimentale de la ventilation naturelle en conditions réelles. Ainsi, la mesure du taux de renouvellement d’air par gaz traceur ne permet pas des mesures sur des temps longs et limite la portée des résultats à des configurations types. Par conséquent, il est logique de s’orienter vers la mesure d’un profil de vitesse, ce qui pose de nombreuses difficultés. Tout d’abord, la plupart des anémomètres à fil chaud du commerce sont faits pour être utilisés dans un écoulement unidirectionnel et leur utilisation dans un écoulement de direction variable pose question. De plus, l’insensibilité des

anémomètres au signe de la vitesse nécessite de faire des hypothèses sur la forme du profil. La ventilation naturelle dans les grandes ouvertures fait intervenir de petites vitesses d'air (jusqu'à quelques  $\text{cm.s}^{-1}$ ) or la vitesse minimum mesurable des anémomètres du commerce descend rarement en-dessous de  $10 \text{ cm.s}^{-1}$ . Quant aux traitements des données, la première difficulté réside dans l'identification de grandeurs globales à partir de données obtenues sur un maillage très grossier.

Tout récemment, une étude expérimentale in situ de Pan *et al.* [23] s'intéresse à l'établissement d'un modèle de ventilation pour un logement muni d'une seule ouverture avec des méthodes similaires. Dans un logement réel, les auteurs mesurent le taux de renouvellement par gaz traceur, les températures intérieure et extérieure, le coefficient de pression en façade, la direction et l'intensité du vent à 2 m au-dessus de la toiture. Ils utilisent un modèle classique où les variations de pression horizontales sont basées sur l'équation de Bernoulli – intégrant un coefficient de pression – et les variations verticales sur le gradient hydrostatique. Ils montrent que leur modèle d'une part, reproduit les données expérimentales avec une incertitude de l'ordre de 13% et d'autre part est relativement meilleur que la plupart des modèles existants. Ils montrent également la prédominance de l'effet de la convection thermique sur l'effet du vent et ce, à tel point qu'il se compare très bien au modèle de Tang *et al.* [29] qui est purement thermique, valable pour des vitesses de vent inférieures à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette observation peut éventuellement être liée à la géométrie du quartier qui fait que la vitesse de vent proche de l'ouverture est sensiblement plus faible que celle mesurée en toiture ou à la méthode de gaz traceur qui limite la durée des essais et donc explore assez peu les cas où les différences de température intérieure-extérieure sont faibles. Sur ce dernier point, Cheng et Li [6] ont imaginé une méthode d'injection de gaz traceur par sublimation de la neige carbonique permettant d'estimer les taux de renouvellement d'air sur des temps plus longs  $\sim 30 \text{ h}$ . En utilisant cette méthode, Tang *et al.* [29] peuvent mesurer les taux de ventilation pour des conditions extérieures très variées. Ils se limitent à l'étude des vents faibles – l'anémomètre étant placé à quelques mètres devant l'ouverture – et montrent que, dans ce cas, les effets thermiques dominent dès que l'écart de température intérieure-extérieure dépasse  $1^\circ\text{C}$ . Le modèle proposé s'écarte de la mesure dans une fourchette d'environ  $\pm 25\%$ .

Ces trois études qui adoptent une approche basée sur la mesure in situ, montrent d'une part, l'importance de déterminer le ou les paramètre(s) dominant(s) permettant de s'orienter vers des modèles simples contenant le maximum de phénoménologie et d'autre part, l'importance des moyens de mesure et de leur positionnement, en particulier pour caractériser l'écoulement extérieur.

### 3.3.3 Analyse de l'environnement urbain

À l'échelle de la ville, la plupart des recherches sont basées sur des simulations numériques des écoulements à l'échelle du quartier [2, 30]. En ce qui concerne les études expérimentales, la plupart, notamment celles concernant la dispersion de polluant, ont été réalisées grâce à des essais en soufflerie de grandes tailles [3]. Dans cette partie, on se focalisera sur la description physique de l'environnement urbain et des méthodes expérimentales pour le caractériser.

Pour cela, il est tout d'abord nécessaire de préciser succinctement les différentes échelles qui entrent en jeu. À l'échelle de la planète, 90% de la masse de l'atmosphère est concentré sur une épaisseur de 16 km à la surface de la Terre<sup>21</sup>. Suffisamment loin du sol, les grands mouvements atmosphériques s'étendant horizontalement sur plusieurs milliers de kilomètres sont soumis aux forces de pression et à la force de Coriolis due à la rotation de la Terre (en dehors de la zone

21. Site planète-Terre de l'ENS-LYON <http://planet-terre.ens-lyon.fr/article/epaisseur-atmosphere.xml> – consulté en mars 2019

intertropicale) [11]. Lorsque que ces actions se compensent, on parle d'équilibre géostrophique caractérisé par un vent parallèle aux isobares. La couche limite atmosphérique (CLA) est le lieu où ces mouvements commencent à être perturbés par la présence du sol qui se caractérise par l'apparition d'une force de cisaillement qui s'oppose au mouvement. Cette force de frottement dévie légèrement la vitesse qui n'est plus parallèle aux isobares donnant lieu à un écoulement en spirale; cette zone supérieure de la CLA est appelée couche d'Ekman, couche limite convective ou encore couche de mélange. À l'approche du sol, on définit la couche de surface de l'atmosphère (CSA) comme le lieu où le flux vertical de quantité de mouvement – pour une atmosphère sèche et isotherme – est indépendant de la hauteur. Les ordres de grandeur pour les épaisseurs de la CLA et de la CSA sont respectivement 1000 m et 100 m [17] avec de très fortes variations en fonction de l'heure de la journée et de la stabilité de l'atmosphère, celle-ci étant déterminée par la température et l'humidité. En ce qui concerne la température, elle évolue d'une part, en fonction de l'altitude sous l'effet de la pression et d'autre part, selon les différents transferts de chaleur et de masse auxquels est soumise l'atmosphère considérée. La pression variant – en première approximation – selon la loi de l'hydrostatique sur les premiers kilomètres d'atmosphère [11], on s'affranchit de son effet sur la température en introduisant la notion de température potentielle qui est la température qu'aurait une particule à une pression donnée si on la ramenait de façon adiabatique à une température de référence de 1000 hPa qui est approximativement la pression au niveau de la mer. Ainsi, le long d'une transformation à température potentielle constante, la température diminue quasi-linéairement avec la hauteur avec une pente appelée gradient adiabatique qui est de l'ordre de 1°C tous les 100 m. Si la température de l'atmosphère varie avec une pente égale au gradient adiabatique, on parle d'atmosphère neutre. Sinon, lorsque la température chute plus vite que le gradient adiabatique dans la direction ascendante, cela signifie qu'une particule qui se déplacerait vers le haut de façon adiabatique verrait un environnement de plus en plus froid tendant à l'accélérer. On parlera alors d'atmosphère instable et dans le cas contraire d'atmosphère stable. Pour les atmosphères humides non saturées, c'est-à-dire sans précipitations, ce gradient adiabatique est légèrement modifié mais reste dans les mêmes ordres de grandeur [11].

Du point de vue de l'écoulement atmosphérique, le milieu urbain est une rugosité hétérogène située à l'intérieur de la CSA avec des flux de chaleur et d'humidité en surface. Lorsque que l'écoulement d'air arrive sur une ville, on a une différence nette de type de rugosité qui conduit au développement d'une couche limite – on limitera la présentation aux couches limites dynamiques. On définit la canopée urbaine (CaU) comme la couche d'air au niveau du sol dans laquelle sont localisées les sources de chaleur et d'humidité; son épaisseur  $z_{cau}$  est à peu près égale à la hauteur moyenne des bâtiments et/ou arbres environnants [18]. Si on considère une canopée urbaine suffisamment dense et homogène en hauteurs de bâtiments, on observe une couche limite – appelée sous-couche rugueuse (SCR) – due à la présence de cette canopée qui se développe au-dessus de celle-ci et qui s'épaissit dans le sens du vent moyen. Cette couche limite turbulente est une zone inertielle dans laquelle se développe un profil logarithmique<sup>22</sup> de vitesse moyenne et on montre que l'épaisseur de la SCR  $z_{scr}(x)$  se développe dans la direction du vent  $x$  selon l'équation [13, 17] :

$$\kappa \frac{x}{z_0} = \frac{z_{scr} - d}{z_0} \ln \left( \frac{z_{scr} - d}{z_0} \right) \quad (3.1)$$

où  $\kappa$  est la constante de von Kármán,  $z_0$  est une hauteur typique de rugosités et  $d$  une épaisseur de déplacement à partir de laquelle se développe le profil logarithmique. En milieu urbain,  $d$  est

22. On se limite au cas d'une atmosphère isotherme. Sinon, ce profil est une fonction de la longueur de Monin-Obukhov [17]

une fraction de la hauteur des bâtiments – dans les zones très urbanisée,  $0.5z_{cau} \leq d \leq 0.7z_{cau}$  [4, 18]. Par conséquent, la hauteur des rugosités  $z_0$  ne représente pas la hauteur des bâtiments mais une épaisseur typique «vue» par l'écoulement au-dessus. Des classes de rugosité sont définies en fonction du type d'urbanisation ; pour une densité et variété de bâtiments croissantes,  $z_0$  varie de 10 cm à 2 m [4, 18]. L'équation (3.1) montre que l'épaississement de la SCR est quasiment proportionnel à la dimension horizontale pour des zones relativement homogènes en termes de géométrie mais aussi d'éventuelles sources de chaleur ou d'humidité. Les données disponibles montrent que le taux d'épaississement de la SCR croît avec le niveau de rugosité et le degré d'instabilité de l'atmosphère au-dessus ; d'après [18] une valeur typique est  $\frac{z_{scr}-d}{x} \simeq \frac{1}{100}$ . Une autre règle, plus empirique, consiste à considérer que cette épaisseur est de l'ordre de 1.5 fois la hauteur des bâtiments en zones «denses», cette proportion passant à 4 dans le cas des zones «moins denses». Quant à l'intérieure de la canopée urbaine, il est difficile de donner des résultats génériques pour l'écoulement, cependant les mesures montrent que le profil de vitesse moyenne varie peu dans l'épaisseur de la CaU – excepté à l'approche des parois – et il existe des expressions analytiques mettant en évidence l'influence de paramètres locaux [4, 31].

Cette description succincte des écoulements en milieu urbain montre que l'étude de la ventilation naturelle – dans les logements ou les double-enveloppe – doit tenir compte à la fois des écoulements à grande échelle au-dessus de la CSA qui vont imposer des conditions climatiques dominantes et des configurations géométriques locales qui vont piloter les écoulements à l'intérieur de la canopée urbaine. Actuellement, la plupart des études soit se limitent à la prise en compte des effets dominants mesurés à l'extérieur de la ville ou de la métropole – typiquement sur les aéroports – soit par une simulation numérique plus ou moins détaillée prenant en compte les spécificités locales pour des conditions lointaines fixes. Quant aux études expérimentales, elles sont assez peu développées en milieu réel d'une part à cause de la difficulté d'accès à un site sur lequel installer une instrumentation souvent lourde, et d'autre part pour des raisons de fiabilité des mesures in situ. A ce sujet, on trouve dans la référence [18], les précautions à prendre dans l'installation des capteurs et l'analyse des résultats. Pour reprendre les grandes lignes, on notera tout d'abord que pour connaître les effets dominants il est nécessaire de se placer au-dessus de la sous-couche rugueuse. Sur une zone dense et homogène d'immeubles d'une vingtaine de mètre, il faudrait pouvoir mesurer les conditions climatiques (vent, température, humidité) à plus de 10 m au-dessus de la toiture et cette hauteur passerait à plusieurs dizaines de mètres en zones peu dense. Lorsque les mesures sont effectuées à des hauteurs plus faibles, elles sont impactées par une zone amont, le footprint [16] dont l'étendue est difficile à cerner en milieu urbain. Quant à la mesure des conditions locales, la disposition des capteurs doit être bien choisie en fonction d'hypothèses sur les mécanismes physiques pilotant l'écoulement local.

Cet état de l'art montre qu'actuellement peu de recherches adoptent des approches couplant la ventilation naturelle de systèmes ouverts avec le comportement local de l'écoulement à l'échelle du quartier alors même que la définition des échelles pertinentes ou de la description de la morphologie urbaine sont en soi des problématiques scientifiques. Si les recherches que j'ai menées au CETHIL, ciblent jusqu'à présent l'étude de systèmes ventilées, l'analyse de l'impact de l'environnement proche est une perspective importante de mes recherches.

### 3.4 Expériences

Les expériences portant sur la caractérisation des systèmes en environnement réel ont été réalisées selon deux approches l'une principalement métrologique et l'autre sur des aspects liés au traitement des données. En ce qui concerne la métrologie, j'ai travaillé d'une part sur la

mesure des débits de ventilation naturelle et d'autre part sur la caractérisation in situ d'un prototype de double-façade naturellement ventilée. Comme je n'ai que partiellement participé à cette deuxième étude, je n'en donnerai ici qu'un aperçu succinct. Celle-ci portait sur l'analyse du comportement d'un prototype de double-façade photovoltaïque installé à Toulouse [9, 10]. Il s'agissait d'une double-enveloppe de 7.40 m de haut et 4 m de large naturellement ventilée à l'intérieur de laquelle la vitesse et la température de l'air étaient mesurées à 3 hauteurs avec, à chaque altitude, la mesure de 2 profils de 6 points. Étaient également mesurés les conditions météorologiques sur le toit du bâtiment, le rayonnement direct et diffus dans le plan de la façade. Concernant la production électrique, la façade était découpée en 3 zones – basse, centrale et haute – chacune débitant dans une charge fixe. Les données ont été mesurées toutes les 2 min pendant 3 ans. De cette étude, il ressort qu'une visualisation des données électrique et thermique annuelles sur des cartes – jours de l'année *vs* heures de la journée – permet d'identifier des phénomènes spécifiques tels que les masques apparaissant à un moment de la journée, à une certaine saison. Une estimation de la puissance thermique montre qu'un couplage avec le bâtiment permettrait un préchauffage de l'air au printemps et une ventilation naturelle en été. En terme d'analyse, un modèle thermique simple permet de donner une forme de corrélation pour la puissance thermique extraite, pour laquelle on identifie les paramètres d'après les mesures d'un jour ensoleillé sans vent. Ce type de modélisation permet de retrouver le comportement global à  $\pm 15\%$  sur des jours similaires. En revanche, la prise en compte du vent reste une difficulté pour la modélisation et ce point sera une perspective de mon travail.

Dans la suite, je détaillerai plus le travail de métrologie concernant la ventilation naturelle qui a été principalement réalisé par l'encadrement de stagiaires au niveau Master au travers des différents projets : RENAISSANCE, DENVIB, COCOVN (*cf.* p.??). Quant au traitement des données, le monitoring de longue durée conduit à des masses de mesures avec de multiples paramètres dont l'analyse par des approches physiques ne permet pas d'en extraire toutes les informations. C'est pourquoi, avec les collègues du groupe STEP du CETHIL, nous avons exploré la possibilité d'utiliser les méthodes issues de la science des données pour réaliser des analyses complémentaires. Ainsi, les projets AMADOUER, SOLSTICE (*cf.* p.??) ont permis de monter une collaboration interdisciplinaire avec le laboratoire d'informatique LIRIS UMR5205, avec notamment le co-encadrement de stagiaires de Master.

### 3.4.1 Métrologie pour la ventilation naturelle

En 2010, les immeubles dans le périmètre du projet RENAISSANCE étaient dans la dernière phase de construction et les mesures ont été réalisées dans un logement vide, hors d'air. Le logement retenu est un duplex de 91 m<sup>2</sup> au 9<sup>e</sup> étage d'un immeuble situé sur le site de Lyon Confluence. Lors de la conception, la solution retenue pour assurer le confort d'été était une ventilation nocturne des logements couplée à une forte inertie thermique des structures porteuse afin d'assurer une capacité suffisante de stockage/déstockage de la chaleur. Lors de la phase d'avant-projet, des simulations numériques dynamiques de logements similaires ont estimé que le débit de renouvellement d'air moyen devait atteindre 6 ACH<sup>23</sup>. On notera que d'une part, pour diverses raisons, les simulations ont été réalisées sur des plans qui ne correspondent pas au logement instrumenté et d'autre part que cette estimation suppose un taux constant de 20 h à 8 h dans toutes les pièces du logement. Par conséquent, on gardera cette valeur de 6 ACH comme un ordre de grandeur et l'idée principale du monitoring était moins de vérifier une valeur moyenne que de développer une méthodologie pour caractériser la ventilation naturelle en milieu

---

23. ACH : Air Change per Hour, taux de renouvellement d'air calculé en volume de logement renouvelé chaque heure.

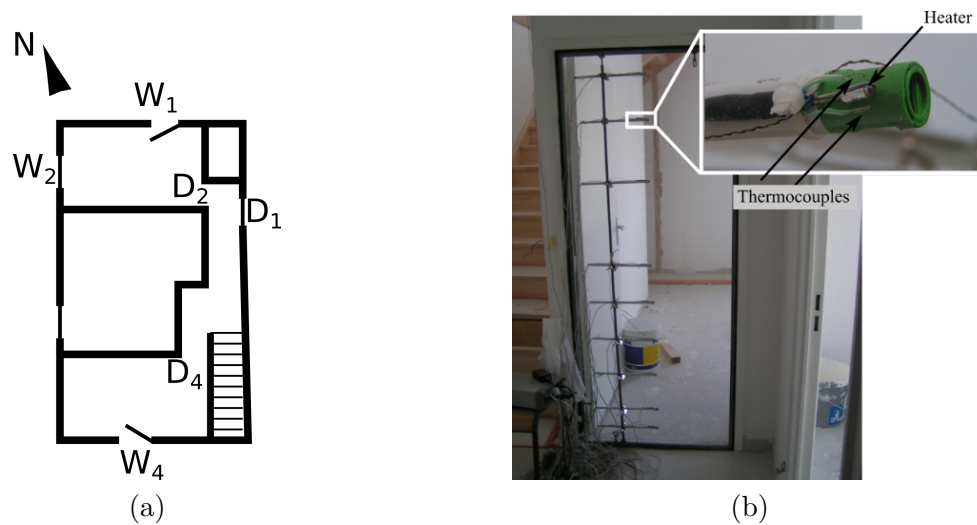


FIGURE 3.1 – (a) Plan du niveau inférieur du logement instrumenté sur le site de Lyon Confluence. W et D repèrent respectivement les fenêtres et les portes. La direction N indique le nord. (b) Installation des 9 capteurs de vitesse, température et direction dans la porte D4 et zoom sur un capteur de sens fixé sur un anémomètre.

réel et fournir des pistes de réflexion pour son développement comme solution alternative aux systèmes de climatisation active.

La figure 3.1a représente le niveau inférieur du duplex instrumenté. La ventilation naturelle se fait au travers des ouvertures  $W_1 - D_2 - D_4 - W_4$  qui sont bloquées en position ouvertes, tous les autres ouvrants étant fermés. La mesure se fait par 9 anémomètres à fil chaud unidirectionnels disposés sur une ligne verticale au centre de la porte  $D_4$  (figure 3.1b). La mesure du débit de ventilation, mise au point au cours du stage de Damien Rabourdin [26], montre la difficulté d’une telle mesure due aux hypothèses nécessaires pour intégrer le profil à partir de quelques points. Par conséquent, les valeurs de débits données sont plus des ordres de grandeur que des mesures précises. Cependant, ce travail a permis d’aborder le problème de la détermination du sens de l’écoulement qui est indispensable pour détecter de possibles renversements de sens de vitesse entre le bas et le haut de l’ouverture. Pour cela, nous avons imaginé avec Bernard Lips (MCF INSA-LYON) un capteur de sens qui a été développé durant ce stage. Le principe repose sur la détection du sens de déplacement d’un panache thermique généré par une petite source chaude. Le zoom de la figure 3.1b montre le prototype constitué d’une résistance électrique et de deux thermocouples branchés en différentiel. Après détermination de la valeur de référence pour un écart de température nul, la comparaison du signal de sortie par rapport à cette référence renseigne sur le sens de l’écoulement. Ce capteur simple, qui s’est révélé assez efficace, a fait l’objet d’un dépôt de brevet français [14]. En plus de ces données, on mesure l’écart de température entre l’intérieur – au niveau de  $D_4$  – et l’extérieur – sur la terrasse couverte au niveau supérieur. Les données climatiques sont prises en toiture d’un immeuble voisin par une station météorologique installée par le bureau d’étude ENERTECH partenaire du projet RENAISSANCE.

La campagne de mesure s’est déroulée durant le mois de juillet 2010, qui fut un mois assez chaud à Lyon. Les fenêtres  $W_1$  et  $W_4$  étaient ouvertes sur de longues périodes, en général la nuit mais pas uniquement. Dans nos mesures le débit est négatif lorsque la ventilation se fait de la façade nord vers la façade sud. Les mesures brutes montrent une assez bonne corrélation entre le débit et le vent lorsque ce dernier est important. En revanche, l’analyse de l’impact de l’écart

de température est beaucoup plus délicat. Pour analyser l'ensemble des séquences, l'opérateur moyenne conditionnelle (§ 2.6.2, p.69) est utilisé pour trier les données en fonction du vent normal à la façade – orientée à  $34^\circ$  nord-nord est. La figure 3.2 montre les moyennes du débit de ventilation et de la différence entre la température intérieure et la température extérieure, conditionnées par la vitesse du vent normale à la façade. Pour l'analyse des résultats, on sépare

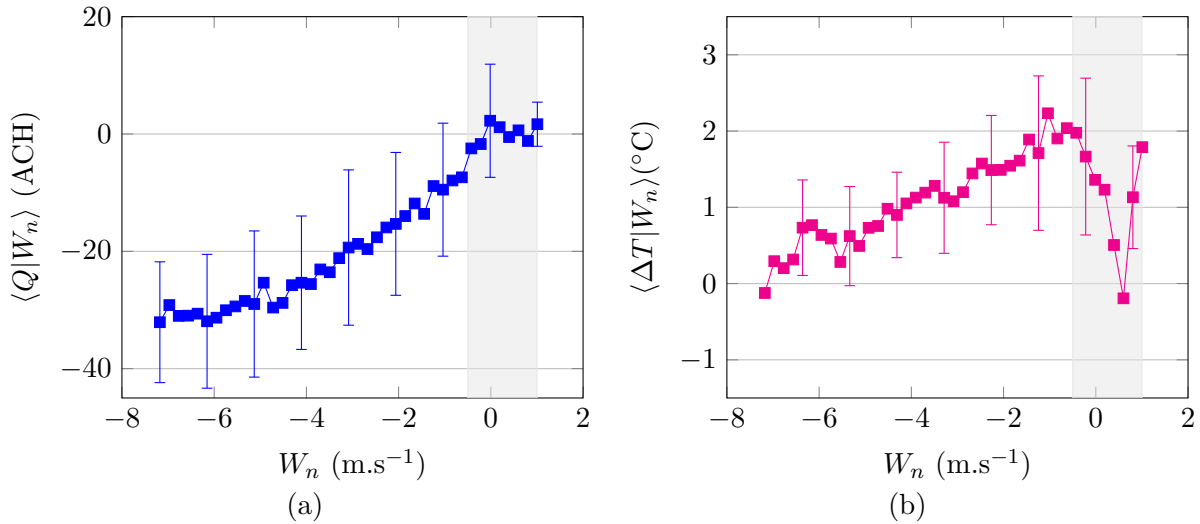


FIGURE 3.2 – Moyennes du débit de ventilation (a) et de l'écart de température intérieur-extérieur (b) conditionnées par la valeur du vent perpendiculaire à la façade. La longueur des barres verticales est égale à deux fois l'écart-type conditionnel correspondant. Les zones grisées correspondent aux vents faibles.

le comportement pour les vents forts – dans notre cas  $W_n \leq -0.5 \text{ m.s}^{-1}$  – et celui pour les vents faibles –  $-0.5 \leq W_n \leq 1 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour les vents forts, on retrouve le fait que la ventilation est pilotée par la différence de pression entre les façades et le débit est très bien corrélé avec le vent. Ainsi, on retrouve peu ou prou une relation linéaire entre le débit et la vitesse du vent (pour des corrélations de référence, voir [23]). Le plateau observé pour les plus grandes valeurs de vent est lié à la suppression des profils de vitesse lorsque l'un des capteurs dépassait le seuil de saturation de  $2 \text{ m.s}^{-1}$ , conduisant à un biais sur la valeur moyenne. En ce qui concerne les températures, lorsque le débit de ventilation est élevé, on retrouve une température intérieure qui devient égale à la température extérieure. Au fur et à mesure que le vent et donc le débit décroît, l'intérieur s'échauffe car l'échange de chaleur entre l'air et les murs intérieurs diminue. En revanche, on observe un changement de comportement assez net sur la température pour les vents faibles. En effet, la température à l'intérieur se rapproche de la température à l'extérieur alors que le débit de ventilation est proche de zéro. Cette tendance est également observée lorsque l'on utilise la température mesurée par la station météorologique pour mesurer cet écart, ce qui exclut un éventuel problème de mesure. À ce stade l'explication la plus probable est que lorsque le vent devient légèrement positif – vent du sud – on passe d'une ventilation traversante à une ventilation mono-orientée de la pièce sud du logement (figure 3.1a, la mesure se fait en  $D_4$ ). Ainsi, bien que le logement soit ouvert sur deux façades opposées, un écoulement entrant et sortant par une même ouverture reste possible, on se retrouve alors avec une pièce correctement ventilée et donc un faible écart de température en même temps qu'un débit traversant nul. Les mesures disponibles ne permettent pas d'aller beaucoup plus loin dans l'analyse de cette configuration. Cependant,

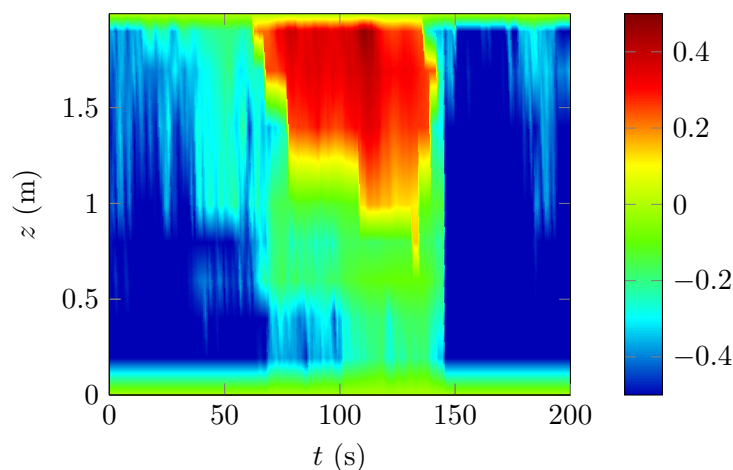


FIGURE 3.3 – Profil de vitesse sur une séquence pour laquelle le vent normal est faiblement positif ( $0.4 \leq W_n \leq 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ ). Les valeurs sont interpolées linéairement entre les points de mesure. On observe clairement des retournements entre 70 et 140 s.

il est possible de retrouver parmi les instants où le vent est légèrement positif, des séquences durant lesquels on observe un profil de vitesse en  $S$  dans la section de mesure. Ainsi la figure 3.3 montre une séquence durant laquelle la vitesse est positive dans la moitié haute de l'ouverture et négative dans la partie basse. Cet écoulement est très instable car il résulte probablement des effets combinés du vent et de convection naturelle, il est néanmoins remarquable de pouvoir observer sa dynamique dans une expérience in situ. Dans le cadre du projet DENVIB, cette analyse a également été abordée sous l'angle d'une étude d'un modèle réduit de l'appartement dans la soufflerie du LPENS [21, 27]. Cette étude a permis d'aborder la problématique de mise à l'échelle d'un écoulement dans un logement piloté par un écoulement externe. Cependant, la taille de la soufflerie étant limitée, les résultats n'ont pas permis d'aller au delà d'une analyse qualitative. Dans le cadre du projet RENAISSANCE, ce travail a également abouti à la rédaction de deux fiches techniques à destination des bureaux d'étude [20, 22].

Pour aller plus loin, les résultats ci-dessus montrent l'importance d'avoir des données suffisamment riches avec une certaine récurrence des phénomènes pour que ceux-ci soient observables. Il est donc nécessaire d'avoir des enregistrements longs afin que le système soit soumis à un nombre suffisants de conditions similaires ce qui, en contrepartie conduit à traiter un grand nombre de séries de données. C'est pourquoi, avec les collègues du groupe STEP, nous avons collaboré avec des chercheurs en science des données.

### 3.4.2 Traitement des données

Depuis 2012, plusieurs projets entre le CETHIL et le LIRIS portant sur l'application de méthodes issues de la science des données à des mesures issues de systèmes énergétiques se sont succédés d'abord sous l'égide de la mission pour l'interdisciplinarité du CNRS puis dans le cadre d'un BQR de l'INSA-LYON (p.??).

Compte tenu des progrès considérables en matière d'instrumentation, de déploiement d'opérations de suivi sur des dispositifs expérimentaux et/ou naturels à grande échelle, mais aussi des progrès en sciences numériques (modélisations et simulations), les chercheurs se confrontent de plus en plus à la difficulté de valoriser les données collectées à partir des outils de traitements

classiques. Ainsi, le principe même du déploiement de réseaux de capteurs qui est aujourd’hui à la portée de nombreux projets peut garantir de grandes quantités de données mais se pose alors la question d’aller plus loin qu’une extraction souvent partielle de l’information contenue dans ces mesures. L’idée développée au travers de cette collaboration est que l’analyse de ces masses de données peut contribuer à la compréhension de phénomènes et de leurs interactions. Il est très important de noter que ce travail est fondamentalement interdisciplinaire en ce sens qu’il fait intervenir des chercheurs de deux communautés ne partageant ni les mêmes objets d’études, ni le même vocabulaire ; ce dernier point étant la première barrière à franchir. Ainsi, ces années de collaborations ont surtout permis d’entrevoir les possibilités et les limites de ces approches, les problématiques scientifiques des collègues en science des données et les moyens à mettre en œuvre pour aller plus loin. Ainsi les analyses issues de la science des données appliquées à des mesures issues de monitorings de systèmes solaires sur de longues durées soulèvent de nombreuses problématiques scientifiques dont l’identification est un résultat de cette collaboration :

- Concevoir un modèle générique de capteurs pour le monitoring des systèmes solaires permettant d’explorer les résultats, de mettre en place rapidement des traitements permettant de détecter des comportements singuliers (repérer rapidement un défaut de capteur par exemple) et d’appréhender les principaux paramètres influents.
- Détecter des phénomènes localisés en temps et en espace (*eg* ombrage temporaire) et des corrélations indirectes (une instrumentation incomplète à l’égard des sollicitations externes complexes est une caractéristique des études en conditions réelles) ;
- Mettre en place des modélisations adaptées aux intersaisons durant lesquelles le composant solaire présente un comportement complexe dépendant de multiples paramètres inter-reliés (configuration pour laquelle on atteint la limite des modèles physiques/empiriques classiquement utilisés en ingénierie) ;
- Mettre en place une modélisation dynamique pour une meilleure prédiction de la production instantanée ou cumulée dont la connaissance est nécessaire pour une gestion optimale du système (injection réseau, couplage bâtiment) ;
- Valider des modèles physiques (simplifiés) par confrontation aux données issues des systèmes réels. Cette validation est elle-même un défi en raison de la complexité des installations et de l’environnement.
- Confronter les méthodes de modélisation de données en cours d’étude à la modélisation de données hétérogènes comme celles qui sont collectées dans les expérimentations liées à l’énergétique du bâtiment.
- Articuler les phases de modélisation des données avec celles de la consolidation de données fiables, d’exploration pour la découverte de connaissances, et de retour sur les pratiques en modélisation physiques.

Parmi ces verrous, nous nous sommes intéressés d’une part à la co-construction de systèmes logiciels permettant l’exploration et l’exploitation de données scientifiques et d’autre part, à l’exploration de données par des méthodes de fouilles. Ce dernier verrou qui a été porté, côté CETHIL, par Stéphanie Giroux-Julien et Christophe Ménézo portait sur l’application de méthodes de fouilles de données bien établies sur des données issues du monitoring d’un prototype de double-façade photovoltaïque ainsi que sur le développement de nouvelles méthodes adaptées à ce contexte. Je présenterai ici plus en détail la co-construction de systèmes d’exploration et d’exploitation de données dans laquelle j’ai été plus impliqué et qui a été réalisée via l’encadrement de deux stagiaires de Master 2 côté CETHIL – Carlos Ortuño Martin et Mohamed Ali Telmoudi (voir p.?? ) et deux élèves ingénieurs et un post-doctorant côté LIRIS. Pour cette

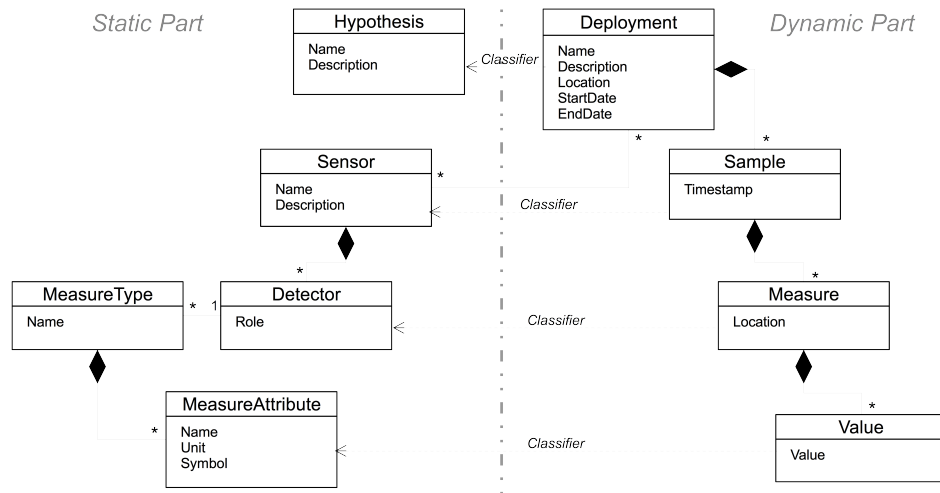


FIGURE 3.4 – Modèle générique VGS développé par le LIRIS

étude, nous utilisons les séries de mesures issues de l'expérience de convection naturelle en canal vertical (§ 2.4, p.51) comme expérimentation test. Le but étant d'analyser des campagnes de mesure à partir de la mise en place d'un réseau de données capteur et l'exploration multidimensionnelle des données.

Partant du dispositif existant, la première étape fut de formaliser le processus de collecte existant afin de mettre en place un *modèle générique de réseau de données capteurs* (modèle Virtual Generic Sensors – VGS) c'est-à-dire de définir une architecture modèle permettant de lier entre eux des objets que l'on retrouve dans n'importe quel réseau de capteurs : « campagne de mesure », « capteur », « mesure », « échantillon »... La conception de cette architecture doit permet d'interroger efficacement la base de données qui sera issue de ce modèle VGS. La genericité du modèle est sa capacité à être utilisable sur des bancs de mesure qui peuvent être sensiblement différents. C'est un point clé car cela permet de répondre au besoin de croiser les résultats de plusieurs campagnes qui n'ont pas été réalisées dans des conditions parfaitement identiques. Une image du modèle VGS développé par le LIRIS est présenté sur la figure 3.4.

Côté CETHIL, le premier travail a consisté à transposer dans le modèle VGS le réseau de capteurs déployé sur le dispositif expérimental. Pour cela, nous avons dû nous approprier les concepts de base de la science des données tels que les *attributs* associés à un *objet* ou la notion de *classe* d'objets. Une fois les concepts de base assimilés, le processus expérimental existant a été décomposé sous forme de logigramme afin de transcrire le modèle de collecte actuel dans un format de type VGS. Cet exercice, a priori très formel, permet en réalité de mieux cerner les points expérimentaux clés qui étaient jusque-là présents dans les tables de données ou dans le cahier de laboratoire de l'expérience. Par exemple, la configuration de l'expérience (largeur du canal, puissance injectée, position des capteurs) qui était, jusque-là notée dans le cahier de laboratoire, peut être intégrée dans le modèle VGS en tant que données et on comprend que l'on se dirige vers des bases de données mieux documentées donc plus facilement exploitables. Au delà, la définition du modèle VGS permet d'intégrer des métadonnées qui seront des dimensions d'analyses facilitant l'exploitation des résultats. Par exemple, pour un objet capteur, il est intéressant de prédéfinir sa position en termes de localisations à différentes échelles : coordonnées - zone de paroi - paroi gauche - parois. Utilisée pleinement, cette approche constitue

un réel changement de paradigme dans la conception des bancs expérimentaux.

Dans une seconde étape, nous avons travaillé sur la conception d'une méthodologie d'exploration multidimensionnelle de données capteur. L'idée principale est de concevoir des visualisations de données pré-programmées afin que l'utilisateur puisse facilement naviguer dans la base de données et l'explorer. Plus précisément, nous avons défini les dimensions d'analyse telles que le temps (durée totale - jours - heure - minute - temps d'échantillonnage), l'espace (de la paroi à la coordonnées comme signalé ci-dessus) mais aussi des axes d'analyse ayant une pertinence physique telle que des nombres sans dimension. Sur chacun de ces axes d'analyse, l'outil d'exploration permet une agrégation des données selon une série de granularité à définir. Par exemple pour l'axe d'analyse spatial, on prévoit la possibilité d'effectuer une moyenne spatiale sur une zone d'une paroi, une seule paroi ou sur deux parois. Cependant, étant donné l'importance du champ d'investigation ouvert par cette approche interdisciplinaire, celui-ci ne pouvait être entièrement exploré par deux projets.

Ainsi ce travail a permis d'engager une réflexion sur les possibilités d'exploration et d'exploitation des données qui sont liées à la conception de système de collectes de données et qui apporteront une réelle plus-value à l'exploration de données. En effet, pour des dispositifs expérimentaux d'envergure et en particulier pour les prototypes ou les systèmes réels pour lesquels les campagnes sont coûteuses et dépendantes de nombreux facteurs (disponibilité, accessibilité ...), la valorisation des données est capitale et il est, à mon avis, de plus en plus important de se préoccuper de la qualité des données que l'on collecte. Celles-ci doivent être organisées, documentées et archivées de façon à pouvoir être ré-exploitable afin de permettre des comparaisons avec des campagnes ultérieures. La démarche présentée ici est l'ébauche de ce travail qui ne peut être qu'interdisciplinaire et qu'il convient de poursuivre.

## Références

- [1] Francis Allard and Cristian Ghiaus. *Natural ventilation in the urban environment : assessment and design*. London ; Sterling (Va.) : Earthscan, 2005.
- [2] B. Blocken and T. Stathopoulos. CFD simulation of pedestrian-level wind conditions around buildings : Past achievements and prospects. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 121 :138–145, October 2013. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0167610513001815>, doi: [10.1016/j.jweia.2013.08.008](https://doi.org/10.1016/j.jweia.2013.08.008).
- [3] B. Blocken, T. Stathopoulos, and J.P.A.J. van Beeck. Pedestrian-level wind conditions around buildings : Review of wind-tunnel and CFD techniques and their accuracy for wind comfort assessment. *Building and Environment*, 100 :50–81, May 2016. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0360132316300415>, doi: [10.1016/j.buildenv.2016.02.004](https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2016.02.004).
- [4] R. E. Britter and S. R. Hanna. Flow and Dispersion in Urban Areas. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 35(1) :469, January 2003. URL : <http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&db=a9h&AN=9688472&lang=fr&site=eds-live>, doi: [10.1146/annurev.fluid.35.101101.161147](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.35.101101.161147).
- [5] Qingyan Chen. Ventilation performance prediction for buildings : A method overview and recent applications. *Building and Environment*, 44(4) :848–858, 2009. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360132308001510>.

- 
- [6] Pok Lun Cheng and Xiaofeng Li. Air Change Rate Measurements using Tracer Gas Carbon Dioxide from Dry Ice. *International Journal of Ventilation*, 13(3) :235–246, December 2014. URL : <https://doi.org/10.1080/14733315.2014.11684051>, doi:10.1080/14733315.2014.11684051.
- [7] Alessandro Dama, Diego Angeli, and Olena Kalyanova Larsen. Naturally ventilated double-skin façade in modeling and experiments. *Energy and Buildings*, 144 :17–29, June 2017. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037877881730912X>, doi:10.1016/j.enbuild.2017.03.038.
- [8] E. Dascalaki, M. Santamouris, A. Argiriou, C. Helmis, D. N. Asimakopoulos, K. Papadopoulos, and A. Soilemes. On the combination of air velocity and flow measurements in single sided natural ventilation configurations. *Energy and Buildings*, 24(2) :155–165, July 1996. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0378778896009735>, doi:10.1016/0378-7788(96)00973-5.
- [9] Léon Gaillard, Stéphanie Giroux-Julien, Christophe Ménézo, and Hervé Pabiou. Experimental evaluation of a naturally ventilated PV double-skin building envelope in real operating conditions. *Solar Energy*, 103 :223–241, 2014. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00955384>, doi:10.1016/j.solener.2014.02.018.
- [10] Léon Gaillard, Stéphanie Giroux-Julien, Hervé Pabiou, and Christophe Ménézo. Full-Scale Experimentation on Building an Integrated Photovoltaic Component for Naturally Ventilated Double-Skin Configuration. *Journal of Fundamentals of Renewable Energy and Applications*, 2 :R120316, 2012. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00876380>, doi:10.4303/jfrea/R120316.
- [11] James R. Holton and Gregory J. Hakim. *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Amsterdam ; Boston ; Heidelberg [etc.] : Elsevier Academic Press, 2013.
- [12] Chi-Ming Lai and Shuichi Hokoi. Solar façades : A review. *Building and Environment*, 91 :152–165, September 2015. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360132315000086>, doi:10.1016/j.buildenv.2015.01.007.
- [13] Lev D. Landau and Evgeni M. Lifshitz. *Physique théorique, Mécanique des fluides*. Éditions MIR, Ellipses, Moscou, Russie et Paris, France, 3e édition, 1994.
- [14] Bernard Lips and Hervé Pabiou. Dispositif de détermination d’un sens d’écoulement d’un fluide suivant un axe prédéterminé. *Patent FR 2967782*, May 2012. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00781116>.
- [15] Jennifer McWilliams. Review of air flow measurement techniques. Technical Report LBNL-49747, 809884, December 2002. URL : <http://www.osti.gov/servlets/purl/809884-8M8SRJ/native/>, doi:10.2172/809884.
- [16] P.g. Mestayer, J.-M. Rosant, F. Rodriguez, and J.-M. Rouaud. La campagne expérimentale FluxSAP 2010 : Mesures de climatologie en zone urbaine hétérogène. *La Météorologie*, 8(73) :34, 2011. URL : <http://hdl.handle.net/2042/42892>, doi:10.4267/2042/42892.
- [17] A.S. Monin and A.M. Obukhov. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Tr. Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst.*, 24(151) :163 :187, 1954.

- [18] Tim R Oke. Initial guidance to obtain representative meteorological observation at urban sites. Instruments and observing methods 81, World Meteorological Organization, 2006. URL : <https://www.wmo.int/pages/prog/www/IMOP/publications/IOM-81/IOM-81-UrbanMetObs.pdf>.
- [19] Richard O’Hegarty, Oliver Kinnane, and Sarah J. McCormack. Review and analysis of solar thermal facades. *Solar Energy*, 135 :408–422, October 2016. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0038092X16301852>, doi:10.1016/j.solener.2016.06.006.
- [20] Hervé Pabiou. Cross-ventilation strategies : a passive technique for summer comfort. Renaissance project : final publication - Innovative Buildings for Low-Energy Cities pp.35-36, 2012. URL : [http://www.renaissance-project.eu/IMG/pdf/RENAISSANCE\\_Innovative\\_Buildings\\_Final\\_Publication.pdf](http://www.renaissance-project.eu/IMG/pdf/RENAISSANCE_Innovative_Buildings_Final_Publication.pdf).
- [21] Hervé Pabiou, Julien Salort, Christophe Menezo, and Francesca Chillà. Natural cross-ventilation of buildings, an experimental study. In *6th International Building Physics Conference*, Proceedings of the 6th International Building Physics Conference, IBPC 2015, Turino, Italy, June 2015. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01229005>, doi:10.1016/j.egypro.2015.11.666.
- [22] Hervé Pabiou and Rodrigo Vasquez. Comparison of monitoring strategies for buildings energy efficiency : Objectives, Stakeholders and Techniques. Renaissance project : final publication - Innovative Buildings for Low-Energy Cities pp. 51-52, 2012. URL : [http://www.renaissance-project.eu/IMG/pdf/RENAISSANCE\\_Innovative\\_Buildings\\_Final\\_Publication.pdf](http://www.renaissance-project.eu/IMG/pdf/RENAISSANCE_Innovative_Buildings_Final_Publication.pdf).
- [23] Wuxuan Pan, Sumei Liu, Shanshan Li, Xionglei Cheng, Hao Zhang, Zhengwei Long, Tengfei Zhang, and Qingyan Chen. A model for calculating single-sided natural ventilation rate in an urban residential apartment. *Building and Environment*, 147 :372–381, January 2019. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360132318305213>, doi:10.1016/j.buildenv.2018.08.047.
- [24] Jinqing Peng, Lin Lu, and Hongxing Yang. An experimental study of the thermal performance of a novel photovoltaic double-skin facade in Hong Kong. *Solar Energy*, 97 :293–304, November 2013. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0038092X13003411>, doi:10.1016/j.solener.2013.08.031.
- [25] Guillermo Quesada, Daniel Rousse, Yvan Dutil, Messaoud Badache, and Stéphane Hallé. A comprehensive review of solar facades. Opaque solar facades. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 16(5) :2820–2832, June 2012. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364032112000901>, doi:10.1016/j.rser.2012.01.078.
- [26] Damien Rabourdin. Mesure d’un débit d’air à travers une porte : application à la mesure du débit d’air en convection naturelle dans un appartement. Projet de fin d’étude, INSA-LYON, 2010.
- [27] Julien Salort, Hervé Pabiou, Francesca Chillà, and Christophe Menezo. Cross-Ventilation Measurements in Buildings : Small and Full Scales Experimental Models. In *15th International Heat Transfer Conference*, Kyoto, Japan, August 2014. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01102248>, doi:10.1615/IHTC15.min.009918.

- 
- [28] L.C.O Souza, H.A. Souza, and E.F. Rodrigues. Experimental and numerical analysis of a naturally ventilated double-skin façade. *Energy and Buildings*, 165 :328–339, April 2018. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378778817316237>, doi:10.1016/j.enbuild.2018.01.048.
- [29] Yuqiao Tang, Xiaofeng Li, Wumengjian Zhu, and Pok Lun Cheng. Predicting single-sided airflow rates based on primary school experimental study. *Building and Environment*, 98 :71–79, March 2016. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360132315302195>, doi:10.1016/j.buildenv.2015.12.021.
- [30] Y. Toparlar, B. Blocken, B. Maiheu, and G.J.F. van Heijst. A review on the CFD analysis of urban microclimate. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 80 :1613–1640, December 2017. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364032117308924>, doi:10.1016/j.rser.2017.05.248.
- [31] Haojie Wang and Qingyan Chen. A new empirical model for predicting single-sided, wind-driven natural ventilation in buildings. *Energy and Buildings*, 54 :386–394, November 2012. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0378778812003738>, doi:10.1016/j.enbuild.2012.07.028.



## Résumé

Ce mémoire est une synthèse de mes travaux de recherche effectués au laboratoire de Physique de l'ENS-LYON entre 2004 et 2006 puis au Centre d'Énergétique et de Thermique de Lyon. Axée sur une approche expérimentale, ma recherche porte sur les transferts thermiques par convection tant sur des configurations académiques que sur des systèmes proches de l'application.

Ainsi, le travail mené sur la convection turbulente dans une cavité de type Rayleigh-Bénard a permis d'explorer les mécanismes physiques conduisant à différents régimes d'écoulement avec en particulier un travail sur le rôle des panaches thermiques. Le travail sur une configuration particulière de type canal dans la cavité a permis d'explorer un régime d'écoulement indépendant des couches limites thermiques haute et basse qui, dans le cas d'une cavité simple, limitent le transfert. La modélisation de l'écoulement correspondant a été complétée dans ce mémoire et en particulier, celle des coefficients de transports. Cette étude du transport turbulent au cœur de l'écoulement est suivie par la présentation d'une étude sur l'impact de rugosités de parois qui conduisent à l'observation d'une transition lorsque l'épaisseur de la couche limite thermique devient comparable à celle des rugosités. Un modèle développé permet de décrire des mécanismes physiques compatibles avec les observations. Suite à ces études, je me suis intéressé lors de mon arrivée au CETHIL à la convection naturelle dans un canal vertical ouvert soumis à un chauffage pariétal. Dans une première étude sur une configuration symétrique – chauffage des deux parois – une transition est observée et une modélisation par zone, basée sur l'analyse des ordres de grandeur, permet de déterminer les mécanismes à l'origine du changement de régime. Les résultats principaux concernent l'obtention d'une corrélation permettant de donner l'évolution de l'intensité de l'échange thermique le long de la paroi et une estimation de l'évolution de la pression dans le canal avec un possible impact de la stratification thermique externe. La seconde étude a porté sur le cas d'un chauffage asymétrique avec, contrairement au cas précédent, l'observation d'un comportement très fortement instationnaire. L'utilisation d'un opérateur de moyenne conditionnelle permet de décomposer ce comportement comme une succession désordonnée d'états pouvant être caractérisés par un seul paramètre. Chacun de ces états suit la même évolution que celle donnée par la corrélation déterminée pour le cas symétrique. L'origine du comportement instationnaire est attribuée à une interaction entre l'écoulement dans le canal et celui dans la cavité. En parallèle de ces études de configurations académiques, je présente les travaux sur la caractérisation de systèmes thermiques en environnement urbain et en particulier, ceux portant sur la mesure du taux de renouvellement d'air dans un logement réel naturellement ventilé. Les problématiques de mesure ont conduit à la réalisation d'un prototype de capteur de détection de sens de l'écoulement d'air et les mesures de débit de ventilation sont analysées au moyen de moyennes conditionnées par la valeur du vent normal à la façade. Si l'analyse pour les vents forts est conforme aux attentes, celle pour les vents faibles est beaucoup plus délicate. Dans ce cas, on observe clairement des renversements du sens de l'écoulement dans l'ouverture qui sont probablement dus à des effets thermiques. Ces mesures in situ montrent clairement un besoin en termes d'analyses de données et l'utilisation de méthodes issues de la science des données est une piste explorée.

**Mots-clés:** Convection naturelle, convection turbulente, écoulements transitionnels, métrologie thermique, ventilation naturelle

## Abstract

This dissertation is a synthesis of my research work carried out in the Physics Laboratory at ENS-LYON between 2004 and 2006 and at the Center for Energy and Thermal Sciences of Lyon. Focused on an experimental approach, my research deals with convective heat transfer on both academic configurations and real systems.

Thus, the work carried out on turbulent convection in a Rayleigh-Bénard cavity explore the physical mechanisms leading to different flow regimes, including the study on the role of thermal plumes. Thus, a particular channel-type configuration in the cavity allows to explore a flow regime independent of the thermal boundary layers which limit the transfer in the case of a single cavity. The modeling of the corresponding flow has been completed in this memory and in particular the work on the transport coefficients. This study of turbulent transport in the bulk flow is followed by the presentation of a study on the impact of wall roughness. It is observed that grooves on the heated plate lead to the observation of a transition when the thickness of the thermal boundary layer becomes comparable to that of roughness. A model is developed to describe the physical mechanisms explaining the observations. Following these studies, my research was focused on natural convection in an open vertical canal with wall heating when I arrived at CETHIL. A first study in a symmetrical configuration - both walls are heated - a transition is observed and a modeling based on the analysis of the orders of magnitude leads to the determination of the mechanisms driving this transition. The main results are a correlation allowing to give the evolution of the intensity of the thermal exchange along the wall and an estimation of the evolution of the pressure in the channel with a possible impact of the external thermal stratification. The second study focused on the case of asymmetric heating with, contrary to the previous case, the observation of a highly unsteady behavior. A conditional mean operator is used to decompose this behavior as a disordered succession of states that can be characterized by a single parameter. Each of these states follows the same evolution as the one given by the correlation determined for the symmetric case. The origin of the unsteady behavior is attributed to an interaction between the flow in the channel and that in the cavity. In parallel with these studies of academic configurations, I present the work on the characterization of thermal systems in urban environment and in particular, those relating to the measurement of the air change rate in a naturally ventilated real dwelling. Measurement issues led to the design of a sensor sensitive to flow direction. Then, ventilation flow measurements are analyzed by using averaged values conditioned by the normal wind velocity. If the analysis for strong winds is in line with expectations, the analysis for weak winds is much more delicate. In this case, there are clearly flow reversals in the opening which are probably due to thermal effects. These in situ measurements clearly show a need for data analysis and the use of data science methods is also explored.

**Keywords:** Natural convection, turbulent convection, transitional flows, thermal metrology, natural ventilation

