



HAL
open science

Approches analytique et expérimentale de la convection naturelle en canal vertical : Application aux double-façades photovoltaïques

Yiqin Li

► **To cite this version:**

Yiqin Li. Approches analytique et expérimentale de la convection naturelle en canal vertical : Application aux double-façades photovoltaïques. Energie électrique. Université de Lyon, 2016. Français. NNT : 2016LYSEI002 . tel-01398971v2

HAL Id: tel-01398971

<https://theses.hal.science/tel-01398971v2>

Submitted on 23 Mar 2017

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

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

Thèse

**APPROCHES ANALYTIQUE ET EXPÉRIMENTALE
DE LA CONVECTION NATURELLE EN CANAL
VERTICAL.**

—
**APPLICATION AUX DOUBLE-FAÇADES
PHOTOVOLTAÏQUES**

Présentée devant
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Pour obtenir
Le grade de docteur

Formation doctorale : Énergétique
École doctorale : Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Par
Yiqin LI

Soutenue le 06 janvier 2016 devant le jury composé de :

	C. CASTELAIN	Directrice de Recherche (CNRS)
	S. KHERROUF	Docteure Ingénieure (ADEME)
	C. MÉNÉZO	Professeur (Chaire EDF-INSA de Lyon)
	H. PABIOU	Chargé de Recherche (CNRS)
Rapporteur	G. POLIDORI	Professeur (Université de Reims)
Rapporteur	D. SAURY	Professeur (ENSMA)
	S. XIN	Professeur (INSA de Lyon)

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e etage 04 72 43 80 46 Insa : R. GOURDON secretariat@edchimie-lyon.fr	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN Ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec : Bat Atrium- UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : S. REVERCHON secretariat.e2m2@univ-lyon.fr	M. Fabrice CORDEY Laboratoire de Géologie de Lyon Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Géode – Bureau 225 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.44.83.74 Sylvie.reverchon-pescheux@insa-lyon.fr fabrice.cordey@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ediss-lyon.fr Sec : Bat Atrium – UCB Lyon 1 04 72 44 83 62 Insa : secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.11.90.13 Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e etage infomaths@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie CALABRETTO LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax 04 72 43 16 87 Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE-DAHMANI PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Direction 1 ^{er} et. Ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28 Ed.materiaux@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://mega.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Direction 1 ^{er} et. mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/ Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr	Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 Fax : 04.37.28.04.48 isavonb@dbmail.com

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au CETHIL (Centre d’Énergétique et de Thermique de Lyon). Tout d’abord, je remercie Jocelyn Bonjour, directeur du laboratoire, de m’avoir accueillie.

Je souhaite ensuite remercier les membres de jury, notamment Guillaume Polidori et Didier Saury d’avoir rapporté mon travail de thèse, ainsi que Cathy Castelain d’avoir présidé le jury.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Samira Kherrouf, Christophe Ménézo et Hervé Pabiou de m’avoir donné la possibilité d’effectuer cette thèse et de m’avoir soutenue tout au long de ces trois années. Je remercie plus particulièrement Hervé Pabiou pour son intérêt constant, sa disponibilité, et son partage d’expérience et de connaissances. Je souhaite également remercier Shihe Xin pour ses conseils et ses remarques pertinentes.

Je tiens également à remercier les membres du secrétariat et toute l’équipe technique qui m’a beaucoup aidé pour la partie expérimentale, en particulier Eric Mathieu pour la mise en place des systèmes de mesure.

Enfin, je souhaite remercier toutes les personnes qui m’ont accompagnée et soutenue durant les périodes difficiles. Parmi eux, un grand merci à mes collègues du laboratoire pour l’ambiance conviviale au sein du CETHIL.

Résumé

Dans le contexte énergétique actuel, le développement des énergies renouvelables et en particulier de l'énergie solaire passe par son développement à grande échelle, notamment en milieu urbain. Les solutions actives et intégrées telles que les double-façades photovoltaïques permettent d'une part d'envisager une valorisation de la chaleur pour les besoins du bâtiment et d'autre part de valoriser l'enveloppe des bâtiments en tant que surface de captation. De plus, cette configuration limite la perte de rendement et l'accélération du vieillissement liées à la surchauffe des cellules. En effet, les composants photovoltaïques sont séparés du bâtiment par une lame d'air et la convection naturelle développée dans cet espace favorise l'évacuation de la chaleur absorbée par les panneaux. Cependant, le comportement global d'une double-façade photovoltaïque est très complexe et encore mal compris. Cette thèse qui fait partie d'un projet scientifique de modélisation et d'expérimentation multi-échelles des composants d'enveloppe ventilés (BIPV), se focalise sur l'expérimentation du phénomène de la convection naturelle. Un banc d'essais, développé dans le cadre de la thèse de C. Daverat, modélise la double-façade par un canal vertical avec chauffage pariétal. Le fluide d'étude est de l'eau afin de s'affranchir du rayonnement entre parois et d'étudier le couplage conduction-convection.

Le banc d'essais est constitué d'un canal vertical de 65 cm de haut, chauffé à une densité de flux uniforme, plongé dans une cellule de 1,5 m de haut remplie d'eau. L'écoulement est observé par des mesures de densité de flux de chaleur, de température pariétale et de vitesse, ces dernières étant réalisées par vélocimétrie par images de particules et par vélocimétrie laser Doppler. Deux configurations de chauffage sont étudiées : symétrique (les deux parois sont soumises à une même densité de flux de chaleur) et asymétrique (seule une paroi est chauffée, l'autre étant adiabatique). Pour l'étude de la configuration avec un chauffage symétrique, les données expérimentales issues du travail de thèse de C. Daverat sont analysées par une approche zonale. Un découpage du canal est proposé et une analyse des ordres de grandeur permet de comprendre les observations expérimentales. Ainsi, cette analyse se focalise sur le transfert thermique aux parois, l'évolution de la pression dans le canal et sur les fluctuations, en particulier, sur l'évaluation du terme croisé du tenseur de Reynolds. La configuration d'un chauffage asymétrique est étudiée expérimentalement pour la phase de démarrage et le régime stationnaire. Pour la phase de démarrage, la caractérisation des premières heures à partir de la mise en chauffage de la paroi est réalisée en termes de température pariétale, de vitesse et de comportement bi- ou tri-dimensionnel de l'écoulement. Un écoulement de retour de grande échelle est mis en évidence. L'impact de la stratification thermique externe du canal est également étudiée. Pour le régime stationnaire, les analyses sont réalisées sur des données pour lesquels le régime est considéré établi. Les comportements thermique et dynamique sont étudiés et mettent en évidence deux états distincts. Des écoulements de retour sont également observés. Enfin, les influences du nombre de Prandtl et de l'écartement du canal sont discutées.

Mots-clefs : photovoltaïque intégré au bâti (BIPV), double-façade, convection naturelle, étude expérimentale, canal vertical, densité de flux de chaleur imposé, PIV, LDV, régime transitoire, écoulement de retour.

Abstract

Under the current energy context, the development of solar energy goes through its large scale development, especially in urban areas. Active and integrated solutions, such as photovoltaic double-skins, allow both the heat recovery for building needs and the exploitation of building envelope as collecting surface. Furthermore, this configuration limits the efficiency loss and the acceleration of ageing process due to overheating of the solar cells. Indeed, in this configuration, the photovoltaic panels are separated from the building by an air channel and the thermally driven flow that develops in the channel helps to evacuate the heat absorbed by the panels. However, the global behaviour of the photovoltaic double-skin is complex and not yet fully understood. This study is part of a scientific project on multi-scale modeling and experimentation of BIPV components. It focuses on the experimentation of the natural convection phenomenon in double-façades. An experimental apparatus developed during C. Daverat's thesis models the double-façade by a vertical channel with wall heating. The working fluid is water so as to avoid radiative heat transfer between walls.

The experimental apparatus consists of a 65 cm high vertical channel, with isoflux heating, immersed in a 1.5 m high water tank. The fluid flow is instrumented with measurements of heat flux, wall temperature and velocity. The velocity measurements are made by Particle Image Velocimetry and Laser Doppler Velocimetry. Two heating configurations are studied : symmetrical (same heat flux is imposed on both walls) and asymmetrical (only one wall is heated, the other one being adiabatic). For the study with symmetrical heating configuration, experimental data from Daverat's thesis are analysed by a zonal approach. The channel is split into several zones and a scaling analysis is conducted in order to explain experimental observations. Thus, the study focuses on heat transfer, pressure evolution in the channel and fluctuations, in particular, the evaluation of the maximum Reynolds stress. The asymmetrical configuration is studied for the transient regime and the steady regime. For the transient regime, early stage (first hours) is characterised in terms of wall temperature, velocity and two- or three-dimensional flow behaviour. A large-scale reversal flow is observed. The impact of external thermal stratification is also studied. For the steady regime, thermal and dynamic behaviours are studied and two different states are distinguished and characterised. Reversal flows are also observed. Finally, the influence of the Prandtl number and the channel width is discussed.

Keywords : Building Integrated Photovoltaics (BIPV), double-façade, natural convection, experimental study, vertical channel, isoflux conditions, PIV, LDV, transient regime, reversal flow.

Nomenclature

Symboles

a	diffusivité thermique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
b	largeur du canal, selon y	m
C_p	capacité thermique massique	$\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
C	indicateur du comportement tri-dimensionnel (eq. 4.2, p.119)	
C_v	indicateur du débit entrant (eq. 4.3, p.120)	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
f_d	fréquence Doppler	Hz
g	accélération de la pesanteur	$\text{m}.\text{s}^{-2}$
h	coefficient de transfert convectif	$\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
H	hauteur chauffée du canal	m
i	interfrange	μm
I	intensité turbulente	
l	profondeur du canal, selon z	m
L	longueur de référence	m
P	pression	Pa
P_g	écart à la pression hydrostatique $P_g = P + \rho_e g x$	Pa
P_{inj}	puissance injectée	W
q	densité de flux de chaleur	$\text{W}.\text{m}^{-2}$
Q	débit volumique dans le canal	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
S	stratification thermique (eq. 4.1, p.100)	$^{\circ}\text{C}.\text{m}^{-1}$
$S_{\text{chaufferette}}$	surface d'une chaufferette	m^2
t	temps	s
T	température moyenne (chap.3) ou instantanée (chap.4)	$^{\circ}\text{C}$
u	vitesse verticale instantanée, selon x	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
v	vitesse horizontale instantanée, selon y	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
w	vitesse horizontale instantanée, selon z	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
x	coordonnée verticale	m
y	coordonnée horizontale, perpendiculaire à la paroi chauffée du canal	m
z	coordonnée horizontale, parallèle à la paroi chauffée du canal	m

Lettres grecques

β	coefficient de dilatation thermique isobare	K^{-1}
δ	épaisseur de couche limite ou de zone	m
λ	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique	$Pa.s^{-1}$
ν	viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$

Nombres adimensionnels

Γ	rapport de forme du canal	$\frac{b}{H}$
Nu_b	nombre de Nusselt basé sur l'écartement b (eq. 1.5, p.23)	
Nu_x	nombre de Nusselt basé sur la hauteur x (eq. 1.6, p.23)	
Pr	nombre de Prandtl (eq. 1.1, p.22)	
Ra_L	nombre de Rayleigh basé sur le flux de chaleur et la longueur caractéristique L (eq. 1.2, p.22)	
Ra_b^*	nombre de Rayleigh modifié basé sur le flux de chaleur et sur l'écartement b (eq. 1.3, p.23)	
Ra_x^*	nombre de Rayleigh modifié basé sur le flux de chaleur et sur la distance à l'entrée x (eq. 1.4, p.23)	
Re	nombre de Reynolds (eq. 1.7, p.23)	$\frac{Q}{l\nu}$

Indices

a	ambiant
b	basé sur la largeur du canal
bulk	grandeur caractéristique en dehors de la couche limite
c	centre du canal
conv	convectif
e	entrée du canal
eq	équivalent
estim	estimation
ext	extérieur du canal
H	basé sur la hauteur chauffée du canal : $L = H$
haut	haut du canal
max	valeur maximale
min	valeur minimale
ref	référence
seuil	seuil de critère
p	paroi
PC	paroi polycarbonate
q	basé sur le flux
t	valeur au point de transition
x	basé sur la distance à l'entrée du canal

Types de grandeur

U	grandeur moyenne en temps
U_i	ordre de grandeur dans la zone i (i = I à VII)
ΔU	écart de grandeur scalaire : $\Delta U = U_a - U_b$
u'	grandeur fluctuante : $u' = U - \bar{U}$; mise à part pour la température fluctuante notée θ'
u^*	ordre de grandeur de u'
σ_U	écart-type : $\sigma_U = \sqrt{\overline{u'^2}}$
$\langle \cdot \rangle$ ou \bar{U}	opérateur moyenne temporelle
c_{uv}	coefficient de corrélation défini par $\langle u'v' \rangle = c_{uv} (\langle u'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle)^{1/2}$
\simeq	opérateur ordre de grandeur

Table des matières

Introduction	1
1 Positionnement de l'étude	5
1.1 Contexte mondial	6
1.1.1 Changement climatique	6
1.1.2 Consommation énergétique	6
1.1.3 Engagements et objectifs	9
1.1.4 Zoom sur la France	9
1.1.5 Zoom sur la Chine	11
1.2 Les enjeux de l'énergie solaire photovoltaïque	13
1.2.1 Énergie solaire photovoltaïque	13
1.2.2 Le photovoltaïque dans le bâtiment	17
1.2.3 Les composants solaires ventilés	17
1.3 Positionnement de l'étude au CETHIL	19
1.4 Modélisation expérimentale	21
1.4.1 Géométrie du problème	21
1.4.2 Analyse dimensionnelle	22
1.5 Étude bibliographique	23
1.5.1 Études globales des composants ventilés	23
1.5.2 Difficultés des études expérimentales en conditions contrôlées	26
1.5.3 Difficultés des études numériques	27
1.5.4 Deux régimes particuliers pour les écoulements laminaires . .	29
1.5.5 Observation de la transition à l'écoulement turbulent	30
1.5.6 Couplage convection-conduction	34
1.5.7 Écoulement inverse	35
1.5.8 Régime transitoire	38
1.5.9 Conclusions	39
1.6 Conclusions	41
2 Dispositif expérimental	45
2.1 Géométrie du banc d'essais	46
2.1.1 Structure de support	46
2.1.2 Parois chauffantes	49
2.2 Conditions aux limites thermiques	50
2.2.1 Flux de chaleur imposé aux parois chauffantes	50
2.2.2 Flux de chaleur imposé aux parois latérales	52
2.2.3 Température imposée à l'extérieur du canal	52

2.3	Instrumentation	54
2.3.1	Mesures de densité de flux de chaleur	54
2.3.2	Mesures de température	54
2.3.3	Mesures de vitesse par PIV	57
2.3.4	Mesures de vitesse par LDV	61
2.4	Déroulement général d'une campagne de mesure	63
2.4.1	Pilotage du banc d'essais	63
2.4.2	Déroulement général	63
2.5	Conclusions	65
3	Configuration symétrique	69
3.1	Observation expérimentale d'un changement de comportement	70
3.1.1	Présentation de la configuration symétrique	70
3.1.2	Caractérisation expérimentale d'un changement de régime	70
3.2	Découpage en zones	73
3.2.1	Équations de conservation	76
3.3	Échanges thermiques en paroi	78
3.3.1	Avant la transition dans la zone I	78
3.3.2	Après la transition dans la zone V	79
3.4	Évolution de la pression dans le canal	83
3.4.1	Écoulement dans la zone IV	83
3.4.2	Pression dans le canal avant la transition	83
3.4.3	Pression dans le canal après la transition	85
3.4.4	Discussion sur le profil de pression	87
3.5	Évolution du terme croisé du tenseur de Reynolds	88
3.5.1	Définition de la frontière entre la zone II et la zone III	88
3.5.2	Évolution du terme croisé avant la transition	88
3.5.3	Évolution du terme croisé après la transition dans les zone VI-VII	90
3.6	Scénario de transition	93
3.7	Conclusions	95
4	Configuration asymétrique	99
4.1	Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe	100
4.1.1	Présentation des campagnes de mesures	100
4.1.2	Transfert thermique	101
4.1.3	Écoulement de retour	107
4.1.4	Stratification thermique	111
4.1.5	Caractère bi ou tri-dimensionnel de l'écoulement en entrée	118
4.1.6	Conclusions	121
4.2	Étude du régime stationnaire	122
4.2.1	Observation de deux états	123
4.2.2	Écoulement de retour	126
4.2.3	Effet du nombre de Prandtl	133
4.2.4	Influence de l'écartement du canal	136
4.2.5	Conclusions	137
4.3	Conclusions	139

Conclusions et perspectives	142
Annexes	155
A Estimation des pertes par les parois latérales	157
A.1 Principe de mesure des pertes	157
A.2 Mesures	157
A.3 Conclusions	161
B Expression de la pression dans la zone IV	163
C Expression du gradient de pression avant la transition	165

Table des figures

1.1	Émissions de gaz à effet de serre d'origine anthropique à l'échelle mondiale jusqu'en 2010. Figure extraite du rapport du GIEC 2014 [44].	7
1.2	Évolution de la consommation énergétique en énergie finale par région. Figure extraite du rapport de l'IEA [3].	7
1.3	(a) Évolution de l'énergie primaire par source au niveau mondial. Figure extraite de BP Energy Outlook 2035 [16]. (b) Répartition de la puissance installée annuellement en ressources renouvelables au niveau mondial et part de cette puissance installée par rapport à la puissance énergétique totale mondiale installée annuellement. Figure extraite du rapport de l'IEA [4].	8
1.4	(a) Évolution de la consommation d'énergie primaire en France jusqu'en 2013. (b) Répartition de la consommation d'énergie primaire en 2013. Figures extraites du rapport du Commissariat Général du Développement Durable [28].	10
1.5	(a) Évolution de la consommation d'énergie primaire à l'horizon 2030 et 2050 par rapport à 2010 pour les scénarios de l'ANCRE. (b) Production électrique par source d'énergie en 2050. Figures extraites du rapport de l'ANCRE [6].	12
1.6	Scénario de mix énergétique à l'horizon 2050. (a) Scénario de référence (b) Scénario Médian. Figures extraites du rapport de l'ADEME [2].	12
1.7	(a) Évolution de la consommation de l'énergie primaire en Chine. (b) Consommation de l'énergie primaire par source en Chine en 2012. Figures générées avec les statistiques de l'Agence internationale de l'énergie (IEA) sur le site internet de l'agence, http://www.iea.org/statistics/ .	14
1.8	(a) Évolution de la surface de bâtiment en Chine. (b) Évolution de la consommation de l'énergie primaire par secteur en Chine selon le scénario de référence de l'étude de l'Ernest Orlando Lawrence Brekeley National Laboratory. Figures extraites du rapport de l'Ernest Orlando Lawrence Brekeley National Laboratory [39].	15
1.9	Développement des énergies renouvelables en Chine selon le scénario de la feuille de route de l'Institut de recherche en énergie de la commission nationale pour le développement et la réforme. Figure extraite du rapport de l'Institut de recherche en énergie de la commission nationale pour le développement et la réforme [31].	15

Table des figures

1.10	Évolution de la puissance solaire photovoltaïque installée jusqu'en 2013. Figure extraite du rapport REN21 [72]	16
1.11	Schémas de la double-peau photovoltaïque en été et en hiver. Schéma à gauche en configuration toiture façade , au centre en configuration toiture façade avec veranda, et à droite configuration façade.	19
1.12	Deux prototypes de double-peaux photovoltaïques (a) Double-peaux façade et toiture installées sur la maison ETNA du site EDF R&D des Renardières. (b) Double-façade de 7 m de haut et 4 m de large installée sur l'immeuble de HBS à Toulouse.	20
1.13	Modélisation académique pour l'étude des transfert thermique dans une double-façade photovoltaïque	21
2.1	Schémas du banc d'essais. <i>Extraits de la référence [24]</i>	46
2.2	Photo du banc d'essais avec la plateforme. <i>Extrait de la référence [24]</i>	47
2.3	La rigidification de la structure (à gauche) permet d'effectuer les réglages avant de plonger l'ensemble dans la cellule (à droite). Photo de la manutention de la structure avant d'être plongée dans la cellule d'eau (au centre).	47
2.4	Systèmes de réglage de l'écartement, du parallélisme et de la verticalité des parois. (a) Schéma. (b) Photo vue de dessus. (c) Photo vue de profil.	48
2.5	Présentation des blocs chauffants. (a) Schéma de la vue de coupe. (b) Photos des parois chauffées. À gauche : paroi en acier inoxydable ; à droite : paroi en polycarbonate. (c) Schéma de la face intérieure des parois avec les rainures en pointillés.	49
2.6	La courbure des rainures vues par transparence montre la déformation de la paroi polycarbonate sous la pression de l'eau avant la mise en place des supports.	50
2.7	Système de rigidification de la paroi en polycarbonate. Dix structures en U en acier reportent l'effort de pression sur le couvercle du bloc étanche. La mousse blanche est l'isolation thermique.	51
2.8	Photo d'une chaufferette, face résistance en haut et fluxmètre en bas	51
2.9	(a) Schéma des tapis thermique (bleu) positionné entre la paroi et les chaufferettes. (b) Photo prise lors de la mise en place des chaufferettes : on voit deux tapis thermiques (bleu) ; trois chaufferettes (cuivre) et deux ponts de rigidification de paroi.	51
2.10	Extérieure de la cellule en verre : (a) Configuration sans isolant / avec fenêtre de visualisation (b) Configuration avec isolation / sans fenêtre de visualisation	52
2.11	Schéma du système de refroidissement. À gauche, positions des points d'aspiration et de refoulement ; à droite, boucle de régulation de l'eau. <i>Figures extraites de la référence [24]</i>	53
2.12	À gauche, photo d'un diffuseur avant montage ; à droite, photo d'un diffuseur d'aspiration monté sur la plaque support et d'un diffuseur de refoulement monté sur le bloc paroi.	53
2.13	Schéma du positionnement des thermocouples	55

2.14	Insertion des thermocouples dans les parois. Les marques rouge et bleus correspondent respectivement à une position en face du centre d'une chaufferette et entre deux chaufferettes. À droite : Insertion des 25 thermocouples dans la paroi en polycarbonate, À gauche : Zoom sur l'insertion de 2 thermocouples dans la paroi en acier inoxydable.	56
2.15	Fixation des thermocouples dans la paroi en polycarbonate. (a) Schéma en coupe; (b) rendu final.	56
2.16	Schéma d'un système de mesure par PIV	57
2.17	Schéma du montage pour les mesures de vitesse par PIV avec éclairage par le bas du canal. À gauche : vue de coté. À droite : vue de face.	59
2.18	Structure pour les mesures de vitesse par PIV avec éclairage par le haut du canal. À gauche : schéma du montage. À droite : structure sans les optiques.	60
2.19	Schéma du montage pour les mesures de vitesse par PIV avec éclairage par le haut du canal. Présentation sous trois vues : vue de côté à gauche, vue de face en haut à droite et vue de haut en bas à droite.	60
2.20	Schéma du montage PIV pour les mesures de vitesse par PIV avec éclairage dans un plan horizontal en entrée de canal.	61
2.21	Schéma de principe de la mesure de vitesse par LDV.	61
2.22	Schéma du système LDV avec le laser monté sur un système de déplacement. Le point rouge représente le point de mesure.	62
2.23	Schéma du déroulement général d'une campagne de mesure	63
2.24	Diagramme du déroulement général d'une campagne de mesure pour les études en régime stationnaire	64
2.25	Diagramme du déroulement général d'une campagne de mesure pour les études en phase de démarrage	65
3.1	(a) Profils de vitesse moyenne pour 11 positions verticales. Les marqueurs (\square) et (\circ) indiquent les parties du canal où ΔU augmente et diminue respectivement. (b) Vitesse maximale U_{max} , vitesse minimale au centre du canal U_{min} , et $\Delta U = U_{max} - U_{min}$ pour 11 positions verticales le long du canal	72
3.2	Écarts de température mesurées par rapport à l'entrée. (a) Profils de température moyenne pour 11 positions verticales. Les marqueurs (\square) et (\circ) indiquent les parties du canal où ΔU augmente et diminue respectivement. (b) Température de paroi à gauche et température au centre du canal à droite pour 11 positions verticale le long du canal.	72
3.3	Estimation de la corrélation croisée entre la fluctuation de vitesse horizontale et de température. La carte est construite par interpolation des valeurs mesurées sur un maillage 11×21 .	74
3.4	(a) Fluctuations de vitesse verticale (b) Fluctuations de vitesse horizontale (c) Fluctuations de température (d) Tenseur de Reynolds. Les cartes sont construites par interpolation linéaire des mesures obtenues sur un maillage 11×21 .	74
3.5	Épaisseurs de couche limite	75
3.6	Découpage du demi canal gauche. Les zones et leurs épaisseurs sont données dans la table 3.1	77

Table des figures

3.7	Mesures expérimentales (\circ), $\Delta T_I + 0,8$ issu de l'équation 3.9c pour la partie basse (ligne pleine bleue), modèle analytique pour la partie haute avec l'équation 3.18 (ligne pointillée rouge).	80
3.8	Vitesse maximale, vitesse au centre du canal et sa régression linéaire.	84
3.9	$-\frac{1}{2}U_{\min}^2$ et $\max_y h'$ en fonction de x/H	85
3.10	Profil de pression $\left(\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle - \left[\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right]_e \right)$ calculé à partir des équations 3.31a et 3.31b	87
3.11	Maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds dans la partie basse du canal : comparaison des résultats expérimentaux avec les équations 3.36a et 3.39	89
3.12	Maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds : données expérimentales (\blacksquare) et le modèle (\diamond eq. 3.46). Un bon accord est trouvé après la transition ($x/H \geq 0,71$).	92
4.1	Schéma des configurations de mesures de PIV (a) en entrée dans un plan horizontal (b) en entrée dans un plan vertical (c) en sortie dans un plan vertical. (d) Positions des points de mesure par LDV. . . .	102
4.2	Positions des points de mesure de température à l'extérieur du canal. La stratification thermique est mesurée du côté de la paroi polycarbonate $S = \frac{T_h - T_e}{x_h - x_e}$. Les thermocouples sont à mi-distance entre le bloc-paroi et la cellule en verre	102
4.3	Profils de température de paroi à trois instants différents. L'exemple est donné pour l'expérience 7.	103
4.4	(a) Évolution en temps de la position de la température maximale de paroi (calcul sur une plage glissante de 10 minutes) pour 15 expériences (b) Profils de température de paroi pour les mêmes expériences : température moyennée sur $t = 0,1 - 0,2$ h (rouge), température moyennée sur $t = 0,9 - 1$ h (bleu)	103
4.5	Profils de température de la paroi chaude (moyenne glissante sur 10 min) (a) cas sans refroidissement (Exp.7) (b) cas avec refroidissement (Exp.20)	104
4.6	Évolution de la déviation standard de la température de paroi à $x/H = 0,75$ (calcul sur une plage glissante de 10 min) pour 15 expériences. La courbe correspondante à l'expérience 13 est en gras. . . .	105
4.7	Profils de la déviation standard de la température de la paroi chaude calculée sur une plage glissante de 10 min. La courbe grise représente la position de la température maximale. (a) cas sans refroidissement (Exp.7) (b) cas avec refroidissement (Exp.20)	105
4.8	Profils de température de la paroi chaude moyennée sur une plage glissante 10 min (a) cas sans refroidissement (Exp.14) (b) cas avec refroidissement (Exp.20)	106
4.9	Profils de la déviation standard de la température de la paroi chaude calculée sur une plage glissante 10 min. La courbe grise représente la position de la température maximale. (a) Cas sans refroidissement (Exp.14) (b) cas avec refroidissement (Exp.20)	107

4.10	Vitesse verticale u en entrée du canal (a) Vitesse verticale (moyenne glissante sur 1 min) près de la paroi polycarbonate dans le plan central ($z/l = 0,5$). Pour les expériences 4, 5, et 7, les vitesses obtenues par PIV sont moyennées sur $-0,034 \leq x/H \leq -0,026$ et $0,84 \leq y/b \leq 0,96$. Pour les expériences 19 et 20, les vitesses obtenues par LDV sont mesurées à $x/H = -0,03$ et à 4 mm de la paroi polycarbonate ($y/b = 0,9$). (b) Évolution des profils de vitesse instantanée moyennée sur $-0,01 \leq x/H \leq 0,01$ et dans le plan central $z/l = 0,5$ pour l'expérience 7.	108
4.11	Vitesse horizontale v en entrée du canal (a) Vitesse horizontale (moyenne glissante sur 1 min) près de la paroi polycarbonate . Pour les expériences 4, 5, et 7, les vitesses obtenues par PIV sont moyennées sur $-0,034 \leq x/H \leq -0,026$ et $0,84 \leq y/b \leq 0,96$. Pour les expériences 9-11 et 13, les vitesses sont mesurées dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ et moyennées sur $0,87 \leq y/b \leq 0,93$ et $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ (b) Évolution des profils de vitesses instantanées v dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ moyennées sur $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ pour l'expérience 9.	109
4.12	Vitesse en sortie du canal à $x/H = 0,79$ et à 5 mm de la paroi polycarbonate ($y/b = 0,88$) dans le plan central ($z/l = 0,5$). (a)Vitesse verticale u (moyennes glissantes sur 1 min) pour les expériences 11 et 13 (b) Vitesse horizontale v (moyennes glissantes sur 1 min) pour l'expérience 11.(Pour l'expérience 13, la composante v de la vitesse n'est pas mesurée.)	110
4.13	Profils de vitesse instantanée u en sortie du canal dans le plan central ($z/l = 0,5$) moyenné sur $0,954 \leq x/H \leq 0,966$ (Exp.3) (a)Vitesse verticale u (b) Vitesse horizontale v	110
4.14	Évolution des profils de stratification thermique externe (a) Exp.7 (sans refroidissement) (b) Exp.20 (avec refroidissement)	112
4.15	Évolution de la stratification thermique externe $S = \frac{T_h - T_e}{x_h - x_e}$. (a) Expériences commençant avec une stratification nulle (b) Expériences commençant avec une stratification non négligeable	112
4.16	Évolution de la stratification thermique externe (a) Exp.6 (sans refroidissement) (b) Exp.17 (avec refroidissement)	113
4.17	(a) Évolution en temps de la position de la température maximale de paroi (calcul sur une plage glissante de 10 minutes) pour les 5 expériences commençant avec une stratification thermique élevée (b) Évolution de la déviation standard de la température de paroi à $x/H = 0,75$ (calcul sur une plage glissante de 10 minutes) pour les 5 expériences commençant avec une stratification thermique élevée	114
4.18	Profils de température de la paroi chaude calculée sur une plage glissante 10 min pour deux expériences commençant avec une stratification thermique élevée (a) cas sans refroidissement (Exp.12) (b) cas avec refroidissement (Exp.17)	115

4.19	Profils de la déviation standard de la température de la paroi chaude calculée sur une plage glissante 10 min pour deux expériences commençant avec une stratification thermique élevée. La courbe grise représente la position de la température maximale. (a) Cas sans refroidissement (Exp.12), (b) cas avec refroidissement (Exp.17).	115
4.20	Vitesse verticale u en entrée du canal pour les expériences commençant avec un niveau de stratification thermique élevé (a) Vitesse verticale (moyenne glissante sur 1 min) près de la paroi polycarbonate dans le plan central ($z/l = 0,5$). Pour l'expérience 6, les vitesses obtenues par PIV sont moyennées sur $-0,034 \leq x/H \leq -0,026$ et $0,84 \leq y/b \leq 0,96$. Pour l'expérience 18, les mesures de vitesses sont réalisées à $x/H = -0,03$ et à 4 mm de la paroi polycarbonate ($y/b = 0,9$) (b) Évolution des profils de vitesse verticale instantanée moyennée sur $-0,01 \leq x/H \leq 0,01$ et dans le plan central $z/l = 0,5$ pour l'expérience 6.	116
4.21	Vitesse horizontale v en entrée du canal (a) Vitesse horizontale (moyenne glissante sur 1 min) près de la paroi polycarbonate. Pour l'expérience 6, les vitesses obtenues par PIV sont moyennées sur $-0,034 \leq x/H \leq -0,026$ et $0,84 \leq y/b \leq 0,96$. Pour les expériences 12 et 17, les vitesses sont mesurées dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ et moyennées sur $0,87 \leq y/b \leq 0,93$ et $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ (b) Évolution des profils de vitesses instantanées v dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ moyennées sur $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ pour l'expérience 12.	117
4.22	Vitesse verticale u en sortie du canal (a) Vitesse verticale (moyenne glissante sur 1 min) à $x/H = 0,79$ et à 5 mm de la paroi polycarbonate ($y/b = 0,88$) dans le plan central ($z/l = 0,5$) pour l'expérience 12. (b) Profil de vitesse verticale instantanée dans le plan central ($z/l = 0,5$) moyenné sur $0,954 \leq x/H \leq 0,966$ (Exp.1)	117
4.23	Champs de vitesse instantanée v dans un plan horizontal en entrée du canal à $x/H = -0,03$ qui permettent de distinguer les écoulements 3D et 2D (Exp.9). (a) Exemple d'un écoulement 3D à $t=0,1h$. (b) Exemple d'un écoulement 2D à $t=0,6h$	119
4.24	Évolution du caractère tri-dimensionnel de l'écoulement. $C = 110$ est la valeur critique du critère. Au-dessus de cette valeur, l'écoulement est considéré 3D tandis qu'en-dessous de cette valeur, il est considéré 2D. (a) Expériences commençant avec une stratification thermique quasiment nulle (b) Expériences commençant avec une stratification thermique plus élevée	120
4.25	Évolution de l'indicateur C_v qui caractérise le débit entrant. En-dessous de $C_v = 2000$, le débit est considéré trop faible pour que le critère C soit significatif en entrée du canal. (a) Expériences commençant avec une stratification thermique quasiment nulle (b) Expériences commençant avec une stratification thermique plus élevée	121
4.26	Évolution de la température de paroi à $x/H = 0,75$ en fonction du temps (a) pour toute la durée du régime établi (b) pour $t = 220, 1 - 230, 1h$; durée pour laquelle les mesures de vitesses sont réalisées	123

4.27	Profils de la température pour l'état stratifié et pour l'état mélangé (a) Température moyenne (b) Déviation standard de la température	124
4.28	Histogrammes de la position de la température maximale de paroi chaude (a) pour l'état stratifié (b) pour l'état mélangé.	125
4.29	Relation entre les nombres de Nusselt et Rayleigh : $\log \left(\frac{Nu_x}{Ra_x^{0,2}} \right)$ en fonction de $\log(Ra_x)$. Une droite horizontale est tracée pour $\log_{10} \left(\frac{Nu_x}{Ra_x^{0,2}} \right) =$ $-0,28$. La barre d'erreur est également tracée.	126
4.30	(a) Évolution de la température de paroi à $x/H = 0,75$ pour $t =$ $220,1 - 230,1$ h la durée pour laquelle les mesures de vitesses sont réalisées. (b) Évolution temporelle du profil de vitesse instantanée moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$ pour $t = 220,1 - 230,1$ h.	127
4.31	Évolution de la vitesse verticale en fonction du temps à deux positions différentes à la hauteur $x/H = 0,75$. Les vitesses sont moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. (a) En proche paroi acier inoxydable ($y/b =$ $0,09$); (b) en proche paroi polycarbonate ($y/b = 0,82$). Les traits verticaux indiquent la plage $t = 222,7 - 223,4$ h, qui est la plus grande plage durant laquelle l'état est stratifié.	128
4.32	Évolution de la déviation standard de vitesse verticale σ_u calculée sur une plage glissante de 10 minutes en fonction du temps à deux posi- tions différentes à la hauteur $x/H = 0,75$. Les vitesses sont moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. Des moyennes glissantes sur 10 minutes sont également tracées. (a) En proche paroi acier inoxydable ($y/b = 0,09$); (b) en proche paroi polycarbonate ($y/b = 0,82$). Les traits verticaux indiquent la plage $t = 222,7 - 223,4$ h, qui est la plus grande plage durant laquelle l'état est stratifié.	128
4.33	Évolution du tenseur de Reynolds $\langle u'v' \rangle$ calculé sur une plage glissante de 10 minutes à deux positions différentes. Les valeurs sont moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. (a) En proche paroi acier inoxy- dable ($y/b = 0,09$); (b) en proche paroi polycarbonate ($y/b = 0,82$). Les traits verticaux indiquent la plage $t = 222,7 - 223,4$ h, qui est la plus grande plage durant laquelle l'état est stratifié.	129
4.34	Histogrammes de la vitesse verticale instantanée à $y/b = 0,82$ (proche paroi polycarbonate) moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. (a) État stratifié; (b) État mélangé.	130
4.35	Histogrammes de la vitesse verticale instantanée à $y/b = 0,09$ (proche paroi chaude) moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. (a) État stratifié; (b) État mélangé.	130
4.36	Profils de vitesse verticale selon la largeur du canal au $3/4$ de la hauteur du canal moyennés sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$ et moyennés en temps pour l'état stratifié et l'état mélangé	131
4.37	Profils de vitesse verticale selon la hauteur du canal (moyennes glis- santes sur 1 heure). (a) En proche paroi chauffée (acier inoxydable) vitesse moyennée sur $0,22 \leq y/b \leq 0,32$; (b) en proche paroi poly- carbonate vitesse moyennée sur $0,77 \leq y/b \leq 0,87$	132

Table des figures

4.38	Profils de vitesse verticale selon la largeur du canal en sortie moyennés sur $0,90 \leq x/H \leq 0,94$ (a) Profils moyennés en temps pour l'état stratifié et l'état mélangé (b) Évolution temporelle du profil de vitesse instantanée moyennée sur $0,90 \leq x/H \leq 0,94$	132
4.39	Comparaison entre les expériences avec différents débits de pompe du circuit de refroidissement. (a) Profils de température moyenne pour l'état stratifié et mélangé (b) Relation Nu_x-Ra_x pour l'état stratifié	134
4.40	Comparaison entre les expériences avec des différents débits de pompe du circuit de refroidissement. Relation Nu_x-Ra_x pour l'état mélangé.	135
4.41	Comparaison de la part de l'état stratifié et de l'état mélangé sur la durée totale de l'expérience pour différents débits de pompe du circuit de refroidissement	135
4.42	Comparaison de la part de l'état stratifié et de l'état mélangé sur la durée totale de l'expérience en fonction de l'écartement du canal . .	137
4.43	Comparaison entre les expériences avec différents écartements du canal. (a) Profils de température pour l'état stratifié et mélangé (b) Relation Nu_x-Ra_x pour l'état stratifié.	137
4.44	Comparaison entre les expériences avec des différents écartements. Relation $Nu_x-Ra_x(b/H)^k$ avec $k = 1$ pour l'état mélangé	138
A.1	Le canal dans la cellule en eau bouché par des mousses à la sortie. .	158
A.2	Modèle électrique pour l'approche simplifiée. (a) Cas isolation avec fenêtre de visualisation (b) Cas sans fenêtre de visualisation	158
A.3	Modèle électrique pour l'approche complète. (a) Cas isolation avec fenêtre de visualisation (b) Cas sans fenêtre de visualisation	159

Liste des tableaux

1.1	Nombre de Rayleigh Ra_x^* à la transition et rapport d'aspect b/H pour les études expérimentales sur un canal vertical en air avec chauffage asymétrique	33
1.2	Nombre de Rayleigh Ra_x^* à la transition et rapport d'aspect b/H pour les études numériques sur un canal vertical en air avec chauffage asymétrique	34
3.1	Zones dans le demi canal gauche $0 \leq y \leq 0,5b$. Un schéma est donné dans la figure 3.6	77
4.1	Récapitulatif des expériences réalisées. Le plan de mesure horizontal en entrée est situé à $x/H = -0,03$, le plan de mesure vertical est situé à $z/l = 0,5$. Les expériences 4-16 sont sans système de refroidissement et les expérience 1-3 et 17-20 sont refroidies.	101
4.2	Liste des mesures réalisées pour différents débits de pompe et les heures correspondantes aux régimes établis	122
4.3	Incertitudes sur les grandeurs intervenant dans les définitions des nombres de Rayleigh et Nusselt	125
4.4	Comparaison de la stratification thermique, de la température en entrée du canal et du nombre de Pr pour différents débits de pompe du circuit de refroidissement	133
4.5	Écartement du canal b , stratification thermique S (eq. 4.1, p.100), température en entrée du canal T_e et nombre de Pr	136
A.1	Première estimation du coefficient d'échange convectif avec la pièce.	159
A.2	Estimation des coefficients d'échange convectif : h_{eq} ou h'_{eq} avec la pièce ; et $\frac{1}{R}$ l'inverse de la résistance thermique avec l'eau au dessus du canal à la sortie. (a) Cas avec mousse isolante ; (b) cas sans mousse isolante.	160
A.3	Les coefficients du polynôme de premier degré h_{eq} ou h'_{eq} et $\frac{1}{R}$: (a) Cas avec mousse isolante ; (b) cas sans mousse isolante.	161
A.4	Comparaisons des deux termes. P1 caractérise la puissance perdue par les vitres ; P2 celle perdue par l'échange en sortie du canal	161

Introduction

Les importants changements climatiques sont des conséquences de l'augmentation de l'émission des gaz à effet de serre (GES) liées aux activités humaines. Parmi les émissions de GES d'origine anthropique, 65% sont liées à la consommation d'énergie fossile. Afin de réduire les émissions de GES et d'augmenter la part des énergies renouvelables dans le mix énergétique, des engagements et des objectifs sont fixés au niveau mondial et européen. La France vise à réduire sa consommation énergétique de 50% d'ici à 2050 par rapport à 1990 et à augmenter la part des énergies renouvelables dans la consommation énergétique finale jusqu'à 32% en 2030. Parmi les énergies renouvelables envisagées, le solaire photovoltaïque est une technologie de production prometteuse. Les recherches sont menées sur la réduction des coûts de production et l'amélioration du rendement. Des objectifs ambitieux sont également définis sur la performance énergétique des bâtiments, un secteur qui représente 44% de la consommation de l'énergie en France en 2012. Pour cela, il est nécessaire de réaliser des économies d'énergie et d'intégrer des systèmes de production d'énergies renouvelables aux bâtiments.

L'intégration des composants photovoltaïques aux bâtiments est une des solutions actives capable d'optimiser la performance thermique et de générer de l'énergie à partir de sources renouvelables. Ce système valorise l'enveloppe du bâtiment qui est un gisement important de surface de captation en milieu urbain. Cependant, un des problèmes liés à l'intégration est la surchauffe des cellules photovoltaïques qui conduit à une perte de rendement et un vieillissement accéléré. Dans ce contexte, la configuration double-façade verticale est considérée. Une lame d'air sépare les composants solaires et le bâtiment. La convection naturelle qui se développe dans cet espace favorise l'évacuation de la chaleur absorbée par les panneaux et permet de diminuer la température des cellules.

Cependant, le comportement global d'une double-façade photovoltaïque reste encore mal compris car de nombreux phénomènes physiques couplés (convection, rayonnement, conduction, photoconvection...) interviennent. Cette thèse qui fait partie d'un projet scientifique de modélisation et d'expérimentation multi-échelles des composants d'enveloppe ventilés (BIPV), se focalise sur l'expérimentation du phénomène de la convection naturelle. La double-façade est modélisée expérimentalement par un canal vertical avec chauffage pariétal dans l'eau. Le choix d'utiliser l'eau permet de s'affranchir du transfert radiatif entre les parois et d'étudier la convection pure. Les études sont réalisées pour la configuration symétrique (les deux parois sont soumises à une même densité de flux de chaleur uniforme) et asymétrique (seule une paroi est chauffée, l'autre étant adiabatique) comme dans le cas d'une double-façade photovoltaïque réelle. La configuration d'un chauffage asymétrique est étudiée ex-

Introduction

périmentalement pour la phase de démarrage et le régime stationnaire. La phase de démarrage en régime transitoire peut correspondre à des variations de conditions météorologiques (passages nuageux) dans le cas réel.

Ce manuscrit est constitué de 4 chapitres. Le premier chapitre introduit le contexte énergétique mondial et le cadre général de cette étude. Une étude bibliographique est réalisée sur les écoulement de convection naturelle en canal vertical.

Le dispositif expérimental est présenté dans le deuxième chapitre. Le banc d'essais a été conçu durant la thèse de C. Daverat. Les principales caractéristiques ainsi que les améliorations apportées durant ce travail de thèse sont présentées.

Le chapitre 3 présente l'étude de l'écoulement de convection naturelle en configuration d'un chauffage symétrique. Les données expérimentales issues du travail de thèse de C. Daverat sont analysées par une approche zonale. Un découpage original du canal et une analyse des ordres de grandeur permettant comprendre les observations expérimentales sont présentés.

L'étude pour la configuration de chauffage asymétrique est présentée dans le dernier chapitre. Elle est divisée en deux parties : la première pour la phase de démarrage et la seconde pour le régime stationnaire. Pour la phase de démarrage, l'écoulement est caractérisé pour les premières heures à partir de la mise en chauffage de la paroi. Un écoulement de retour de grande échelle est mis en évidence. L'influence de la stratification thermique externe du canal est également discutée. Pour le régime stationnaire, l'existence de deux états distincts est mis en évidence à partir du comportement thermique. Les écoulements de retour sont également observés et leur apparition a un lien direct avec le comportement thermique.

Chapitre 1

Positionnement de l'étude

Ce premier chapitre introduit le contexte énergétique mondial et en particulier, celui de l'énergie solaire photovoltaïque. Il présente également le cadre général de cette étude liée au développement des composants double-peaux photovoltaïques ainsi que la problématique scientifique posée par la convection naturelle dans un canal vertical par une approche expérimentale.

Face au changement climatique et à l'augmentation de la consommation énergétique au niveau mondial, des engagements et des objectifs sont fixés sur la réduction de la consommation énergétique et le développement des énergies renouvelables. Ils sont présentés dans la section §1.1.

La seconde section se focalise sur une des énergies prometteuses, l'énergie solaire photovoltaïque. Cette partie présente le développement ainsi que les problématiques liées à l'intégration de l'énergie solaire photovoltaïque aux bâtiments avec notamment le développement des composants double-peaux photovoltaïques.

Ce travail de thèse co-financé par l'ADEME et la Chaire/EDF, s'inscrit dans les travaux menés au laboratoire CETHIL et au sein de la Chaire INSA/EDF "Habitats et Innovations Énergétiques" sur les composants double-peaux photovoltaïques. Il se focalise sur le phénomène de la convection pure au sein de double-façades. Cette configuration est modélisée expérimentalement par un canal vertical en eau avec chauffage pariétal.

Une étude bibliographique sur les écoulements de convection naturelle en canal vertical est présentée dans la dernière section de ce chapitre. Elle permet d'identifier les points sur lesquels il reste nécessaire d'apporter des connaissances ce qui justifie l'orientation de notre étude.

1.1 Contexte mondial

1.1.1 Changement climatique

Les activités humaines, la consommation d'énergies fossiles et la déforestation, ont contribué à l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre (GES) dans l'atmosphère depuis la révolution industrielle. Cette augmentation a pour conséquences d'importants changements climatiques.

L'effet de serre est un phénomène naturel et nécessaire à la vie terrestre qui maintient la température moyenne à la surface de la terre à environ 15°C. En effet, certains gaz dans l'atmosphère laissent passer le rayonnement solaire de courte longueur d'onde, mais empêchent une partie du rayonnement infrarouge d'être renvoyée de la Terre vers l'espace. Beaucoup de ces gaz sont présents naturellement, mais l'activité humaine augmente les concentrations de certains d'entre eux dans l'atmosphère, en particulier :

- le dioxyde de carbone (CO_2), dû principalement à la combustion des énergies fossiles et à la déforestation ;
- le méthane (CH_4), issu des activités agricoles, des élevages, et des décharges d'ordures ;
- le protoxyde d'azote (N_2O) qui provient des engrais, et des procédés chimiques ;
- et les gaz fluorés utilisés dans les climatiseurs.

La figure 1.1 montre l'augmentation forte de la concentration des GES depuis les années 1750. L'effet de serre accentué par les activités humaines piège davantage de rayonnement infrarouge et ainsi provoque le réchauffement climatique. D'après le 5^e rapport d'évaluation du Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC), la température moyenne globale en 2012 est de 0,85°C plus élevée par rapport à celle en 1880. Le réchauffement global conduit à la disparition des glaces telluriques, l'augmentation du niveau des mers et des océans, et d'autres conséquences environnementales.

Aujourd'hui, 65 % des émissions mondiales de GES sont liées à la consommation d'énergie fossile, comme le montre la figure 1.1. La lutte contre l'émission des gaz à effet de serre se traduit donc par la maîtrise de la consommation de l'énergie, l'augmentation de la production d'énergie renouvelable et l'amélioration de l'efficacité énergétique des systèmes.

1.1.2 Consommation énergétique

La croissance démographique mondiale et l'amélioration du niveau de vie conduisent à l'augmentation de la consommation d'énergie. En particulier, le développement économique dans les pays émergents nécessite un besoin énergétique important. La figure 1.2 montre l'évolution de la consommation en énergie finale par région. Une augmentation de 40 % est constatée sur la consommation mondiale totale en moins de 20 ans. Les pays OCDE contribuent à la moitié de la consommation et cette partie reste stable. La Chine, quant à elle, a triplé sa consommation depuis 1990.

En terme de sources d'énergie, la figure 1.3a montre que plus de 80 % de la consommation mondiale d'énergie primaire reste de l'énergie fossile aujourd'hui. Les réserves en énergies fossiles sont limitées et inégalement réparties. De plus, suite aux chocs pétroliers de 1974 et de 1979, l'indépendance énergétique est recherchée. Les

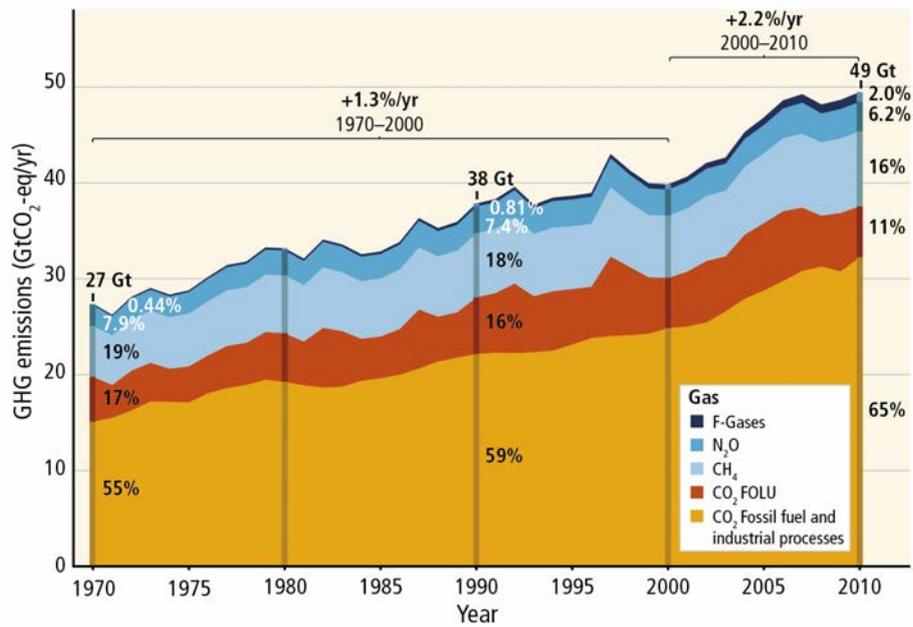


FIGURE 1.1 – Émissions de gaz à effet de serre d'origine anthropique à l'échelle mondiale jusqu'en 2010. Figure extraite du rapport du GIEC 2014 [44].

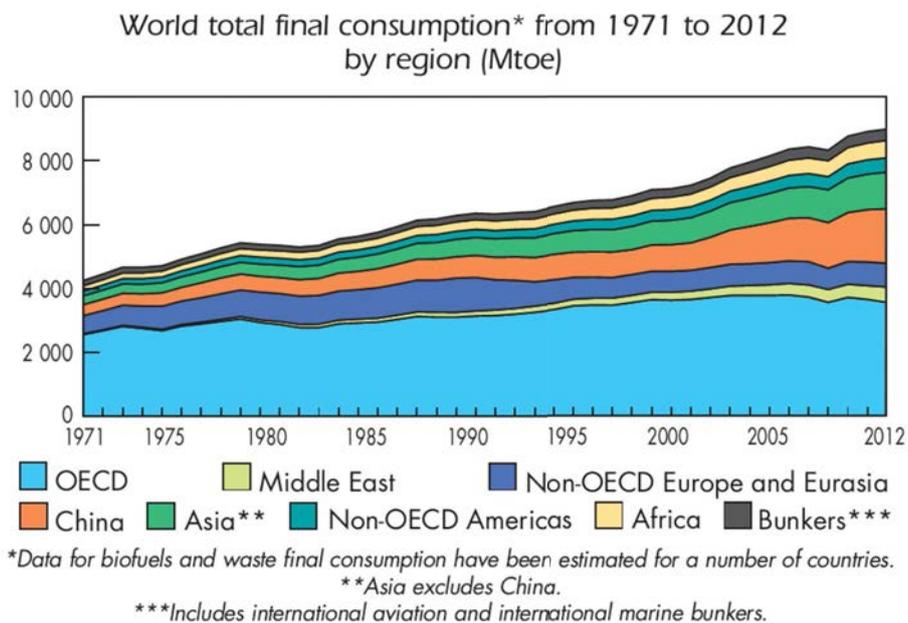


FIGURE 1.2 – Évolution de la consommation énergétique en énergie finale par région. Figure extraite du rapport de l'IEA [3].

1. Positionnement de l'étude

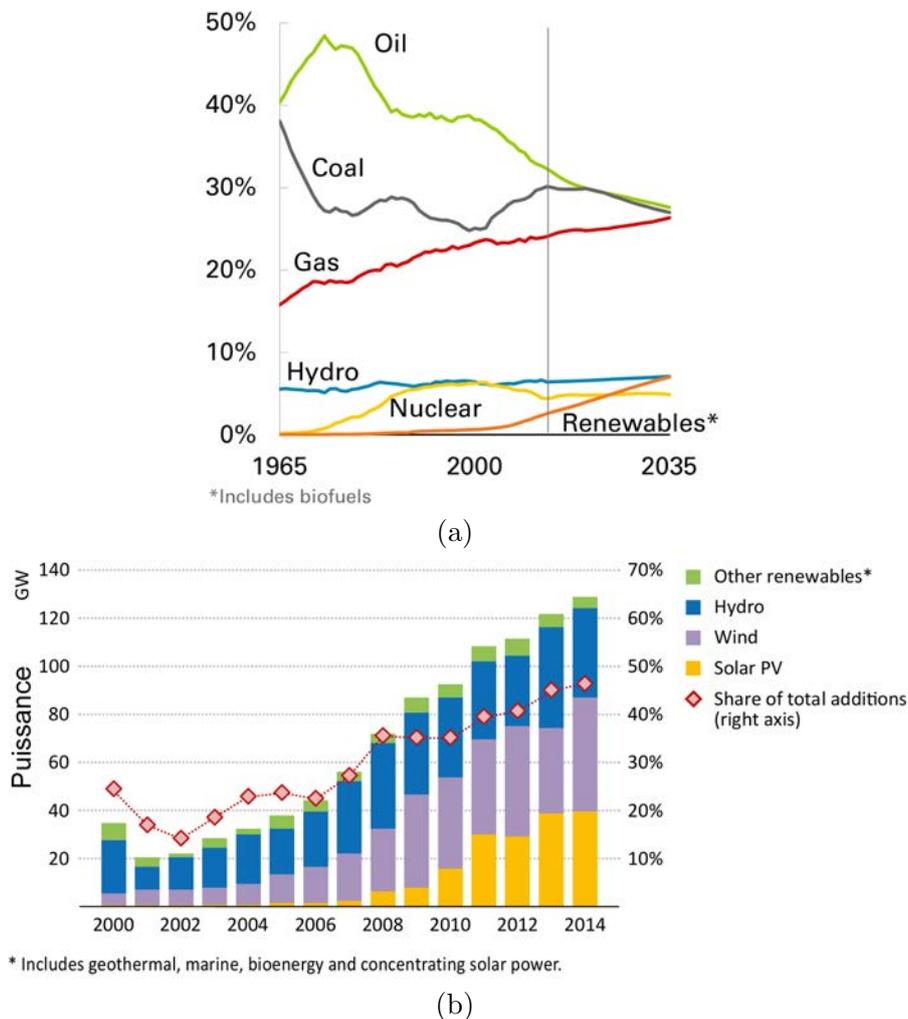


FIGURE 1.3 – (a) Évolution de l'énergie primaire par source au niveau mondial. Figure extraite de BP Energy Outlook 2035 [16]. (b) Répartition de la puissance installée annuellement en ressources renouvelables au niveau mondial et part de cette puissance installée par rapport à la puissance énergétique totale mondiale installée annuellement. Figure extraite du rapport de l'IEA [4].

énergies renouvelables, ressources d'énergie accessibles partout, peuvent répondre à la question de la sécurité de l'approvisionnement si l'on arrive à gérer l'intermittence et la faible concentration par rapport aux ressources carbonées ou nucléaire. La figure 1.3b montre l'évolution de la puissance installée annuellement pour la production d'énergie renouvelable au niveau mondial ; celle-ci augmente de plus en plus vite depuis 2000. En 2014 seule, la puissance installée en énergie renouvelable a augmenté de 128 GW, ce qui représente 45% de la puissance mondiale installée cette année. Néanmoins, malgré les développements récents, elles ne sont toujours pas compétitives en terme de coût de production par rapport aux énergies conventionnelles et en particulier à cause de leurs caractères diffus et intermittents. Elles représentent aujourd'hui moins de 10% de la consommation en énergie primaire (dont 5% d'énergie hydraulique), comme le montre la figure 1.3a.

Afin de réduire les émissions de GES et d'augmenter la part des énergies renou-

velables dans la consommation, des efforts sont à réaliser pour réduire les coûts de production et améliorer l'efficacité énergétique dans les trois secteurs que sont par ordre décroissant de consommation en France : le bâtiment, le transport, l'industrie. Pour cela, des engagements internationaux et des objectifs européens et nationaux sont établis.

1.1.3 Engagements et objectifs

Au niveau international, le Protocole de Kyoto, signé en 1997, quantifie l'engagement de réduction des émissions de GES pris au sommet de la Terre à Rio de Janeiro en 1992. Ce traité est entré en vigueur en 2005 et est prolongé jusqu'en 2020. L'objectif de 18% de réduction des émissions sur 2013-2020 est fixé pour l'ensemble des parties. En Europe, le Paquet Climat-Énergie a été adopté par la Commission Européenne en 2008. Il fixe l'objectif « 3 × 20 » d'ici à 2020 (par rapport au niveau de 1990) [35] :

- augmenter la part des énergies renouvelables dans le mix énergétique à 20% ;
- réduire les émissions de CO₂ de 20% ;
- accroître l'efficacité énergétique de 20%.

À plus long terme, l'Union Européenne s'est fixée l'objectif de réduire de 40% ses émissions de gaz à effet de serre d'ici à 2030 et de 80 à 95% d'ici à 2050 (par rapport au niveau de 1990).

De plus, la politique énergétique européenne adopte une stratégie pour une énergie qui soit :

- sûre, pour assurer la sécurité d'approvisionnement, limiter la dépendance énergétique (actuellement de 50%) et diminuer les importations ;
- compétitive, pour améliorer l'efficacité de la production et du réseau ;
- durable, pour lutter contre le changement climatique en promouvant les énergies renouvelables et l'efficacité énergétique.

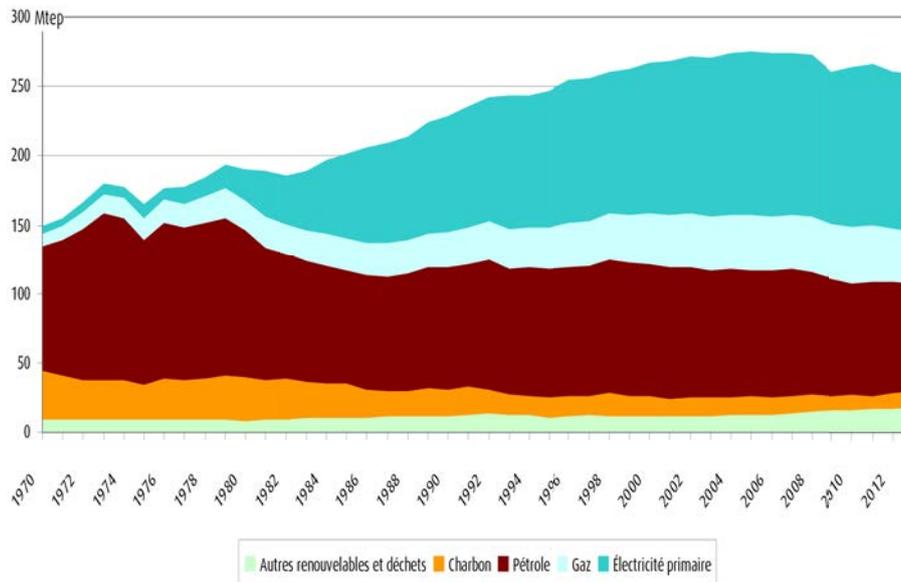
1.1.4 Zoom sur la France

Concernant le cas français, la figure 1.4a montre l'évolution de la consommation d'énergie primaire en France depuis 1970. La consommation totale augmente jusqu'aux années 2000 puis se stabilise autour de 262 Mtep. La part de l'électricité primaire comprenant le nucléaire, l'hydraulique, l'éolien et le photovoltaïque représente un peu moins que la moitié de la consommation en 2013. Concernant les énergies renouvelables, la figure 1.4b montre qu'elles ne représentent que de 9,5% de la consommation totale en 2013. La France est donc seulement au niveau que la moyenne mondiale, comme montré précédemment par la figure 1.3b.

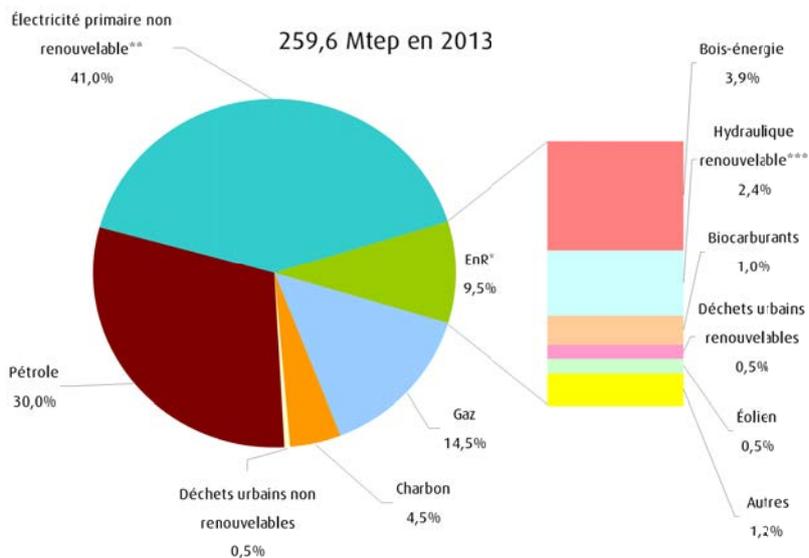
Le projet de loi relatif à la transition énergétique pour la croissance verte fixe les objectifs de production et de consommation d'énergie à moyen et long terme :

- réduire les émissions de gaz à effet de serre pour contribuer à l'objectif européen (une réduction de 40 % en 2030 par rapport au niveau de 1990) ;
- réduire la consommation d'énergies fossiles de 30% en 2030 (par rapport au niveau de 1990) ;
- réduire la consommation énergétique de 50% d'ici à 2050 (par rapport au niveau de 1990) ;

1. Positionnement de l'étude



(a)



* EnR : énergies renouvelables.

** Comprend la production nucléaire, déduction faite du solde exportateur d'électricité (pour simplifier, le solde exportateur d'électricité est retranché de l'électricité nucléaire) et la production hydraulique par pompage.

*** Hydraulique hors pompage.

(b)

FIGURE 1.4 – (a) Évolution de la consommation d'énergie primaire en France jusqu'en 2013. (b) Répartition de la consommation d'énergie primaire en 2013. Figures extraites du rapport du Commissariat Général du Développement Durable [28].

- réduire la part du nucléaire dans la production électrique jusqu'à 50% en 2025 ;
- et augmenter la part des énergies renouvelables dans la consommation énergétique finale jusqu'à 32% en 2030.

Des scénarios énergétiques à l'horizon 2030 et 2050 sont construits pour étudier les conditions dans lesquelles l'engagement français pourrait être tenu. Parmi eux, on trouve les prospectives énergétiques de l'ANCRE (l'Alliance Nationale de Coordination de la Recherche pour l'Energie) [6] et de l'ADEME (l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie) [2].

Avec l'objectif de diviser par 4 en 2050 des émissions de CO₂ par rapport à l'année 1990, l'ANCRE a défini 3 scénarios : Sobriété renforcée (SOB), Décarbonisation par l'électricité (ELE), et Vecteurs diversifiés (DIV). Des actions sur la demande de l'énergie, sur l'offre et l'efficacité, ainsi que sur les substitutions des énergies fossiles par des énergies renouvelables sont proposées dans chaque scénario. Par exemple, pour les énergies renouvelables, la gestion de l'intermittence est assurée par des smart grids pour le scénario SOB, du stockage électrique pour ELE et de la cogénération pour DIV. La figure 1.5a montre l'évolution de la consommation d'énergie primaire en 2030 et 2050 par rapport à 2010 pour les 3 scénarios et pour la tendance actuelle (Tend.). Une décroissance de la consommation totale et des énergies fossiles au profit des énergies renouvelables est prévue quelque soit le scénario. Malgré le développement des énergies renouvelables, la figure 1.5b montre que le nucléaire restera une composante importante de la production électrique en 2050. L'ANCRE conclut que le facteur 4 ne peut être atteint qu'à la condition de la mise en œuvre d'au moins une technologie de rupture dans chaque scénario. Des efforts importants doivent donc être réalisés non seulement dans les politiques de réglementation et de prix de l'énergie, mais également dans les investissements en recherche et développement.

Similaire à la prospective de l'ANCRE, les visions de l'ADEME visent à atteindre le facteur 4 en 2050 et de plus, à utiliser au maximum les économies d'énergie et les énergies renouvelables à l'horizon 2030. L'analyse est basée sur les scénarios dans des conditions de faisabilité technique, économique et sociale, et est complétée avec une analyse macro-économique. Le scénario de l'ADEME pour 2030 prévoit que la consommation totale d'énergie sera réduite de 18% par rapport en 2010 avec 35% d'énergie renouvelable dans le mix énergétique. Pour 2050, trois scénarios de mix électrique sont proposés : haut, médian, et bas, qui prévoient la part du nucléaire à 50%, 25%, et 18% respectivement. Ces trois scénarios sont comparés avec le scénario de référence qui considère que la tendance du mix énergétique et les instruments actuels ne sont pas modifiés. Les figures 1.6 montrent la comparaison entre le scénario de référence et le scénario médian. Avec le scénario médian, les énergies renouvelables électriques (éolien et photovoltaïque) et biogaz sont à plus de 55% dans le mix énergétique. Les scénarios démontrent que les objectifs de long terme peuvent être atteints avec l'évolution des modes de transport, de rénovation et de construction de l'habitat, accompagnée de l'investissement dans les énergies renouvelables, ainsi que les modifications dans l'alimentation et des systèmes de production agricole.

1.1.5 Zoom sur la Chine

La Chine a dépassé les Etats-Unis et est devenue le pays le plus consommateur d'énergie depuis 2011. En effet, la consommation énergétique en Chine a triplé depuis

1. Positionnement de l'étude

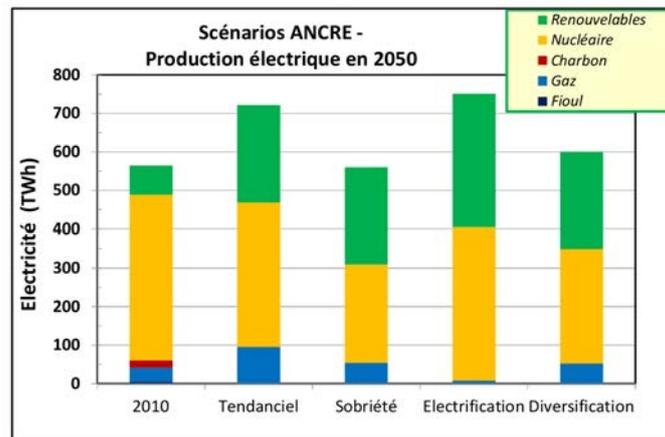
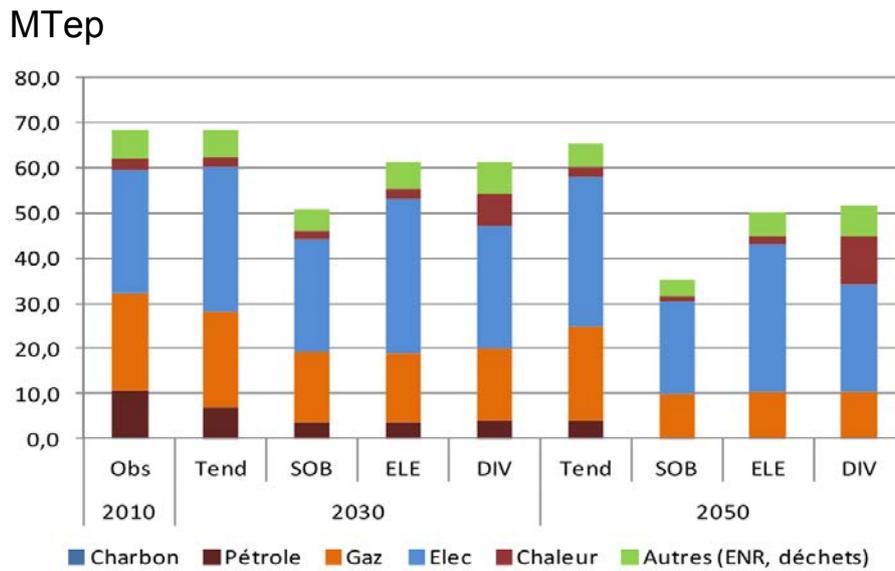


FIGURE 1.5 – (a) Évolution de la consommation d'énergie primaire à l'horizon 2030 et 2050 par rapport à 2010 pour les scénarios de l'ANCRE. (b) Production électrique par source d'énergie en 2050. Figures extraites du rapport de l'ANCRE [6]

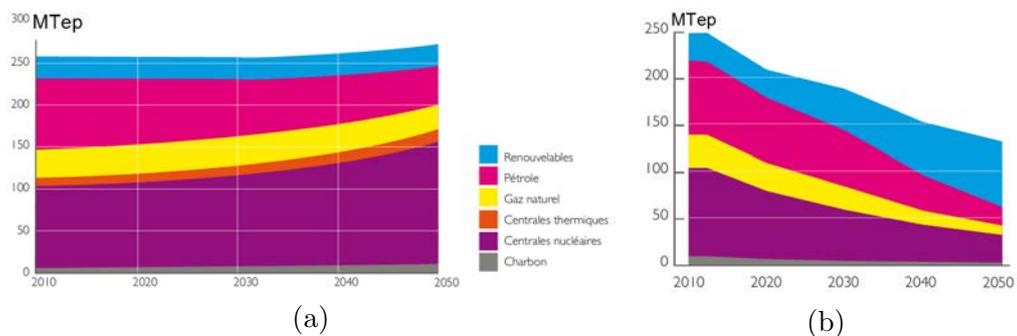


FIGURE 1.6 – Scénario de mix énergétique à l'horizon 2050. (a) Scénario de référence (b) Scénario Médian. Figures extraites du rapport de l'ADEME [2]

1990 avec le développement économique. La figure 1.7a montre l'évolution de la consommation de l'énergie primaire depuis 1972 jusqu'en 2012. Pour soutenir la croissance économique et assurer la sécurité de l'approvisionnement en énergie, il est nécessaire de maîtriser la consommation énergétique.

La figure 1.7b montre la consommation de l'énergie primaire par source en Chine en 2012. Elle montre que la structure du mix énergétique dépend majoritairement des énergies fossiles et du charbon en particulier (près de 66%). La combustion des énergies fossiles a conduit aux problèmes de pollution et à des conditions météorologiques extrêmes dont la Chine souffre depuis ces dernières années. La lutte contre le changement climatique est devenue une des priorités du gouvernement. En 2011, le 12^e plan quinquennal (2011-2015) a défini les objectifs de réduction des émissions CO₂ de 40-45% à l'horizon 2020 par rapport à 2005, et d'augmentation de la part des énergies non-fossiles (hydraulique, nucléaire et renouvelables) à 11,4%.

Concernant les perspectives, l'étude par l'Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory réalisée en 2012 a proposé une vision prospective énergétique de la Chine jusqu'à l'horizon 2030 [39]. Un scénario Max Tech qui adopte des technologies de rupture et l'efficacité énergétique maximale est comparé avec un scénario de référence qui suppose que la structure énergétique continue sur la tendance actuelle. La consommation énergétique en 2030 est plus élevée que celle actuelle pour les deux scénarios, mais celle du Max Tech atteint le maximum avant 2030 puis diminue légèrement alors que celle du scénario de référence augmente de façon monotone et a une pente plus élevée. La part du charbon diminue jusqu'à 39% de la consommation totale avec le scénario Max Tech. Cette partie de la production est remplacée principalement par le solaire photovoltaïque et l'éolien qui représentent 18% de la production totale en 2030, tandis que le nucléaire et l'hydraulique représentent chacun 23%. Concernant le secteur du bâtiment en Chine, la figure 1.8a montre que la surface de bâtiment va presque doubler d'ici 2030. La figure 1.8b montre que le bâtiment (tertiaire et résidentiel) représente $\sim 20\%$ de l'énergie primaire consommée aujourd'hui et représentera $\sim 25\%$ en 2030. Même si la part du bâtiment dans la consommation d'énergie primaire est moins importante qu'en Europe, elle n'est pas négligeable et les solutions solaires notamment intégrées au bâtiment ont leur rôle à jouer en Chine.

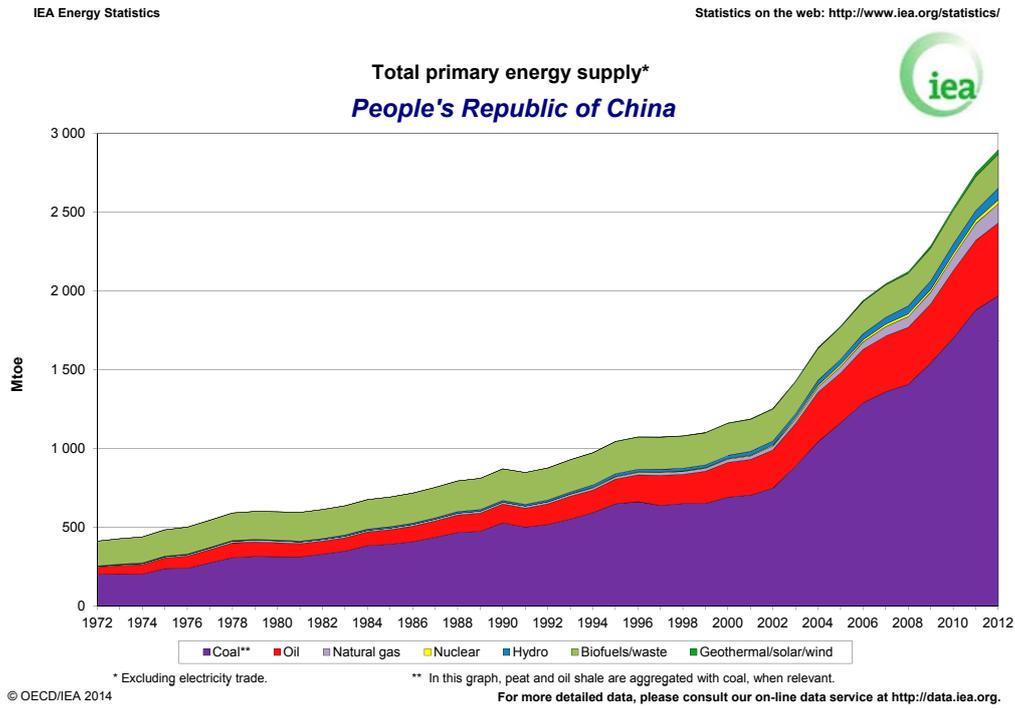
L'Institut de recherche en énergie de la commission nationale pour le développement et la réforme est une structure chinoise qui a également étudié les scénarios possibles et proposé une feuille de route pour l'horizon 2030 [31]. Un zoom est réalisé sur le développement des énergies renouvelables. Selon cette étude, les énergies renouvelables représenteront entre 16 et 26% de la consommation totale en 2030, dont 8-17% d'énergie non-hydraulique (fig. 1.9).

1.2 Les enjeux de l'énergie solaire photovoltaïque

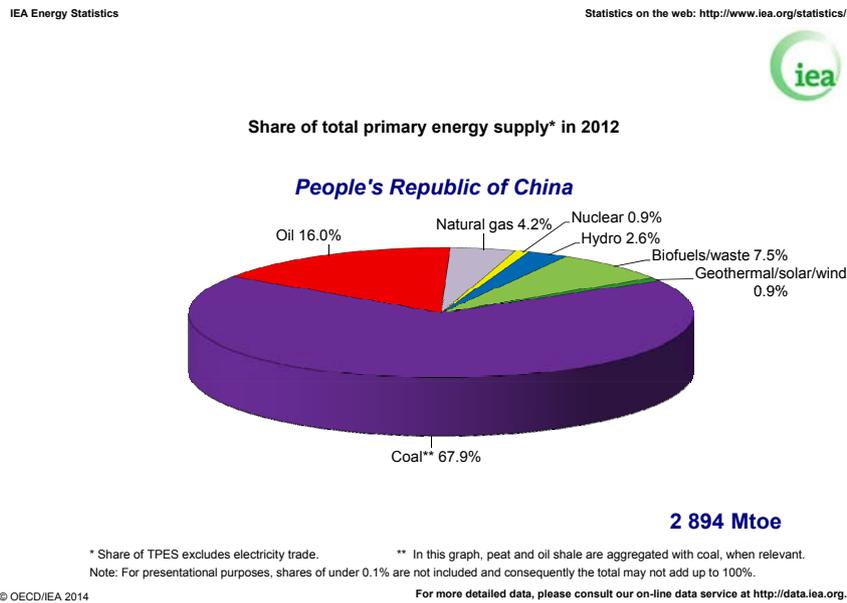
1.2.1 Énergie solaire photovoltaïque

Le solaire photovoltaïque est une technologie de production électrique avec laquelle il faudra compter dans les prochaines décennies dans la plupart des régions du monde. La figure 1.10a montre que la puissance installée au niveau mondial de systèmes de production solaire photovoltaïque est passée de 3,7 GW en 2004 à 139

1. Positionnement de l'étude



(a)



(b)

FIGURE 1.7 – (a) Évolution de la consommation de l'énergie primaire en Chine. (b) Consommation de l'énergie primaire par source en Chine en 2012. Figures générées avec les statistiques de l'Agence internationale de l'énergie (IEA) sur le site internet de l'agence, <http://www.iea.org/statistics/>

1.2. Les enjeux de l'énergie solaire photovoltaïque

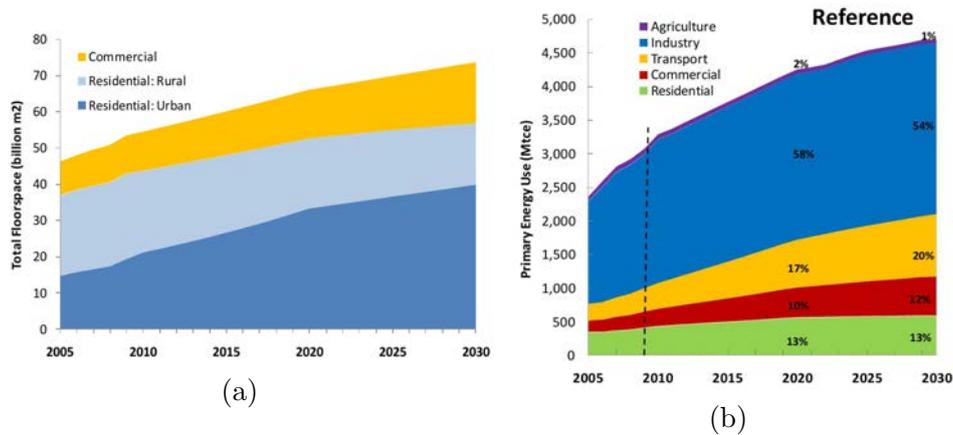


FIGURE 1.8 – (a) Évolution de la surface de bâtiment en Chine. (b) Évolution de la consommation de l'énergie primaire par secteur en Chine selon le scénario de référence de l'étude de l'Ernest Orlando Lawrence Brekeley National Laboratory. Figures extraites du rapport de l'Ernest Orlando Lawrence Brekeley National Laboratory [39].

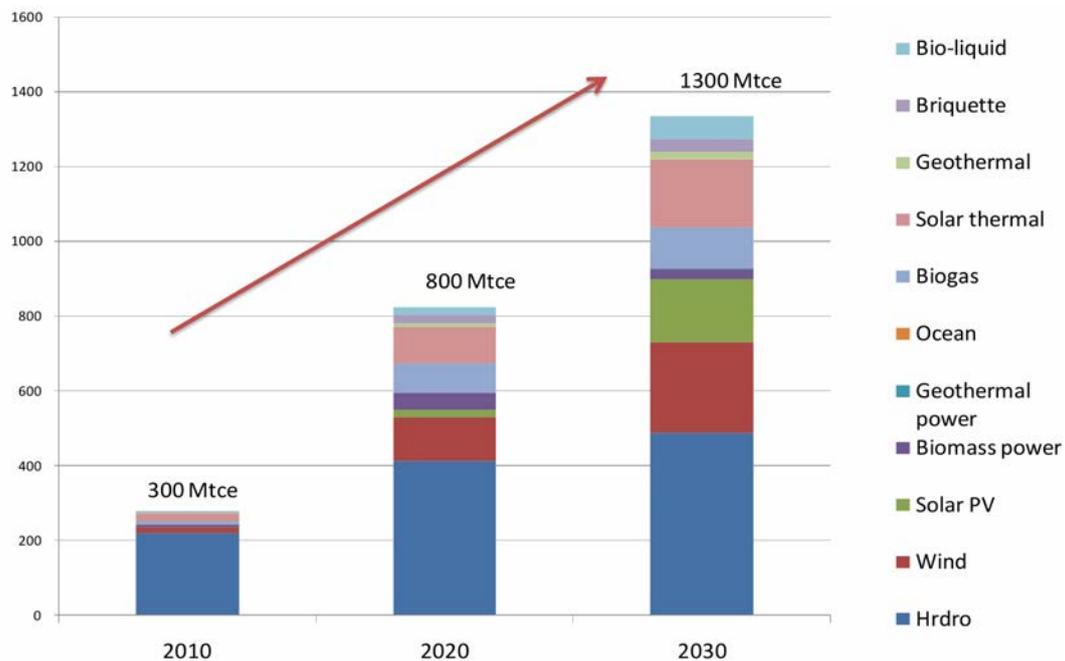


FIGURE 1.9 – Développement des énergies renouvelables en Chine selon le scénario de la feuille de route de l'Institut de recherche en énergie de la commission nationale pour le développement et la réforme. Figure extraite du rapport de l'Institut de recherche en énergie de la commission nationale pour le développement et la réforme [31].

1. Positionnement de l'étude

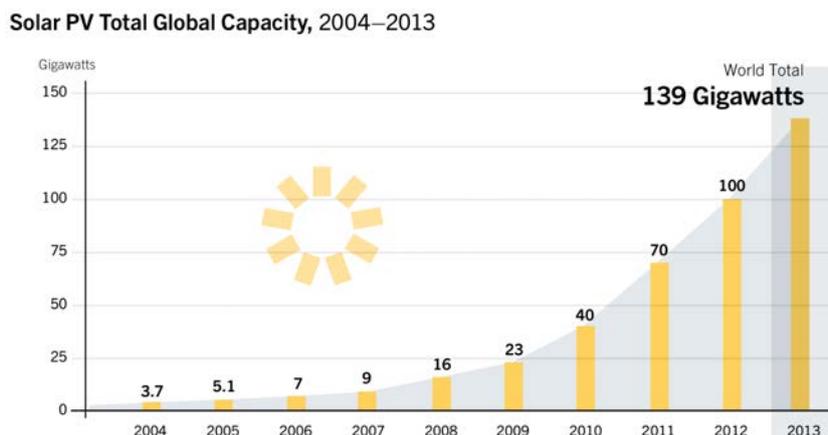


FIGURE 1.10 – Évolution de la puissance solaire photovoltaïque installée jusqu'en 2013. Figure extraite du rapport REN21 [72]

GW en 2013. Les coûts de production de produits photovoltaïques ont été considérablement réduits depuis les dernières années. Selon le rapport REN21 [72], le prix moyen d'un module photovoltaïque a diminué de 97% en 30 ans.

Les recherches dans le domaine du photovoltaïque visent non seulement à atteindre la réduction des coûts de production mais également l'amélioration du rendement de photoconversion. Le rendement d'un panneau photovoltaïque dépend premièrement du type de cellules. Les cellules classiques sont en silicium massif, monocristallin ou polycristallin. Les recherches sont menées pour développer les cellules de deuxième génération : la technologie couche mince. Les cellules de troisième génération, les cellules organiques ou à base de pigment par exemple, sont aussi en cours de développement. Mais loin d'être mature, ces filières ont actuellement des problèmes de durée de vie ou de maintien des performances. Si l'on passe de la cellule au module, il y a les matériaux encapsulants, les vesses, avant de passer aux onduleurs (systèmes). Les autres facteurs influant sur le rendement du panneau photovoltaïque sont principalement le rendement de l'onduleur, la qualité d'appairage (mismatch), la présence de masques et la température de fonctionnement [32]. Concernant l'influence de la température, le rendement d'une cellule en silicium cristallin diminue de 0,4 à 0,6% par rapport à sa valeur nominale à 25°C pour une augmentation de température de 1°C. Cette valeur est de -0,1% pour le silicium amorphe et -0,2% pour CIS ou CIGS (cellules couche mince) [54, 70, 77]. La température de fonctionnement influe également sur le vieillissement de la cellule et des matériaux polymères encapsulants la cellule, un fonctionnement à température élevée tend à accélérer le vieillissement.

Il existe principalement trois applications de l'énergie solaire photovoltaïque :

- les applications autonomes pour les sites isolés (par exemple : satellite, signalisation routière, refuge de montagne) ;
- les centrales au sol ;
- et les applications posés ou intégrés pour les bâtiments telles que BIPV (Building Integrated Photovoltaics) et BAPV (Building Applied Photovoltaics).

1.2.2 Le photovoltaïque dans le bâtiment

En France, le secteur du bâtiment représente 44% de la consommation de l'énergie primaire en 2012 [29]. L'économie d'énergie et la transition des sources d'énergies actuelles vers les énergies renouvelables dans ce secteur sont indispensables. Plus concrètement, des mesures sont mises en place pour la maîtrise de la consommation telles que le diagnostic de performance énergétique et les réglementations thermiques (RT 2012 pour les bâtiments neufs et RT 2007/2008 pour les bâtiments existants). Un des objectifs fixés dans le secteur est de porter à un niveau de performance thermique élevé un million de logement neufs et anciens par an d'ici à 2017 [29]. La mise en place de la RT2012 limite la consommation d'énergie primaire à 50 kWhEP/(m².an) et exige un niveau de production minimal à partir des énergies renouvelables de 5 kWhEP/(m².an). De plus, lors du Grenelle de l'environnement, la France s'est engagé qu'à compter de 2020 les bâtiments neufs soient à énergie positive (BEPOS). Ces bâtiments produiront plus d'énergie qu'ils n'en consomment, ce qui nécessite à la fois de réaliser des économies d'énergie et d'intégrer des systèmes de production d'énergies renouvelables aux bâtiments.

Le scénario de l'ADEME à l'horizon 2030 montre que la baisse de la consommation énergétique dans le secteur du bâtiment (résidentiel et tertiaire) représente de plus de 50 % (15 Mtep) de la réduction totale [2]. Entre 2010 et 2050, le secteur du bâtiment contribue pour 40% à la réduction de la consommation. Une feuille de route est proposée par l'ADEME jusqu'à l'horizon 2050 pour le développement des bâtiments et îlots à énergie positive et à bilan carbone minimum [1]. Les visions 2050 sont à l'échelle du bâtiment ou de l'îlot et, selon les cas, portent sur les bâtiments neufs ou sur le parc existant. Une répartition variable de l'effort entre le neuf et l'existant est un paramètre clé. De plus, des labels et réglementations sont envisagés d'ici 2050 : des labels haute performance environnementale, HPE2016 puis 2025, des réglementations thermiques, RT2020 puis 2030. Les axes prioritaires de recherche et développement concernent l'enveloppe des bâtiments (avec des isolants adaptatifs, des vitrages actifs), les systèmes de ventilation, le contrôle et la commande des bâtiments, les équipements électriques, les énergies renouvelables et la conception de bâtiments bioclimatiques. Ces solutions techniques devront faire face aux questions transversales telles que l'adaptabilité à la diversité du parc, les méthodes de financement, et l'acceptation social.

1.2.3 Les composants solaires ventilés

Des objectifs ambitieux sont définis tant sur la performance énergétique des bâtiments que sur le développement de l'énergie solaire photovoltaïque intégrée. Une des solutions actives et intégrées, capable d'optimiser la performance thermique et de générer de l'énergie à partir de sources renouvelables est l'intégration à grande échelle de composants photovoltaïques au sein de l'enveloppe des bâtiments (Building Integrated Photovoltaics : BIPV). Ce concept s'applique à l'habitat individuel et aux immeubles (résidentiel et tertiaire). Il valorise la surface de l'enveloppe du bâtiment qui est un gisement important de surface de captation de l'énergie solaire.

L'arrêté du 4 mars 2011 donne les critères d'intégration au bâti (IAB) et d'intégration simplifiée au bâti (ISB) pour une installation photovoltaïque sur toiture.

1. Positionnement de l'étude

« Une installation photovoltaïque respecte les critères d'intégration au bâti (IAB) si et seulement si elle remplit toutes les conditions suivantes :

- Le système photovoltaïque est installé sur la toiture d'un bâtiment clos (sur toutes les faces latérales) et couvert, assurant la protection des personnes, des animaux, des biens ou des activités. L'installation photovoltaïque est installée dans le plan de la toiture au sens défini à l'annexe 5 de l'arrêté.
- Le système photovoltaïque remplace des éléments du bâtiment qui assurent le clos et couvert, et assure la fonction d'étanchéité. Après installation, le démontage du module photovoltaïque ou du film photovoltaïque ne peut se faire sans nuire à la fonction d'étanchéité assurée par le système photovoltaïque ou rendre le bâtiment impropre à l'usage.
- Pour les systèmes photovoltaïques composés de modules rigides, les modules constituent l'élément principal d'étanchéité du système.
- Pour les systèmes photovoltaïques composés de films souples, l'assemblage est effectué en usine ou sur site. L'assemblage sur site est effectué dans le cadre d'un contrat de travaux unique ;

Une installation photovoltaïque respecte les critères d'intégration simplifiée au bâti si et seulement si elle remplit toutes les conditions suivantes :

- Le système photovoltaïque est installé sur la toiture d'un bâtiment assurant la protection des personnes, des animaux, des biens ou des activités. Il est parallèle au plan de ladite toiture.
 - Le système photovoltaïque remplace des éléments du bâtiment qui assurent le clos et couvert, et assure la fonction d'étanchéité. »
- », extrait de l'arrêté du 4 mars 2011.

Un des problèmes liés à l'intégration des composants photovoltaïques est la surchauffe des systèmes, car la présence du bâtiment empêche l'évacuation de la chaleur par l'arrière des panneaux photovoltaïques. La surchauffe diminue le rendement des cellules photovoltaïques et accélère leur vieillissement (le rendement diminue plus rapidement dans la durée). Dans ce contexte, la configuration de double-peau, en toiture ou en façade, est considérée. Dans cette configuration, les composants photovoltaïques sont séparés de l'enveloppe principale du bâtiment par une lame d'air. La lame d'air entre la seconde peau et le bâtiment permet de diminuer la température des cellules photovoltaïques et ainsi d'améliorer le rendement énergétique du module photovoltaïque. Elle peut aussi être valorisée pour la performance thermique du bâtiment. Les figures 1.11 montrent différentes configurations de double-peaux photovoltaïques : en façade et/ou en toiture avec ou sans veranda. Les figures du haut illustrent le fonctionnement en été de la double-peau avec des ouvertures permettant la ventilation naturelle. Les figures du bas illustrent le fonctionnement hivernal où la double-peau est fermée en entrée et en sortie.

Dans cette étude, la configuration de double-façade verticale est considérée. Bien que son orientation ne soit pas optimale, la façade représente un gisement de surfaces important pour la collecte de l'énergie solaire, surtout en milieu urbain. De plus, la double-façade améliore la performance thermique du bâtiment : elle fournit la possibilité de préchauffer l'air en hiver et de créer la ventilation naturelle en été.

Cependant, le comportement global d'une double-peau photovoltaïque est très complexe et encore mal compris. Il fait intervenir de nombreux paramètres : densité et répartition des cellules, degré de semi-transparence des parois, propriétés thermophysiques des surfaces au sein de la double-peau, rapports d'aspects géométriques du composant, rugosités internes, etc. Une compréhension fine des phénomènes physiques (convection, rayonnement, conduction, photo-conversion, etc.) est donc né-

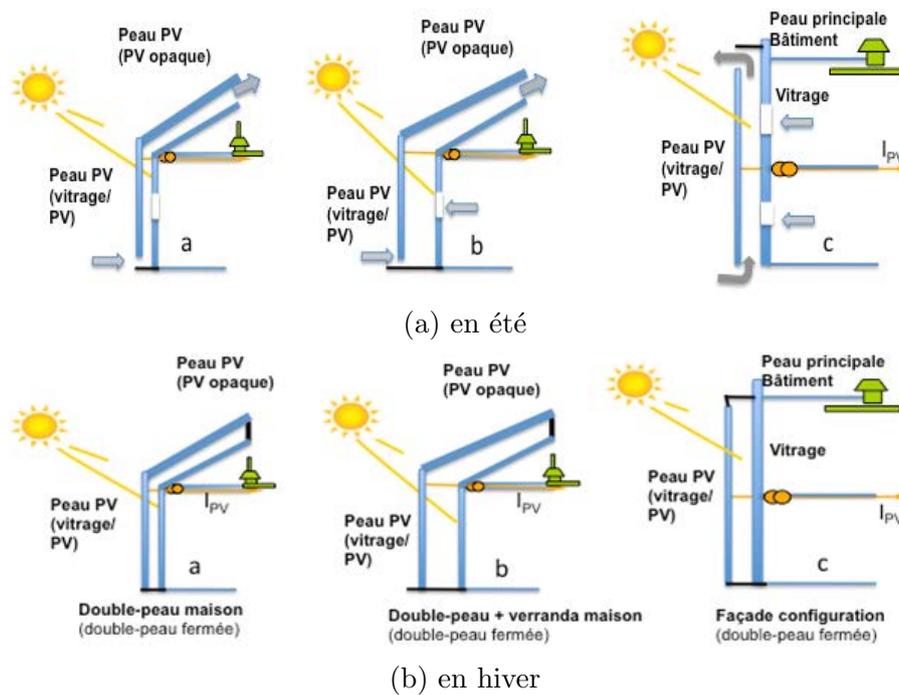


FIGURE 1.11 – Schémas de la double-peau photovoltaïque en été et en hiver. Schéma à gauche en configuration toiture façade , au centre en configuration toiture façade avec veranda, et à droite configuration façade façade.

cessaire.

1.3 Positionnement de l'étude au CETHIL

Depuis plusieurs années, le CETHIL travaille sur la thématique de l'intégration des composants photovoltaïques au bâti. Les études ont porté tant sur la connaissance des phénomènes physiques mis en jeu et pris isolément que sur le développement de prototypes et d'expérimentations contrôlées (laboratoire) ou in situ (conditions réelles).

Les premières études ont permis d'acquérir des connaissances sur la problématique liée à l'échauffement des modules PV en configuration d'intégration. Elles ont été menées à travers une identification systématique des processus d'échauffement à travers une modélisation fine de la propagation du rayonnement au sein de composants semi-transparentes multi-couches et sur le rafraîchissement naturel de ces composants PV en valorisant l'effet cheminée au sein de lame d'air ventilée et en maximisant les transferts de chaleur au sein de ces lames d'air.

Ces premières connaissances ont conduit au développement de deux voies de recherche au CETHIL :

- modélisation et expérimentation des composants PV pour étudier le phénomène de photo-conversion ;
- modélisation et expérimentation des composants d'enveloppe ventilés .

La seconde voie, dans laquelle cette thèse s'inscrit, a permis de compléter les études très peu rencontrées dans la littérature sur les écoulements de convection naturelle

1. Positionnement de l'étude

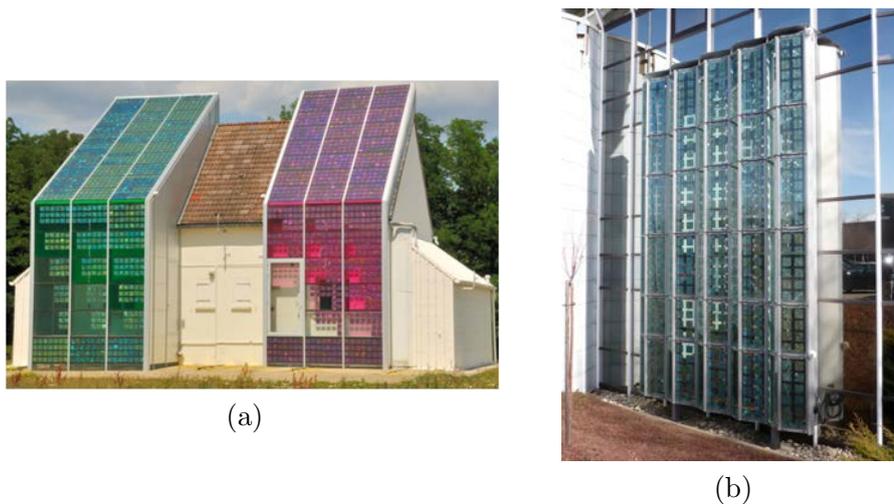


FIGURE 1.12 – Deux prototypes de double-peaux photovoltaïques (a) Double-peaux façade et toiture installées sur la maison ETNA du site EDF R&D des Renardières. (b) Double-façade de 7 m de haut et 4 m de large installée sur l'immeuble de HBS à Toulouse.

en canaux (verticaux ou inclinées) comparables aux écoulements rencontrés dans les double-peaux. Ce déficit d'études est principalement dû à la difficulté d'obtention de données expérimentales détaillées au sein de l'écoulement. Le manque de données ne permet pas de valider des modèles numériques qui butent, entre autres, sur des problèmes de modélisation des conditions de limite en entrée et sortie (pression, vitesse, température). Plusieurs thèses ont été réalisées sur l'approche expérimentale (C. Daverat [24], E. Sanvicente [79]), sur l'approche numérique (A. Zoubir [87]) ainsi qu'une modélisation globale des doubles-peaux photovoltaïques avec le logiciel TRNSYS (S. Saadon [73]).

Cette thèse se focalise sur l'expérimentation du phénomène de la convection naturelle dans les enveloppes ventilées. Elle est soutenue par l'ADEME et la Chaire EDF-INSA, Habitats et Innovations Énergétiques. L'objectif de la chaire est d'accélérer la recherche et l'innovation sur le thème de l'efficacité énergétique du bâtiment. Les thématiques scientifiques incluent la modélisation du bâtiment (modèles d'ordre réduits, modèles adaptés), de sa gestion énergétique (multi-sources/multi-systèmes) et de l'intégration des énergies renouvelables solaires (solaire thermique, systèmes photovoltaïques, systèmes hybrides, enveloppe performante adaptative).

Pour cette thèse, un banc d'essais développé dans le cadre de la thèse de C. Daverat, modélise une double-façade par un canal vertical avec chauffage pariétal. Le fluide d'étude est de l'eau afin de s'affranchir du rayonnement entre parois et de permettre d'étudier le couplage conduction-convection. Un banc expérimental en air fonctionnant dans les mêmes gammes de nombre sans dimension est disponible au CETHIL pour comparer les résultats et ainsi estimer les effets du rayonnement. En parallèle, les simulations numériques ainsi que des études sur des double-peaux de taille réelle sont menées. Les prototypes de double-peaux photovoltaïques sont développés à la fois sur les maisons ETNA d'EDF R&D et sur le bâtiment de HBS à Toulouse (fig. 1.12).

Cette étude est une recherche amont sur les double-peaux photovoltaïques en

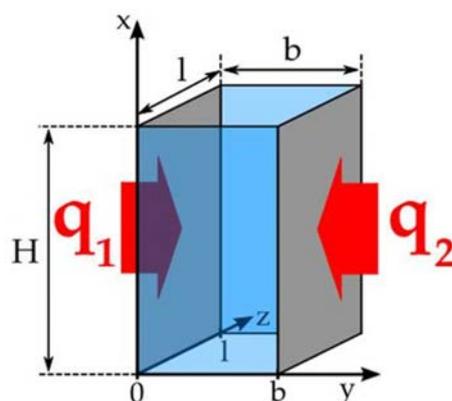
façade qui s'inscrit dans la suite du travail de C. Daverat. Ce travail de thèse se focalise sur trois approches :

- une analyse des résultats expérimentaux de C. Daverat par une approche zonale avec notamment une étude fine du mécanisme de transition observé expérimentalement ;
- une étude du régime transitoire lorsque le canal est soumis à un créneau de puissance ;
- et une étude du régime stationnaire pour un chauffage asymétrique.

1.4 Modélisation expérimentale

1.4.1 Géométrie du problème

Pour étudier les transferts thermiques dans la double-façade photovoltaïque, on se place dans une configuration académique qui suppose une double-façade sans obstacle, chauffée de façon uniforme, et avec des paramètres d'entrée et de sortie contrôlés. La double-façade est modélisée par un canal vertical constitué de deux parois chauffantes (dans les plans xOz) et deux parois latérales adiabatiques (dans les plans xOy), représenté dans la figure 1.13. La hauteur du canal selon x est notée H , son écartement (selon y) est noté b , et sa profondeur l (selon z).



Cas du chauffage asymétrique

$$q_2=0$$

$$q_1=q$$

FIGURE 1.13 – Modélisation académique pour l'étude des transferts thermiques dans une double-façade photovoltaïque

Les conditions limites aux parois sont des conditions de densité de flux de chaleur imposée. Le chauffage peut être symétrique ou non, sachant que dans le cas réel d'une paroi PV opaque, une seule paroi est chauffée représentant l'enveloppe photovoltaïque, l'autre étant adiabatique représentant la façade du bâtiment.

1. Positionnement de l'étude

1.4.2 Analyse dimensionnelle

Plusieurs nombres sans dimension utilisés classiquement en convection naturelle sont définis ci-dessous. Pour la définition des nombres sans dimension, on se limite au cadre de l'hypothèse de Boussinesq (pour plus de détails sur cette hypothèse, voir annexe A de la thèse de C. Daverat [24]).

Les rapports d'aspect Deux nombres sans dimension caractérisent la géométrie du problème : $\Gamma = \frac{b}{H}$ et $\Pi = \frac{b}{l}$. Pour une application de double-façade, on a $\Gamma \ll 1$ et $\Pi \ll 1$. Lorsque $\Pi \ll 1$, on peut s'attendre à un écoulement moyen invariant selon z et donc bidimensionnel dans un plan xOy . Le nombre Γ est le seul à intervenir dans un écoulement 2D. Cependant, nous verrons que l'écoulement n'est pas toujours bidimensionnel même pour une configuration académique.

Le nombre de Prandtl Le nombre de Prandtl est le rapport entre la viscosité cinématique (ν) et la diffusivité thermique (a), il s'écrit :

$$Pr = \frac{\nu}{a}. \quad (1.1)$$

Il compare la capacité d'un écoulement à diffuser la quantité de mouvement par rapport à sa capacité à diffuser la chaleur. Dans le cas d'un écoulement laminaire le long d'une paroi chauffée ou refroidie, $Pr \gg 1$ (respectivement $\ll 1$) indique que la couche limite thermique sera beaucoup moins (respectivement beaucoup plus) épaisse que la couche limite visqueuse. Le nombre de Prandtl de l'eau varie avec la température, il est de 6,1 à 25°C et de 4,9 à 35°C.

Le nombre de Rayleigh Le nombre de Rayleigh représente le rapport entre les forces motrices (la poussée d'Archimède) et les phénomènes qui s'opposent au mouvement (les forces de viscosité et la diffusion thermique qui diminue la flottabilité). Pour une condition de densité de flux de chaleur imposée, le nombre de Rayleigh s'écrit :

$$Ra_L = \frac{g\beta qL^4}{\nu a\lambda}. \quad (1.2)$$

où g est l'accélération de la gravité ; $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$ le coefficient de compression isobare du fluide avec ρ la masse volumique du fluide, T la température. Dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq, toutes les propriétés thermophysiques sont supposées constantes sauf la masse volumique qui varie linéairement avec la température. L est une longueur caractéristique. Selon des configurations, le choix de L peut varier.

De plus, le rapport d'aspect du canal ($\Gamma = \frac{b}{H}$) peut être pris en compte à travers un nombre de Rayleigh modifié Ra^* tel que ,

$$Ra_L^* = Ra_L \Gamma.$$

Deux nombres de Ra^* sont classiquement utilisés : Ra_b^* qui est basé sur la largeur du canal ; et Ra_x^* , Rayleigh local dépendant de la hauteur x . Ainsi, on définit

$$Ra_b^* = \frac{g\beta qb^5}{\nu a \lambda H} \quad (1.3)$$

$$Ra_x^* = \frac{g\beta qx^4 b}{\nu a \lambda H}. \quad (1.4)$$

Le nombre de Nusselt Le nombre de Nusselt représente le rapport entre le flux injecté dans le canal et le flux conductif :

$$Nu = \frac{qL}{\lambda \Delta T}.$$

où q est la densité de flux de chaleur imposée en paroi ; λ est la conductivité thermique, L et ΔT sont une largeur et un écart de température caractéristique de l'écoulement. Plusieurs choix sont possible pour L et ΔT , ici nous en retiendrons deux :

- Nu_b le nombre de Nusselt global basé sur b et $\Delta T_{p,max} = T_{max} - T_e$ où T_{max} et T_e sont respectivement la température maximale de la paroi et le température d'entrée.
- Nu_x le nombre de Nusselt local basé sur x et $\Delta T_{p,x} = T_x - T_e$ où T_x est la température de la paroi à la hauteur x .

Finalement,

$$Nu_b = \frac{qb}{\lambda \Delta T_{p,max}} \quad (1.5)$$

$$Nu_x = \frac{qx}{\lambda \Delta T_{p,x}}. \quad (1.6)$$

Le nombre de Reynolds Le nombre de Reynolds représente le rapport entre les termes d'advection et les termes de diffusion de la quantité de mouvement :

$$Re = \frac{Q}{l\mu} \quad (1.7)$$

où Q est le débit volumique dans le canal.

1.5 Étude bibliographique

1.5.1 Études globales des composants ventilés

De nombreuses études se sont intéressées aux comportements dynamique et thermique dans les lames d'air ventilées pour les applications de double-façades avec ou sans intégration de modules photovoltaïques. Parmi ces travaux, on trouve des études analytiques avec des hypothèses fortes pour obtenir des modèles simplifiés ; des études numériques basées sur des modèles zonaux ; des simulations CFD et des études expérimentales sur des composants réels. Ces recherches visent principalement l'obtention de variables de sortie tels que les températures, les débits et les rendements en variant les paramètres d'entrée (la géométrie du canal, les conditions de chauffage, etc.). Des corrélations, en particulier entre les nombres de Nusselt et Rayleigh, sont parfois obtenues.

1. Positionnement de l'étude

Ainsi, Brinkworth et ses collaborateurs ont réalisé des études analytiques dans un canal vertical en air [17, 19]. Dans la référence [19], des modèles thermiques simples sont utilisés pour estimer la température de paroi et la comparer à des mesures réalisées sur un dispositif expérimental de 5 m de haut. Les différences sont de plusieurs degrés pour des écarts de température de l'ordre de 30°C par rapport à l'entrée. Le modèle présenté ne reproduit pas la diminution de température observée dans la deuxième moitié du canal que les auteurs attribuent aux pertes radiatives avec l'extérieur. Pour obtenir le débit dans la lame d'air, Brinkworth réalise un modèle analytique simplifié [17]. Dans cette étude, la différence de température entre l'intérieur et l'extérieur du canal génère une différence de pression qui est compensée par les pertes de charge en entrée, en sortie et le long du canal. L'effet du vent est pris en compte par l'ajout de variation de pression en entrée et en sortie. Ce modèle qui comprend divers coefficients issus de la littérature ou de l'expérience, est validé par rapport à des mesures faites sur un canal de 8 m de haut avec une section de $120 \times 20 \text{ mm}^2$ pour des nombres de Rayleigh $Ra_b^* < 10^4$. Le débit est calculé à partir de 12 mesures de vitesse réalisées par un anémomètre à fil chaud. Le modèle de Brinkworth, valable pour les écoulements laminaires, est repris par Sandberg et Moshfegh qui l'étendent au cas turbulent [18, 78] en adaptant la perte de charge le long du canal. Les modèles sont validés sur un dispositif expérimental de 6,5 m de haut avec une section de $1,64 \times 0,23 \text{ m}^2$ pour des nombres de Rayleigh $Ra_b^* \leq 10^8$. Le débit est mesuré par une technique de gaz traceur. Sandberg et Moshfegh [78] ont présenté une étude analytique qui montre les effets de l'ouverture en entrée et en sortie, du rapport d'aspect, et la position des modules photovoltaïques. Ils ont introduit un facteur de configuration géométrique qui caractérise la distribution des modules photovoltaïques. Ils ont montré que ce facteur de configuration est additif. Le cas de plusieurs modules peut donc être facilement abordé, car il suffit de pondérer chaque facteur par la part de flux fourni par le module photovoltaïque. Ces modèles analytiques sont adaptés à des simulations de composants ventilés et ont été utilisés par Saadon *et al.* [74, 75] pour la simulation de double-façades photovoltaïques par un modèle zonal. L'étude de Saadon utilise la méthode simplifiée de Brinkworth pour estimer le débit massique d'air entraîné par la force de flottabilité et l'effet du vent. Elle considère que la circulation au sein de la lame d'air est en boucle et le débit est constant en régime stationnaire. De plus, le modèle numérique utilise la proportion de densité de cellule pour prendre en compte le degré de semi-transparence de la couverture PV. Ce modèle est validé avec des données expérimentales issues des trois prototypes de double-peaux photovoltaïques développés et instrumentés (fig. 1.12, p.20) dans le projet RESSOURCES (ANR-PREBAT et convention ADEME). Un accord satisfaisant est observé sur le débit massique mais l'écart est plus élevé sur les températures notamment lors des périodes de fort rayonnement. Les auteurs attribuent cet écart aux difficultés expérimentales et aux incertitudes dues au nombre important de paramètres numériques. L'effet du vent joue aussi un rôle majeur qu'il faut affiner. Jiru et Haghghat [47] ont également présenté une étude zonale d'une double-façade qui est divisée en plusieurs zones 2D ou 3D plus grandes que les mailles utilisées dans les études CFD. Les équations de conservation sont formulées pour chaque zone. Ils ont évalué le débit massique d'air et la distribution de température. Leur modèle est validé avec des données expérimentales. Assoa et Ménézo [9] ont travaillé sur un prototype de composant

hybride photovoltaïque et thermique (PV/T) à air près de Lyon. Un modèle dynamique simplifié 2D avec une approche nodale est utilisé et validé avec des mesures sur le prototype. Ils montrent par une étude paramétrique que la ventilation forcée favorise la production thermique mais la ventilation naturelle est suffisante pour le refroidissement des composants photovoltaïques.

Parmi les nombreuses études consacrées aux composants ventilés, la plupart utilisent des outils numériques validés sur des bancs expérimentaux pour mener des études paramétriques. Cependant, dans la plupart de ces travaux, les difficultés numériques que l'on trouve avec ce type d'écoulement de convection naturelle ouvert et qui seront décrites au § 1.5.3, sont très peu abordées. Ainsi, une étude paramétrique sur une géométrie de mur Trombe a été réalisée par Gan [41] en 1998. L'étude de Gan est basée sur des simulations CFD stationnaires pour lesquelles il est difficile d'identifier les conditions aux limites en entrée et sortie du canal qui sont pourtant un point important (§ 1.5.3). Les simulations du mur Trombe sont validées par comparaison avec des expériences à température imposée réalisées par Bouchair [15] en 1994 sur une cheminée solaire couplée avec une cavité comportant une ouverture. Les mesures de vitesse sont réalisées par un capteur à fil chaud dans la cheminée. Cependant, il faut signaler que l'étude numérique est réalisée avec une condition aux limites à flux de chaleur imposé alors que l'expérience a été faite à température imposée. Cette étude montre que pour des canaux sans contraction en entrée et en sortie, le débit augmente avec la largeur du canal. Cependant, dans l'expérience de Bouchair [15], des écoulements de retour sont observés ce qui tend à modifier le débit sortant. Or la simulation de ces phénomènes de retour dépend des conditions aux limites imposées en sortie et on peut se demander si la simulation de Gan est capable de les modéliser. Cet exemple illustre la difficulté d'interprétation des résultats d'études numériques qui doivent être toujours observés avec attention. Coussirat *et al.* [22] ont également réalisé des simulations CFD d'une double-façade. Ils ont montré l'impact du choix de sous-modèles utilisés pour la convection, le transfert radiatif et la turbulence. Une seule combinaison de sous-modèles est validée. Plus récemment, Koyunbaba *et al.* [53] ont validé un modèle numérique de double-façade photovoltaïque. Les simulations CFD utilisent un modèle de turbulence et un modèle de transfert radiatif qui prédisent les profils de température et de vitesse.

Enfin quelques études travaillent sur des composants in-situ. Ainsi en 2011, A.K.Athienitis *et al.* [10] ont travaillé sur un prototype de composant hybride photovoltaïque et thermique (PV/T) à air basé sur un composant thermique existant de type SolarWall®. Il s'agit d'une façade double-peau mécaniquement ventilée dont la surface externe est perforée. Partant de ce composant, A.K.Athienitis *et al.* ont fixé des panneaux PV en bandes horizontales sur la surface perforée avec une porosité de 0,6%. Ce composant PV/T installé au dernier étage d'un bâtiment de l'université Concordia à Montréal (Canada), est comparé à un composant thermique similaire. Les composants sont instrumentés avec des thermocouples distribués sur la hauteur, la puissance électrique maximale est mesurée et le débit est contrôlé par le système de ventilation. Les mesures sont faites pour des jours de vent faible ($\leq 2 \text{ m.s}^{-1}$). Le rendement thermique du système dépend fortement du choix de la température de référence. Dans ce travail, la température de référence est la température de l'air à l'entrée du composant sachant que dans cette condition intégrée au bâtiment, les parois du bâtiment tendent à chauffer l'air entrant dans le composant. D'un

1. Positionnement de l'étude

point de vue purement thermique, le composant PV/T est moins performant que le composant thermique seul avec un rendement thermique divisé par un coefficient de 1,5 à 2 selon les débits. Mais ce désavantage est compensé par la production électrique. Pour montrer l'influence du rafraîchissement induit par la lame d'air, la température des cellules est obtenue à partir de la courbe courant-tension mesurée, du coefficient de température et du rendement nominal donnés par le constructeur. Ils obtiennent une élévation de température linéaire par rapport à l'ensoleillement mesurée sur la surface verticale. La pente mesurée est de 33°C pour 1000 W.m^{-2} pour un débit nul et d'environ 25°C pour 1000 W.m^{-2} pour les débits testés, ce qui montre l'efficacité de la ventilation mécanique pour le refroidissement des modules. Par ailleurs, en utilisant différentes répartition des surfaces PV, l'étude montre que le coefficient de transfert thermique augmente lorsque la surface PV est fragmentée en bandes horizontales étroites. Ce résultat avait déjà été obtenu en laboratoire par Giroux-Julien *et al.* [45] sur un écoulement de convection naturelle dans un canal vertical en air avec un chauffage pariétal alterné. Plus récemment, Gaillard *et al.* [40] ont travaillé sur une double-façade installée sur une façade orientée nord-ouest d'un immeuble de deux-étages à Toulouse en France (fig.1.12b, p.20). Ils ont réalisé des mesures thermiques, dynamiques ainsi que des mesures de performance électrique sur plus d'un an. Malgré la complexité de la géométrie et de l'environnement, ces mesures permettent d'évaluer la performance d'un tel système. Le comportement du système peut donc être prédit et décrit par des relations simples entre le système et les conditions environnementales.

Pour aller plus loin, les phénomènes physiques de l'écoulement convectif dans le canal doivent être traités et une approche plus locale sur des configurations académiques est nécessaire pour mieux comprendre le comportement physique. Dans la suite, nous nous focalisons sur les études concernant les composants double-façades naturellement ventilés modélisés expérimentalement ou numériquement par un canal vertical lisse avec un chauffage pariétal.

1.5.2 Difficultés des études expérimentales en conditions contrôlées

L'étude expérimentale d'un écoulement ouvert dans un canal vertical dans un milieu infini en conditions contrôlées présente des difficultés. Le premier obstacle est le choix du rapport d'aspect entre la taille du canal et celle de la boîte (salle, cellule) qui le contient. L'étude récente de Garnier [42] (§1.5.3) montre que la taille de la cavité a toujours un impact au bout d'un certain temps avec notamment l'établissement d'une stratification thermique externe. Dans l'étude de Garnier, le refroidissement est effectué par les parois de la cavité qui sont maintenues à température constante. Dans notre étude, nous verrons qu'avec un refroidissement localisé près de la sortie, la stratification thermique peut être limitée. Cependant, l'impact de la taille de la cellule sur l'écoulement dans le canal reste une question ouverte.

Pour réduire la taille du canal, on peut utiliser l'eau comme fluide d'étude. En effet, à densité de flux de chaleur et géométrie identique, le nombre de Rayleigh est multiplié par 10 entre une expérience en air et la même en eau. Cependant, l'utilisation de l'eau élimine le rayonnement entre surface et modifie le nombre de Prandtl. Dans ce travail, l'eau est avant tout choisie pour s'affranchir des effets radiatifs afin de proposer, entre autre, des mesures de référence pour les simulations

sans rayonnement.

L'environnement extérieur du canal a un effet important sur l'écoulement de la convection naturelle. Il est difficile de contrôler la stratification thermique externe du canal. Daverat et al. [25] ont étudié l'influence de la stratification sur un canal en eau symétriquement chauffé avec une densité de flux thermique uniforme. Ils ont réalisé des mesures de températures et de vitesses pour 5 niveaux de stratification différents de 0 à $9,1\text{ °C}\cdot\text{m}^{-1}$. Ils montrent que l'écoulement est très sensible par rapport à ce paramètre. Une stratification de $0,4\text{ °C}$ suffit pour commencer à entraîner l'atténuation des fluctuations, la diminution du débit, l'augmentation des températures, et la suppression de l'effet cheminée. Dans la référence [26], les mêmes auteurs observent une asymétrie sur les températures de paroi qu'ils attribuent à la régulation de la température d'eau en dehors du canal avec le système de refroidissement qui est difficile à équilibrer.

Dans cet article, Daverat et al. [26] montrent également la présence de fortes fluctuations de vitesse en entrée du canal (environs 30%) par Vélocimétrie laser Doppler (LDV). Cette importante intensité turbulente nécessite une acquisition longue des échantillons (1h par point) qui permet d'obtenir des moyennes correctes. De plus, le niveau de ces fluctuations en entrée a un impact important sur l'écoulement dans le canal. L'origine de ces fluctuations est probablement due au confinement du canal dans une cellule de dimension finie. Les fluctuations sortant du canal peuvent revenir à l'entrée sans être suffisamment atténuées.

Sanvicente *et al.* [80] ont réalisé des tests de reproductibilité des mesures pour les mêmes conditions expérimentales dans un canal en air. Les températures en entrée du canal ont un écart maximal de $4,5\text{ °C}$ entre les expériences. Les résultats montrent que, malgré une reproductibilité raisonnable sur les températures, un écart important est observé sur le profil de vitesse en sortie du canal en proche paroi chauffée où le gradient de vitesse est élevé dû à l'influence des conditions externes d'une expérience à l'autre. Les intensités turbulentes mesurées ne sont pas reproductibles et dépendent fortement de l'expérience.

1.5.3 Difficultés des études numériques

L'étude de la convection naturelle dans une géométrie simple peut paraître tout à fait abordable avec les moyens de calcul actuels. Cependant, pour un écoulement ouvert, une réelle difficulté numérique se pose dans la définition des conditions aux limites. En effet, pour un canal ouvert situé dans un milieu infini le bord du domaine est soit limité par l'entrée et la sortie du canal, soit par une frontière englobant le canal. En 2013, Desrayaud *et al.* [30] ont présenté des solutions d'un benchmark numérique sur la convection naturelle sur un canal vertical ouvert. Les solutions sont issues de la comparaison des résultats de huit équipes françaises. Cette étude numérique est basée sur la configuration de Webb et Hill [84] (§1.5.4). Une paroi est chauffée à densité de flux de chaleur imposée et l'autre étant adiabatique. Les zones d'entrée et de sortie sont adiabatiques, seule la partie centrale de la paroi est chauffée. L'étude est réalisée en 2D dans l'air avec $Pr = 0.71$ pour $Ra_b^* = 5.10^4$ et un rapport d'aspect, hauteur totale sur largeur, de 10. Les transferts radiatifs et conductifs ne sont pas pris en compte. Comme suggéré initialement par Dalbert *et al.* [23], la dépression en entrée liée à l'aspiration du fluide est prise en compte en appliquant

1. Positionnement de l'étude

le théorème de Bernoulli le long d'une ligne de courant entre l'entrée et un point en dessous du canal où le fluide est au repos et la pression à une valeur de référence. Dans l'étude de Desrayaud *et al.* [30], une condition du même type est appliquée en sortie si un écoulement de retour apparaît. Pour modéliser cette dépression, on peut déterminer la pression à partir de la relation de Bernoulli appliquée en chaque point de la section par laquelle le fluide entre dans le canal, ou bien considérer qu'elle est constante en moyennant sur la section. On parle de condition de Bernoulli locale dans le premier cas, de condition de Bernoulli globale dans le second. En imposant différents jeux de conditions en entrée et en sortie, les aspects thermique et dynamique sont analysés. Les résultats montrent que les conditions aux limites ont un impact important sur les variables dynamiques et moins important sur le transfert thermique. En effet, on observe des variations de moins de 2% sur les nombres de Nusselt et de plus de 30% sur le débit mesuré dans la section d'entrée.

Parmi les équipes qui ont participé au benchmark, deux thèses ont été soutenues récemment par Zoubir [87] et Garnier [42]. Zoubir *et al.* [88] ont comparé les résultats numériques avec les résultats expérimentaux de Daverat *et al.* [27] pour un canal en eau soumis à un chauffage symétrique. Zoubir a réalisé une étude numérique avec la méthode de la différence finie pour résoudre les équations de Navier-Stokes pour un écoulement en 2D avec l'approximation de Boussinesq. Son code est validé avec les solutions du benchmark pour le cas d'un chauffage asymétrique dans un canal en air. Comme l'étude de Desrayaud, son travail montre que le calcul des nombres de Nusselt moyens et locaux n'est pas affecté par les conditions aux limites en pression. Par contre, l'influence est observée sur le champ de vitesse : l'utilisation d'une pression en entrée de type Bernoulli global surestime le débit par rapport au cas de Bernoulli local. Pour cette raison, il utilise la condition de Bernoulli local pour la pression en entrée du canal pour réaliser la comparaison avec l'étude expérimentale de Daverat. Il s'agit du cas d'un chauffage symétrique dans un canal en eau. Les résultats sont comparés pour 5 nombres de Rayleigh : Ra_b^* compris entre $1,67 \cdot 10^6$ et $4,29 \cdot 10^7$. Les profils de températures et de vitesses sont en accord satisfaisant seulement pour les deux Ra_b^* les plus petits. L'écart est important sur les grandeurs thermiques et dynamiques pour les autres Ra_b^* . Les simulations numériques conduisent à un écoulement laminaire et stationnaire alors que l'écoulement est plutôt instationnaire et turbulent dans l'étude expérimentale. La différence peut venir du fait que dans l'étude numérique les perturbations ne sont pas introduites dans la condition limite en entrée du canal, alors que expérimentalement l'écoulement entrant présente des fluctuations importantes. De plus, l'écoulement n'est probablement pas 2D comme nous le montreront dans ce travail en phase de démarrage, une hypothèse forte prise par l'étude numérique.

Garnier [42] a réalisé une étude numérique 2D pour le cas d'un chauffage asymétrique par une méthode de volumes finies avec l'approximation de Boussinesq. Il a utilisé deux approches qui se distinguent par l'étendue du domaine de calcul : la première qui inclut à la fois le canal vertical et son environnement extérieur représenté par un réservoir fermé, et la deuxième qui est restreint aux limites géométriques du canal. Il montre que si le domaine de calcul n'est pas suffisamment grand, l'écoulement n'est pas une bonne approximation d'un écoulement dans un canal plongé dans un milieu infini. En effet, son étude a mis en évidence les interactions entre le canal et son environnement extérieur. Il est observé qu'en dehors du canal, une

stratification thermique s'établit et le jet chaud sortant oscille. Le débit en entrée du canal est donc influencé par cet environnement externe. L'étude montre également que la présence d'une surface libre en haut du réservoir peut modifier la forme de l'écoulement et donc avoir un impact sur l'évolution de l'écoulement de retour. Il faut donc prendre en compte l'environnement du canal surtout si le rapport entre la taille de l'environnement extérieur et celle du canal est faible. Puis il compare deux jeux de conditions aux limites pour la modélisation réduite (canal seul) à partir des résultats d'une simulation complète avec environnement (une avec une condition de Neumann homogène sur la vitesse d'entrée ; et l'autre avec une contrainte tangentielle nulle) avec une condition aux limites en pression de type Bernoulli locale. Malgré un bon accord sur les quantités globales, la condition limite de type Bernoulli locale est montrée incapable de prédire les profils de pression et de vitesse en entrée et sortie du canal. Seules les conditions limites combinant l'environnement externe (le profil de pression) et une contrainte tangentielle nulle sont capable de prédire l'écoulement aux deux extrémités du canal.

Lau *et al.* [56] ont réalisé une étude numérique et expérimentale sur le même canal en air. Pour la partie numérique, ils utilisent la méthode LES (Large-Eddy Simulation) et les domaines de calcul supplémentaires sont rajoutés en-dessous et au-dessus du canal. Ils parviennent à retranscrire la dynamique instationnaire de l'écoulement en considérant un bruit blanc en entrée du canal du même ordre de grandeur que l'intensité turbulente mesurée expérimentalement pour obtenir un accord satisfaisant entre les données expérimentales et numériques.

Ces derniers travaux sont les rares études à analyser aussi finement l'impact du choix des conditions aux limites et du domaine de calcul (avec ou sans environnement extérieur et l'influence de la taille de la boîte choisie). Ils montrent que les résultats numériques sont très dépendants de ces choix. Cependant, il n'existe toujours pas de conditions limites de référence et leurs choix restent encore un problème pour l'étude d'un canal ouvert. De ce fait, les données expérimentales de référence détaillées, les profils de vitesse et de pression en entrée et sortie du canal en particulier, sont nécessaires pour établir les bonnes conditions limites pour les études numériques. De plus, il faut tenir compte de ces problèmes de conditions limites lorsque l'on analyse des résultats numériques qui restent très dépendant de ces choix.

1.5.4 Deux régimes particuliers pour les écoulements laminaires

Concernant les études des phénomènes physiques de la convection naturelle dans un canal vertical, les premiers travaux ont été menés sur les écoulements à faible nombre de Rayleigh pour principalement les applications de refroidissement de composants électroniques. Ces premières études ont mis en évidence deux régimes d'écoulement au sein d'un canal vertical pour les écoulements laminaires et stationnaires : un régime dit pleinement développé à un nombre de Rayleigh petit et un régime de plaque plane verticale. Le régime pleinement développé correspond à une solution analytique donnée par Aung [11]. Pour la condition de température de paroi imposée, ce régime est observé expérimentalement par Aung *et al.* [12] pour un canal asymétriquement chauffé, et numériquement par Bodoia et Osterle [14] pour le cas de chauffage symétrique pour des nombres de Rayleigh (basés sur la température de paroi et l'écartement du canal) inférieurs à 2 et 5 respectivement. Pour un flux de

1. Positionnement de l'étude

chaleur imposé aux parois et un canal infini, une solution avec un champ de vitesse parallèle aux parois, indépendant de la hauteur, et une stratification thermique linéaire fixée est aussi donnée par Aung [11]. Dans ce régime, observé pour des petits nombre de Rayleigh et pour des canaux petits rapport d'aspect $\Gamma = \frac{b}{H}$, la chaleur est transportée par diffusion moléculaire uniquement dans le sens transverse et par convection pure dans le sens vertical. Webb et Hill [84] ont observé ce régime sur un canal en air avec chauffage asymétrique. Dans leur étude, les zones d'entrée et de sortie sont adiabatiques, seule la partie centrale de la paroi est chauffée. Les expériences sont réalisées pour un nombre de Rayleigh modifié Ra_b^* de 503 à $1,75 \cdot 10^7$. Ils ont constaté que l'écoulement est pleinement développé pour les nombre de Rayleigh Ra_b^* inférieurs à 10^5 , mais le rapport d'aspect n'est pas précisé.

Pour des nombres de Rayleigh et des rapports d'aspect plus élevés mais toujours en régime laminaire, le transfert thermique aux parois ne sera quasiment pas influencé par la présence de l'autre paroi et on trouve un écoulement similaire à celui le long d'une plaque plane. Une solution autosimilaire de cet écoulement est déterminée par Sparrow et Gregg [82], solution retrouvée par Lin et Armfield [60] par une analyse des ordres de grandeur pour $Pr < 1$. Ce régime est observé expérimentalement dans un canal par les références [12, 63, 84, 85] et numériquement par [12, 14]. Pour le cas d'un chauffage asymétrique, l'expérience d'Aung *et al.* [12] avec de l'air atteint le régime de plaque plane verticale à $Ra_b^* \geq 10^2$, en bon accord avec leur simulation numérique. Les résultats expérimentaux de Webb et Hill [84] approchent asymptotiquement la solution analytique de la plaque plane verticale [82] pour les nombre de Rayleigh Ra_b^* supérieurs à 10^5 . Plus récemment, Khanal et Lei [50] ont retrouvé les corrélations de la solution de la plaque plane dans le cas d'un canal chauffé asymétriquement par une analyse des ordres de grandeur pour les fluides avec $Pr < 1$. Ils concluent que lorsque $Ra_b^* > Pr^{-1}$, l'épaisseur de la couche limite thermique reste inférieur à la largeur du canal et le régime de la plaque plane verticale est atteint. Pour le cas d'un chauffage symétrique, Wirtz et Stutzman [85] observe ce régime dans un canal en air pour les $Ra_b^* \geq 10^3$.

Concernant les études dans l'eau, Miyatake *et al.* [63] sont les premiers à avoir réalisé une étude numérique et expérimentale avec chauffage asymétrique à flux constant pour les nombre de Rayleigh Ra_b^* de $4 \cdot 10^{-1}$ à $\sim 3 \cdot 10^3$. Ils ont obtenu la solution de la plaque plane verticale pour les canaux courts ($Ra_b^* \geq 10^3$).

Ces études montrent l'existence du régime de plaque plane verticale et du régime pleinement développé. La limite entre les deux régimes déterminée expérimentalement est trouvée dans la gamme $10^2 < Ra_b^* < 5 \cdot 10^3$. Cette incertitude peut provenir du choix du critère définissant le régime de plaque plane, c'est-à-dire l'écart à la loi de puissance $Ra_b^{*1/5}$ en dessous duquel les auteurs considèrent que le régime est atteint. Par ailleurs, la plupart des auteurs n'utilisent pas le rapport d'aspect comme nombre sans dimension indépendant : ils supposent que la limite entre les deux régimes est déterminée principalement par le nombre de Rayleigh modifié.

1.5.5 Observation de la transition à l'écoulement turbulent

Pour une application telle que les façades double-peaux le nombre de Rayleigh typique est élevé ($Ra_b^* \sim 10^{10}$) et un écoulement turbulent est souvent observé pour des nombres de Rayleigh Ra_b^* supérieurs à 10^5 . De nombreux chercheurs se

sont intéressés au caractère turbulent des écoulements en canal vertical à grands nombres de Rayleighs par des simulations numériques ou des études expérimentales. Ces dernières décennies, les techniques optiques de mesure de vitesse (Vélocimétrie par Images de Particules - PIV et Vélocimétrie Laser Doppler - LDV) ont permis d'obtenir des profils de vitesse par des méthodes non intrusives. Dans cette partie, on se focalise sur la transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent.

Parmi les études expérimentales, Miyamoto *et al.* [62] ont réalisé une des premières observations de la transition dans un écoulement de convection naturelle au sein d'un canal vertical en air. Ils ont travaillé sur un canal de 5 m chauffé asymétriquement à flux constant. Les températures de paroi et les vitesses sont mesurées pour différents rapports d'aspect ($H/b = 100, 50, \text{ et } 25$). Ils fournissent des profils de vitesse moyenne à trois hauteurs différentes et des profils de fluctuation de vitesse et de température à $x = 3840$ mm dans le canal. Ils ont observé un maximum sur le profil de température de paroi à une distance de 1 à 2 m de l'entrée du canal ($Ra_x^* \sim 2.10^{11}$) pour des nombres de Rayleigh Ra_b^* de 2.10^4 à 2.10^7 . Ils ont attribué ce maximum à une transition laminaire turbulent de l'écoulement qui conduit à l'augmentation du coefficient de transfert thermique local grâce à un mélange plus important. La position de la température maximale s'éloigne de l'entrée lorsque l'écartement diminue. Plus tard, Katoh *et al.* [48] montrent sur la même expérience qu'au delà de la zone de transition, la vitesse proche de la paroi chauffée n'augmente plus et reste constante ou même diminue. L'intensité turbulente atteint son maximum dans la région de la transition et diminue légèrement après. De plus, ils montrent qu'une diminution de l'écartement tend à déplacer le point de température maximal en paroi vers la sortie. Ce qui revient à dire que l'augmentation du rapport d'aspect H/b retarde la transition. L'effet de la géométrie de l'entrée avec l'ajout d'une forme arrondie (bell-mouth) est observé sur la transition qui est retardée et les quantités turbulentes qui diminuent mais pas sur les températures et les vitesses moyennes. Cette étude a longtemps été considérée comme une référence et a fait l'objet de comparaison avec des études numériques notamment. Ainsi, Fedorov et Viskanta [36] sont les premiers à réaliser des études numériques sur un canal chauffé asymétriquement pour les conditions à flux constant et à température constante. Un modèle $k - \epsilon$ à bas nombre de Reynolds est utilisé. L'impact de l'intensité turbulente en entrée est analysé. Ils ont montré que pour $Ra_b^* = 7.10^5$ et $H/b = 50$, la transition à l'écoulement turbulent repérée par la position du maximum de température de paroi se situe à 3,8 m ($Ra_x^* = 5.10^{13}$) de l'entrée sans turbulence en entrée. La transition observée numériquement est donc retardée par rapport à celle observée par Miyamoto *et al.* [62]. Les auteurs montrent que l'ajout d'un bruit en entrée (une intensité turbulente de 15%) avance la transition. Ce nouveau problème numérique de la sensibilité à l'intensité turbulente imposée en entrée est également constaté dans l'étude de Muresan *et al.* [64]. Cette recherche présente une étude numérique de la configuration de Miyamoto *et al.* [62] basée sur un modèle $k - \epsilon$ à bas nombre de Reynolds. À la différence de Fedorov et Viskanta, le transfert radiatif est pris en compte et est modélisé dans les trois couches du collecteur. Un bon accord avec les résultats expérimentaux de Miyamoto *et al.* [62] est trouvé pour une intensité turbulente en entrée de 1,5% avec une transition observée à une distance entre 1 et 2 m de l'entrée du canal ($Ra_x^* \sim 2.10^{11}$). Plus récemment, Lau *et al.* [55, 58] ont réalisé une étude numérique avec la méthode LES (Large-Eddy Simulation) en 3D de la

1. Positionnement de l'étude

configuration de Miyamoto *et al.* [62]. Une paroi est chauffée à densité de flux de chaleur imposée ($q = 104 \text{ W.m}^{-2}$) et l'autre adiabatique. L'étude est réalisée pour $H = 4,98 \text{ m}$, $b = 0,1 \text{ m}$, dans l'air. Le transfert radiatif n'est pas pris en compte. Les conditions aux limites sont repoussées sur des volumes ajoutés en amont et en aval du canal. Pour les conditions aux limites, Lau *et al.* se basent sur le travail de Gresho [46] et appliquent des contraintes nulles sur ces volumes comme cela est décrit dans la référence [57]. Les résultats présentés dans [55] montrent que le choix d'un modèle de sous-maille approprié permet de retrouver les résultats expérimentaux de Miyamoto *et al.* [62]. Ainsi, le profil moyen de température de la paroi chauffée est retrouvé avec une précision de 1°C pour une valeur moyenne de l'ordre de 25°C . En particulier, la position du point de transition est correctement simulée sans ajout de perturbations en entrée. La comparaison avec les simulations RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) de Fedorov et Viskanta [36] est sans appel. Les simulations de Lau *et al.* [57] ne prenant pas en compte le transfert radiatif, l'échauffement de la paroi adiabatique observé expérimentalement n'est pas retrouvé. 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. A partir de ces simulations, Lau *et al.* [57] ont étudié les mécanismes de transition. Ils ont donné une description quantitative de champs de vitesses moyens et fluctuants dans la zone de transition. A partir du centre du canal ($0,3 < x/H < 0,48$), une structure en panache se propage depuis une zone proche de la couche limite dynamique vers la paroi opposée. Lorsque cette structure atteint la paroi adiabatique, les fluctuations en température et vitesse apparaissent. Plus haut dans le canal, ces fluctuations deviennent plus chaotiques et aléatoires. Un maximum de vitesse vertical est observé entre $x/H = 0,53$ et $0,77$, après cette transition la vitesse diminue le long du canal, comme dans l'étude de Katoh [48]. L'étude montre aussi la présence de l'écoulement inverse qui contribue au caractère turbulent de l'écoulement.

Une fois le code validé, Lau *et al.* simulent l'expérience de Fossa *et al.* [38] qui ont réalisé une étude expérimentale avec un canal de 2 m dans l'air. L'entrée du canal est non chauffé sur 40 cm , l'écartement du canal peut varier de $0,03$ à $0,16 \text{ m}$, le canal est inclinable et des modes de chauffage uniforme et alterné sont testés. Pour un chauffage uniforme à une puissance de 200 W.m^{-2} , la température de paroi maximale est observée à $0,8 \text{ m}$ (correspondant à $Ra_x^* = 2.10^{11}$) de l'entrée de la zone chauffée pour un écartement de $0,1$ et $0,16 \text{ m}$. Lorsque l'écartement diminue à $0,03 \text{ m}$, le maximum de température de paroi se situe en sortie de canal indiquant qu'il n'y a pas de transition dans le canal. La comparaison de ces profils avec le code LES de Lau *et al.* [55] est moins satisfaisante que pour la configuration de Miyamoto *et al.* [62] tout en reproduisant assez bien la position du maximum de température. Cette étude est poursuivie et complétée par Sanvicente *et al.* [80] qui ont travaillé sur un banc expérimental en air vertical de $1,5 \text{ m}$ de haut, réglable en largeur, pouvant simuler un chauffage uniforme et alterné. Ils ont montré une diminution de température de paroi à partir des $3/4$ de la hauteur ($Ra_x^* = 6.10^{11}$). Ils associent ce maximum à un changement de régime de l'écoulement combiné probablement à l'effet du transfert radiatif. Les profils de vitesses obtenus par PIV à 5 hauteurs montrent une accélération du fluide le long de la paroi chauffée jusqu'à $x/H = 0,8$ puis une plus faible augmentation de vitesse est observée en $x/H = 0,95$. Cette

observation est compatible avec une accélération du fluide en proche paroi jusqu'à une hauteur entre $0,8H$ et $0,95H$ puis une décélération en sortie comme cela est observé sur les simulations de Lau *et al.* [55]. De plus, les mesures montrent, comme les simulations, une nette augmentation des fluctuations de vitesse en $x/H = 0.95$ au centre du canal par rapport aux autres profils. Cependant, les auteurs n'excluent pas que ces fluctuations soient dues à des fluctuations de pression dans le milieu environnant. Par ailleurs, Sanvicente *et al.* [80] donnent des cartographies des vitesses instantanées qui montrent l'existence de structures d'écoulement semblables à celles observées numériquement par Lau *et al.* [55].

Ce même type d'observation a été fait par Daverat *et al.* [26, 27] sur le dispositif expérimental utilisé dans ce travail de thèse mais pour une configuration de chauffage symétrique. Plus précisément, il s'agit d'un canal de 65 cm de haut et 4,5 cm de large en eau chauffé uniformément et symétriquement qui sera décrit plus en détails au chapitre 2. Au travers des profils de vitesse et de température dans le canal pour différentes puissances injectées de 46 à 562 W ($Ra_b^* = 1,71.10^6$ à $4,26.10^7$), ils ont mis en évidence la présence d'un changement de régime d'écoulement pour un nombre de Rayleigh identifié de $Ra_b^* = 10^7$. Ils montrent une transition qui correspond à un mélange plus efficace à partir de $x/H = 0,8$ ($Ra_x^* = 2.10^{12}$). Une première description de ce changement de régime est mise au point à partir des mesures de fluctuations de vitesse et de température. En dessous de la valeur critique de Rayleigh, le transfert thermique reste dans la couche limite et le gradient de vitesse augmente, ce qui augmente les fluctuations. Ces fluctuations favorisent le mélange thermique. Au-delà de ce Rayleigh critique, le mélange devient suffisamment efficace pour réduire le gradient de vitesse. A partir de cette transition, les fluctuations sont maintenues par un transfert thermique plus turbulent de la paroi vers le centre du canal.

Les tableaux 1.1 et 1.2 récapitulent les valeurs du nombre de Rayleigh Ra_x^* au point de transition pour les études expérimentale et numériques sur un canal vertical en air avec chauffage asymétrique. L'utilisation du nombre de Rayleigh modifié Ra_x^* pour décrire la transition ne montre pas d'influence claire du changement de rapport d'aspect sur la position de la transition. La différence entre ces valeurs est probablement aussi due à l'effet de l'entrée du canal : la présence de fluctuations avance la transition. En effet, l'environnement externe du canal pour les études expérimentales et l'intensité turbulence en entrée choisit pour les études numériques peuvent conduire à des différences sur la position de la transition.

Réf.	Études expérimentales			
	[62]	[48]	[80]	[27]
Ra_b^*	$2.10^6 - 5.10^8$	$2.10^6 - 5.10^8$	5.10^7	$2.10^6 - 4.10^7$
Ra_x^* transition	2.10^{11}	2.10^{11}	6.10^{11}	2.10^{12}
$\Gamma = b/H$	0,01-0,04	0,01-0,04	0,07	0,07

TABLE 1.1 – Nombre de Rayleigh Ra_x^* à la transition et rapport d'aspect b/H pour les études expérimentales sur un canal vertical en air avec chauffage asymétrique

Pour conclure, une transition à l'écoulement turbulent a été observée par plusieurs auteurs. Elle est caractérisée par un maximum de température de paroi, une augmentation des fluctuations et une vitesse en proche paroi qui augmente puis di-

1. Positionnement de l'étude

Réf.	Études numériques			
	[36]	[64]	[86]	[58]
Ra_b^*	7.10^5	$2.10^6 - 5.10^8$	856 – 5944	6.10^7
Ra_x^* transition	5.10^{13}	2.10^{11}	3.10^8	3.10^{13}
$\Gamma = b/H$	0,02	0,01-0,04	0,03	0,01-0,02

TABLE 1.2 – Nombre de Rayleigh Ra_x^* à la transition et rapport d'aspect b/H pour les études numériques sur un canal vertical en air avec chauffage asymétrique

minue le long du canal. Néanmoins, la position de la transition dépend de nombreux paramètres. Il reste à éclaircir l'influence de l'environnement et les mécanismes de déstabilisation.

1.5.6 Couplage convection-conduction

Les matériaux de construction et les composants PV ont des propriétés thermiques très variées qui peuvent avoir un impact sur l'écoulement de l'air dans la double-peau photovoltaïque. Or, la plupart des études sur la convection naturelle en canal vertical sont réalisées avec des parois plutôt bonnes conductrices de chaleur. C'est pourquoi dans cette partie, nous nous intéressons au couplage convection-conduction.

En prenant en compte la conduction dans les paroi, la condition limite n'est plus imposée à l'interface fluide/paroi, mais sur la face externe de la paroi. Pour la condition à température imposée, Burch *et al.* [20] montrent que la température à l'interface eau-paroi n'est plus uniforme. En effet, ils sont les premiers à étudier l'impact de la conduction dans les parois sur la convection naturelle laminaire au sein d'un canal vertical. Ils ont réalisé une étude numérique sur un canal en air, en différence finie, de la convection couplée avec la conduction en 2D. Les parois sont chauffées symétriquement et les faces externes des parois sont soumises à des conditions de température constante. Les calculs sont réalisés pour Ra_b^* de 1 à 10^6 . L'étude montre que la conduction a un impact important sur les profils de température, de vitesse, de pression et sur le débit. Cet impact est autant plus significatif que le nombre de Rayleigh Ra_b^* est élevé et que les parois sont moins conductrices. De plus, les températures de l'interface eau-paroi augmentent avec l'épaisseur des paroi et diminuent avec la conductivité thermique.

Pour la condition à une densité de flux de chaleur uniforme, Kim *et al.* [52] ont travaillé sur l'effet de la conduction dans la paroi sur un canal en air asymétriquement chauffé en imposant la condition limite sur la face externe de la paroi. Les éléments chauffants sont séparés du canal par les parois. Il s'agit d'une étude numérique 2D avec la méthode des différences finies. La gamme de Ra_b^* étudiée est de 1 à 10^4 . L'étude montre que la non-uniformité du flux thermique augmente avec l'épaisseur et la conductivité thermique de la paroi et diminue avec le nombre de Ra_b^* . De plus, la conduction dans les parois joue un rôle à plusieurs niveaux. Elle favorise l'uniformisation de la température des parois et augmente la température du fluide ainsi que le débit. Elle diminue donc le nombre de Nusselt et augmente le nombre de Reynolds. Cependant la plupart de ces effets sont atténués lorsque le nombre de Ra_b^* augmente contrairement au cas de température imposée [20].

Sparrow et Azevedo [83] ont réalisé une étude numérique sur l'effet de la condition aux limites de la paroi adiabatique. Le calcul en 2D de la convection dans le canal vertical est couplé avec la conduction en 2D dans la paroi non chauffée. Ils ont montré que la conduction dans la paroi adiabatique n'a pas d'impact sur le nombre de Nusselt.

Plus récemment, Chillà *et al.* [21] ont présenté un modèle analytique de conduction dans une paroi soumise à un chauffage uniforme sur une face et à un chauffage fluctuant sur l'autre. Cette configuration est une modélisation simple d'une condition aux limites réalisée expérimentalement par une paroi chauffée uniformément d'un côté et soumise à une densité de flux de chaleur imposée par l'écoulement, fluctuant en temps et en espace. Ils appliquent ce modèle à la convection Rayleigh-Bénard et montrent que la conductivité thermique et la capacité calorifique des parois peuvent modifier la relation Nu-Ra. Ils en déduisent des tendances pour limiter l'effet des parois et se rapprocher d'une condition à température imposée. Ainsi il est nécessaire d'avoir une conductivité thermique des parois élevée par rapport à celle du fluide. Cependant, la qualité de la condition aux limites va dépendre de la taille et du temps caractéristique associés aux fluctuations dans le fluide. Ainsi, les fluctuations dont la taille et l'épaisseur de la peau thermique associée sont grandes devant l'épaisseur de la paroi vont conduire à une variation de température en surface.

Finalement, on trouve peu d'étude qui s'intéressent à l'impact de la conduction des parois sur la convection dans le canal. Étant donné la diversité des matériaux rencontrés dans les composants solaires ventilés, il y a un véritable manque d'observation et de données sur ce point, notamment à grands nombres de Rayleigh.

1.5.7 Écoulement inverse

Les études, numériques et expérimentales, ont mis en évidence la présence d'un écoulement inverse en sortie de canal vertical pour un chauffage asymétrique. Sous certaines conditions de chauffage et de rapport d'aspect, cet écoulement de retour amène du fluide froid depuis la sortie du canal pour alimenter la couche de fluide près de la paroi chaude. Ce phénomène peut se développer dès les premiers instants de la phase transitoire et possède un caractère instationnaire [80]. L'impact de cet écoulement particulier sur le transfert thermique et la dynamique de l'écoulement nécessite une connaissance plus approfondie afin d'envisager les conséquences possibles sur des double-façades photovoltaïques.

Concernant les études expérimentales à faible nombre de Rayleigh, Sparrow *et al.* [81] sont les premiers à observer expérimentalement l'écoulement inverse pour le cas d'un chauffage asymétrique à température constante. Ils étudient un écoulement d'eau et ont visualisé les structures avec un colorant. Ils ont montré que la structure de écoulement de retour en haut du canal forme un "V" proche de la paroi froide. Leur étude montre que cette recirculation a lieu seulement si $Ra_{\Delta T_0,b}^*$ ($Ra_{\Delta T_0,b}^* = \frac{g\beta\Delta T_0 b^3}{\nu a\lambda} \frac{b}{H}$ avec ΔT_0 l'écart de température imposée) est supérieur à un seuil de l'ordre de 2000 et qui diminue quand l'écartement des parois augmente. Pour trois rapports d'aspect ($0,04 < \Gamma = b/H < 0,09$), ils établissent une corrélation expérimentale entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh du type :

$$Nu_{\Delta T_0,b} \propto Ra_{\Delta T_0,b}^{*n}$$

1. Positionnement de l'étude

où n est un exposant proche de $1/4$. En fixant $n = 1/4$ et en revenant aux grandeurs dimensionnées, on s'aperçoit que cette relation est en fait indépendante de la largeur du canal b . C'est en fait la corrélation obtenue pour la solution auto-similaire de la convection le long d'une plaque plane [68] :

$$Nu_{\Delta T_0, H} \propto Ra_{\Delta T_0, H}^{1/4}$$

où les nombres de Nusselt et de Rayleigh sont définis à partir de la hauteur du canal seulement ($Ra_{\Delta T_0, H} = \frac{g\beta\Delta T_0 H^3}{\nu a \lambda}$). Par conséquent, dans les configurations étudiées par Sparrow *et al.* [81], l'écartement est grand et le canal se comporte comme une plaque plane verticale, le transfert thermique est indépendant de la position de la paroi adiabatique. Ce qui est cohérent avec la conclusion des auteurs qui montrent que le transfert thermique n'est pas influencé par la recirculation. Il semble donc que l'apparition de la recirculation dans ce cas soit due à des paramètres externes au canal.

Les premières études numériques sur canal vertical montrant l'apparition de l'écoulement de retour sont réalisées pour les écoulements à faible nombre de Rayleigh ($Ra_b^* < 10^4$). Le développement de l'écoulement inverse est d'abord présenté par Kettleborough *et al.* [49] pour le cas d'un canal chauffé symétriquement à température constante à $Ra_b^* = 7.10^3$. Les conditions aux limites sont repoussées suffisamment loin de l'entrée du canal pour ne pas impacter le profil de vitesse. Naylor *et al.* [65] ont réalisé une étude similaire sur un canal chauffé symétriquement à température constante. Une condition d'écoulement de Jeffrey-Hammel est imposée sur un demi-cercle entourant l'entrée du canal. Contrairement à la prédiction de Kettleborough, Naylor *et al.* [65] n'observent pas d'écoulement de retour mais une zone de décollement en entrée dans leur étude numérique. Kihm *et al.* [51] ont analysé l'influence du rapport d'aspect sur l'écoulement de retour pour la première fois. Ils ont travaillé sur un canal en air pour Ra_b^* de 0.05 à 2000 et les H/b de 2 à 24. Une étude numérique 2D, avec l'hypothèse d'un écoulement laminaire, est menée en parallèle d'une étude expérimentale avec visualisation de l'écoulement avec la fumée. Les auteurs montrent que la longueur de pénétration augmente avec le rapport d'aspect H/b et que la recirculation a peu d'effet sur le transfert thermique global. Ils ont essayé de déterminer la condition d'apparition de l'écoulement de retour expérimentalement mais ils n'ont pas réussi. Les difficultés de ces études numériques résident dans le fait que les conditions limites imposées ont probablement un impact sur l'apparition d'un écoulement de retour.

Plus récemment, Dupont *et al.* [33, 34] et Samot *et al.* [76] ont réalisé une étude expérimentale des écoulements de retour sur un canal vertical en air de 0,64 m chauffé asymétriquement à densité de flux de chaleur constante. Dans les premières études [33, 34], l'écoulement de retour est observé par tomographie laser et une carte donnant l'existence d'un écoulement de retour dans le plan $Ra_H - H/b$ est donné. Un écoulement inverse permanent est observé dans la zone $Ra_H < 4,46.10^{10}$ et $9,14 < H/b < 16$. Pour les plus petits écartements ($H/b > 25,6$), aucun écoulement de retour n'est observé. En dehors de ces deux zones, des écoulements de retours intermittents sont observés. De plus, l'observation des fluctuations de température mesurées à l'aide d'un micro-thermocouple de 12 μm installé sur une perche montre

qu'elles sont comparables sans écoulement de retour ou avec un écoulement de retour permanent, alors qu'elles sont plus élevées lorsque l'écoulement de retour est intermittent. Les auteurs concluent que la présence d'un écoulement de retour pourrait relaminariser l'écoulement en proche paroi en réduisant la section de sortie de l'écoulement ascendant. Une analyse plus poussée des résultats est donnée dans la référence [34]. A priori, aucune transition n'est observée car la vitesse en proche paroi chauffée augmente de manière monotone selon la hauteur. On note que l'augmentation de vitesse est linéaire, ce qui est également observé pour l'expérience en eau dans notre étude (chap.3). Les profils de vitesse sont caractérisés par la méthode des vortex. Cette méthode consiste à rechercher la position du centre de vortex qui est représenté par le contour de vitesse nulle et à caractériser sa symétrie et sa largeur. Une classification de l'écoulement de retour est proposée par Dupont *et al.* [34] : absence, intermittence et permanence. Des définitions qualitatives sont données sur la base des histogrammes de vitesses d'une durée de 3 minutes. On peut s'attendre à obtenir un écoulement de type différent (probablement plus intermittent) lorsqu'on augmente la durée d'analyse. Pour notre étude, nous avons réalisé des mesures et analysé les mesures de vitesse à une échelle de temps plus longue (chap.4).

Parmi les expériences en eau, Ospir *et al.* [66] ont travaillé sur un canal de 360 mm avec une partie chauffée de 180 mm à densité de flux de chaleur constante pour un nombre de Rayleigh $Ra_b^* = 1,3 \cdot 10^7$. Le rapport d'aspect, défini par le ratio entre la hauteur chauffée et la largeur du canal est fixé à 5. Le canal est plongé dans une cuve de $500 \times 500 \times 1000$ mm³ qui ne possède pas de système de régulation de température ce qui limite la durée des expériences à une heure environ. Ils mesurent des profils de vitesse par une méthode de Particle Tracking Velocimetry. Cette méthode est basée sur la visualisation de la trajectoires de particules entraînée par l'écoulement et éclairée par une nappe laser. Les mesures sont faites en régime établi à partir de 2 ou 4 séries de 5 minutes. Un profil de vitesse moyen relativement plat est observé en entrée. Entre la paroi adiabatique et le centre du canal, ils observent une diminution de la vitesse moyenne jusqu'à une valeur proche de zéro. La vitesse n'est pas mesurée près de la paroi chaude probablement à cause des effets de variation de l'indice de réfraction dans la couche limite thermique. Des valeurs instantanées négatives sont observées près de la paroi adiabatique en sortie et correspondent à l'existence d'un écoulement de retour. La dispersion des vitesses instantanées montrent que les fluctuations sont très importantes avec des variations minimum-maximum supérieures à la valeur moyenne. Dans le même canal, Fohanno *et al.* [37] et Ospir *et al.* [61,67] ont réalisé des visualisations de l'écoulement par tomographie laser en utilisant des traceurs discrets (solides) et continus (pigment) pour des nombres de Rayleigh Ra_b^* de $4 \cdot 10^5$ à $4,5 \cdot 10^6$ et des rapports d'aspect H/b entre 5 et 7. Ils décrivent une topologie de l'écoulement de retour et étudient ses dimensions caractéristiques à différents instants et en fonction du nombre de Rayleigh et du rapport d'aspect. En régime établi (50 min après le démarrage), ils observent que la taille de l'écoulement de retour tend à augmenter avec l'écartement de parois et à diminuer avec le nombre de Rayleigh. L'analyse du régime transitoire montre l'évolution de la structure de l'écoulement avec l'existence d'une cellule de recirculation en forme de huit étendue sur les trois-quarts du canal. Récemment, Polidori *et al.* [69] ont étudié le démarrage de la convection sur le même canal en eau. Les expériences sont réalisées pour $Ra_b^* = 2,2 \cdot 10^6$ et $7,6 \cdot 10^6$ pour un rapport

1. Positionnement de l'étude

d'aspect H/b de 5, 2. Pour $Ra_b^* = 2.2 * 10^6$, ils montrent que le profil de température de paroi est identique à la solution de la plane plane verticale en régime laminaire avec notamment une évolution de la température en $x^{1/5}$, où l'axe x est la verticale ascendante. Cette étude montre l'évolution de la structure de l'écoulement de retour par des mesures PIV et des visualisations par tomographie laser. Une structure en forme de huit avec deux cellules de recirculation principales au voisinage de la côté de la paroi non chauffée est observée. Une analyse topologique de l'établissement de l'écoulement de retour est effectuée.

L'effet du rayonnement sur l'apparition de l'écoulement de retour est aussi étudié. Li *et al.* [59] ont réalisé une étude numérique 2D en écoulement laminaire sur un canal vertical en air avec la configuration de Webb et Hill. Ils montrent que le transfert radiatif supprime l'écoulement inverse. Zoubir *et al.* [89] ont également comparé l'étude numérique sur la convection naturelle pure avec le couplage convection et rayonnement. Ils ont aussi montré que le rayonnement empêche la présence de l'écoulement de retour qui est observé dans le cas de la convection pure et que le débit augmente. Il faut noter que ces deux études sont réalisées dans les laboratoires qui ont participé au benchmark [30] et ont donc fait attentions aux choix des conditions limites. Malheureusement, elles sont réalisées pour un écoulement à faible Rayleigh dans l'air et aucune étude expérimentale est réalisée avec visualisation des écoulements de retour qui pourrait valider ces simulations numériques. En revanche, pour le cas d'un canal en eau, l'écoulement de retour est très facilement observé.

Les phénomènes physiques du développement de l'écoulement inverse ainsi que les conditions d'apparition restent complexes. Le comportement intermittent avec les caractéristiques en temps et espaces nécessite plus de données expérimentales. L'influence thermique et dynamique de l'écoulement de retour ainsi que son caractère tridimensionnel sont à analyser.

1.5.8 Régime transitoire

Le régime transitoire de l'écoulement de la convection naturelle dans un canal vertical à partir de la mise en chauffe de la paroi est moins étudié que le régime stationnaire. Pourtant, dans les situations réelles d'une double-peau avec ou sans composant photovoltaïque, la variation de l'ensoleillement, les passages nuageux et d'autres conditions météorologiques entraînent des sauts de densité de flux de chaleur injectée dans le canal et ces situations correspondent donc au cas du régime transitoire. Plusieurs phénomènes, en particulier l'écoulement de retour, peuvent se développer dès les premières instants de la phase transitoire et avoir un impact important sur l'écoulement. Peu d'études expérimentales sont réalisées sur le régime transitoire. Parmi eux, Polidori *et al.* [69] et Ospir *et al.* [67] se sont intéressés surtout à l'écoulement de retour aux premiers instants de la mise en chauffage. Ces études sur le développement de l'écoulement de retour au régime transitoire ont été présentées dans la partie §1.5.7. Bhowmik *et al.* [13] ont réalisé une étude expérimentale dans l'eau. Dans leur étude, un chauffage asymétrique avec des sources discrètes est appliqué pour un canal vertical de 840 mm de haut, pour 5 mm de large et 20 mm de profondeur. Le nombre de Nusselt décroît en fonction du temps. Les corrélations Nu-Ra sont établies pour le régime transitoire.

Plusieurs études numériques portent également sur le régime transitoire de l'écou-

lement dans un canal vertical. Andreozzi *et al.* [7, 8] ont réalisé des études 2D en écoulement laminaire avec la méthode des volumes finies pour un canal vertical et un canal avec une extension adiabatique plus large à la sortie. Les simulations sont réalisées pour Ra_b^* de 10 à 10^4 dans l'air avec chauffage symétrique à densité de flux de chaleur constante. Les résultats sont similaires pour les deux configurations. La température de paroi ainsi que le nombre de Nusselt oscillent entre un minimum et un maximum avant d'atteindre le régime stationnaire. La température de paroi maximale se trouve d'abord au centre du canal, puis monte vers la sortie. L'écoulement de retour est observé pour les deux configurations. Concernant le temps d'établissement, la durée pour atteindre le régime stationnaire diminue lorsque Ra_b^* et le rapport d'aspect H/b augmentent.

Plus récemment, Garnier *et al.* [43] ont observé numériquement au démarrage le fluide sortant du canal comme un panache qui évolue en temps et en espace. Ce panache commence à avoir un impact sur l'écoulement dans le canal lorsqu'il atteint la limite haute du réservoir fermé qui définit le domaine de calcul. Des oscillations du jet entre les limites gauche et droite du réservoir sont observées. La direction du jet a un rôle déterminant sur le sens de recirculation globale du fluide dans le réservoir. Par exemple, un jet vers la gauche génère une recirculation dans le sens de l'aiguille d'une montre dans la partie droite du réservoir et facilite l'alimentation du fluide par le côté droit en entrée du canal. Il montre aussi l'influence de la stratification thermique dans le réservoir sur l'écoulement au sein du canal. Lorsque la stratification thermique atteint un certain niveau, l'effet cheminée est limité, ce qui traduit par une diminution du débit rentrant et du nombre de Nusselt.

Ces études sur le régime transitoire montrent la richesse de l'écoulement dès les premiers instants. Étant donné l'importance du régime transitoire dans les applications solaires, des recherches supplémentaires sont nécessaires.

1.5.9 Conclusions

L'état de l'art montre l'existence de nombreuses études globales sur les composants ventilés mais la structure locale de l'écoulement est moins étudiée. Cependant, une approche locale sur l'écoulement convectif dans un canal vertical est nécessaire pour mieux comprendre le comportement physique des double-façades ventilées.

Les difficultés des études de la convection naturelle en canal vertical ouvert sont discutées. Les études expérimentales en conditions contrôlées sont confrontées aux difficultés concernant le choix de la taille du canal et celle de son environnement. Elles rencontrent une autre difficulté qui est le contrôle de la stratification thermique en dehors du canal, un paramètre important influant sur l'écoulement. Les études numériques sur le canal ouvert montrent l'impact du choix des conditions aux limites et du domaine de calcul sur les résultats de calcul. Les données expérimentales de référence sont donc nécessaires pour établir les bonnes conditions limites.

La revue bibliographique s'est focalisée sur deux points traités dans la littérature. Le premier concerne les études sur les écoulements laminaires. Plusieurs études ont mis en évidence l'existence de deux régimes particuliers : le régime de plaque plane verticale et le régime pleinement développé. Le second point est l'observation de la transition à l'écoulement turbulent pour les écoulements à Rayleigh plus élevé par des études expérimentales et numériques. La température de paroi est maximale à

1. Positionnement de l'étude

la hauteur de la transition. Les fluctuations et la vitesse en proche paroi augmentent avant la transition et diminuent après.

L'étude bibliographique révèle plusieurs manques dans la littérature. Tout à d'abord, l'impact de la conduction des parois sur l'écoulement est rarement étudié. Le second manque porte sur l'écoulement inverse. Plusieurs études montrent l'existence d'un écoulement de retour ainsi que sa complexité. Plus de données expérimentales sont donc nécessaires pour mieux comprendre ce phénomène particulier. Un manque de données est également constaté sur les études en régime transitoire. Peu d'études sont menées sur l'écoulement en phase de démarrage alors que ce régime est particulièrement important dans les applications solaires.

1.6 Conclusions

L'intégration de panneaux photovoltaïques aux bâtiments est une des solutions prometteuses dans le contexte actuel de la réduction de la consommation énergétique dans le secteur du bâtiment et du développement des énergies renouvelables. Dans ce contexte, on s'intéresse à la configuration de double-façade qui permet de valoriser le maximum de surface disponible et de limiter l'échauffement des cellules photovoltaïques qui conduit à la diminution de rendement et à un vieillissement accéléré.

Au CETHIL, les études portent sur la connaissance des phénomènes physiques mis en jeu et sur la modélisation et l'expérimentation multi-échelle des composants d'enveloppe ventilés. Cette thèse s'inscrit sur l'expérimentation de la convection naturelle dans les enveloppes ventilées. La double-façade est modélisée par un canal vertical avec chauffage pariétal. Un banc d'essais a été développé dans le cadre de la thèse de C. Daverat. Dans la suite du travail de C. Daverat, cette thèse se focalise sur trois parties : une analyse des résultats expérimentaux de C. Daverat pour un chauffage symétrique par une approche zonale ; une étude du régime transitoire en phase de démarrage pour un chauffage asymétrique ; et une étude du régime stationnaire pour un chauffage asymétrique.

Une revue bibliographique est réalisée dans ce chapitre. Elle montre tout d'abord un manque d'études locales qui se focalisent sur la structure de l'écoulement. Ensuite, les difficultés des études expérimentales et numériques sont présentées. Puis, l'étude bibliographique est focalisée sur plusieurs aspects. Le premier aspect concerne les études qui ont mis en évidence l'existence des deux régimes particuliers pour les nombres de Rayleigh faibles. Les études de l'écoulement turbulent à Rayleigh élevées qui ont mis en évidence l'existence d'une transition sont également abordées. Enfin, l'état de l'art montre plusieurs manques dans la littérature. Le couplage conduction-convection est peu étudié alors que les matériaux rencontrés dans les composants solaires ventilés sont très variés. L'étude montre aussi que les phénomènes physiques lors du développement de l'écoulement inverse et ses conditions d'apparition sont mal connus. Plus de données expérimentales sur l'écoulement de retour sont donc nécessaires pour mieux comprendre ce phénomène particulier et complexe. Le régime transitoire est un autre point important dans les applications solaires étant donnée la variation de conditions météorologiques. Des données expérimentales sur les premiers instants de chauffage sont nécessaires pour mieux étudier ce régime.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du banc expérimental qui est constitué d'un canal vertical de 65 cm de haut situé dans une cellule de 1,5 m de haut remplie d'eau. Ce dispositif a été conçu durant le travail de thèse de C. Daverat [24]. Ce chapitre reprend les principales caractéristiques du banc et présente les améliorations apportées durant ce travail de thèse.

La première section présente la géométrie du banc d'essais en détail, de la cellule d'eau aux parois chauffantes en passant par les éléments de support.

La deuxième section décrit les conditions aux limites thermiques du canal. Les densités de flux de chaleur uniformes sont imposées aux parois chauffantes. Le chauffage est symétrique lorsque les deux parois sont soumises à une même densité de flux uniforme, et asymétrique lorsqu'une seule paroi est chauffée, l'autre étant adiabatique.

Les instruments de mesures sont ensuite présentés. Il s'agit de mesures thermiques de densité de flux de chaleur par fluxmètres et de température par thermocouple ; et de mesures de vitesses du fluide par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) et par vélocimétrie laser Doppler (LDV).

Enfin, le pilotage du banc d'essais est présenté. Le déroulement général d'une campagne de mesure est décrit étape par étape pour le cas en régime stationnaire et en phase de démarrage.

2. Dispositif expérimental

2.1 Géométrie du banc d'essais

Le banc d'essais est un canal vertical formé par deux blocs rectangulaires étanches positionnés face à face et plongés dans une cellule en verre remplie d'eau distillée. Les figures 2.1 montrent le schéma du banc. Les dimensions de la cellule en verre sont 1,5 m de haut (selon x), 60 cm de large (selon y) et 23,5 cm de profondeur (selon z). Les parois de la cellule en verre ont une épaisseur de 15 mm. Cette cellule est posée sur un support de 60 cm de haut pour que le canal soit à hauteur du regard. Le haut de la cellule d'eau se trouve donc à 2,1 m du sol. Pour pouvoir accéder à l'intérieur de la cellule, une plateforme est disposée comme montrée par la photo 2.2.

Les deux blocs parois sont reliés à des plaques support en PVC grâce à systèmes réglables. Le canal est ainsi délimité d'une part par les blocs parois, de 65 cm de haut (selon x) et 23,5 cm de profondeur (selon z) et d'autre part, par les vitres avant et arrière de la cellule en verre. L'écartement du canal b (selon y) est réglable grâce à des systèmes vis-écrous. L'entrée du canal est à 40 cm du fond de la cellule d'eau.

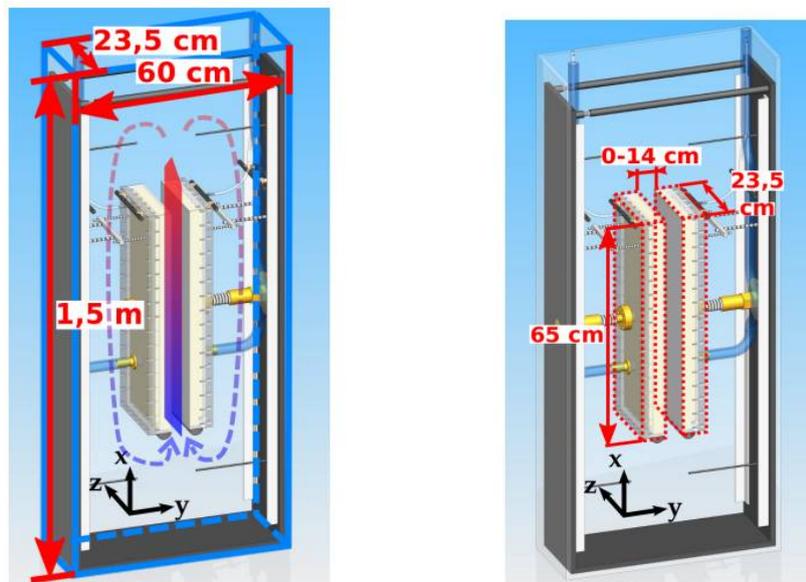


FIGURE 2.1 – Schémas du banc d'essais. *Extraits de la référence [24]*

2.1.1 Structure de support

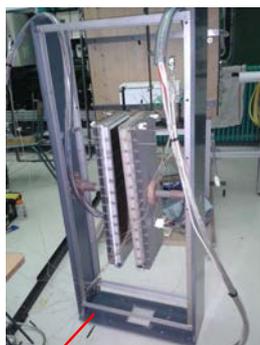
Les plaques support en PVC de 140 cm de haut (selon x) et de 20 cm de profondeur (selon z) sont en appui sur le fond de la cellule d'eau. Pour un meilleur contrôle de l'écartement et du parallélisme, le premier travail fut de rendre solidaires les deux blocs étanches afin de rigidifier la structure. Pour cela, les supports en PVC ont été reliés par quatre cornières parallèles avec un système d'équerres dans les coins, comme montré sur les photos 2.3.

L'écartement, la verticalité et le parallélisme des parois sont réglés à l'extérieur de la cellule en verre puis l'ensemble du canal est plongé dans l'eau. Ces réglages sont réalisés avec deux systèmes reliant les deux coins supérieurs de chaque bloc à

2.1. Géométrie du banc d'essais



FIGURE 2.2 – Photo du banc d'essais avec la plateforme. *Extrait de la référence [24]*



Ajout des cornières

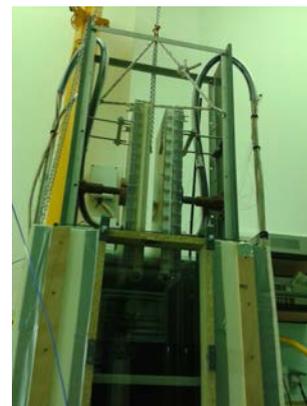


FIGURE 2.3 – La rigidification de la structure (à gauche) permet d'effectuer les réglages avant de plonger l'ensemble dans la cellule (à droite). Photo de la manutention de la structure avant d'être plongée dans la cellule d'eau (au centre).

2. Dispositif expérimental

leur plaque support. Les figures 2.4 montrent le schéma et les photos de ces systèmes de réglage. Les mesures sont effectuées avec un pied à coulisse en six points situés sur les côtés latéraux du canal (plans $z = 0$ et $z = l$). La précision absolue obtenue sur la largeur du canal b est de $\pm 0,8$ mm pour $b = 55,3$ mm, soit une incertitude relative de $\pm 1\%$. On a donc une grande amélioration par rapport à celle obtenue par Daverat [24] qui était de $\pm 5\%$.

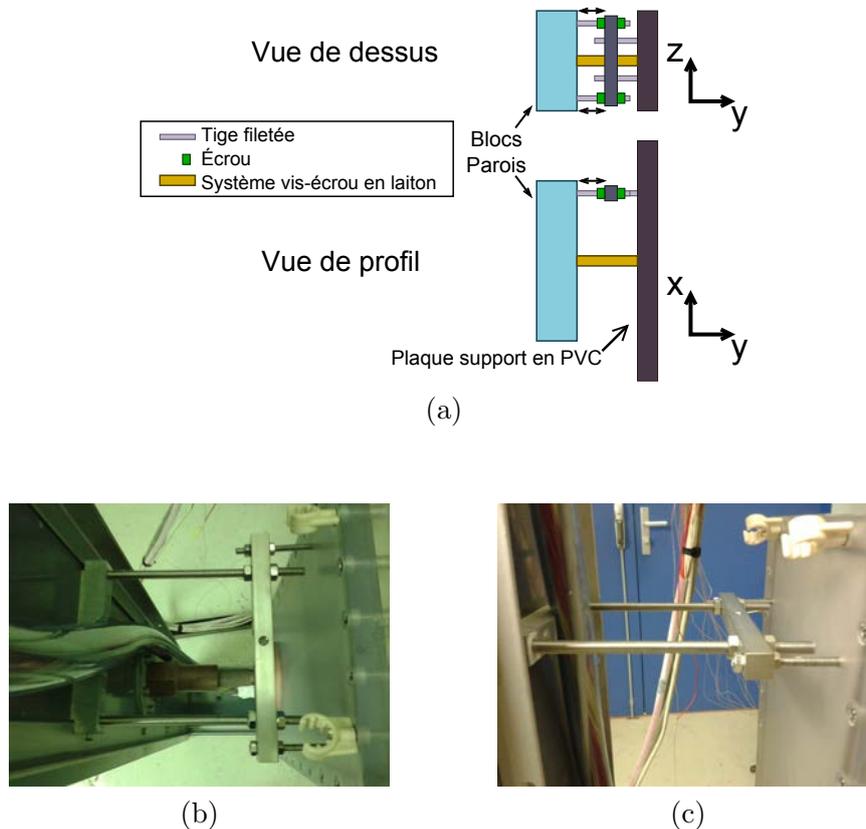


FIGURE 2.4 – Systèmes de réglage de l'écartement, du parallélisme et de la verticalité des parois. (a) Schéma. (b) Photo vue de dessus. (c) Photo vue de profil.

La manutention de toute la structure assemblée se fait avec un palan monté sur une potence d'une hauteur de 4,5 m. La photo du centre 2.3 montre la manutention de la structure avant d'être plongée dans la cellule d'eau.

Bien que toutes les pièces métalliques soient en acier inoxydable, des problèmes de corrosion avaient été constatés précédemment. En effet, plongées pendant des mois dans l'eau, les pièces finissaient par s'oxyder et avec la formation d'une couche de rouille de couleur brun-rouge qui troublait l'eau de la cellule. Pour pallier cette difficulté, une passivation de toutes les pièces en acier inoxydable constituant la structure support du canal a été effectuée par une entreprise spécialisée. La passivation permet de protéger les pièces en formant un film passif (une couche compacte d'oxyde de chrome) sur la surface des pièces par oxydation. Ce traitement a été réalisé sur toutes les pièces en acier inoxydable (cornières, vis, tiges etc.) par la société DBP Mayet à Lyon. Seules les plaques chauffées n'ont pas pu être traitées car elles sont collées sur le cadre en polycarbonate. Depuis ce traitement de surface,

le problème de rouille n'est quasiment plus rencontré.

2.1.2 Parois chauffantes

Les blocs parois sont constitués par une plaque chauffée, collée sur un cadre en polycarbonate, et un couvercle en polycarbonate qui se visse sur le cadre. (fig. 2.5a)

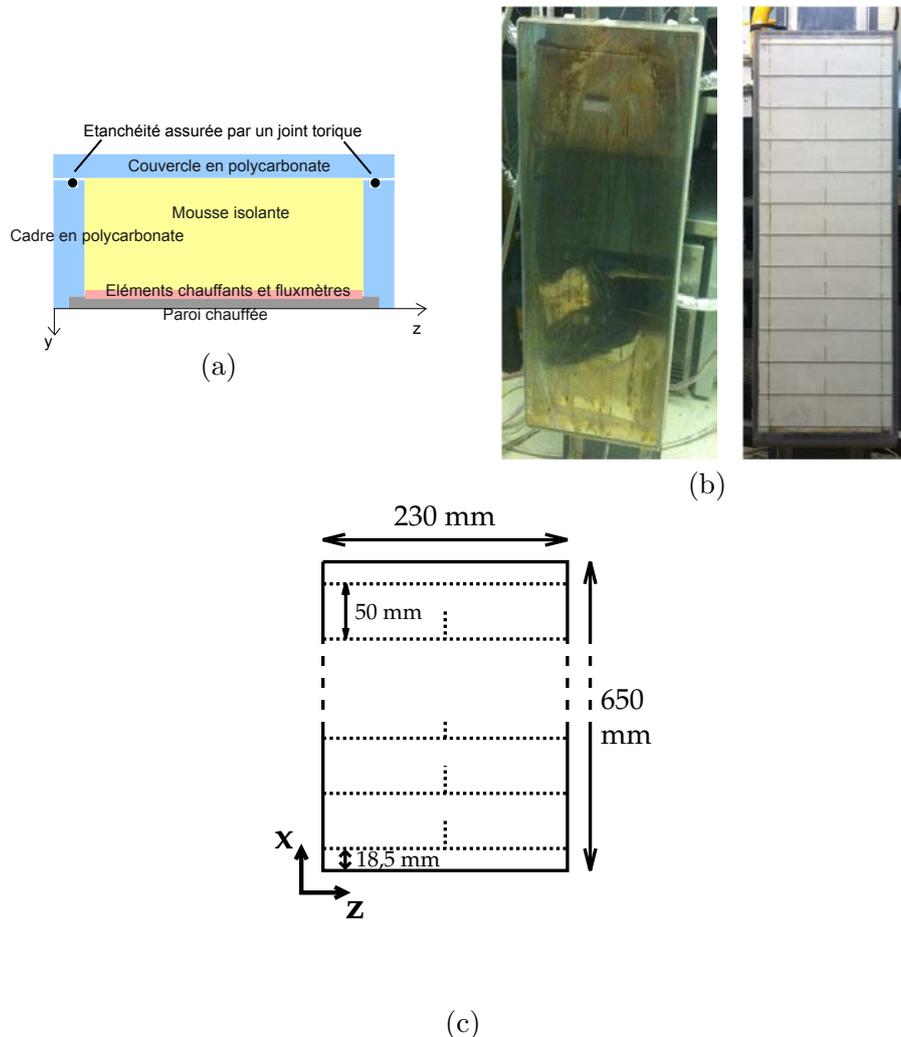


FIGURE 2.5 – Présentation des blocs chauffants. (a) Schéma de la vue de coupe. (b) Photos des parois chauffées. À gauche : paroi en acier inoxydable ; à droite : paroi en polycarbonate. (c) Schéma de la face intérieure des parois avec les rainures en pointillés.

Deux plaques chauffées différentes sont utilisées : l'une en acier inoxydable de 1,5 mm d'épaisseur et l'autre en polycarbonate de 6 mm d'épaisseur. Ces deux matériaux de parois sont choisis pour permettre l'analyse de l'influence de la conduction dans la paroi, étant donnée que la paroi polycarbonate est plus isolante (conductivité thermique $\lambda = 0,2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) par rapport à la paroi en acier inoxydable ($\lambda = 12 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Cependant, la mesure de température dans un matériau isolant traversé par un flux de chaleur présente des difficultés que l'on présentera dans

2. Dispositif expérimental

la section §2.3.2.

Un aperçu des parois est montré dans la figure 2.5b. Les faces externes des parois (en contact avec l'écoulement) sont peintes en orange fluorescent pour les mesures par PIV (voir la section 2.3.3).

Les faces internes (à l'intérieur du bloc paroi) des deux parois sont rainurées pour à la fois limiter la conduction dans la paroi selon x et permettre l'insertion des thermocouples. La disposition des rainures est schématisée dans la figure 2.5c.

Pour la paroi en acier inoxydable, les rainures sont de 1 mm de profondeur et de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ de section. Pour la paroi en polycarbonate, les rainures horizontales entre les chaufferettes (selon z) ont une profondeur de 3 mm et les rainures verticales (selon x) 2,5 mm.

La paroi en polycarbonate est moins rigide que la paroi en acier inoxydable. Elle peut se déformer sous la pression de l'eau comme montré dans la figure 2.6. Pour éviter la déformation de la paroi polycarbonate, des ponts supports en acier inoxydables en forme de U sont mis en place. Les pieds des ponts sont insérés dans les rainures de la paroi tandis que les «tabliers» des ponts sont en appui sur le couvercle du bloc-paroi qui est suffisamment rigide pour supporter l'effort de pression. Ces structures de support sont positionnés au-dessus de chaque chaufferette sauf aux deux extrémités. Elles sont réparties de façon à équilibrer la force de pression appliquée comme cela est montré sur la figure 2.7.



FIGURE 2.6 – La courbure des rainures vues par transparence montre la déformation de la paroi polycarbonate sous la pression de l'eau avant la mise en place des supports.

2.2 Conditions aux limites thermiques

Le canal est soumis à deux conditions de flux imposé sur les parois et mis dans un environnement à température imposée, engendrant la nécessité d'évacuer le flux injecté au sein du domaine fluide.

2.2.1 Flux de chaleur imposé aux parois chauffantes

Chacune des deux grandes parois du canal peut être chauffée par 12 chaufferettes indépendantes. Chaque chaufferette, constituée d'une résistance électrique plane,

2.2. Conditions aux limites thermiques

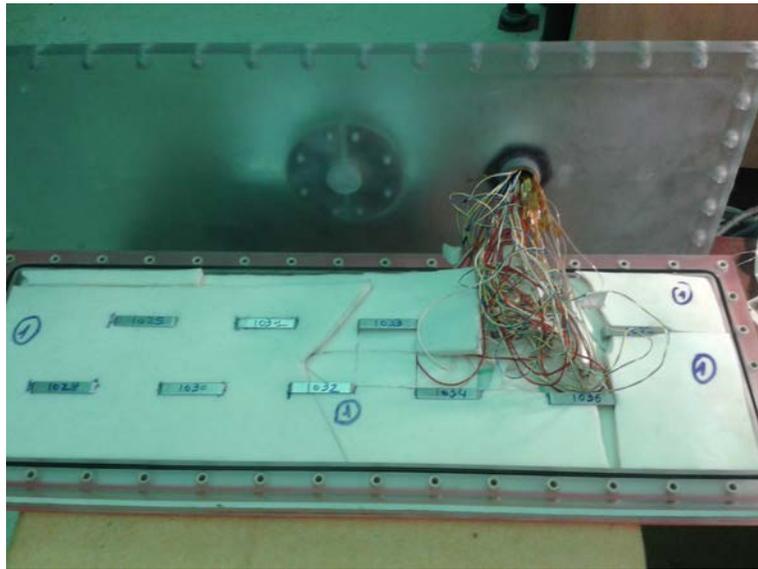


FIGURE 2.7 – Système de rigidification de la paroi en polycarbonate. Dix structures en U en acier reportent l'effort de pression sur le couvercle du bloc étanche. La mousse blanche est l'isolation thermique.

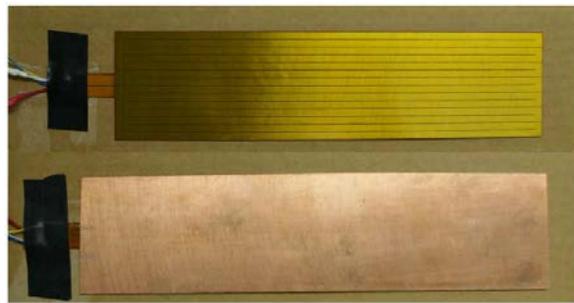
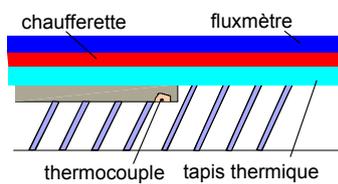


FIGURE 2.8 – Photo d'une chaufferette, face résistance en haut et fluxmètre en bas



(a)



(b)

FIGURE 2.9 – (a) Schéma des tapis thermique (bleu) positionné entre la paroi et les chaufferettes. (b) Photo prise lors de la mise en place des chaufferettes : on voit deux tapis thermiques (bleu) ; trois chaufferettes (cuivre) et deux ponts de rigidification de paroi.

2. Dispositif expérimental

permet d'imposer une densité de flux de chaleur constante sur une surface de 5×20 cm². La photo d'une chaufferette est montrée dans la figure 2.8.

Pour la paroi polycarbonate, des tapis conducteurs de chaleur sont utilisés entre la paroi et les chaufferettes pour améliorer l'appui des chaufferettes et ainsi la distribution uniforme de flux de chaleur (fig. 2.9). Malgré l'utilisation de ces rubans, la distribution homogène de flux n'est pas assurée notamment au voisinage des thermocouples, ce qui explique en partie la difficulté de mesure de températures dans la paroi (§ 2.3.2).

Trois couches de mousse isolante sont disposées dans le bloc paroi pour limiter les pertes thermiques dans les blocs (fig. 2.5a et 2.7).

2.2.2 Flux de chaleur imposé aux parois latérales

Étant donné que la cellule en verre est isolée à l'aide de 5 cm de Styrodur, les parois latérales sont considérées adiabatiques, donc un flux de chaleur nul est imposé. On notera que lorsque l'on réalise des mesures de vitesse, une partie de l'isolant doit être enlevée (fig. 2.10), ce qui peut provoquer des pertes thermiques.

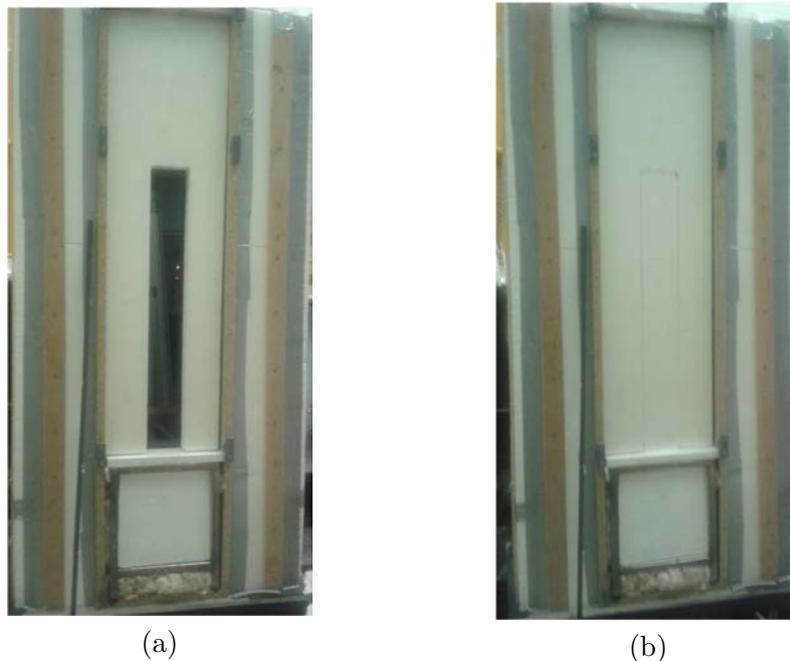


FIGURE 2.10 – Extérieure de la cellule en verre : (a) Configuration sans isolant / avec fenêtre de visualisation (b) Configuration avec isolation / sans fenêtre de visualisation

Une étude est réalisée pour estimer les pertes par les parois latérales du canal. Elle montre que ces pertes avec fenêtre de visualisation représentent environ 4% de la puissance injectée qui est de 300W. Cette étude est détaillée dans l'annexe A.

2.2.3 Température imposée à l'extérieur du canal

La température à l'extérieur du canal est réglée par un système de refroidissement composé d'un bain thermostaté, d'une pompe et d'échangeurs à contre-courant

2.2. Conditions aux limites thermiques

à eau. L'eau chaude est pompée en partie haute de la cellule à proximité des plaques supports. Elle passe ensuite dans les échangeurs. Puis, l'eau refroidie est réinjectée au niveau de la sortie du canal derrière les blocs parois, comme cela est représenté le schéma 2.11.

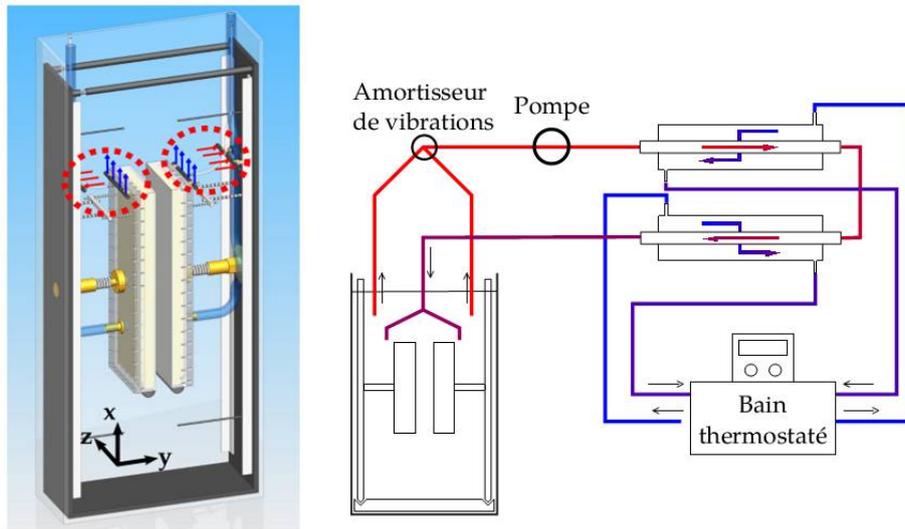


FIGURE 2.11 – Schéma du système de refroidissement. À gauche, positions des points d'aspiration et de refoulement ; à droite, boucle de régulation de l'eau. *Figures extraites de la référence [24]*

L'eau de la cellule est aspirée et refoulée par des diffuseurs en PVC possédant 4 trous de 8 mm chacun afin de limiter les perturbations. Les diffuseurs d'aspiration sont fixés sur les plaques support en PVC avec des clips et orientés horizontalement vers le canal. Les diffuseurs de refoulement sont fixés de la même manière au dos des blocs parois et orientés vers le haut (fig. 2.12).



FIGURE 2.12 – À gauche, photo d'un diffuseur avant montage ; à droite, photo d'un diffuseur d'aspiration monté sur la plaque support et d'un diffuseur de refoulement monté sur le bloc paroi.

Pour les premières expériences, la boucle de refroidissement est actionnée par une pompe à membrane avec un débit réglable manuellement de 1 à $3 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ couplée à un amortisseur pour éviter la perturbation de l'écoulement.

2. Dispositif expérimental

Suite à une panne, cette pompe a été ensuite remplacée par une pompe à engrenage de débit de 0 à 3 L.min⁻¹ pilotée par un signal sortie de 0 à 5 V issue d'une carte National Instrument®. De plus, la pièce où le banc d'essais est située est régulée en température pour limiter l'influence des variations de température journalière et saisonnière.

2.3 Instrumentation

Trois types de mesure sont réalisées : des mesures de densité de flux de chaleur, de température, et des mesures de vitesse. Les mesures de vitesses sont réalisées par PIV qui permet d'obtenir des champs de vitesse ; et par LDV qui permet d'obtenir la vitesse en un point.

2.3.1 Mesures de densité de flux de chaleur

Les mesures de flux de chaleur sont réalisées par des fluxmètres plats collés au dos de chaque chaufferette, comme montré dans la figure 2.8. Ces fluxmètres mesurent la densité de flux perdue dans les blocs parois.

La densité de flux de chaleur injectée dans le canal est ensuite obtenue par la puissance injectée calculée et la densité de flux perdue dans les blocs parois. La puissance injectée est déterminée à partir de la mesure de la tension de l'alimentation et de la valeur des résistances électriques (pour plus de détails, voir [24]). L'incertitude sur la mesure du flux de chaleur injecté dans le canal est de l'ordre de 0,01% [24] et la fréquence d'acquisition est de 0,17 Hz.

2.3.2 Mesures de température

Les mesures de température sont réalisées par des thermocouple de type K de 130 μm dans les parois, dans l'eau et dans les mousses isolantes. L'incertitude sur la mesure des thermocouples est de $\pm 0,05^\circ\text{C}$ [24]. La fréquence d'acquisition est de 0,17 Hz. Jusqu'à présent, les thermocouples de paroi étaient insérés uniquement au niveau du centre des chaufferettes et l'on disposait de 12 mesures de température par paroi. Pour avoir une meilleure définition du profil de température, 13 thermocouples sont ajoutés dans les rainures horizontales entre les chaufferettes. À l'extérieur du canal, 7 thermocouples montés sur des tiges sont installés derrière chaque bloc-paroi. Ils permettent d'évaluer la stratification thermique dans la cellule. Les thermocouples sont positionnés comme montré dans la figure 2.13.

- 25 thermocouples sont insérés dans les rainures de chaque paroi. Ils sont positionnés verticalement le long de la paroi sur l'axe central comme montré sur la figure 2.14.

Les thermocouples dans la paroi en acier inoxydable sont fixés avec de la pâte thermique de conductivité thermique de $\lambda = 1,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Pour la paroi en polycarbonate, l'utilisation de la pâte thermique n'est pas adaptée car elle a une conductivité thermique beaucoup plus élevée que celle du polycarbonate. Par conséquent, l'utilisation de la pâte favoriserait le passage de la chaleur et changerait la direction des lignes de flux thermiques. Une autre méthode de fixation est adoptée pour éviter ce problème dans la paroi polycarbonate. Elle

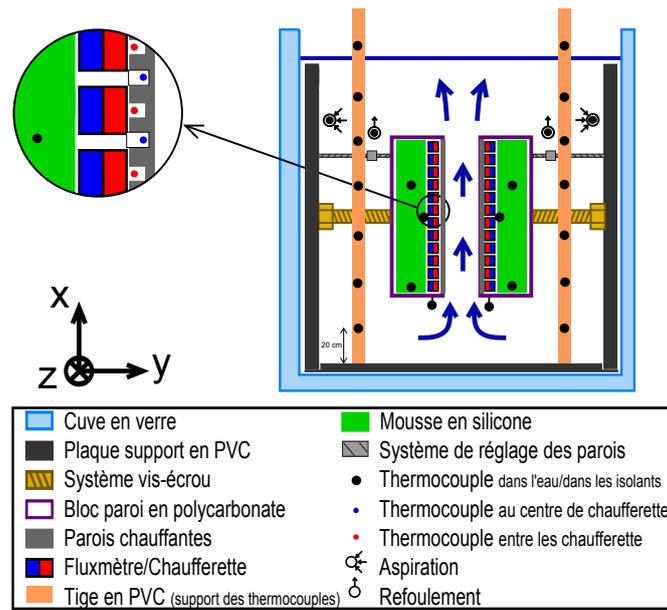


FIGURE 2.13 – Schéma du positionnement des thermocouples

consiste à coller, dans un premier temps, la pointe du thermocouple avec une fine pellicule de colle à base de cyanoacrylate (Cyanolite) dans la rainure de la paroi. Ensuite la rainure est remplie avec une résine epoxy (Araldite 2014) qui a une conductivité thermique proche de celle du polycarbonate et tient à haute température (fig. 2.15). Malgré cette nouvelle méthode de fixation, la mesure de température dans la paroi polycarbonate reste difficile comme nous allons le voir ci-dessous.

- Trois thermocouples sont insérés dans les isolants derrière les chaufferettes dans chaque bloc-paroi : près de l'entrée du canal, au centre, et en face de la 9^e chaufferette (en partant du bas), ce dernier est connecté à l'alarme de sécurité pour arrêter l'alimentation si la mesure dépasse 70°C .
- Les thermocouples sont aussi positionnés dans l'eau en entrée du canal sous les demi-ronds qui forment une entrée sans arête saillante.
- Deux tiges en PVC de 2 m sont plongées dans l'eau derrière chaque bloc paroi. Elles s'appuient sur le fond de la cellule en eau. 7 thermocouples sont collés sur chaque tige avec du silicone avec une distance de 20 cm entre eux depuis le bas de la tige.

Difficultés de la mesure de température dans la paroi polycarbonate

Dans le cadre de ce travail, il avait été prévu initialement d'étudier l'influence de la conductivité de la paroi chauffée sur le comportement de l'écoulement dans le canal. C'est pourquoi, l'une des parois a été réalisée en polycarbonate et instrumentée comme la paroi en acier. Cependant, la mise en œuvre s'est révélée être un point bloquant. En effet, la mesure de températures dans un matériau isolant traversé par le flux de chaleur injecté est difficile car la paroi est soumise à un fort gradient thermique selon son épaisseur. Or ceci conduit à deux difficultés majeures. Tout

2. Dispositif expérimental

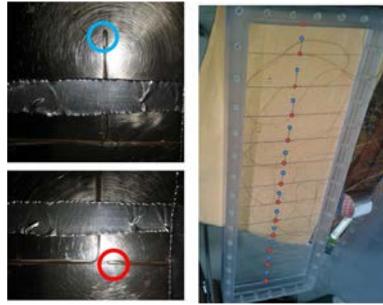


FIGURE 2.14 – Insertion des thermocouples dans les parois. Les marques rouge et bleus correspondent respectivement à une position en face du centre d’une chauffe-rette et entre deux chauffe-ettes. À droite : Insertion des 25 thermocouples dans la paroi en polycarbonate, À gauche : Zoom sur l’insertion de 2 thermocouples dans la paroi en acier inoxydable.



FIGURE 2.15 – Fixation des thermocouples dans la paroi en polycarbonate. (a) Schéma en coupe ; (b) rendu final.

d’abord, la moindre différence de la position de thermocouple selon la profondeur de rainure génère un écart de température important à cause du gradient thermique. L’incertitude de associée uniquement à un défaut de positionnement dans une plaque d’épaisseur e conduit à une incertitude sur la mesure de température de :

$$d\Delta_{PC}T \simeq \frac{q}{\lambda_{PC}} \frac{de}{e}$$

où $\Delta_{PC}T$ est la différence de température de part et d’autre de la plaque en polycarbonate, λ_{PC} est la conductivité du polycarbonate et q est le flux injecté en paroi. Avec un flux de chaleur de l’ordre $q \sim 3 \times 10^3 \text{ W.m}^{-2}$, une conductivité thermique $\lambda \sim 0,2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et une épaisseur $e = 6 \text{ mm}$, une erreur de positionnement de $de = 0,01 \text{ mm}$ conduit à une incertitude de $d\Delta_{PC}T \sim 8^\circ\text{C}$. Par conséquent, un étalonnage du capteur en condition opératoire s’avère nécessaire. De plus, la rainure étant remplie d’une colle de conductivité légèrement différente de celle du polycarbonate, les lignes de flux de chaleur seront déviées ce qui peut rendre caduque le modèle 1D utilisé ci-dessus.

La surface interne de la paroi polycarbonate et une vue de détail suivant l’épaisseur de la paroi (6 mm) sont présentés dans les figures 2.5c et 2.15. Les rainures de 3 et 2,5 mm de profondeur sont gravées sur la paroi pour le passage des thermocouples. Ainsi, les thermocouples insérés entre les chauffe-ettes sont à environ 3

mm de la surface en contact avec l'eau alors que les thermocouples situés au centre de chaque chaufferette sont à environ 3,5 mm. De plus, les thermocouples sont collés avec la résine epoxy Araldite 2014 avec une conductivité thermique proche de celle du polycarbonate mais qui n'est pas connue précisément. L'utilisation de ce produit pourrait favoriser le passage de la chaleur et changer la direction des lignes de flux thermique. Le flux thermique sur une même chaufferette n'est donc plus homogène alors que les fluxmètres mesurent le flux moyen d'une chaufferette. Cette valeur mesurée n'est donc pas représentative du flux de chaleur local aux niveaux des thermocouples. Malgré plusieurs essais de correction, nos connaissances sur la position du thermocouple et la conductivité équivalente ne sont pas suffisamment précises pour recalibrer les thermocouples et corriger les températures de paroi. Par conséquent, le travail portant sur l'étude du couplage convection/conduction n'a pas pu être réalisé.

2.3.3 Mesures de vitesse par PIV

La PIV 2-composantes 2-dimensions est utilisée pour obtenir 2-composantes de vitesses dans un plan. L'écoulement estensemencé au moyen de traceurs ayant une densité proche de celle du fluide qui sont éclairés par une nappe laser. Leur position est enregistrée par une caméra. La détermination de la distance parcourue par les particules entre deux images permet de remonter à la vitesse de l'écoulement [71]. Le schéma 2.16 illustre le principe de mesure par PIV.

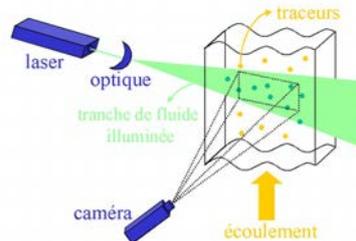


FIGURE 2.16 – Schéma d'un système de mesure par PIV

Les particules traceurs utilisées sont en polyamide, elles ont un diamètre moyen de $20 \mu\text{m}$ et une masse volumique de $1,021 \text{ kg/m}^3$. Le système de PIV utilisé est composé d'un laser NewWave pulsé NdYAG de longueur d'onde de 532 nm (vert), un générateur de nappe, des lentilles et des miroirs, une caméra et le logiciel de post-traitement LaVision DaVis. L'intervalle de temps entre l'acquisition des deux images est fixée à 30 ms et la fréquence d'acquisition est de 1 Hz. Pour le post-traitement, on effectue plusieurs passages de corrélation par FFT (transformée rapide de Fourier) avec des tailles de fenêtre décroissantes. La taille de la fenêtre de corrélation finale est de 32×32 pixel, ce qui correspond à une taille comprise entre $1 \times 1 \text{ mm}^2$ et $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$. L'erreur sur la position de paroi est donc de $\pm 1 \sim 2,5 \text{ mm}$.

L'incertitude sur la mesure de vitesse dépend principalement des paramètres suivant : la concentration de particules, le diamètre de particule, le bruit d'image, et la taille des fenêtres de corrélation [79]. On réalise ici une estimation simplifiée à

2. Dispositif expérimental

partir de trois sources d'incertitude :

- Incertitude liée à la calibration de l'image qui se fait à partir d'une cible plongée dans l'écoulement. On repère deux points dont la distance est connue (50 mm), et sur laquelle on estime l'incertitude à une dizaine de pixels soit 10/32 mm. Par conséquent, cela génère une incertitude relative sur les distances d'environ $0,3/50 \sim 0,1\%$. Avec des vitesses de l'ordre de 10 mm/s, l'incertitude absolue est d'environ 0,01 mm/s.
- Incertitude liée à la sédimentation des particules. Un calcul de la vitesse de Stokes conduit à une vitesse de sédimentation de 0,1 mm/s qui se rajoute à l'incertitude de la mesure.
- Incertitude liée au repérage des particules sur les images. En estimant l'incertitude due à une résolution d'un demi-pixel sur la position des particules, on obtient une incertitude sur les vitesses d'environ $\frac{0,5}{32 \cdot 30 \cdot 10^{-3}} = 0,5$ mm/s.

Par conséquent, les incertitudes dues à la calibration des images et à la sédimentation des particules sont petites devant l'incertitude liée au repérage des particules. Nous estimons l'incertitude absolue sur les vitesses par PIV à 0,5 mm/s.

Les parois du canal sont peintes en orange fluorescent pour minimiser les problèmes de réflexion du laser. En effet, un filtre de longueur d'onde 532 nm est installé sur la caméra. Lorsque la lumière verte ($\lambda = 532$ nm) du laser arrive sur la paroi peinte avec un revêtement fluorescent, elle est réfléchiée avec une longueur d'onde légèrement supérieure. Par conséquent, la lumière réfléchiée sur les parois peintes ne passe pas à travers le filtre de la caméra et donc ne perturbe pas l'image PIV.

La peinture est réalisée avec une bombe de peinture du commerce, ce qui implique que la surface de la paroi n'est pas parfaitement homogène en terme de sur-épaisseur, de plus lors de l'application de la peinture, des gouttes sont tombées sur la paroi. Par conséquent, les parois sont ensuite polies avec du papier de verre très fin (taille moyenne des grains de $18,3 \mu\text{m}$). Après polissage, les parois sont bien lisses au toucher. En tout état de cause, les sur-épaisseurs sont largement inférieures à l'épaisseur de la couche limite thermique et par conséquent ne devraient pas avoir d'influence sur l'écoulement et le transfert de chaleur.

Trois configurations différentes de mesures par PIV sont utilisées selon les expériences. Il s'agit d'éclairer le canal par le bas de la cellule d'eau pour une mesure dans un plan vertical en entrée ; par le haut du canal pour une mesure dans un plan vertical en sortie et par la face devant pour une mesure dans un plan horizontal en entrée du canal.

Éclairage par le bas - plan (x, y)

La configuration de l'éclairage par le bas est adoptée pour les mesures de vitesse dans un plan vertical en entrée du canal. La figure 2.17 montre le schéma de cette configuration. Le chemin optique du laser est réalisé avec le générateur de nappe et un miroir plan en dessous de la cellule d'eau qui renvoie la nappe laser dans le canal dans le plan vertical central ($xOy, z/l = 0,5$). La caméra est fixée sur le système de déplacement Newport (voir la section 2.3.4) devant la cellule d'eau. Elle peut ainsi se déplacer selon x pour obtenir les images du canal à la hauteur souhaitée. Cependant, les mesures plus haut dans le canal sont limitées dans cette configuration car les dépôts de particules au fond de la cellule et la diffusion de lumière par les

particules le long du canal diminuent la puissance du laser qui devient insuffisante pour réaliser des mesures de qualité. Pour pallier à ce problème, la configuration de mesure avec l'éclairage par le haut du canal est adoptée pour les mesures de vitesse plus haut dans le canal.

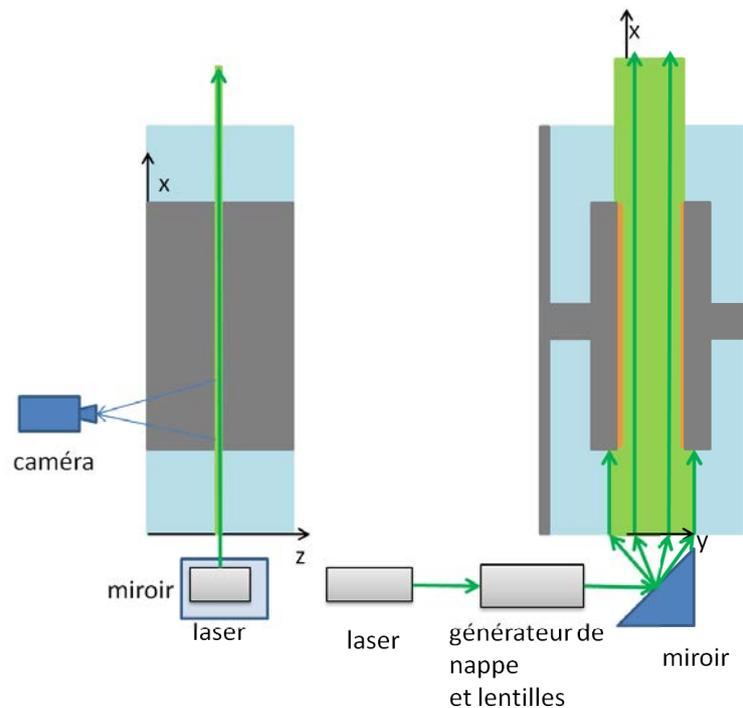


FIGURE 2.17 – Schéma du montage pour les mesures de vitesse par PIV avec éclairage par le bas du canal. À gauche : vue de côté. À droite : vue de face.

Éclairage par le haut - plan (x, y)

Pour cette configuration, un nouveau montage optique est mis en place pour permettre d'éclairer le canal par le haut. La figure 2.18 montre un schéma et la photo de la structure permettant de supporter les optiques. Constituée des profilés en aluminium, elle mesure de 2,5 m de haut pour 1 m de large et ainsi permet de poser des optiques au dessus de la cellule d'eau. Le système de mesure est constitué de plusieurs miroirs, d'un générateur de nappe de laser et de lentilles. Un verre carré anti-reflet à haute efficacité de la société Edmund Optics flotte sur la surface d'eau à l'aide de mousses pour que la nappe laser ne soit pas influencée par l'interface l'air-eau. La figure 2.19 illustre le schéma du trajet du faisceau laser. A l'aide de composants optiques créant un jeu de miroirs, une nappe laser est générée dans le plan central du canal ($z/l = 0,5$). La caméra est fixée de la même manière que pour la configuration de l'éclairage par le bas et permet d'obtenir les images PIV le long du canal à une hauteur choisie.

2. Dispositif expérimental

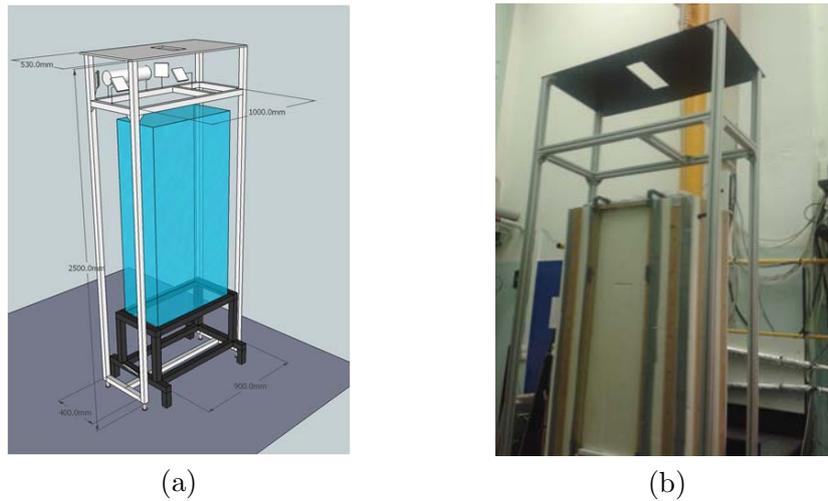


FIGURE 2.18 – Structure pour les mesures de vitesse par PIV avec éclairage par le haut du canal. À gauche : schéma du montage. À droite : structure sans les optiques.

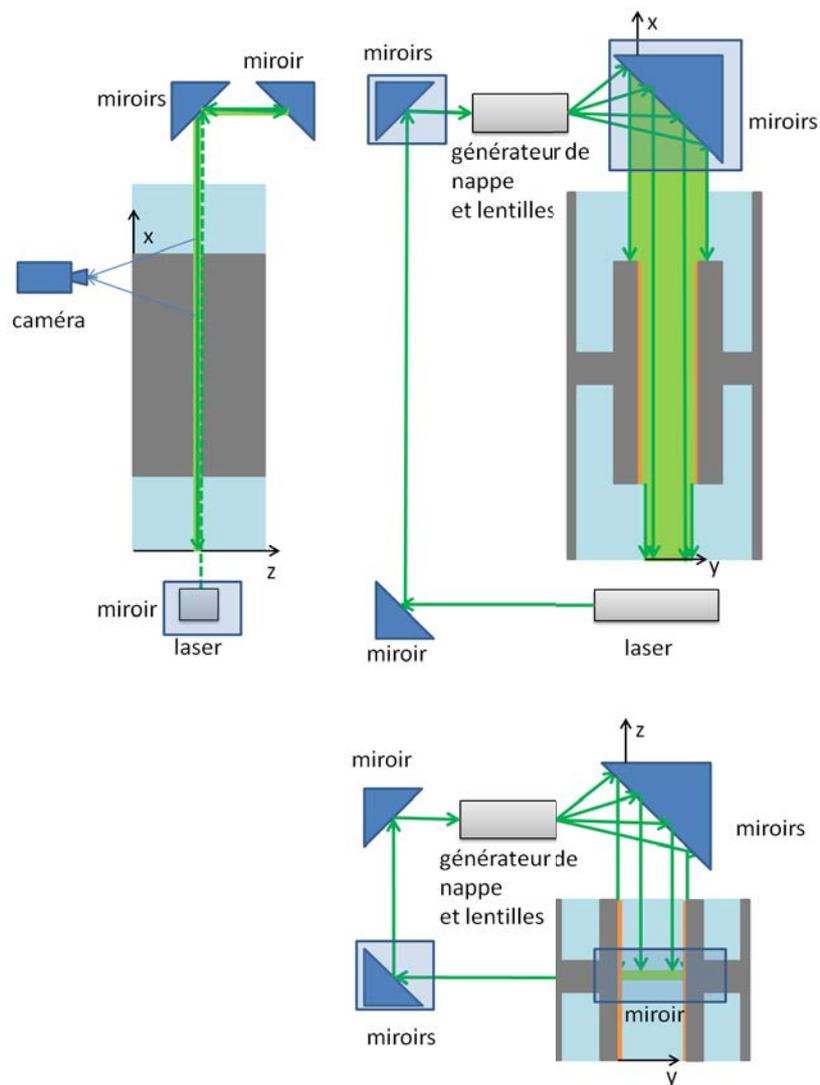


FIGURE 2.19 – Schéma du montage pour les mesures de vitesse par PIV avec éclairage par le haut du canal. Présentation sous trois vues : vue de côté à gauche, vue de face en haut à droite et vue de haut en bas à droite.

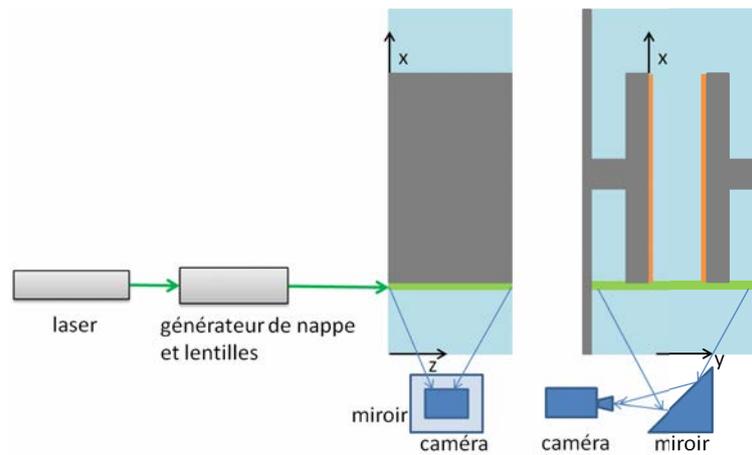


FIGURE 2.20 – Schéma du montage PIV pour les mesures de vitesse par PIV avec éclairage dans un plan horizontal en entrée de canal.

Éclairage par la face devant - plan (y, z)

Pour la troisième configuration de mesures par PIV, le canal est éclairé par la face avant du canal. La figure 2.20 montre le schéma de cette configuration. Une nappe laser horizontale est générée en entrée du canal. Un miroir est placé en dessous de la cellule d'eau pour renvoyer l'image à la caméra. Cette configuration permet d'étudier l'aspect tri-dimensionnel de l'écoulement en entrée de canal.

2.3.4 Mesures de vitesse par LDV

La LDV permet d'obtenir la vitesse du fluide en un point. Le principe de mesure consiste à faire interférer deux faisceaux lasers et ainsi créer un réseau de franges en un point. Lorsqu'une particule traceur traverse ce réseau de frange, elle émet un signal lumineux qui sera récupéré par un photomultiplicateur pour permettre le calcul de la vitesse. La vitesse mesurée de la particule est la composante perpendiculaire aux franges. Un schéma du principe de système LDV est montré dans la figure 2.21. Pour mesurer plusieurs composantes de vitesse, il suffit de créer plusieurs réseaux de franges avec des faisceaux laser de couleurs différentes [5].

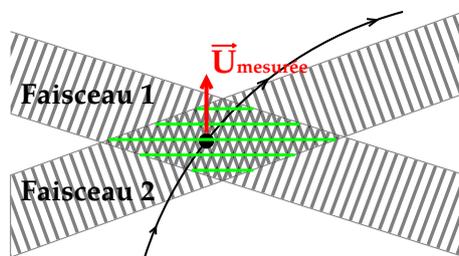


FIGURE 2.21 – Schéma de principe de la mesure de vitesse par LDV.

Le système utilisé est fourni par la société TSI avec un laser continu Argon de Melles Griot. Il mesure deux composantes de vitesse : verticale (selon x) et horizon-

2. Dispositif expérimental

tale suivant la largeur du canal (selon y) avec des faisceaux laser verts de 514 nm et des faisceaux bleus de 488 nm respectivement. Les particules traceurs utilisées sont des polyamides ayant un diamètre moyen de $20 \mu\text{m}$ et une masse volumique de $1,021 \text{ kg/m}^3$. Le pilotage et l'acquisition de mesure sont réalisées par le logiciel Flow-Sizer fourni par TSI. La fréquence d'acquisition moyenne varie de 0,3 à 3 Hz selon expérience. Le système de mesure est décrit en plus de détail dans la référence [24].

L'incertitude sur la LDV est difficile à évaluer, nous avons identifié 3 sources d'incertitude.

- Comme pour la PIV, l'incertitude liée à la vitesse de sédimentation est de $0,1 \text{ mm/s}$.
- Avec un système LDV, la vitesse est obtenue par le produit $f_d \cdot i$ où f_d est la fréquence Doppler et i l'interfrange. Le système LDV utilise un convertisseur analogique/numérique de 8 bits et nous avons recherché la fréquence dans la gamme 3-10 kHz. Par conséquent, la résolution sur la fréquence est de 30 Hz, ce qui conduit à une résolution sur la vitesse ($i = 3,7 \mu\text{m}$) de $0,1 \text{ mm/s}$.
- Les mesures étant effectuées dans un milieu anisotherme, la déviations des faisceau peut induire une incertitude supplémentaire. Cependant, dans le cadre de ce travail nous ne faisons pas de mesures en très proche paroi et par conséquent nous négligeons cette incertitude.

Par conséquent, l'incertitude sur les mesures LDV est estimée par la somme des incertitudes dues à la sédimentation des particules et à la résolution du convertisseur A/N : $0,2 \text{ mm/s}$.

Par rapport au système PIV où la mesure en proche-paroi est difficile à cause de la variation d'indice de réfraction dans la couche limite thermique et de la réflexion sur les parois, le système LDV permet de s'approcher davantage des parois. De plus, il permet de réaliser des acquisitions longues pouvant durer plusieurs heures, ce qui n'est pas le cas avec le système PIV qui est limité par le nombres d'images que le système est capable d'enregistrer.

La sonde laser LDV est montée sur un système de déplacement motorisé de la société Newport. Ce système à deux axes permet un déplacement total de 2 m selon x et 25 cm selon y avec une précision de $10 \mu\text{m}$. Grâce à ce système, une incertitude sur la position de paroi de $0,5 \text{ mm}$ est obtenue. Un schéma du système LDV monté sur le système de déplacement est montré sur la figure 2.22.

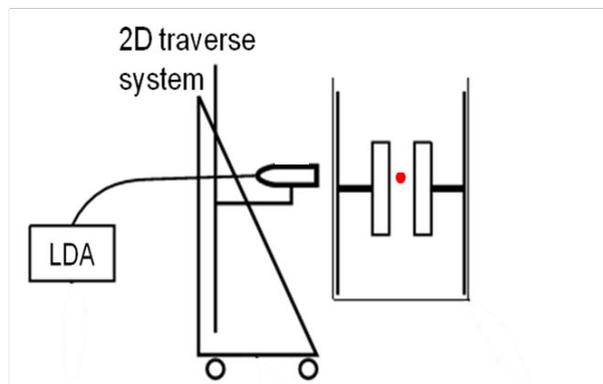


FIGURE 2.22 – Schéma du système LDV avec le laser monté sur un système de déplacement. Le point rouge représente le point de mesure.

2.4 Déroulement général d'une campagne de mesure

2.4.1 Pilotage du banc d'essais

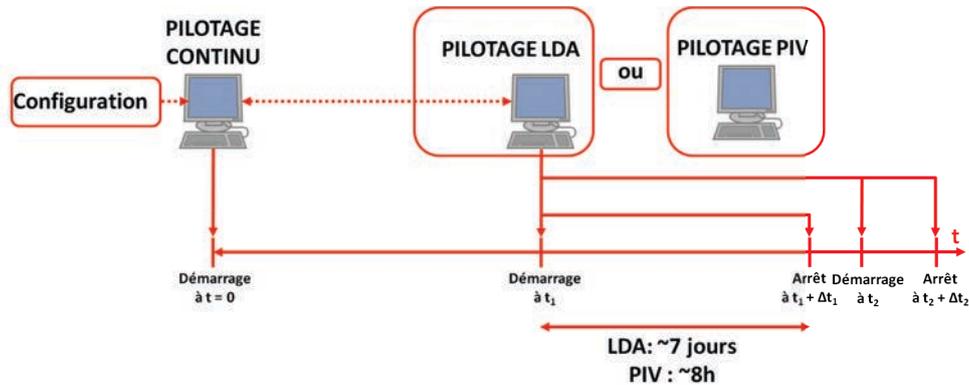


FIGURE 2.23 – Schéma du déroulement général d'une campagne de mesure

Le banc expérimental est piloté par quatre ordinateurs : pilotage général de l'expérience (démarrage/arrêt du chauffage, acquisition des températures et des flux de chaleur) ; pilotage du système de déplacement ; pilotage de la mesure par LDV et pilotage de la mesure par PIV.

Un schéma du déroulement général d'une campagne de mesure est montré dans la figure 2.23. Au début de chaque campagne, la configuration des conditions de chauffage est choisie dans le logiciel Labview avec l'ordinateur de pilotage général. Un programme Labview assure le contrôle continu de l'alimentation des chaufferettes et l'acquisition des mesures de température et des flux de chaleur par une centrale d'acquisition Agilent 34980A. Après quelques jours lorsque le régime est établi (sauf pour le cas des études au régime transitoire en phase de démarrage), les mesures par LDV ou/et PIV sont réalisées pour des durées souhaitées. Le démarrage du système LDV peut être contrôlé par l'ordinateur qui pilote le système de déplacement. Ceci permet de réaliser des mesures en plusieurs points en continu. Le système de PIV est piloté par le logiciel DaVis LaVision. La durée des mesures LDV varie de quelques heures à quelques jours et celle des mesures PIV varie de quelques minutes à quelques heures. Pour le cas des études en phase de démarrage, les mesures LDV ou/et PIV sont lancées dès la mise en chauffe de la paroi.

2.4.2 Déroulement général

Le diagramme 2.24 montre les étapes principales du déroulement d'une campagne de mesure pour le cas des études en régime stationnaire.

Une fois l'expérience réglée et prête à être mise en chauffe, la première étape est la configuration de la campagne. Il s'agit de rentrer dans le programme Labview différents paramètres :

- le choix d'un chauffage uniforme ou non des parois ;
- le choix d'un chauffage asymétrique ou symétrique ;
- le choix de la paroi chauffée ;

2. Dispositif expérimental

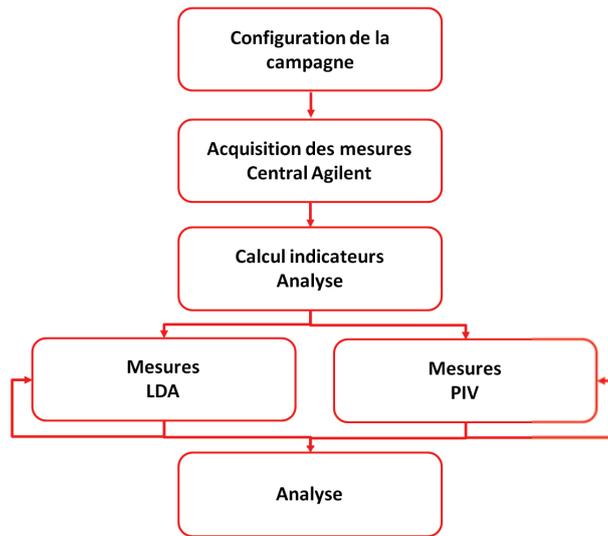


FIGURE 2.24 – Diagramme du déroulement général d’une campagne de mesure pour les études en régime stationnaire

– la puissance totale injectée.

La seconde étape, l’acquisition des mesures par la centrale Agilent, est pilotée par le même programme Labview. Une centaine de voies sont balayées par la centrale Agilent, qui correspondent aux centaines de mesures de température par thermocouples et de densité de flux de chaleur par fluxmètres. On parle d’une boucle de mesure, lorsque la centrale d’acquisition a balayé toutes les voies. La durée d’une boucle est de ~ 6 s. Les boucles de mesures sont réalisées en continu.

L’étape suivante, le calcul des indicateurs et analyse, consiste à vérifier si le régime est établi et si aucune anomalie n’est détectée et dans le cas positif à calculer les grandeurs moyennes de température et de flux de chaleur pour une plage de données choisie. Les calculs sont réalisés avec Matlab. Une fois que le régime est considéré établi, il est possible de commencer à réaliser les mesures de vitesse, soit par LDV pour les mesures de vitesse en un point, soit par PIV pour les mesures de champs de vitesses.

Pour le cas des mesures de LDV, avant le lancement, les préparations nécessaires sont :

- le réglage de la puissance des faisceaux laser ;
- l’ajout de particules traceurs dans l’eau ;
- le repérage des positions de parois et les positions de l’entrée ($x = 0$) et de la sortie ($x = H$) du canal pour pouvoir obtenir les coordonnées du point de mesure ;
- le choix des points de mesure ;
- et la configuration de l’acquisition dans le logiciel Flowsizer.

Pour le cas des mesures par PIV, avant l’acquisition, les réglages optiques qui permettent les trois types d’éclairage du canal sont d’abord réalisés (§2.3.3). Les particules traceurs pour PIV sont ajoutées. L’acquisition des images PIV est programmée dans le logiciel DaVis LaVision. Les paramètres à rentrer dans le logiciel sont :

- le choix de l’acquisition single-frame ou double-frame ;
- l’intervalle de temps entre les deux frames ;
- la fréquence d’acquisition ;
- et la durée de la mesure.

Puis le post-traitement des images est configuré dans le logiciel DaVis : la configuration de la zone d’image à analyser (masque) et les paramètres de calcul de corrélation telle que la taille de fenêtres.

Les mesures de vitesses peuvent être réalisées automatiquement plusieurs fois avec des différentes configurations de mesures. Par exemple, les mesures de vitesses par LDV sont réalisées aux différents points et les mesures de vitesses par PIV sont réalisées dans différents plans lors d’une même campagne de mesure. Après les mesures de LDV ou/et de PIV, l’étape finale du déroulement d’une campagne est l’analyse avec Matlab. Il s’agit de calculer les grandeurs moyennes et les écart-types et de visualiser les profils de température et de vitesse.

Pour l’étude en phase de démarrage, le déroulement est similaire. Le diagramme 2.25 montre les étapes principales du déroulement d’une campagne de mesure pour le cas des études en phase de démarrage. La seule différence est que l’on n’attend pas que le régime soit établi pour commencer les mesures de vitesses et qu’elles ne sont réalisées qu’une seule fois. Les mesures de vitesse par LDV ou/et PIV sont lancées au même moment que la mise en chauffage et l’acquisition des mesures de la centrale Agilent.

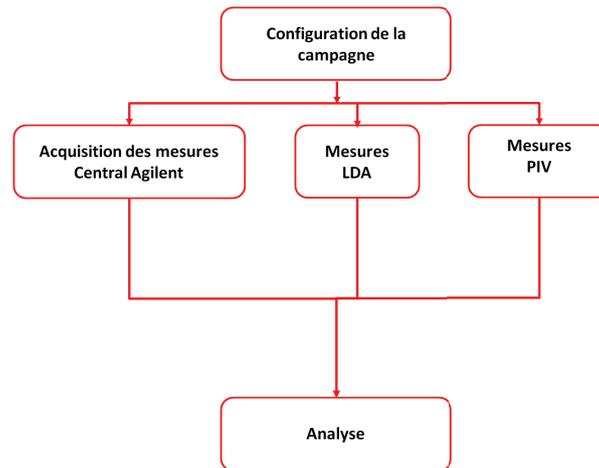


FIGURE 2.25 – Diagramme du déroulement général d’une campagne de mesure pour les études en phase de démarrage

2.5 Conclusions

Ce chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental. Le banc d’essais est constitué d’un canal vertical de 65 cm de haut situé dans une cellule en verre de 1,5 m de haut remplie d’eau. Il a été conçu durant le travail de thèse de C. Daverat [24]. Les principales caractéristiques du banc ainsi que les améliorations apportées durant ce travail de thèse sont présentées.

2. Dispositif expérimental

D'abord, la géométrie du banc d'essais est présentée en détail. La cellule d'eau, la structure de support et les parois chauffantes (une en acier inoxydable et l'autre en polycarbonate) sont décrites.

Ensuite les conditions aux limites thermiques sont présentées. Un flux de chaleur uniforme est imposé aux parois chauffantes. Les parois latérales sont considérées adiabatiques. La température imposée à l'extérieur du canal est réglée à l'aide d'un système de refroidissement.

L'instrumentation concernant les mesures thermiques et les mesures de vitesses est décrite. Les mesures de densité de flux de chaleur et de température sont réalisées par des fluxmètres et des thermocouples. Les mesures de vitesses du fluide sont réalisées par PIV pour obtenir un champ de vitesse et par LDV pour obtenir la vitesse en un point.

Enfin, le déroulement général d'une campagne de mesure est présenté. Le pilotage du banc d'essais est décrit et les étapes d'une campagne de mesure pour le cas en régime stationnaire et en phase de démarrage sont présentées sous forme de diagrammes.

Chapitre 3

Configuration symétrique

Dans ce chapitre, l'écoulement de convection naturelle est étudiée pour la configuration d'un chauffage symétrique avec un canal vertical constituée de deux parois en acier inoxydable. L'objectif est de fournir une explication aux résultats expérimentaux de Daverat [24] qui suggérait un découpage en zones du canal. Un modèle analytique basé sur une analyse des ordres de grandeur est établi. Il utilise l'approche zonale avec chaque zone caractérisée par ses propres ordres de grandeurs.

La première section présente la mise en évidence d'un changement de comportement par les données expérimentales obtenues durant la thèse de Daverat [24]. Les expériences sont réalisées avec le banc expérimental présenté dans le chapitre précédent avec quelques différences qui sont données ici. Ensuite, l'observation expérimentale d'une transition du comportement est rappelée, elle permet de découper le canal en différentes zones pour le modèle analytique. Le découpage du canal ainsi que les équations de conservation simplifiées sont présentés à la fin de cette section.

La suite du chapitre présente les phénomènes dominants dans chacune de ces zones et les relations sur les ordres de grandeurs. Ces relations sont validées au fur et à mesure en comparant avec les résultats expérimentaux. Dans un premier temps, l'échange thermique en proche paroi pour les zones avant et après la transition est traité. Dans un second temps, les expressions de la pression dans le canal sont obtenues pour chacune des zones. Une discussion est menée sur le profil de pression qui montre l'importance du contrôle de stratification thermique pour les études expérimentales. Enfin, pour caractériser les fluctuations dans les couches cisailées, les expressions du maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds sont obtenues avant et après la transition.

3. Configuration symétrique

3.1 Observation expérimentale d'un changement de comportement

Les résultats expérimentaux présentés dans cette section sont extraits du travail de Daverat [24]. On note U , V , les valeurs moyennes des composantes selon x et y de la vitesse, T la température moyenne. u' , v' , θ' sont les fluctuations instantanées correspondantes et σ_u , σ_v , σ_T sont les déviations standards.

3.1.1 Présentation de la configuration symétrique

L'expérience en configuration symétrique a été réalisée avec le dispositif expérimental décrit dans le chapitre 2. Les différences principales avec la configuration présentée au chapitre précédent sont présentées dans cette partie. Plus de précisions sont disponibles dans la référence [24].

- Les deux parois chauffantes sont en acier inoxydable.
- Les deux parois sont chauffées de façon symétrique.
- L'instrumentation est différente mais reste similaire. Pour la mesure de température dans les paroi, moins de thermocouples sont disposés. Seulement 12 thermocouples (au lieu de 25) sont disponibles et ils se situent au centre des 12 chauffeuses dans chaque paroi. Pour l'environnement extérieur du canal, moins de capteurs sont utilisés : les températures dans l'eau sont mesurées avec les thermocouples en entrée et sortie du canal, en bas de la cellule en verre et dans les diffuseurs de refoulement et aspiration. Les mesures par LDV sont couplées à des mesures par micro-thermocouple de 25 μm monté sur une perche. La position du micro-thermocouple est réglé pour obtenir une mesure de vitesse et de température en deux points séparés d'environ 1 mm.
- Aucune mesure PIV n'a été réalisée dans cette configuration.

L'expérience est réalisée dans la configuration suivante. Le nombre de Rayleigh modifié de $Ra_b^* = 6,7 \cdot 10^7$ est atteint avec une densité de flux de chaleur uniforme de $q = 1150 \text{ W.m}^{-2}$ et un écartement de $b = 5,9 \text{ cm}$. La fréquence d'acquisition de vitesse par LDV est d'ordre de [3-10] Hz et chaque point de mesure dure une heure. Le micro-thermocouple acquiert à 9Hz. Dans cette section, les résultats présentés concernent le régime établi.

3.1.2 Caractérisation expérimentale d'un changement de régime

Un résultat majeur obtenu dans le cas de la configuration symétrique est l'observation d'un changement du comportement physique de l'écoulement sur les grandeurs moyennes de température et de vitesse le long du canal (selon x).

La figure 3.1a montre les profils de vitesse moyennes pour 11 positions verticales. Le canal et son chauffage étant symétrique, seule la moitié des profils est présentée ici. En entrée du canal ($x/H = 0,12$), le profil de vitesse est plat. En dessous de $x/H = 0,71$, la vitesse augmente selon x en proche paroi sous l'effet de la force d'Archimède, et diminue au centre du canal dû à la conservation de la masse (on suppose l'écoulement quasi 2D). Les valeurs maximales et minimales de chaque profil de vitesse $U_{max}(x)$ et $U_{min}(x)$ sont définies pour la position verticale x correspondante et tracées sur la figure 3.1b. $U_{min}(x)$ est moyennée sur 3 mesures réalisées

3.1. Observation expérimentale d'un changement de comportement

autour du centre du canal ($x, y/b = 0, 5$). Le gradient de vitesse, caractérisé par la différence des valeurs maximales et minimales $\Delta U(x) = U_{max}(x) - U_{min}(x)$, crée un écoulement cisailé entre la position du pic de vitesse près de la paroi et le centre du canal. La figure 3.1b montre que ΔU présente une valeur maximale à $x/H = 0, 71$. Avant la transition, $U_{max}(x)$ en proche paroi augmente de façon linéaire, ce qui est également observé par Dupont *et al.* [33] pour une étude en air (§1.5.7). Au-delà de cette position de transition, l'écoulement moyen se comporte différemment : la vitesse diminue en proche paroi et augmente au centre du canal.

Un changement de comportement similaire est observé sur la température moyenne. La figure 3.2a montre les profils de température pour 11 hauteurs du canal. La figure 3.2b montre la température de la paroi gauche $T_p(x)$ et la température au centre du canal $T_c(x)$ en fonction de x . La température du centre est moyennée sur 3 mesures réalisées autour de ($x, y/b=0,5$) comme pour la vitesse. Ces deux figures montrent que la température de paroi augmente le long du canal jusqu'à $x/H = 0, 46$, reste quasiment constante entre $x/H = 0, 54$ et $x/H = 0, 71$, puis diminue. Au centre du canal, l'évolution de la température est différente : la température reste constante en dessous de $x/H = 0, 71$ et augmente au dessus de cette hauteur.

On donne ici les principaux arguments avancés dans la référence [24] pour justifier ce changement de comportement. Ces points seront confirmés et affinés dans le cadre de cette thèse. L'observation de la température au centre du canal (fig. 3.2b) montre que la température du fluide reste égale à la température d'entrée jusqu'à $x/H = 0, 71$, puis augmente de façon significative au-dessus de ce point. Cette observation suggère que la chaleur reste confinée dans la couche limite thermique dans la partie basse du canal. Au contraire, dans la partie haute du canal, le fluide situé au centre est chauffé, ce qui signifie l'existence d'un transfert de chaleur important de la zone de proche paroi vers le centre du canal. Cela suggère l'existence d'un transfert thermique turbulent entre la zone de proche paroi et le centre du canal.

La figure 3.3 montre l'estimation des profils de flux de chaleur turbulent horizontal $\langle v'\theta' \rangle$, où $\langle . \rangle$ est l'opérateur moyenne temporelle. La figure sous forme de carte est obtenue par interpolation linéaire des valeurs mesurées sur un maillage 11×21 . Les mesures de température et de vitesses n'étant pas réalisées au même point ni à une même fréquence d'acquisition, l'estimation du transfert turbulent est grossière et qualitative. Les mesures de température sont rééchantillonnées à la fréquence d'acquisition de vitesse. Cela n'introduit pas d'erreur sur la température moyenne mais une incertitude de 5 – 10% sur sa déviation standard. De plus, la durée de mesure (1h) n'est pas suffisamment longue pour que la moyenne converge ce qui augmente l'incertitude. L'estimation $\langle v'\theta' \rangle$ prend en compte des structures d'écoulement de plus de 1 mm (la distance entre les points de mesure de température et de vitesse) et avec un temps de corrélation de plus de 0,3 s (temps d'échantillonnage moyen de la vitesse). Deux comportements sont observés en-dessous et au-dessus de $x/H = 0, 71$. Dans la partie basse, le flux turbulent horizontal est faible et tend à augmenter près de la paroi au-dessus de $x/H = 0, 71$. Le transfert de flux de chaleur depuis la proche paroi vers le centre du canal devient donc plus efficace et il conduit à l'augmentation de température du fluide au centre du canal comme montrée dans la figure 3.2b. Dans la partie haute du canal, ce sont donc les fluctuations qui transfèrent une partie de la puissance injectée vers le centre du canal.

En ce qui concerne les fluctuations, les figures 3.4 montrent les profils de la

3. Configuration symétrique

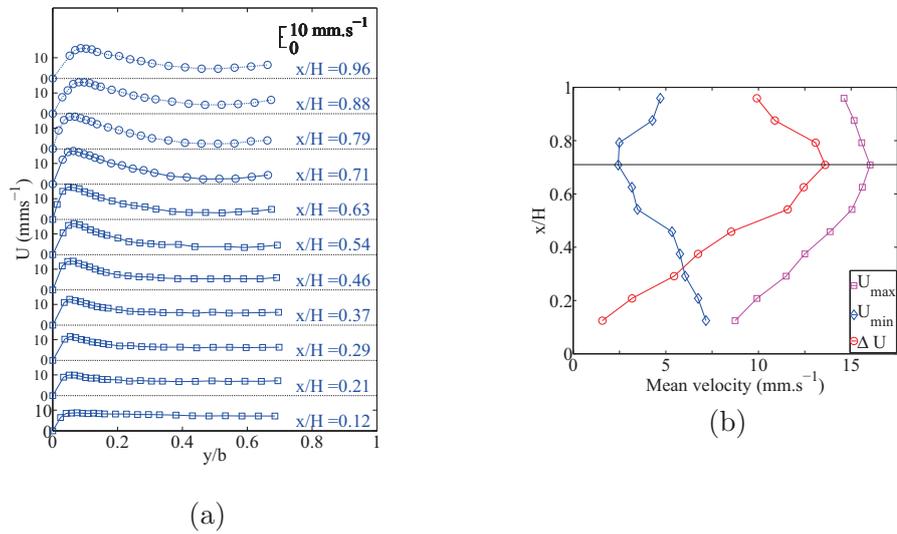


FIGURE 3.1 – (a) Profils de vitesse moyenne pour 11 positions verticales. Les marqueurs (\square) et (\circ) indiquent les parties du canal où ΔU augmente et diminue respectivement. (b) Vitesse maximale U_{max} , vitesse minimale au centre du canal U_{min} , et $\Delta U = U_{max} - U_{min}$ pour 11 positions verticales le long du canal

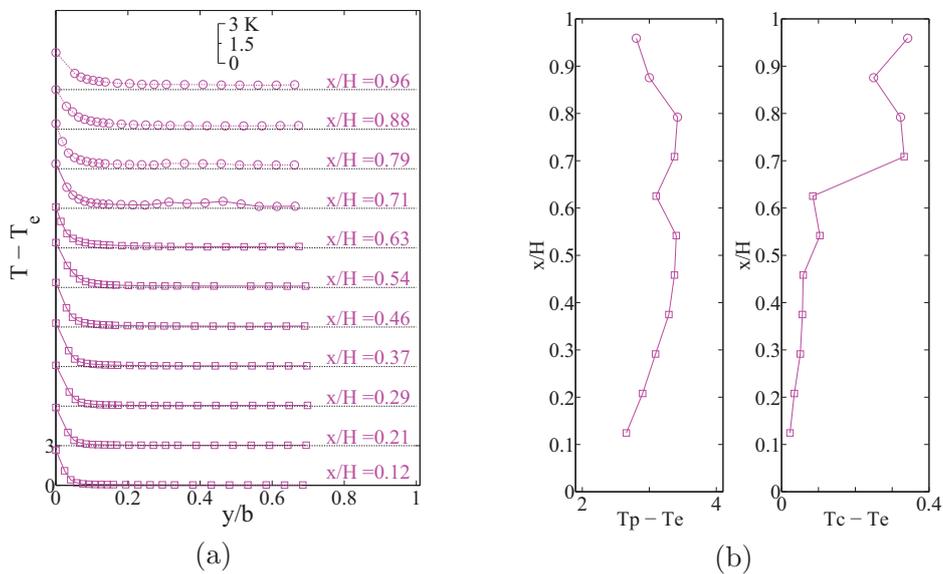


FIGURE 3.2 – Écarts de température mesurés par rapport à l'entrée. (a) Profils de température moyenne pour 11 positions verticales. Les marqueurs (\square) et (\circ) indiquent les parties du canal où ΔU augmente et diminue respectivement. (b) Température de paroi à gauche et température au centre du canal à droite pour 11 positions verticale le long du canal.

déviations standard de u , v , T ainsi que le terme croisé du tenseur de Reynolds $\langle u'v' \rangle$. Les figures sous forme de carte sont obtenues à partir de l'interpolation linéaire des mesures discrètes sur un maillage 11×21 . Les fluctuations de vitesse verticale σ_u augmentent dans la couche de cisaillement dans la partie basse du canal alors que celles de vitesse horizontale σ_v augmentent plus lentement. Ces fluctuations tendent à épaissir la couche de cisaillement selon l'axe y par diffusion de quantité de mouvement. Les fluctuations de température σ_T se propagent vers le centre du canal lorsqu'on monte dans le canal. La carte de $\langle u'v' \rangle$ montre un maximum situé dans la couche de fluide cisailé c'est-à-dire entre les positions de U_{max} et U_{min} (fig. 3.1). Ce maximum augmente jusqu'à $x/H = 0,71$ puis reste constant. À partir de ces courbes, on supposera que les fluctuations de vitesse sont indépendantes de x au-dessus de $x/H = 0,71$. Dans l'analyse faite par Daverat, le changement de comportement était attribué à l'augmentation de l'efficacité du mélange dans la couche de cisaillement montré par l'augmentation du maximum de $\langle u'v' \rangle$. Au point de transition, le mélange devient suffisamment efficace pour transférer de la chaleur depuis la proche paroi vers le centre du canal. Nous verrons dans la suite que ce scénario est en partie remis en cause par l'analyse faite dans ce chapitre.

Le changement de comportement observé par Daverat correspond donc au déclenchement d'un transfert de chaleur turbulent entre la zone de proche paroi et le centre du canal. Ce déclenchement est lié à la présence de couches de cisaillement qui provoquent l'augmentation des fluctuations de vitesse et donc favorisent le mélange. Pour aller plus loin, il est nécessaire d'affiner la définition des zones et d'analyser les phénomènes en jeu dans chacune de ces zones, ce qui a été réalisé dans le cadre de cette thèse.

3.2 Découpage en zones

Le déclenchement du transfert thermique turbulent a lieu à la hauteur $x = x_t$ avec $x_t = 0,71H$ pour le cas expérimental. Dans le modèle analytique, cette hauteur de transition est utilisée pour découper le canal en deux parties : la partie basse où le transfert thermique est laminaire et la partie haute où il devient turbulent. La couche limite thermique classique est définie par l'équation suivante.

$$T(x, y_T) - T_e = A(T_p - T_e) \quad (3.1)$$

$$\delta_T = \min\left(y_T, \frac{b}{2}\right) \quad (3.2)$$

où $A = 1\%$ habituellement. À cause des incertitudes sur la température, un coefficient plus élevé $A = 0,075$ est choisi pour que la température à la frontière de la couche limite soit détectable. On observe sur la figure 3.5 l'épaississement soudain de la couche limite à $x = x_t$ qui correspond à l'échauffement du fluide au centre du canal. Néanmoins, cette définition de couche limite ne fait pas intervenir le gradient de température de paroi qui est un paramètre important du transfert thermique en proche paroi. On définit donc une sous-couche thermique dont l'épaisseur est

3. Configuration symétrique

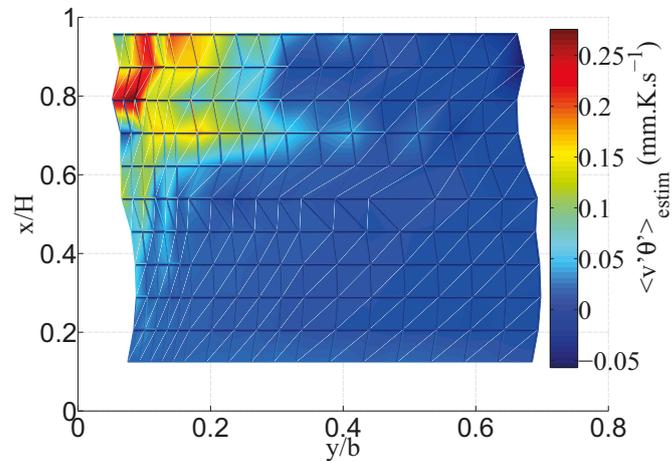


FIGURE 3.3 – Estimation de la corrélation croisée entre la fluctuation de vitesse horizontale et de température. La carte est construite par interpolation des valeurs mesurées sur un maillage 11×21 .

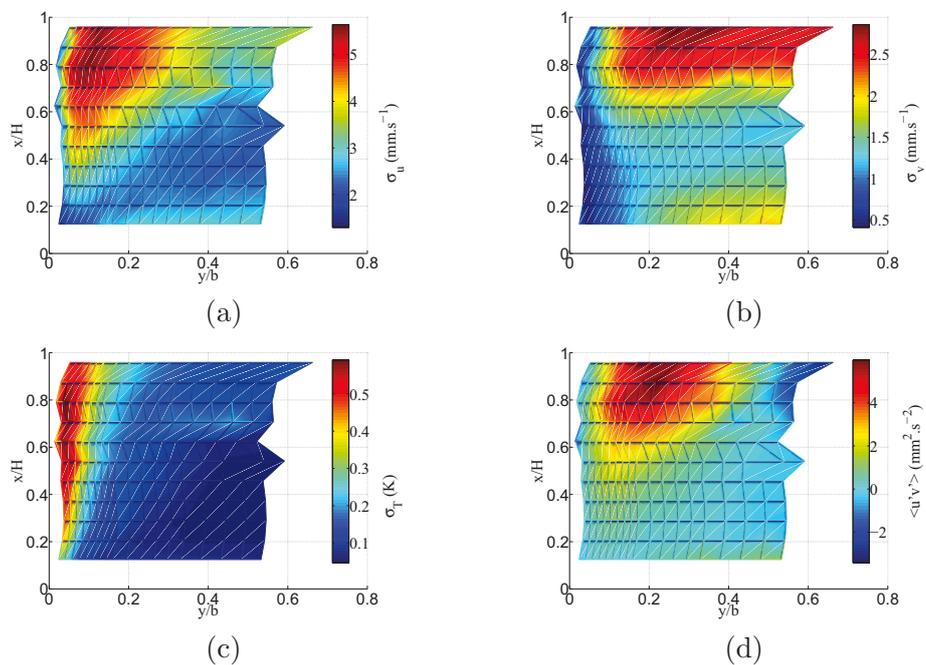


FIGURE 3.4 – (a) Fluctuations de vitesse verticale (b) Fluctuations de vitesse horizontale (c) Fluctuations de température (d) Tenseur de Reynolds. Les cartes sont construites par interpolation linéaire des mesures obtenues sur un maillage 11×21 .

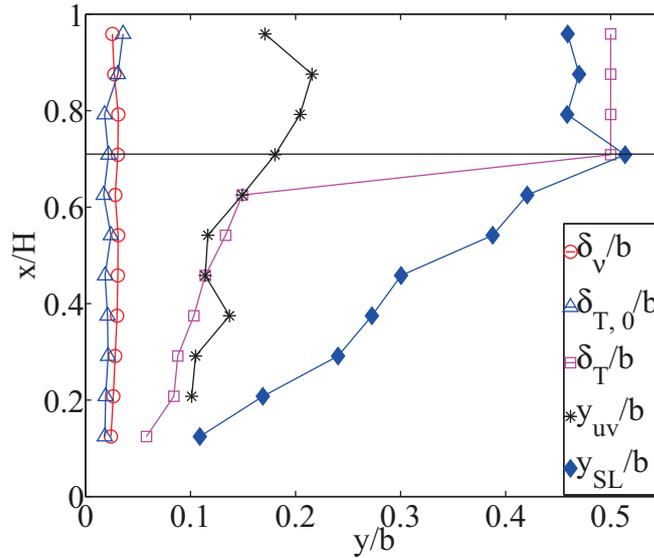


FIGURE 3.5 – Épaisseurs de couche limite

directement liée à la puissance imposée :

$$\delta_{T,0} = \frac{\lambda \Delta T_p}{q} \quad (3.3)$$

Les valeurs expérimentales de δ_T et $\delta_{T,0}$ sont tracées sur la figure 3.5. Pour la couche limite visqueuse, l'épaisseur de déplacement δ_ν est utilisée :

$$\begin{aligned} U(x, y_{\max}) &= \max_{0 \leq y \leq b/2} U(x, y) = U_{\max}(x) \\ \delta_\nu &= \int_0^{y_{\max}} \left(1 - \frac{U}{U_{\max}}\right) dy. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Une couche de cisaillement est mise en évidence dans la figure 3.1 entre U_{\max} et U_{\min} au centre du canal. Elle est limitée à gauche par y_{\max} et à droite par y_{SL} qui est défini comme la position la plus proche du centre du canal où :

$$U(x, y_{SL}) = 1,2U_{\min} \quad (3.5)$$

Le coefficient 1,2 est choisit pour être consistant avec l'incertitude sur la vitesse qui est de $\pm 4\%$. La figure 3.5 montre que les deux couches de cisaillement se développent dans chaque demi-canal et s'épaississent jusqu'en $x = x_t$ où elles se rejoignent au centre du canal. Une autre caractéristique que l'on va utiliser pour valider notre analyse par la suite est le maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds $\langle u'v' \rangle$. Il se situe dans la couche cisailée et sa position y_{uv} est tracée dans la figure 3.5.

À partir de l'observation expérimentale ci-dessus, le demi-canal est découpé selon le schéma de la figure 3.6. Le chauffage étant symétrique, on ne montre pour la suite que les résultats dans le demi-canal gauche. Le demi-canal est découpé en sept zones. Le tableau 3.1 récapitule les sept zones avec les épaisseurs et la limite droite de chaque zone.

3. Configuration symétrique

En très proche paroi, la sous-couche limite thermique, définie à partir du gradient de température en paroi est divisée en deux : la zone I dans la partie basse et la zone V dans la partie haute. Au centre du canal dans la partie basse, la zone IV est la région où le profil de vitesse est plat. Entre ces zones, le fluide accélère selon x le long de la zone I et la vitesse verticale diminue au centre du canal (fig. 3.1). La région entre les zones I et IV est découpée en deux selon le signe du gradient de vitesse $\frac{\partial U}{\partial x}$. Dans la zone II, le fluide accélère alors que la vitesse diminue dans la zone III. Dans la partie haute du canal, la région située en dehors de la sous-couche limite thermique (zone V) est aussi divisée en deux zones selon le signe de $\frac{\partial U}{\partial x}$: le fluide décélère dans les zones VI et accélère dans la zone VII. On supposera que la limite entre les zones II-III ainsi que la limite entre les zones VI-VII correspond aussi à la position du maximum du tenseur du Reynolds (§3.5.1 et 3.5.3).

Dans chacune de ces zones, nous allons déterminer les phénomènes dominants, en déduire des relations sur les ordres de grandeurs et valider en comparant avec les données expérimentales.

3.2.1 Équations de conservation

Dans chaque zone $i \in [I - VII]$, U_i, V_i, W_i et ΔT_i sont les ordres de grandeurs de vitesses suivant x, y, z et de la différence de température avec la température de l'entrée respectivement. u_i^*, v_i^*, w_i^* et θ_i^* sont les ordres de grandeurs de fluctuations correspondantes. Le coefficient de corrélation $c_{uv} \in [0, 1]$ est définie par la relation $\langle u'v' \rangle = c_{uv} (\langle u'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle)^{1/2}$, où $\langle \cdot \rangle$ est l'opérateur moyenne temporelle. Dans ce chapitre, l'opérateur \simeq signifie "est du même ordre de grandeur que", il est défini par : si $f(x) \simeq g(x)$, alors $\frac{f(x)}{g(x)}$ est borné lorsque $x \rightarrow \infty$. Dans chaque zone i , on obtient

$$\langle u'v' \rangle \simeq c_{uv,i} u_i^* v_i^* \quad (3.6)$$

De la même façon, $c_{uw,i}, c_{vw,i}, c_{u\theta,i}, c_{v\theta,i}, c_{w\theta,i} \in [0, 1]$ sont les coefficients de corrélation pour $\langle u'w' \rangle, \langle v'w' \rangle, \langle u'\theta' \rangle, \langle v'\theta' \rangle, \langle w'\theta' \rangle$ dans la zone i . P_i est l'ordre de grandeur de la pression P_g dans la zone i avec $P_g = P + \rho_e g x$, où P est la pression moyenne, ρ_e est la masse volumique à la température d'entrée, g est l'accélération de la gravité.

Les équations de conservation en régime stationnaire, sous les hypothèses de Boussinesq sont simplifiées avec deux hypothèses principales dans cette étude. Premièrement, l'écoulement est considéré bi-dimensionnel ($W_i \ll U_i$ et V_i dans chaque zone i). Deuxièmement, on considère que les rapports d'aspect du canal sont grands (H et $l \gg b$). Si on note X l'ordre de grandeur de la distance à l'entrée du canal, les épaisseurs des sept zones du canal δ_i sont donc très petits devant les dimensions X et l .

Dus aux grands rapports d'aspect, les quantités sont supposées de varier lentement selon x et z : $\frac{\partial}{\partial x} \simeq \frac{1}{X}, \frac{\partial}{\partial z} \simeq \frac{1}{l}$. De la même façon, selon axe y , dans chaque zone i , $\frac{\partial}{\partial y} \simeq \frac{1}{\delta_i}$.

En tenant compte de ces hypothèses, en négligeant Les corrélations $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$, on obtient les équations 3.7 où les expressions en dessous des accolades sont les ordres de grandeurs de chaque terme.

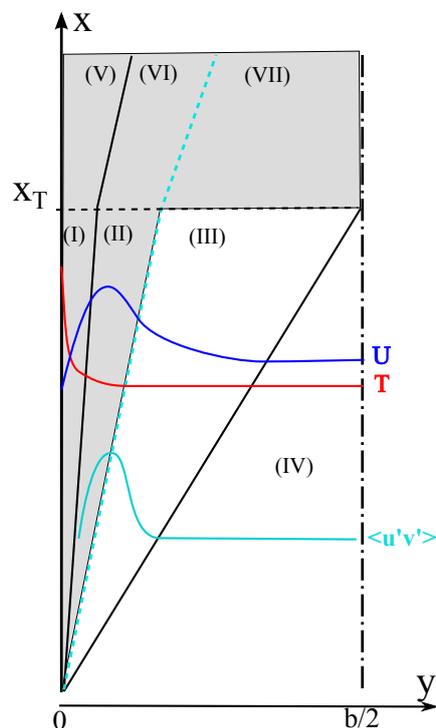


FIGURE 3.6 – Découpage du demi canal gauche. Les zones et leurs épaisseurs sont données dans la table 3.1

i	Zone	Épaisseur	Limite droite
I	Sous-couche limite thermique dans la partie basse	δ_I	$y_I = \delta_I$
II	Zone de vitesse verticale croissante dans la partie basse	δ_{II}	$y_{II} = \delta_I + \delta_{II}$
III	Zone de vitesse verticale décroissante dans la partie basse	δ_{III}	$y_{III} = \delta_I + \delta_{II} + \delta_{III}$
IV	Zone à profil de vitesse verticale plat dans la partie basse	δ_{IV}	$y_{IV} = b/2$
V	Sous-couche limite thermique dans la partie haute	δ_V	$y_V = \delta_V$
VI	Zone de vitesse verticale décroissante dans la partie haute	δ_{VI}	$y_{VI} = \delta_V + \delta_{VI}$
VII	Zone de vitesse verticale croissante dans la partie haute	δ_{VII}	$y_{VII} = b/2$

TABLE 3.1 – Zones dans le demi canal gauche $0 \leq y \leq 0,5b$. Un schéma est donné dans la figure 3.6

3. Configuration symétrique

$$\underbrace{\frac{\partial U}{\partial x}}_{\frac{U_i}{X}} + \underbrace{\frac{\partial V}{\partial y}}_{\frac{V_i}{\delta_i}} = 0 \quad (3.7a)$$

$$U \underbrace{\frac{\partial U}{\partial x}}_{\frac{U_i^2}{X}} + V \underbrace{\frac{\partial U}{\partial y}}_{\frac{U_i^2}{X}} = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_g}{\partial x}}_{\frac{P_i}{\rho X}} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}}_{\frac{\nu U_i}{\delta_i^2}} - \underbrace{\frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial x}}_{\frac{u_i^{*2}}{X}} - \underbrace{\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y}}_{c_{uv,i} \frac{X}{\delta_i} \frac{u_i^* v_i^*}{\delta_i}} + \underbrace{\beta g \Delta T}_{\beta g \Delta T_i} \quad (3.7b)$$

$$U \underbrace{\frac{\partial V}{\partial x}}_{\frac{\delta_i}{X} \frac{U_i^2}{X}} + V \underbrace{\frac{\partial V}{\partial y}}_{\frac{\delta_i}{X} \frac{U_i^2}{X}} = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_g}{\partial y}}_{\frac{P_i}{\rho \delta_i}} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}}_{\frac{\nu U_i}{X \delta_i}} - \underbrace{\frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial y}}_{\frac{v_i^{*2}}{\delta_i}} \quad (3.7c)$$

$$0 = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_g}{\partial z}}_{\frac{P_i}{\rho X}} - \underbrace{\frac{\partial \langle w'^2 \rangle}{\partial z}}_{\frac{w_i^{*2}}{X}} \quad (3.7d)$$

$$U \underbrace{\frac{\partial T}{\partial x}}_{\frac{U_i \Delta T_i}{X}} + V \underbrace{\frac{\partial T}{\partial y}}_{\frac{U_i \Delta T_i}{X}} = a \underbrace{\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}}_{\frac{a \Delta T_i}{\delta_i^2}} - \underbrace{\frac{\partial \langle u'\theta' \rangle}{\partial x}}_{c_{u\theta,i} \frac{u_i^* \theta_i^*}{\delta_i}} - \underbrace{\frac{\partial \langle v'\theta' \rangle}{\partial y}}_{c_{v\theta,i} \frac{v_i^* \theta_i^*}{\delta_i}} \quad (3.7e)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = - \frac{q}{\lambda} \quad \forall x, y = 0 \quad (3.7f)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{q}{\lambda} \quad \forall x, y = b \quad (3.7g)$$

$$U = V = u' = v' = w' = 0 \quad \forall x, y = 0 \text{ ou } b \quad (3.7h)$$

ρ est la masse volumique à la température de référence, ΔT est l'écart de température par rapport à l'entrée, ν , β , a , λ sont la viscosité cinématique, le coefficient de dilatation isobare, la diffusivité thermique et la conductivité thermique du fluide, respectivement. q est la densité de flux de chaleur imposée en paroi.

3.3 Échanges thermiques en paroi

3.3.1 Avant la transition dans la zone I

Dans la zone I en proche paroi, les fluctuations sont négligeables. Le terme de poussée domine car c'est le moteur de l'écoulement et il est compensé par le terme de viscosité moléculaire qui domine également en proche paroi. Par conséquent, l'équation de quantité de mouvement 3.7b peut se récrire comme l'équilibre entre le terme visqueux et le terme de flottabilité.

$$-\nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \simeq g \beta \Delta T$$

Dans l'équation de l'énergie 3.7e, les termes de transport par les fluctuations sont négligés. La chaleur transmise par conduction dans le sens horizontale est transporté

par l'écoulement moyen. Ainsi, le terme de diffusion moléculaire s'équilibre avec les termes convectifs.

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \simeq U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y}$$

De plus, les conditions aux limites à densité de flux de chaleur imposée (eq. 3.7f et 3.7g) fixent l'épaisseur de la zone I. En considérant les ordres de grandeurs donnés dans les équations 3.7, on obtient donc :

$$\frac{\nu U_I}{\delta_I^2} = \beta g \Delta T_I \quad (3.8a)$$

$$\frac{aX}{U_I \delta_I^2} = 1 \quad (3.8b)$$

$$\frac{\Delta T_I}{\delta_I} = \frac{q}{\lambda} \quad (3.8c)$$

À partir de ces équations, on obtient le modèle classique de la couche limite thermique laminaire le long d'une plaque plane verticale à densité de flux uniforme imposée [82] :

$$\delta_I = H \left(\frac{g\beta q H^4}{\lambda \nu a} \right)^{-1/5} \left(\frac{X}{H} \right)^{1/5} \quad (3.9a)$$

$$U_I = \frac{a}{H} \left(\frac{g\beta q H^4}{\lambda \nu a} \right)^{2/5} \left(\frac{X}{H} \right)^{3/5} \quad (3.9b)$$

$$\Delta T_I = \frac{qH}{\lambda} \left(\frac{g\beta q H^4}{\lambda \nu a} \right)^{-1/5} \left(\frac{X}{H} \right)^{1/5} \quad (3.9c)$$

L'ordre de grandeur ΔT_I est donnée par la température de paroi $\Delta T_p = T_p - T_e$. La figure 3.7 compare les mesures expérimentales de température ΔT_p avec $\Delta T_I + 0,8$ (ΔT_I est donné par l'équation 3.9c) pour la partie basse du canal. Le modèle analytique est en bon accord avec les résultats expérimentaux. δ_I étant proportionnelle à ΔT_I , la comparaison de $\delta_{T,0}$ et de δ_I est similaire à celle de la température présentée dans la figure 3.7.

Concernant la vitesse, les mesures expérimentales ne sont pas suffisamment définies en proche paroi pour pouvoir être comparées avec le modèle.

3.3.2 Après la transition dans la zone V

Dans la zone V, le terme visqueux et le terme de poussée dominant dans l'équation de quantité de mouvement, et le gradient de température est imposé par la condition de flux uniforme. On obtient donc des expressions similaires aux celles obtenues pour la zone I :

3. Configuration symétrique

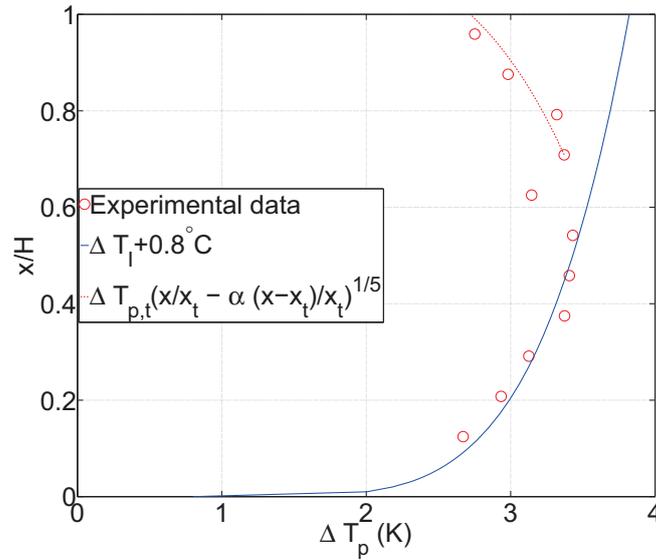


FIGURE 3.7 – Mesures expérimentales (\circ), $\Delta T_l + 0,8$ issu de l'équation 3.9c pour la partie basse (ligne pleine bleue), modèle analytique pour la partie haute avec l'équation 3.18 (ligne pointillée rouge).

$$\frac{\nu U_V}{\delta_V^2} = \beta g \Delta T_V \quad (3.10a)$$

$$\frac{\Delta T_V}{\delta_V} = \frac{q}{\lambda} \quad (3.10b)$$

Ces équations donnent les expressions pour la vitesse verticale et l'épaisseur de la zone V :

$$U_V = \frac{a}{H} \frac{\lambda^2 \beta g H \Delta T_p^3}{\nu a q^2} \quad (3.11a)$$

$$\delta_V = H \frac{\lambda \Delta T_p}{q H} \quad (3.11b)$$

où l'on a mis $\Delta T_V = \Delta T_p$.

À la différence de la zone I, une partie de la chaleur contenue dans la zone V est transférée au niveau de la frontière V-VI vers le centre du canal par les fluctuations. Notons $\alpha(x)$ la part de l'énergie extraite de la zone V par les fluctuations à la frontière V-VI, on a :

$$\langle v'\theta' \rangle (x, \delta_V) \simeq -\alpha(x) a \frac{\partial T}{\partial y} \simeq \alpha \frac{q}{\rho C_p} \quad (3.12)$$

Un bilan d'énergie est réalisé pour obtenir la température dans cette zone. Le domaine du bilan est défini par l'entrée du canal $x = 0$, la paroi gauche $y = 0$, la ligne de symétrie au centre $y = b/2$, et une section située à $x > x_t$. Notons $q_{\text{conv},V}$ et $q_{\text{conv}, \text{bulk}}$ le flux convectif vertical dans la zone V et dans les zones VI \cup VII,

respectivement.

$$\begin{aligned}
 qx &= q_{\text{conv},V} + q_{\text{conv}, \text{bulk}} \\
 &= \rho C_p \int_0^{\delta_V} U \Delta T dy + \rho C_p \int_{\delta_V}^{b/2} U \Delta T + \langle u' \theta' \rangle dy \\
 &= \alpha' \rho C_p U_V \Delta T_p \delta_V + \rho C_p \int_{\delta_V}^{b/2} U \Delta T + \langle u' \theta' \rangle dy \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

avec $\alpha' = (U_V \Delta T_p \delta_V)^{-1} \int_0^{\delta_V} U \Delta T dy$.

Dans la suite, on suppose que α' est indépendant de x , ce qui signifie que la solution $(U, \Delta T)$ dans la zone V est autosimilaire : $U = U_V f\left(\frac{y}{\delta_V}\right)$, $\Delta T = \Delta T_V h\left(\frac{y}{\delta_V}\right)$. Lors de l'analyse des zones VI et VII, l'ordre de grandeur de $U \Delta T + \langle u' \theta' \rangle$ pour les zones VI et VII sera donné par l'équation 3.50 dans la section §3.5.3. À partir de cette expression, on obtient une estimation du terme intégral dans l'équation 3.13 :

$$\begin{aligned}
 q_{\text{conv}, \text{bulk}} &= \rho C_p \int_{\delta_V}^{b/2} U \Delta T + \langle u' \theta' \rangle dy \\
 &\simeq \alpha \frac{2q(b/2 - \delta_V)}{b} (x - x_t) \\
 &\simeq \alpha q (x - x_t) \quad (3.14)
 \end{aligned}$$

où δ_V est négligé par rapport à $b/2$. En utilisant les équations 3.11 et 3.14, l'équation 3.13 s'écrit :

$$\alpha' \frac{\beta g H^4 q \lambda^5 \Delta T_p^5}{\lambda \nu a q^5 H^4} \simeq x - \alpha (x - x_t) \quad (3.15)$$

Dans la partie haute du canal, la température de paroi diminue avec x (fig. 3.7), ce qui implique que $\alpha \geq 1$ dans l'équation 3.15. Cette suggestion sur α montre avec l'équation 3.12 que le flux convectif depuis zone V vers VI est supérieur au flux thermique à la paroi. De plus, l'équation 3.15 prise à $x = x_t$ donne la valeur de α' :

$$\alpha' \simeq \left(\frac{\beta g q H^4}{\lambda \nu a} \right)^{-1} \left(\frac{q H}{\lambda \Delta T_{p,t}} \right)^5 \frac{x_t}{H} = 0,4 \quad (3.16)$$

avec $\Delta T_{p,t}$ la température de paroi à la transition ($x = x_t$). La valeur $\alpha' = 0,4$, obtenue à partir des données expérimentales, est cohérente avec la solution auto-similaire suivante : $U = U_V(x) \left(\frac{y}{\delta_V}\right)^{0,2}$ et $\Delta T = \Delta T_p(x) \left(1 - \frac{y}{\delta_V}\right)$. Néanmoins, ces fonctions, provenant d'une analyse en ordre de grandeur, ne sont pas exactes, mais l'objectif est simplement de vérifier la cohérence entre les résultats.

Pour la suite, α , défini par l'équation 3.12, est modélisé par la loi de puissance suivante :

3. Configuration symétrique

$$\alpha(x) = B \left(\frac{x - x_t}{H} \right)^n \quad n > 0 \quad (3.17)$$

À partir des équations 3.15, 3.16 et 3.17, on obtient :

$$\frac{\Delta T_p}{\Delta T_{p,t}} \simeq \left(\frac{x}{x_t} - \alpha \frac{x - x_t}{x_t} \right)^{1/5} \quad (3.18a)$$

$$\simeq \left(\frac{x}{x_t} - B \frac{(x - x_t)^{n+1}}{H^n x_t} \right)^{1/5} \quad (3.18b)$$

Les coefficients n et a sont ensuite déduits à partir des données expérimentales.

La figure 3.7 montre la comparaison entre les données expérimentales et le modèle donné par les équations 3.18 avec $n = 0$ et $B = 2,6$ pour la partie haute du canal. La partie du canal après la transition n'est pas suffisamment longue pour obtenir les valeurs précises de ces coefficients. Néanmoins, avec $\alpha = 2,6$, l'expression donnée dans l'équation 3.18a est en bon accord avec les données expérimentales.

Avec cette valeur de α , la part du flux thermique transporté par le fluide en dehors de la zone V après la transition est évaluée à partir de l'équation 3.14 à un coefficient multiplicateur près.

$$\frac{q_{\text{conv, bulk}}}{qH} \simeq \alpha \frac{x - x_t}{H}$$

Cette expression montre que la part de flux transporté par le fluide en dehors de la sous-couche limite thermique augmente linéairement depuis la transition jusqu'à la sortie du canal.

Enfin, les équations 3.11a, 3.11b et 3.15 donnent les expressions suivantes pour les ordres de grandeur :

$$U_V = \alpha'^{-3/5} U_{I,t} \left(\alpha + (1 - \alpha) \frac{x}{x_t} \right)^{3/5} \quad (3.19a)$$

$$\delta_V = \alpha'^{-1/5} \delta_{I,t} \left(\alpha + (1 - \alpha) \frac{x}{x_t} \right)^{1/5} \quad (3.19b)$$

$$\Delta T_V = \alpha'^{-1/5} \Delta T_{I,t} \left(\alpha + (1 - \alpha) \frac{x}{x_t} \right)^{1/5} \quad (3.19c)$$

$U_{I,t}$, $\delta_{I,t}$ et $\Delta T_{I,t}$ sont les ordres de grandeur à la transition $x = x_t$ pris pour la zone I (eq. 3.9). Les coefficients $\alpha'^{-3/5} = 1,7$ et $\alpha'^{-1/5} = 1,2$ étant de l'ordre de 1, la continuité de l'ordre de grandeur est assurée entre les zones I et V avant et après la transition.

Dans ce paragraphe 3.3, on a montré que le transfert thermique dans la partie basse du canal est équivalent au transfert thermique laminaire le long d'une plaque plane. Au-dessus de la transition, la sous-couche visqueuse reste laminaire, mais un transfert thermique turbulent transporte de la chaleur entre cette sous-couche thermique et le reste de l'écoulement. Physiquement, cela peut correspondre à des structures chaudes qui se détachent de la sous-couche thermique et sont transportées

3.4. Évolution de la pression dans le canal

au centre du canal avec un transfert thermique dominé par la conduction dans la sous-couche thermique. Ceci est confirmé par la bonne correspondance entre la température de paroi et les modèles analytiques montrés sur la figure 3.7.

3.4 Évolution de la pression dans le canal

3.4.1 Écoulement dans la zone IV

La zone IV est une région d'entrée au centre du canal où le profil de vitesse reste plat. La vitesse verticale U_{IV} ne dépend donc que de la hauteur x et la vitesse horizontale V_{IV} est obtenue à partir de l'équation de la conservation de masse. Le champ de vitesse dans la zone IV s'écrit donc :

$$U_{IV} = U_{\min}(x) \quad (3.20a)$$

$$V_{IV} = \left(\frac{b}{2} - y\right) \frac{\partial U_{\min}}{\partial x} \quad (3.20b)$$

avec $U_{\min}(x)$ la vitesse verticale au centre du canal.

À partir des équations 3.7b et 3.7c, on trouve les expressions suivantes pour la vitesse et la pression dans la zone IV :

$$U_{IV} = U_{\min}(x) = -A_m x + U_e \quad (3.21a)$$

$$V_{IV} = -A_m \left(\frac{b}{2} - y\right) \quad (3.21b)$$

$$\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle = \left(\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle\right) (x = 0, y) + \frac{U_e^2 - U_{\min}^2}{2} \quad (3.21c)$$

Le détail du calcul est donné dans l'annexe B. On recherche donc une régression linéaire pour les mesures expérimentales de U_{\min} . La figure 3.8 montre les mesures de la vitesse verticale au centre du canal et sa régression linéaire $-8x/H + 8,6$ (mm.s^{-1}) pour la partie basse du canal. L'écart entre les mesures et le modèle est en dessous de 9%. Cette approximation de la régression linéaire donne la vitesse en entrée du canal $U_e = 8,6$ mm/s.

L'écoulement étant quasi-parallèle, on peut trouver une expression similaire pour toute la partie basse du canal sauf en proche-paroi.

3.4.2 Pression dans le canal avant la transition

Les ordres de grandeur des termes dans l'équation de la quantité de mouvement sur l'axe y (eq. 3.7c) sont évaluées à partir des données expérimentales. On verra que le terme visqueux n'est pas dominant dans les zones II, III et IV (§3.5.2). Quand on compare la dérivée de $\langle v'^2 \rangle$ avec le terme convectif, le rapport des deux est grand :

$$\frac{v_i^{*2} X^2}{U_i^2 \delta_i^2} \simeq I_{u,e}^2 \left(\frac{1}{\Gamma}\right) \frac{b^2}{\delta_i^2} \simeq 10 \frac{b^2}{\delta_i^2} \gg 1.$$

3. Configuration symétrique

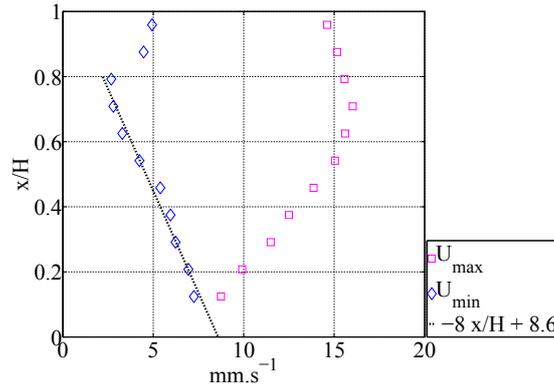


FIGURE 3.8 – Vitesse maximale, vitesse au centre du canal et sa régression linéaire.

où $I_{u,e}$ est l'intensité turbulente en entrée qui est de l'ordre de 30% et qui est utilisé pour estimer le rapport $\frac{v_i^*}{U_i}$. Les termes visqueux et convectif peuvent donc être négligés et l'équation 3.7c devient :

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_g}{\partial y} - \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial y} \quad (3.22)$$

Les équations 3.7d et 3.22 montrent que la variation de pression selon les axes y et z s'équilibre avec les fluctuations de vitesse.

Pour aller plus loin, on suppose que les valeurs moyennes des fluctuations de vitesse sont indépendantes de z car le canal et les conditions limites sont symétriques par rapport au plan $z = 0, 5l$. Par conséquent, l'équation de quantité de mouvement sur l'axe z (eq. 3.7d) montre que la pression moyenne est elle aussi indépendante de z . Ainsi, à partir des équations 3.22 et 3.21c, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right] &= - \underbrace{U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x}}_{\frac{\bar{u}^2}{x}} \quad (3.23) \\ &+ \underbrace{\left[\frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial x} \right] (x, y) - \left[\frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial x} \right] (x, b/2)}_{\frac{\bar{u}^{*2}}{x}} \end{aligned}$$

Le détail du calcul est donné dans l'annexe C. En notant $h'(x, y) = [\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle] (x, y) - [\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle] (x, b/2)$, l'équation 3.23 s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right] = \frac{1}{2} \frac{\partial (-U_{\min}^2)}{\partial x} + \frac{\partial h'(x, y)}{\partial x} \quad (3.24)$$

La figure 3.9 compare $-U_{\min}^2/2$ et le maximum de h' en y en fonction de la hauteur du canal. Ces deux quantités varient d'une manière similaire et possèdent une pente comparable avant la transition ($x/H < 0,71$), ce qui implique que les deux termes à droite de l'équation 3.24 sont du même ordre de grandeur. Si on considère les ordres de grandeur, on peut réécrire l'équation 3.23 en remplaçant les termes

3.4. Évolution de la pression dans le canal

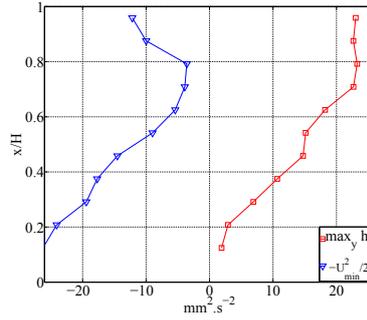


FIGURE 3.9 – $-\frac{1}{2}U_{\min}^2$ et $\max_y h'$ en fonction de x/H

fluctuants par le premier terme $\frac{1}{2} \frac{\partial(-U_{\min}^2)}{\partial x}$:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right] \simeq -2U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x} \quad (3.25)$$

Si l'on compare cette estimation avec l'équation 3.21c obtenue précédemment pour la zone IV, l'équation 3.21c implique

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{P_{g,IV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right] \simeq -U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x}$$

La différence des deux expressions vient du fait que l'équation 3.21c est obtenue en supposant que $\frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial y} = 0$ dans toute la zone IV alors que cela est vrai uniquement pour $y = b/2$ (Annexe B). La valeur exacte du gradient de pression doit situer entre ces différentes approximations. L'équation 3.25 est donc acceptable pour donner l'ordre de grandeur de pression pour les Zones II, III et IV. Par conséquent, l'équation 3.7b peut s'écrire pour ces zones :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = 2U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} + \beta g \Delta T \quad (3.26)$$

3.4.3 Pression dans le canal après la transition

Les expressions de la pression provenant des équations de conservation de la quantité de mouvement sur les axes y et z simplifiées (eq. 3.7d et 3.22) restent valables pour les zones VI et VII. Comme pour la partie basse du canal, la pression P_g est supposée indépendante de z (§3.4.2). À partir de ces deux équations, l'expression de la pression dans les zones VI et VII s'écrit :

$$\frac{P_g}{\rho} \simeq f(x) - \langle v'^2 \rangle \quad (3.27)$$

Pour aller plus loin, on utilise l'expression de la conservation de la quantité de mouvement (eq. 3.47) dans les zones VI et VII que l'on présentera au paragraphe §3.5.3. Dans cette expression ΔT_c est l'écart entre la température en dehors

3. Configuration symétrique

de la sous-couche limite thermique et la température en entrée. ΔT_c est supposé indépendant de y (§ 3.5.3). L'équation 3.47 est rappelée ci-dessous :

$$-\frac{\partial f}{\partial x}(x) + \beta g \Delta T_c(x) \simeq U_{\max} \frac{\partial U_{\max}}{\partial x} + U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x}$$

À partir des résultats expérimentaux montrés sur les figures 3.4, $\langle v'^2 \rangle$ est supposée indépendante de x . L'intégration de l'équation 3.47 en tenant compte de l'équation 3.27 conduit à :

$$\frac{P_g}{\rho} - \frac{P_{g,t}}{\rho} \simeq +g\beta \int_{x_t}^x \Delta T_c dx - \frac{1}{2} (U_{\max}^2 + U_{\min}^2) + \frac{1}{2} (U_{\max,t}^2 + U_{\min,t}^2) \quad (3.28)$$

Pour obtenir l'expression de la pression à la transition, l'équation 3.25 pour la partie basse du canal est utilisée pour $x = x_t$ et on obtient :

$$\frac{P_{g,t}}{\rho} - \frac{P_{g,e}}{\rho} \simeq \langle u'^2 \rangle_e - \langle u'^2 \rangle_t - U_{\min,t}^2 + U_e^2 \quad (3.29)$$

où l'indice "e" fait références aux valeurs prises en entrée.

Ces deux équations 3.28 et 3.29 donnent l'expression de la pression dans la partie haute du canal :

$$\begin{aligned} \frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle_t &\simeq \frac{P_{g,e}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle_e + g\beta \int_{x_t}^x \Delta T_c dx \\ &- \frac{1}{2} (U_{\max}^2 + U_{\min}^2) + \frac{1}{2} (U_{\max,t}^2 - U_{\min,t}^2) + U_e^2 \quad x \geq x_t \end{aligned} \quad (3.30)$$

Afin de simplifier cette expression, la température au centre est considérée constante après la transition : $\Delta T_c \simeq \Delta T_{c,t} \simeq 0,4^\circ\text{C}$ (fig. 3.2b). De plus, les valeurs expérimentales montrent que les termes de vitesse sont petits devant le terme de température, ils peuvent donc être pris à leur valeur à la transition. Finalement, intégrant l'équation 3.25 et en simplifiant l'équation 3.30, on obtient :

$$\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \simeq \frac{P_{g,e}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle_e + U_e^2 - U_{\min}^2 \quad x \leq x_t \quad (3.31a)$$

$$\begin{aligned} \frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle_t &\simeq \frac{P_{g,e}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle_e + U_e^2 - U_{\min,t}^2 \\ &+ g\beta \Delta T_{c,t} (x - x_t) \quad x \geq x_t \end{aligned} \quad (3.31b)$$

La figure 3.10 montre l'évolution de la pression selon le modèle donné par les équations 3.31. Elle montre que l'augmentation de la température au centre du canal après la transition dans les zones VI et VII conduit à une augmentation importante du gradient de pression longitudinal.

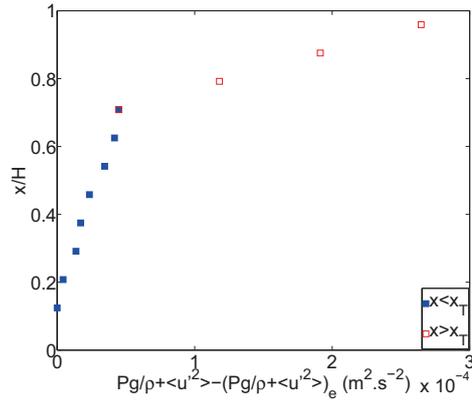


FIGURE 3.10 – Profil de pression $\left(\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle - \left[\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right]_e \right)$ calculé à partir des équations 3.31a et 3.31b

3.4.4 Discussion sur le profil de pression

La figure 3.10 montre que les forces de pression freinent l'écoulement. Les résultats expérimentaux montrent que la différence de pression entre la sortie et l'entrée du canal est due principalement au terme d'Archimède dans la partie haute du canal.

Ainsi, en négligeant tous les termes de vitesse, l'équation 3.31b donne :

$$\frac{P_g}{\rho}(H) - \frac{P_g}{\rho}(x_t) \simeq g\beta\Delta T_{c,t}(H - x_t) \quad (3.32)$$

Si on néglige la différence de pression dans la partie basse du canal par rapport à celle existante dans la partie haute, l'équation devient :

$$\frac{P_g}{\rho}(H) - \frac{P_g}{\rho}(0) \simeq g\beta\Delta T_{c,t}(H - x_t) \quad (3.33)$$

Si on suppose que l'environnement externe du canal est au repos avec une stratification thermique donnée par une différence de température ΔT_{ext} sur la hauteur du canal, la différence de pression induite par cette stratification est :

$$\frac{\Delta P_{g,\text{ext}}}{\rho} = g\beta\Delta T_{\text{ext}}H \quad (3.34)$$

Ce résultat signifie qu'une différence de température ΔT_{ext} à l'extérieur du canal entre les altitudes ($x/H = 1$) et ($x/H = 0$), qui serait de l'ordre de $\Delta T_{c,t} \frac{H-x_t}{H} \simeq 0, 1^\circ\text{C}$, conduirait à une différence de pression à l'extérieur du canal qui serait du même ordre de grandeur que celle que l'on vient d'estimer à l'intérieur. Pour cette expérience, on ne connaît pas précisément la stratification thermique en dehors du canal, mais on peut supposer que la pression en sortie du canal est équivalente à celle en dehors du canal à la même hauteur. Par conséquent, une stratification thermique externe plus élevée pourrait entraîner une force de pression opposée à l'écoulement plus importante. Néanmoins, cette hypothèse est à vérifier avec les expériences sous un meilleur contrôle de la stratification. Le contrôle de la stratification thermique en

3. Configuration symétrique

dehors du canal est donc un point délicat et important pour les études expérimentales.

3.5 Évolution du terme croisé du tenseur de Reynolds

Dans les sections précédentes, l'échange thermique en paroi et l'évolution de la pression dans le canal avant et après la transition sont décrits. Il reste dans cette partie à caractériser les fluctuations dans les zones situées entre la proche paroi où les gradients de vitesse sont importants et le centre du canal (Zone IV) où les gradients sont plutôt faibles. Pour cela, après la définition de la frontière entre la zone II et la zone III, les analyses sont présentées sur l'évolution du terme croisé de tenseur de Reynolds $\langle u'v' \rangle$ pour avant et après la transition.

3.5.1 Définition de la frontière entre la zone II et la zone III

La vitesse verticale augmente selon x dans la zone I sous la poussée d'Archimède alors qu'elle diminue dans la zone IV à cause de la conservation de la masse. Les zones II et III se situent entre les zones I et IV où un gradient selon y de la vitesse verticale se développe. La limite y_{II} entre les zones II et III est définie par la position où la vitesse verticale est indépendante de x :

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad x, y = y_{II} \quad (3.35)$$

Le gradient selon x de la vitesse est positif dans la zone II et négatif dans la zone III. Étant donné que le gradient de vitesse moyenne $\frac{\partial U}{\partial y}$ est négatif, ce changement de signe à la limite des deux zones correspond à une augmentation du cisaillement local le long de l'axe x et donc des fluctuations. On suppose d'une part que le profil de vitesse est concave dans la zone II et convexe dans la zone III et d'autre part que la frontière II-III, où le gradient $\frac{\partial U}{\partial y}$ est maximum, correspond à la position où le tenseur de Reynolds est maximal. Malheureusement, les profils de vitesse ne sont pas assez définis pour déterminer expérimentalement avec suffisamment de précision la position de cette frontière. À gauche de la position de ce maximum du tenseur de Reynolds, le terme de diffusion turbulent de l'équation de la quantité de mouvement $-\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y}$ est négatif (en considérant l'orientation des axes de la figure 3.6), ce qui signifie que le fluide est freiné par la diffusion de quantité de mouvement provenant de son entourage. À droite, ce terme est positif, le fluide est accéléré par les couches adjacentes.

3.5.2 Évolution du terme croisé avant la transition

Dans la zone II

Dans la zone II, le terme de diffusion turbulent $-\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y}$ de l'équation de la quantité de mouvement (eq. 3.26) est négatif et la poussée d'Archimède reste la seule force motrice de l'écoulement. On suppose qu'aucun des terme de vitesse domine les autres, par conséquent, on suppose que ces termes sont du même ordre de grandeur,

3.5. Évolution du terme croisé du tenseur de Reynolds

ce qui conduit à :

$$\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} \simeq U \frac{\partial U}{\partial x} \simeq \frac{1}{5} \beta g \Delta T$$

En supposant $\langle u'v' \rangle \simeq \langle u'v' \rangle_{\max}$ et $\frac{\partial U^2}{\partial x} \simeq \frac{U_{\max}^2 - U_e^2}{X}$, on obtient :

$$\langle u'v' \rangle_{\max} \simeq \frac{U_{\max}^2 - U_e^2}{X} \delta_{II} \quad (3.36a)$$

$$\beta g \Delta T_{II} \simeq 5 \frac{U_{\max}^2 - U_e^2}{X} \quad (3.36b)$$

La figure 3.11 compare les résultats expérimentaux de $\langle u'v' \rangle_{\max}$ avec l'expression donnée par l'équation 3.36a. Le bon accord obtenu pour la partie basse du canal ce qui tend à valider l'hypothèse que tous les termes de vitesse sont du même ordre de grandeur dans la zone II et que la frontière II-III correspond au maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds.

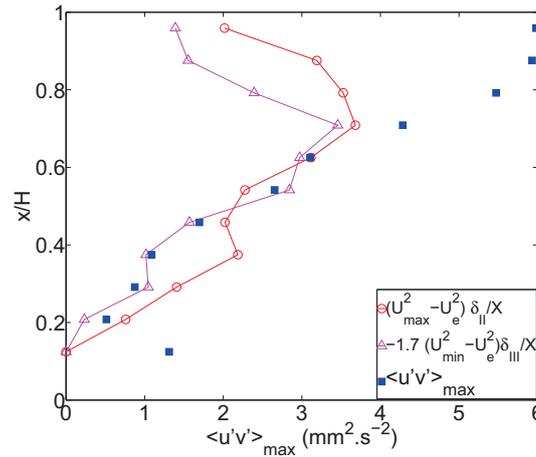


FIGURE 3.11 – Maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds dans la partie basse du canal : comparaison des résultats expérimentaux avec les équations 3.36a et 3.39

Pour l'équation de l'énergie (eq. 3.7e), on suppose que le transport par fluctuations de vitesse est négligeable dans la zone II. Si on suppose que les termes convectifs s'équilibrent avec le terme diffusif, on obtient l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la zone II : $\delta_{II} = \sqrt{\frac{aX}{U_{\max}}}$. Or cette approximation est d'un ordre de grandeur plus faible que les résultats expérimentaux ce qui signifie que le terme diffusif est en fait négligeable. Par conséquent, l'équation de l'énergie peut être réduite à ses termes à gauche seulement ce qui signifie que la chaleur est transportée par l'écoulement moyen sans perte diffusive. La température reste donc constante le long des lignes de courant dans la zone II.

3. Configuration symétrique

Dans la zone III

La limite gauche de la zone III est définie par l'équation 3.35 ($y = y_{II}$). Sa limite droite correspond la limite de la couche cisailée : $y_{III} = y_{SL}$ qui a été défini expérimentalement par l'équation 3.5 (p.75). Plus généralement, cette définition signifie que l'ordre de grandeur de vitesse dans la zone III est de l'ordre de U_{\min} à un coefficient près :

$$U_{III} \simeq KU_{\min} \quad (3.37)$$

De plus, dans la zone III, le terme de diffusion turbulente est positif et on suppose qu'il est supérieur au terme de la poussée d'Archimède. L'équation 3.26 peut s'écrire :

$$\frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} - \frac{\partial U_{\min}^2}{\partial x} = -\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} \quad (3.38)$$

où le terme visqueux est négligé. Les deux premiers termes sont réécrits en utilisant l'équation de la conservation de masse. Les termes à gauche étant du même ordre de grandeur mais de signe différents, on estime l'ordre de grandeur de la somme à partir du premier terme. On obtient :

$$\langle u'v' \rangle_{\max} \simeq -\frac{U_{III}^2 - U_e^2}{X} \delta_{III} \quad (3.39)$$

Si l'on injecte l'équation 3.37 dans l'équation 3.39, on obtient :

$$\langle u'v' \rangle_{\max} \simeq -K \frac{U_{\min}^2 - U_e^2}{X} \delta_{III} \quad (3.40)$$

Cette expression est tracée dans la figure 3.11 avec $K = 1,7$ et elle est en bon accord avec les résultats expérimentaux pour la partie basse du canal.

On notera que l'on aurait aussi pu considérer que l'échelle de vitesse dans la zone III est donnée par $U_{III} = U_{\min}$. Dans ce cas, le coefficient K de l'équation 3.40 peut être interprété comme un coefficient permettant d'estimer la somme à gauche de l'équation 3.38 à partir de l'estimation du premier terme. Le bon accord trouvé sur la figure 3.11 confirme que dans la zone III le maximum du tenseur de Reynolds ne dépend que des vitesses moyennes et que la poussée d'Archimède n'intervient pas. La zone III est donc bien située en dehors de la couche limite thermique définie par l'équation 3.2 ce qui est aussi confirmé par la figure 3.5 qui montre que $\delta_T \sim y_{uv}$ dans la partie basse du canal.

3.5.3 Évolution du terme croisé après la transition dans les zone VI-VII

Après la transition, le flux de chaleur est transporté par les fluctuations depuis la zone V vers le centre du canal, ce qui conduit à l'augmentation de la température T_c . Supposons que grâce au mélange efficace, T_c ne dépende que de x . La frontière entre les zone VI et VII, y_{VI} , est la position où la vitesse verticale est indépendante de x . Comme pour la limite entre Zones II et III avant la transition, cette position

3.5. Évolution du terme croisé du tenseur de Reynolds

y_{VI} est supposée proche de la position du maximum du tenseur de Reynolds. On a :

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad x, y = y_{VI} \quad (3.41)$$

À partir des résultats expérimentaux, on suppose que les déviations standards des composantes de vitesse sont indépendantes de x après la transition (fig. 3.4). L'équation sur la pression dans les zones VI et VII donnée par l'équation 3.27 (§3.4.3) conduit à :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right) \simeq \frac{\partial f}{\partial x}(x) \quad (3.42)$$

Dans les zones VI et VII, la conservation de la quantité de mouvement sur x est écrite à partir de l'équation 3.7b dans laquelle le terme de pression est estimé par l'équation 3.42 :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{\partial f}{\partial x}(x) + \beta g \Delta T_c(x) - \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} \quad (3.43)$$

où le terme de viscosité est négligé. Si l'on la dérive par rapport à y , on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(U \frac{\partial U}{\partial x} \right) + V \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{\partial^2 \langle u'v' \rangle}{\partial y^2} \quad (3.44)$$

Afin d'évaluer $\langle u'v' \rangle_{\max}$, l'ordre de grandeur de chaque terme de l'équation est estimé à la frontière VI-VII ($y = \delta_{VI}$). Comme pour les zones II et III, le profil de vitesse est supposé concave dans la zone VI et convexe dans la zone VII. Un point d'inflexion est situé autour de $y = \delta_{VI}$ et le terme $V \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$ peut donc être négligé. De même, le fluide est freiné ($\frac{\partial U}{\partial x} < 0$) dans la zone VI et accéléré ($\frac{\partial U}{\partial x} > 0$) dans la zone VII, ce qui implique que $\frac{\partial V}{\partial y} > 0$ dans la zone VI et $\frac{\partial V}{\partial y} < 0$ dans la zone VII pour assurer la conservation de masse. Par conséquent, le gradient de vitesse $\frac{\partial V}{\partial y}$ est nul autour de $y = \delta_{VI}$, ce qui permet de négliger le terme $\frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial y}$. Ainsi autour de $y = \delta_{VI}$, l'équation 3.44 devient :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(U \frac{\partial U}{\partial x} \right) = -\frac{\partial^2 \langle u'v' \rangle}{\partial y^2} \quad (3.45)$$

On obtient ainsi l'ordre de grandeur de $\langle u'v' \rangle_{\max}$ pour la partie haute du canal :

$$\begin{aligned} \langle u'v' \rangle_{\max} &\simeq \frac{b}{2} \left(U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x} - U_{\max} \frac{\partial U_{\max}}{\partial x} \right) \\ &\simeq \frac{b}{2} \left(U_{\min} \frac{U_{\min} - U_{\min, t}}{x - x_t} - U_{\max} \frac{U_{\max} - U_{\max, t}}{x - x_t} \right) \end{aligned} \quad (3.46)$$

où l'ordre de grandeur de $\frac{\partial}{\partial y}$ est estimé par $2/b$, $U_{VI} = U_{\max}$ et $U_{VII} = U_{\min}$ sont les ordres de grandeur de vitesse dans les zones VI et VII, respectivement. $U_{\min, t}$ et $U_{\max, t}$ sont les vitesses verticales minimales et maximales à la transition $x = x_t$. La

3. Configuration symétrique

figure 3.12 montre un bon accord entre cette estimation du maximum du tenseur de Reynolds avec les données expérimentales après la transition.

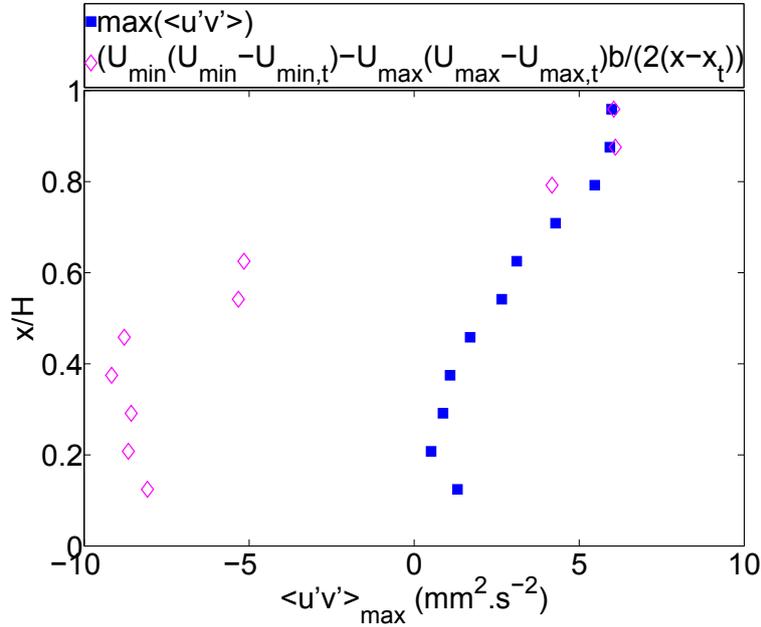


FIGURE 3.12 – Maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds : données expérimentales (■) et le modèle (◇ eq. 3.46). Un bon accord est trouvé après la transition ($x/H \geq 0,71$).

À partir de l'expression (eq. 3.46), l'ordre de grandeur de la somme des termes de pression et de la poussée d'Archimède dans l'équation 3.43 est évaluée. Les ordres de grandeur de l'équation 3.43 sont évalués dans les zones VI et VII :

$$2U_{\max} \frac{\partial U_{\max}}{\partial x} \simeq -\frac{\partial f}{\partial x}(x) + \beta g \Delta T_c(x) - 2 \frac{\langle u'v' \rangle_{\max}}{b} \quad \text{Zone VI}$$

$$2U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x} \simeq -\frac{\partial f}{\partial x}(x) + \beta g \Delta T_c(x) + 2 \frac{\langle u'v' \rangle_{\max}}{b} \quad \text{Zone VII}$$

La somme de ces deux équations donne :

$$-\frac{\partial f}{\partial x}(x) + \beta g \Delta T_c(x) \simeq U_{\max} \frac{\partial U_{\max}}{\partial x} + U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x}$$

$$\simeq U_{\max} \frac{U_{\max} - U_{\max,t}}{X - X_t} + U_{\min} \frac{U_{\min} - U_{\min,t}}{X - X_t} \quad (3.47)$$

Cette expression est utilisée dans la section §3.4.3 pour estimer la pression après la transition.

À partir des hypothèses faites au début de ce paragraphe, l'équation de l'énergie 3.7e dans les zones VI et VII peut s'écrire :

$$U \frac{\partial \Delta T_c}{\partial x} \simeq -\frac{\partial \langle u'\theta' \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle v'\theta' \rangle}{\partial y} \quad (3.48)$$

car la diffusion moléculaire est négligée et T_c ne dépend que de x . Compte tenu de la valeur du terme $\langle v'\theta' \rangle$ à la frontière V-VI (eq. 3.12, p.80) et du fait que ce terme est nul sur l'axe de symétrie $y = b/2$, on obtient facilement l'ordre de grandeur de la dérivée dans les zones VI et VII :

$$\frac{\partial \langle v'\theta' \rangle}{\partial y} \simeq -\alpha(x) \frac{2q}{\rho C_p b}$$

L'équation 3.48 devient maintenant :

$$\frac{\partial \langle u'\theta' \rangle}{\partial x} \simeq -U \frac{\partial \Delta T_c}{\partial x} + \alpha \frac{2q}{\rho C_p b} \quad (3.49)$$

Cette équation permet d'obtenir l'ordre de grandeur de $U\Delta T_c + \langle u'\theta' \rangle$ dans les zones VI et VII :

$$U\Delta T_c + \langle u'\theta' \rangle \simeq \alpha \frac{2q}{\rho C_p b} (x - x_t) \quad (3.50)$$

Cette équation est utilisée dans la section §3.3.2 pour obtenir l'équation 3.14 (p.81).

La figure 3.2b montre l'évolution de la température au centre du canal ΔT_c . Dans la partie haute du canal, le domaine est un peu court pour estimer l'évolution de ΔT_c . Cependant, si ΔT_c décroît ou reste quasiment constant, l'équation 3.49 implique que $\langle u'\theta' \rangle$ augmente dans la partie haute canal. Ce résultat montre que la part de flux de chaleur transporté par les fluctuations tend à augmenter avec x après la transition.

3.6 Scénario de transition

À partir de cette analyse, on établit un scénario de transition qui est décrit ici pour la moitié du canal. En entrée du canal, le profil de vitesse est plat. Puis sous la poussée d'Archimède, le fluide en proche paroi accélère. La vitesse et la température de paroi suivent le comportement du transfert thermique laminaire de la plane plane verticale dans la zone I (eq. 3.9, p.79). Par la conservation de masse, la vitesse au centre du canal diminue avec x dans la zone IV (fig. 3.8, p.84). Entre la zone I et IV, le gradient de vitesse augmente et une couche de cisaillement se développe. Dans la couche de cisaillement, la diffusion de quantité de mouvement, qui est caractérisée par le maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds, augmente les épaisseurs des zones II et III (fig. 3.11, p.89). À $x = x_t$, la limite droite de la zone III atteint le centre du canal (fig. 3.5, p.75). La rencontre des deux couches de cisaillement venant des deux parois empêche la vitesse au centre du canal de continuer à diminuer. Par conséquent, par la conservation de masse, ceci limite l'augmentation de vitesse en proche paroi diminue. Si la vitesse en proche paroi ne peut plus augmenter, le transfert de chaleur laminaire en proche paroi ne suffit plus pour évacuer la puissance injectée, ce qui déclenche la transition. Au-dessus de la transition, une partie du flux injecté est transportée par les fluctuations en dehors de la zone V vers le centre du canal (eq. 3.12 et 3.19, p.80), ce qui conduit à la diminution de la température de paroi (fig. 3.7, p.80). De plus, la part du flux thermique transporté par le fluide en dehors de la zone V augmente linéairement avec x après la transition. Par conséquent, dans ce scénario, la transition observée est déclenchée par la jonction

3. Configuration symétrique

des deux couches de cisaillement. On peut donc supposer que le rapport de forme du canal a un impact sur la position de la transition. À rapport de forme constant, on peut agir sur la position de la transition en augmentant la diffusion de quantité de mouvement dans les zone II et III qui pilote l'épaississement des couches de cisaillement. Par exemple, on peut imaginer que des fluctuations introduites en entrée qui serait transportées dans les zones II et III permettraient d'avancer la transition.

3.7 Conclusions

Ce chapitre traite de l'étude de l'écoulement de convection naturelle pour la configuration d'un chauffage symétrique. Il donne une explication au changement de comportement observé expérimentalement durant la thèse de Daverat. Un modèle analytique basé sur une analyse des ordres de grandeur est établi avec une approche zonale.

Tout d'abord, les principaux résultats expérimentaux obtenus durant la thèse de Daverat sont présentés. Un changement de comportement est observé et il est caractérisé par une température de paroi et une vitesse en proche paroi maximale à la hauteur de la transition. La température et la vitesse en proche paroi augmentent avant la transition et diminuent après. Cette transition correspond au déclenchement d'un transfert de chaleur turbulent entre la zone de proche paroi et le centre du canal.

Les résultats expérimentaux ont suggéré un découpage de canal en 7 zones. La hauteur de la transition divise le canal en partie basse et partie haute. Les épaisseurs des couches limites sont définies. Les équations de conservation sont simplifiées sous les hypothèses de Boussinesq, de l'écoulement bi-dimensionnel et que les rapports d'aspect du canal sont grands.

Dans chacune des zones, les phénomènes dominants sont déterminés et les relations sur les ordres de grandeurs sont déduites et validés par les données expérimentales. Concernant l'échange thermique, en proche paroi avant la transition, on a obtenu le modèle classique de la couche limite laminaire le long d'une plaque plane verticale. Après la transition, le flux thermique est transporté par les fluctuations en dehors de la sous-couche limite thermique. Concernant la pression dans le canal, le modèle montre que la pression est une force qui freine l'écoulement. La différence de pression entre la sortie et l'entrée du canal peut être estimée par la différence de température. Par conséquent, le contrôle de stratification thermique qui pourrait entraîner une force de pression opposante à l'écoulement devient un point délicat pour les études expérimentales. Enfin, les fluctuations dans les zones situées entre la proche paroi où les gradients de vitesse sont importants et le centre du canal où ils sont plutôt faibles sont caractérisées par le maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds avant et après la transition.

Chapitre 4

Configuration asymétrique

Dans ce chapitre, l'étude pour la configuration de chauffage asymétrique est réalisée. Une seule paroi est chauffée sous condition de densité de flux de chaleur uniforme, l'autre paroi étant adiabatique.

Ce chapitre est composé de deux parties. Une première partie est consacrée à l'étude du régime transitoire. Seules les premières heures à partir de la mise en chauffage de la paroi sont étudiées. La caractérisation de la phase de démarrage est réalisée en terme de transfert thermique, d'écoulement, du comportement bi- ou tri-dimensionnel, ainsi que de la stratification thermique dans la cellule d'eau.

La deuxième partie du chapitre, au contraire, traite le cas du régime stationnaire. Les analyses sont réalisées sur des données pour lesquels le régime est considéré établi. Le comportement thermique est étudié et met en évidence deux états distincts. Il est ensuite relié avec les mesures de vitesses. Enfin, l'influence du nombre de Prandtl et de l'écartement du canal sont discutés.

4.1 Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

Lors du fonctionnement réel d'une double-peau photovoltaïque, les conditions météorologiques telles que la variation de l'ensoleillement, le passage des nuages entraînent une variation de la densité de flux de chaleur reçue par la lame d'air. Cette variation correspond à des régimes transitoires de l'écoulement de convection naturelle dans le canal en eau qu'il est donc nécessaires d'étudier.

Dans cette partie, le régime transitoire résultant d'un saut de densité de flux de chaleur dans la phase de mise en chauffe de la paroi est étudié pour la configuration asymétrique. La paroi en acier inoxydable est chauffée uniformément, l'autre paroi en polycarbonate étant adiabatique. On se focalise sur l'évolution thermique et dynamique durant les premières heures à partir de la mise en chauffe de la paroi. Les mesures sont réalisées avec un flux de chaleur injecté de $q = 3732 \text{ W.m}^{-2}$ et un écartement entre les parois de $b = 40,6 \text{ mm}$, correspondant à un nombre de Rayleigh modifié de $Ra_b^* = 2,75.10^7$.

4.1.1 Présentation des campagnes de mesures

Les campagnes de mesures sont présentées ici. Deux configurations sont étudiées : avec et sans système de refroidissement de la cellule d'eau. Le système de refroidissement est constitué d'une pompe, d'un échangeur, et d'un bain thermostaté (chap.2). Pour le cas avec refroidissement étudié ici, la température du bain thermostaté est réglée à 21°C . Au démarrage, la température de l'eau est homogène. Dans le cas sans système de refroidissement, l'eau est refroidie uniquement par l'échange thermique avec la pièce.

Le tableau 4.1 récapitule les 20 expériences réalisées dont les expériences 4-16 sans système de refroidissement et les expériences 1-3 et 17-20 avec refroidissement. Pour les expériences 1-3, la pompe du système de refroidissement utilisée est une pompe à membrane avec un débit réglé à son maximum $\sim 3 \text{ L.min}^{-1}$. Pour les expériences 17-20, la pompe utilisée est une pompe à engrenage avec un débit réglé à $1,8 \text{ L.min}^{-1}$. Dans la suite, on utilisera la notation Exp.X-R et Exp.Y-NR pour rappeler que les expériences X et Y sont respectivement refroidie et non-refroidie. Selon l'expérience, les mesures de vitesses sont réalisées par PIV et/ou LDV avec différentes configurations en entrée et/ou en sortie du canal qui sont schématisées sur les figures 4.1 et 4.2. Les systèmes de mesures PIV et LDV sont décrits aux paragraphes §2.3.3 et §2.3.4. Les durées de mesures, la configuration du système PIV et la position du point de mesure LDV sont indiquées, pour chaque expérience, dans le tableau 4.1. La stratification thermique est mesurée par 12 thermocouples disposés à l'arrière des parois du canal, 6 de chaque côté (fig. 4.2). Les températures en entrée du canal sont mesurées à 2 cm ($x/H = -0,03$) en-dessous des bloc-parois et moyennées sur la durée de chaque expérience. La stratification est caractérisée par le gradient de température entre le haut et l'entrée du canal :

$$S(t) = \frac{T_h(t) - T_e(t)}{x_h - x_e} \quad (4.1)$$

avec T_h mesurée à $x/H = 1,12$ pour les Exp.1-3 et à $x/H = 1$ pour les Exp.4-13 et 16-20. Dans le tableau 4.1, la stratification est donnée à $t = 0,5\text{h}$ après le

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

démarrage. Les mesures de stratification ne sont pas réalisées pour les Exp.14 et 15.

Exp.	$S(^{\circ}C/m)$ à $t=0,5$ h	$T_e(^{\circ}C)$	PIV			LDV		
			Durée	Position	Plan	Durée	x/H	y/b
1-R	3,8	20,4	1h	Sortie	Vertical	3h	0,07	Centre
2-R	/	20,7	8min	Sortie	Vertical	20min	0,07	Centre
3-R	3,0	27,2	40min	Sortie	Vertical	40min	0,07	Centre
4-NR	/	21,7	10min	Entrée	Vertical	/		
5-NR	2,0	21,9	1h	Entrée	Vertical	/		
6-NR	3,9	22,7	1h	Entrée	Vertical	1h	0,96	0,25
7-NR	2,4	20,9	1h	Entrée	Vertical	/		
8-NR	2,4	21,1	1h	Entrée	Horizontal	/		
9-NR	2,5	22,0	1h	Entrée	Horizontal	/		
10-NR	2,5	22,7	1h	Entrée	Horizontal	/		
11-NR	2,5	22,3	1h	Entrée	Horizontal	1,2h	0,79	0,88
12-NR	2,2	24,0	1h	Entrée	Horizontal	1,3h	0,79	0,93
13-NR	2,2	22,5	2h	Entrée	Horizontal	2,2h	0,79	0,85
14-NR	/	28,8	/			4h	0,04	0,13
15-NR	/	21,2	/			1h	0,04	0,63
16-NR	2,3	22,1	/			1,5h	0,04	0,13
17-R	3,3	22,4	2h	Entrée	Horizontal	2h	0,79	0,85
18-R	2,7	24,8	/			50min	-0,03	0,9
19-R	2,1	27,2	/			4h	-0,03	0,9
20-R	1,9	27,1	/			4h	-0,03	0,9

TABLE 4.1 – Récapitulatif des expériences réalisées. Le plan de mesure horizontal en entrée est situé à $x/H = -0,03$, le plan de mesure vertical est situé à $z/l = 0,5$. Les expériences 4-16 sont sans système de refroidissement et les expérience 1-3 et 17-20 sont refroidies.

Les comportements thermiques et dynamiques de l'écoulement au démarrage sont similaires pour un certain nombre d'expériences, avec et sans refroidissement confondues. Le comportement général est présenté ici.

4.1.2 Transfert thermique

Pour caractériser la phase de démarrage, l'analyse est premièrement réalisée sur le transfert thermique. Les profils de température de paroi instantanée à trois instants après la mise en chauffe de la paroi sont tracés dans la figure 4.3 pour l'expérience 7. La forme est différente pour les trois profils à $t = 0,1h$; $0,5h$ et $0,9h$. Il y a un maximum de température sur chaque profil et sa position évolue au cours du temps : elle est à $x/H \sim 0,9$ à $t = 0,1h$ et elle descend jusqu'à $x/H \sim 0,6$ à $t = 0,9h$. La position de la température maximale est un indicateur global caractéristique de la forme du profil de température instantanée.

La figure 4.4a montre la position de la température maximale de la paroi chauffée en fonction du temps pour plusieurs expériences. Il s'agit d'une moyenne glissante sur 10 minutes pour faciliter la visualisation. Chaque courbe représente une expérience. Les courbes ont la même allure et sont bien superposées sauf celle représentant l'expérience 13. Ceci suggère que, mise à part l'expérience 13, les expériences présentées

4. Configuration asymétrique

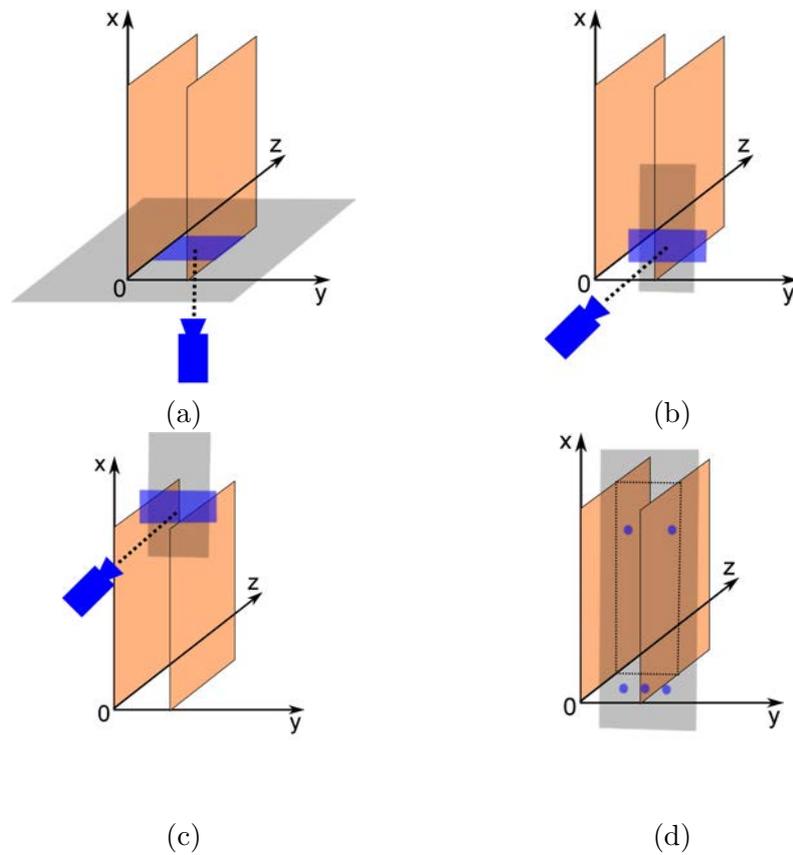


FIGURE 4.1 – Schéma des configurations de mesures de PIV (a) en entrée dans un plan horizontal (b) en entrée dans un plan vertical (c) en sortie dans un plan vertical. (d) Positions des points de mesure par LDV.

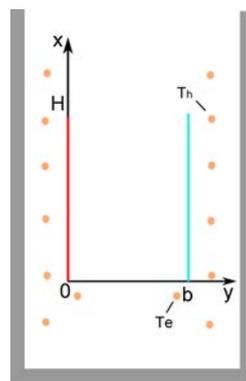


FIGURE 4.2 – Positions des points de mesure de température à l'extérieur du canal. La stratification thermique est mesurée du côté de la paroi polycarbonate $S = \frac{T_h - T_e}{x_h - x_e}$. Les thermocouples sont à mi-distance entre le bloc-paroi et la cellule en verre

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

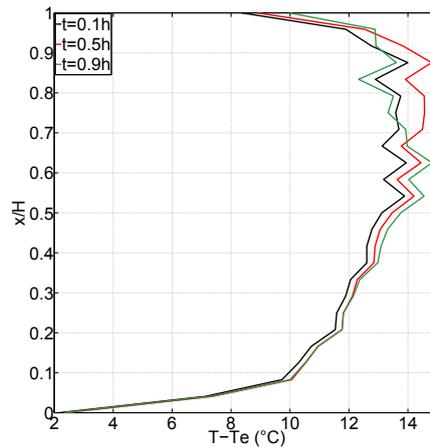


FIGURE 4.3 – Profils de température de paroi à trois instants différents. L'exemple est donné pour l'expérience 7.

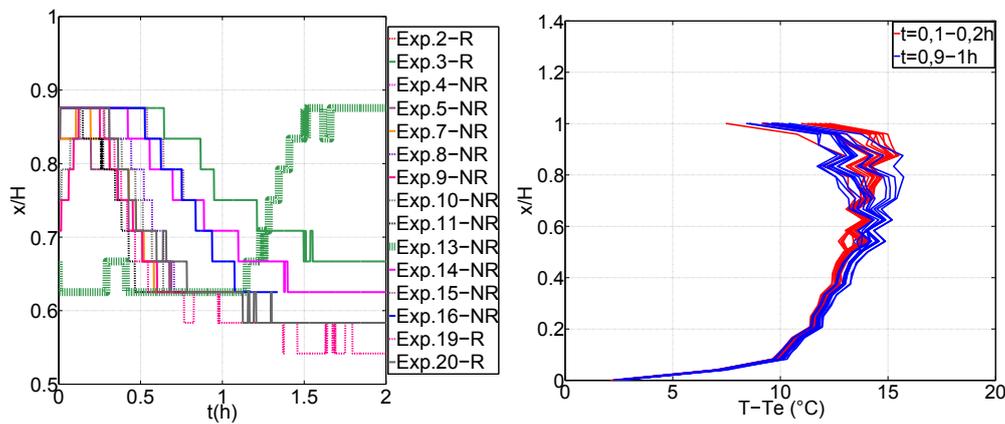


FIGURE 4.4 – (a) Évolution en temps de la position de la température maximale de paroi (calcul sur une plage glissante de 10 minutes) pour 15 expériences (b) Profils de température de paroi pour les mêmes expériences : température moyennée sur $t = 0, 1 - 0, 2$ h (rouge), température moyennée sur $t = 0, 9 - 1$ h (bleu)

ont un comportement thermique similaire. Dès la mise en chauffe, la température de la paroi augmente le long du canal et la position de la température maximale se trouve alors en sortie ($x/H \sim 0,9$) au début de l'expérience. Dans la figure 4.4b, les courbes rouges représentent les profils de température de paroi moyennée sur les premiers instants de chauffage ($t = 0, 1 - 0, 2$ h). Ces profils montrent une augmentation monotone de température en fonction de la hauteur du canal tout au début de chauffage. L'écart de température entre la sortie ($x/H \sim 0,9$) et l'entrée ($x/H \sim 0$) atteint ~ 15 °C. Puis, la position de la température maximale descend progressivement jusqu'à $x/H \sim 0,6$ au bout d'une demi-heure comme montré dans la figure 4.4a. Ce changement caractérise l'apparition d'un mélange thermique plus efficace. En effet, les profils de température de paroi moyennées sur $t = 0, 9 - 1$ h (les courbes en bleu dans la figure 4.4b) montrent que la température augmente le long du canal jusqu'à $x/H \sim 0,6$ puis diminue de 2 à 3 °C jusqu'à la sortie pour

4. Configuration asymétrique

la plupart d'expériences. Les trois courbes bleues qui sont moins bien superposées correspondent aux expériences 6, 14, 16 où la descente de la position de température maximale a lieu plus tard que pour les autres expériences. Pour l'expérience 13, le comportement est particulier. La position de la température maximale est au centre du canal dès la mise en chauffe et reste à cette position jusqu'à $t = 1$ h, puis elle montre vers la sortie du canal. Nous reviendrons sur ce comportement particulier un peu plus loin lors de l'analyse des fluctuations de températures.

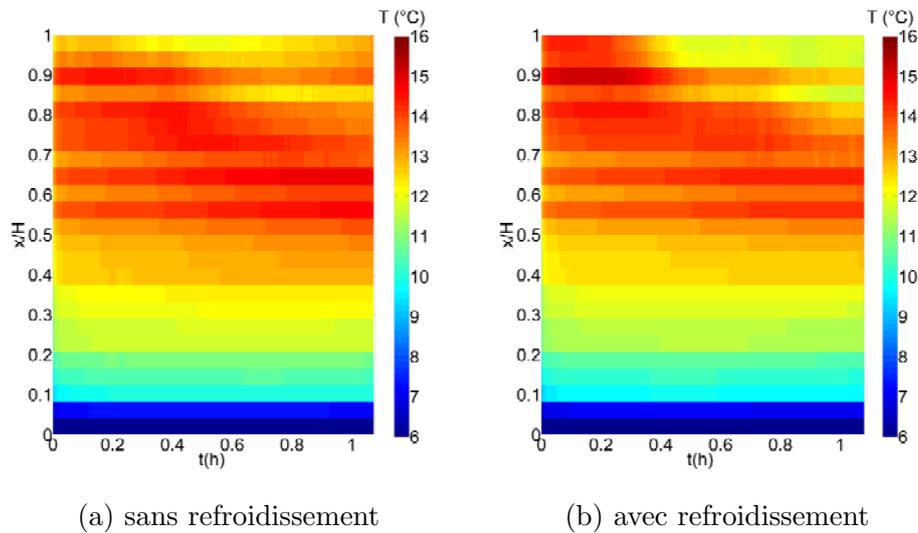


FIGURE 4.5 – Profils de température de la paroi chaude (moyenne glissante sur 10 min) (a) cas sans refroidissement (Exp.7) (b) cas avec refroidissement (Exp.20)

Les figures 4.5 montrent l'évolution au cours du temps des profils de température de la paroi chaude sur la première heure de chauffage pour l'expérience 7 sans refroidissement et l'expérience 20 avec refroidissement. Les températures sont des moyennes glissantes sur 10 minutes. Le phénomène est bien visualisé pour les deux cas : au début du chauffage, les températures sont élevées vers la sortie du canal, puis le maximum se déplace progressivement vers le centre du canal où se trouve les points les plus chauds à partir d'une demi-heure.

Pour aller plus loin, l'analyse est réalisée sur les fluctuations de température. La figure 4.6 montre l'évolution des fluctuations de températures de paroi aux $3/4$ du canal ($x/H = 0,75$) calculées sur une plage glissante de 10 min. Parmi les 15 expériences présentées ici, toutes, sauf l'expérience 13 (en gras sur la figure 4.6), suivent la même évolution avec ou sans refroidissement : les fluctuations sont basses et quasiment nulles pour les premiers instants de chauffage, puis elles augmentent progressivement à partir d'une demi-heure. Les courbes ne sont pas tout à fait superposées. La croissance des fluctuations démarre plus ou moins tôt en fonction de l'expérience. On note que pour les expériences 3, 14, et 16 la croissance démarre plus tard que pour les autres expériences, ce qui correspond aux observations sur la position de température maximale (fig. 4.4a). Pour le cas particulier de l'expérience 13, les fluctuations sont élevées dès la mise en chauffe de la parois et restent au même niveau jusqu'à $t = 1$ h.

Les figures 4.7 montrent l'évolution des profils de la déviation standard de la tem-

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

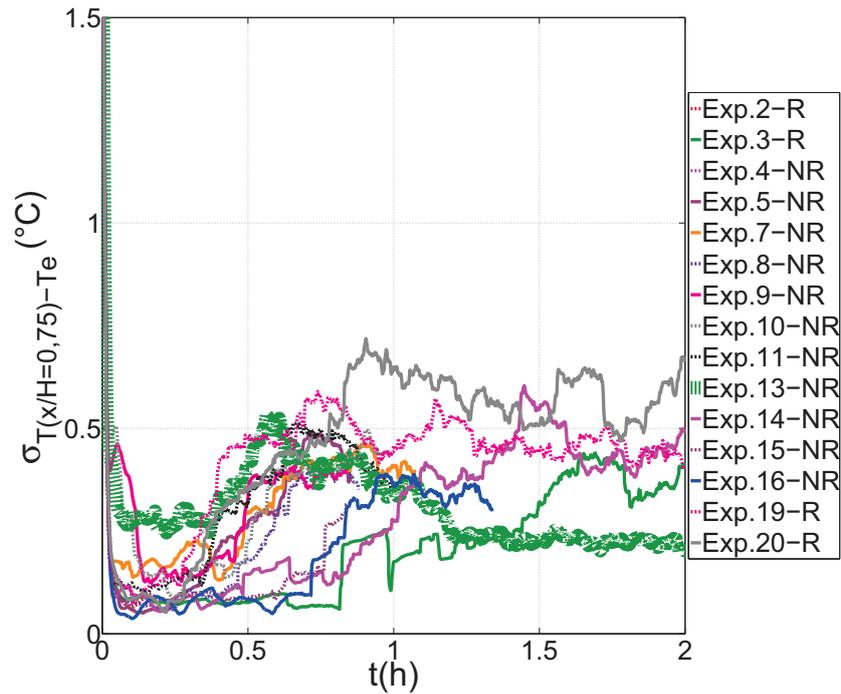


FIGURE 4.6 – Évolution de la déviation standard de la température de paroi à $x/H = 0,75$ (calcul sur une plage glissante de 10 min) pour 15 expériences. La courbe correspondante à l'expérience 13 est en gras.

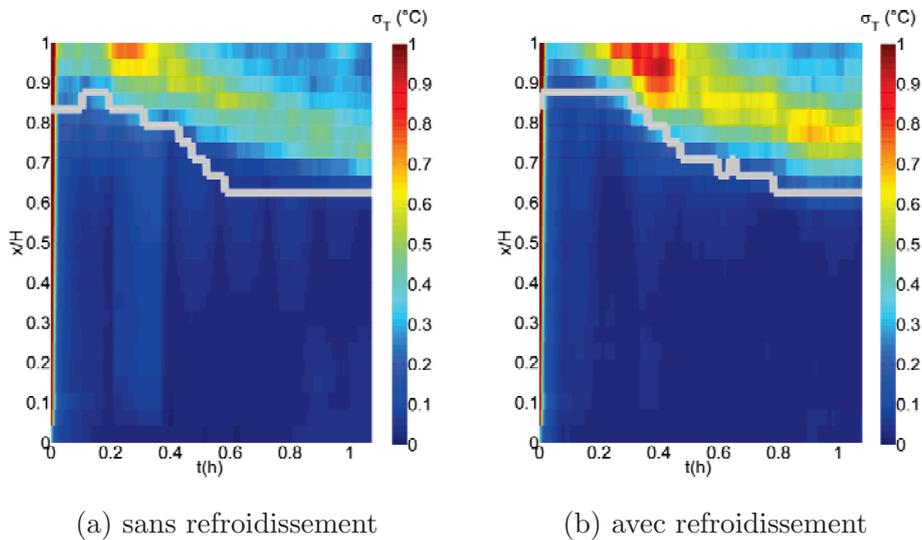


FIGURE 4.7 – Profils de la déviation standard de la température de la paroi chaude calculée sur une plage glissante de 10 min. La courbe grise représente la position de la température maximale. (a) cas sans refroidissement (Exp.7) (b) cas avec refroidissement (Exp.20)

température pour les cas sans refroidissement (Exp.7) et avec refroidissement (Exp.20). Elles montrent que les fluctuations sont quasiment nulles au début de chaque expérience. Les fluctuations apparaissent d'abord vers la sortie du canal, puis descendent dans le canal progressivement. Elles occupent la partie haute du canal ($x/H > 0,6$)

4. Configuration asymétrique

à partir d'une demi-heure. Ce comportement est à rapprocher des observations sur la position du maximum de la températures de paroi au cours du temps qui est indiquée sur les figures 4.7. On observe que les fluctuations de la température de paroi augmentent au-dessus de la position du maximum de température. Ceci correspond bien à une amélioration de l'échange thermique par les fluctuations de l'écoulement qui se traduit par une baisse de la température de paroi.

Concernant le comportement thermique au delà d'une heure de chauffage, les profils de température de paroi sont présentés dans les figures 4.8 pour les expériences 14 (sans refroidissement) et 20 (avec refroidissement) qui ont duré 4h. On constate que, pour les deux cas, la position de la température maximale remonte vers la sortie à partir de $t = 2$ h. Les profils de fluctuations pour les mêmes expériences sont montrés dans les figures 4.9. Ils montrent que les fluctuations de température remontent vers la sortie canal comme la position de température maximale. Cette observation est moins marquée pour le cas de l'expérience 14 sans refroidissement, mais il faut noter qu'au démarrage de cette expérience 14 la propagation des fluctuations de la sortie vers le centre se produit avec un retard par rapport aux autres expériences (fig. 4.6). Cette diminution des fluctuations dans la partie haute du canal 2 – 3h après le démarrage correspond à un échange thermique moins efficace.

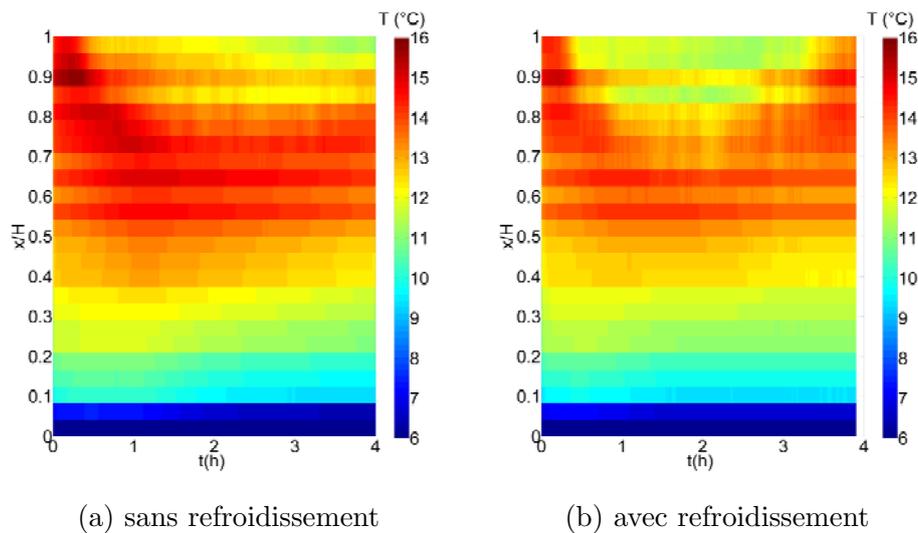


FIGURE 4.8 – Profils de température de la paroi chaude moyennée sur une plage glissante 10 min (a) cas sans refroidissement (Exp.14) (b) cas avec refroidissement (Exp.20)

Pour résumer, un comportement thermique similaire est observé pour les expériences présentées ici, avec ou sans refroidissement. Au début du chauffage, les températures maximales de paroi sont en sortie du canal et les fluctuations de température n'apparaissent qu'en sortie. Puis les fluctuations descendent dans le canal et les températures de paroi diminuent en sortie. Après une demi-heure de chauffage, les températures maximales se trouvent au centre du canal et les fluctuations occupent la partie haute du canal. Ceci correspond à une amélioration de l'échange thermique. Par contre, au-delà de deux heure de chauffage, l'échange thermique se détériore : la position de la température maximale et les fluctuations de température remontent vers la sortie.

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

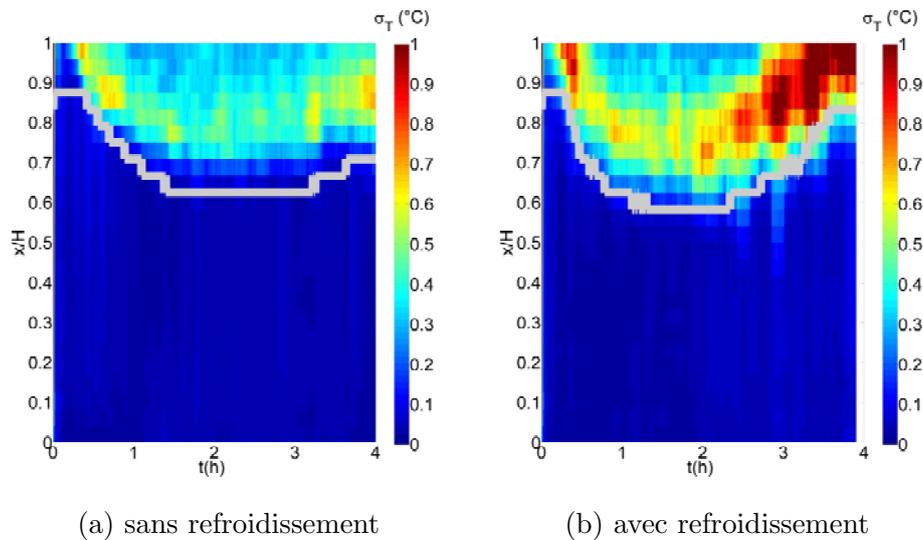


FIGURE 4.9 – Profils de la déviation standard de la température de la paroi chaude calculée sur une plage glissante 10 min. La courbe grise représente la position de la température maximale. (a) Cas sans refroidissement (Exp.14) (b) cas avec refroidissement (Exp.20)

4.1.3 Écoulement de retour

Pour relier le comportement thermique à l'écoulement, l'analyse est réalisée sur les vitesses verticales et horizontales en entrée et en sortie du canal. Les figures 4.10 montrent la vitesse verticale u en entrée du canal pour 5 expériences. La figure de gauche montre l'évolution des vitesses à $x/H \sim -0,03$ et à $y/b \sim 0,9$ (à ~ 4 mm de la paroi polycarbonate) pour les expériences avec et sans refroidissement. Les vitesses en entrée pour les 5 expériences n'ont pas la même valeur mais sont du même ordre de grandeur et suivent la même tendance au cours du temps. Les vitesses sont positives et atteignent leur maximum au début de chaque expérience puis elles chutent brusquement. La chute de vitesse n'est pas visible sur l'expérience 4 qui est très courte (10 min). Mise à part pour l'expérience 5 pour laquelle la vitesse chute dès $t \sim 0,3$ h, la vitesse chute après une heure de chauffe pour la plupart des expériences. Pour les 2 expériences avec refroidissement (Exp.19 et 20) qui ont duré plus d'une heure, la vitesse en entrée continue à diminuer après 1h et devient négative jusqu'à la fin de l'expérience. Cette observation correspond à un écoulement de retour (écoulement descendant) en entrée du canal près de la paroi polycarbonate. La figure de droite montre les profils de vitesse verticale instantanée u sur la largeur du canal moyennée sur $-0,01 \leq x/H \leq 0,01$ pour le cas de l'expérience 7. Les vitesses diminuent sur toute la largeur du canal et s'approchent de 0 et atteignent des valeurs négatives vers $t = 0,9$ h. Cet écoulement de retour en entrée est donc présent sur une large partie de la section du canal vers $t = 0,9$ h.

La présence de l'écoulement de retour est également confirmée par les mesures de vitesses horizontales v selon y en entrée du canal pour d'autres expériences. La figure 4.11a montre l'évolution en temps des vitesses horizontales à ~ 4 mm de la paroi polycarbonate pour 7 expériences différentes. Les vitesses sont négatives au début de la mise en chauffe, ce qui correspond à une circulation de la paroi adiabatique vers

4. Configuration asymétrique

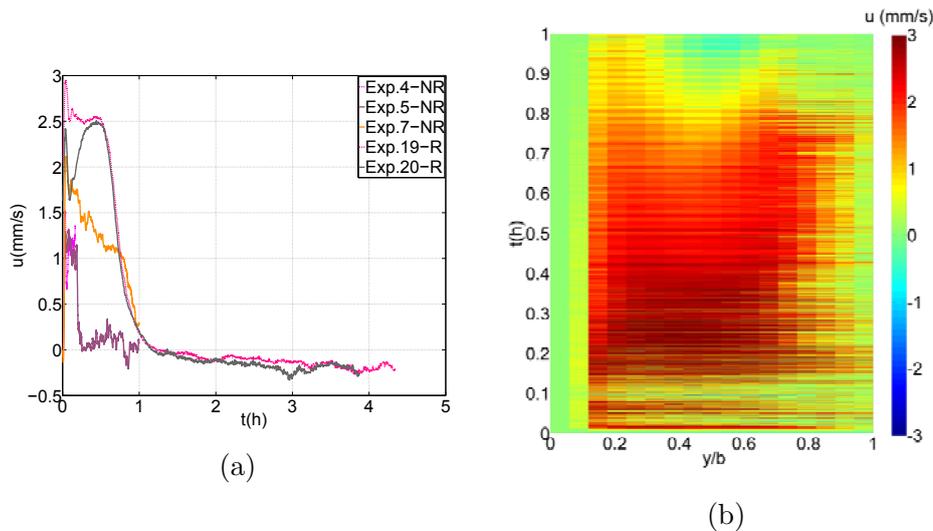


FIGURE 4.10 – Vitesse verticale u en entrée du canal (a) Vitesse verticale (moyenne glissante sur 1 min) près de la paroi polycarbonate dans le plan central ($z/l = 0,5$). Pour les expériences 4, 5, et 7, les vitesses obtenues par PIV sont moyennée sur $-0,034 \leq x/H \leq -0,026$ et $0,84 \leq y/b \leq 0,96$. Pour les expériences 19 et 20, les vitesses obtenues par LDV sont mesurées à $x/H = -0,03$ et à 4 mm de la paroi polycarbonate ($y/b = 0,9$). (b) Évolution des profils de vitesse instantanée moyennée sur $-0,01 \leq x/H \leq 0,01$ et dans le plan central $z/l = 0,5$ pour l'expérience 7.

la paroi chauffée et donc l'eau rentre dans le canal. Puis, les vitesses augmentent et tendent vers 0, ce qui signifie que le fluide rentre de moins en moins dans le canal et au bout d'un moment, il ne rentre plus du tout. La figure 4.11b montre les évolutions des profils de vitesse horizontale instantanée dans le plan horizontal rasant les demi-ronds en dessous de chaque bloc paroi ($x/H = -0,03$) pour l'expérience 9. Les vitesses deviennent nulles sur quasiment toute la largeur du canal vers $t = 0,9$ h. Cette observation indique que l'alimentation ne se fait plus dans le plan central en entrée du canal à partir de $t = 0,9$ h.

Pour relier l'écoulement en entrée du canal avec ce qui se passe en sortie, les figures 4.12 montrent la vitesse mesurée près de la sortie à $x/H = 0,79$ et à 5 mm de la paroi adiabatique pour les expériences 11 (composantes u et v) et 13 (composante u). Durant la première demi-heure, la vitesse verticale reste proche de zéro avec des fluctuations conduisant à des vitesses négatives puis diminue en-dessous de zéro après une demi-heure environ. On observe donc pendant la première demi-heure des vitesses négatives durant de courts instants qui correspondent à des écoulements de retours localisés de courte durée de vie. Au-delà d'une demi-heure, la vitesse est quasiment toujours négative ce qui montre l'existence d'un écoulement de retour persistant. Si on suppose que pour la plupart des expériences, la vitesse verticale près de la paroi adiabatique suit les comportements observés sur les figures 4.10a en entrée et 4.12a en sortie, cela tend à montrer que la chute de vitesse en entrée après une heure de chauffe (fig. 4.10a) correspond au développement d'un écoulement de retour persistant en sortie de canal (fig. 4.12a). Cette correspondance montre qu'il s'agit d'un écoulement à grande échelle qui entre par la sortie du canal et ressort par l'entrée. La figure 4.12b montre que v est négatif la plupart de temps ce qui met

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

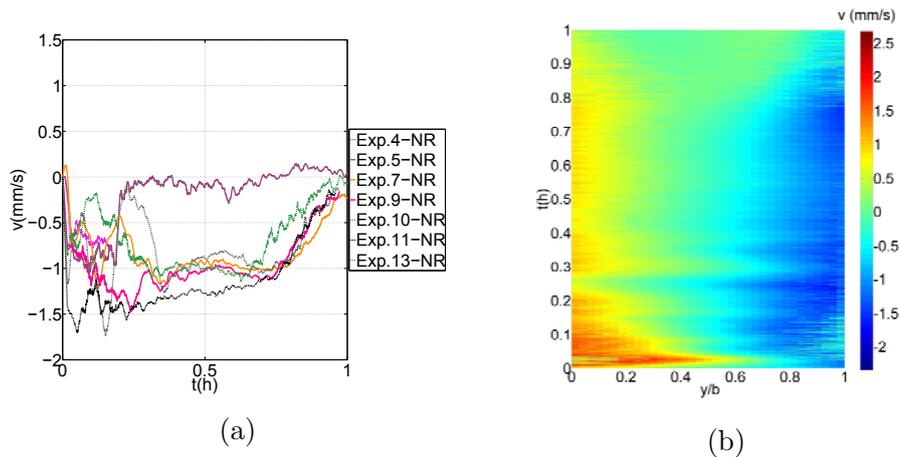


FIGURE 4.11 – Vitesse horizontale v en entrée du canal (a) Vitesse horizontale (moyenne glissante sur 1 min) près de la paroi polycarbonate . Pour les expériences 4, 5, et 7, les vitesses obtenues par PIV sont moyennées sur $-0,034 \leq x/H \leq -0,026$ et $0,84 \leq y/b \leq 0,96$. Pour les expériences 9-11 et 13, les vitesses sont mesurées dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ et moyennées sur $0,87 \leq y/b \leq 0,93$ et $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ (b) Évolution des profils de vitesses instantanées v dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ moyennées sur $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ pour l'expérience 9.

en évidence un écoulement de retour qui rentre du côté de la paroi polycarbonate et se dirige vers la paroi chaude. Néanmoins, les fluctuations de vitesse sont élevées et sans mesure de vitesses du côté de la paroi chaude, il est difficile de déterminer le sens de recirculation de l'écoulement.

L'apparition de l'écoulement de retour en sortie du canal après une heure de chauffage permet donc d'alimenter l'écoulement ascendant près de la paroi chaude pour la convection de masse ce qui peut conduire à une vitesse nulle en entrée du canal comme observé sur les figures 4.11. Pour les expériences 19 et 20 qui ont duré plus longtemps, cet écoulement de retour se propage depuis la sortie jusqu'à l'entrée du canal le long de la paroi en polycarbonate (fig. 4.10a).

La présence de l'écoulement de retour et le comportement thermique sont liés. Avant $t \sim 1$ h, des fluctuations négatives de la vitesse verticale apparaissent en sortie du canal (fig. 4.12a), ce qui tend à favoriser l'échange thermique : on observe dans la première demi-heure de chauffe la descente de la position de température maximale accompagnée de la propagation de fluctuations de température (fig. 4.4 et 4.6). Au contraire, à partir de $t = 1$ h, la présence de l'écoulement de retour de grande échelle semble avoir un effet important sur l'échange thermique. En effet, à partir de $t \sim 1$ h, un changement de comportement thermique est en cours : les fluctuations de température se stabilisent avec un maximum de température à mi-hauteur avant que les fluctuations et le maximum de température remontent vers la sortie (fig. 4.8 et 4.9).

La présence d'un écoulement de retour persistant et à grande échelle qui apparaît une heure après le démarrage (fig. 4.10a et 4.12) correspond vraisemblablement à une chute de débit en entrée du canal (fig. 4.11a). La comparaison des figures 4.8b, 4.9b et 4.10a qui sont issues de l'expérience 20 montre qu'au-delà de $t=1,5$ h, la vitesse décroît (l'écoulement de retour devient de plus en plus intense) en même temps que

4. Configuration asymétrique

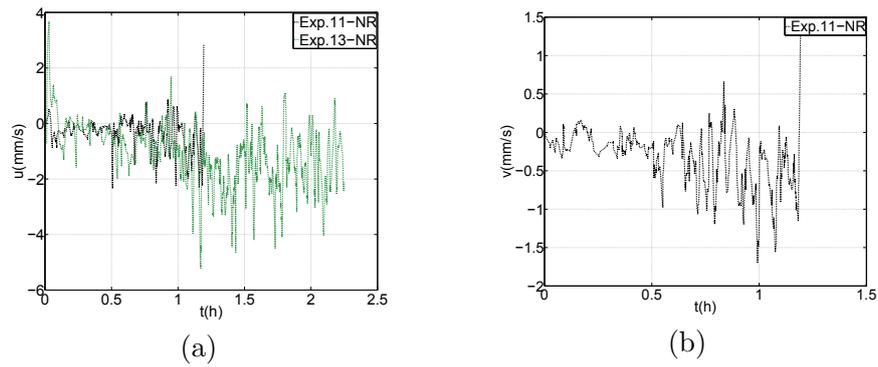


FIGURE 4.12 – Vitesse en sortie du canal à $x/H = 0,79$ et à 5 mm de la paroi polycarbonate ($y/b = 0,88$) dans le plan central ($z/l = 0,5$). (a) Vitesse verticale u (moyennes glissantes sur 1 min) pour les expériences 11 et 13 (b) Vitesse horizontale v (moyennes glissantes sur 1 min) pour l'expérience 11. (Pour l'expérience 13, la composante v de la vitesse n'est pas mesurée.)

le maximum de température remonte dans le canal. On peut donc supposer que la présence de cet écoulement tend à réduire la section de sortie du fluide ascendant. Comme il n'a pas été constaté d'effet notable sur les fluctuations de vitesse, on suppose que cette réduction de section provoque une diminution du débit sortant ce qui entraîne une augmentation de température pour pouvoir évacuer la puissance injectée. La présence d'un écoulement de retour à grande échelle détériore l'échange thermique comme l'ont déjà constaté Samot *et al.* [76].

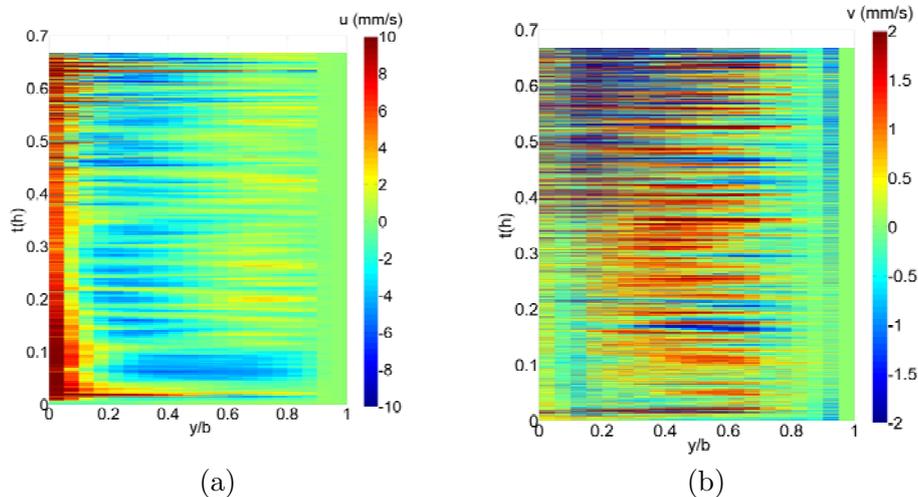


FIGURE 4.13 – Profils de vitesse instantanée u en sortie du canal dans le plan central ($z/l = 0,5$) moyenné sur $0,954 \leq x/H \leq 0,966$ (Exp.3) (a) Vitesse verticale u (b) Vitesse horizontale v

Pour d'autres expériences, les vitesses en sortie du canal n'ont pas les mêmes comportements que ceux présentés dans les figures 4.12, mais des vitesses négatives sont également observées. En effet, les figures 4.13 montrent les profils de vitesses instantanées (verticales et horizontales) à $x/H \sim 0,96$ sur toute la largeur du canal pour l'expérience 3. Près de la paroi en polycarbonate, les vitesses verticales sont

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

négatives seulement au début de chauffage ($t \sim 0,1h$) alors que près de la paroi chaude les vitesses négatives apparaissent plus souvent sur la durée de l'expérience. Cette observation correspond à une recirculation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre qui rentre par le centre du canal et qui ressort par le côté de la paroi polycarbonate. Néanmoins, cela n'est pas toujours le cas, les cellules de retour ne sont pas stables et leur sens de recirculation alternent. Les vitesses horizontales confirment que les cellules d'écoulement de retour en sortie du canal ont de sens de circulation qui varie dans le temps.

Pour résumer, les écoulements de retour sont observés tout au long des expériences mais ils sont de deux natures différentes. Les premiers cas sont des écoulements de retour qui apparaissent dès les premiers instants de chauffage en sortie du canal. Il s'agit de cellules de recirculation qui ont des comportements intermittents et dont le sens de rotation change. Elles augmentent les fluctuations de température et améliorent l'échange thermique. À partir d'une heure de chauffage, des écoulements de retour de plus grande échelle apparaissent pouvant atteindre l'entrée du canal. Contrairement aux cellules de recirculation, cet écoulement de retour a probablement un effet inverse comme cela a été observé sur le comportement thermique où les fluctuations diminuent et la position de la température maximale remonte vers la sortie du canal.

Malgré la présence de l'écoulement de retour pour toutes les expériences, il n'apparaît pas au même moment selon expérience. À ce stade, l'origine de l'apparition de l'écoulement de retour n'est pas connue. Elle peut dépendre de nombreux paramètres externes telles que la stratification thermique dans la cellule d'eau et la température de la pièce.

4.1.4 Stratification thermique

La stratification thermique en dehors du canal est un paramètre important pour les études expérimentales en canal ouvert. Elle pourrait avoir un impact non négligeable sur la pression dans le canal (chap.3) et ainsi sur le comportement dynamique de l'écoulement.

Pour cette étude de la phase de démarrage, la stratification thermique dans la cellule d'eau est évaluée pour les expériences avec et sans refroidissement.

Les figures 4.14 montrent l'évolution de la stratification thermique dans la cellule d'eau au cours du temps pour deux expériences : une sans refroidissement (Exp.7) et une avec refroidissement (Exp.20). Les deux expériences commencent avec des températures externes homogènes sur la hauteur. Dès les premiers instants la température en haut de la cellule augmente. Puis, au bout d'une heure c'est la température d'entrée ($x/H = 0$) qui s'écarte de sa valeur initiale. Pour le cas sans refroidissement, l'écart de température d'eau entre la sortie et l'entrée du canal atteint environ 2°C et 3°C sur une hauteur $H = 0,6\text{ m}$ à $t = 0,5h$ et $t = 1h$ respectivement. Pour le cas avec refroidissement, les températures sont plus homogènes sur la hauteur. L'écart de température entre la sortie et l'entrée du canal se stabilise vers $t = 0,5h$ à environ 2°C . Il reste au même niveau voire diminue au delà de $t = 0,5h$. Par la suite on utilisera le gradient de température entre le haut de la cellule et l'entrée du canal S pour caractériser la stratification thermique externe du canal (eq. 4.1, p.100).

La figure 4.15a montre l'évolution en temps du paramètre stratification ther-

4. Configuration asymétrique

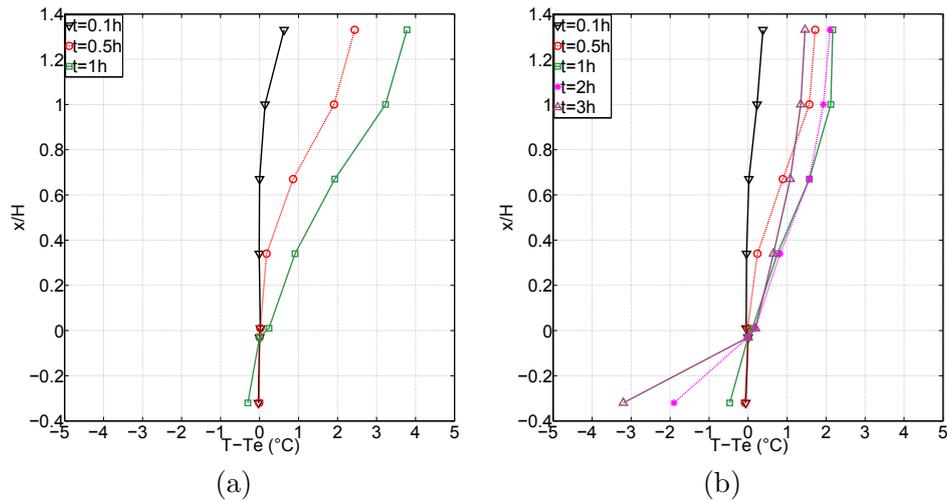


FIGURE 4.14 – Évolution des profils de stratification thermique externe (a) Exp.7 (sans refroidissement) (b) Exp.20 (avec refroidissement)

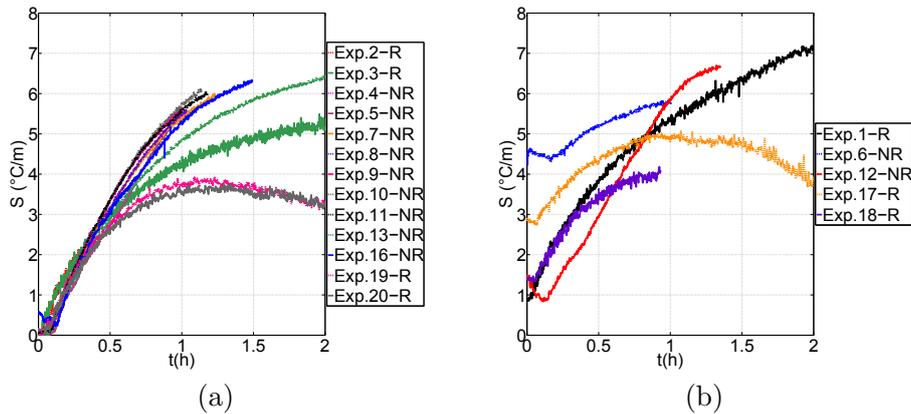


FIGURE 4.15 – Évolution de la stratification thermique externe $S = \frac{T_h - T_e}{x_h - x_e}$. (a) Expériences commençant avec une stratification nulle (b) Expériences commençant avec une stratification non négligeable

mique S pour 13 expériences. Le niveau de stratification est nul à l'instant $t = 0h$. Toutes les courbes se superposent assez bien pour les premiers instants même si on observe, au tout début, une augmentation un peu plus rapide de la stratification pour les expériences sans refroidissement. Le niveau de stratification thermique est comparable jusqu'à une demi-heure entre les cas sans refroidissement et avec refroidissement et il est d'ordre de $3^\circ\text{C}/\text{m}$. Après $t = 0,5h$, les résultats des deux configurations s'éloignent : la stratification thermique continue à augmenter pour les cas sans refroidissement tandis qu'elle se stabilise autour de $3,5\text{-}4^\circ\text{C}/\text{m}$ (et même diminue au delà de $t \sim 1h$) pour les cas avec refroidissement. La figure 4.15b montre l'évolution de la stratification thermique S pour 5 autres expériences. Pour ces expériences, la température de l'eau à $t = 0$ est différente de la température froide injectée par la boucle de refroidissement (consigne du bain à 21°C). Par conséquent le niveau de stratification peut être important dès les premiers instants, il est de 1

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

à $4\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{m}$ selon les expériences. Ce niveau de stratification est atteint seulement à partir de $t \sim 0,5\text{h}$ pour les expériences commençant avec une stratification nulle.

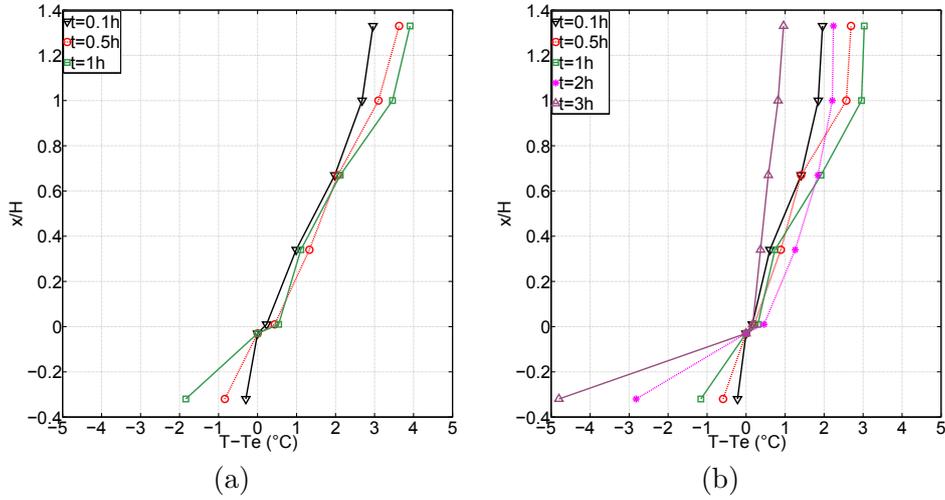


FIGURE 4.16 – Évolution de la stratification thermique externe (a) Exp.6 (sans refroidissement) (b) Exp.17 (avec refroidissement)

Les profils de température externe sont présentés dans les figures 4.16 pour deux expériences (Exp.6-NR et Exp.17-R) commençant avec une stratification non nulle. On observe que pour les deux expériences, les profils à $t = 0,1\text{h}$ montrent déjà une augmentation quasiment linéaire selon la hauteur. Dès $t = 0,1\text{h}$, l'écart de température entre la sortie et l'entrée du canal atteint environs 2°C et $2,5^{\circ}\text{C}$ sur une hauteur H pour l'expérience 6 et 17 respectivement. Aucune évolution majeure sur le profil n'est constatée depuis $t = 0,1\text{h}$ jusqu'à $t = 1\text{h}$. Pour le cas avec refroidissement, les profils se redressent après $t = 1\text{h}$ avec une pente plus faible.

Le comportement thermique de ces 5 expériences particulières dans la phase de démarrage est comparé à ceux des autres expériences présentées dans les sections §4.1.2 et §4.2.2. Les figures 4.17 montrent l'évolution de la position de la température maximale et l'évolution des fluctuations de température à $x/H = 0,75$ pour ces 5 expériences. Mise à part l'expérience 1 qui possède un comportement similaire aux expériences commençant avec une stratification nulle, les autres expériences ont un comportement thermique différent. Pour ces 4 expériences, la position de la température maximale se situe au centre du canal et les fluctuations sont élevées dès la mise en chauffe de la paroi et restent à ce niveau durant le temps des expériences ($\leq 2\text{h}$). Ce comportement est à comparer à celui observé sur les autres expériences (fig. 4.4a et 4.6). Avec une stratification nulle au départ, le maximum de température, situé en haut du canal à $t = 0$, descend à mi-hauteur au bout d'une heure environ et reste dans cette zone deux heures environ. De même pour les fluctuations de températures à $x/H = 0,75$, elles sont faibles au démarrage et augmentent durant la première heure (fig. 4.6).

Ceci est confirmé par les profils de température de paroi présentés dans les figures 4.18 pour les expériences 12 (sans refroidissement) et 17 (avec refroidissement). Ils montrent que pour les deux cas, les points chauds se trouvent au centre du canal (entre $x/H = 0,5$ et $x/H = 0,7$) tout au long de chaque expérience. Les figures 4.19

4. Configuration asymétrique

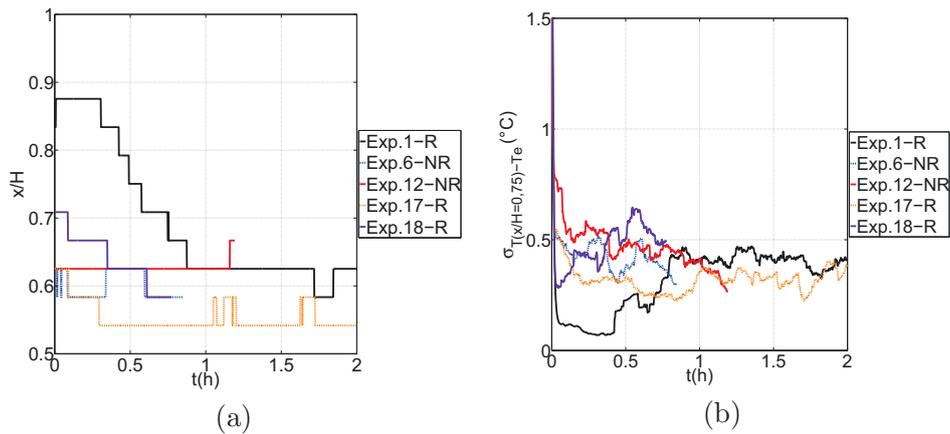


FIGURE 4.17 – (a) Évolution en temps de la position de la température maximale de paroi (calcul sur une plage glissante de 10 minutes) pour les 5 expériences commençant avec une stratification thermique élevée (b) Évolution de la déviation standard de la température de paroi à $x/H = 0,75$ (calcul sur une plage glissante de 10 minutes) pour les 5 expériences commençant avec une stratification thermique élevée

montrent l'évolution de la déviation standard de la température de paroi pour ces 2 expériences. Les fluctuations sont significativement élevées sur la moitié haute du canal (entre $x/H = 0,6$ et la sortie) dès la mise en chauffe et aucun changement majeur n'est observé durant les expériences.

On constate que le comportement thermique de ces 5 expériences est le même que ce qui se passe à partir de $t \sim 1$ h pour les autres expériences. On peut donc supposer que la présence d'une stratification élevée ($S \sim 2 - 3^\circ\text{C}/\text{m}$) à $t = 0$ tend à induire plus de fluctuations dans la partie haute du canal dès le début du chauffage. En effet, lorsque $S = 0$ à $t = 0$, le niveau de la stratification thermique externe atteint $2-3^\circ\text{C}/\text{m}$ vers $t \sim 0,5$ h et devient comparable avec le niveau au démarrage de ces 5 expériences (fig. 4.15).

Pour relier ce comportement thermique à l'écoulement, les vitesses sont analysées pour ces 5 expériences. La figure 4.20a montre la moyenne glissante sur 1 min de vitesse verticale u en entrée du canal ($x/H \sim -0,03$, $y/b \sim 0,9$) pour les expériences 6 et 18. Le comportement de l'expérience 18 est similaire à celui des autres expériences présentées dans la section §4.2.2, cela est probablement dû au fait que l'expérience commence avec un niveau de stratification pas trop élevé ($S \sim 1^\circ\text{C}/\text{m}$).

Au contraire, pour l'expérience 6 qui commence avec $S \sim 3,5^\circ\text{C}/\text{m}$, les vitesses sont négatives dès le début. La figure 4.20b, qui présente le profil de vitesse verticale instantanée à $x/H \sim 0$ sur la largeur du canal pour l'expérience 6, montre que l'écoulement de retour en entrée est présent sur toute la largeur du canal et tout au long de l'expérience. Elle montre également son caractère fluctuant. En effet, on observe que dans la section d'entrée, l'écoulement de retour ressort au centre de la section d'entrée pour la plupart du temps, mais de temps en temps les vitesses sont positives au centre du canal.

Les vitesses horizontales en entrée pour les expériences 6, 12 et 17 qui commencent avec un niveau de stratification élevé, sont présentées dans les figures 4.21. La figure 4.21a présente la moyenne glissante de v au cours du temps. Une vitesse

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

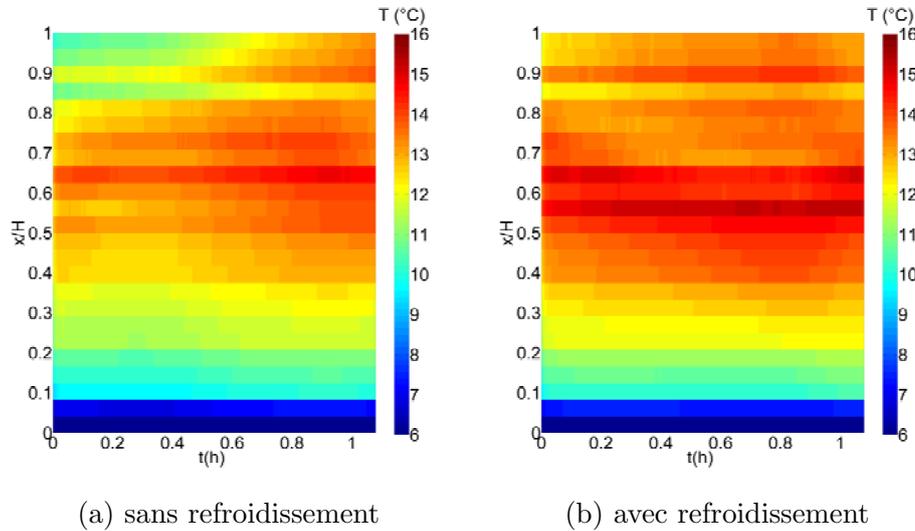


FIGURE 4.18 – Profils de température de la paroi chaude calculée sur une plaque glissante 10 min pour deux expériences commençant avec une stratification thermique élevée (a) cas sans refroidissement (Exp.12) (b) cas avec refroidissement (Exp.17)

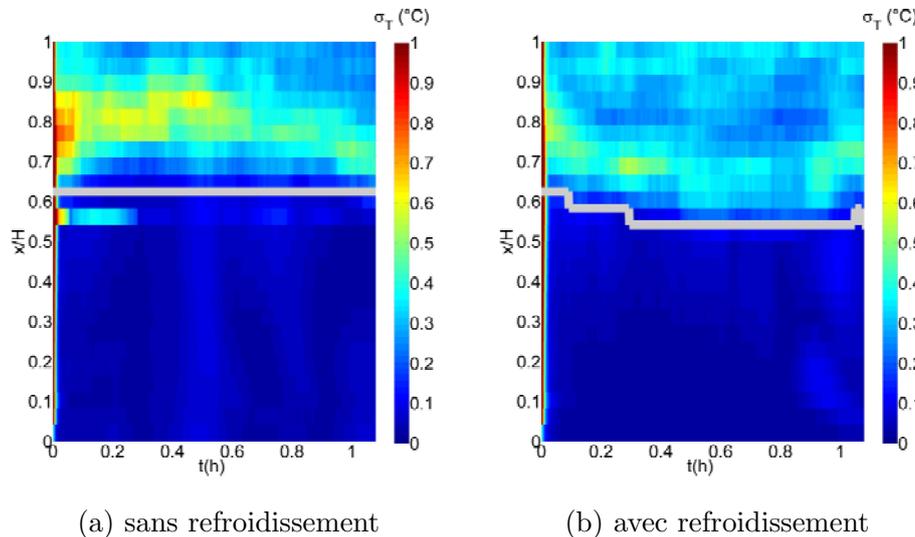


FIGURE 4.19 – Profils de la déviation standard de la température de la paroi chaude calculée sur une plaque glissante 10 min pour deux expériences commençant avec une stratification thermique élevée. La courbe grise représente la position de la température maximale. (a) Cas sans refroidissement (Exp.12), (b) cas avec refroidissement (Exp.17).

4. Configuration asymétrique

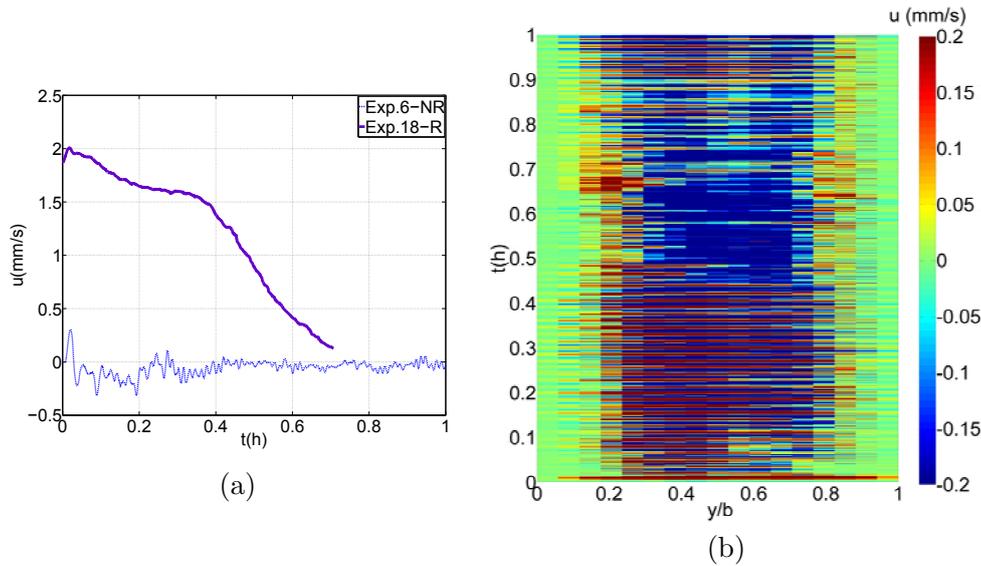


FIGURE 4.20 – Vitesse verticale u en entrée du canal pour les expériences commençant avec un niveau de stratification thermique élevé (a) Vitesse verticale (moyenne glissante sur 1 min) près de la paroi polycarbonate dans le plan central ($z/l = 0.5$). Pour l'expérience 6, les vitesses obtenues par PIV sont moyennées sur $-0,034 \leq x/H \leq -0,026$ et $0,84 \leq y/b \leq 0,96$. Pour l'expérience 18, les mesures de vitesses sont réalisées à $x/H = -0,03$ et à 4 mm de la paroi polycarbonate ($y/b = 0,9$) (b) Évolution des profils de vitesse verticale instantanée moyennée sur $-0,01 \leq x/H \leq 0,01$ et dans le plan central $z/l = 0,5$ pour l'expérience 6.

v négative correspond à un écoulement entrant de la paroi adiabatique vers la paroi chaude. Elle confirme la présence d'un écoulement de retour à grande échelle : le fluide sort du canal par l'entrée du côté de la paroi polycarbonate à partir de $t \sim 0,1\text{h}$; $0,3\text{h}$; et $0,6\text{h}$ pour les expériences 6, 12, et 17 respectivement. L'évolution des profils de vitesse instantanée v dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ moyennées sur $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ pour l'expérience 12 est montrée dans la figure 4.21b. Elle montre que le fluide sort du canal à partir de $t \sim 0,2\text{h}$ et que l'écoulement de retour est intermittent. En effet, les signes de vitesses sont opposés en proche paroi chaude et froide. Pour la plupart de temps, l'écoulement est sortant avec des vitesses négatives dans la partie gauche du canal et des vitesses positives dans la partie droite, mais au cours du temps les signes s'inversent et alternent représentant l'écoulement rentrant ou sortant.

Les figures 4.22 présentent les vitesses verticales en sortie du canal pour les expériences 12 et 1 qui ont commencé avec un niveau de stratification thermique de $S \sim 1^\circ\text{C/m}$ (fig. 4.15b). Sur la figure 4.22a qui présente la moyenne glissante de u sur 1 min à $x/H = 0,79$, le comportement de l'expérience 12 est similaire à celui observé pour les expériences 11 et 13 (fig. 4.12). La vitesse verticale est globalement négative tout au long de l'expérience avec globalement une diminution tout au long. Cette observation met en évidence un écoulement de retour qui rentre par le côté de la paroi polycarbonate. Pour l'expérience 1, la figure 4.22b montre les profils de vitesse verticale instantanée à $x/H \sim 0,96$. On observe un écoulement de retour de faible vitesse (≥ -2 mm/s) sur presque toute la largeur du canal pour la première

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

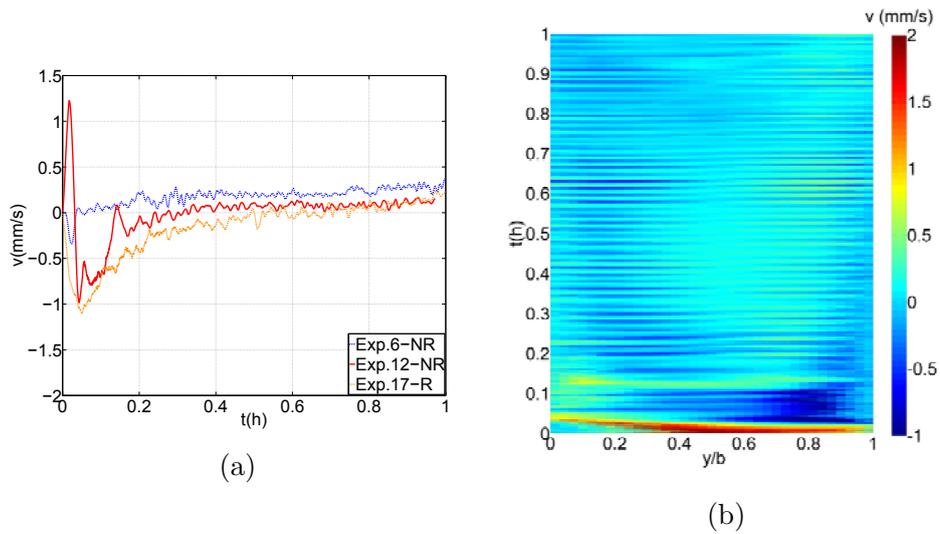


FIGURE 4.21 – Vitesse horizontale v en entrée du canal (a) Vitesse horizontale (moyenne glissante sur 1 min) près de la paroi polycarbonate. Pour l'expérience 6, les vitesses obtenues par PIV sont moyennées sur $-0,034 \leq x/H \leq -0,026$ et $0,84 \leq y/b \leq 0,96$. Pour les expériences 12 et 17, les vitesses sont mesurées dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ et moyennées sur $0,87 \leq y/b \leq 0,93$ et $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ (b) Évolution des profils de vitesses instantanées v dans le plan horizontal $x/H = -0,03$ moyennées sur $0,49 \leq z/l \leq 0,51$ pour l'expérience 12.

deuxième. Puis à partir de $t = 0,5$ h, l'écoulement de retour s'intensifie et la vitesse atteint des pointes à -10 mm/s. Concernant son sens de circulation, cet écoulement inverse rentre par le côté de la paroi polycarbonate et ressort par le côté de la paroi chaude.

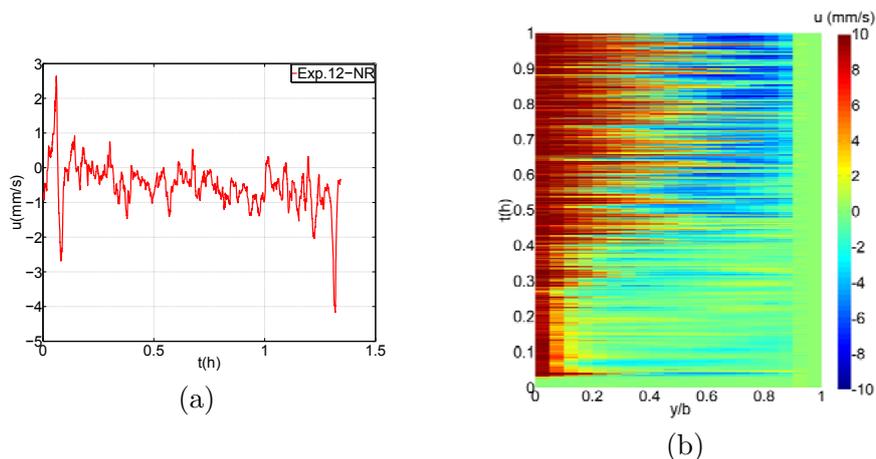


FIGURE 4.22 – Vitesse verticale u en sortie du canal (a) Vitesse verticale (moyenne glissante sur 1 min) à $x/H = 0,79$ et à 5 mm de la paroi polycarbonate ($y/b = 0,88$) dans le plan central ($z/l = 0,5$) pour l'expérience 12. (b) Profil de vitesse verticale instantanée dans le plan central ($z/l = 0,5$) moyenné sur $0,954 \leq x/H \leq 0,966$ (Exp.1)

Ainsi, les expériences présentant un niveau de stratification élevé au démarrage

4. Configuration asymétrique

sont caractérisées d'une part, par un maximum de température de paroi située à mi-hauteur avec des fluctuations élevées au-dessus durant toute la durée des mesures (fig. 4.19) et d'autre part, par un écoulement de retour persistant et à grande échelle qui apparaît après quelques minutes et qui persiste voire s'intensifie sur la durée de l'expérience (fig. 4.20, 4.21, 4.22). Ceci permet de supposer qu'un niveau de stratification élevé favorise l'apparition d'un écoulement de retour à grande échelle. Ceci est confirmé en comparant les résultats des expériences ayant une faible stratification au démarrage avec celles commençant par une forte stratification. En effet, pour les expériences commençant avec une stratification quasiment nulle, les écoulements de retour à grande échelle apparaissent au bout d'une heure de chauffe environ ce qui correspond à une stratification thermique externe de 3 à 5°C/m environ (fig. 4.15). Or ces niveaux de stratification sont ceux que l'on observe au démarrage des expériences 6 et 17. Pour l'expérience 6 qui présente la stratification la plus élevée au démarrage, on observe un écoulement de retour à grande échelle dès le début (fig. 4.20). Pour l'expérience 17, l'écoulement de retour atteint l'entrée du canal à $t = 0,6$ h (fig. 4.21a). Quant à l'expérience 12, qui commence avec une stratification modérée, on observe un écoulement de retour en sortie tout au long de l'expérience (fig. 4.22). Mais il n'y a pas de mesure de vitesse en entrée et on ne peut pas déterminer à partir de quand cet écoulement devient un écoulement à grande échelle sur tout la hauteur du canal.

Il y aurait donc une relation directe entre stratification externe et écoulement de retour persistant et à grande échelle. Lorsque la stratification est faible, il n'y a pas d'écoulement de retour ou alors des recirculations instationnaires en sortie du canal. Au fur et à mesure que la stratification augmente, des écoulements de retours persistants et à grandes échelles se développent. Ils peuvent atteindre l'entrée du canal pour les plus fortes stratifications.

Pour conclure, pour les expériences commençant avec un niveau de stratification thermique nulle au démarrage, les expériences avec et sans système de refroidissement sont comparables jusqu'à une demi-heure après la mise en chauffe de la paroi. Au-delà d'une demi-heure, le niveau de stratification continue à monter pour les expériences sans refroidissement alors qu'il se stabilise pour celles qui sont refroidies.

La comparaison entre ces expériences avec des expériences commençant avec un niveau de stratification thermique plus élevé montre que la stratification au démarrage avance le changement de comportement thermique : les fluctuations de température sont élevées dès le début. Concernant l'effet de la stratification sur la dynamique de l'écoulement, on observe que l'écoulement de retour de grande échelle apparaît plus tôt (dès $t = 0,2$ h) pour les expériences commençant avec un niveau de stratification élevé. L'apparition de l'écoulement de retour de grande échelle semble donc être liée avec le niveau de la stratification thermique. Les résultats présentés jusque là étant issus de mesure, dans le plan de symétrie, il est important de poser les questions de la bidimensionalité de l'écoulement dans cette phase de démarrage.

4.1.5 Caractère bi ou tri-dimensionnel de l'écoulement en entrée

Le caractère bi ou tri-dimensionnel de l'écoulement est caractérisé au démarrage dans la section d'entrée. L'écoulement est bidimensionnel si son champ de vitesse est de la forme $u(x, y)\vec{x} + v(x, y)\vec{y}$.

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

Les figures 4.23 montrent deux champs instantanés de la composante horizontale de vitesse v (selon l'axe y) correspondant à des écoulements tri-dimensionnel et bi-dimensionnel. Les mesures sont effectuées par PIV dans le plan horizontal juste en-dessous du canal ($x/H \sim -0,03$).

Les figures 4.23a et b sont extraites de l'expérience 9 à $t = 0,1h$ et $t = 0,6h$ respectivement. Les parois chaude et adiabatique sont situées à $y/b = 0$ et $y/b = 1$, respectivement.

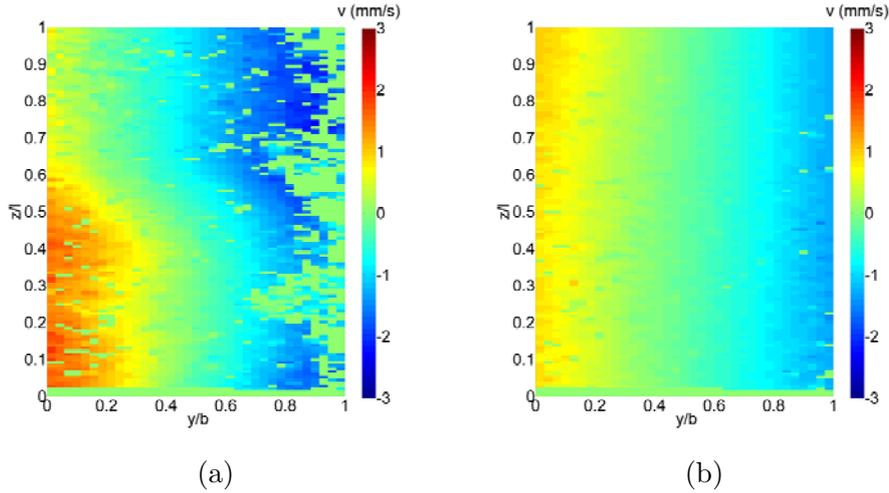


FIGURE 4.23 – Champs de vitesse instantanée v dans un plan horizontal en entrée du canal à $x/H = -0,03$ qui permettent de distinguer les écoulements 3D et 2D (Exp.9). (a) Exemple d'un écoulement 3D à $t=0,1h$. (b) Exemple d'un écoulement 2D à $t=0,6h$.

Afin de quantifier le phénomène, un critère est établi pour distinguer les caractères 3D et 2D à partir de ces champs de vitesse. Le critère est basé sur le calcul de la valeur absolue de l'angle entre les composantes v et w en chaque point (y, z) du champ : $\alpha(y, z) = \arctan(|w/v|)$. On calcule ensuite une valeur cumulée sur tous les points :

$$C = \sum_{y_j, z_k} \arctan(|w/v|) \quad (4.2)$$

Ce critère est défini uniquement lorsque v est non nulle. Pour cela, les valeurs de α sont considérées aberrantes si la valeur absolue de la composante horizontale $|v|$ est inférieure à $0,6$ mm/s. Cet indicateur est élevé lorsque l'écoulement est tridimensionnel. Pour discriminer les deux états, il faut définir une valeur seuil. Si on prend la valeur minimale de w que l'on peut détecter (10^{-3} mm/s) et une valeur moyenne de v (1 mm/s), cela donne l'angle α_{min} que l'on peut détecter. Le champ de vitesse contenant $N \sim 5000$ points, $N * \arctan(\alpha_{min})$ est de l'ordre de 10^2 . Après observation des données, la valeur seuil $C_{seuil} = 110$ est choisie comme la limite entre un écoulement 3D et un écoulement 2D.

Les figures 4.24 montrent l'évolution de l'indicateur C qui caractérise le comportement 3D de l'écoulement en fonction du temps. Les expériences sont regroupées selon leur niveau de stratification thermique au démarrage. Malgré l'écart sur les valeurs, la forme est identique. L'écoulement commence avec un niveau tri-dimensionnel élevé puis devient quasiment bi-dimensionnel ($C < C_{seuil} = 110$).

4. Configuration asymétrique

Pour les expériences avec une stratification thermique nulle au départ, ce changement a lieu vers $t = 0,5$ h. Le caractère tri-dimensionnel de l'écoulement est donc présent surtout aux premiers instants de la mise en chauffe et il est non négligeable. Au fur et à mesure, le caractère 3D perd de son importance et l'écoulement peut être considéré bi-dimensionnel au bout d'une demi-heure. Pour l'expérience 12 avec une stratification thermique plus élevée au démarrage, ce changement a lieu plus tôt (vers $t = 0,1$ h). Pour l'expérience 17, l'indicateur C est faible dès la mise en chauffage de la paroi. Il est à noter que la stratification thermique de l'expérience 17 est presque le double de celle de l'expérience 12 au démarrage.

Pour vérifier que la chute de C n'est pas due au fait que le fluide ne rentre plus dans le canal, un autre indicateur C_v est défini pour caractériser le débit rentrant par l'entrée du canal :

$$C_v = \sum_{y_j, z_k} |v| \quad (4.3)$$

Les figures 4.25 montrent l'évolution de l'indicateur C_v en fonction du temps. Si C_v est grand et $C < C_{seuil}$ alors le débit est non nul et l'écoulement est 2D. Le débit est considéré trop faible pour que le critère C soit significatif lorsque C_v est en-dessous de 2000 (la vitesse moyenne $|v|$ de 0,4 mm/s). On observe que pour les expériences avec une stratification thermique nulle au démarrage le débit devient faible vers $t \sim 0,7$ h ; 0,8h et 0,9h pour les Exp.13 ; Exp.9-11 et Exp.8, respectivement). Les analyses précédentes sur les écoulements y compris l'écoulement de retour de grande échelle qui a lieu après une heure de chauffage où l'écoulement est quasiment 2D sont donc valables pour les expériences avec une stratification thermique nulle au démarrage. Par contre, le débit est quasiment nul dès $t = 0,05$ h pour l'expérience 12 et C_v est toujours en dessous de 2000 pour l'expérience 17. Pour ces deux expériences, la chute de C est due au fait que l'entrée du canal est bouchée et on ne peut pas définir le caractère bi- ou tri-dimensionnel de l'écoulement.

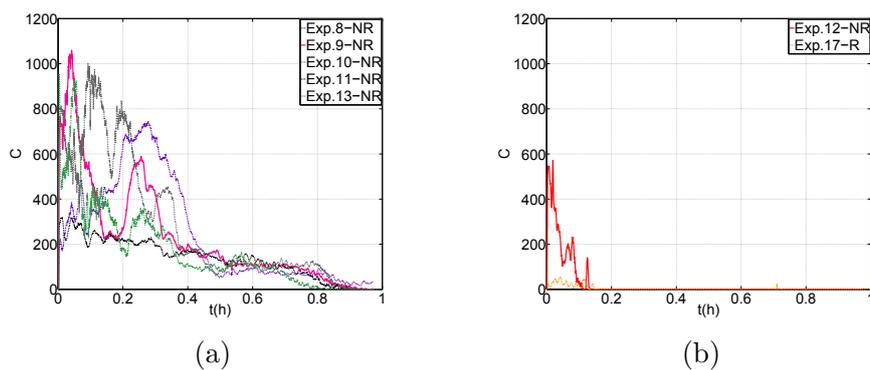


FIGURE 4.24 – Évolution du caractère tri-dimensionnel de l'écoulement. $C = 110$ est la valeur critique du critère. Au-dessus de cette valeur, l'écoulement est considéré 3D tandis qu'en-dessous de cette valeur, il est considéré 2D. (a) Expériences commençant avec une stratification thermique quasiment nulle (b) Expériences commençant avec une stratification thermique plus élevée

4.1. Étude du régime transitoire lors de la mise en chauffe

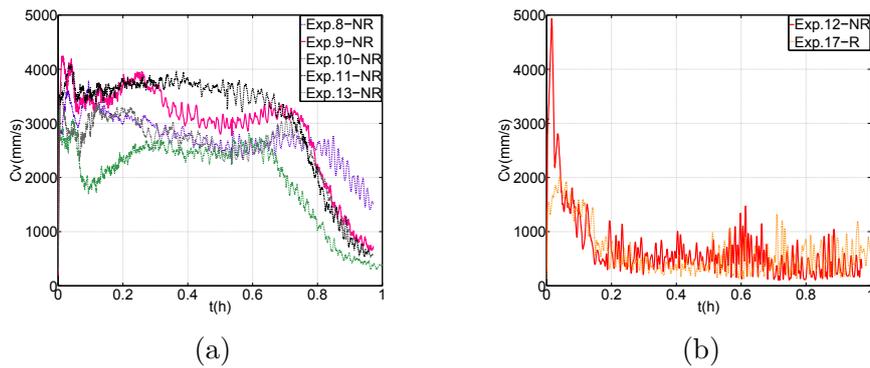


FIGURE 4.25 – Évolution de l'indicateur C_v qui caractérise le débit entrant. En-dessous de $C_v = 2000$, le débit est considéré trop faible pour que le critère C soit significatif en entrée du canal. (a) Expériences commençant avec une stratification thermique quasiment nulle (b) Expériences commençant avec une stratification thermique plus élevée

4.1.6 Conclusions

Dans la première partie de ce chapitre, la phase de mise en chauffe de la paroi est étudiée des points de vue thermique et dynamique. Les différentes campagnes de mesures sont regroupées. Elles donnent des résultats similaires, ce qui nous permet d'obtenir une caractérisation généralisée du régime transitoire au démarrage. Les expériences avec et sans refroidissement sont réalisées et elles sont comparables jusqu'à une demi-heure après la mise en chauffe de la paroi. Après une demi-heure, la stratification thermique externe devient plus importante pour les cas non refroidis.

Au début du chauffage, les températures maximales et les fluctuations de température sont en sortie du canal. Puis progressivement les fluctuations descendent dans le canal et les températures de paroi diminuent en sortie. Après une demi-heure de chauffage, les températures maximales se trouvent au centre du canal et les fluctuations occupent la partie haute du canal. Ceci correspond à une augmentation de l'échange thermique.

Les observations mettent en évidence des écoulements de retour et leur impact sur la température de paroi. Les écoulements de retour sont de deux natures différentes. Il s'agit soit de cellules de recirculation fluctuant en temps et en espace, soit d'écoulements inverses de grande échelle jusqu'à l'entrée du canal. Les cellules de recirculation améliorent l'échange thermique alors que l'écoulement de retour de grande échelle a un effet inverse. En effet, l'écoulement de retour présent dans la globalité du canal qui peut aller jusqu'à boucher l'alimentation du fluide en l'entrée du canal diminue la section et donc le débit du fluide ascendant. De ce fait, les températures de paroi deviennent plus élevées avec des fluctuations plus faibles et l'échange thermique devient moins efficace.

La stratification thermique externe dans la cellule d'eau qui est connue pour avoir un effet sur la pression semble être un paramètre important tant sur le comportement thermique que sur l'écoulement. Pour les expériences commençant avec une stratification thermique plus élevée, le changement de comportement thermique a lieu plus tôt, les fluctuations de température sont élevées dès le début. L'apparition

4. Configuration asymétrique

de l'écoulement de retour de grande échelle est également avancée. Le caractère bi ou tri-dimensionnelle de l'écoulement est également étudié. L'écoulement passe de 3D au quasiment 2D au bout d'une demi-heure de chauffage pour les expériences commençant avec un niveau de stratification thermique faible.

On obtient finalement un scénario de démarrage pour les cas où la stratification est nulle au départ. Lors de la mise en chauffe, la température augmente le long du canal et le maximum se situe en sortie. Rapidement, des recirculations fluctuantes apparaissent en sortie, provoquant une amélioration de l'échange thermique dans la deuxième moitié du canal. Pendant cette phase, la stratification thermique augmente et l'écoulement est plutôt 3D. A $t \sim 1$ h, lorsque la stratification thermique atteint un seuil ~ 3 à 4 °C/m, un écoulement de retour persistant et à grande échelle se développe. Cet écoulement tend à réduire l'échange thermique. La mise en place de cet écoulement de retour correspond également à une bidimensionnalisation de l'écoulement qui a lieu à environ $t \sim 0,5$ h et à une chute de débit entrant qui devient très faible à $t \sim 1$ h. Au delà de 1h, l'écoulement de retour est installé et le maximum de température finit par remonter en sortie après 2h pour les expériences refroidies.

4.2 Étude du régime stationnaire

Dans cette partie, le comportement du régime stationnaire est étudié. La configuration de chauffage est la même que pour le cas du régime transitoire au démarrage. Il s'agit d'un chauffage asymétrique sur la paroi en acier inoxydable avec une densité de flux uniforme, la paroi en polycarbonate étant adiabatique. Une campagne type avec un écartement du canal fixé est d'abord présentée. L'influence de l'écartement du canal est étudiée à la fin de cette partie.

La campagne type présentée ici est réalisée pour un écartement du canal $b = 40,5$ mm et une densité de flux de chaleur de $q = 3732$ W.m⁻¹. Ainsi, un nombre de Rayleigh modifié de $Ra_b^* = 3,3.10^7$ est atteint. Pour cette campagne de mesures, la pompe à engrenage est utilisée dans le circuit de refroidissement. Plusieurs débits de pompe sont testés au cours de la campagne. Le changement de débit est effectué sans arrêt de chauffage des parois. Les plages de données choisies pour cette étude sont issues du régime établi. Le régime est considéré établi 30 heures après le démarrage de chauffage, et environs 20 heures après chaque changement de débit de pompe. Dans l'ordre chronologique, le tableau 4.2 présente les débits testés et les heures correspondantes où les plages de données sont choisies.

Débit (L/min)	t(h)
2,7	30-170
1,8	190-240
0,9	260-360
1,35	380-470
1,17	520-660

TABLE 4.2 – Liste des mesures réalisées pour différents débits de pompe et les heures correspondantes aux régimes établis

4.2. Étude du régime stationnaire

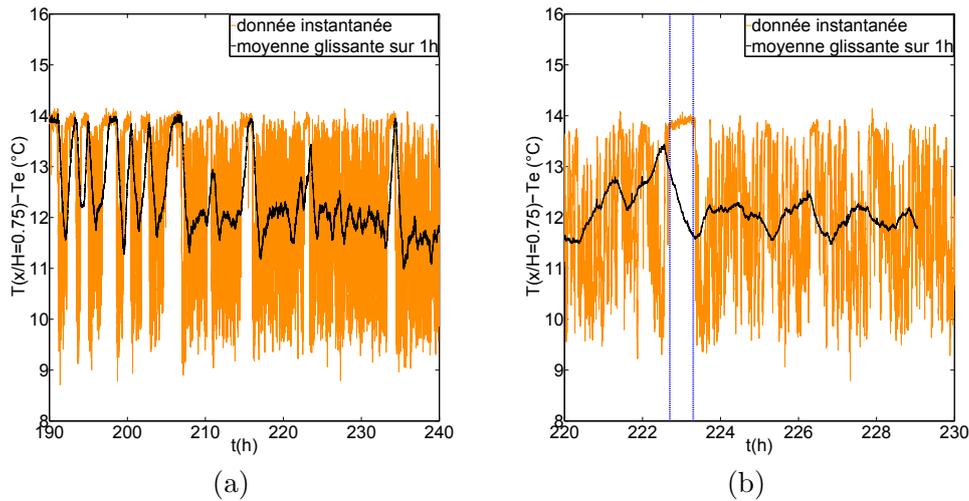


FIGURE 4.26 – Évolution de la température de paroi à $x/H = 0,75$ en fonction du temps (a) pour toute la durée du régime établi (b) pour $t = 220,1 - 230,1$ h ; durée pour laquelle les mesures de vitesses sont réalisées

4.2.1 Observation de deux états

Les résultats issues de l'expérience pour un débit de pompe de 1,8 L/min sont présentées comme exemple dans cette partie. Le régime est considéré établi 20 heures après le changement de débit de 2,7 à 1,8 L/min et il dure 50h avant le changement de débit pour 0,9 L/min. Les mesures de vitesse par PIV en sortie de canal sont réalisées pour une durée de 10h de $t = 220,1 - 230,1$ h lors de l'expérience avec un débit de pompe de 1,8 L/min.

Les figures 4.26 montrent l'évolution de la température de la paroi chauffée au $3/4$ de la hauteur du canal ($x/H = 0,75$) pour toute la durée du régime établi de l'expérience à 1,8 L/min et pour le zoom sur une durée de 10h durant laquelle les mesures de vitesses sont réalisées. La moyenne glissante sur une heure de la température est également présentée. Deux comportements thermiques différents sont observés sur cette série temporelle : l'«état 1» caractérisé par une température moyenne élevée avec peu de fluctuations ; et l'«état 2» avec une température moyenne plus basse mais des fluctuations plus importantes. Ces deux états alternent de façon aléatoire. L'état 1 apparaît plusieurs fois lors de la campagne et sa durée varie de quelques minutes à plusieurs heures. Ainsi, l'état 1 est observé expérimentalement pendant plus d'une demi-heure entre $t = 222,7$ h et $t = 223,4$ h, fenêtre indiquée sur la figure 4.26b par les traits bleus verticaux.

Pour identifier et mieux caractériser ces deux états, un critère est établi à partir de la différence entre la température instantanée et sa moyenne temporelle. Si la différence est supérieure à l'écart-type ($T - \bar{T} > \sigma_T$), on considère qu'on est dans l'état 1 et inversement, on est dans l'état 2 si la différence est inférieure à l'écart-type ($T - \bar{T} < -\sigma_T$). Les données sont donc étiquetées en états 1, 2 ou indéterminé, ce dernier cas correspondant aux données pour lesquelles $|T - \bar{T}| < \sigma_T$. Les données peuvent ensuite être regroupées selon leur état, ce qui permet le calcul des grandeurs moyennées par état. On a choisi d'évaluer le critère pour la température à la hauteur $x/H = 0,83$ où la différence entre les deux états devient suffisamment importante

4. Configuration asymétrique

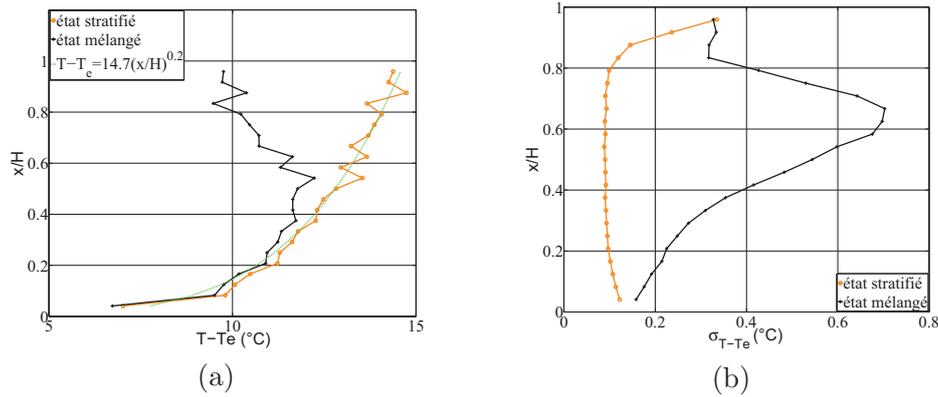


FIGURE 4.27 – Profils de la température pour l'état stratifié et pour l'état mélangé (a) Température moyenne (b) Déviation standard de la température

(comme on va le voir sur les profils de température) sans avoir d'effet de la sortie.

Les profils de température de paroi (valeur moyenne et déviation standard) pour chaque état sont tracés dans les figures 4.27.

L'état 1, appelé l'«état stratifié» par la suite, est caractérisé par une augmentation monotone de la température de paroi suivant la hauteur du canal et des fluctuations faibles. La température maximale est située en sortie du canal. Le profil de température en fonction de la hauteur est bien approché par une loi en puissance $1/5$. La relation $T - T_e = (T_H - T_e)(x/H)^{1/5}$ avec $T_H - T_e = 14,7^\circ C$ est tracée sur la figure 4.27. Cette relation avec la loi de puissance en $1/5$ est identique à celle obtenue pour le cas de la convection naturelle sur une plane plane verticale (§1.5.4). L'état 2 est caractérisé par un profil de température avec un maximum à mi-hauteur ($x/H \sim 0,55$) et des fluctuations plus élevées. L'état 2 sera appelé l'«état mélangé» car la température de paroi diminue en sortie grâce aux fluctuations de l'écoulement qui entraîne un échange thermique plus efficace comme cela sera vu par la suite. L'état mélangé suit la loi de puissance de $1/5$ jusqu'à $x/H \sim 0,3$ puis le comportement thermique est différent.

Les figures 4.28 montrent les histogrammes de la position de température maximale pour l'état stratifié et l'état mélangé. La température maximale se situe principalement en sortie du canal pour l'état stratifié et à la mi-hauteur du canal pour l'état mélangé. Pour l'état mélangé, les positions du maximum sont réparties sur une zone assez large $0,2 \leq x/H \leq 0,6$ car la température fluctue énormément et par conséquent le maximum instantané se déplace autour de la valeur moyenne donnée sur la figure 4.27.

Pour quantifier les échanges thermiques, les nombres adimensionnels Nu et Ra basés sur la position x sont évalués. Les définitions de Nu_x et Ra_x sont rappelées ici :

$$Nu_x = \frac{qx}{\lambda \Delta T} \quad (4.4)$$

$$Ra_x = \frac{g\beta qx^4}{\nu a \lambda} \quad (4.5)$$

Les propriétés thermophysiques λ , β , a , ν (§1.4.2) sont prises à la température de

4.2. Étude du régime stationnaire

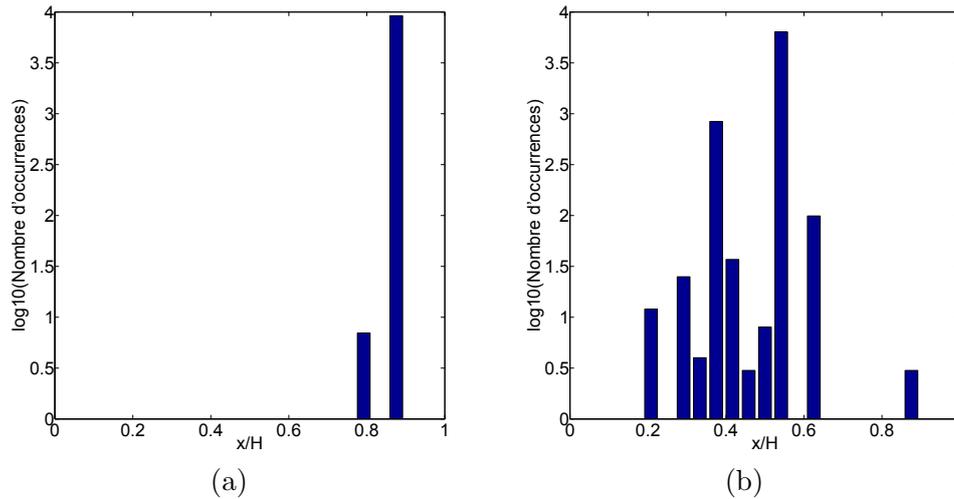


FIGURE 4.28 – Histogrammes de la position de la température maximale de paroi chaude (a) pour l'état stratifié (b) pour l'état mélangé.

Grandeur	Ordre de grandeur	Incertitude absolue	Incertitude relative
q	3500 W/m ²	70 W/m ²	< ±1%
x	0-0.6 m	0.001 m	±0,17%
ΔT	5-15 °C	0,2 °C	±1%

TABLE 4.3 – Incertitudes sur les grandeurs intervenant dans les définitions des nombres de Rayleigh et Nusselt

référence $T_{ref} = \frac{T_e + T_{max}}{2}$ avec T_{max} la température maximale de la paroi chaude et T_e la température en entrée du canal.

On a choisit le nombre de Rayleigh Ra_x au lieu du nombre de Rayleigh modifié Ra_x^* dépendant du rapport de forme du canal pour ce cas asymétrique car pour le cas symétrique l'équation 3.9c établie dans le modèle analytique du chapitre 3 montre qu'en proche-paroi, l'échange thermique ne dépend pas de la largeur du canal.

Les incertitudes sur ces deux nombres sans dimension sont évaluées à partir des incertitudes sur le flux injecté dans le canal q , la hauteur x , et l'écart de température ΔT . Les estimations d'incertitudes de ces grandeurs sont données dans le tableau 4.3. Ces valeurs conduisent à une incertitude ±2% sur le nombre de Rayleigh et de ±2% sur le nombre de Nusselt.

La figure 4.29 montre la relation entre les nombres de Nusselt et Rayleigh pour les deux états. Le logarithme du rapport $\frac{Nu_x}{Ra_x^{0,2}}$ est tracé en fonction du logarithme de Ra_x . Pour l'état stratifié, les points sont rassemblés dans la barre d'erreur de la ligne $\frac{Nu_x}{Ra_x^{0,2}} = 10^{-0,28} = 0,52$. On retrouve bien-sûr la relation en loi de puissance en 1/5 qui est établie pour le cas d'un chauffage uniforme sur une plaque plane verticale. Le coefficient 0,52 est égal à la valeur donnée par Sparrow et Gregg [82]. Pour l'état mélangé, le comportement thermique est similaire jusqu'à $Ra_x = 10^{11}$ correspondant à $x/H = 0,3$ et au-delà la relation entre Nu_x et Ra_x n'est plus du tout comparable avec l'état stratifié. L'échange thermique devient plus efficace et la

4. Configuration asymétrique

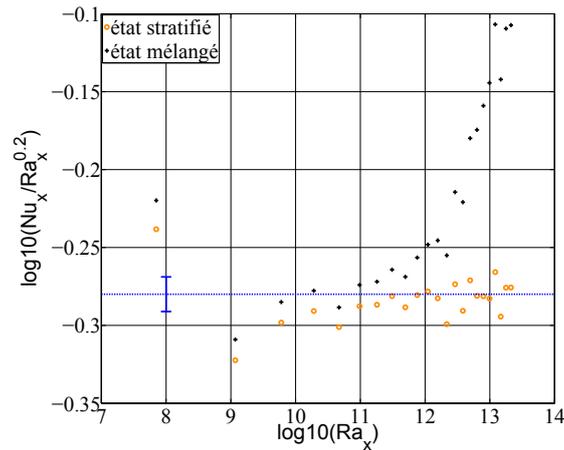


FIGURE 4.29 – Relation entre les nombres de Nusselt et Rayleigh : $\log\left(\frac{Nu_x}{Ra_x^{0,2}}\right)$ en fonction de $\log(Ra_x)$. Une droite horizontale est tracée pour $\log_{10}\left(\frac{Nu_x}{Ra_x^{0,2}}\right) = -0.28$. La barre d'erreur est également tracée.

loi de puissance n'est plus vérifiée.

L'analyse sur les températures de paroi met en évidence deux comportements thermiques distincts : l'état stratifié et l'état mélangé. L'état stratifié est caractérisé par une augmentation monotone de température de paroi selon la hauteur du canal et suit la loi de puissance en $1/5$ comme pour le cas de la plaque plane verticale. L'état mélangé suit la loi de puissance jusqu'au centre du canal, puis plus haut dans le canal l'échange thermique devient plus efficace.

4.2.2 Écoulement de retour

Pour relier les comportements thermiques de ces deux états avec les champs de vitesses, l'évolution de la vitesse mesurée par PIV en sortie du canal est comparée avec l'évolution de la température de paroi au même moment et à la même hauteur pour $t = 220,1 - 230,1$ h. Les figures 4.30 montrent les évolutions de la température de paroi à $x/H = 0,75$ et des profils de vitesse instantanée moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. On peut noter que chaque passage à l'état stratifié observé sur la température est associé à des vitesses négatives atteignant jusqu'à -5 mm/s sur plus de la moitié de la largeur du canal. Le plus long passage de l'état stratifié vers $t = 222,7 - 223,4$ h est accompagné d'un écoulement de retour qui se maintient sur toute cette durée. Pour les autres passages de plus courte durée, l'écoulement de retour est moins stable en durée mais les vitesses négatives instantanées montrent une bonne correspondance avec les températures de paroi plus élevées. En effet, on observe un écoulement de retour qui s'étend du côté de la paroi adiabatique jusqu'à $y/b \sim 0,3$. Cet écoulement de retour casse l'échange thermique efficace qui a lieu pendant l'état mélangé et favorise l'apparition de l'état stratifié où les températures de paroi fluctuent peu. On retrouve le fait que l'apparition d'un écoulement de retour détériore l'échange thermique.

Pour étudier plus finement l'évolution de la vitesse, on se focalise sur deux points

4.2. Étude du régime stationnaire

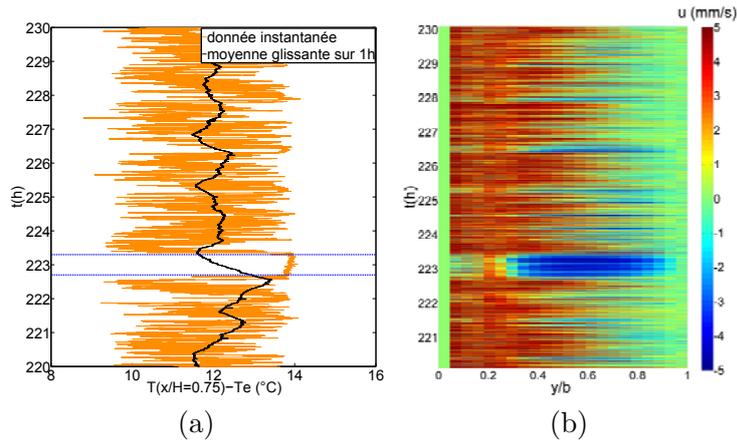


FIGURE 4.30 – (a) Évolution de la température de paroi à $x/H = 0,75$ pour $t = 220,1 - 230,1$ h la durée pour laquelle les mesures de vitesses sont réalisées. (b) Évolution temporelle du profil de vitesse instantanée moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$ pour $t = 220,1 - 230,1$ h.

au niveau des $3/4$ de la hauteur du canal : un point du côté de la paroi chauffée à $y/b = 0,09$; et l'autre du côté de la paroi polycarbonate à $y/b = 0,82$. Les vitesses sont moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. Les figures 4.31 montrent l'évolution de la vitesse verticale en ces deux points. Une moyenne glissante est effectuée sur 1h et superposée sur les mêmes figures. Comme pour la température, deux comportements distincts sont observés sur la vitesse en fonction de l'état mélangé ou stratifié. Pour la longue période durant laquelle l'état stratifié est observé ($t = 222,7 - 223,4$ h), la vitesse moyennée sur 1 h diminue. Le lissage sur 1 h ne permet pas de visualiser les diminutions de vitesse pour les périodes courtes durant lesquelles un état stratifié a été identifié. En dehors de cette plage d'une heure, l'état mélangé est observé la plupart du temps avec une vitesse moyenne d'environ 5 mm/s côté chauffé et une vitesse moyenne quasiment nulle côté adiabatique. On observe bien la présence de l'écoulement de retour lors de l'observation de l'état stratifié entre 222,7 et 223,4 h. Cet écoulement inverse non négligeable atteint une vitesse d'environ -2 mm/s en proche paroi polycarbonate et impacte la zone proche de la paroi chauffée où la vitesse devient quasiment nulle.

Concernant les fluctuations de vitesse, les figures 4.32 montrent l'évolution de la déviation standard de vitesses verticales pour ces mêmes points calculée sur une plage glissante de 10 minutes. Les fluctuations sont plus importantes pour le point en proche paroi chauffée par rapport au point du côté de la paroi polycarbonate. Pour les deux positions étudiées, les fluctuations sont plus élevées lors de l'état mélangé que lors de l'état stratifié, comme pour les fluctuations de température.

Les figures 4.33 montrent l'évolution du tenseur de Reynolds $\langle u'v' \rangle$ calculée sur une plage glissante de 10 minutes à la même hauteur (vitesses moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$) pour les mêmes points : un point en proche paroi chaude ($y/b = 0,09$) et un point en proche paroi adiabatique ($y/b = 0,82$). On constate une légère baisse des fluctuations du tenseur de Reynolds pendant l'état stratifié. Ce qui signifie que la présence de l'écoulement de retour tend à diminuer les capacités de mélange de l'écoulement.

4. Configuration asymétrique

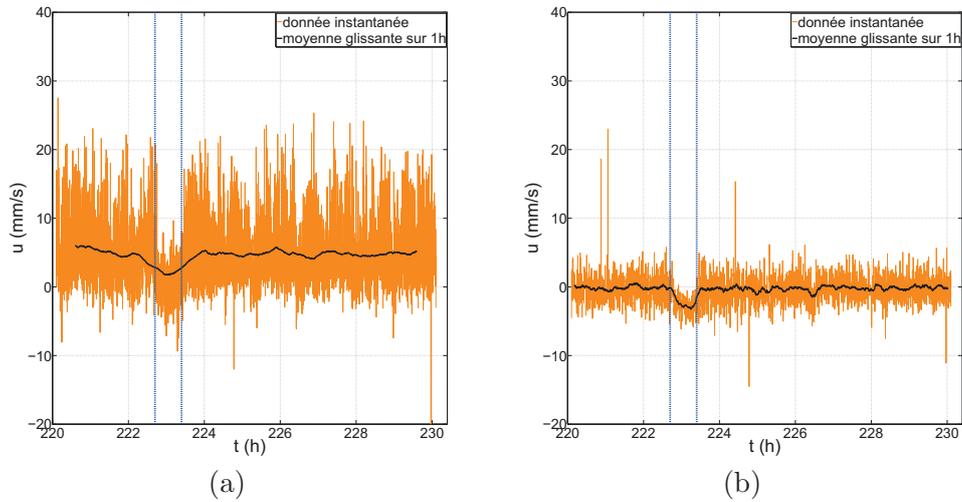


FIGURE 4.31 – Évolution de la vitesse verticale en fonction du temps à deux positions différentes à la hauteur $x/H = 0,75$. Les vitesses sont moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. (a) En proche paroi acier inoxydable ($y/b = 0,09$); (b) en proche paroi polycarbonate ($y/b = 0,82$). Les traits verticaux indiquent la plage $t = 222,7 - 223,4$ h, qui est la plus grande plage durant laquelle l'état est stratifié.

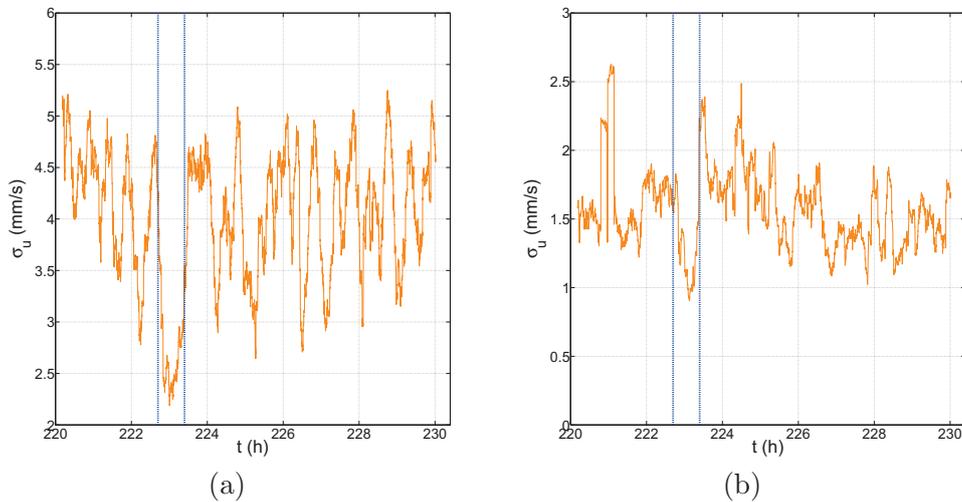


FIGURE 4.32 – Évolution de la déviation standard de vitesse verticale σ_u calculée sur une plage glissante de 10 minutes en fonction du temps à deux positions différentes à la hauteur $x/H = 0,75$. Les vitesses sont moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. Des moyennes glissantes sur 10 minutes sont également tracées. (a) En proche paroi acier inoxydable ($y/b = 0,09$); (b) en proche paroi polycarbonate ($y/b = 0,82$). Les traits verticaux indiquent la plage $t = 222,7 - 223,4$ h, qui est la plus grande plage durant laquelle l'état est stratifié.

4.2. Étude du régime stationnaire

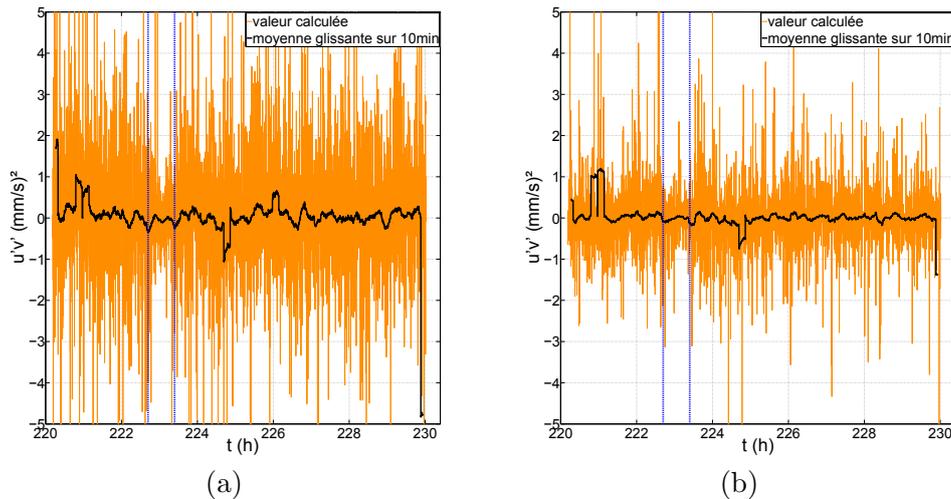


FIGURE 4.33 – Évolution du tenseur de Reynolds $\langle u'v' \rangle$ calculé sur une plage glissante de 10 minutes à deux positions différentes. Les valeurs sont moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. (a) En proche paroi acier inoxydable ($y/b = 0,09$); (b) en proche paroi polycarbonate ($y/b = 0,82$). Les traits verticaux indiquent la plage $t = 222,7 - 223,4$ h, qui est la plus grande plage durant laquelle l'état est stratifié.

Pour aller plus loin, les histogrammes de vitesse pour le point en proche paroi polycarbonate ($y/b = 0,82$) moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$ sont présentés dans les figures 4.34 pour l'état stratifié et l'état mélangé. Pour cela, les mesures de vitesse sont rééchantillonnées à la fréquence d'acquisition de température pour pouvoir être classifiés en état stratifié ou mélangé selon le critère établi sur la température de paroi. Pour l'état stratifié, l'histogramme est symétrique, avec une vitesse moyenne de $-1,2$ mm/s, les particules de fluides tendent à descendre dans le canal. Pour l'état mélangé, l'histogramme est également symétrique, la vitesse moyenne est $-0,1$ mm/s. Cependant, on peut supposer l'absence d'un écoulement de retour car la valeur légèrement négative peut venir d'une part du critère de classification d'états qui n'est pas parfait et d'autre part de la synchronisation des mesures de vitesse et de température.

Les histogrammes de vitesse pour les deux états sont également présentées pour un point en proche paroi acier inoxydable ($y/b = 0,09$) dans les figures 4.35. Les vitesses sont moyennées sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. Les vitesses sont globalement positives pour les deux états, le fluide monte le long de la paroi chaude. Néanmoins, les vitesses sont plus faibles pour l'état stratifié que pour l'état mélangé. La vitesse moyenne est de $2,8$ mm/s pour l'état stratifié comparée à $5,3$ mm/s pour l'état mélangé.

On constate également une forte dissymétrie des histogrammes avec la présence de grandes fluctuations positives de vitesse près de la paroi chauffée. Ceci est relié à la présence de structures d'écoulement plus rapides. On peut supposer qu'il s'agit de structures plus chaudes qui s'élèvent donc plus rapidement dans le canal.

Pour étudier les caractéristiques de l'écoulement de retour, les profils de vitesses sont tracés. La figure 4.36a montrent les profils de vitesse au $3/4$ de la hauteur du canal (moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$). Les profils sont moyennés pour l'état stratifié et l'état mélangé. Les vitesses sont globalement plus élevées pour l'état

4. Configuration asymétrique

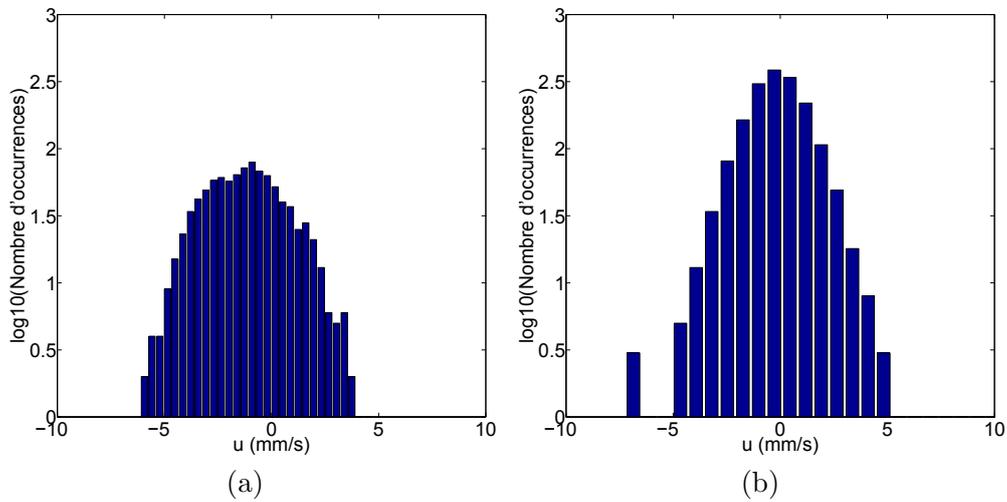


FIGURE 4.34 – Histogrammes de la vitesse verticale instantanée à $y/b = 0,82$ (proche paroi polycarbonate) moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. (a) État stratifié; (b) État mélangé.

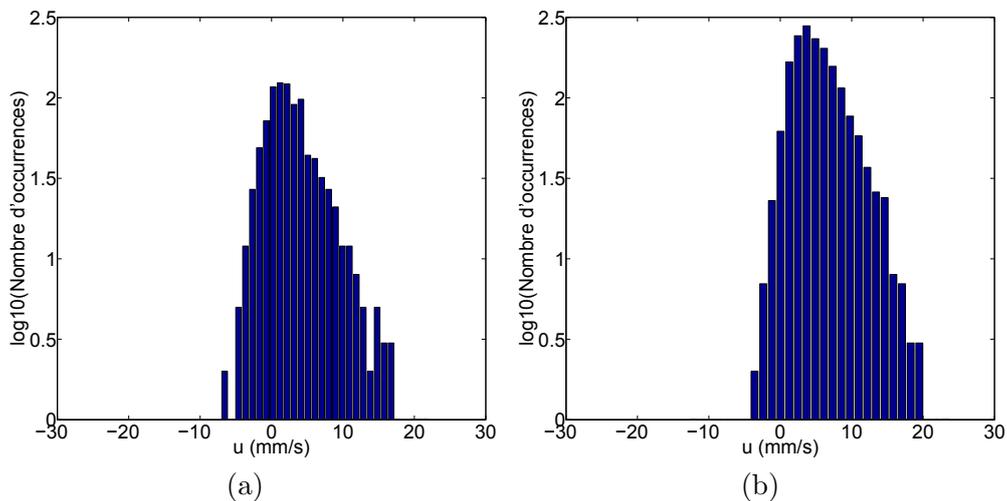


FIGURE 4.35 – Histogrammes de la vitesse verticale instantanée à $y/b = 0,09$ (proche paroi chaude) moyennée sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$. (a) État stratifié; (b) État mélangé.

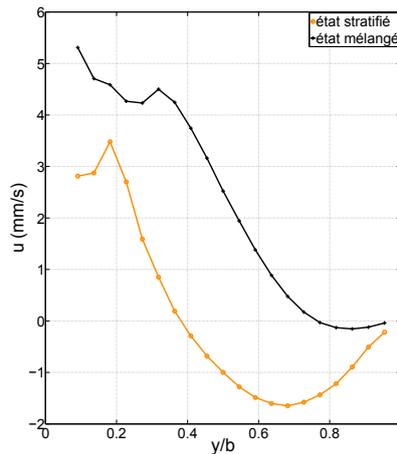


FIGURE 4.36 – Profils de vitesse verticale selon la largeur du canal au $3/4$ de la hauteur du canal moyennés sur $0,73 \leq x/H \leq 0,77$ et moyennés en temps pour l'état stratifié et l'état mélangé

mélangé que pour l'état stratifié. Les deux courbes montrent une vitesse ascendante proche de la paroi chauffée. Côté adiabatique, la vitesse est clairement négative sur plus de la moitié de la section lors de l'état stratifié alors qu'elle est proche de zéro pour l'état mélangé.

Cette relation entre l'écoulement de retour et la température de paroi peut paraître étonnante car un écoulement inverse amène du fluide froid dans le canal ce qui devrait favoriser l'échange thermique. Au contraire, on constate que l'effet principal de cet écoulement de retour est de diminuer la section de sortie de l'écoulement ascendant (fig. 4.36), ce qui tend à diminuer le débit de l'écoulement, à diminuer les fluctuations (fig. 4.32) et les capacités de mélange (fig. 4.33), à augmenter la température de paroi et donc à diminuer l'échange thermique en paroi.

Pour étudier la profondeur de l'écoulement de retour, les profils de vitesse selon la hauteur du canal sont tracés dans les figures 4.37 pour deux positions différentes. Les vitesses sont des moyennes glissantes sur 1 heure et elles sont moyennées sur $0,22 \leq y/b \leq 0,32$ pour le côté de la paroi en acier inoxydable; et sur $0,77 \leq y/b \leq 0,87$ pour le côté de la paroi polycarbonate. Les mesures de vitesses par PIV permettent seulement la visualisation de la partie haute du canal au-dessus de $x/H = 0,7$. Les figures 4.37 montrent que pour l'état stratifié ($222,7 \leq t \leq 223,4$), la présence de l'écoulement de retour provoque une diminution des vitesses près des deux parois. Lors de cette période, la vitesse est négative sur toute la profondeur du canal observée ce qui correspond à un écoulement de retour de grand échelle qui descend au moins jusqu'à la hauteur $x/H = 0,7$. Pour l'état mélangé, les vitesses sont également négatives près de la paroi polycarbonate au-dessus de $x/H \sim 0,9$ mais plus proche de zéro en dessous. On verra plus loin que cela pourrait correspondre à la présence des cellules de recirculation.

Les profils de vitesses plus haut dans le canal sont tracés sur la figure 4.38a qui montre les profils moyennés pour l'état stratifié et l'état mélangé. Les vitesses sont moyennées sur $0,90 \leq x/H \leq 0,94$. Les courbes ont des allures semblables au cas $x/H \sim 0,75$ avec un écoulement de retour qui prend la moitié de la largeur du canal pour l'état stratifié. Cependant, pour l'état mélangé, on observe des vitesses négatives

4. Configuration asymétrique

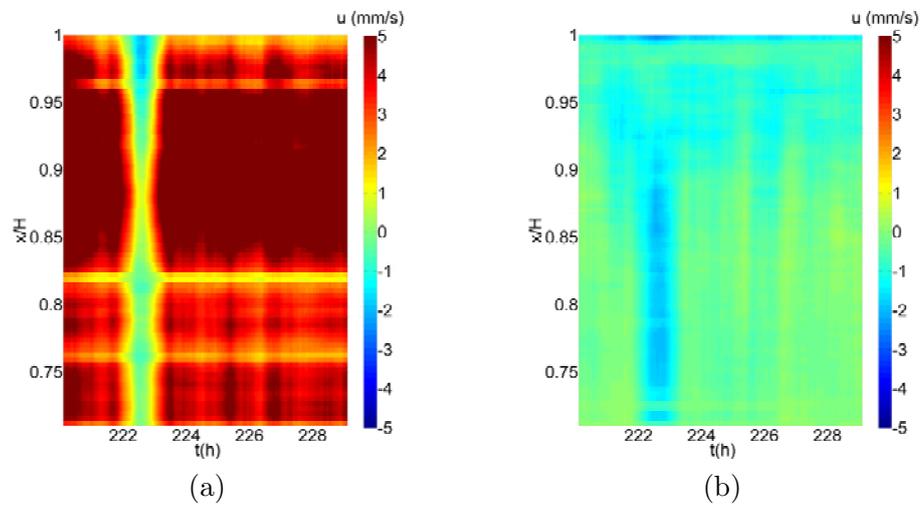


FIGURE 4.37 – Profils de vitesse verticale selon la hauteur du canal (moyennes glissantes sur 1 heure). (a) En proche paroi chauffée (acier inoxydable) vitesse moyennée sur $0,22 \leq y/b \leq 0,32$; (b) en proche paroi polycarbonate vitesse moyennée sur $0,77 \leq y/b \leq 0,87$.

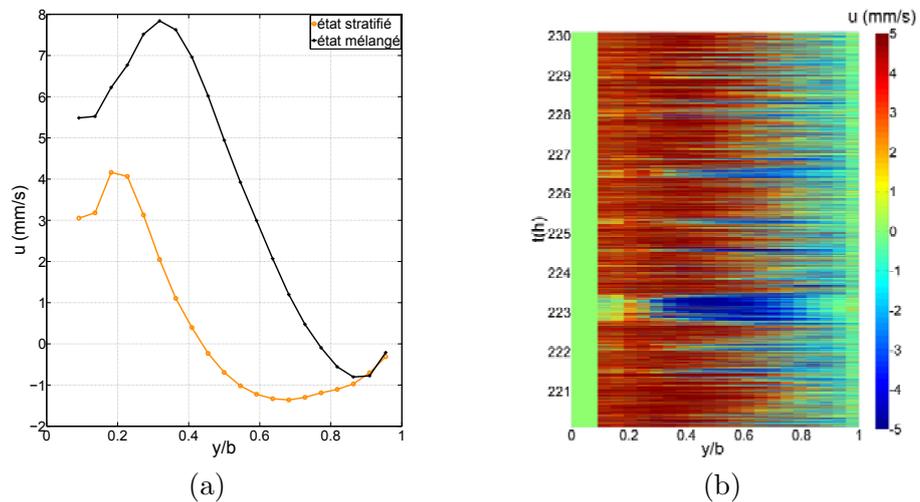


FIGURE 4.38 – Profils de vitesse verticale selon la largeur du canal en sortie moyennés sur $0,90 \leq x/H \leq 0,94$ (a) Profils moyennés en temps pour l'état stratifié et l'état mélangé (b) Évolution temporelle du profil de vitesse instantanée moyennée sur $0,90 \leq x/H \leq 0,94$

débit (L/min)	S (° C/m)	T_e (° C)	Pr
0,9	0,32	30,90	4,62
1,17	0,17	29,68	4,72
1,35	0,15	29,51	4,72
1,8	0,08	27,45	4,94
2,7	0,03	26,96	4,94

TABLE 4.4 – Comparaison de la stratification thermique, de la température en entrée du canal et du nombre de Pr pour différents débits de pompe du circuit de refroidissement

tives près de la paroi adiabatique. Elles atteignent des valeurs non négligeables de -1 mm/s mais ont une étendue assez faible. Ceci peut correspondre à des cellules de recirculation de petites tailles qui ne sont présentes qu'à la sortie du canal. En effet, la figure 4.37b montre des vitesses verticales négatives dans la zone de sortie ($x/H \geq 0,9$) quelque soit les états observés. Ceci est aussi observé sur la figure 4.38b qui montre la vitesse verticale instantanée à $x/H = 0,9$ au cours du temps. Même pour les phases correspondantes à l'état mélangé, on observe des vitesses qui fluctuent un peu en-dessous de zéro. Ces recirculations, déjà observées en phase de démarrage (§4.1), sont probablement dues à des effets de sortie et sont différentes des écoulements de retour de grande échelle observés durant l'état stratifié.

Les observations expérimentales ont mis en évidence le lien direct entre la présence d'un écoulement de retour avec celle de l'état stratifié. Comme pour la phase de démarrage, l'écoulement de retour diminue les fluctuations de température et défavorise l'échange thermique. L'écoulement de retour est aussi présent à l'état mélangé mais il est de plus faible étendue et se caractérise plutôt par des cellules de recirculation près de la sortie du canal.

4.2.3 Effet du nombre de Prandtl

Dans cette section, les expériences réalisées avec différents débits de pompe du circuit de refroidissement sont comparées pour étudier l'influence de l'environnement externe du canal. En effet, la cellule en eau est soumise au chauffage électrique, au refroidissement imposé par la boucle froide et à l'échange avec la pièce. Par conséquent, à puissance de chauffe constante, une modification du débit de la boucle froide entraîne une modification de l'échange avec la pièce. Ainsi, modifier le débit de la pompe de refroidissement est un moyen d'agir sur l'environnement du canal.

Le tableau 4.4 récapitule la stratification thermique, la température en entrée du canal et le nombre de Prandtl pour les cinq débits de pompe. La stratification thermique $S = \frac{T_h - T_e}{x_h - x_e}$ est caractérisé par le gradient de température entre celle en haut du canal T_h mesurée à $x/H = 1$ derrière le bloc paroi polycarbonate et celle en entrée du canal T_e . Le nombre de Prandtl $Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$ est calculé avec les propriétés thermophysiques prises à la température de référence T_{ref} (§4.2.1).

On observe que la stratification thermique est beaucoup plus faible que dans les phases de démarrage (§4.1.4). Avec une erreur de $\pm 0,1^\circ\text{C}$ sur la température, les valeurs de stratification sont presque toutes dans la barre d'erreur. On constate

4. Configuration asymétrique

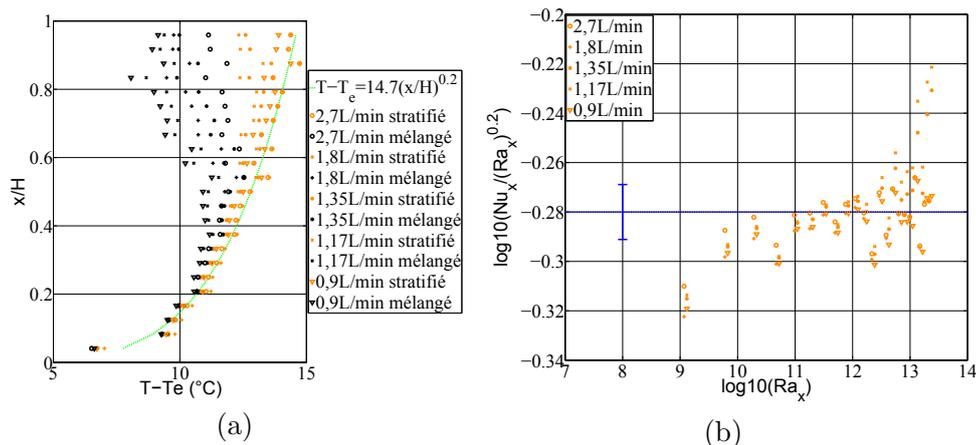


FIGURE 4.39 – Comparaison entre les expériences avec différents débits de pompe du circuit de refroidissement. (a) Profils de température moyenne pour l'état stratifié et mélangé (b) Relation $Nu_x - Ra_x$ pour l'état stratifié

que l'effet majeur des changements de débits est la variation de la température en entrée du canal, ce qui fait varier le nombre de Prandtl. Le tableau 4.4 montre que la température d'entrée augmente et le nombre de Prandtl diminue lorsque le débit de la pompe de refroidissement diminue.

Les profils de températures pour les états stratifiés et mélangés sont comparés pour les cinq débits de pompes dans la figure 4.39a. Pour l'état stratifié, les profils de température sont similaires quelque soit le débit et suivent assez bien la loi de puissance en $1/5$ établie précédemment pour l'expérience de 1,8 L/min. On note tout de même des écarts en sortie de canal pour les expériences correspondant aux débits 1,35 et 1,17 L/min. Ceci peut correspondre à un biais dû au critère utilisé pour différencier les états ou à des recirculation présentes en sortie du canal à cause de la proximité avec l'extérieur. Les profils pour l'état mélangé montrent des écarts entre les différentes expériences, mais globalement ils s'écartent tous des profils pour l'état stratifié.

La figure 4.39b montre que les relations $Nu_x - Ra_x$ en puissance $1/5$ pour l'état stratifié restent dans la barre d'erreur sauf pour les derniers points en sortie du canal pour les débits à 1,35 et 1,17 L/min.

Des tests ont été effectués pour voir si la dispersion des courbes autour de la loi en puissance $1/5$ était due à un effet du nombre de Prandtl. Pour cela des relations du type $Nu_x = (Ra_x Pr^n)^{1/5}$ ont été testées sans que les résultats soient convaincants. Cela peut être dû au fait que l'analyse dimensionnelle réalisée au §3.3 est faite sous l'hypothèse de Boussinesq. Or les écarts de température montrés sur la figure 4.39a atteignent 15°C pour une température de référence de 35°C . Pour une telle température de référence, l'hypothèse de Boussinesq est valable à 10% près lorsque l'écart de température maximale dans l'écoulement est limité à 8°C [24]. Par conséquent, la dispersion constatée sur cet état sur les figures 4.39 peut être attribuée à des effets non-Boussinesq. En ce qui concerne l'état mélangé, la figure 4.40 montre une augmentation très nette du transfert de chaleur à partir de $Ra_x = 10^{12}$. Là encore, la dispersion des courbes peut être attribuée aux effets non-Boussinesq mais ce point doit être approfondi.

4.2. Étude du régime stationnaire

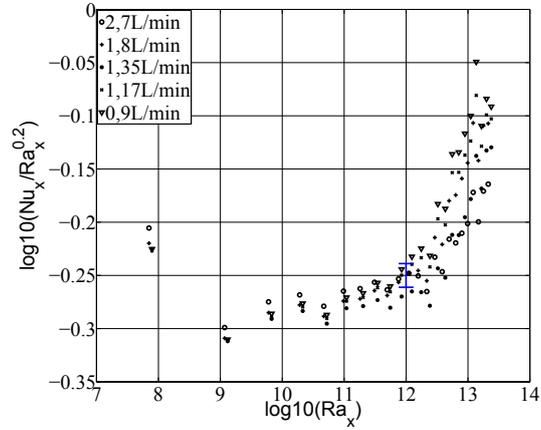


FIGURE 4.40 – Comparaison entre les expériences avec des différents débits de pompe du circuit de refroidissement. Relation Nu_x-Ra_x pour l'état mélangé.

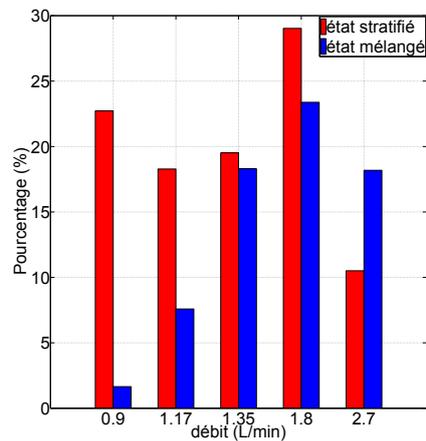


FIGURE 4.41 – Comparaison de la part de l'état stratifié et de l'état mélangé sur la durée totale de l'expérience pour différents débits de pompe du circuit de refroidissement

4. Configuration asymétrique

b (mm)	S (° C/m)	T_e (° C)	Pr	Durée (h)
30,3	0,30	26,64	5,05	150
40,5	0,08	27,45	4,94	50
49,4	0,05	28,01	4,83	65

TABLE 4.5 – Écartement du canal b , stratification thermique S (eq. 4.1, p.100), température en entrée du canal T_e et nombre de Pr .

Pour caractériser l'apparition de chaque état et sa durée, les durées de l'état stratifié et de l'état mélangé sur la durée totale de chaque expérience sont calculées et montrées dans la figure 4.41. Ce calcul donne seulement une estimation qualitative car le critère de classification des états a une influence importante sur le résultat. On constate que lorsque le débit de pompe augmente (de 0,9 à 1,8 L/min), la part de l'état mélangé augmente. La part de l'état stratifié reste élevée pour les petits débits et chute pour le débit de 2,7 L/min. L'augmentation du débit de pompe semble favoriser l'apparition de l'état mélangé. Les stratifications thermiques restant relativement faibles pour tous les débits (table 4.4), le déclenchement des états pourrait être lié aux écoulements induits par les diffuseurs de refoulement situés près de la sortie (fig. 2.12, p.53). Ce point reste à approfondir.

4.2.4 Influence de l'écartement du canal

Une autre série d'expériences similaire est réalisée avec différents écartements du canal pour étudier l'influence de la largeur b . Les expériences sont réalisées avec la même densité de flux de chaleur $q = 3732 \text{ W.m}^{-1}$ que pour les campagnes présentées précédemment. Le débit de pompe du circuit de refroidissement reste identique à 1,8 L/min pour les différentes expériences.

Trois écartements sont étudiés. L'expérience pour $b = 40,5$ mm est issue des campagnes de mesure présentées précédemment. Le tableau 4.5 récapitule les trois expériences, leur durée et les grandeurs suivantes : la stratification thermique externe S (eq. 4.1, p.100), la température en entrée du canal, et le nombre de Prandtl. On constate qu'avec le même débit, la température en entrée du canal et le nombre de Pr diffèrent peu ($< 2\%$) entre les expériences.

La figure 4.42 montre la part de l'état stratifié et de l'état mélangé sur la durée totale de chaque expérience. Sur ces expériences, on constate que pour le plus grand écartement aucun changement d'état n'est observé. Or, sans changement d'état, le critère utilisé tombe en défaut (voir 4.2.1) car dans ce cas, il identifie les grandes fluctuations positives (resp. négatives) à l'état stratifié (resp. mélangé). En réalité, la figure 4.42 indique que pour $b = 49,4$ mm, les fluctuations restent inférieures à la déviation standard pendant plus de 90% du temps. On est donc vraisemblablement dans le cas d'un état toujours stratifié. Ceci est confirmé par les figures 4.43 qui montrent que le profil de température et la courbe Nu_x-Ra_x pour toute l'expérience $b = 49,4$ mm suit un exposant $1/5$.

Les relations Nu_x-Ra_x pour l'état stratifié sont tracés pour les trois écartements du canal dans la figure 4.43b. Les trois courbes pour l'état stratifié pour les trois écartements se regroupent dans la barre d'erreur. En effet, pour l'état stratifié, il s'agit du cas de la plaque plane verticale qui est donc indépendant de l'écartement du

4.2. Étude du régime stationnaire

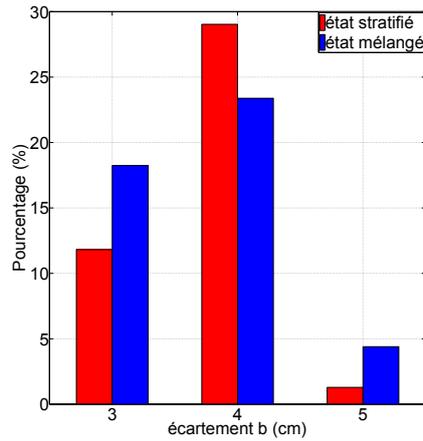


FIGURE 4.42 – Comparaison de la part de l'état stratifié et de l'état mélangé sur la durée totale de l'expérience en fonction de l'écartement du canal

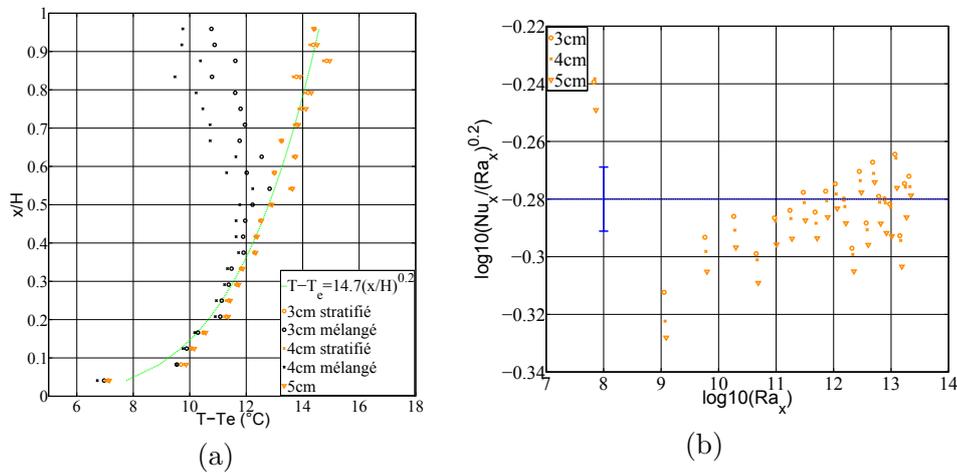


FIGURE 4.43 – Comparaison entre les expériences avec différents écartements du canal. (a) Profils de température pour l'état stratifié et mélangé (b) Relation $Nu_x - Ra_x$ pour l'état stratifié.

canal b . Comme au §4.4, on peut attribuer la dispersion des courbes sur la figure 4.43b aux effets non-Boussinesq.

Afin de prendre en compte l'influence de l'écartement pour le cas mélangé, la figure 4.44 montre la relation $Nu_x - Ra_x(b/H)^k$ avec $k = 1$. La transition est observée à partir de $Ra_x^* = Ra_x(b/H) \sim 10^{10}$. L'utilisation du paramètre $Ra_x \frac{b}{H}$ qui est un nombre de Rayleigh modifié rapproche les courbes. Cependant, la dispersion reste plus grande que la barre d'erreur et on ne peut pas exclure un couplage entre des effets non-Boussinesq et des effets du changement d'écartement du canal.

4.2.5 Conclusions

Dans la deuxième partie de ce chapitre, l'étude du régime stationnaire est réalisée. Une campagne de mesure type est présentée. Les observations expérimentales sur les températures ont mis en évidence deux comportements thermiques distincts :

4. Configuration asymétrique

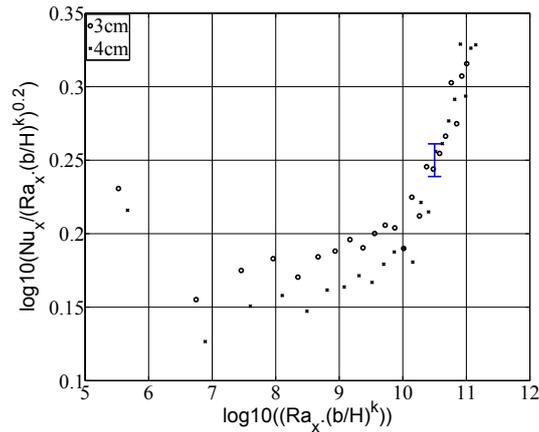


FIGURE 4.44 – Comparaison entre les expériences avec des différents écartements. Relation $Nu_x - Ra_x (b/H)^k$ avec $k = 1$ pour l'état mélangé

l'état stratifié et l'état mélangé. L'état stratifié a un comportement similaire à celui de la plaque plane verticale : une augmentation monotone de la température de paroi et suit la loi de puissance en $1/5$. La présence de l'état stratifié est toujours accompagnée d'un écoulement de retour de grande échelle qui tend à diminuer l'efficacité de l'échange thermique. L'état mélangé est caractérisé par une température maximale au centre du canal et des fluctuations de température plus élevées. Il suit la loi de puissance en $1/5$ jusqu'au centre du canal puis l'échange thermique est plus efficace. Un écoulement de retour sous forme de recirculations fluctuantes est présent à l'état mélangé mais il est de faible étendue et est présent seulement près de la sortie du canal.

Une comparaison est effectuée entre les études réalisées avec différents débits de pompe de refroidissement. Pour l'état stratifié, les profils de température sont similaires et suivent la loi en puissance $1/5$. La dispersion des courbes est peut être dû à l'effet non-Boussinesq de l'étude expérimentale, car l'analyse dimensionnelle a été réalisée sous l'hypothèse de Boussinesq. Pour l'état mélangé, une augmentation nette de l'échange thermique est observée à partir de $Ra_x = 10^{12}$. Les études réalisées avec différents écartements de canal sont également comparées. Pour l'état stratifié, il s'agit bien du cas de la plaque plane verticale, indépendant de l'écartement b . Pour l'état mélangé, l'utilisation d'un nombre de Rayleigh modifié $Ra_x \frac{b}{H}$ rapproche les courbes $Nu_x - Ra_x$.

4.3 Conclusions

Ce chapitre présente l'étude pour la configuration de chauffage asymétrique : la paroi en acier inoxydable chauffée à densité de flux de chaleur uniforme, la paroi en polycarbonate étant adiabatique. La première partie de ce chapitre présente l'étude du régime transitoire au démarrage. La deuxième partie traite l'étude en régime stationnaire.

Dans la partie sur le régime transitoire, les premières heures à partir de la mise en chauffage de la paroi sont étudiées des points de vue thermique et dynamique. Les différentes campagnes de mesures sont réalisées et donnent une caractérisation généralisée du régime transitoire. Lorsque la stratification thermique est nulle au démarrage, une amélioration de l'échange thermique est observée à partir de $t \sim 0,6$ h après la mise en chauffe : les fluctuations de températures apparaissent sur la partie haute du canal et la température maximale de paroi se trouve au centre du canal. Les écoulements de retour sont mis en évidence expérimentalement. Ils sont de deux natures différentes : des cellules de recirculation fluctuant en temps et en espace ; et des écoulements inverses de grande échelle qui apparaissent une heure après le démarrage. L'écoulement de retour de grande échelle peut aller jusqu'à boucher l'alimentation du fluide en l'entrée du canal. Il diminue la section et le débit du fluide ascendant et détériore l'échange thermique. Les cellules de recirculation, au contraire, améliorent l'échange thermique. L'impact de la stratification thermique externe est étudié. Les expériences avec et sans refroidissement sont réalisées et elles sont comparables jusqu'à une demi-heure après la mise en chauffe de la paroi. Après une demi-heure, la stratification thermique externe devient plus importante pour les cas non refroidies. Pour les expériences commençant avec une stratification thermique plus élevée, le changement de comportement thermique a lieu plus tôt, les fluctuations de température sont élevées dès le début. L'apparition de l'écoulement de retour de grande échelle est également avancée. Le caractère bi ou tri-dimensionnel de l'écoulement est également étudié. L'écoulement d'abord tridimensionnel devient bidimensionnel au bout d'une demi-heure de chauffage pour les expériences commençant avec un niveau de stratification thermique faible.

Dans la deuxième partie sur le régime stationnaire, les observations expérimentales sur le comportement thermique ont mis en évidence deux états distincts : l'état stratifié et l'état mélangé. L'état stratifié est caractérisé par une augmentation de température de paroi en loi de puissance en $1/5$ et peu de fluctuations. L'état mélangé est caractérisé par la température maximale située au centre du canal et des fluctuations élevées. L'échange thermique est plus efficace. Les écoulements de retour sont observés expérimentalement. Un écoulement de retour de grande échelle apparaît lors de l'état stratifié. Il diminue le débit de fluide ascendant, les fluctuations, l'efficacité du mélange et donc l'efficacité de l'échange thermique. L'écoulement de retour est aussi présent à l'état mélangé mais il s'agit plutôt des cellules de recirculation près de la sortie du canal. L'impact du changement du débit de pompe de refroidissement est étudié pour cinq débits différents. Pour l'état stratifié, les profils de température suivent bien la loi de puissance de la plaque plane verticale avec une dispersion qui vient probablement de l'effet non-Boussinesq. Pour l'état mélangé, quelque soit le débit, l'échange thermique est plus efficace à partir de $Ra_x = 10^{12}$. L'influence de l'écartement du canal est aussi étudiée pour trois écartements différents. On retrouve

4. Configuration asymétrique

bien le comportement de la plaque plane verticale qui est indépendant de l'écartement pour l'état stratifié. Pour l'état mélangé, les courbes Nu_x-Ra_x se rapprochent lorsque l'on utilise le nombre de Rayleigh modifié mais elles ne rentrent pas dans la barre d'erreur. On peut supposer que l'effet non-Boussinesq contribue également à la dispersion des courbes.

Que ce soit au démarrage ou en régime stationnaire, des écoulements de retour sont observés. Ils sont de deux types :

- des écoulements de retour de petites échelles très fluctuants situés près de la sortie. Ils améliorent l'échange thermique en sortie. Dans la phase de démarrage, ils sont observés au tout début et pendant le régime stationnaire, ils sont observés lors de l'état mélangé.
- des écoulements de retour de grande échelle qui alimente le canal par la sortie et peuvent ressortir par l'entrée. Ils sont associés à un échange thermique moins efficace car ils réduisent la section de sortie du fluide ascendant et tendent à diminuer le débit du fluide sortant. Dans la phase de démarrage, ils sont déclenchés par la stratification externe qui est assez élevée (~ 3 à 5 °C/m). Dans le régime stationnaire, leur apparition est concomitante avec l'existence de l'état stratifié. La stratification étant faible, ils pourraient être déclenchés par la structure de l'écoulement au-dessus du canal.

Cette comparaison entre les phases de démarrage et le régime stationnaire, confirme l'observation faite par Garnier [42] qui montre que l'établissement d'une stratification externe au démarrage impacte fortement l'écoulement dans le canal. En revanche, cette étude montre que le régime stationnaire est atteint au bout de plusieurs dizaines d'heures avec une stratification externe très faible. Le régime stationnaire atteint expérimentalement n'est donc pas comparable à l'état final de l'étude de Garnier [42]. Ce point met notamment en lumière la nécessité de contrôler la stratification thermique externe dès les premiers instants. En effet, dans les applications de double-façade photovoltaïque, les conditions aux limites sont instationnaire et les composants fonctionnent souvent en régime transitoire dans des environnements de faible stratification thermique externe.

Conclusions et Perspectives

Synthèse générale

Ce travail de thèse porte sur le phénomène de la convection naturelle au sein de double-façades photovoltaïques. Cette configuration est modélisée expérimentalement par un canal vertical en eau avec chauffage pariétal, banc d'essais développé dans le cadre de la thèse de Daverat. Cette étude se focalise sur 3 volets :

- une analyse des résultats expérimentaux de Daverat obtenus pour le cas d'un chauffage symétrique présentée dans le chapitre 3 ;
- une étude du régime transitoire pour la configuration d'un chauffage asymétrique présentée dans la première partie du chapitre 4 ;
- et une étude du régime stationnaire également pour la configuration d'un chauffage asymétrique présentée dans la seconde partie du chapitre 4.

L'étude de l'écoulement de convection naturelle pour la configuration symétrique donne une explication au changement de comportement observé expérimentalement durant la thèse de Daverat. Le changement est caractérisé par une température de paroi et une vitesse en proche paroi qui augmentent avant la transition et diminuent après. La transition est caractérisé par un transfert de chaleur turbulent entre la zone de proche paroi et le centre du canal. Les résultats expérimentaux ont suggéré un découpage du canal. Les équations de conservation sont simplifiées pour chacune des zones pour établir un modèle analytique basé sur une analyse des ordres de grandeur. Dans chacune des zones, les relations sur les ordres de grandeurs sont obtenues et validées par les données expérimentales. En proche paroi avant la transition, on a obtenu le modèle classique de la couche limite laminaire le long d'une plaque plane verticale. Le modèle montre que, après la transition, une grande partie du flux thermique est transporté par les fluctuations en dehors de la sous-couche limite thermique. Les relations sur la pression montrent que la pression est une force qui freine l'écoulement et qu'elle pourrait être imposée par la stratification thermique externe. Le contrôle de la stratification thermique externe du canal est donc un point délicat pour les études expérimentales. Enfin, le modèle caractérise les fluctuations dans les zones situées entre la proche paroi et le centre du canal par le maximum du terme croisé du tenseur de Reynolds avant et après la transition.

L'étude sur le régime transitoire caractérise la phase de mise en chauffe de la paroi en points de vue thermique et dynamique. Les différentes campagnes de mesures donnent des résultats similaires, ce qui nous permet d'obtenir une caractérisation généralisée. Le comportement thermique est relié avec les mesures de vitesses et en particulier avec l'observation des écoulements de retour. Les écoulements de retour sont de deux natures : soit des cellules de recirculation fluctuantes en temps et en es-

pace ; soit des écoulements inverses de grande échelle jusqu'à l'entrée du canal. Leur effet sur l'échange thermique est opposé : les cellules de recirculation améliorent l'échange alors que l'écoulement de retour de grande échelle le détériore. L'effet de la stratification thermique externe dans la cellule d'eau est étudié. Une stratification thermique élevée déclenche l'apparition d'un écoulement de retour persistant à grande échelle. Le caractère bi ou tri-dimensionnel de l'écoulement est également étudié. Pour les expériences commençant avec un niveau de stratification thermique quasiment nulle, l'écoulement est tri-dimensionnel au démarrage puis devient quasiment bidimensionnel au bout d'une demi-heure de chauffage.

L'étude du régime stationnaire, réalisée pour la configuration d'un chauffage asymétrique, a mis en évidence deux comportements thermiques distincts : l'état stratifié et l'état mélangé qui apparaissent de façon incontrôlée. L'état stratifié est caractérisé par un comportement similaire à celui de la plaque plane verticale avec une loi de puissance en $1/5$. De plus, la présence de l'état stratifié est toujours accompagnée d'un écoulement de retour de grande échelle qui tend à détériorer l'échange thermique. L'état mélangé est caractérisé par une température maximale au centre du canal, des fluctuations de température plus élevées, et un échange thermique plus efficace à partir de la moitié haute du canal. L'écoulement de retour est aussi présent à l'état mélangé mais sous la forme de recirculations fluctuantes de petites échelles en sortie du canal. Une comparaison est effectuée entre les études réalisées avec différents débits de pompe de refroidissement. Pour l'état stratifié, les profils de température sont similaires et suivent le régime de la plaque plane verticale avec une dispersion qui est peut être liée à l'effet non-Boussinesq. Pour l'état mélangé, l'échange thermique devient plus efficace à partir de $Ra_x = 10^{12}$. L'influence de l'écartement du canal est également étudiée. Pour l'état stratifié, le comportement thermique est bien indépendant de l'écartement et correspond au cas de la plaque plane verticale. Pour l'état mélangé, l'utilisation d'un nombre de Rayleigh modifié $Ra_x \frac{b}{H}$ qui prend en compte le rapport d'aspect du canal rapproche les courbes $Nu_x - Ra_x$.

Perspectives

Tout d'abord, cette étude a permis d'établir un modèle analytique pour la configuration de chauffage symétrique avec une approche zonale. Il serait intéressant d'établir un modèle du même type pour la configuration de chauffage asymétrique. Cependant la difficulté vient de l'alternance des états mélangés et stratifiés qui va compliquer fortement l'obtention de profils moyens dans le canal. Il faudrait donc commencer par contrôler l'apparition des régimes pour faire une telle étude.

Cette étude a mis en évidence la présence d'un écoulement de retour de grande échelle en phase de démarrage et en régime stationnaire pour la configuration de chauffage asymétrique. En régime transitoire, il est déclenché par des niveaux de stratification thermique élevés. En régime stationnaire, la stratification thermique est beaucoup plus faible et on ignore ce qui déclenche cet écoulement de retour. Ce point est d'autant plus intéressant à étudier que le déclenchement de l'écoulement de retour de grande échelle en régime stationnaire semble aussi déclencher l'apparition de l'état stratifié. Par conséquent, comprendre l'origine de ce phénomène permet-

trait peut être de contrôler l'apparition des deux états et donc mener des études plus approfondies sur chacun des états : on pourrait envisager une visualisation de l'écoulement avec un champ plus large que les mesures de PIV effectuées lors de ce travail de thèse pour obtenir une cartographie complète de l'écoulement au sein du canal et à l'extérieur du canal en sortie. On pourrait également rajouter une plaque verticale au-dessus du canal, qui casserait la structure globale de l'écoulement dans la cellule et empêcherait l'apparition de l'écoulement de retour et de l'état stratifié. Une mesure couplée de température et de vitesse dans l'écoulement serait intéressante pour mieux caractériser les fluctuations dans le canal et analyser l'impact de l'écoulement de retour sur le transfert turbulent. Lors de l'étude analytique, on a fait ressortir une possible influence de la stratification externe qui pourrait contrôler la différence de pression en entrée et en sortie et donc influencer fortement sur la dynamique du canal. Ce point n'a pas pu être étudié dans le cas asymétrique pour lequel la stratification étant mesurée mais l'alternance incontrôlée des états mélangé et stratifié empêchait une analyse fine comme celle réalisée pour le cas symétrique. On pourrait donc envisager d'instrumenter le dispositif avec des mesures de pression en entrée et en sortie.

Cette étude ayant été réalisée en conditions non-Boussinesq, il serait intéressant d'approfondir l'impact de ces conditions de l'écoulement. En effet, dans les composants double-enveloppe, des écarts de plus de $40^{\circ}C$ peuvent être observés dans les écoulements d'air qui sont alors en dehors des conditions de l'hypothèse de Boussinesq.

Enfin, on n'a pas réussi à étudier la configuration de chauffage de la paroi polycarbonate à cause des difficultés expérimentales. L'amélioration sur le système de mesure de températures dans les parois isolantes doit être réalisée pour pouvoir étudier le couplage conduction-convection avec des parois constituées de différents matériaux. Pour cela, il faut tout d'abord choisir des matériaux pas trop isolants pour pouvoir contrôler les pertes. Il faut de plus prévoir de calibrer la mesure des températures de paroi avec des capteurs en conditions opératoires. Ce point est en effet très important pour analyser la convection dans des composants solaires constitués de matériaux qui sont rarement bon conducteur de chaleur.

Bibliographie

- [1] ADEME. Feuille de route sur les bâtiments et îlots à énergie positive et à bilan carbone minimum. Technical report, <http://www.ademe.fr/feuille-route-batiments-ilots-a-energie-positive-a-bilan-carbone-minimum>, 2010.
- [2] ADEME. Contribution de l'ADEME à l'élaboration de visions énergétiques 2030-2050. Technical report, <http://www.ademe.fr/contribution-lademe-a-lelaboration-visions-energetiques-2030-2050>, 2013.
- [3] International Energy Agency. 2014 Key world energy statistics. Technical report, <https://www.iea.org/publications/freepublications/publication/key-world-energy-statistics-2014.html>, 2014.
- [4] International Energy Agency. Energy and climate change : World energy outlook special report. Technical report, 2015.
- [5] H. E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys, and C. Tropea. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer, 2003.
- [6] ANCRE. Scénarios de l'ANCRE pour la transition énergétique. Technical report, <http://www.allianceenergie.fr/page000100dc.asp?card=985>, 2013.
- [7] A. Andreozzi, B. Buonomo, and O. Manca. Transient natural convection in vertical channels symmetrically heated at uniform heat flux. *Numerical Heat Transfert Part A*, 55 :409–431, 2009.
- [8] A. Andreozzi, B. Buonomo, and O. Manca. Numerical investigation of transient natural convection in a vertical channel-chimney system symmetrically heated at uniform heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 :6077–6089, 2012.
- [9] Y. B. Assoa and C. Ménézo. Dynamic study of a new concept of photovoltaic-thermal hybrid collector. *Solar Energy*, 107 :637–652, 2014.
- [10] Andreas K. Athienitis, James Bambara, Brendan O'Neill, and Jonathan Faille. A prototype photovoltaic/thermal system integrated with transpired collector. *Solar Energy*, 85(1) :139 – 153, 2011.
- [11] W. Aung. Fully developed laminar free convection between vertical plates heated asymmetrically. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 :1577–1580, 1972.
- [12] W. Aung, L. S. Fletcher, and V. Sernas. Developing laminar free convection between vertical flat plates with asymmetric heating. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 :2293–2308, 1972.
- [13] H. Bhowmik and K. W. Tou. Experimental study of transient natural convection heat transfer from simulated electronic chips. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29 :485–492, 2005.

Bibliographie

- [14] J. R. Bodoia and J. F. Osterle. The development of free convection between heated vertical plates. *Journal of Heat Transfer*, 84 :40–44, 1962.
- [15] A. Bouchair. Solar chimney for promoting cooling ventilation in southern algeria. *Building Service Engineering, Research and Technology*, 15 :81–93, 1994.
- [16] BP. Bp energy outlook 2035. Technical report, [http : //www.bp.com/en/global/corporate/ energy-economics/ energy-outlook-2035.html](http://www.bp.com/en/global/corporate/energy-economics/energy-outlook-2035.html), 2014.
- [17] B. J. Brinkworth. Estimation of flow and heat transfer for the design of pv cooling ducts. *Solar Energy*, 69 :413–420, 2000.
- [18] B.J. Brinkworth. Optimum depth for PV cooling ducts. *Solar Energy*, 80 :1131–1134, 2006.
- [19] B.J. Brinkworth and M. Sandberg. Design procedure for cooling ducts to minimise efficiency loss due to temperature rise in PV arrays. *Solar Energy*, 80 :89–103, 2006.
- [20] T. Burch, T. Rhodes, and S. Acharya. Laminar natural convection between finitely conducting vertical plates. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28(6) :1173–1186, 1985.
- [21] F. Chilla, M. Rastello, S. Chaumat, and B. Castaing. Ultimate regime in rayleigh - Bénard convection : The role of plates. *Physics of Fluids*, 16(7) :2452–2456, 2004.
- [22] M. Coussirat, A. Guardo, E. Jou, E. Egusquiza, E. Cuerva, and P. Alavedra. Performance and influence of numerical sub-models on the CFD simulation of free and forced convection in double-glazed ventilated façades. *Energy and Buildings*, 40 :1781–1789, 2008.
- [23] A.-M. Dalbert, F. Penot, and J.-L. Peube. Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 24(9) :1463–1473, 1981.
- [24] C. Daverat. *Étude 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 de LYON, 2012.
- [25] C. Daverat, H. Pabiou, H. Bouia, S. Xin, and C. Ménézo. Convection naturelle dans un canal vertical en eau avec chauffage pariétale : influence de la stratification. In *20ème Congrès Français de Mécanique, Besançon, France*, 2011.
- [26] C. Daverat, H. Pabiou, H. Bouia, S. Xin, and C. Ménézo. Change in flow regime in a natural convection flow in an open-ended vertical channel. In *Proceedings of the Seventh International Symposium On Turbulence, Heat and Mass Transfer Palermo, Italy*, 2012.
- [27] C. Daverat, H. Pabiou, C. Ménézo, H. Bouia, and S. Xin. Experimental investigation of turbulent natural convection in a vertical water channel with symmetric heating : Flow and heat transfer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44(0) :182–193, 2012.
- [28] Ministère de l’Ecologie du Développement Durable et de l’Energie. Bilan énergétique de la France pour 2013. Technical report,

- [http : //www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/ publications/p/2101/969/bilan-energetique-france-2013.html](http://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/publications/p/2101/969/bilan-energetique-france-2013.html), 2014.
- [29] Ministère de l'Ecologie du Développement Durable et de l'Energie. Panorama énergies-climat. Technical report, [http : //www.developpement-durable.gouv.fr/ Sortie-du-rapport-Panorama.html](http://www.developpement-durable.gouv.fr/Sortie-du-rapport-Panorama.html), 2014.
- [30] G. Desrayaud, E. Chenier, 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 Quere, 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, 2013.
- [31] Energy Research Institute National Development and Reform Commission. Renewable energy roadmap for China in 2030. Technical report, [http : //www.reeep.org/news/china2011](http://www.reeep.org/news/china2011).
- [32] John A. Duffie and William A. Beckman. *Solar Engineering of Thermal Processes, Fourth Edition*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2013.
- [33] F. Dupont, T. Soubdhan, R. Blonbou, R. Calif, J. L. Tuhault, and F. Penot. Etude expérimentale des conditions d'apparition d'écoulements inverses en sortie d'un thermosiphon en convection naturelle d'air. In *Congrès Français de Thermique, Toulouse*, 2008.
- [34] F. Dupont, F. Ternat, S. Samot, and R. 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.
- [35] Union européenne. Directive 2009/29/ce du parlement européen et du conseil. Technical report, [http : //eur-lex.europa.eu/legal-content/fr/ALL/?uri=CELEX :32009L0029](http://eur-lex.europa.eu/legal-content/fr/ALL/?uri=CELEX:32009L0029), 2009.
- [36] A. G. Fedorov and R. Viskanta. Turbulent natural convection heat transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40 :3849–3860, 1997.
- [37] S. Fohanno, A. Tribech, C. V. Popa, and G. Polidori. Simulation expérimentale des modes de ventilation dans les parois double-peaux. In *Actes des XXIVème Rencontres de l'AUGC (AUGC06), La Grande Motte*, 2006.
- [38] M. Fossa, C. Ménézo, and E. Leonardi. Experimental natural convection on vertical surfaces for building integrated photovoltaic BIPV applications. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32 :980–990, 2008.
- [39] David Fridley, Nina Zheng, Nan Zhou, Jing Ke, Ali Hasanbeigi, Bill Morrow, and Lynn Price. China energy and emissions paths to 2030 (2nd edition). Technical report, Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory [https : //eaei.lbl.gov/publications/china-energy-and-emissions-paths-2030](https://eaei.lbl.gov/publications/china-energy-and-emissions-paths-2030), 2011.
- [40] L. Gaillard, S. Giroux-Julien, C. Ménézo, and H. Pabiou. Experimental evaluation of a naturally ventilated pv double-skin building envelope in real operating conditions. *Solar Energy*, 103 :223–241, 2014.

Bibliographie

- [41] Guohui Gan. A parametric study of trombe walls for passive cooling of buildings. *Energy and Buildings*, 27 :37–43, 1998.
- [42] C. Garnier. *Modélisation numérique des écoulements ouverts de convection naturelle au sein d'un canal vertical asymétriquement chauffé*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014.
- [43] 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*, 2014.
- [44] GIEC. Bilan 2014 des changements climatiques : Rapport de synthèse. Technical report, <https://www.ipcc.ch/report/ar5/syr/>, 2014.
- [45] Stéphanie Giroux-Julien, Christophe Menezo, and Jérémy Vareilles. Natural convection in nonuniformly heated channel investigation – application to photovoltaic facades. *Computational Thermal Sciences*, 1(13) :231–258, 2009.
- [46] P. M. Gresho. Some current cfd issues relevant to the incompressible naviers-stokes equations. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 87 :201–252, 1991.
- [47] T. E. Jiru and F. Haghghat. Modeling ventilated double skin façade : A zonal approach. *Energy and Buildings*, 40 :1567–1576, 2008.
- [48] Y. Katoh, M. Miyamoto, J. Kurima, and S. Kaneyasu. Turbulent free convection heat transfer from vertical parallel plates (Effect of entrance bell-mouth shape). *The Japan Society of Mechanical Engineers International Journal*, 34 :496–501, 1991.
- [49] C. F. Kettleborough. Transiant laminar free convection between heated vertical plates including entrance effects. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 :883–896, 1972.
- [50] R. Khanal and C. 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, 2014.
- [51] K. D. Kihm, J. H. Kim, and L. S. Fletcher. Onset of flow reversal and penetration length of natural convective flow between isothermal vertical walls. *Journal of Heat Transfer*, 17 :776–779, 1995.
- [52] S. H. Kim, N. K. Anand, and W. Aung. Effect of wall conduction on free convection between asymmetrically heated vertical plates : Uniform wall heat flux. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 33 :1013–1023, 1990.
- [53] B. K. Koyunbaba, Z. Yilmaz, and K. Ulgen. An approach for energy modeling of a building integrated photovoltaic (BIPV) trombe wall system. *Energy and Buildings*, 67 :680–688, 2013.
- [54] A. Labouret and M. Viloz. *Energie solaire photovoltaïque - 4ème édition*. Dunod, 2009.
- [55] G. E. Lau, E. Sanvicente, G. H. Yeoh, V. Timchenko, M. Fossa, C. Ménézo, and S. Giroux-Julien. Modelling of natural convection in vertical and tilted photovoltaic applications. *Energy and Buildings*, 55 :810–822, 2012.

- [56] G. E. Lau, V. Timchenko, C. Ménézo, S. Giroux-Julien, M. Fossa, E. Sanvicente, J. Reizes, and G. H. Yeoh. Numerical and experimental investigation of unsteady natural convection in a vertical open-ended channel. *Computational Thermal Sciences*, 4 :443–456, 2012.
- [57] 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, 2011.
- [58] 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.
- [59] R. Li, M. Bousetta, E. Chénier, and G. Lauriat. Effect of surface radiation on natural convective flows and onset of flow reversal in asymmetrically heated vertical channels. *International Journal of Thermal Sciences*, 65 :9–27, 2013.
- [60] W. Lin and S. W. Armfield. Unsteady natural convection on an evenly heated vertical plate for Prandtl number $Pr < 1$. *Physical Review*, 72 :066309, 2005.
- [61] O. Manca, M. Musto, and V. Naso. Experimental investigation of natural convection in an asymmetrically heated vertical channel with an asymmetric chimney. *Journal of Heat Transfer*, 127 :888–896, 2005.
- [62] M. Miyamoto, Y. Katoh, J. Kurima, and H. Sasaki. Turbulent free convection heat transfer from vertical parallel plates. In Hemisphere, editor, *International Heat Transfer Conference*, volume 4, pages 1593–1598, 1986.
- [63] Osamu Miyatake, Tetsu Fujii, Motoo Fujii, and Hiroshi Tanaka. Natural convective heat transfer between vertical parallel plates - One plate with a uniform heat flux and the other thermally insulated. *Heat Transfer Japanese Research*, 1 :25–33, 1973.
- [64] C. Muresan, C. Ménézo, R. Bennacer, and R. Vaillon. Numerical simulation of a vertical solar collector : Radiation and turbulent natural convection coupling. In *ICHMT International Symposium on Advances in Computational Heat Transfer*, 2004.
- [65] D. Naylor, J. M. Floryan, and J. D. Tarasuk. A numerical study of developing free convection between isothermal vertical plates. *Journal of Heat Transfer*, 113 :620–626, 1991.
- [66] D. Ospir, B. Defay, C. Popa, and S. Fohanno. Etude d'un écoulement de convection naturelle dans un canal vertical chauffé asymétriquement. In *XXVIèmes Rencontres de l'AUGC*, 2008.
- [67] D. Ospir, C. Popa, C. Chereches, G. Polidori, and S. Fohanno. Flow visualization of natural convection in a vertical channel with asymmetric heating. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39 :486–493, 2012.
- [68] S. Ostrach. An analysis of laminar free-convection flow and heat transfer about a flat plate parallel to the direction of the generating body force. Technical Report 2635, NACA, 1952.
- [69] G. Polidori, S. Fatnassi, R. Ben Madd, 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.

Bibliographie

- [70] E. Radziemska. The effect of temperature on the power drop in crystalline silicon solar cells. *Renewable Energy*, 28 :1–12, 2003.
- [71] M. Raffel, C. E. Willert, Kompenhans, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*. Springer, 2013.
- [72] REN21. Renewables 2014 global status report. Technical report, [http : //www.ren21.net/ status-of-renewables/ global-status-report/](http://www.ren21.net/status-of-renewables/global-status-report/), 2014.
- [73] S. Saadon. *Modelling and simulation of a ventilated building integrated photovoltaic/thermal (BIPV/T) envelope*. PhD thesis, INSA de Lyon, 2015.
- [74] S. Saadon, L. Gaillard, S. Giroux, H. Pabiou, and C. Ménézo. Modélisation d’une double-peau photovoltaïque ventilée. In *Congrès Français de Thermique, Gérardmer, France*, 2013.
- [75] S. Saadon, L. Gaillard, and C. Ménézo. Modélisation et simulation thermique d’un bâtiment équipé d’une façade photovoltaïque ventilée. In *Congrès Français de Thermique*, 2014.
- [76] S. Samot, F. Dupont, and F. Penot. Mesure de température dans un écoulement renversé à la sortie d’un thermosiphon vertical chauffé à flux constant. In *Congrès Français de Thermique*, 2010.
- [77] M. Sandberg. Cooling of building integrated photovoltaics by ventilation air. Technical report, IEA [http : //www.hybvent.civil.aau.dk/publications/ report/sandberg.pdf](http://www.hybvent.civil.aau.dk/publications/report/sandberg.pdf), 1999.
- [78] M. Sandberg and B. Moshfegh. Buoyancy-induced air flow in photovoltaic facades. effect of geometry of ther air gap and location of solar cell modules. *Building and Environment*, 37 :211–218, 2002.
- [79] E. Sanvicente. *Experimental investigation of thermal and fluid dynamical behavior of flows in open-ended channels. Application to Building Integrated Photovoltaic (BIPV) Systems*. PhD thesis, INSA de Lyon, 2013.
- [80] Estibaliz Sanvicente, Stéphanie Giroux, 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.
- [81] 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 :325–332, 1984.
- [82] E. M. Sparrow and J. L. Gregg. Laminar free convection from a vertical plate with uniform surface heat flux. *Transaction of the ASME*, 78 :435–440, 1956.
- [83] E.M. Sparrow and L.F.A. Azevedo. Vertical-channel natural convection spanning between the fully-developed limit and the single-plate boundary-layer limit. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28 :1847–1857, 1985.
- [84] B. W. Webb and D. P. Hill. High Rayleigh number laminar natural convection in an asymmetrically heated vertical channel. *Journal of Heat Transfer*, 111 :649–656, 1989.
- [85] R. A. Wirtz and R. J. Stutzman. Experiments on free convection between vertical plates with symmetric heating. *Journal of Heat Transfer*, 104 :501–507, 1982.

- [86] Turgut Yilmaz and Simon M. Fraser. Turbulent natural convection in a vertical parallel-plate channel with asymmetric heating. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50 :2612–2623, 2007.
- [87] A. Zoubir. *Etude des transferts thermo-convectifs dans un canal semi-ouvert : application aux façades type double-peau*. PhD thesis, INSA de LYON, 2013.
- [88] A. Zoubir, C. Daverat, S. Xin, S. Giroux-Julien, H. Pabiou, and C. Ménézo. Natural convection in a vertical open-ended channel : Comparison between experimental and numerical results. *Journal of Energy and Power Engineering*, 7 :1265–1276, 2013.
- [89] A. Zoubir, S. Xin, S. Giroux-Julien, and C. Ménézo. Étude numérique des transferts thermo-convectifs dans un canal d’air vertical à flux imposé. In *Congrès Français de Thermique, Perpignan*, 2011.

Annexes

Annexe A

Estimation des pertes par les parois latérales

A.1 Principe de mesure des pertes

La cellule en verre dans laquelle le canal est plongé est entourée de mousses isolantes qui limitent les pertes thermiques dans l'environnement. Jusqu'à présent ces pertes étaient négligées. Afin de mieux modéliser le système pour obtenir un bilan énergétique, des mesures ont été réalisées pour évaluer les pertes de chaleur à travers les parois latérales du canal.

Le canal est délimité d'une part par les blocs parois constituant les parois chauffantes, et d'autre part par les vitres avant et arrière de la cellule en verre. Les mousses isolantes sur la vitre avant comprennent une partie détachable qui constitue une fenêtre de visualisation de même largeur et de même hauteur que le canal, indispensable pour les mesures de vitesses. Les mesures de pertes thermiques sont réalisées avec et sans cette fenêtre de visualisation pour connaître l'efficacité de l'isolation externe. Les figures 2.10 (p. 52) montrent les photos correspondant aux deux cas de l'isolation. Les tests 'sans isolant' correspondent à la configuration d'étude lorsque l'on effectue des mesures PIV ou LDA pour lesquelles la fenêtre de visualisation est ouverte.

Pour effectuer cette estimation des pertes, on a réalisé des mesures de températures de paroi en chauffant uniformément la paroi polycarbonate avec de petites puissances, et on a bouché la sortie du canal par le haut par des mousses (figure A.1), ainsi en absence de la convection, on considère que toute énergie injectée est perdue (aucune énergie n'est transportée en sortie de canal).

A.2 Mesures

A.2.1 Approche simplifiée

En première approche, on considère que les pertes d'énergie sont dues principalement aux pertes vers la pièce par les vitres avant et arrière. Ainsi, le bilan d'énergie s'écrit :

$$P_{inj} = 2h_{eq}(T_p - T_a)bH = 2h_1(T_p - T_a)bH \quad (A.1)$$

A. Estimation des pertes par les parois latérales

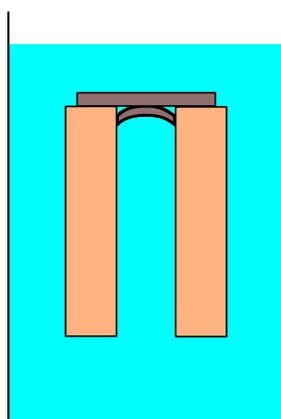


FIGURE A.1 – Le canal dans la cellule en eau bouché par des mousses à la sortie.

pour le cas avec isolant et

$$P_{inj} = 2h'_{eq}(T_p - T_a)bH = (h_1 + h'_1)(T_p - T_a)bH \quad (\text{A.2})$$

pour le cas sans isolant,

avec P_{inj} la puissance totale injectée ($P_{inj} = \Sigma q \cdot S_{chaufferette}$, q étant la puissance surfacique injectée et $S_{chaufferette}$ la surface d'une chaufferette), h_{eq} le coefficient d'échange convectif équivalent avec la pièce, T_p la température moyenne de la paroi chauffée, T_a la température de la pièce, b la largeur du canal, et H la hauteur du canal. Il faut noter que $h_{eq} = h_1$ est le coefficient d'échange convectif avec la pièce pour le cas avec mousse isolante (sans fenêtre de visualisation) sur la face avant, pour le cas sans isolant $h'_{eq} = 1/2(h_1 + h'_1)$ avec h'_1 le coefficient d'échange avec la pièce sans mousse isolante (avec la fenêtre de visualisation). Les schémas A.2 montrent les modèles par analogie avec les résistances électriques.

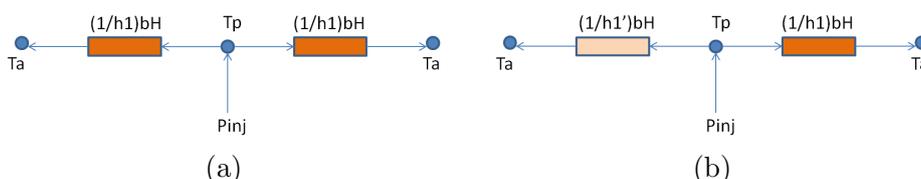


FIGURE A.2 – Modèle électrique pour l'approche simplifiée. (a) Cas isolation avec fenêtre de visualisation (b) Cas sans fenêtre de visualisation

Le tableau A.1 récapitule les résultats avec trois puissances de chauffage différentes. Pour chaque puissance, on réalise une mesure de h_{eq} pour le cas avec mousse isolante (eq. A.1) et h'_{eq} pour le cas sans isolant (eq. A.2)

Les résultats montrent que cette première approximation est trop simplifiée, le coefficient d'échange convectif varie considérablement en fonction de la puissance injectée. La partie détachable des mousses isolants n'a pratiquement pas d'effet pour les petites puissances (10 et 25 W).

$P_{inj}(W)$	$h_{eq}(W.m^{-2}.K^{-1})$	$h'_{eq}(W.m^{-2}.K^{-1})$
	avec mousse isolante	sans mousse isolante
10	18	19
25	32	32
35	45	

TABLE A.1 – Première estimation du coefficient d'échange convectif avec la pièce.

A.2.2 Approche complète : Méthode 1

Pour la suite, on a baissé la consigne de la température du bain du circuit de refroidissement de la cellule de 30 à 25 °C, afin de rapprocher la température dans le canal de celle de la pièce.

Dans un deuxième temps, on prend en compte les termes de pertes d'énergie dues aux fuites d'eau à la sortie du canal. Le bilan d'énergie s'écrit maintenant :

$$P_{inj} = 2h_{eq}(T_p - T_a)bH + h_2(T_p - T_{ext})bl \quad (A.3)$$

pour le cas avec isolant et

$$P_{inj} = 2h'_{eq}(T_p - T_a)bH + h_2(T_p - T_{ext})bl \quad (A.4)$$

pour le cas sans isolant,

avec h_2 le coefficient modélisant les pertes de chaleur dues aux fuites d'eau en sortie de canal, T_{ext} la température d'eau au dessus du canal, et l le profondeur du canal. Les modèles sont présentés dans les schémas A.3.

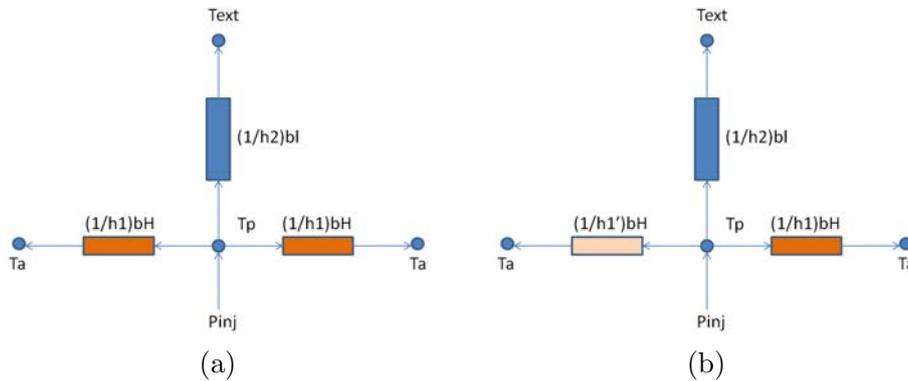


FIGURE A.3 – Modèle électrique pour l'approche complète. (a) Cas isolation avec fenêtre de visualisation (b) Cas sans fenêtre de visualisation

Pour identifier h_{eq} ou h'_{eq} et h_2 à l'aide des équations A.3 et A.4, deux puissances sont nécessaires. Le tableau A.2 récapitule les résultats obtenus pour chacune des puissances en posant $\frac{1}{R} = h_2bl$.

A. Estimation des pertes par les parois latérales

$P_{inj}(W)$	$P_{inj}(W)$	$h_{eq}(W.m^{-2}.K^{-1})$	$\frac{1}{R}(W.K^{-1})$
10	25	7	8
10	35	6	9
10	25	8	7
25	35	2	10
25	25	11	7
35	25	24	5
10	15	8	7
25	15	11	7
35	15	25	5
25	15	7	7

(a)

$P_{inj}(W)$	$P_{inj}(W)$	$h'_{eq}(W.m^{-2}.K^{-1})$	$\frac{1}{R}(W.K^{-1})$
15	25	14	7
15	10	12	7
25	10	12	7

(b)

TABLE A.2 – Estimation des coefficients d'échange convectif : h_{eq} ou h'_{eq} avec la pièce ; et $\frac{1}{R}$ l'inverse de la résistance thermique avec l'eau au dessus du canal à la sortie. (a) Cas avec mousse isolante ; (b) cas sans mousse isolante.

$h_{eq}(W.m^{-2}.K^{-1})$	$\frac{1}{R}(W.K^{-1})$
8	8

(a)

$h'_{eq}(W.m^{-2}.K^{-1})$	$\frac{1}{R}(W.K^{-1})$
12	7

(b)

TABLE A.3 – Les coefficients du polynôme de premier degré h_{eq} ou h'_{eq} et $\frac{1}{R}$: (a) Cas avec mousse isolante ; (b) cas sans mousse isolante.

	avec mousse isolante					sans mousse isolante				
$P_{inj}(W)$	$P_1(W)$	P_1/P_{inj}	$P_2(W)$	P_2/P_{inj}	$(P_1+P_2)/P_{inj}$	$P_1(W)$	P_1/P_{inj}	$P_2(W)$	P_2/P_{inj}	$(P_1+P_2)/P_{inj}$
10	3,8	38%	5,4	54%	0,93	5,8	58%	3,4	34%	0,92
15	1,9	13%	12,5	83%	0,96	3,4	22%	10,7	71%	0,94
25	5,4	22%	17,0	68%	0,90	8,7	35%	13,9	55%	0,90
25	3,1	12%	20,9	84%	0,96					
35	5,4	15%	24,5	70%	0,85					

TABLE A.4 – Comparaisons des deux termes. P1 caractérise la puissance perdue par les vitres ; P2 celle perdue par l'échange en sortie du canal

A.2.3 Approche complète : Méthode 2

On pose $y = \frac{P_{inj}}{(T_p - T_{ext})}$ et $x = \frac{2(T_p - T_a)bH}{(T_p - T_{ext})}$, puis on cherche à déterminer directement des valeurs moyennes de h_{eq} ou h'_{eq} , et $\frac{1}{R}$ à partir des équations A.3 et A.4. On cherche une régression linéaire de la forme $y = \alpha x + \beta$, avec les coefficients $\alpha = h_{eq}$ pour le cas sans isolant et $\alpha = h'_{eq}$ pour le cas avec isolant, et $\beta = \frac{1}{R} = h_2bl$. Par rapport aux résultats donnés dans le tableau A.2, cette régression linéaire est faite sur l'ensemble des puissances testées. Elle permet donc d'obtenir des coefficients moyens. Ces deux coefficients sont déterminés et donnés dans le tableau A.3.

A.3 Conclusions

Si l'on compare les deux termes constituant la puissance perdue totale : $P1 = 2h_{eq}(T_p - T_a)bH$ pour le cas avec isolant et $P1 = 2h'_{eq}(T_p - T_a)bH$ pour le cas sans isolant, et $P2 = h_2(T_p - T_{ext})bl$ tels que $P_{inj} = P1 + P2$, P1 sera la puissance perdue par les vitres et P2 celle perdue par l'échange de fluide en sortie du canal. Le tableau A.4 récapitule cette comparaison. Il montre que la partie de puissance perdue par les fuites d'eau en sortie du canal est nettement plus importante par rapport à la partie perdue par les parois latérales. Ceci est plus remarquable lorsque la puissance injectée est plus importante. Il est plus difficile de conclure pour les expériences sans mousse isolante car nous avons moins de données, mais les ordres de grandeurs restent compatibles avec les données pour le cas avec mousse isolante. On peut vérifier que la partie perdue par les vitres est de 50% plus importante sans mousse isolante par rapport au cas avec mousse isolante.

Grâce aux mesures décrites précédemment, nous avons pu évaluer les pertes de chaleurs à travers les parois latérales du canal. Ces pertes représentent d'ordre

A. Estimation des pertes par les parois latérales

de 15% de la puissance injectée avec mousse isolante pour les puissances injectées supérieures à 15 W. Dans la configuration du canal en fonctionnement normal (canal ouvert), les écarts de température atteints sont de l'ordre de $T_p - T_{ext} \sim 15^\circ C$ pour $P_{inj} = 300W$, soit une perte par les parois latérales sans isolant : $P1 = 2h'_{eq}(T_p - T_a)bH \sim 12W$, soit une perte $\sim 4\%$.

Annexe B

Expression de la pression dans la zone IV

Dans la zone IV au centre du canal, on obtient avec l'équation de la conservation de masse :

$$\begin{aligned}U_{IV} &= U_{\min}(x) \\V_{IV} &= \left(\frac{b}{2} - y\right) \frac{\partial U_{\min}}{\partial x}\end{aligned}$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement suivant l'axe x devient alors :

$$\begin{aligned}\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle - \left[\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right]_e &= \frac{U_e^2 - U_{\min}^2}{2} \\ &+ \nu \left(\frac{\partial U_{\min}}{\partial x}(x) - \frac{\partial U_{\min}}{\partial x}(0) \right)\end{aligned}\quad (\text{B.1})$$

avec $U_e = U_{\min}(x = 0)$. L'équation de conservation de la quantité de mouvement suivant l'axe y devient :

$$\left(\frac{b}{2} - y\right) \left(U_{\min} \frac{\partial^2 U_{\min}}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial U_{\min}}{\partial x} \right)^2 \right) = -\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right]_e + \frac{\partial(\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle)}{\partial y}$$

avec la notation $_e$ indiquant que les grandeurs sont évaluées à $x = 0$. L'écoulement moyen étant symétrique par rapport au plan $y = b/2$, on a :

$$\frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial y}(x, y = \frac{b}{2}) = \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial y}(x, y = \frac{b}{2}) = 0.$$

Ces termes sont supposés négligeables dans la zone IV. En séparant les termes qui dépendent de x et ceux qui dépendent de y , on peut maintenant découpler les termes

B. Expression de la pression dans la zone IV

de l'équation B.2 :

$$U_{\min} \frac{\partial^2 U_{\min}}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial U_{\min}}{\partial x} \right)^2 = 2AA \quad (\text{B.2})$$

$$\left[\left(\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right)_e \right]_{b/2}^y = AA \left(\frac{b}{2} - y \right)^2 \quad (\text{B.3})$$

où AA est une constante. Pour résoudre l'équation B.2, on suppose que $U_{\min} \simeq X^n$. On obtient $n = 1$ ce qui implique que :

$$- \left(\frac{\partial U_{\min}}{\partial x} \right)^2 = 2AA = -A_m^2 \leq 0$$

La constante A_m est introduite pour prendre en compte le fait que AA est négatif. Finalement pour la zone IV, on obtient :

$$\begin{aligned} U_{IV} &= U_{\min}(x) = -A_m x + U_e \\ V_{IV} &= -A_m \left(\frac{b}{2} - y \right) \end{aligned}$$

Le profil de pression en entrée du canal est donné à partir de l'équation B.3 :

$$\left[\left(\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right)_e \right]_{b/2}^y = -\frac{A_m^2}{2} \left(\frac{b}{2} - y \right)^2$$

Puis, avec l'équation B.1, on obtient la pression dans la Zone IV :

$$\begin{aligned} \frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle &= \left(\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right) (x=0, y) + \frac{U_e^2 - U_{\min}^2}{2} \\ &= \left(\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right) (0, b/2) - A_m x (A_m x - 2U_e) - \frac{A_m^2}{2} \left(\frac{b}{2} - y \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

A $x = 0$, en particulier, on a :

$$\left(\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right) (x=0, y) = \left(\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right) (0, b/2) - \frac{A_m^2}{2} \left(\frac{b}{2} - y \right)^2$$

Annexe C

Expression du gradient de pression avant la transition

L'écoulement étant symétrique par rapport au plan $z = 0.5l$, on suppose que les fluctuations sont indépendantes de l'axe z et l'équation 3.7d (p. 78) donne un gradient de pression nul suivant la direction z . A partir des équations 3.22 (p. 84), on obtient :

$$\frac{P_g}{\rho} = -\langle v'^2 \rangle + g(x)$$

La fonction $g(x)$ est déduite de l'équation 3.21c (p. 83) :

$$\begin{aligned} g(x) &= \frac{P_g}{\rho}(x, b/2) + \langle v'^2 \rangle(x, b/2) \\ &= -\langle u'^2 \rangle(x, b/2) + \langle v'^2 \rangle(x, b/2) + \frac{U_e^2 - U_{\min}^2}{2} + \left(\frac{P_{gIV}}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right)(x = 0, y) \end{aligned}$$

Finalement, le gradient de pression suivant l'axe x devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{P_g}{\rho} + \langle u'^2 \rangle \right] &= -U_{\min} \frac{\partial U_{\min}}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} [\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle](x, y) - \frac{\partial}{\partial x} [\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle](x, b/2) \end{aligned}$$

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : LI

DATE de SOUTENANCE : le 06 janvier 2016

Prénoms : Yiqin

TITRE : APPROCHES ANALYTIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE LA CONVECTION NATURELLE EN CANAL VERTICAL. APPLICATION AUX DOUBLE-FAÇADES PHOTOVOLTAÏQUES

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2016-ISAL-0002

École doctorale : Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)

Spécialité : Énergétique

RÉSUMÉ : Dans le contexte énergétique actuel, le développement des énergies renouvelables et en particulier de l'énergie solaire passe par son développement à grande échelle, notamment en milieu urbain. Les solutions actives et intégrées telles que les double-façades photovoltaïques permettent d'une part d'envisager une valorisation de la chaleur pour les besoins du bâtiment et d'autre part de valoriser l'enveloppe des bâtiments en tant que surface de captation. De plus, cette configuration limite la perte de rendement et l'accélération du vieillissement liées à la surchauffe des cellules. En effet, les composants photovoltaïques sont séparés du bâtiment par une lame d'air et la convection naturelle développée dans cet espace favorise l'évacuation de la chaleur absorbée par les panneaux. Cependant, le comportement global d'une double-façade photovoltaïque est très complexe et encore mal compris. Cette thèse qui fait partie d'un projet scientifique de modélisation et d'expérimentation multi-échelles des composants d'enveloppe ventilés (BIPV), se focalise sur l'expérimentation du phénomène de la convection naturelle. Un banc d'essai, développé dans le cadre de la thèse de C. Daverat, modélise la double-façade par un canal vertical avec chauffage pariétal. Le fluide d'étude est de l'eau afin de s'affranchir du rayonnement entre parois et d'étudier le couplage conduction-convection.

Le banc d'essais est constitué d'un canal vertical de 65 cm de haut, chauffé à une densité de flux uniforme, plongé dans une cellule de 1,5 m de haut remplie d'eau. L'écoulement est observé par des mesures de densité de flux de chaleur, de température pariétale et de vitesse, ces dernières étant réalisées par vélocimétrie par images de particules et par vélocimétrie laser Doppler. Deux configurations de chauffage sont étudiées : symétrique (les deux parois sont soumises à une même densité de flux de chaleur) et asymétrique (seule une paroi est chauffée, l'autre étant adiabatique). Pour l'étude de la configuration avec un chauffage symétrique, les données expérimentales issues du travail de thèse de C. Daverat sont analysées par une approche zonale. Un découpage du canal est proposé et une analyse des ordres de grandeur permet de comprendre les observations expérimentales. Ainsi, cette analyse se focalise sur le transfert thermique aux parois, l'évolution de la pression dans le canal et sur les fluctuations en particulier l'évaluation du terme croisé du tenseur de Reynolds. La configuration d'un chauffage asymétrique est étudiée expérimentalement pour la phase de démarrage et le régime stationnaire. Pour la phase de démarrage, la caractérisation des premières heures à partir de la mise en chauffage de la paroi est réalisée en termes de température pariétale, de vitesse et de comportement bi- ou tri-dimensionnel de l'écoulement. Un écoulement de retour de grande échelle est mis en évidence. L'impact de la stratification thermique externe du canal est également étudiée. Pour le régime stationnaire, les analyses sont réalisées sur des données pour lesquels le régime est considéré établi. Le comportement thermique et dynamique est étudié et met en évidence deux états distincts. Des écoulements de retour sont également observés. Enfin, les influences du nombre de Prandtl et de l'écartement du canal sont discutées.

MOTS-CLÉ : photovoltaïque intégré au bâti (BIPV), double-façade, convection naturelle, étude expérimentale, canal vertical, densité de flux de chaleur imposé, PIV, LDV, régime transitoire, écoulement de retour.

Laboratoire(s) de recherches : Centre d'Énergétique et de Thermique de Lyon (CETHIL UMR5008)

Directeurs de thèse : Christophe Ménézo, Hervé Pabiou

Présidente de jury : Cathy CASTELAIN

Composition du jury : Cathy CASTELAIN, Samira KHERROUF, Christophe MÉNÉZO, Hervé PABIOU, Guillaume POLIDORI, Didier SAURY, Shihe XIN

