



HAL
open science

Études du couplage entre turbulence et gradient de température pour l'intensification des transferts de chaleur dans les récepteurs solaires à haute température

Morgane Bellec

► **To cite this version:**

Morgane Bellec. Études du couplage entre turbulence et gradient de température pour l'intensification des transferts de chaleur dans les récepteurs solaires à haute température. Autre. Université de Perpignan, 2017. Français. NNT: 2017PERP0005 . tel-01510252

HAL Id: tel-01510252

<https://theses.hal.science/tel-01510252>

Submitted on 19 Apr 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

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par
UNIVERSITE DE PERPIGNAN VIA DOMITIA

Préparée au sein de l'école doctorale **Énergie et Environnement**
Et de l'unité de recherche **PROMES-CNRS**

Spécialité : Sciences de l'ingénieur

Présentée par Morgane BELLEC

**Études du couplage entre turbulence et gradient de
température pour l'intensification des transferts de
chaleur dans les récepteurs solaires à haute
température**

Soutenue le 4 janvier 2017 devant le jury composé de :

M. Fabien ANSELMET	Professeur, IRPHÉ, École Centrale de Marseille	Examineur
M. Jean-Marc FOUCAUT	Professeur, LML, École Centrale de Lille	Directeur de thèse
M. François LUSSEYRAN	Directeur de Recherche, LIMSI	Rapporteur
M. Marc MEDALE	Professeur, IUSTI, Université d'Aix-Marseille	Rapporteur
M. Gabriel OLALDE	Directeur de Recherche, PROMES	Examineur
M. Adrien TOUTANT	Maître de conférences, PROMES, UPVD	Directeur de thèse



Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer mes plus vifs remerciements à mes encadrants sans qui rien n'eût été possible : Adrien Toutant bien sûr, qui fut un directeur tout à la fois disponible, efficace, humain, pédagogue et inspirant ; Gabriel Olade, dont les conseils avisés et l'aide précieuse sont toujours accompagnés de bonne humeur ; et Jean-Marc Foucaut qui a réussi malgré l'éloignement à me guider dans les mesures PIV et leur analyse.

Je témoigne aussi ma reconnaissance à Fabien Anselmet, François Lusseyran et Marc Médale pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Leurs questions et leurs remarques ont contribué à la version finale du manuscrit et au prolongement infini de mes réflexions. Merci en particulier à MM. Lusseyran et Médale pour leurs rapports qui m'ont beaucoup encouragée.

Ma gratitude va à l'irremplaçable Jean-Yves Peroy, présent au quotidien pour faire fonctionner et améliorer sans cesse la soufflerie. Je suis aussi reconnaissante à Laurent Lestrade, toujours là pour résoudre les nombreux soucis informatiques. Merci à l'équipe LaVision France, Cédric Degouet et Judith Vatteville, pour leur aide concernant le logiciel.

Un grand merci à Frédéric Aulery qui a guidé mes premiers pas avec TrioCFD. Je remercie également toute l'équipe du CEA : Pierre Ledac, Marthe Roux, Céline Capitaine, Ulrich Bieder et Gauthier Fauchet. J'ai beaucoup apprécié leur réactivité à me prodiguer les explications et les conseils indispensables à la mise au point des simulations.

J'adresse encore mes remerciements à Cindy Espadas et Victor Parent qui ont participé pendant leur stage au travail de collecte et d'exploitation des données expérimentales. Plus largement, j'ai une pensée pour tous ceux du Four, permanents ou de passage, grâce à qui ces années pyrénéennes ont été emplies de moments heureux. Je préfère ne pas me risquer ici à une énumération.

Et enfin merci à ma famille et mes amis pour leur indéfectible soutien.

Table des matières

Remerciements	iii
Table des Figures	ix
Liste des Tableaux	xv
Introduction générale	1
1 Contexte de l'étude	3
1.1 Le solaire à concentration	3
1.1.1 Les centrales solaires thermodynamiques	3
1.1.2 Les récepteurs solaires pour centrale à tour	5
1.2 Les écoulements de paroi	7
1.2.1 Cadre théorique	7
1.2.2 Travaux réalisés en configuration isotherme	10
1.2.3 Travaux réalisés en configuration anisotherme	11
1.3 Conclusion	12
I Études expérimentales d'un canal plan lisse	13
2 Présentation de la chaîne complète de métrologie	15
2.1 Présentation de la soufflerie MEETIC	16
2.1.1 Vue d'ensemble	16
2.1.2 La cellule de mesure et le dispositif de chauffe	18
2.1.3 Instrumentation	19
2.2 Introduction à la SPIV	21
2.2.1 Principe général	21
2.2.2 L'ensemencement de l'écoulement	22
2.2.3 La mise en place du système	22
2.2.4 Le traitement des données	23
2.2.5 Estimation des erreurs de mesure	25
2.3 Détermination de la vitesse de frottement	27
2.3.1 En configuration isotherme	27
2.3.2 En configuration anisotherme	28
2.4 Conclusion du chapitre 2	32

3	Caractérisation de la soufflerie en écoulement de canal plan isotherme	33
3.1	Caractéristiques des configurations	33
3.2	Symétrie de l'écoulement	36
3.3	Mesures en demi-canal	38
3.3.1	Homogénéité des résultats sur le plan de mesure transverse	38
3.3.2	Profils de vitesses moyennes et fluctuantes	39
3.3.3	Méthode alternative d'estimation de la vitesse de frottement	46
3.4	Conclusion du chapitre 3	49
4	Étude expérimentale d'un écoulement de canal plan chauffé asymétriquement	51
4.1	Caractéristiques des configurations	51
4.2	Mesures de flux	53
4.3	Principales modifications des statistiques de la turbulence dues au chauffage	55
4.3.1	Grandeurs caractéristiques	55
4.3.2	Homogénéité des résultats dans la direction transverse	58
4.3.3	Profils de vitesses moyennes et fluctuantes	58
4.4	Effets de l'augmentation du nombre de Reynolds	69
4.4.1	A flux constant	69
4.4.2	A température de paroi constante	71
4.5	Conclusion du chapitre 4	74
II	Études numériques d'un canal plan lisse	75
5	La simulation des grandes échelles avec le code de calcul TrioCFD	77
5.1	Les équations sous hypothèse de bas nombre de Mach	77
5.2	La simulation des grandes échelles	78
5.3	Méthodes numériques	80
5.3.1	Outils numériques	80
5.3.2	Couplage des canaux précurseur et ouvert	80
5.3.3	Conditions initiales et conditions aux limites	81
5.4	Validation en canal plan isotherme	81
5.4.1	Profils de vitesses	82
5.4.2	Contrainte de cisaillement	83
5.5	Conclusion du chapitre 5	84
6	Étude numérique d'un écoulement de canal plan chauffé asymétriquement	85
6.1	Caractéristiques des simulations	85
6.1.1	Caractéristiques physiques	85
6.1.2	Caractéristiques numériques	86
6.2	Propriétés moyennes	88
6.3	Développement spatial d'une couche limite thermique	90
6.4	Profils de vitesses, de températures et de pressions	94
6.5	Modification des équations dans un écoulement de canal plan anisotherme .	103
6.6	Impact de la condition aux limites thermique	107
6.7	Conclusion du chapitre 6	112

7	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	113
7.1	Similitudes et différences entre les cas d'étude expérimentaux et numériques	113
7.1.1	Similitudes et différences géométriques	113
7.1.2	Similitudes et différences dynamiques	114
7.1.3	Similitudes et différences thermiques	115
7.1.4	Caractéristiques des écoulements	116
7.2	Grandeurs caractéristiques	117
7.2.1	Vitesse longitudinale maximale	117
7.2.2	Vitesse de frottement	118
7.2.3	Grandeurs thermiques	119
7.3	Profils de vitesses	120
7.3.1	Vitesses moyennes	120
7.3.2	Fluctuations de vitesses	121
7.4	Conclusion du chapitre 7	123
III	Étude d'un canal plan texturé	125
8	Étude numérique d'un écoulement de canal plan anisotherme et texturé	127
8.1	Caractéristiques de la simulation	127
8.1.1	Description de la géométrie interne étudiée	127
8.1.2	Maillage	128
8.1.3	Conditions aux limites	129
8.1.4	Caractéristiques numériques	130
8.2	Grandeurs caractéristiques	131
8.2.1	Grandeurs dynamiques	131
8.2.2	Grandeurs thermiques	133
8.2.3	Performances	134
8.3	Évolution de l'écoulement le long du canal texturé	135
8.3.1	Champs instationnaires	135
8.3.2	Méthodologie d'obtention des profils moyennés	136
8.3.3	Vitesses moyennes	136
8.3.4	Fluctuations de vitesses	140
8.3.5	Température	142
8.3.6	Pression	147
8.4	Conclusion du chapitre 8	149
	Conclusion générale et perspectives	151
	Bibliographie	155
	Annexes	161
A	Production scientifique	163
B	Profils de vitesse obtenus numériquement dans un écoulement de canal plan chauffé asymétriquement à Re_τ avant chauffe de 395	183

Table des figures

1.1	Les différentes technologies de centrale solaire à concentration [79]	4
1.2	Le récepteur de la centrale solaire hybride à cycle de Brayton Solugas [43]	5
1.3	La texturation générateurs de tourbillons + riblets	6
1.4	Schéma du canal plan	7
2.1	Schéma d'ensemble de la soufflerie	16
2.2	Vue de la soufflerie en fonctionnement	17
2.3	Représentation éclatée de la cellule de mesure	18
2.4	Représentation éclatée de la plaque support, les isolants et la plaque d'étude	18
2.5	La cellule de mesure et son dispositif de chauffe de la paroi supérieure	19
2.6	Instrumentation de la plaque support et de la plaque d'étude en prises de pression et de température	19
2.7	Coefficients de pression pour différents nombres de Reynolds moyen	20
2.8	Vue du dessus de la plaque d'étude en inox instrumentée	20
2.9	Vue en contre-plongée de la soufflerie en fonctionnement présentant les éléments nécessaires à la technique SPIV	21
2.10	L'ensemencement par huile d'olive	22
2.11	La mire de calibration	23
2.12	Un exemple d'image brute obtenue à la soufflerie	24
2.13	Une carte de corrélation avec le pic correspondant au déplacement des particules	24
2.14	Un exemple de champ de vecteurs vitesses instantanées obtenu à la soufflerie	25
2.15	Covariance $u'v'$ et sa droite $u'v' = u_\tau^2(y/h-1)$ interpolée en milieu de canal pour un plan de mesure longitudinal en configuration isotherme à $Re_\tau = 395$	27
2.16	Schéma de principe de la corrélation d'ensemble par rapport à la corrélation PIV classique	29
2.17	Vitesse moyenne longitudinale proche paroi obtenue par corrélation d'ensemble sur des fenêtres d'analyse de taille $16 \times 16 \text{ px}^2$ et sa droite d'interpolation $U = u_\tau^2/\nu y + \epsilon$	30
3.1	Propriétés de l'écoulement en fonction de nombre de Reynolds moyen comparées aux corrélations de Dean [20]	35
3.2	Vitesse moyenne longitudinale sur chaque moitié du canal à deux nombres de Reynolds, adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ , et comparée aux résultats numériques de DNS de Moser et al. [56] et Del Alamo et al. [22]	36
3.3	Écart-types de vitesses sur chaque moitié du canal, adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ , et comparés à la littérature : DNS de Moser et al. [56] et Del Alamo et al. [22], mesures à fil chaud de Clark et al. [11], Antonia et al. [1] et Gilliot [30]	37

3.4	Vitesse moyenne et fluctuations de vitesse longitudinale sur le plan de mesure transverse, en demi-canal, à $Re_\tau = 395$	38
3.5	Écart relatif de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesses longitudinales à leur moyenne sur le plan de mesure transverse, en demi-canal, à $Re_\tau = 395$	39
3.6	Vitesse moyenne longitudinale obtenue sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement, adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ , et comparée à la littérature : DNS de Moser et al. [56], Del Alamo et al. [22], et Hoyas et al.[34]	40
3.7	Vitesse moyenne longitudinale obtenue sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement	42
3.8	Écart-types de vitesses obtenus sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement	43
3.9	Covariance $\overline{u'v'}$ obtenue sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement	44
3.10	Covariance $\overline{u'v'^+}$ obtenue sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement, adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ , et comparée aux résultats numériques de DNS de Moser et al. [56], Del Alamo et al. [22], et Hoyas et al.[34]	45
3.11	Écart-types de vitesses obtenus sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement, adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ , et comparés à la littérature : DNS de Moser et al. [56], Del Alamo et al. [22], et Hoyas et al.[34]	47
3.12	Vitesse moyenne proche paroi obtenue par corrélation d'ensemble sur un plan transverse et longitudinal à $Re_\tau = 395$, et droite d'interpolation $U = u_\tau^2/\nu y + \epsilon$	48
3.13	Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement obtenue par la méthode de la sous-couche visqueuse, à $Re_\tau = 395$ et comparée à la DNS de Moser et al. [56]	48
4.1	Températures de paroi pour les trois séries de mesures	52
4.2	Flux de chaleur dans la plaque d'étude pour les trois séries de mesures	53
4.3	Nombre de Nusselt obtenu expérimentalement et par la corrélation de Perkins [62] pour les trois séries de mesures	54
4.4	Vitesse moyenne longitudinale au centre du canal et température de paroi haute pour les trois séries de mesures	56
4.5	Vitesse de frottement de chaque côté et à plusieurs positions le long du canal chauffé	57
4.6	Écart relatif de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse longitudinale à leur moyenne sur la surface suivant la direction transverse, à $Re_\tau = 395$ et $x/h = 12, 6$	58
4.7	Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	59

4.8	Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	60
4.9	Fluctuations de vitesse longitudinale adimensionnées par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	62
4.10	Fluctuations de vitesse longitudinale adimensionnées par la vitesse de frottement à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	63
4.11	Fluctuations de vitesse verticale adimensionnées par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	64
4.12	Fluctuations de vitesse transverse adimensionnées par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	65
4.13	Covariance $\overline{u'v'}$ adimensionnée par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	67
4.14	Rapport des fluctuations de vitesses verticales et longitudinales du côté supérieur et à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	68
4.15	Rapport de la covariance $\overline{u'v'}$ sur les écart-types de vitesses verticales et longitudinales du côté supérieur et à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$	68
4.16	Fluctuations de vitesses verticales adimensionnées par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 950$	69
4.17	Vitesses longitudinales adimensionnées par la vitesse maximale de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12.6$ et à deux nombres de Reynolds	70
4.18	Covariance $\overline{u'v'}$ adimensionnée par la vitesse moyenne maximale de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12.6$ et à deux nombres de Reynolds	71
4.19	Vitesse moyenne longitudinale et fluctuations de vitesses transverses adimensionnées par la vitesse maximale de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12.6$ à $Re_\tau = 950$	72
4.20	Vitesse moyenne et fluctuations de vitesse longitudinale adimensionnées par la vitesse maximale de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12,6$ pour les trois séries de mesures	73
5.1	Couplage entre le canal précurseur isotherme et le canal ouvert anisotherme	80
5.2	Vitesse longitudinale	82
5.3	Écarts-types de vitesses	82
5.4	Contraintes de cisaillement adimensionnées par la contrainte à la paroi τ_p dans le canal isotherme	83
6.1	Condition aux limites thermique : température imposée	86
6.2	Condition aux limites thermique : flux imposé	87
6.3	Re_τ au voisinage de la paroi haute, de la paroi basse, et en moyenne	89
6.4	Nombre de Nusselt au voisinage des parois haute et basse	90
6.5	Température et couche limite thermique en rouge	91
6.6	Vitesse moyenne verticale	91
6.7	Vitesse moyenne longitudinale avec des contours de niveau à 5,5 ; 5,7 ; 5,8 et 5,9 m/s respectivement en violet, bleu, vert et rouge	92
6.8	Écart-type de température	92
6.9	Corrélation température-vitesse longitudinale	93
6.10	Pression mécanique avec des lignes isobares à 0 ; 1 ; 2 et 3 Pa en rouge	93
6.11	Écart-type de pression mécanique	93
6.12	Vitesse moyenne longitudinale avec différents adimensionnements	95
6.13	Vitesse moyenne verticale avec différents adimensionnements	97

6.14	Écart-type de vitesse longitudinale avec différents adimensionnements	97
6.15	Écart-type de vitesse verticale avec différents adimensionnements	98
6.16	Écart-type de vitesse transverse avec différents adimensionnements	98
6.17	Covariance entre les vitesses verticale et longitudinale	99
6.18	Température moyenne et écart-type de température avec différents adimensionnements	100
6.19	Corrélation température-vitesse longitudinale	101
6.20	Corrélation température-vitesse verticale	101
6.21	Pression mécanique et écart-type de pression avec différents adimensionnements	102
6.22	Contrainte turbulente et contrainte de cisaillement estimée suivant la relation 6.15 en milieu de canal chauffée ($x/h=10$)	103
6.23	Gradient de pression longitudinal dans un écoulement de canal plan anisotherme	104
6.24	Bilan partiel des termes de l'équation 6.16 au voisinage de la paroi supérieure du canal	106
6.25	Bilan partiel des termes de l'équation 6.16 au voisinage de la paroi inférieure du canal	106
6.26	Vitesses moyennes longitudinale et verticale pour différentes conditions aux limites thermiques	108
6.27	Écarts-types de vitesses pour différentes conditions aux limites thermiques	109
6.28	Corrélation entre les vitesses verticale et longitudinale pour différentes conditions aux limites thermiques	109
6.29	Température moyenne pour différentes conditions aux limites thermiques	110
6.30	Écarts-types température pour différentes conditions aux limites thermiques	110
6.31	Corrélation température-vitesse pour différentes conditions aux limites thermiques	111
6.32	Pression mécanique et écarts-types de pression pour différentes conditions aux limites thermiques	111
7.1	Température de paroi pour la plaque en alliage d'aluminium utilisée pour les mesures de vitesses et la simulation, et pour la plaque en acier inoxydable utilisée pour les mesures de flux	115
7.2	Vitesse longitudinale maximale le long du canal chauffé, obtenue numériquement et expérimentalement	117
7.3	Vitesse longitudinale maximale adimensionnée par la vitesse moyenne débitante, le long du canal chauffé et pour le canal isotherme, obtenue numériquement et expérimentalement	118
7.4	Vitesse de frottement de chaque côté le long du canal chauffé, obtenue numériquement et expérimentalement	118
7.5	Flux de chaleur à la paroi supérieure obtenu numériquement et expérimentalement	119
7.6	Nombre de Nusselt à la paroi supérieure obtenu numériquement et expérimentalement	120
7.7	Vitesse moyenne longitudinale pour le canal isotherme et de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12, 6$, avec différents adimensionnements, obtenue numériquement et expérimentalement	121
7.8	Fluctuations de vitesse longitudinale pour le canal isotherme et de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12, 6$, avec différents adimensionnements, obtenues numériquement et expérimentalement	121

7.9	Covariance $\overline{u'v'}$ pour le canal isotherme et de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12.6$, avec différents adimensionnements, obtenue numériquement et expérimentalement	122
8.1	Géométrie du canal plan texturé simulé (dimensions en mm)	128
8.2	Vue du maillage sur un plan de coupe transverse à $x/h = 2.6$	129
8.3	Conditions aux limites thermiques du canal texturé	130
8.4	Schéma 2D des deux types de discrétisation spatiale dans Trio_CFD : VDF (gauche) et VEF (droite) [47]	130
8.5	Évolution de vitesse au centre d'un tourbillon à $x/h = 2,6$ en fonction du temps de statistique	131
8.6	Évolution de la vitesse de frottement le long de l'écoulement chauffé à chaque paroi du canal lisse et du canal texturé	133
8.7	Évolution du flux convectif le long de l'écoulement chauffé à chaque paroi du canal lisse et du canal texturé	134
8.8	Quelques grandeurs instantanées à $t = 7, 2$ s et $z/h = 2, 7$	135
8.9	Positions des coupes longitudinales des profils tracés figures 8.10 à 8.19	136
8.10	Vitesse moyenne longitudinale à différentes positions le long du canal chauffé texturé et dans le canal isotherme lisse	137
8.11	Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement, dans les canaux chauffés lisse et texturé et dans le canal isotherme lisse	138
8.12	Vitesses moyennes verticale et transverse adimensionnées par la vitesse de frottement, dans les canaux chauffés lisse et texturé et dans le canal isotherme lisse	139
8.13	Fluctuations de vitesses à différentes positions le long du canal chauffé texturé et dans le canal isotherme lisse	141
8.14	Fluctuations de vitesses adimensionnées par la vitesse de frottement près de la paroi supérieure des canaux chauffés lisse et texturé et du canal isotherme lisse	143
8.15	Température moyenne à différentes positions le long de l'écoulement dans les deux types de canaux chauffés	144
8.16	Écart-types de température à différentes positions le long de l'écoulement dans les deux types de canaux chauffés	145
8.17	Corrélation température-vitesse verticale à différentes positions le long de l'écoulement dans les deux types de canaux chauffés	146
8.18	Pertes de charges le long du canal texturé à la paroi haute et au milieu de l'espace entre deux riblets, obtenues expérimentalement et numériquement	147
8.19	Pression moyenne à différentes positions le long de l'écoulement dans les deux types de canaux chauffés	148
B.1	Vitesse moyenne longitudinale	184
B.2	Vitesse moyenne verticale	184
B.3	Covariance $u'v'$	184
B.4	Écart-type de vitesse longitudinale	185
B.5	Écart-type de vitesse verticale	185
B.6	Écart-type de vitesse transverse	185

Liste des tableaux

2.1	Détermination de la vitesse de frottement : comparaison des méthodes . . .	31
3.1	Caractéristiques des mesures de vitesses par SPIV en canal plan lisse isotherme	34
6.1	Propriétés moyennes pour une condition aux limites en température imposée	88
6.2	Propriétés moyennes pour une condition aux limites en flux imposé	107
7.1	Caractéristiques des mesures et simulations avant chauffe	116
8.1	Propriétés moyennes de l'écoulement en canal plan lisse et en canal plan texturé	132

Introduction générale

Le 5 octobre 2016, à la suite de la Chine, de l'Inde, des États-Unis et de 76 autres pays, le Canada et l'Union Européenne ont à leur tour ratifié l'Accord de Paris permettant ainsi son entrée en application moins d'un an après son adoption lors de la COP21. Cet accord vise à "*[contenir] l'élévation de la température moyenne de la planète nettement en dessous de 2°C par rapport aux niveaux préindustriels*" [57]. Cet objectif historique est certes décisif au vu de la menace que représentent les changements climatiques ; mais il est aussi très ambitieux : d'après un récent rapport [88] rédigé notamment par l'ancien président du GIEC Robert Watson, la limite des 2°C pourrait être atteinte dès 2050 même si les mesures prévues dans l'accord sont appliquées.

Dans ce contexte, la nécessité d'une transition énergétique mondiale est impérieuse. La filière du solaire thermodynamique à concentration représente une alternative crédible aux sources d'énergie fossiles pour la production d'électricité. Le laboratoire PROMES (PRO-cédés, Matériaux et Énergie Solaire) développe ainsi différentes technologies de conversion de l'énergie solaire, dont en particulier la technologie prometteuse des centrales solaires à tour à hautes températures et hauts rendements. Dans une telle centrale, on chauffe par voie solaire de l'air pressurisé à des températures de l'ordre de 1000°C pour alimenter un cycle thermodynamique de Brayton à haut rendement.

Un élément-clef d'une centrale solaire à tour est son récepteur : c'est l'élément qui reçoit le flux solaire concentré et le transmet sous forme de chaleur au fluide de travail. Le rendement global d'une centrale solaire dépend directement du rendement de son récepteur, rendant indispensable la conception de récepteurs solaires performants. Des travaux menés depuis une dizaine d'années au sein du laboratoire PROMES se penchent sur la conception d'un récepteur solaire modulaire en carbure de silicium (SiC). Chaque module est un absorbeur surfacique irradié sur une face par le flux solaire concentré et à l'intérieur duquel circule le fluide de travail : de l'air pressurisé. L'expérimentation de prototypes à échelle industrielle sur le site de la centrale solaire Thémis a permis de valider ce concept de récepteur [48].

Un tel récepteur solaire sera performant s'il permet de forts transferts de chaleur vers le fluide caloporteur. Dans ce but, le laboratoire a conçu [18] et optimisé [15] une architecture interne du récepteur innovante consistant à texturer la paroi irradiée par une combinaison de générateurs de tourbillon et de riblets. En augmentant la turbulence près de la paroi irradiée, la texturation générateurs de tourbillon/riblets intensifie les échanges de chaleur par convection entre la paroi et l'air, tout en provoquant moins de pertes de charge qu'une géométrie classique.

Le développement de telles géométries passe par une compréhension fine des écoulements au sein des récepteurs solaires surfaciques. Or il s'agit d'écoulements complexes : ils combinent de hauts niveaux de turbulence et un fort gradient de température entre la paroi irradiée par le flux solaire concentré et la paroi arrière isolée. Des phénomènes de couplage entre la thermique et la dynamique de ces écoulements ont de plus été mis en évidence [69, 4].

Dans ce travail, on se propose de réaliser une étude amont de ces écoulements turbulents soumis à un fort gradient de température en associant des moyens expérimentaux et numériques. L'objectif est de mieux comprendre les phénomènes complexes ayant lieu dans un écoulement représentatif d'un récepteur solaire, dans une optique d'intensification des transferts de chaleur vers le fluide.

Le chapitre 1 présente le contexte dans lequel s'inscrit ce travail. Il décrit brièvement la technologie du solaire à concentration et plus particulièrement celle des centrales à tour, avant de passer en revue quelques travaux antérieurs pertinents.

Le manuscrit est ensuite découpé en trois grandes parties : la première est consacrée aux études expérimentales en canal plan lisse, la seconde aux études numériques dans cette même configuration, et la dernière à l'étude d'un canal plan texturé.

Partie I

Le chapitre 2 s'intéresse aux moyens expérimentaux utilisés au cours de ce travail, et aux méthodes d'exploitation des mesures réalisées. Il présente l'installation : une soufflerie de canal plan dont la cellule de mesure reproduit un récepteur solaire. Elle est notamment équipée d'un système de diagnostic optique par SPIV (Stereoscopic Particle Image Velocimetry) permettant la mesure des trois composantes de vitesses instantanées sur un plan. Le chapitre 3 expose l'ensemble des mesures expérimentales effectuées en configuration de canal plan lisse isotherme. L'objectif est ici de prendre en main l'installation expérimentale et d'évaluer la qualité des résultats à différents débits, de façon à préparer les mesures en configuration anisotherme.

Il est suivi du chapitre 4 où sont présentées les mesures réalisées dans un canal plan lisse soumis à un chauffage asymétrique. En se plaçant en canal plan lisse, on distingue les effets de la géométrie de ceux de la température, pour se concentrer sur ces derniers. Les mesures sont effectuées à différents débits et températures.

Partie II

Le chapitre 5 présente les moyens numériques employés, en particulier le logiciel de mécanique des fluides TrioCFD. Il détaille les caractéristiques des simulations des grandes échelles (LES) menées.

Le chapitre 6 montre ensuite les résultats numériques obtenus en configuration de canal plan lisse chauffé asymétriquement. On s'intéresse particulièrement à l'influence du type de la condition aux limites thermique : température ou flux imposé.

Les simulations ont été réalisées aux conditions les plus proches possibles de celles de l'installation expérimentale. Le chapitre 7 porte sur la comparaison des résultats numériques et expérimentaux obtenus.

Partie III

Pour finir, le chapitre 8 présente une simulation des grandes échelles d'un canal plan chauffé asymétriquement et texturé par la géométrie générateurs de tourbillon/riblets.

Chapitre 1

Contexte de l'étude

L'objectif de ce chapitre est de présenter le contexte technologique et scientifique dans lequel s'inscrit ce travail. La première partie est consacrée aux centrales solaires à concentration et plus particulièrement à l'élément clef d'une centrale à tour : son récepteur solaire, qui représente l'application finale de ces recherches. La deuxième partie permet une première approche des écoulements étudiés tout au long du manuscrit au moyen d'une courte description théorique, posant ainsi les bases sémantiques, suivie d'une revue bibliographique de quelques travaux pertinents pour cette étude.

1.1 Le solaire à concentration

1.1.1 Les centrales solaires thermodynamiques

Les centrales solaires à concentration sont l'ensemble des technologies qui visent à concentrer l'énergie rayonnée par le soleil et à la récupérer sous forme de chaleur. La chaleur ainsi produite peut être transformée en énergie électrique via un système convertisseur thermodynamique couplé à un générateur électrique. La première étape du processus consiste donc à utiliser divers systèmes optiques pour concentrer la radiation solaire directe en un point ou une ligne focale où sera placé un système récepteur. Le rôle du récepteur sera alors de transmettre le plus efficacement possible à un fluide caloporteur cette irradiation concentrée transformée en chaleur.

Un avantage important de ce procédé est la possibilité de stocker temporairement l'énergie sous forme de chaleur. On peut ainsi s'affranchir de l'intermittence de la production d'électricité, et mieux l'adapter à la demande. Dans le même but, il est possible d'hybrider le système solaire avec une autre source de chaleur, fossile ou biomasse, afin de garantir la production. Par ailleurs, cette technologie a un coût environnemental très faible, avec un taux d'émission inférieur à 20 kgCO₂/MWh, contre 100 kgCO₂/MWh pour l'électricité photovoltaïque ou encore 600 kgCO₂/MWh pour l'électricité issue du charbon [67].

Toutefois, au contraire des technologies solaires photovoltaïques, les centrales solaires thermodynamiques n'utilisent que le rayonnement solaire direct. C'est ce qui limite la technologie à des régions très ensoleillées, qui correspondent souvent aux grandes régions désertiques. Des défis restent de plus à relever, notamment pour baisser les coûts de production. Cela reste malgré tout une technologie très prometteuse, qui sera amenée à se développer massivement dans les décennies à venir selon de nombreux scénarios énergétiques. L'IEA (l'agence internationale de l'énergie) prévoit ainsi que 11,3% de la production mondiale d'électricité pourrait être assurée par des centrales solaires thermodynamiques d'ici à 2050 [63].

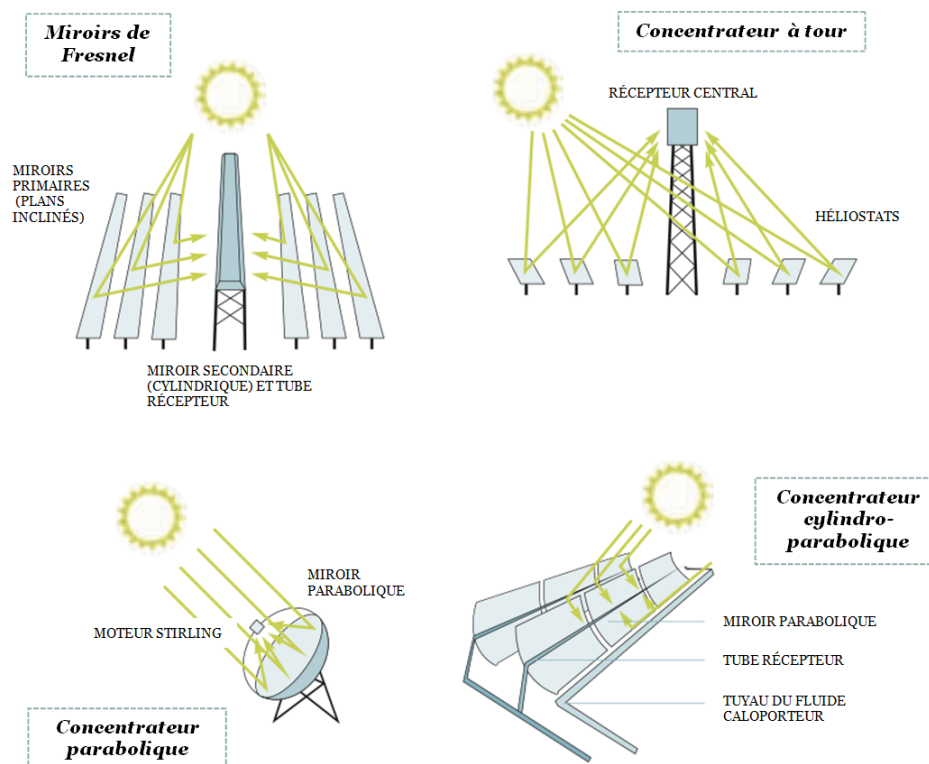


FIGURE 1.1 – Les différentes technologies de centrale solaire à concentration [79]

Il existe quatre grands types de centrales solaires à concentration [93] dont les schémas de principe sont présentés figure 1.1. On peut les classer selon leur façon de concentrer l'énergie solaire : sur une ligne ou en un point. Les concentrateurs cylindro-paraboliques et les miroirs de Fresnel sont les systèmes à concentration linéaire, tandis que les concentrateurs paraboliques et les centrales à tour sont les systèmes à concentration ponctuelle. Dans le premier cas, les miroirs suivent le soleil selon un seul axe, alors qu'ils le suivent selon deux axes dans le deuxième.

Le concentrateur cylindro-parabolique est la technologie la plus ancienne de centrale solaire à concentration. Le miroir réflecteur est un cylindre de section parabolique qui concentre le rayonnement incident en une ligne horizontale située au foyer avec un facteur de concentration d'environ 80 soleils. On fait circuler à cet endroit le fluide caloporteur dans un tube en verre sous vide pour limiter les pertes thermiques. Le fluide, généralement une huile, peut typiquement atteindre des températures entre 400°C et 550°C.

La technologie cylindro-parabolique est la plus répandue aujourd'hui, bien qu'elle soit limitée par le coût élevé de la mise en forme du verre en parabole pour la fabrication du réflecteur. Pour y remédier, la technologie des miroirs de Fresnel consiste à approximer la forme parabolique par une succession de miroirs plans inclinés. Chaque miroir suit le soleil selon un axe, et reflète l'irradiation dans un miroir secondaire circulaire situé au-dessus du tube dans lequel circule le fluide.

Les collecteurs paraboliques sont des systèmes équipés d'un mécanisme de poursuite du soleil qui fonctionnent de manière autonome. Ils sont constitués d'une parabole concentrant le rayonnement à son foyer avec un facteur de concentration qui dépasse le millier. Le moteur et la génératrice d'électricité sont placés au foyer. Le fluide caloporteur sera donc aussi le fluide du cycle thermodynamique. On atteint ici des températures typiques de 700°C, ce qui permet d'utiliser un cycle de Stirling. Leur grand avantage est leur modularité :

leur autonomie leur permet d'être installés dans des endroits isolés sans raccordement au réseau électrique. Ce sont cependant des systèmes moins fiables, en raison des nombreuses pièces en mouvement.

La dernière technologie de centrale solaire à concentration, celle qui nous intéresse plus particulièrement dans ce travail, est la technologie des centrales solaires à tour. Ici, le récepteur est situé en haut d'une tour autour de laquelle se trouve un champ d'héliostats. Les héliostats sont des miroirs plans qui suivent la course du soleil suivant deux axes, de manière à refléter le rayonnement vers le récepteur. Le fluide caloporteur, qui circule dans le récepteur au sommet de la tour, peut atteindre des températures élevées : de 600°C à 1000°C.

Un avantage majeur de cette dernière technologie est qu'elle permet d'atteindre de grandes puissances. La plus puissante centrale à tour du monde actuellement, la centrale Ivanpah aux États-Unis, a ainsi une capacité de 392 MW [33].

1.1.2 Les récepteurs solaires pour centrale à tour

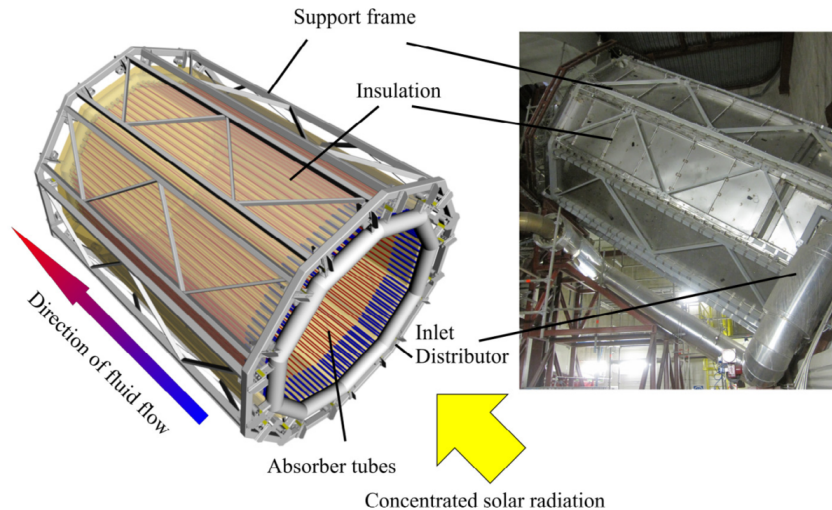


FIGURE 1.2 – Le récepteur de la centrale solaire hybride à cycle de Brayton Solugas [43]

Un élément clef d'une centrale à tour est son récepteur solaire : il est le siège des transferts de chaleur vers le fluide caloporteur. De leur efficacité dépend le rendement global de la centrale solaire. Une grande variété de récepteurs est proposée [32], que l'on peut différencier suivant le fluide caloporteur et le cycle thermodynamique utilisés. Les centrales solaires commerciales utilisent un cycle vapeur de Rankine. La vapeur peut alors être soit directement générée, soit indirectement au moyen d'un autre fluide caloporteur. Pour cette application, les sels fondus sont particulièrement appréciés car ils permettent un stockage de chaleur.

De meilleurs rendements pourraient être atteints en utilisant un cycle à gaz de Brayton. Dans ce système, le fluide caloporteur est de l'air pressurisé qui peut atteindre des températures de 1000°C. Pour compléter l'apport solaire et assurer une production constante au cours de la journée, on hybride la centrale solaire avec une chambre de combustion à biomasse ou énergie fossile. C'est cette voie prometteuse qui a été choisie par le laboratoire PROMES pour le projet PEGASE (Production d'Electricité à partir de Gaz et d'Energie Solaire) qui porte sur la réalisation d'une centrale pilote de 1,4 MW sur le site de l'ancienne centrale Thémis [31].

Outre la possibilité d'atteindre de hautes températures et donc de hauts rendements, l'utilisation de l'air pressurisé comme fluide caloporteur présente de nombreux avantages. Il faut notamment remarquer que, sans cycle à vapeur, la consommation d'eau d'une telle centrale à tour est réduite au nettoyage des miroirs ; c'est là un atout majeur dans les zones où le gisement solaire est important, qui sont souvent des zones désertiques. De plus l'air est abondant et gratuit, et il n'a aucun impact environnemental. Cependant, la conductivité thermique de l'air est faible : elle est de $0,06 \text{ W/mK}$ à 600°C , contre entre $0,3$ et $1,5 \text{ W/mK}$ pour les sels fondus [84]. De nouvelles stratégies doivent donc être envisagées pour intensifier les échanges de chaleur dans les récepteurs à air.

Un démonstrateur d'une centrale solaire hybride à cycle de Brayton de 4.6 MW a été construit en Espagne : la centrale Solugas [43]. Son récepteur solaire échauffe de l'air pressurisé à 9 bars à une température de 800°C . Sa conception est modulaire, avec 10 panneaux arrangés circulairement, chacun comprenant 17 tubes absorbeurs dans lesquels circule l'air. La figure 1.2 en montre le schéma de principe et le récepteur réel. Les tubes absorbeurs en inconel atteignent une température de 1000°C : c'est ce qui limite la température de l'air en sortie du récepteur solaire à 800°C , rendant l'hybridation nécessaire en permanence pour atteindre une température d'air de 1150°C en entrée de turbine.

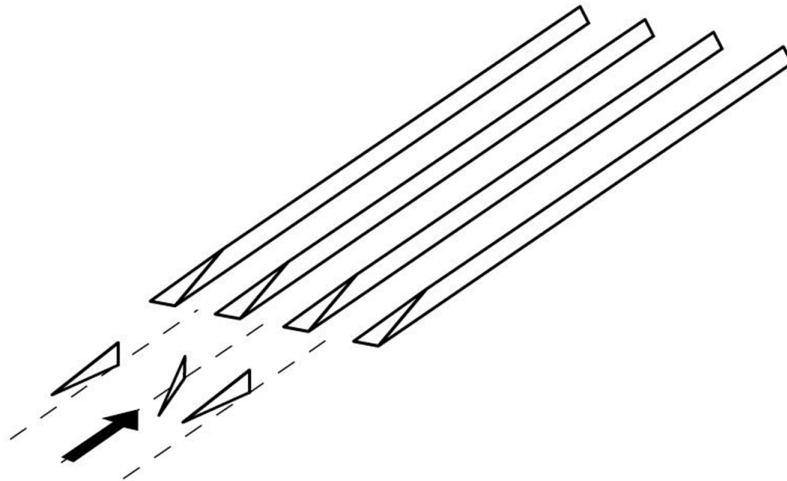


FIGURE 1.3 – La texturation générateurs de tourbillons + riblets

Le projet SiCSOL mené au laboratoire PROMES en collaboration avec TOTAL et BOOSTEC s'affranchit de cette limitation en utilisant, au lieu d'un métal, du carbure de silicium (SiC) dont les propriétés mécaniques se maintiennent jusqu'à environ 1400°C . Il s'agit d'un récepteur solaire surfacique dont la conception est modulaire. Chaque module est un canal plan de carbure de silicium, chauffé sur une face par le flux solaire concentré, et au sein duquel circule de l'air pressurisé [19]. Pour intensifier les échanges de chaleur au sein d'un tel module, une architecture interne innovante a été conçue, testée et optimisée par le laboratoire PROMES, en collaboration avec le LML (Laboratoire de Mécanique de Lille) [18, 15, 14]. La géométrie proposée, (visible figure 1.3) est une texturation interne de la paroi chauffée du canal plan par une association de générateurs de tourbillons et de riblets. Les premiers créent des tourbillons longitudinaux, accroissant ainsi fortement le niveau de turbulence et donc les transferts convectifs entre la paroi et le gaz tandis que les seconds canalisent les tourbillons le long de l'écoulement tout en augmentant la surface d'échange.

Les écoulements au sein de tels récepteurs solaires surfaciques sont complexes : ils com-

binent de hauts niveaux de turbulence avec un gradient de température important entre la paroi irradiée par le flux solaire concentré et la paroi arrière isolée. Une meilleure compréhension de ces écoulements, et notamment des phénomènes de couplage entre champs thermiques et dynamiques, est indispensable. Une stratégie d'appréhension d'un problème complexe consiste à le simplifier en lui ôtant quelques caractéristiques, pour ensuite le complexifier à nouveau par étapes successives. On va ainsi s'intéresser aux études d'écoulements de canal plan lisse, d'abord isothermes puis anisothermes.

1.2 Les écoulements de paroi

1.2.1 Cadre théorique

Le but de ce paragraphe est de rappeler les équations régissant un écoulement de canal plan. Il s'agit d'un cas d'école de la turbulence et la littérature dans ce domaine est abondante. On pourra se reporter à des ouvrages de référence comme par exemple [64] ou [9].

On considère l'écoulement, présenté figure 1.4, dans un canal plan de hauteur $2h$, de largeur $L_z \gg h$ et de longueur $L_x \gg h$. L'écoulement moyen est prédominant dans la direction axiale x et les variations de la vitesse moyenne se font dans la direction perpendiculaire aux parois y . La largeur L_z est suffisamment grande devant h pour qu'au centre du canal ($z = 0$), l'écoulement puisse être supposé statistiquement indépendant de z . En outre, on se place suffisamment en aval de l'entrée du canal pour que l'écoulement soit pleinement développé, c'est-à-dire que l'écoulement soit statistiquement indépendant de x . On suppose qu'il s'agit d'un écoulement par droites parallèles, c'est-à-dire que $V = W = 0$. Enfin, on se place en régime permanent, de sorte que l'écoulement est statistiquement indépendant du temps t .

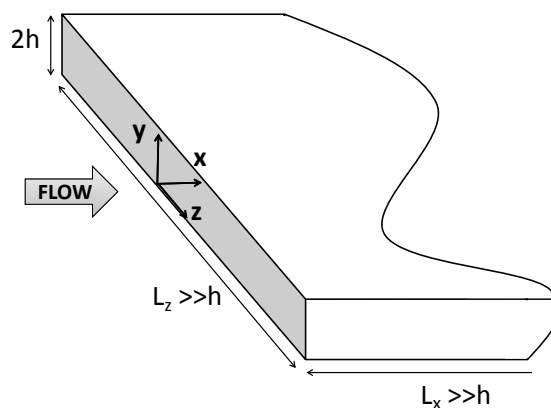


FIGURE 1.4 – Schéma du canal plan

On adopte la décomposition classique de Reynolds consistant à considérer chaque grandeur instantanée f comme la somme d'une valeur moyenne F et d'une valeur fluctuante f' . On note les trois composantes de la vitesse instantanée (u, v, w) , de la vitesse moyenne (U, V, W) , et les fluctuations (u', v', w') . Ainsi pour la vitesse longitudinale, on a : $u = U + u'$.

Pour finir, il faut souligner qu'on considère ici le fluide comme étant incompressible. En effet, on s'intéresse à un gaz (de l'air) à faible nombre de Mach, et dont la température est homogène. Cette simplification ne pourra cependant plus être faite dans le cas du canal

plan anisotherme.

L'écoulement d'un fluide est régi par les équations de Navier-Stokes. Pour un fluide incompressible, elles prennent la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_i \end{cases} \quad (1.1)$$

F_i représente ici les forces extérieures de volume, c'est-à-dire dans notre cas la gravité dirigée suivant l'axe vertical y .

Puisqu'on se place en régime permanent, que V et W sont nulles, et que U est indépendant de x , l'équation moyennée de conservation de la masse n'a plus d'intérêt.

En utilisant la décomposition de Reynolds et en projetant les équations de conservation de la quantité de mouvement moyennées, il vient :

$$\begin{cases} \frac{d\overline{u'v'}}{dy} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{d^2 U}{dy^2} \\ \frac{d\overline{v'^2}}{dy} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + F_y \\ \frac{d\overline{v'w'}}{dy} = 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

La covariance $\overline{v'w'}$ est nulle à la paroi et donc pour tout y .

On note $P_p(x)$ la pression à la paroi $y = 0$. L'intégration de la deuxième équation du système 1.2 en fonction de y amène alors :

$$\overline{v'^2} + \frac{P}{\rho} = F_y y + \frac{P_p(x)}{\rho} \quad (1.3)$$

L'équation 1.3 est ensuite dérivée par rapport à x , en supposant la gravité homogène dans l'espace, et en se rappelant qu'on se situe en écoulement pleinement établi. On obtient alors que le gradient longitudinal de pression moyenne est uniforme dans le canal :

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{dP_p}{dx} \quad (1.4)$$

Enfin, on introduit ce résultat dans la première équation du système 1.2 pour aboutir à :

$$\frac{d}{dy} \left(\mu \frac{dU}{dy} - \rho \overline{u'v'} \right) = \frac{dP_p}{dx} \quad (1.5)$$

$\tau = \tau_t + \tau_\nu$ est la contrainte de cisaillement totale, composée de $\tau_t = -\rho \overline{u'v'}$ la contrainte turbulente, et $\tau_\nu = \mu \frac{dU}{dy}$ la contrainte visqueuse. La contrainte totale $\tau(y)$ est antisymétrique autour du plan médian, avec $\tau(h) = 0$. On note $\tau_p = \tau(0) = -\tau(2h)$ la contrainte de cisaillement à la paroi. On a donc :

$$\tau(y) = \frac{dP_p}{dx} y + \tau_p = \tau_p \left(1 - \frac{y}{h} \right) \quad (1.6)$$

On introduit ici une échelle de vitesse pour caractériser l'écoulement près de la paroi : la vitesse de frottement. Elle est définie par :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (1.7)$$

L'échelle de longueur correspondante est définie par :

$$l_v = \frac{\nu}{u_\tau} \quad (1.8)$$

Ces échelles de vitesse et de longueur permettent d'adimensionner les profils de vitesse et les distances, comme par exemple ici la distance à la paroi et la vitesse longitudinale :

$$y^+ = \frac{y}{l_v} = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (1.9)$$

Enfin, on définit Re_τ , le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement et la demi-hauteur du canal :

$$Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu} \quad (1.10)$$

Une corrélation a été établie par Dean [20] reliant Re_τ au nombre de Reynolds moyen Re_b :

$$Re_\tau = 0,09Re_b^{0,88} \quad (1.11)$$

Où le nombre de Reynolds moyen est basé sur la vitesse moyenne de l'écoulement U_b et la hauteur complète du canal :

$$Re_b = \frac{U_b 2h}{\nu} \quad (1.12)$$

Très près de la paroi, à $y^+ < 5$, il existe une sous-couche visqueuse. Dans ce domaine, la contrainte turbulente est négligeable devant la contrainte visqueuse, et on a :

$$\tau_p = \mu \left(\frac{dU}{dy} \right)_p \quad (1.13)$$

Dans cette zone, le profil de vitesse moyenne présente un profil linéaire de la forme $U = \frac{u_\tau^2}{\nu} y$, c'est-à-dire :

$$U^+ = y^+ \quad \text{pour } y^+ < 5 \quad (1.14)$$

Au centre du canal, à $y^+ > 50$, la contrainte visqueuse est au contraire négligeable devant la contrainte turbulente. On a alors :

$$\tau(y) = -\rho \overline{u'v'} \quad (1.15)$$

Dans cette zone, le profil de la covariance $\overline{u'v'}$ présente donc une zone linéaire de la forme $\overline{u'v'} = -\frac{\tau_p}{\rho} \left(1 - \frac{y}{h} \right)$ c'est-à-dire :

$$\overline{u'v'}^+ = \frac{y}{h} - 1 \quad \text{pour } y^+ > 50 \quad (1.16)$$

Plusieurs hypothèses utilisées pour détailler les équations ci-dessus ne sont plus valables lorsque l'écoulement de canal plan est chauffé sur chaque paroi. Ainsi, on ne pourra pas considérer le fluide comme incompressible puisque des variations de température provoquent des variations de densité non négligeables d'après les travaux numériques antérieurs réalisés par Frédéric Aulery [3] dans un écoulement similaire. Par ailleurs, lorsque des couches limites thermiques se développent, l'écoulement ne peut plus être considéré comme indépendant de x et il n'est plus a priori un écoulement par droites parallèles. Il est difficile d'anticiper quels termes pourront être négligés ou non en configuration chauffée. Les modifications des équations sous chauffe seront donc détaillées plus tard dans le manuscrit, à la partie 6.5, en se basant sur les résultats numériques.

1.2.2 Travaux réalisés en configuration isotherme

L'écoulement de canal plan pleinement développé, et plus généralement les écoulements de paroi (en conduite circulaire, en canal plan, ou de couche limite) ont été très largement étudiés depuis un siècle. Deux raisons principales sont évoquées pour justifier cet intérêt. Tout d'abord, ces écoulements ont une grande importance technologique : la turbulence de paroi serait responsable de la dissipation d'environ la moitié de l'énergie transportée par des écoulements de fluide en conduite [37]. Par ailleurs, ces écoulements sont également d'un grand intérêt scientifique. En effet, il s'agit d'un des systèmes les plus simples permettant d'observer les phénomènes essentiels que sont la production turbulente, les échanges entre le mouvement moyen et le mouvement d'agitation, et la dissipation.

Une des premières études expérimentales d'un écoulement en conduite a été menée par Laufer [46] dans un tuyau lisse de section circulaire aux nombres de Reynolds, basés sur le diamètre, de 50 000 et de 500 000. Les mesures sont réalisées par anémométrie à fil chaud. Cette méthode consiste à placer dans l'écoulement un fin fil métallique chauffé par un courant électrique. La vitesse de l'air en ce point est déduite de la variation de la résistance électrique du fil due au refroidissement par l'écoulement. Laufer a notamment déduit de ses mesures les termes de l'équation de l'énergie cinétique turbulente, notant que les niveaux de production, dissipation et diffusion de l'énergie turbulente atteignent leurs maximums près de la sous-couche visqueuse, dans la zone tampon.

Une large étude expérimentale, toujours par anémométrie à fil chaud, a été menée par Comte-Bellot [16] dans un canal plan lisse à trois nombres de Reynolds basés sur la hauteur du canal : 57 000, 120 000 et 230 000. Comte-Bellot a ainsi constitué une base de données détaillée comprenant les fluctuations de vitesse, les corrélations d'ordre 3 et 4, les facteurs d'aplatissement et de dissymétrie, les spectres d'énergie et les corrélations spatiales doubles. Elle a en particulier constaté l'influence non négligeable de la viscosité et l'absence d'isotropie y compris en milieu de canal, au contraire de la turbulence de grille par exemple.

De nombreuses études expérimentales ont ensuite été menées aussi bien en configuration d'écoulement de canal plan que de couche limite. On dispose ainsi de données expérimentales de multiples sources sur une large gamme de nombre de Reynolds. On pourra notamment se référer à [11, 1, 24, 45, 90]. Les écoulements de canal plan et de couche limite présentent de nombreuses similarités, en particulier pour les grandeurs moyennes, sous réserve d'adimensionnement adapté. Il faut toutefois être prudents avec de telles comparaisons, particulièrement lorsqu'on cherche des analyses plus fines. [54]

Gilliot-Ottavy [30] a mené une nouvelle étude expérimentale de grande ampleur sur une gamme de nombres de Reynolds basés sur la hauteur du canal allant de 5 000 à 30 000. Elle a étudié deux types d'écoulement : un écoulement de Poiseuille pur, le cas qui nous intéresse ici, et un écoulement de Couette-Poiseuille, pour lequel une des deux parois est

mobile. En affinant les sondes de mesure, elle a pu améliorer les résultats de la technique de l'anémométrie à fil chaud dans la zone pariétale. Elle a ainsi obtenu une base de données fine, constituée outre des vitesses moyennes et fluctuantes, des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement et des corrélations croisées jusqu'à l'ordre 4. Ces mesures semblent montrer une universalité des profils pour des nombres de Reynolds supérieurs à 20 000.

Parallèlement à ces mesures en soufflerie, les écoulements turbulents ont pu être étudiés numériquement de plus en plus finement grâce à l'augmentation de la capacité de calcul des ordinateurs. Une des premières simulations numériques directes (DNS) d'un écoulement de canal plan a été menée par Kim et al. [42] à Re_τ de 180. Cette étude, complétée quelques années plus tard aux Re_τ de 395 et de 590 par Moser et al. [56], est aujourd'hui un travail de référence.

Ces travaux fondateurs ont été suivis quelques années plus tard par la simulation d'écoulements de canal plan toujours plus turbulents. Del Alamo et Jiménez ont ainsi atteint des Re_τ de 550, 950 [22], puis dans la même équipe, Hoyas et Jiménez sont allés jusqu'à 2000 [34, 35]. Jiménez et al. s'intéressent particulièrement aux aspects phénoménologiques de l'écoulement, cherchant à repérer l'émergence et le comportement de structures cohérentes, notamment proche paroi [38, 39]. Les études de ce type sont trop nombreuses pour qu'on soit ici exhaustif, on pourra cependant se référer à la revue réalisée par Marusic et al [52].

1.2.3 Travaux réalisés en configuration anisotherme

La croissance des moyens informatiques n'a pas seulement permis l'étude d'écoulements à hauts nombres de Reynolds mais aussi de cas d'étude plus complexes tels que les écoulements de canal plan chauffés qui nous intéressent dans ce travail. Ainsi, plusieurs simulations numériques directes (DNS) ont été menées dans des écoulements turbulents incompressibles avec transfert de chaleur, aussi bien en canal plan [2, 21, 41, 44, 55] qu'en couche limite [51, 92]. Il faut toutefois noter que ces travaux considèrent la température comme un scalaire passif, sans prendre en compte les variations de propriétés du fluide avec la température.

Le couplage entre turbulence et forts gradients de température est cependant beaucoup étudié dans le cas d'écoulements de parois compressibles supersoniques [12, 73, 78]. La compressibilité est alors dominée par les effets acoustiques. Les études d'écoulements à basse vitesse qui nous préoccupent, où les effets acoustiques sont négligeables et la compressibilité est dominée par des effets de densité, sont moins nombreuses. Wang et al. [85] ont très tôt montré l'intérêt de prendre en compte les variations de propriétés de fluide dans la turbulence de paroi. Ils ont réalisé une simulation des grandes échelles (LES) à des ratios de températures entre les deux parois de 1.02 et 3. Leur étude a mis en évidence l'impact de ce ratio de température sur les fluctuations de vitesse et de température, et plus encore sur les corrélations vitesse/température.

Lessani et al. [50] ont conduit des LES avec des ratios de température atteignant 8, et à Re_τ de 180. Ils s'intéressaient essentiellement au développement des outils numériques pour la simulation de tels écoulements à basse vitesse et densité variable. Serra et al. [71, 72] ont réalisé une série de simulations des grandes échelles aux ratios de température de 1, 2 et 5, et à Re_τ de 180 et de 395 pour chaque ratio. Ils ont démontré l'influence significative du ratio de température sur la création et le transfert de la turbulence, qui ne sont pas seulement dus aux effets de viscosité, mais aussi aux effets de densité.

Des DNS d'écoulements de canal plan turbulents anisothermes aux propriétés de fluide variables sont encore plus rares. Nicoud [58] en a réalisées plusieurs aux ratios de température de 1,01, 2 et 4 et à Re_τ de 180. Il a montré que les profils moyens et fluctuants sont alors asymétriques même si on les adimensionne localement. Plus récemment, Toutant et

al. [82] ont proposé une DNS au ratio de température de 2 et à Re_τ de 395, se libérant ainsi d'éventuels effets bas nombre de Reynolds. Ils ont confirmé les résultats de Nicoud, observant des fluctuations de température et de vitesse plus intenses du côté chaud du canal.

Pour l'étude d'échangeurs de chaleur réels, une étape importante consiste à examiner l'échauffement d'un écoulement de canal plan turbulent dans un canal ouvert plutôt que bi-périodique. C'est une étape franchie par Sanchez et al. [69] qui ont mené une LES d'un écoulement turbulent dans un canal ouvert soumis à un ratio de température de 2 et à Re_τ de 180.

Expérimentalement, de nombreux travaux portent sur l'amélioration des performances d'échangeurs de chaleur par des moyens variés. Une revue des mécanismes passifs d'intensification des transferts de chaleur, dont font partie les générateurs de tourbillon et les riblets, est proposée par Sheikholeslami et al. [74]. Ces travaux se concentrent toutefois sur les aspects thermiques des géométries étudiées, sans s'attacher aux phénomènes dynamiques associés. Ceci peut s'expliquer par la difficulté de mesurer précisément des vitesses dans un écoulement chauffé.

La solution apportée par Gao et Sundén consiste à procéder en deux temps. Ils étudient un canal plan texturé aux deux parois par des riblets inclinés. Dans un premier temps ils observent les performances thermiques d'une telle géométrie [28], et dans un second temps ses caractéristiques dynamiques en l'absence de chauffe [29]. Malgré leurs efforts pour reproduire les mêmes conditions dans ces deux études, cette stratégie présente le désavantage de négliger tout phénomène de couplage entre la thermique et la dynamique de l'écoulement.

Wardana et al. [86, 87] ont pourtant observé qu'il existe un impact non négligeable du chauffage sur les statistiques de l'écoulement dans un canal plan lisse. Ils ont mesuré les vitesses par anémométrie laser Doppler (LDA) dans un écoulement d'air au nombre de Reynolds moyen de 14000 soumis à des flux de chaleur de 0 à 50 kW/m² sur chaque paroi. Par rapport à un canal isotherme, ils remarquent un accroissement de la dissipation visqueuse ainsi qu'un effet de dilatation qui se traduit par l'éjection de fluide à basse vitesse depuis les parois vers le centre. Les écarts-types de vitesses s'en trouvent diminués.

1.3 Conclusion

Malgré l'abondante littérature consacrée aux écoulements turbulents de canal plan, il n'existe à notre connaissance aucune étude expérimentale et peu de travaux numériques portant spécifiquement sur l'influence d'un fort gradient de température sur un écoulement turbulent de canal plan tel qu'il existe au sein d'un récepteur solaire surfacique. Il s'agit pourtant d'un besoin majeur afin de développer des récepteurs performants pour les centrales solaires à tour à hauts rendements basées sur un cycle thermodynamique à gaz. La stratégie adoptée pour l'étude de ces écoulements complexes consiste à utiliser conjointement des moyens expérimentaux (partie I) et numériques (parties II et III).

Première partie

Études expérimentales d'un canal
plan lisse

Chapitre 2

Présentation de la chaîne complète de métrologie

Les écoulements au sein des récepteurs solaires surfaciques sont complexes car ils allient des forts niveaux de turbulence à un chauffage asymétrique créant un gradient de température entre les faces irradiée et isolée de l'absorbeur/échangeur. Étudier précisément ces écoulements en conditions réelles étant difficilement réalisable, le laboratoire PROMES, en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique de Lille (LML), a conçu et réalisé une soufflerie dont la cellule de mesure est représentative d'un absorbeur solaire. Elle est en similitude de Reynolds avec le récepteur et à l'échelle 5 :1. L'installation est notamment instrumentée d'un dispositif de diagnostic optique SPIV, permettant de mesurer les trois composantes de la vitesse instantanée en tous points de l'écoulement. De plus, un dispositif de chauffage asymétrique permet de créer un gradient de température.

Cette installation expérimentale nous permet d'atteindre deux objectifs principaux : d'une part la validation des outils numériques, et d'autre part la possibilité d'étudier de nombreuses configurations à différents débits, niveaux de chauffe, et géométries. Le but de ce chapitre est de présenter l'installation expérimentale, et en particulier les ajustements réalisés pour l'étude d'écoulements anisothermes. La méthode de diagnostic optique par SPIV est ensuite décrite.

Par ailleurs, une nouvelle difficulté est apparue concernant l'estimation de la vitesse de frottement u_τ . Cette grandeur est essentielle aux analyses car elle permet de distinguer les effets visqueux des effets de la température. Habituellement, c'est-à-dire lorsque l'écoulement n'est pas chauffé, la vitesse de frottement peut être déterminée en se basant sur le profil linéaire de la covariance $\overline{u'v'}$ en milieu de canal (Ces équations ont été développées à la partie 1.2.1). Mais lorsque l'écoulement est chauffé asymétriquement, la vitesse de frottement varie fortement localement en fonction de la température de chaque paroi. Il faut alors développer une nouvelle méthode de détermination de la vitesse de frottement basée sur la zone linéaire du profil de vitesse moyenne ($U^+ = y^+$) dans la sous-couche visqueuse. Dans cette zone, les mesures sont complexifiées par les forts gradients de vitesses et la présence de réflexions dues à la paroi. Deux stratégies ont donc été analysées en configuration isotherme pour améliorer la précision des mesures proche paroi : l'utilisation de fenêtres elliptiques, et le recours à la corrélation d'ensemble. Ce sont les deux stratégies possibles avec le logiciel utilisé : LaVision.

2.1 Présentation de la soufflerie MEETIC

La soufflerie MEETIC (Moyen d'Essais des Écoulements Turbulents pour l'Intensification des Transferts de Chaleur) est une soufflerie de canal plan fonctionnant en boucle ouverte. Elle a été conçue, réalisée et employée au cours de la thèse de Xavier Dagenet-Frick [17] puis de celle d'Arnaud Colleoni [13]. De nouveaux équipements y ont toutefois été ajoutés : des thermocouples de type E et deux pyromètres (présentés à la partie 2.1.3) pour mieux connaître les caractéristiques des écoulements anisothermes étudiés.

2.1.1 Vue d'ensemble

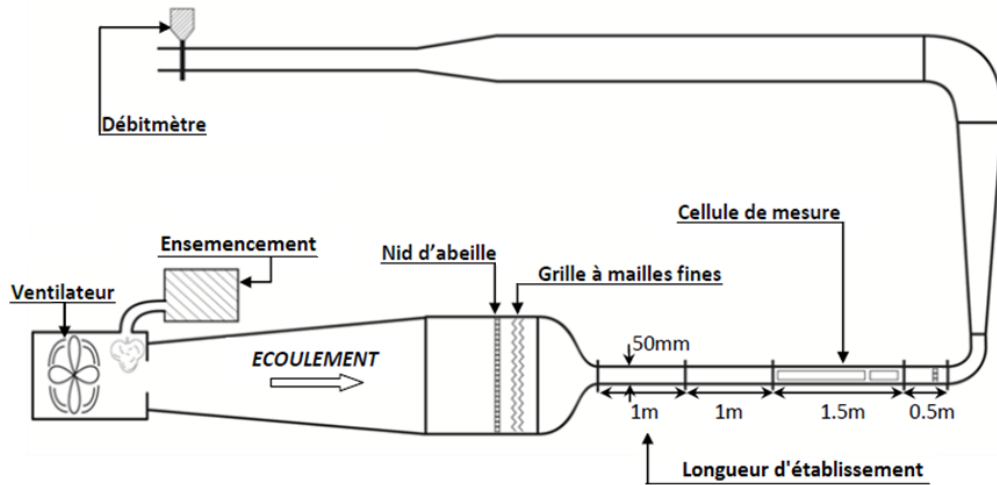


FIGURE 2.1 – Schéma d'ensemble de la soufflerie

La figure 2.1 présente le schéma de principe de la soufflerie MEETIC. La figure 2.2 est une photo de la soufflerie en fonctionnement.

L'air extérieur est tout d'abord aspiré par un ventilateur (de modèle Elektror RD82) dont la fréquence modulable permet de travailler sur une large gamme de nombres de Reynolds moyen, entre environ $Re_b = 5000$ et 90000 . Il passe ensuite par un divergent à 7° isolé et entouré d'une résistance chauffante afin de s'affranchir des principales variations de températures extérieures. Il traverse alors un caisson de tranquillisation comprenant une structure en nid d'abeille et deux grilles à mailles fines afin de casser les structures turbulentes de l'air issues du ventilateur. La section de passage est ensuite réduite à un rectangle de dimensions $50 \times 500 \text{ mm}^2$.

Un système de déclenchement (composé d'une baguette de diamètre 1 mm et de papier de verre, grain 120, de longueur 40 mm) est placé sur chaque face au début du canal rectangulaire de façon à fixer le point de transition de la couche limite. D'après Pope [64], la longueur minimum d'établissement, c'est à dire la longueur au bout de laquelle les couches limites inférieures et supérieures se rejoignent, peut être estimée par :

$$\frac{\Delta}{L_x} = 0,37 Re_x^{-0,2} \quad (2.1)$$

Où Δ est l'épaisseur des couches limites et Re_x est le nombre de Reynolds basé sur la distance à l'entrée du canal L_x . L'écoulement est établi lorsque $\Delta = h$, la relation (2.1)

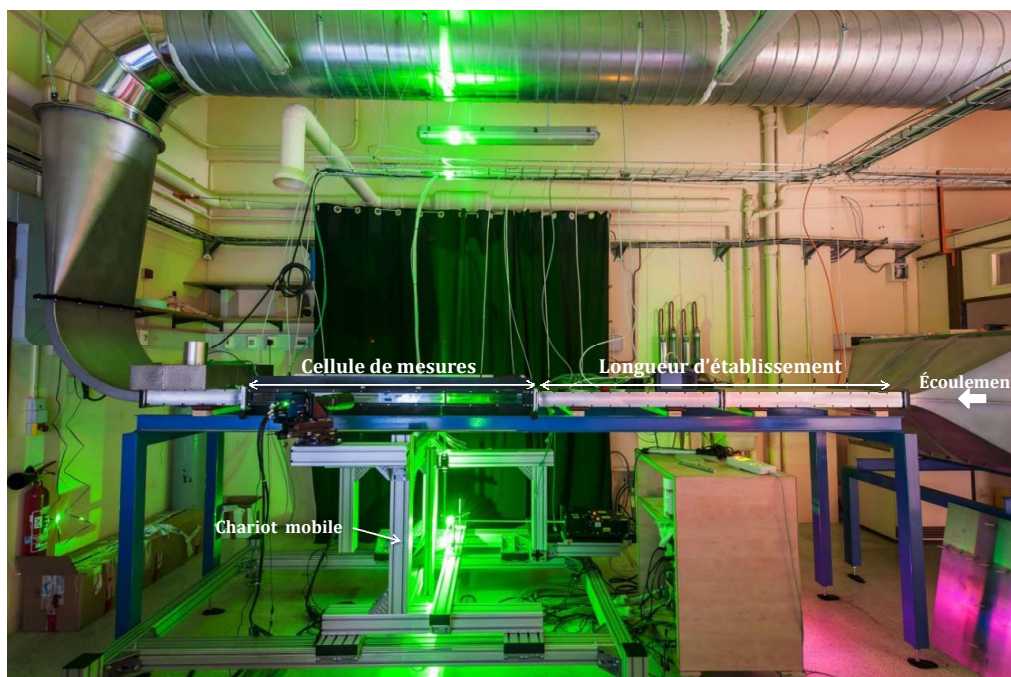


FIGURE 2.2 – Vue de la soufflerie en fonctionnement

devient alors :

$$\frac{L_{x \text{ etabl}}}{h} = 2,914 Re_b^{0,25} \quad (2.2)$$

Où Re_b est le Reynolds moyen basé sur la hauteur complète du canal $2h$, défini à la partie 1.2.1. Dans le cas le plus défavorable correspondant à un nombre de Reynolds moyen de 90 000, la longueur d'établissement minimum est alors 1,26 m. A la soufflerie MEETIC, la longueur d'établissement de 2 m permet donc de s'assurer que l'écoulement de canal plan est établi au niveau de la cellule de la mesure sur l'ensemble de la gamme de nombres de Reynolds de fonctionnement.

La cellule de mesure de 1,5 m de longueur fait suite au canal d'établissement. Elle est décrite en détail au paragraphe 2.1.2. L'air passe ensuite par un nouveau tronçon de canal plan de 0,5 m à l'intérieur duquel une structure en nid d'abeille assure l'absence de perturbations sur la cellule de mesure. Il est enfin renvoyé vers l'extérieur en passant par un coude et un conduit d'évacuation.

A notre connaissance, il existe peu de soufflerie à air d'écoulement de canal plan turbulent établi actuellement en fonctionnement, similaire à la soufflerie MEETIC. Il faut toutefois remarquer la soufflerie construite au cours de la thèse de Jason Monty [53] à Melbourne. Elle est particulièrement adaptée à l'étude d'écoulements à hauts nombres de Reynolds : jusqu'à 200 000 environ, avec une longueur de travail de 20 m et un dispositif d'anémométrie à fil chaud.

Les souffleries d'écoulement de couche limite sont quant-à elles plus nombreuses. Malgré les similitudes entre les écoulements de canal plan et de couche limite, les équivalences entre ces deux types d'écoulements doivent être maniées avec précaution, comme souligné par Monty et al. [54], le canal plan demeurant plus représentatif de notre cas d'étude. Par ailleurs, l'ajout d'un dispositif de chauffe à ce type de soufflerie est unique à notre connaissance, les mesures de vitesses d'un fluide chauffé s'effectuant majoritairement sous convection naturelle dans la littérature.

2.1.2 La cellule de mesure et le dispositif de chauffe

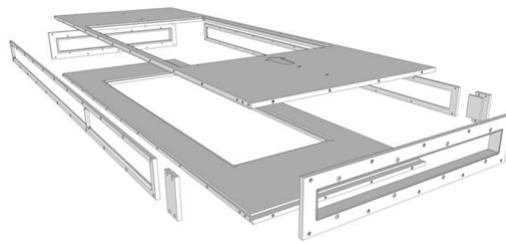


FIGURE 2.3 – Représentation éclatée de la cellule de mesure

La cellule de mesure a une longueur de 1,5 m, une section de passage de $50 \times 500 \text{ mm}^2$. La figure 2.3 en présente une vue éclatée. La cellule de mesure présente des hublots transparents sur les parois latérales ainsi que sur la paroi inférieure. Ceux-ci sont nécessaires aux mesures par diagnostic optique présentées à la partie 2.2. Ces nombreux hublots fragilisant la structure, des raidisseurs (visibles sur la photo 2.5a) ont été rajoutés a posteriori de façon à éviter une déformation de la cellule. La fenêtre supérieure correspond quant à elle à l'emplacement d'une paroi amovible.

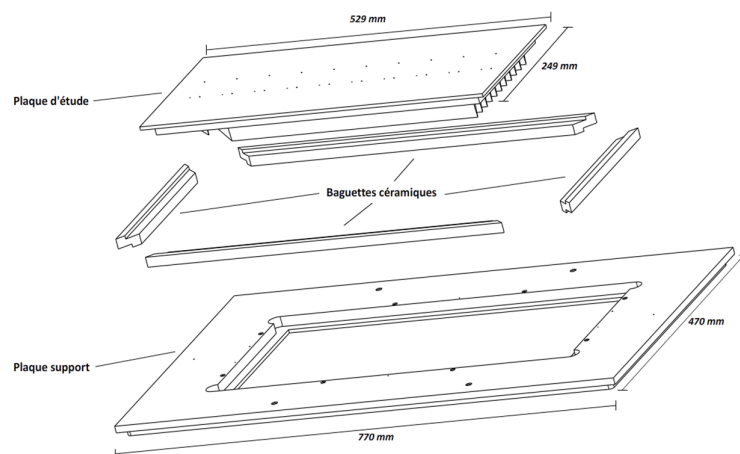


FIGURE 2.4 – Représentation éclatée de la plaque support, les isolants et la plaque d'étude

La paroi supérieure utilisée dans le cas chauffé est représentée figure 2.4. Elle est constituée d'une plaque support en alliage AU4G, au centre de laquelle se place la plaque d'étude. L'alliage AU4G (aussi appelé Fortal) est un alliage d'aluminium léger et bon conducteur thermique : $\lambda = 134 \text{ W/m.K}$ à 20°C . Deux plaques d'étude sont également faites de cet alliage : une plaque lisse, et une plaque texturée par la géométrie générateurs de tourbillon/riblets. Une deuxième plaque d'étude lisse a été approvisionnée en acier inoxydable. Cet alliage est plus lourd, mais il est intéressant pour sa conductivité thermique moindre : $\lambda = 15 \text{ W/m.K}$ à 20°C .

La plaque d'étude peut être chauffée, elle est donc isolée de la plaque support par des baguettes en céramiques, comme montré sur la figure 2.4. Les baguettes isolantes ont dans un premier temps été réalisées en silicate de calcium, choisi pour sa facilité d'usinage et sa faible conductivité thermique $\lambda = 0,51 \text{ W/m.K}$ à 200°C . Cependant, ce matériau s'abimait à chaque chauffe et il a fini par s'effriter en poudre. Un matériau plus robuste a alors été

pression mesurés à différents nombres de Reynolds moyen Re_b , couvrant l'ensemble de la plage de fonctionnement. Ils sont tracés en fonction de L_x/h , soit la distance à l'entrée du canal adimensionnée par la demi-hauteur du canal. On peut ainsi vérifier qu'en l'absence de chauffe, les pertes de charge le long du canal plan sont linéaires.

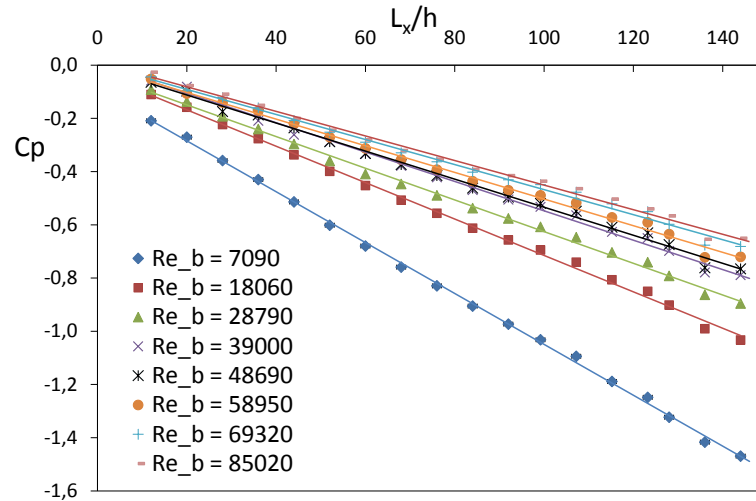


FIGURE 2.7 – Coefficients de pression pour différents nombres de Reynolds moyen

Des thermocouples permettent de suivre l'échauffement de la paroi supérieure. Ils sont positionnés le long de l'écoulement comme indiqué figure 2.6. Les plaques d'étude en alliage AU4G sont équipées de deux séries d'une dizaine de thermocouples de type K. Les dix premiers sont des thermocouples fins placés dans des trous débouchants de façon à ce qu'ils affleurent à la surface de l'écoulement. Les dix thermocouples de la deuxième série sont placés en butée dans des trous borgnes à 15 mm de profondeur. Cependant, la plaque étant très conductrice, la différence de température entre ces deux séries n'est pas mesurable.

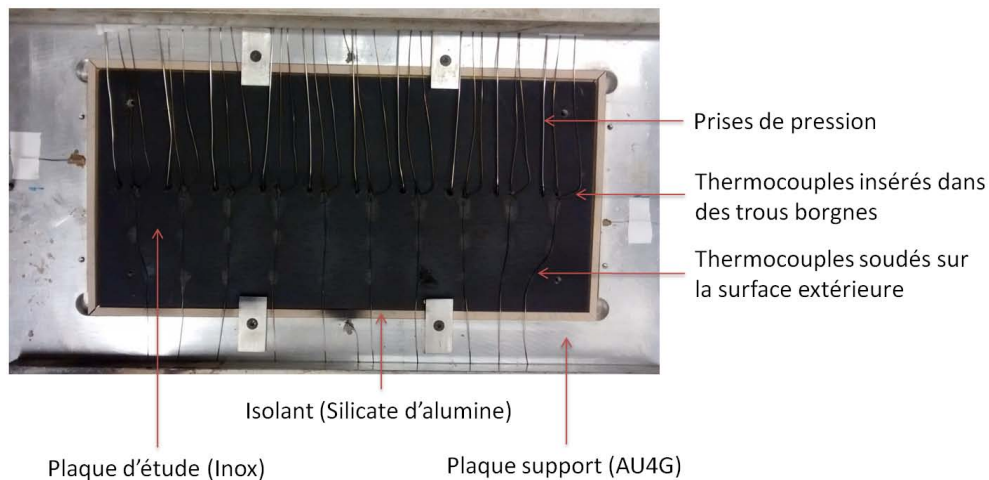


FIGURE 2.8 – Vue du dessus de la plaque d'étude en inox instrumentée

Une autre plaque d'étude a alors été choisie en acier inoxydable pour sa conductivité thermique plus faible. Elle est équipée de trois séries d'une dizaine de thermocouples de type E, tel qu'on le voit sur la photographie 2.8. La première série est constituée de thermocouples placés dans des trous borgnes de 17 mm de profondeur (la plaque ayant une épaisseur de 20 mm). La seconde série est placée à 3 mm de profondeur. Enfin, les thermocouples de

la troisième série sont soudés sur la plaque, puis protégés par du ciment contre le rayonnement. L'objectif est de mesurer un gradient de température dans la plaque de façon à en déduire le flux transmis au fluide. On peut remarquer sur la photographie 2.8 que la plaque d'étude est peinte en noir, afin d'absorber le maximum du flux provenant du panneau rayonnant. Ce détail a son importance dans la mesure où si la plaque d'étude est trop réfléchissante, le panneau rayonnant présente un risque de surchauffe.

Pour compléter les mesures par thermocouples, deux pyromètres sont positionnés en dessous de la cellule de mesure. Ils sont fixés à un rail mobile permettant de balayer 450 mm de longueur. Le premier pyromètre a une réponse spectrale entre 8 et 14 μm . Il mesure la température de la paroi basse en verre borosilicate, dont l'émissivité est 0,97. Le second pyromètre a une réponse spectrale de 2,3 μm . A cette longueur d'onde, le pyrex a une transmissivité de l'ordre de 90%. Ce second pyromètre mesure donc la température de la plaque supérieure, dont l'émissivité est ajustée à l'aide des mesures par thermocouples à 0,8.

2.2 Introduction à la SPIV

2.2.1 Principe général

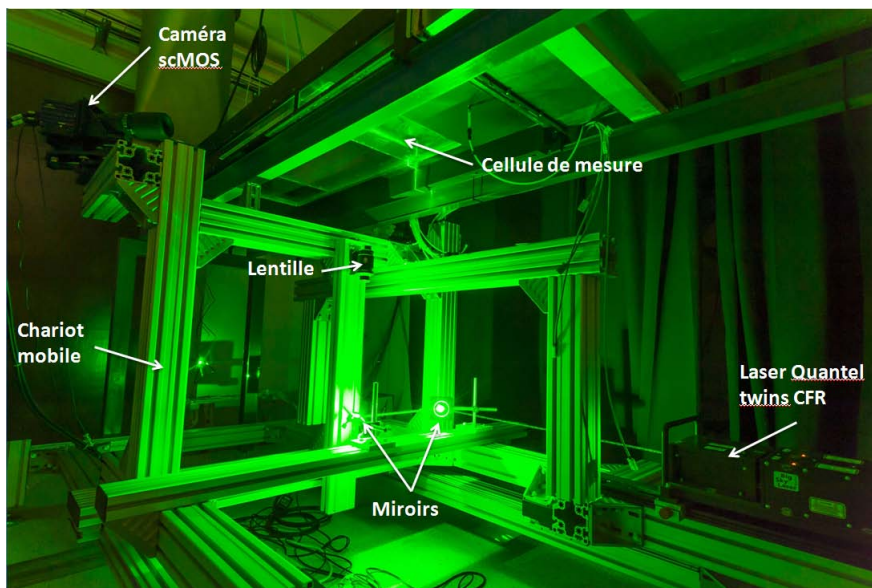


FIGURE 2.9 – Vue en contre-plongée de la soufflerie en fonctionnement présentant les éléments nécessaires à la technique SPIV

L'équipement SPIV (Stereoscopic Particle Image Velocimetry) est visible sur la photographie 2.9. La source de lumière est fournie par un laser Quantel Twins CFR. Il s'agit d'un laser Nd-YAG à deux têtes émettant à 532 nm (dans le vert). Chaque tête a une puissance de 200 mJ et une fréquence maximale de 15 Hz. Le faisceau laser est ensuite conduit par deux miroirs vers la cellule de mesure et il traverse un système de plusieurs lentilles convergentes et cylindriques afin d'obtenir une nappe. Deux caméras sCMOS La-Vision sont placées de part et d'autre de la veine. Elles ont des capteurs $2560 \times 2160 \text{ px}^2$, et sont équipées d'objectifs interchangeables 105 et 200 mm. Enfin, une machine à fumée, un boîtier de synchronisation, et un ordinateur d'acquisition équipé du logiciel Davis (non visibles sur la photographie) viennent compléter l'installation.

Pour une description détaillée de tous les aspects de la PIV, on pourra se référer au guide pratique de Raffel et al. [66]. Le principe général en est le suivant : l'écoulement estensemencé par des particules suffisamment fines pour que l'on suppose qu'elles suivent parfaitement l'écoulement sans l'influencer. L'écoulement ainsiensemencé est illuminé par une nappe laser à deux instants de temps espacés de quelques micro-secondes. Aux mêmes instants de temps, les deux caméras situées de part et d'autre de la veine enregistrent les images des particules éclairées par la nappe laser. En identifiant un même groupe de particules entre la première et la seconde image, il est possible de retrouver son déplacement et donc la vitesse instantanée à cet endroit. L'écart entre le résultat obtenu par chaque caméra permet de déduire la troisième composante de la vitesse, la composante perpendiculaire à l'écoulement.

2.2.2 L'ensemencement de l'écoulement

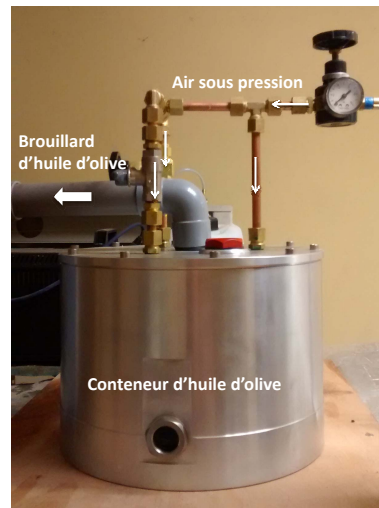


FIGURE 2.10 – L'ensemencement par huile d'olive

L'ensemencement de l'écoulement fut dans un premier temps assuré par une machine à fumée utilisant de l'eau glycolée. Cette solution ne convenant pas en configuration chauffée, un ensemencement à huile d'olive a été conçu (voir figure 2.10). Il s'agit d'un bulleur de type Laskin Nozzle fabriqué au sein du laboratoire, constitué d'un conteneur cylindrique au sommet duquel sont situés trois injecteurs d'air sous pression. L'air entrant est injecté dans l'huile d'olive liquide, libérant des gouttelettes qui vont alors s'évacuer par un conduit menant au ventilateur. Une grille à l'entrée de ce conduit permet de filtrer les particules. En faisant varier le nombre d'injecteurs et la pression de l'air, il est possible d'ajuster le nombre de particules obtenues afin de s'adapter à chaque débit. Kähler et al. [40] ont montré que ce type d'appareil était bien adapté à la production de fines particules traceurs. La taille des gouttelettes d'huile produites est de l'ordre du μm .

2.2.3 La mise en place du système

Une campagne de mesures par SPIV nécessite en premier lieu d'ajuster rigoureusement chaque élément du système afin d'obtenir des images brutes de la meilleure qualité possible. Dans un premier temps, le chemin optique du laser doit être réglé. Le laser est ici réfléchi par deux miroirs avant de passer au travers d'un système composé de plusieurs lentilles. Chaque miroir doit être positionné au plus près d'un angle optimal de 45° afin de renvoyer

le maximum de puissance du faisceau incident. Le faisceau doit arriver au centre du système de lentilles, qui doit quant à lui être réglé de façon à obtenir une nappe la plus fine possible et dans la direction (transverse ou longitudinale) souhaitée.

Une mire de calibration (visible figure 2.11) est ensuite placée à l'emplacement de la nappe laser afin d'aligner les caméras. La mire est une petite plaque d'au moins la taille du champ de mesure observé, sur laquelle sont inscrits des points répartis régulièrement sur la surface. De plus, la mire présente des crêneaux et une ligne de points étant plus avancée que la suivante. Les caméras sont composées d'un capteur sCMOS, d'un soufflet et d'un objectif, le tout fixé sur une monture de Scheimpflug développée au LML, permettant des réglages dans toutes les directions. Elles ont été réglées de façon à ce que le capteur et l'objectif soient parfaitement alignés.

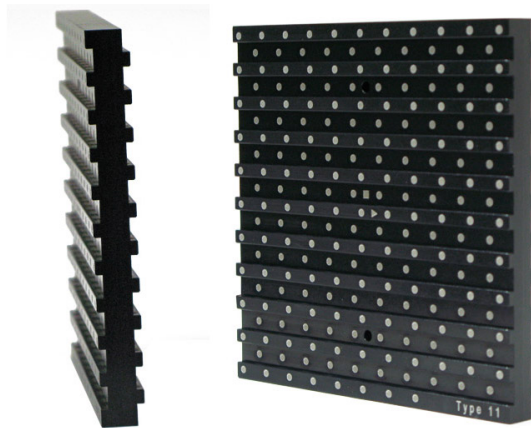


FIGURE 2.11 – La mire de calibration

Les caméras visent donc le plan de mesure matérialisé par la mire avec un angle proche de 45° , chacune de part et d'autre de la veine. Le principe de Scheimpflug nous apprend que pour que l'ensemble du plan puisse apparaître net, il faut que le plan image, le plan objet et le plan de la lentille se coupent en une seule droite. Le soufflet permet d'introduire cet angle entre le plan image et le plan de la lentille. La netteté s'obtient donc en jouant sur ces deux paramètres que sont l'angle de Scheimpflug et la mise au point.

Une fois que l'ensemble est en place, des images de la mire en lumière naturelle sont prises. Celles-ci serviront de calibration permettant la conversion des résultats de pixels à mètres. Comme la mire ne peut pas être rigoureusement parallèle et tangente à la nappe laser, une correction de cette calibration est faite. Il s'agit de l'auto-calibration, réalisée uniquement à partir d'images de particules.

2.2.4 Le traitement des données

Toutes les étapes du traitement des données allant des images brutes aux champs de vitesses instantanées sont réalisées sous Davis. Les champs instantanés sont ensuite exploités grâce à des scripts Matlab.

La figure 2.12 présente un exemple d'une image brute obtenue à la soufflerie. Le brouillard de particules est encadré en haut et en bas par des traits de lumière matérialisant les parois du canal. Tout d'abord, ces images brutes doivent être nettoyées de toutes réflexions parasites, en particulier de ces réflexions à la paroi. Les images de particules sont réparties aléatoirement sur les champs tandis que les réflexions sont fixes. On moyenne donc l'ensemble des images prises à une position donnée, obtenant ainsi une image de fond constituée uniquement des réflexions. On soustrait ensuite cette image de fond à chacune

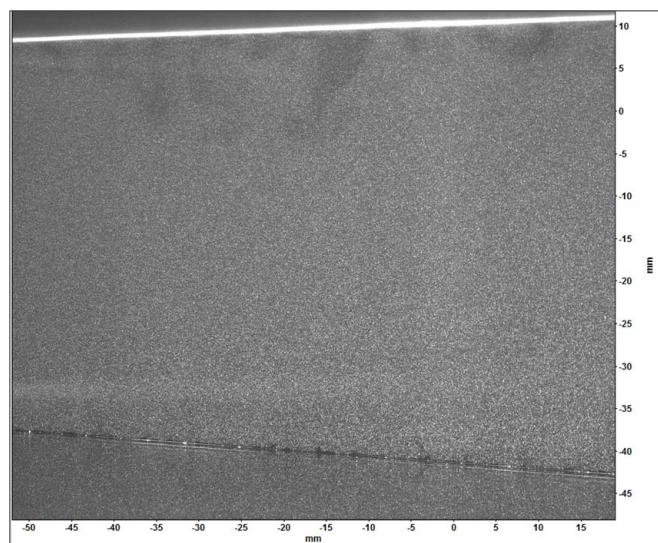


FIGURE 2.12 – Un exemple d'image brute obtenue à la soufflerie

des images instantanées.

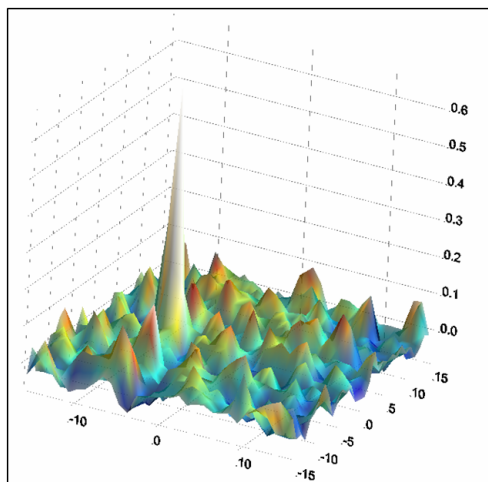


FIGURE 2.13 – Une carte de corrélation avec le pic correspondant au déplacement des particules

L'étape suivante est le traitement PIV proprement dit. L'image est maillée par des fenêtres d'analyse dont la taille et la forme peuvent être choisies par l'utilisateur. Une carte de corrélation telle que présentée figure 2.13 est obtenue en inter-corrélant chaque fenêtre d'analyse par la fenêtre correspondante sur la deuxième image prise quelques micro-secondes plus tard, avec un décalage variable. L'inter-corrélation pour la direction x se définit comme :

$$R(s) = I_1 \times I_2 = \int I_1(x)I_2(x + s)dx \quad (2.3)$$

Où I_1 et I_2 sont les intensités lumineuses de respectivement l'image aux temps t_1 et t_2 , et s une variable. Le déplacement des particules correspond alors à la valeur de s pour laquelle $R(s)$ est maximale, ce qui correspond visuellement au pic de corrélation sur l'image 2.13. Cette description simplifiée du traitement permet déjà d'en introduire quelques limites. La première, appelée "in-plane loss", concerne la perte de particules en dehors de la fenêtre

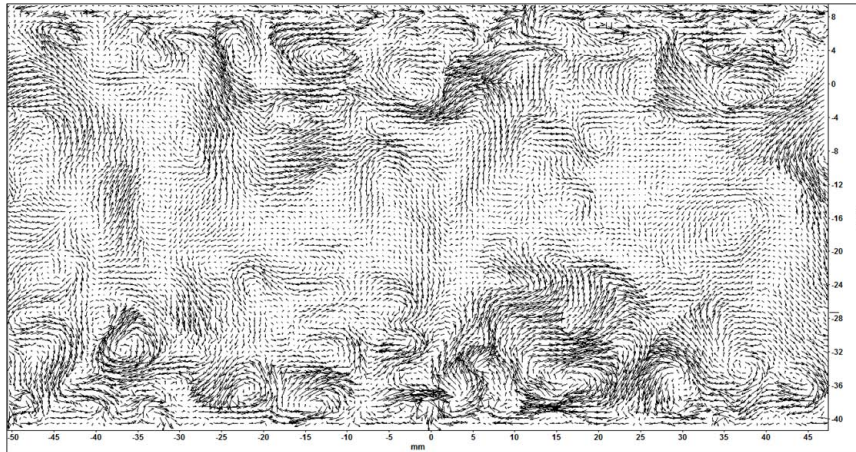


FIGURE 2.14 – Un exemple de champ de vecteurs vitesses instantanées obtenu à la soufflerie

d'analyse. Si trop de particules sont perdues, le pic de corrélation devient difficile à déceler au milieu du bruit. Une solution courante consiste à faire plusieurs passes de corrélation. La première passe se fera sur de grandes fenêtres d'analyses de façon à perdre peu de particules dans le plan et ainsi obtenir un déplacement général des particules. On pourra ensuite diminuer la taille des fenêtres, et ainsi augmenter la résolution spatiale, à condition d'utiliser le déplacement obtenu à la première passe comme point de départ de la nouvelle recherche de déplacement.

Il existe cependant un autre type de perte de particules nommé "out-of-plane loss". Il s'agit des particules perdues en dehors de la zone illuminée par la nappe laser. On limite ces pertes en ajustant le temps Δt entre la première et la seconde images. Celui-ci doit être suffisamment grand pour que les vitesses mesurées soient significatives, mais suffisamment petit pour perdre peu de particules en dehors du plan illuminé. On estime généralement qu'un déplacement de 7 ou 8 pixels constitue un bon compromis.

La dernière étape du traitement sous Davis est le post-traitement. Il s'agit d'éliminer systématiquement les vecteurs faux pouvant résulter du traitement PIV. On repère visuellement aisément les vecteurs faux à ce qu'ils ont une direction et une intensité invraisemblables car trop différentes de leurs voisins immédiats. Aussi, leur repérage systématique par l'algorithme de post-traitement est basé sur la médiane d'un groupe de vecteurs voisins. Si un vecteur s'écarte trop de cette médiane, il peut être éliminé. Les seuils de tolérance sont bien entendu paramétrables. Il arrive que sur une fenêtre d'analyse, plusieurs pics de corrélations soient apparus, et que le pic le plus haut ne corresponde en fait pas au bon déplacement. On tente donc de remplacer le vecteur faux éliminé par le vecteur correspondant au second, troisième et même quatrième pic de corrélation.

2.2.5 Estimation des erreurs de mesure

Les erreurs d'une mesure par SPIV sur une installation telle que la soufflerie MEETIC sont difficiles à estimer en raison de la multiplicité de leurs sources. On peut penser en premier lieu aux erreurs d'origine géométrique. La hauteur du canal peut ainsi être de 1 à 2 mm plus grande que sa hauteur théorique de 5 cm. Les parois du canal ne sont pas parfaitement planes : il peut exister des aspérités de taille $< 0,5$ mm notamment au niveau des joints en céramique et des bords des plaques support et d'étude.

L'écoulement s'écarte nécessairement un peu de l'écoulement de canal plan théorique qu'on

cherche à étudier. Les parois horizontales ne sont pas infinies, et la présence de parois verticales crée le développement de couches limites latérales. De plus, on ne se situe pas exactement au nombre de Reynolds souhaité du fait d'incertitudes sur la mesure de débit. Enfin, la veine de mesure n'est pas parfaitement étanche. Malgré le soin apporté à sa fabrication, il peut exister des fuites d'une part au niveau des jonctions autour des plaques amovibles, d'autre part au niveau des vis et des joints qui solidarissent les différents éléments constitutifs du canal.

L'instrumentation est également à la source d'erreurs telles que les erreurs optiques. Les miroirs et lentilles qui constituent le chemin optique peuvent créer des inhomogénéités de finesse et d'intensité lumineuse de la nappe laser. Des perturbations lumineuses peuvent diminuer la qualité des images de particules. Les caméras elles-mêmes, comme tout instrument de mesure, ajoutent un bruit à l'image photographiée, ainsi qu'une erreur systématique si elles ne sont pas parfaitement étalonnées.

Il existe ensuite des erreurs propres au traitement des images. On observe un effet de filtrage lié au maillage du plan de mesure, lorsqu'on perd des particules dans et hors du plan. La reconstruction stéréo est aussi délicate en raison des incertitudes sur la calibration, telles que le bon positionnement de la mire de calibration sur la nappe laser.

Pour finir, comme on s'intéresse essentiellement aux statistiques de la turbulence impliquant de moyenniser de nombreux résultats, on peut également penser aux erreurs de convergence statistique des moyennes.

On se concentrera ici sur les erreurs de mesure SPIV. L'erreur prépondérante est le bruit, tandis que l'erreur systématique est d'un ordre de grandeur plus petite. Foucaut et al. [27] estiment à 0,1 pixel le bruit σ . L'erreur aléatoire sur les vitesses instantanées après reconstruction est alors estimée d'après Prasad et al. [65] comme :

$$\sigma_v = \sigma_w = \frac{px}{\Delta t} \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma \quad \sigma_u = \frac{1}{\tan(\theta)} \sigma_v \quad (2.4)$$

dans l'exemple du cas d'un plan de mesure transverse où la vitesse perpendiculaire au plan de mesure est la vitesse longitudinale u . Dans ces équations, px représente le facteur de conversion $mm \leftrightarrow pixel$, Δt l'intervalle de temps entre les deux expositions et θ est le demi-angle caractéristique de la position des caméras, proche de 45° .

La vitesse moyenne longitudinale s'écrit alors :

$$U = \overline{u_R + \sigma_u + \delta_u} = \overline{u_R} + \delta_u \quad (2.5)$$

où u_R est la valeur vraie de la vitesse instantanée u , σ_u le bruit précédemment estimé, et δ_u l'erreur systématique estimée à 10% du bruit. Comme le bruit est aléatoire, sa moyenne est nulle et seule l'erreur systématique intervient sur les vitesses moyennes. Les fluctuations de vitesse sont quant à elles calculées comme suit :

$$u' = u - U = u_R + \sigma_u + \delta_u - (\overline{u_R} + \delta_u) = u_R - \overline{u_R} + \sigma_u = u'_R + \sigma_u \quad (2.6)$$

Ainsi, seule l'erreur aléatoire intervient sur les fluctuations de vitesse.

On suit le même type de raisonnement pour évaluer l'impact du bruit sur les corrélations d'ordre supérieur :

$$\overline{u'^2} = \overline{(u'_R + \sigma_u)^2} = \overline{u_R'^2} + 2\overline{\sigma_u u'_R} + \overline{\sigma_u^2} = \overline{u_R'^2} + \sigma_u^2 \quad (2.7)$$

En effet, le bruit et la mesure de fluctuations de vitesses étant deux variables aléatoires discrètes non corrélées, $\overline{\sigma_u u'_R} = \overline{\sigma_u} \overline{u'_R} = 0$ car $\overline{\sigma_u} = 0$. On peut bien entendu étendre ces

résultats aux vitesses verticales et transverses.

On évalue de façon similaire l'erreur de mesure SPIV sur la covariance $\overline{u'v'}$:

$$\overline{u'v'} = \overline{(u'_R + \sigma_u)(v'_R + \sigma_v)} = \overline{u'_R v'_R + u'_R \sigma_v + v'_R \sigma_u + \sigma_u \sigma_v} = \overline{u'_R v'_R} \quad (2.8)$$

En effet, outre que le bruit sur la mesure de u n'est pas corrélé à la mesure de v et vice-versa, les bruits sur les mesures de u et v sont aussi décorrélés. La moyenne de leur produit est donc nulle. Il faut toutefois remarquer qu'on a ici pris en compte uniquement les erreurs de mesure SPIV. La mesure de la covariance $\overline{u'v'}$ demeure entachée d'erreurs issues des autres sources décrites ci-dessus.

2.3 Détermination de la vitesse de frottement

2.3.1 En configuration isotherme

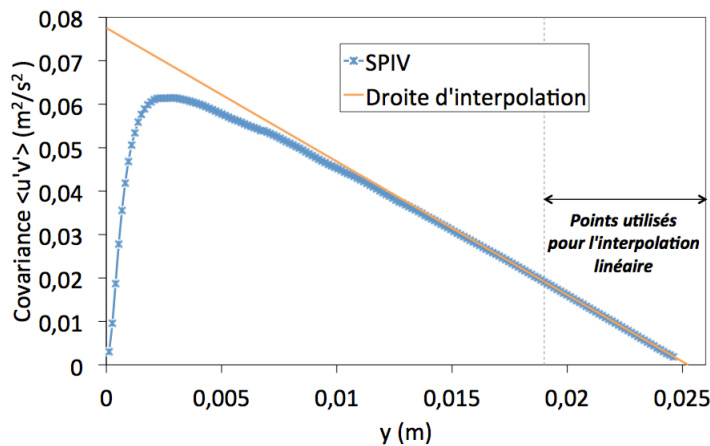


FIGURE 2.15 – Covariance $\overline{u'v'}$ et sa droite $\overline{u'v'} = u_\tau^2(y/h - 1)$ interpolée en milieu de canal pour un plan de mesure longitudinal en configuration isotherme à $Re_\tau = 395$

Dans le cas classique isotherme, la vitesse de frottement peut être déterminée en utilisant la pente du profil de la covariance $\overline{u'v'}$ au centre du canal. En effet, la contrainte visqueuse étant négligeable devant la contrainte turbulente au centre du canal, la covariance $\overline{u'v'}$ présente à cet endroit une zone linéaire (voir l'équation 1.16) : $\overline{u'v'} = u_\tau^2(y/h - 1)$ pour $y^+ > 50$. En pratique, une bonne détermination de la vitesse de frottement demande de la précision. On va détailler dans ce paragraphe les différentes étapes pour l'exemple d'un plan de mesure longitudinal à l'écoulement au nombre de Reynolds de frottement de 395, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 3.1.

La première étape consiste à positionner précisément l'axe vertical de façon à ce que le zéro corresponde à la paroi supérieure. Un premier repérage en regardant l'image moyenne redressée situe la paroi aux alentours de $y = 21,5$ mm. Ensuite, la paroi correspond à la frontière entre les particules qui se trouvent dans la veine et leurs réflexions dans la plaque supérieure. En cherchant à superposer le profil de vitesse moyenne longitudinale avec sa réflexion dans la plaque supérieure, on localise la paroi à $y = 21,54$ mm. Enfin, le profil de la corrélation $\overline{u'v'}$ s'annule à la paroi à la position $y = 21,535$ mm. Cette dernière valeur est celle qui peut être déterminée le plus précisément, tout en étant cohérente avec les observations précédentes. C'est donc la méthode appliquée systématiquement pour positionner la paroi.

Dans le cas d'un plan de mesure couvrant la hauteur complète du canal plan, on peut positionner les deux parois haute et basse de cette manière. Comme attendu en configuration isotherme, le milieu du canal correspond alors exactement à l'endroit où le profil de la covariance $\overline{u'v'}$ change de signe. Dans le cas d'un plan de mesure couvrant la demi-hauteur supérieure du canal et où la paroi basse ne peut pas être positionnée, on utilise donc ce changement de signe de $\overline{u'v'}$ pour repérer le milieu du canal. Il faut noter qu'on obtient dans tous les cas des hauteurs de canal de 0,5 à 2 mm plus grandes que les 50 mm attendus. Des mesures de la hauteur de la veine et de l'épaisseur de la plaque, à l'aide d'une jauge et d'un comparateur, ont confirmé ces variations.

Une fois l'axe y correctement positionné, on interpole une droite sur le profil de $\overline{u'v'}(y)$ au centre du canal. Une question pratique se pose alors : combien de points doit-on prendre en compte pour cette interpolation ? En effet, augmenter le nombre de points utilisés écarte la droite interpolée du profil. On choisit alors d'adopter la méthode des moindres carrés, c'est-à-dire qu'on ajuste le nombre N de points de mesure utilisés de façon à minimiser la quantité :

$$\frac{\sum (\overline{u'v'}(y) - (ay + b))^2}{N} \quad (2.9)$$

Où a et b sont respectivement la pente et l'ordonnée à l'origine de la droite interpolée. La vitesse de frottement recherchée sera alors $\sqrt{a * h}$. Dans l'exemple du plan de mesure longitudinal à $Re_\tau = 395$ tracé à la figure 2.15, on utilise ainsi 40 points et la vitesse de frottement est $u_\tau = 0,279$ m/s. Pour cette série longitudinale uniquement, le plan de mesure est 1 mm trop court pour capturer le milieu du canal. Aussi le milieu du canal a été repéré par l'endroit où la droite d'interpolation coupe l'axe des abscisses.

2.3.2 En configuration anisotherme

Problématique et solutions envisagées

Lorsque le canal est chauffé asymétriquement, la vitesse de frottement varie de façon importante localement avec la température de paroi, et de façon dissymétrique entre les côtés supérieur et inférieur du canal. Pour pouvoir l'estimer, il faut donc utiliser des données près de la paroi et non plus au centre du canal. Par conséquent, la méthode de détermination de la vitesse de frottement par le profil de la covariance $\overline{u'v'}$ utilisée en configuration isotherme n'est plus applicable en configuration anisotherme.

On cherche alors à se baser sur la loi de paroi linéaire du profil de vitesse moyenne longitudinale (voir l'équation 1.14) : $U^+ = y^+$ pour $y^+ < 5$. Pour cela, il s'agit d'obtenir suffisamment de points de mesure dans la sous-couche visqueuse. Mais ce n'est pas une tâche aisée : on se situe dans une fine bande (< 1 mm) près de la paroi, où les gradients de vitesses sont importants. De plus, les réflexions à la paroi peuvent fortement perturber les mesures à cet endroit. La méthode SPIV classique sur des fenêtres d'analyse carrées de taille 24×24 px² ne permet pas d'obtenir des résultats suffisants pour cette application. Il n'est pas possible de diminuer davantage les tailles des fenêtres lorsqu'on utilise la méthode SPIV classique sous peine de voir augmenter de façon trop importante le nombre de vecteurs faux. En effet, si la fenêtre d'analyse est trop petite, le nombre de particules détectées devient trop faible et les pertes dans le plan sont plus fréquentes. Deux méthodes sont envisagées pour pallier cette difficulté.

La première méthode consiste à modifier la forme des fenêtres d'analyse plutôt que leur taille. Sur un plan de mesure transverse, la direction d'intérêt est la direction verticale y perpendiculaire aux parois, tandis que la direction transverse z est considérée comme une direction d'homogénéité. On utilise donc des fenêtres elliptiques allongées dans la direc-

tion transverse, et amincies dans la direction verticale. On peut ainsi augmenter le nombre de points de mesure dans la direction perpendiculaire aux parois tout en maintenant des fenêtres avec la même surface et donc la même quantité d'information. Le logiciel Davis nous permet un facteur 4 :1, c'est à dire des fenêtres de taille $8 \times 32 \text{ px}^2$.

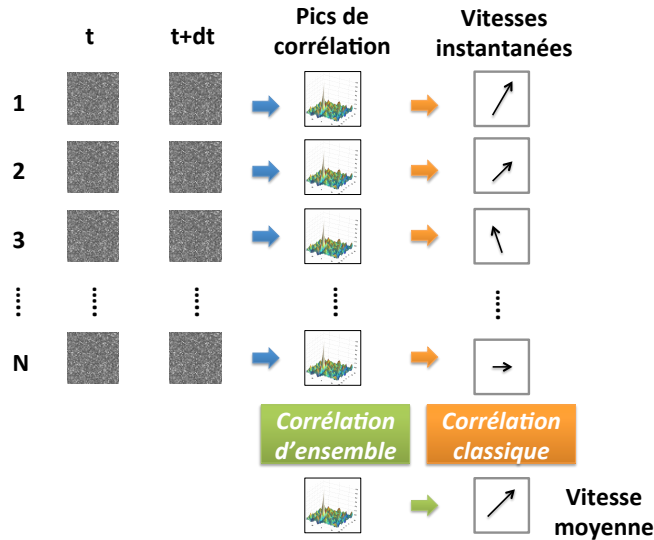


FIGURE 2.16 – Schéma de principe de la corrélation d'ensemble par rapport à la corrélation PIV classique

La seconde méthode consiste à traiter différemment les données SPIV en ayant recours à la corrélation d'ensemble. Le principe en est présenté à la figure 2.16. Quel que soit le type de corrélation, le point de départ est un set de N paires (quadruplets dans le cas stéréoscopique) d'images. Pour chaque paire d'images, on obtient un pic de corrélation sur chaque fenêtre d'analyse. Ce pic détermine le déplacement moyen des particules sur la fenêtre, et il correspond à la vitesse instantanée du fluide à cet endroit. Dans le cas de la corrélation classique, on moyenne ensuite ces vitesses instantanées sur les N paires d'images pour obtenir la vitesse moyenne.

Dans le cas de la corrélation d'ensemble, on réalise l'étape de moyennage plus tôt, et on moyenne directement les N pics de corrélation. On obtient alors un pic de corrélation moyen correspondant au déplacement le plus probable des particules sur la fenêtre et sur les N images (c'est-à-dire sur le temps), et donc à la vitesse moyenne.

L'intérêt majeur de la corrélation d'ensemble est que plus l'échantillon sera grand, mieux le pic de corrélation moyen se distinguera du bruit. Une fenêtre d'analyse contenant trop peu de particules avec beaucoup de pertes de particules dans et hors du plan amènera un pic de corrélation d'intensité comparable au bruit. Le risque est alors élevé de mal le détecter et d'aboutir à un vecteur faux. Grâce à l'étape de moyenne des pics, on augmente l'intensité du pic de corrélation tout en diminuant celle de bruit, car il est aléatoire et donc de moyenne statistique nulle. Par conséquent, on peut avec la corrélation d'ensemble atteindre des tailles de fenêtres plus petites, et ainsi une meilleure précision.

Le désavantage essentiel de cette méthode est qu'on y perd les vitesses instantanées et donc également les fluctuations de vitesses. Toute information sur la turbulence est masquée par le moyennage précoce des résultats. Ce n'est heureusement pas un obstacle pour la détermination de la vitesse de frottement car on s'intéresse alors proche paroi au profil de vitesse longitudinale moyenne.

Évaluation des méthodes en configuration isotherme

On souhaite évaluer précisément l'amélioration que peuvent apporter ces deux méthodes (fenêtres elliptiques et corrélation d'ensemble) à la détermination de la vitesse de frottement par le profil de vitesse moyenne longitudinale proche paroi. Pour cela, on les essaie tout d'abord en configuration isotherme, plus précisément dans le cas d'un plan de mesures en demi-canal et de direction longitudinale à $Re_\tau = 395$ dont les caractéristiques sont présentée dans le tableau 3.1. Il s'agit de l'exemple adopté au paragraphe 2.3.1 précédent dans le cas isotherme. On possède donc ici une valeur de référence pour la vitesse de frottement : $u_\tau = 0,279$ m/s, qui est celle déterminée par le profil de la covariance $\overline{u'v'}$ en milieu de canal.

Les images sont préalablement masquées de façon à ce que seule soit traitée une bande d'environ 1 mm de hauteur près de la paroi supérieure. On limite ainsi les temps de calculs qui sont déjà importants. On ne sait a priori pas quelle taille de fenêtres est atteignable par la corrélation d'ensemble. Aussi, on teste les différentes tailles proposées par le logiciel, de plus en plus fines : 32×32 px², 24×24 px², 16×16 px² puis 8×8 px². Il serait encore possible d'affiner en utilisant des fenêtres de taille 6×6 px², mais cela paraît déraisonnable au vu des temps de calcul. La corrélation d'ensemble sur des fenêtres de 8×8 px² demande en effet déjà une dizaine de jours de calcul sans interruption pour le set de 10 000 images. En ce qui concerne les fenêtres elliptiques, une unique taille de fenêtre a été testée : la fenêtre 16×16 px² avec un ratio 4 :1, c'est-à-dire une fenêtre 32×8 px². En effet, le logiciel utilisé ne permet pas de ratio plus important, et une fenêtre de taille 16×16 px² est déjà la limite en corrélation classique. Une autre idée envisagée était de combiner la corrélation d'ensemble avec des fenêtres elliptiques. Elle a été abandonnée en raison des temps de calcul trop importants pour un tel traitement.

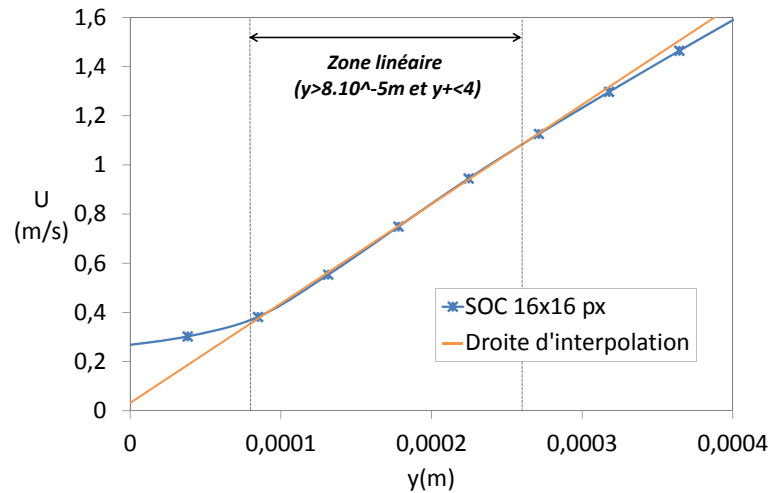


FIGURE 2.17 – Vitesse moyenne longitudinale proche paroi obtenue par corrélation d'ensemble sur des fenêtres d'analyse de taille 16×16 px² et sa droite d'interpolation $U = u_\tau^2/\nu y + \epsilon$

La figure 2.17 présente en guise d'exemple la vitesse moyenne longitudinale proche paroi obtenue par corrélation d'ensemble sur des fenêtres d'analyse de taille 16×16 px². La zone qui nous intéresse est délimitée : c'est la zone où l'on se situe suffisamment loin de la paroi pour que les points ne soient pas faussés par les réflexions ($y > 8.10^{-5}$ m) et suffisamment près de la paroi pour être dans la sous-couche visqueuse ($y^+ < 4$). C'est sur cette zone

qu'on interpole une droite dont la pente est $\frac{u_\tau^2}{\nu}$. Le premier point en dehors de la zone est à la limite du critère avec $y^+ = 4,2$ et il semble encore être dans la sous-couche visqueuse. Ce n'est cependant plus le cas dès le point suivant situé à $y^+ = 5$.

Par ailleurs, on peut remarquer sur cette figure qu'on a décidé de ne pas forcer la droite à passer par l'origine pour ne pas y ajouter l'imprécision sur la position de la paroi. En effet, un écart même réduit de la position de la paroi - $\epsilon = 8 \mu\text{m}$ soit $0,3 \text{ px}$ dans cet exemple - peut provoquer un écart de quelques % sur l'estimation de la vitesse de frottement.

Traitement	Corrélation d'ensemble				Corrélation classique
Fenêtre d'analyse (px)	32×32	24×24	16×16	8×8	32×8 (ellipses)
Nombre de points utilisés	2	2	4	7	7
Vitesse de frottement u_τ (m/s)	0,256	0,266	0,275	0,277	0,284
Écart à la référence	8,2%	4,7%	1,4%	0,7%	1,8%

TABLE 2.1 – Détermination de la vitesse de frottement : comparaison des méthodes

Le tableau 2.1 présente les résultats de ces interpolations linéaires sous la forme des vitesses de frottement obtenues pour les différentes méthodes et tailles de fenêtres. Ces vitesses sont comparées à la référence ($u_\tau = 0,279 \text{ m/s}$) obtenue à partir la zone linéaire du profil de la covariance $\overline{u'v'}$. Le nombre de points utilisés pour la droite d'interpolation augmente lorsque la hauteur de la fenêtre d'analyse diminue. Il faut noter qu'on utilise dans tous les cas un chevauchement de 75% (excepté le cas classique sur fenêtre carrée qui utilise un chevauchement de 50%). Ainsi, une taille de fenêtre d'analyse de 8 pixels correspond à un point de mesure tous les 2 pixels. On passe ainsi de 2 points de mesure utiles pour les grandes fenêtres à 7 points pour les plus fines. Comme on s'y attendait, cette augmentation du nombre de points utiles avec la diminution des tailles de fenêtres s'accompagne également d'une nette amélioration des résultats. En corrélation d'ensemble, on passe ainsi d'un écart de 8,2% avec les plus grandes fenêtres à 0,7% avec les fenêtres les plus petites testées. Malgré un même nombre de points, la corrélation classique avec fenêtres elliptiques donne un résultat un peu moins bon avec un écart de 1,8% à la valeur de référence.

La meilleure des méthodes testées ici est l'utilisation proche paroi de la corrélation d'ensemble avec des fenêtres d'analyse carrées de $8 \times 8 \text{ px}^2$. Elle est validée pour notre application, puisque, dans le cas isotherme, elle a permis de déterminer la vitesse de frottement avec un écart inférieur à 1% par rapport à la méthode classique basée sur le profil de $\overline{u'v'}$. C'est donc la méthode qu'on adoptera dans le cas anisotherme.

L'erreur commise sur la vitesse de frottement est difficile à estimer. On avait estimé à la partie 2.2.5 que l'erreur de biais sur la vitesse moyenne est de $0,01 \text{ px}$. On considère donc que l'erreur sur l'écart entre deux points successifs de vitesse moyenne $U_1 - U_2$ est de $0,02 \text{ px}$. L'erreur sur la dérivée dU/dy obtenue à partir de deux points de mesure est alors de 10%. On a cependant utilisé 7 points de mesure soit 6 couples de points successifs pour estimer dU/dy , ce qui réduit l'erreur à 4%. Cette erreur doit être divisée par deux pour $u_\tau = \sqrt{\nu dU/dy}$, soit finalement une erreur sur la vitesse de frottement de 2%.

2.4 Conclusion du chapitre 2

La soufflerie MEETIC est une soufflerie à veine ouverte adaptée à l'étude des écoulements de canal plan tels que ceux qui ont lieu au sein des récepteurs solaires pour centrale à tour. Elle a déjà permis de développer une géométrie interne au récepteur solaire innovante permettant l'intensification des transferts de chaleur entre la face du récepteur solaire irradiée par le flux concentré et le fluide de travail. Afin d'avancer sur cette voie prometteuse, une meilleure connaissance des phénomènes en jeu dans ce type d'écoulements turbulents et chauffés asymétriquement est indispensable. Dans ce but, la soufflerie MEETIC a été adaptée à l'étude des écoulements anisothermes par l'adjonction d'un panneau rayonnant qui en chauffe la paroi supérieure. Cela a entraîné quelques modifications précédemment décrites, notamment l'instrumentation supplémentaire en température et le changement du fluide de l'ensemencement PIV.

Par ailleurs, une nouvelle méthode a été testée en configuration isotherme afin de déterminer la vitesse de frottement à partir des données proche paroi. En ayant recours à la corrélation d'ensemble pour traiter les données SPIV, on améliore la précision des mesures de vitesses moyennes. On peut alors se fonder sur la zone linéaire du profil de vitesse moyenne longitudinale dans la sous-couche visqueuse pour estimer la vitesse de frottement. Testée dans le cas d'un plan longitudinal à $Re_\tau = 395$ en configuration isotherme, cette méthode a permis une estimation de la vitesse de frottement avec un écart de moins de 1% par rapport à la méthode classique basée sur le profil de la covariance $\overline{u'v'}$. L'application de cette méthode aux résultats en configuration anisotherme va permettre d'essayer de différencier des effets de niveau de turbulence d'autres mécanismes de couplage entre température et vitesse.

Les mesures expérimentales présentées ci-après sont exposées en deux temps : en configuration isotherme (chapitre 3) et en configuration anisotherme (chapitre 4).

Chapitre 3

Caractérisation de la soufflerie en écoulement de canal plan isotherme

L'adaptation de la soufflerie MEETIC à l'étude des écoulements anisothermes a eu pour conséquence plusieurs changements. Tout d'abord, l'ensemencement ayant été modifié, il était nécessaire de le régler et de vérifier à nouveau la qualité de l'installation. Une campagne de mesures a donc été menée aux trois nombres de Reynolds basés sur la vitesse de frottement : $Re_\tau = 395$, 950 et 2000. Les mesures sont d'abord réalisées sur la hauteur complète du canal afin de vérifier la symétrie de l'écoulement. Elles sont ensuite effectuées sur une demi-hauteur du canal pour améliorer la résolution. Ainsi, la résolution des mesures en canal complet à $Re_\tau = 950$ devrait être proche de celle des mesures en demi-canal à $Re_\tau = 2000$.

Par ailleurs, en configuration chauffée, l'écoulement ne sera pas indépendant de la direction longitudinale, la couche limite thermique se développant le long de la chauffe. Pour pouvoir moyenner les résultats sur le plan de mesure, on devra donc placer le plan en direction transverse. Or pour un tel plan, la composante de vitesse longitudinale est celle qui est obtenue par reconstruction stéréoscopique et de multiples effets peuvent impacter sa mesure. Afin d'évaluer la qualité des résultats dans ces conditions, les mesures en configuration isotherme seront prises à la fois sur des plans longitudinaux et transverses.

3.1 Caractéristiques des configurations

Les caractéristiques des huit séries de mesures réalisées dans un canal plan lisse isotherme sont récapitulées dans le tableau 3.1. Trois types de plans de mesures ont été utilisés. Tout d'abord, les caméras ont été placées de façon à capturer un plan transverse (yz) couvrant la totalité de la hauteur de la veine, au centre de celle-ci. Ces mesures ont été faites à deux nombres de Reynolds basés sur la vitesse de frottement $Re_\tau = 395$ et 950. 1000 quadruplets d'images (deux images par caméra) ont été prises pour chaque nombre de Reynolds. Le but de cette première série de mesures, outre de se familiariser avec la soufflerie, était d'évaluer la qualité de l'installation sous ensemencement à huile. La symétrie de l'écoulement est notamment vérifiée. Ces résultats sont présentés à la partie 3.2. Malheureusement, il est difficile d'augmenter davantage le débit dans ces conditions expérimentales tout en ayant une résolution suffisante près de la paroi. Afin d'améliorer d'un rapport deux la résolution spatiale, les caméras ont alors ensuite été placées de façon à capturer la demi-hauteur supérieure du canal. Une fois la symétrie de l'écoulement vérifiée, une moitié est suffisante pour le décrire. Ces mesures ont été réalisées à trois nombres de Reynolds : aux deux mêmes Re_τ , 395 et 950, et à un Re_τ supplémentaire, 2000. Ce dernier

Champ	Canal complet		Demi-canal					
Nombre d'images	1 000		10 000					
Direction	Transverse		Transverse			Longitudinale		
Re_τ visé	395	950	395	950	2000	395	950	2000
u_τ (m/s)	0,278	0,655	0,281	0,675	1,484	0,279	0,645	1,403
Re_τ réel	398,2	966,2	402,7	993,4	2240,9	395,9	933,8	2185
Résolution spatiale	5,5 ⁺	13 ⁺	2,8 ⁺	6,9 ⁺	15,1 ⁺	2,2 ⁺	5,1 ⁺	11,4 ⁺
$Re_b = \frac{U_b 2h}{\nu}$	14053	38615	13939	38653	87756	13727	37305	86751
U_c/U_b	1,145	1,135	1,152	1,142	1,134	1,145	1,133	1,139
$C_f = \frac{\rho u_\tau^2}{1/2 \rho U_b^2} (\times 10^{-3})$	6,47	4,95	6,80	5,43	5,04	6,47	4,95	4,55

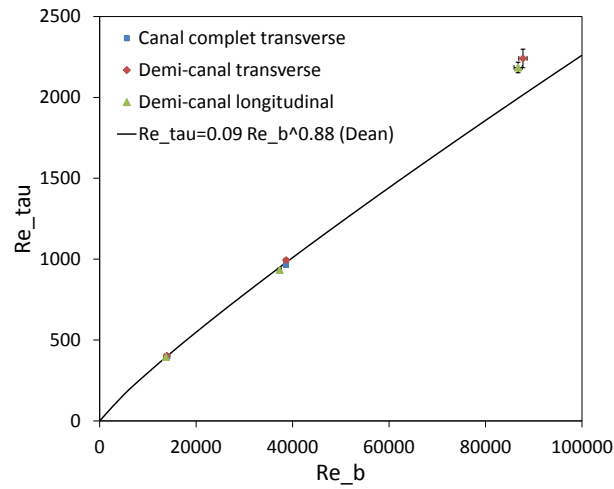
TABLE 3.1 – Caractéristiques des mesures de vitesses par SPIV en canal plan lisse isotherme

a été choisi comme environ le double de $Re_\tau = 950$. La résolution à $Re_\tau = 950$ sur un plan couvrant la totalité du canal devrait ainsi être équivalente à la résolution à $Re_\tau = 2000$ sur un plan couvrant la demi-hauteur du canal.

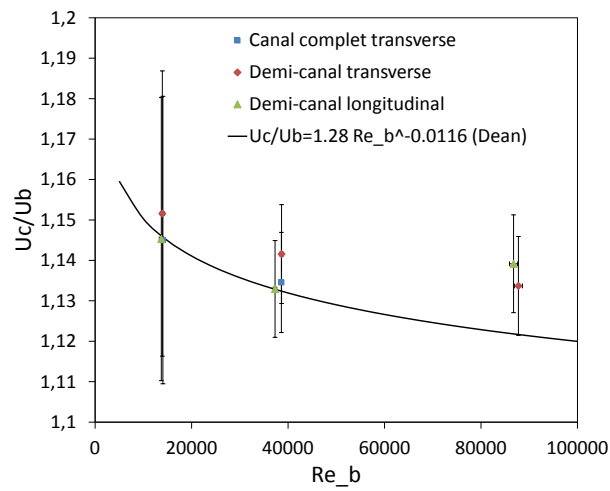
Les mesures sur un plan couvrant la moitié du canal ont été réalisés dans deux configurations : un plan transverse (yz) et un plan longitudinal (xy), au centre du canal. On s'attend à ce que le plan longitudinal donne de meilleurs résultats car la direction longitudinale est la direction majoritaire de déplacement des particules. Cependant, en configuration chauffée, la direction longitudinale n'est plus une direction d'homogénéité en raison du développement de couches limites thermiques à chaque paroi. Dans cette configuration, on devra donc utiliser un plan de mesure transverse de façon à pouvoir moyenner les résultats sur le plan. Or, dans le cas d'un plan de mesure transverse, la direction de l'écoulement est perpendiculaire au plan, augmentant ainsi le risque de perte de particules. L'effet majeur attendu est un effet de filtrage abaissant les mesures de vitesses, mais il peut exister d'autres effets parasites plus complexes à prévoir. Il est donc nécessaire d'étudier également cette configuration dans le cas isotherme.

Pour chacun de ces six cas (trois Re_τ et deux directions de plan de mesures), 10 000 quadruplets d'images ont été prises afin d'être assuré de la convergence des statistiques. On a ainsi obtenu une base de données sur une large gamme de nombre de Reynolds avec une même installation.

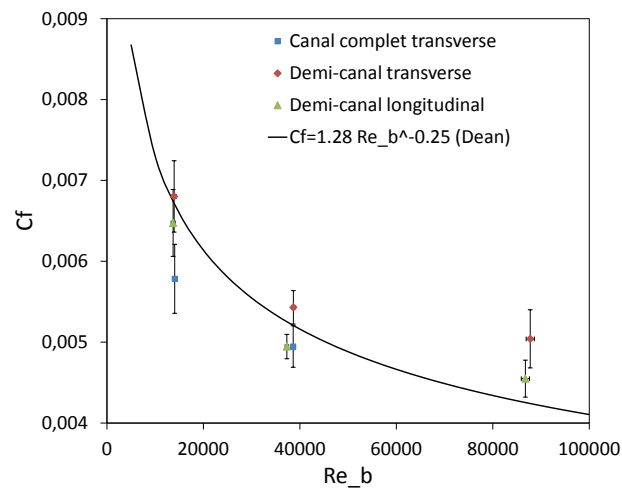
Le tableau 3.1 rappelle la configuration du plan de mesure et le nombre de quadruplets d'images enregistrées. La vitesse de frottement est estimée à partir du profil de la covariance $\overline{u'v'}$, en suivant la méthode présentée à la partie 2.3.1 du chapitre précédent. On en déduit le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement Re_τ réel, ainsi que la résolution spatiale des mesures en unité de paroi. On confirme ici l'intérêt de la stratégie du plan sur un demi-canal pour affiner la résolution. Le nombre de Reynolds moyen Re_b est basé sur la vitesse moyenne U_b déduite du débit mesuré par le débitmètre. Le tableau 3.1 présente enfin deux grandeurs caractéristiques sans dimension : le rapport U_c/U_b et le



(a) Nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement



(b) Rapport des vitesses longitudinales maximale et moyenne



(c) Coefficient de frottement

FIGURE 3.1 – Propriétés de l'écoulement en fonction de nombre de Reynolds moyen comparées aux corrélations de Dean [20]

coefficient de frottement C_f .

Figure 3.1, on compare Re_τ , C_f et U_c/U_b aux résultats obtenus par les corrélations de Dean [20] en fonction du nombre de Reynolds moyen Re_b . Les barres d'erreur tracées ici prennent en compte deux sources. La première est l'erreur de mesure de vitesse par SPIV estimée à 0,1 px, comme détaillé au paragraphe 2.2.5. La seconde est l'erreur de mesure de débit, et donc de vitesse moyenne U_b , qui est de 3% à $Re_\tau = 395$ et de 1% à $Re_\tau = 950$ et 2000 d'après le fabricant du débitmètre.

On observe une bonne cohérence des résultats à $Re_\tau = 395$ et 950. En revanche pour les champs à $Re_\tau = 2000$, on surestime les trois grandeurs par rapport aux corrélations. Les écarts entre Re_τ estimé à partir de $\overline{u'v'}$ et déduit de la corrélation atteignent 10%, ce qui suggère une surestimation de la vitesse de frottement du même ordre.

3.2 Symétrie de l'écoulement

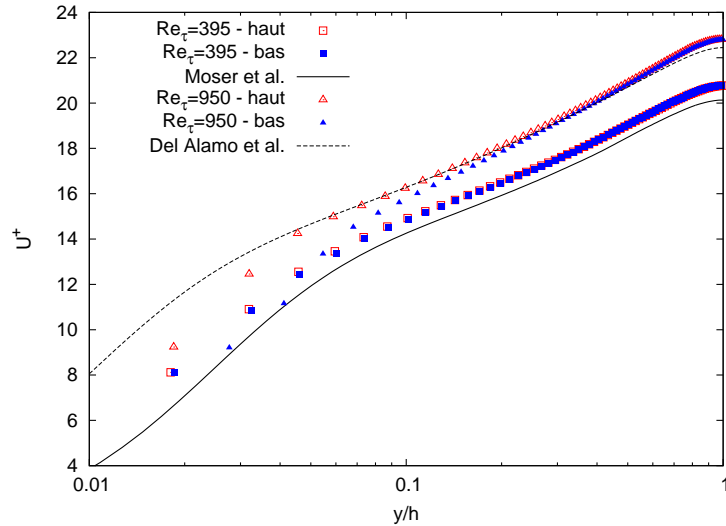
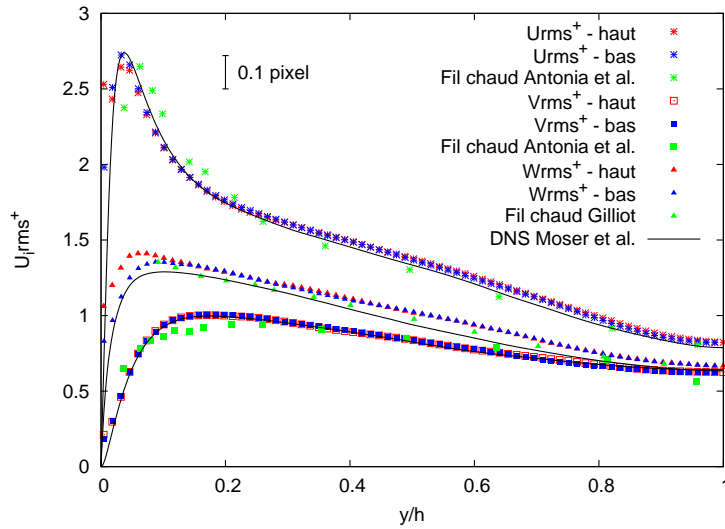


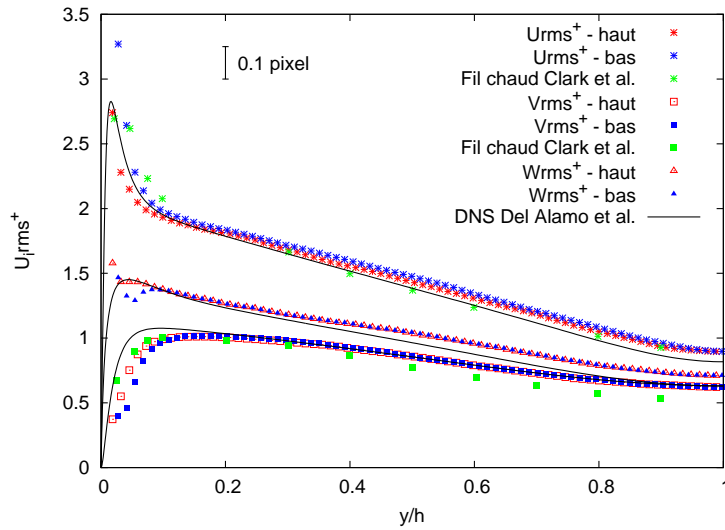
FIGURE 3.2 – Vitesse moyenne longitudinale sur chaque moitié du canal à deux nombres de Reynolds, adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ , et comparée aux résultats numériques de DNS de Moser et al. [56] et Del Alamo et al. [22]

La figure 3.2 présente la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement, à $Re_\tau = 395$ et 950. À $Re_\tau = 395$, les résultats sur chaque moitié de canal se superposent parfaitement, démontrant ainsi la bonne symétrie de l'écoulement moyen. Cette observation est confirmée à $Re_\tau = 950$ sur les neuf dixièmes centraux du canal. Les vitesses moyennes obtenues sur chaque moitié du canal s'écartent cependant l'une de l'autre près de la paroi. Il s'agit de la zone où les mesures sont les plus difficiles en raison de la présence de forts gradients de vitesse qui sont accentués à $Re_\tau = 950$ par rapport au $Re_\tau = 395$.

En outre, les vitesses obtenues expérimentalement sont comparées à des résultats numériques issus de la littérature [56, 22]. À $Re_\tau = 395$ la vitesse moyenne adimensionnée est surestimée par rapport aux résultats numériques. L'écart est constant le long du canal, ce qui suggère qu'une estimation imprécise de la vitesse de frottement est ici à mettre en cause. À $Re_\tau = 950$, la vitesse adimensionnée est sous-estimée près de chaque paroi jusqu'à un cinquième du canal, et légèrement surestimée dans le tiers central du canal par rapport aux résultats de simulations.



(a) $Re_\tau = 395$



(b) $Re_\tau = 950$

FIGURE 3.3 – Écart-types de vitesses sur chaque moitié du canal, adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ , et comparés à la littérature : DNS de Moser et al. [56] et Del Alamo et al. [22], mesures à fil chaud de Clark et al. [11], Antonia et al. [1] et Gilliot [30]

La figure 3.3 montre quant à elle les écarts-types de vitesses dans les trois directions pour ces deux nombres de Reynolds. Là encore on constate une bonne symétrie de l'écoulement turbulent quelque soit la direction et le nombre de Reynolds. Seul le pic de fluctuations de vitesses transverses semble moins bien capturé : on note un pic plus fort et plus proche de la paroi côté haut du canal que côté bas. On compare à nouveau les résultats obtenus à la littérature. Au nombre de Reynolds le plus faible, on capture bien les fluctuations de vitesses : les résultats sont même souvent plus proches des résultats numériques que ne le sont les mesures par fil chaud [11, 1, 30]. Les fluctuations de vitesses transverses sont cependant un peu surestimées, sans toutefois qu'on sorte de la barre d'erreur.

Au nombre de Reynolds plus élevé, la finesse des mesures proches paroi ne permet pas de capturer le pic de fluctuations des vitesses longitudinale et transverse. Il est nécessaire d'améliorer la résolution spatiale afin d'obtenir davantage de points plus près de la paroi. On capture cependant correctement ces fluctuations sur le reste du canal : elles sont un peu surestimées, mais restent dans la barre d'erreur. L'écart-type de vitesse verticale est fidèle aux résultats numériques sur les neuf dixièmes du canal. Le pic de fluctuations est sous-estimé par rapport à la littérature, suggérant un effet de filtrage sur les mesures lié aux forts gradients de vitesses dans cette zone.

3.3 Mesures en demi-canal

3.3.1 Homogénéité des résultats sur le plan de mesure transverse

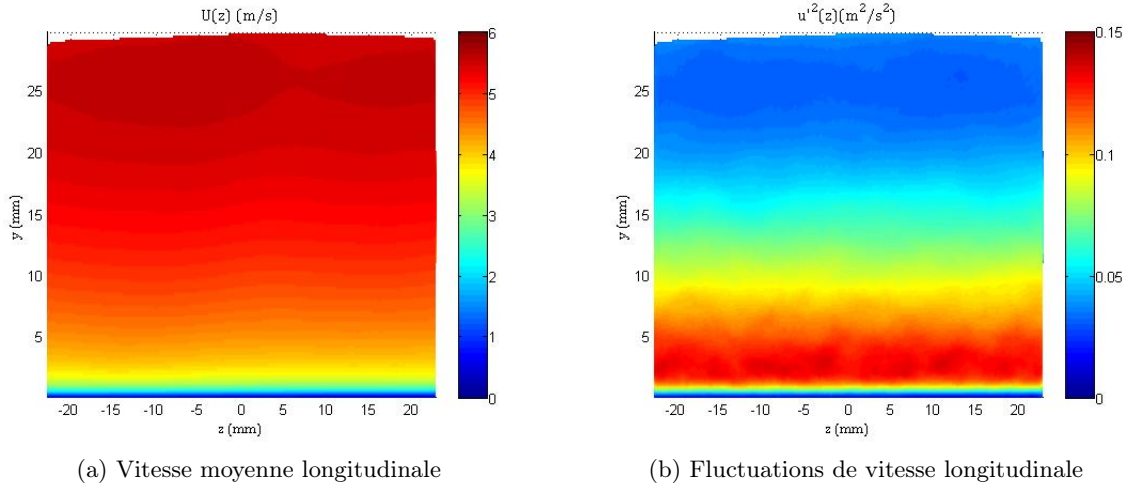


FIGURE 3.4 – Vitesse moyenne et fluctuations de vitesse longitudinale sur le plan de mesure transverse, en demi-canal, à $Re_\tau = 395$

La direction transverse est supposée être une direction d'homogénéité lorsqu'on se place au centre de la veine, suffisamment loin des parois latérales. Pour le vérifier, on présente figure 3.4 la vitesse moyenne longitudinale et les fluctuations de vitesse longitudinale. Ces grandeurs paraissent bien homogènes transversalement.

Pour observer plus finement les écarts à l'homogénéité, on trace figure 3.5 l'écart relatif de la vitesse moyenne longitudinale et des fluctuations de vitesse longitudinale par rapport à leur moyenne sur le plan de mesures transverse. La figure 3.5a montre que la vitesse moyenne longitudinale ne varie que de l'ordre de $\pm 1\%$ sur la plus grande partie du canal. Des variations plus importantes sont toutefois observées dans la zone plus complexe à

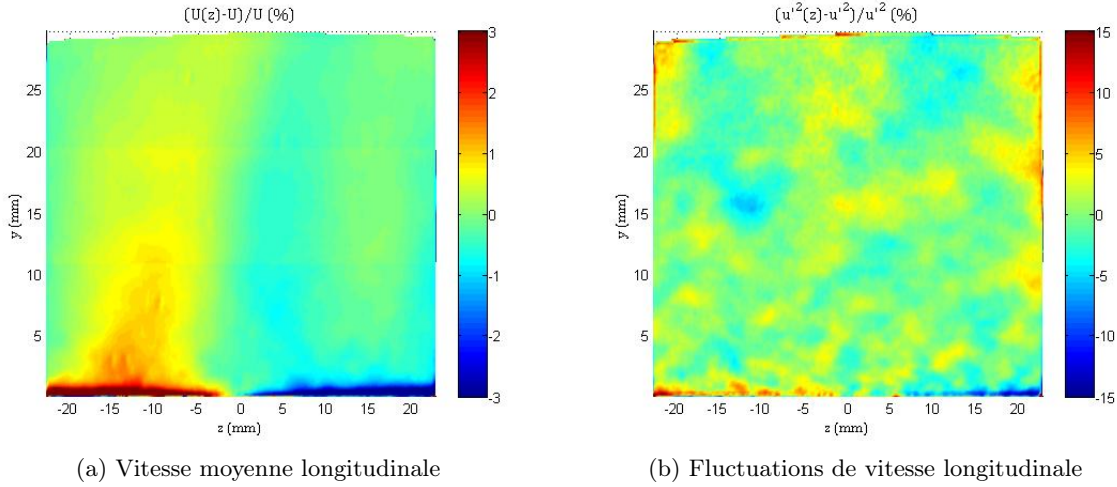


FIGURE 3.5 – Écart relatif de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesses longitudinales à leur moyenne sur le plan de mesure transverse, en demi-canal, à $Re_\tau = 395$

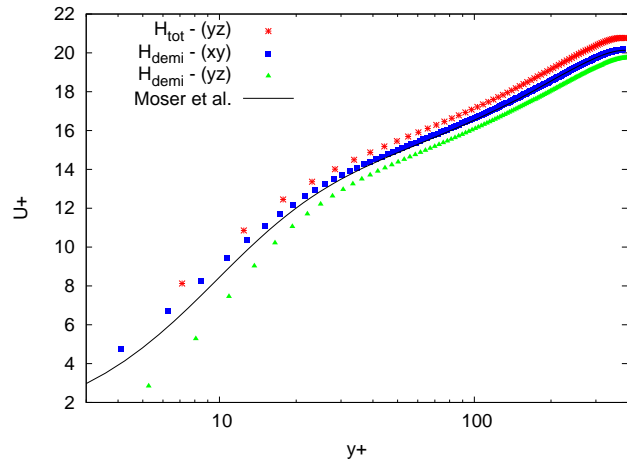
capturer près de la paroi ($y < 1$ mm). À cet endroit, la vitesse s'écarte de $+3\%$ sur une moitié du plan de mesure, et de -3% sur la seconde, ce qui suggère qu'une légère erreur de parallélisme subsiste entre le plan réel et le plan reconstruit.

Figures 3.5b, les fluctuations de vitesses longitudinales présentent des écarts à leur moyenne transversale plus importants : de l'ordre de $\pm 5\%$ sur l'ensemble du canal et de ± 10 à 15% près de la paroi. Les fluctuations de vitesses verticales et transverses ne sont pas montrées ici car elles présentent des écarts à leur moyenne sur le plan très similaires, aussi bien en termes d'intensité que de répartition spatiale. Les écarts à la moyenne transverse sont répartis de façon apparemment aléatoire sur la surface, confirmant l'intérêt de moyenner spatialement les résultats afin d'en améliorer la convergence. Ici encore cependant la zone proche paroi fait exception avec des écarts plus importants, positifs sur une moitié du plan et négatifs sur l'autre. En effet, une fluctuation de vitesse étant calculée comme la différence entre vitesse instantanée et vitesse moyenne en un point de l'écoulement, une erreur sur la vitesse moyenne se répercute nécessairement sur les fluctuations de vitesse.

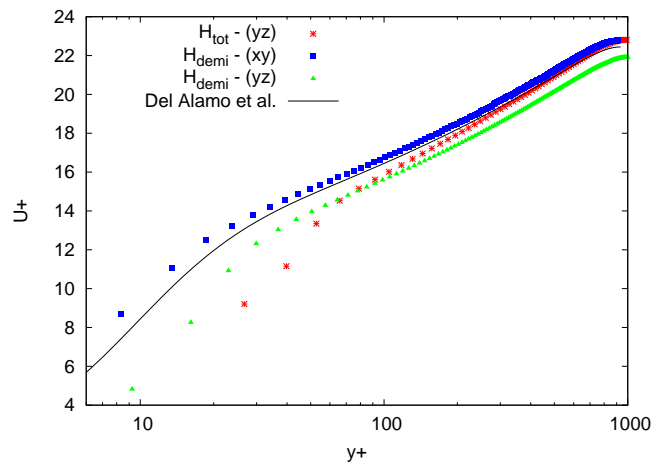
3.3.2 Profils de vitesses moyennes et fluctuantes

L'écoulement étant symétrique comme attendu, on s'intéresse désormais à des plans de mesure qui couvrent environ la moitié du canal en hauteur. Afin d'obtenir une bonne convergence des statistiques, 10 000 champs sont pris pour chaque configuration. On se place d'abord en position transverse (yz) comme précédemment, puis en position longitudinale (xy). En position longitudinale, la direction principale de l'écoulement est dans le plan de mesure. Ceci permet de diminuer le nombre de particules perdues hors-champ, améliorant ainsi la qualité des mesures. Pour prendre ces champs, la configuration du banc a été légèrement modifiée de façon à placer les deux caméras du même côté de la veine. En effet, les deux caméras voient ainsi le même côté du plan de mesure, ce qui évite des problèmes à la calibration.

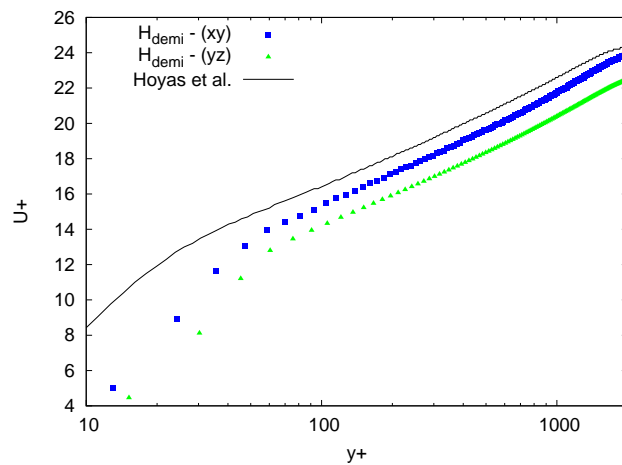
La figure 3.6 présente la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée dans les huit configurations, et comparée à des données numériques issues de la littérature. La mention H_{tot} correspond à un plan de mesure sur la hauteur complète du canal tandis que H_{demi} corres-



(a) $Re_\tau = 395$



(b) $Re_\tau = 950$



(c) $Re_\tau = 2000$

FIGURE 3.6 – Vitesse moyenne longitudinale obtenue sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement, adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ , et comparée à la littérature : DNS de Moser et al. [56], Del Alamo et al. [22], et Hoyas et al. [34]

pond à la moitié du canal. Les plans de mesure dans la direction transverse sont nommés (yz), tandis que les longitudinaux sont (xy).

Les mesures faites sur un plan longitudinal donnent de bons résultats à $Re_\tau = 395$ et 950 . Dans ces deux cas, la vitesse moyenne concorde bien avec les résultats numériques hormis une légère surestimation proche paroi. En revanche, les mesures réalisées sur un plan transverse présentent une sous-estimation importante de la vitesse moyenne adimensionnée, qui augmente avec le nombre de Reynolds. Dans le cas le plus difficile du $Re_\tau = 2000$, la vitesse adimensionnée est sous-estimée par rapport à la DNS quelque soit la direction du plan de mesure, bien que dans des proportions moindres dans le cas transverse que dans le cas longitudinal.

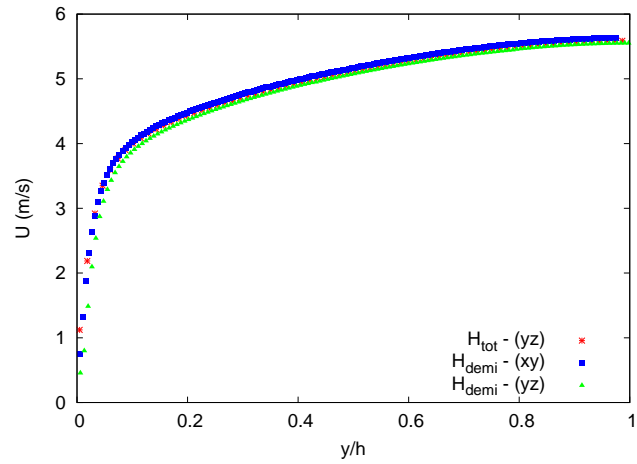
Deux origines peuvent être envisagées aux écarts observés entre les mesures faites sur un plan transverse ou longitudinal. D'une part, les mesures de vitesses elles-mêmes peuvent être sous-estimées dans le cas transverse en raison par exemple d'un effet de filtrage. D'autre part, la vitesse de frottement dans le cas transverse peut être surestimée. Afin de distinguer l'apport de ces deux possibilités aux résultats, on trace figure 3.7 les vitesses longitudinales obtenues sans adimensionnement.

La figure 3.7 montre une bonne concordance de la vitesse moyenne longitudinale non adimensionnée entre les différentes configurations de plan de mesure. On remarque des écarts entre le plan transverse et le plan longitudinal de moins de 2% à $Re_\tau = 395$, de moins de 1% à $Re_\tau = 950$, et une excellente superposition à $Re_\tau = 2000$. Ces disparités ne sont probablement pas dues aux erreurs de mesures de vitesses elles-mêmes, puisqu'elles devraient au contraire augmenter avec le nombre de Reynolds. On les attribue plutôt au réglage du débit dont la précision augmente avec le débit. Le fabricant du débitmètre annonce ainsi une précision de mesure de 3% au débit correspondant à $Re_\tau = 395$, et de 1% pour les deux débits plus élevés à $Re_\tau = 950$ et 2000 .

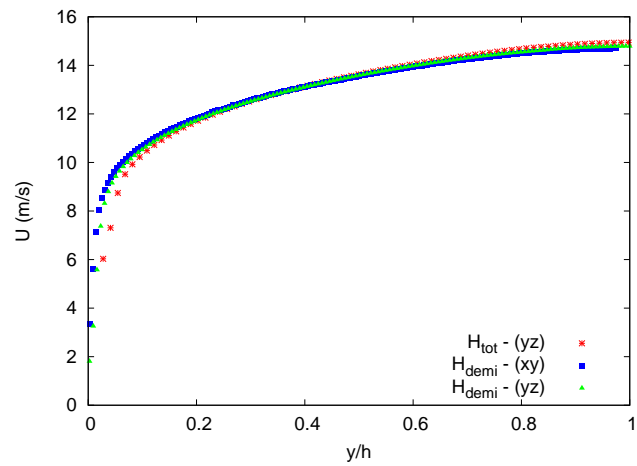
L'hypothèse d'une sous-estimation des profils de vitesses liée à un effet de filtrage en configuration de plan transverse peut donc être écartée en ce qui concerne la vitesse moyenne. C'est également le cas en ce qui concerne les écarts-types de vitesses, tracés figure 3.8. Au contraire, les écarts-types de vitesses obtenus sur un plan transverse ont tendance à être plus élevés que ceux obtenus sur un plan longitudinal. Cette tendance s'accroît lorsque le nombre de Reynolds augmente, sans toutefois sortir de la barre d'erreur. En outre, le pic de fluctuations est localisé plus loin de la paroi lorsque les mesures sont faites sur un plan transverse.

On ne connaît pas précisément l'origine de ces écarts : il semble exister des effets parasites complexes qui sont peut être dus à l'épaisseur de la nappe laser, plus importante en configuration de plan transverse afin de limiter la perte de particules hors-champ. Pour explorer cette hypothèse et améliorer la qualité des mesures, il serait intéressant de séparer et d'affiner les nappes de chaque laser tel que conseillé par Foucaut et al. [26] pour un tel plan perpendiculaire à l'écoulement. Cela nécessiterait toutefois une adaptation du dispositif existant à la soufflerie MEETIC, car il n'est pas possible en l'état de régler suffisamment finement la distance entre les deux nappes.

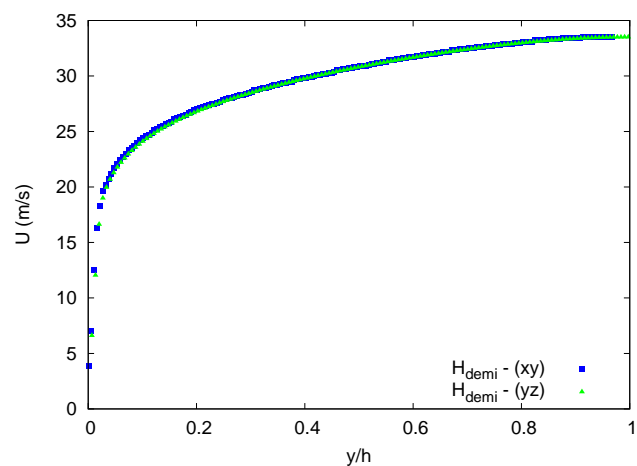
Les disparités entre les écarts-types de vitesse obtenus sur un plan transverse ou longitudinal sont faibles et elles restent dans la gamme des erreurs de mesure, même au plus grand Re_τ de 2000. Cependant, elles ont un impact important sur les profils de la covariance $\overline{u'v'}$, comme on peut le voir figure 3.9. Le pic de $\overline{u'v'}$ est ainsi de 15 à 20% plus grand lorsque les mesures sont faites sur un plan transverse par rapport à un plan longitudinal. La zone linéaire du profil présente de ce fait une pente plus importante en configuration transverse. Or, c'est cette pente qui a été utilisée pour estimer la vitesse de frottement, selon la méthode présentée à la partie 2.3.1.



(a) $Re_\tau = 395$

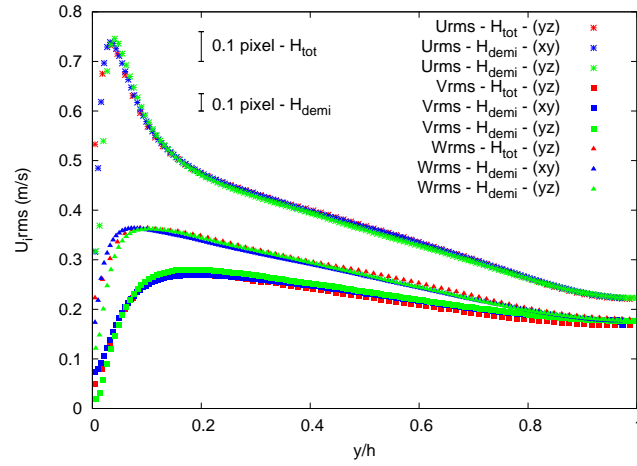


(b) $Re_\tau = 950$

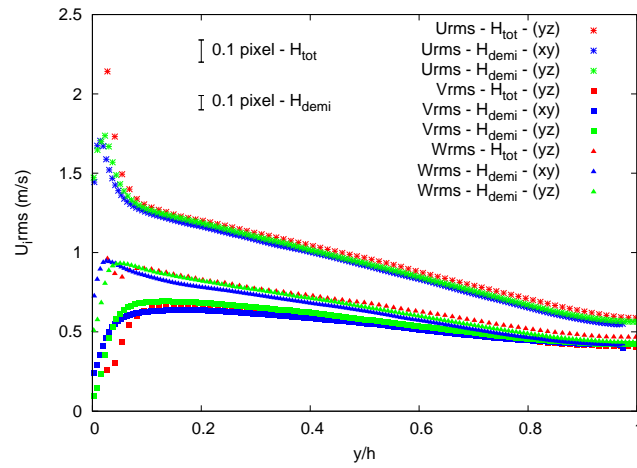


(c) $Re_\tau = 2000$

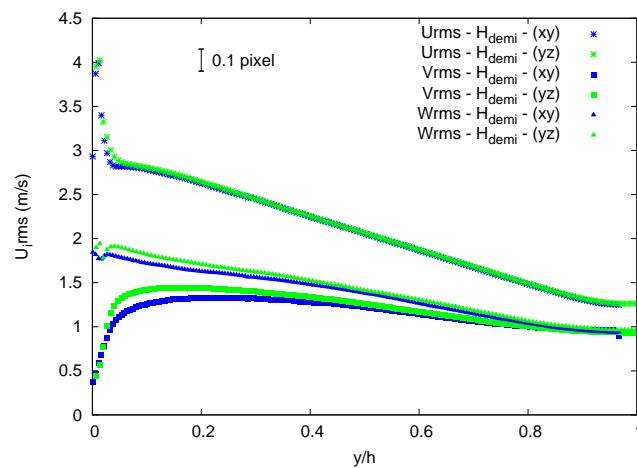
FIGURE 3.7 – Vitesse moyenne longitudinale obtenue sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement



(a) $Re_\tau = 395$

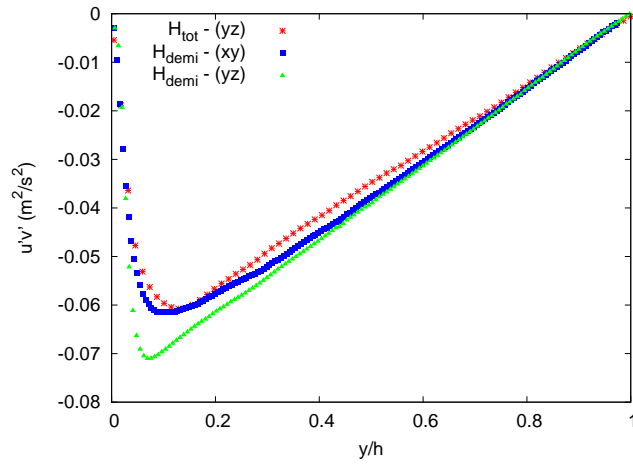


(b) $Re_\tau = 950$

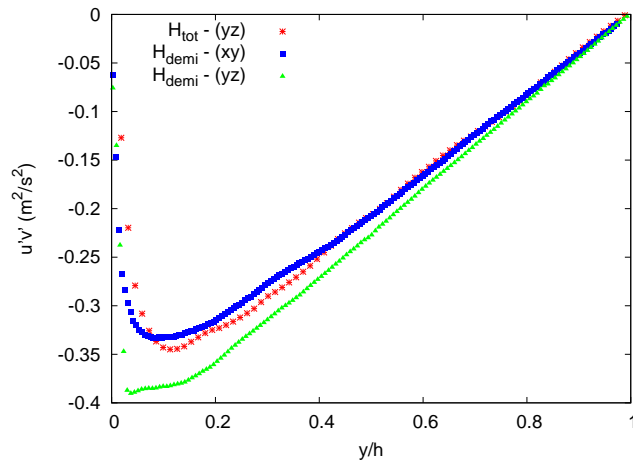


(c) $Re_\tau = 2000$

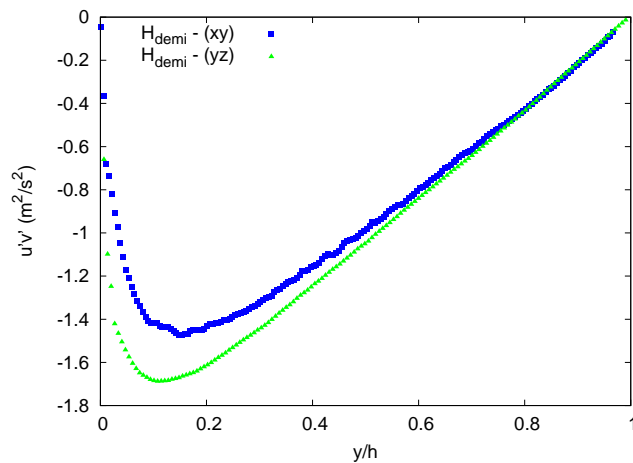
FIGURE 3.8 – Écart-types de vitesses obtenus sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement



(a) $Re_\tau = 395$

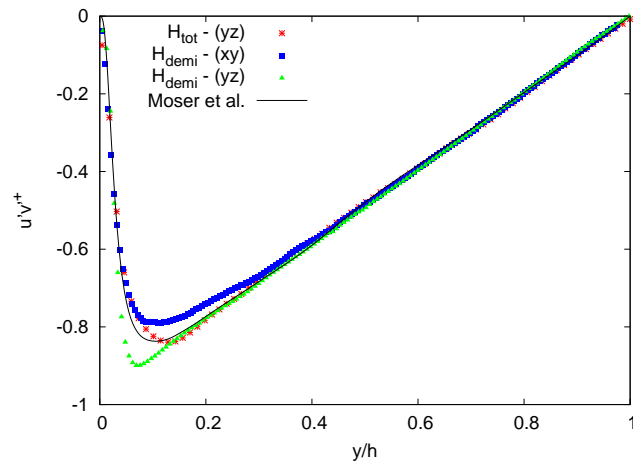


(b) $Re_\tau = 950$

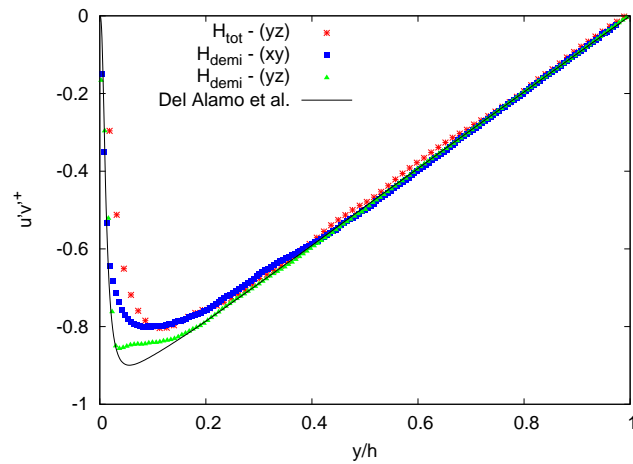


(c) $Re_\tau = 2000$

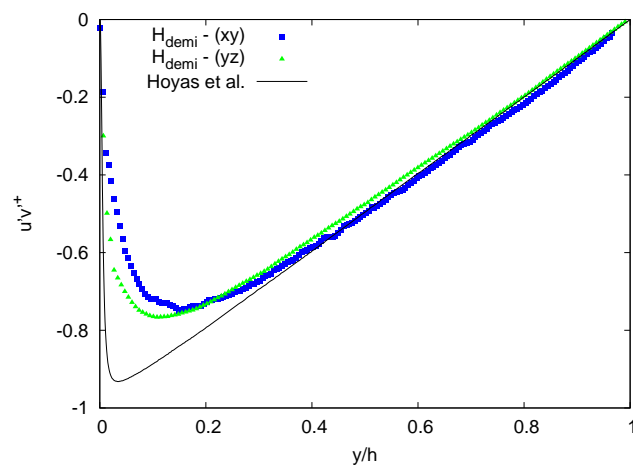
FIGURE 3.9 – Covariance $\overline{u'v'}$ obtenue sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement



(a) $Re_\tau = 395$



(b) $Re_\tau = 950$



(c) $Re_\tau = 2000$

FIGURE 3.10 – Covariance $\overline{u'v'^+}$ obtenue sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement, adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ , et comparée aux résultats numériques de DNS de Moser et al. [56], Del Alamo et al. [22], et Hoyas et al. [34]

La covariance adimensionnée $\overline{u'v'^+}$, tracée figure 3.10, met bien en évidence le rôle de cette pente : la vitesse de frottement est déterminée de façon à ce que les profils de $\overline{u'v'^+}$ soient confondus avec la droite $y/h - 1$ en milieu de canal. Si la pente de $\overline{u'v'}$ est plus importante, l'estimation de la vitesse de frottement sera plus élevée. C'est donc ce qui explique la surestimation de la vitesse de frottement en configuration transverse. En ajustant la vitesse de frottement de façon à recoller les profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée à la littérature, on évalue cette surestimation à 1% à $Re_\tau = 395$, 3% à $Re_\tau = 950$, et 7% à $Re_\tau = 2000$.

Le pic de la covariance quant à lui paraît d'autant plus difficile à capturer que le nombre de Reynolds est élevé. Outre la surestimation de la vitesse de frottement déjà soulignée, on peut y voir un effet de filtrage lié à la moins bonne résolution des mesures à haut nombre de Reynolds. Une remarque similaire peut être faite concernant les pics des écarts-types de vitesse adimensionnés présentés figure 3.11. Ainsi, les pics sont plutôt bien capturés à $Re_\tau = 395$. À $Re_\tau = 950$, les pics de fluctuations sont correctement capturés sur un plan couvrant la demi-hauteur du canal, mais pas sur un plan couvrant la hauteur complète. Ils ne sont pas non plus capturés à $Re_\tau = 2000$, dont la résolution est justement similaire à celle des mesures en canal complet à $Re_\tau = 950$.

Ces différentes mesures nous permettent d'évaluer les limites de l'installation qu'il faudra prendre en compte lors de l'analyse des résultats en configuration anisotherme. Dans cette configuration, étant donné l'asymétrie de la chauffe et la perte de la direction d'homogénéité longitudinale, on devra réaliser les mesures sur des plans transverses et couvrant la hauteur totale du canal. Les bons résultats dans cette configuration à $Re_\tau = 395$ sont encourageants. À $Re_\tau = 950$, les résultats sont également prometteurs même s'il paraît difficile de capturer les pics de fluctuations proche paroi. En revanche, il semble hors de portée d'étudier un nombre de Reynolds plus élevé dans cette configuration. Par ailleurs, une attention particulière devra être portée à l'estimation de la vitesse de frottement.

3.3.3 Méthode alternative d'estimation de la vitesse de frottement

On a développé à la partie 2.3.2 une nouvelle méthode de détermination de la vitesse de frottement à partir du profil linéaire de la vitesse moyenne longitudinale dans la sous-couche visqueuse proche paroi. On s'est appuyé pour cela sur des traitements de type corrélation d'ensemble permettant d'affiner le nombre de points de mesure dans la zone d'intérêt. Cette méthode a été testée dans le cas le plus favorable des mesures réalisées en configuration isotherme sur un plan longitudinal couvrant la moitié de la hauteur du canal à $Re_\tau = 395$. On a obtenu un écart inférieur au % sur l'estimation de la vitesse de frottement par rapport à la méthode classique basée sur le profil de $\overline{u'v'}$ au centre du canal. La motivation première de ce travail était de disposer d'une méthode d'estimation de la vitesse de frottement adaptée au cas du canal chauffé asymétriquement. Cependant, on a observé ci-dessus que la méthode d'estimation classique basée sur $\overline{u'v'}$ ne donne pas de bons résultats sur les mesures réalisées en configuration isotherme sur un plan transverse à l'écoulement. Comme il s'agit du type de plan qu'on utilisera en configuration anisotherme, il est essentiel de vérifier l'impact de l'orientation du plan de mesure sur la nouvelle méthode basée sur le profil de u dans la sous-couche visqueuse. Pour cela, on a appliqué le traitement par corrélation d'ensemble proche paroi sur un plan transverse en demi-canal à $Re_\tau = 395$. De plus, on a ici utilisé 3000 quadruplets d'images seulement, car c'est le nombre d'images qui sera enregistré en configuration chauffée.

La vitesse longitudinale obtenue par corrélation d'ensemble sur les deux types de plan est présentée figure 3.12. On observe une très bonne concordance des deux profils. La vitesse de frottement obtenue par interpolation d'une droite sur la zone linéaire est de 0,276 m/s dans

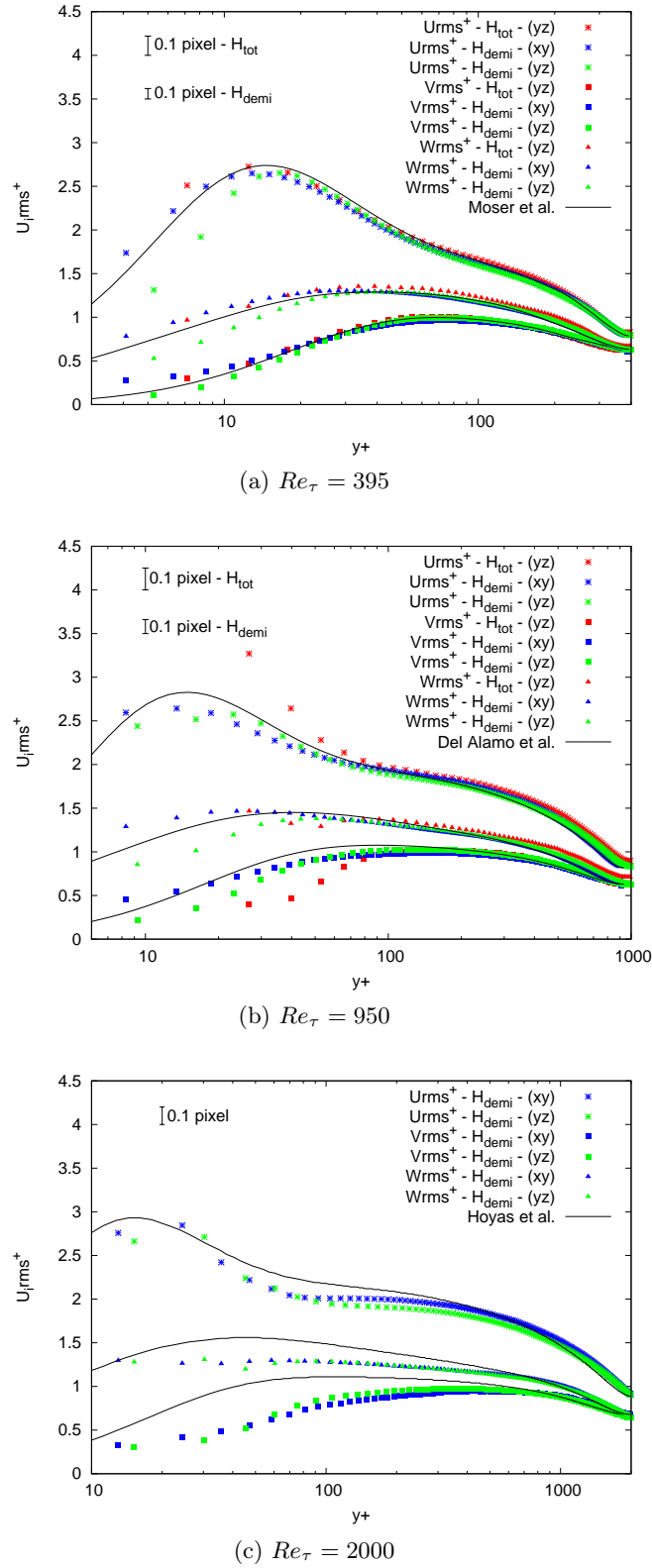


FIGURE 3.11 – Écart-types de vitesses obtenus sur des plans de mesures couvrant la hauteur totale du canal (H_{tot}) ou la demi-hauteur (H_{demi}), transverses (yz) ou longitudinaux (xy) à l'écoulement, adimensionnés par la vitesse de frottement u_τ , et comparés à la littérature : DNS de Moser et al. [56], Del Alamo et al. [22], et Hoyas et al. [34]

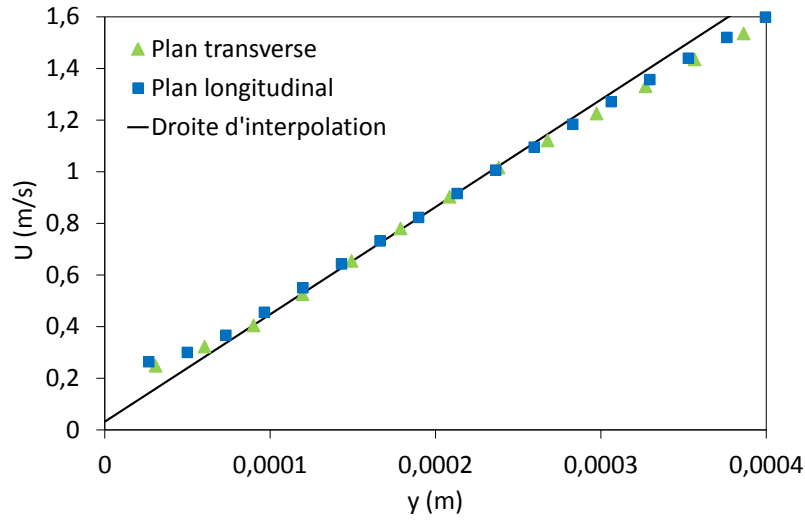


FIGURE 3.12 – Vitesse moyenne proche paroi obtenue par corrélation d'ensemble sur un plan transverse et longitudinal à $Re_\tau = 395$, et droite d'interpolation $U = u_\tau^2/\nu y + \epsilon$

le cas du plan transverse, lorsqu'elle était de 0,277 m/s dans le cas du plan longitudinal. Il paraît toutefois cohérent que la vitesse de frottement soit légèrement plus faible dans le cas transverse, car la vitesse moyenne l'est également (voir figure 3.7a). Par comparaison, on avait obtenu une vitesse de frottement de 0,281 m/s (voir tableau 3.1) dans le cas du plan transverse par la méthode classique basée sur le profil de $\overline{u'v'}$.

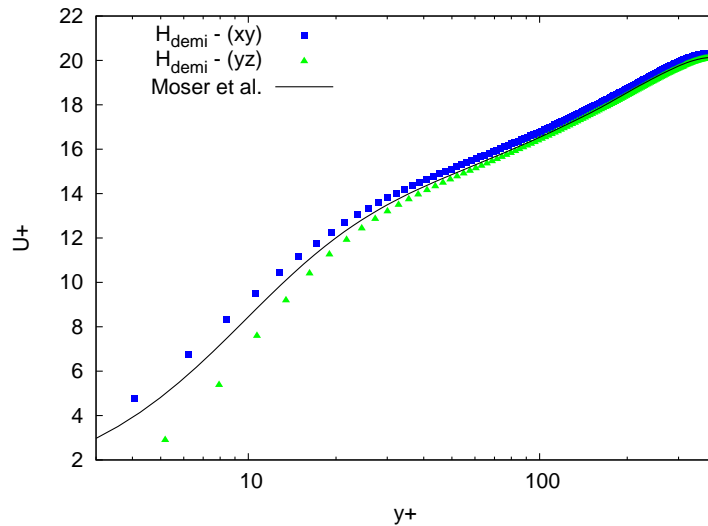


FIGURE 3.13 – Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement obtenue par la méthode de la sous-couche visqueuse, à $Re_\tau = 395$ et comparée à la DNS de Moser et al. [56]

La figure 3.13 peut être comparée à la figure 3.6a : elles présentent toutes deux la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée, l'une par la vitesse de frottement obtenue par la méthode classique basée sur le profil de $\overline{u'v'}$ au centre du canal (figure 3.6a), l'autre par la vitesse de frottement obtenue par la méthode basée sur le profil de U proche paroi (figure 3.13). On confirme ici que la cause essentielle des écarts du profil de vitesse à la littérature dans le cas d'un plan transverse était la surestimation de la vitesse de frottement. La

méthode de traitement par corrélation d'ensemble proche paroi aboutit à une vitesse de frottement permettant de faire coïncider le profil de vitesse à la littérature au centre du canal. Des écarts demeurent toutefois dans la zone proche paroi, pour $y^+ < 20$.

3.4 Conclusion du chapitre 3

Les travaux présentés dans ce chapitre sont issus de mesures de vitesses réalisées à la soufflerie MEETIC par SPIV dans un écoulement de canal plan turbulent lisse en configuration isotherme aux trois nombres de Reynolds basés sur la vitesse de frottement $Re_\tau = 395, 950$ et 2000 . L'objectif était de valider la qualité des mesures et d'en repérer les limites afin de préparer une campagne de mesures similaire mais en configuration anisotherme dont les résultats sont présentés au chapitre 4 qui suit.

En premier lieu, des plans de mesure couvrant la hauteur complète du canal ont confirmé la bonne symétrie de l'écoulement de canal plan étudié. Des mesures sur un plan couvrant la moitié de la hauteur du canal ont ensuite été réalisées sur un plan longitudinal ou transverse. Lorsque le plan de mesure a une direction longitudinale, les mesures sont en bon accord à la littérature à $Re_\tau = 395$ et 950 . En revanche à $Re_\tau = 2000$, la moins bonne résolution spatiale ne permet pas de capturer les vitesses de façon satisfaisante. On n'étudiera donc pas ce nombre de Reynolds en configuration chauffée.

Lorsque le plan de mesure est transverse, les fluctuations de vitesses sont légèrement surestimées, ce qui entraîne une surestimation de la vitesse de frottement lorsqu'elle est obtenue par la méthode classique basée sur le profil linéaire de $\overline{u'v'}$ au centre du canal. Toutefois, ce problème est résolu lorsqu'on obtient la vitesse de frottement en se basant sur le profil linéaire de U proche paroi par la méthode détaillée au chapitre 2 précédent. On a développé cette nouvelle méthode pour s'adapter aux spécificités de la configuration chauffée. En l'appliquant à la configuration isotherme, on obtient finalement une bonne concordance de la vitesse moyenne adimensionnée à la littérature, y compris sur un plan transverse.

Chapitre 4

Étude expérimentale d'un écoulement de canal plan chauffé asymétriquement

Après avoir présenté l'installation expérimentale au chapitre 2 et les mesures préparatoires en configuration isotherme au chapitre 3, on s'intéresse désormais plus spécifiquement aux écoulements de canal plan turbulents chauffés asymétriquement. On cherche à mieux comprendre ce type d'écoulements complexes. Pour cela, une campagne de mesures de vitesses a été menée dans un écoulement de canal plan à Re_τ avant chauffe de 395. La paroi supérieure avait une température de l'ordre de 300°C , ce qui échauffait la paroi inférieure d'une centaine de degrés. L'effet de ce chauffage sur les statistiques de la turbulence est examiné.

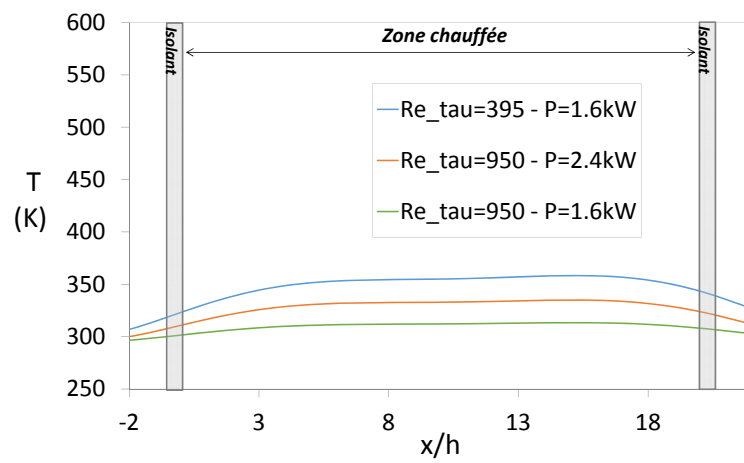
On explore ensuite l'impact des niveaux de turbulence et de températures sur les modifications observées. Dans ce but, de nouvelles mesures ont été effectuées à un Re_τ avant chauffe plus élevé (950) sous deux types de chauffe : à même flux, puis à même niveau de température que la première série de mesures.

4.1 Caractéristiques des configurations

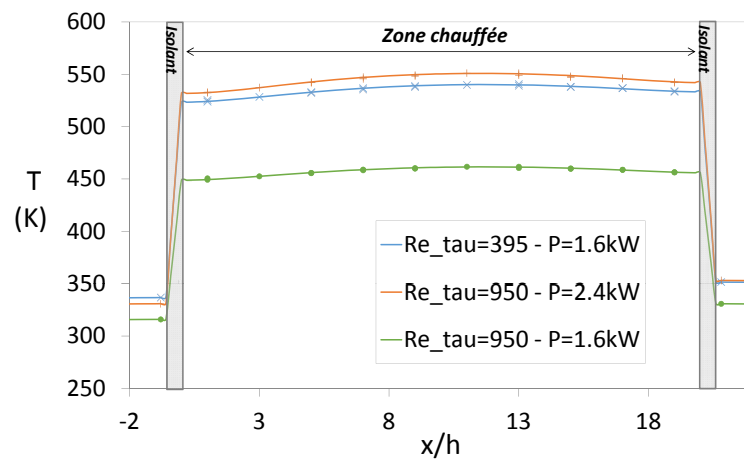
Trois séries de mesures ont été réalisées. Toutes les mesures ont été effectuées sur un plan transverse à l'écoulement couvrant la hauteur complète de la veine, au milieu du canal, et à différentes positions longitudinales réparties le long de l'écoulement. Pour chaque position, 3000 quadruplets d'images ont été capturés. Pour chaque série de mesures, 6 plans de mesures sont réalisés à des positions réparties tous les 10 mm entre le début de la plaque d'étude chauffée, $x/h = 0$, et sa fin, $x/h = 20$. Une seule calibration a été effectuée, celle-ci étant corrigée pour chaque position par une auto-calibration.

Pour la première série de mesures, le débit est réglé avant la chauffe de façon à correspondre à un nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement $Re_\tau = 395$ à froid (Re_τ variant ensuite avec la température). La puissance du panneau rayonnant est réglé à 30% de sa valeur maximale soit 1,6 kW, ce qui correspondrait à un flux de 13 kW/m^2 s'il n'y avait pas de pertes.

Pour les deux séries de mesures suivantes, on augmente le débit avant chauffe pour atteindre un Re_τ à froid de 950. Ces deux séries diffèrent par leur niveau de chauffe. Tandis que pour l'une, la puissance du panneau rayonnant est maintenue à 1,6 kW de façon à avoir un même niveau de flux, pour l'autre la puissance est augmentée de moitié afin d'atteindre un même



(a) Paroi inférieure



(b) Paroi supérieure

FIGURE 4.1 – Températures de paroi pour les trois séries de mesures

niveau de température que précédemment. La puissance du panneau rayonnant atteint alors 2,4 kW soit un flux sans pertes de 20 kW/m². Par comparaison, cela correspond à 20 soleils tandis que le facteur de concentration d'une centrale à tour peut atteindre 1000. En même temps que les mesures de vitesses, les températures ont été mesurées aux deux parois. Elles sont présentées figure 4.1. Sur ces figures, ainsi que toutes celles qui suivront, l'origine de la position longitudinale x est prise au début de la zone chauffée. La plaque d'étude chauffée est entourée de baguettes isolantes en céramique, dont la position est représentée sur les figures par des zones grises. A la paroi supérieure, les températures sont mesurées par thermocouples tandis que les températures à la paroi inférieure sont mesurées par un pyromètre. L'allure générale des courbes est identique pour les trois séries : à la paroi haute, un profil bombé dans la zone chauffée avec une brusque chute de température avant et après les isolants, à la paroi basse un profil plus continu bien qu'également bombé sous la zone chauffée.

À même puissance du panneau rayonnant de 1,6 kW, l'augmentation du Re_τ de 395 à 950 a fait chuter les températures à la paroi haute de 540 K à 450 K environ, et à la paroi basse de 350 K à 300 K. On comprend aisément qu'un plus fort débit d'air refroidit davantage les parois. En conservant le Re_τ de 950 et en augmentant de moitié la puissance du panneau rayonnant, on atteint des températures de la paroi haute d'environ 550 K. Bien qu'on ait ainsi un niveau de température de la paroi haute semblable à celui au Re_τ de 395 et même un peu supérieur de 10 K, la paroi basse à 330 K reste plus froide d'une vingtaine de degrés.

4.2 Mesures de flux

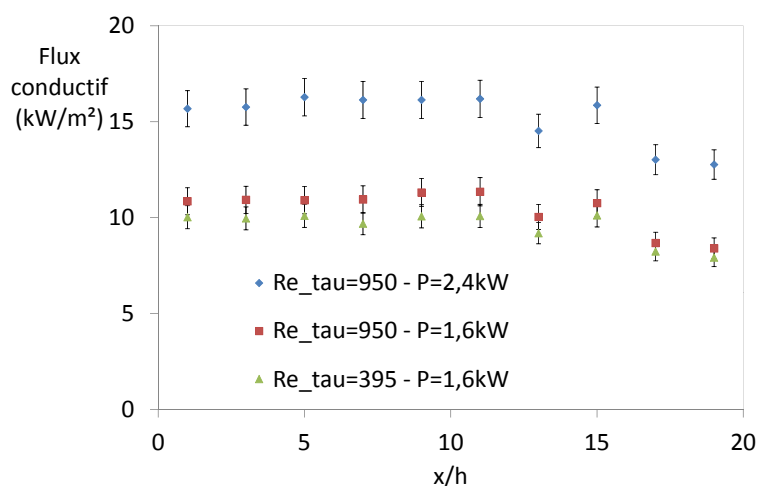


FIGURE 4.2 – Flux de chaleur dans la plaque d'étude pour les trois séries de mesures

Pour chacune des trois configurations, on a tenté de mesurer le flux de chaleur transmis au fluide en utilisant la plaque d'étude en acier inoxydable décrite au paragraphe 2.1.3. La plaque en inox est isolée de sa plaque support par des baguettes de céramique isolantes. Aussi, on suppose que la conduction dans la plaque n'a lieu que dans la direction verticale privilégiée y, simplifiant ainsi le problème à une dimension. Le flux de chaleur conductif dans la plaque s'écrit alors :

$$\varphi_{cond} = \lambda_{inox} \frac{\Delta T}{\Delta y} \quad (4.1)$$

Avec $\lambda_{inox} = 15 \text{ W/m.K}$ la conductivité thermique de l'acier inoxydable fournie par le fabricant. L'enjeu devient alors de mesurer une différence de température significative sur l'épaisseur de la plaque.

Pour cela, on a équipé cette plaque de quatre mesures de température sur son épaisseur de 20 mm, et à une dizaine de positions réparties le long de l'écoulement. Tout d'abord, des thermocouples de type E sont soudés sur la surface supérieure de la plaque en inox, à une profondeur $y = 0 \text{ mm}$. Ensuite, des trous borgnes permettent de loger deux thermocouples de type E aux profondeurs $y = 3 \text{ mm}$ et $y = 17 \text{ mm}$. Enfin, un pyromètre mesure par voie optique la température de paroi sur la surface inférieure de la plaque, c'est-à-dire à la profondeur $y = 20 \text{ mm}$.

Les flux obtenus à partir des différents couples de températures étant de même valeur moyenne, on a choisi de présenter ici le flux obtenu à partir de la différence de températures entre les thermocouples soudés sur la surface et les thermocouples dans le trou borgne le plus profond, qui semblait le moins bruité. La figure 4.2 présente le flux ainsi obtenu pour les trois séries de mesure étudiées. L'erreur fournie par le constructeur pour la mesure par thermocouple est de $\pm 1,5 \text{ K}$, et on estime à 1 mm l'erreur sur la position du thermocouple positionné dans le trou borgne (Bien que le thermocouple soit placé en butée au fond du trou, il peut ensuite se soulever légèrement lors de la mise en place du panneau rayonnant). L'erreur estimée sur le flux de chaleur conductif est alors de 6%.

Le flux de chaleur conductif dans la plaque est en moyenne de 10 kW/m^2 lorsque la puissance du panneau rayonnant est de 1,6 kW. Ce flux conductif dans la plaque ne présente pas de différence significative entre les deux séries à débit différent. A flux conductif constant, le flux rayonné et le flux convectif vont en revanche être modifiés par le débit.

Lorsque la puissance du panneau rayonnant est augmentée de moitié pour atteindre 2,4 kW, le flux conductif augmente dans les mêmes proportions : il atteint en moyenne 15 kW/m^2 . Dans les deux cas, les pertes thermiques du dispositif de chauffage sont donc de 25%.

L'allure de la courbe de flux en fonction de la position longitudinale est également révélatrice : Le flux augmente légèrement en début de chauffe, pour atteindre un maximum au tiers environ ; il diminue ensuite plus rapidement jusqu'à la fin de la zone chauffée. Les pertes thermiques les plus importantes semblent donc se produire sur la partie avale de la chauffe. En effet, les isolants à cet endroit ont tendance à s'abimer mécaniquement en raison des plus fortes températures, ce qui impacte probablement leur efficacité.

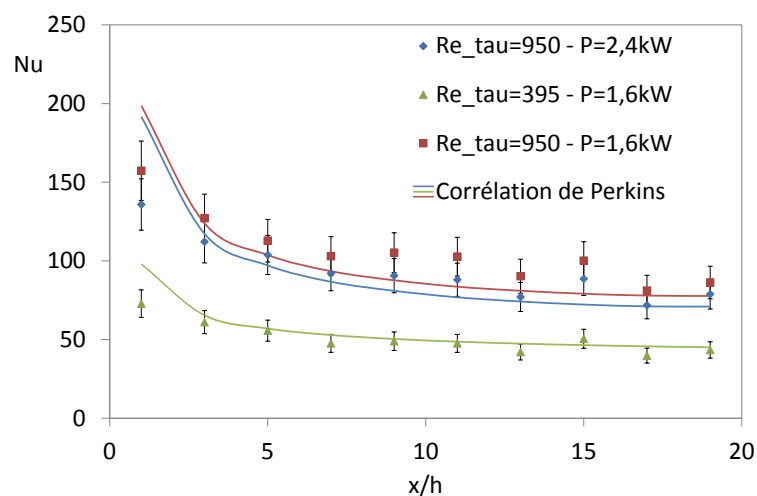


FIGURE 4.3 – Nombre de Nusselt obtenu expérimentalement et par la corrélation de Perkins [62] pour les trois séries de mesures

On cherche ensuite à évaluer le coefficient d'échange thermique h_{conv} . Pour cela, on évalue le flux convectif de chaleur transmis au fluide, qui vaut :

$$\varphi_{conv} = \varphi_{cond} - \varphi_{rayo} = h_{conv}(T_p - T_f) \quad (4.2)$$

Où T_p et T_f sont respectivement la température à la paroi et la température du fluide au centre du canal, et φ_{rayo} est le flux de chaleur transmis par rayonnement. L'air étant transparent, seul le flux de chaleur transmis par convection φ_{conv} est absorbé, et le flux de chaleur transmis par rayonnement est perdu. On simplifie l'évaluation de ce dernier en négligeant les facteurs de forme et les multiples rebonds entre parois haute et basse, et on l'estime en supposant qu'il s'agit de deux parois infinies parallèles rayonnant l'une sur l'autre (voir par exemple [75]) :

$$\varphi_{rayo} = \frac{\sigma(T_p^4 - T_{inf}^4)}{1/\epsilon_{inox} + 1/\epsilon_{pyrex} - 1} \quad (4.3)$$

Avec $\epsilon_{inox} = 0,8$ l'émissivité de la plaque supérieure en acier (mesurée par pyromètre), $\epsilon_{pyrex} = 0,85$ l'émissivité de la plaque inférieure en verre borosilicate [81], σ la constante de Stefan-Boltzmann, T_p la température de paroi et T_{inf} la température de la paroi inférieure. Le nombre de Nusselt associé au coefficient d'échange h_{conv} est alors :

$$Nu = \frac{h_{conv} 2h}{\lambda_{air}} \quad (4.4)$$

Où la longueur caractéristique $2h = 5$ cm est la hauteur complète du canal, et λ_{air} est la conductivité thermique de l'air. En propageant les incertitudes de mesure de température, on évalue l'incertitude sur le nombre de Nusselt à 12%.

Les nombres de Nusselt ainsi obtenus pour les trois séries de mesures sont présentés figure 4.3. Dans les trois cas, le nombre de Nusselt est le plus important au début de la couche limite thermique, et il diminue doucement pour atteindre un palier au deux tiers de la chauffe environ. Il dépend fortement du Re_τ considéré, doublant lorsqu'on passe de $Re_\tau = 395$ à 950.

On a également tracé figure 4.3 le nombre de Nusselt obtenu par la corrélation de Perkins [62] pour chaque mesure. Cette corrélation, d'abord établie en canal circulaire chauffé, a ensuite été testée dans des canaux de différente forme, notamment carrée [5]. Elle s'écrit :

$$Nu = 0,021 Re_b^{0,8} Pr^{0,4} (T_p/T_f)^{-0,7} (1 + (x/D)^{-0,7} (T_p/T_f)^{0,7}) \quad (4.5)$$

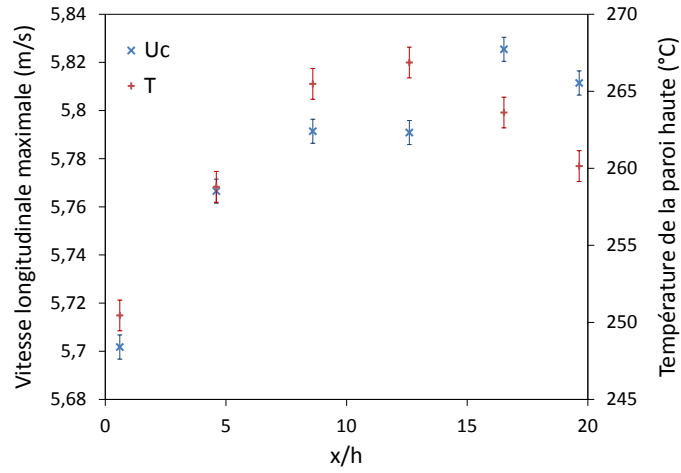
Où Re_b est le nombre de Reynolds moyen, Pr est le nombre de Prandtl pris à 0,7, T_p la température de paroi, T_f la température du fluide au centre du canal. D est le diamètre hydraulique, longueur caractéristique choisie par les auteurs dans un canal circulaire ou carré. On choisit de prendre $D = 2h$ la hauteur du canal, qui semble plus adaptée que le diamètre hydraulique pour un canal rectangulaire. Le nombre de Nusselt obtenu par la corrélation de Perkins présente ainsi une bonne adéquation avec les résultats expérimentaux, bien qu'il semble encore légèrement surestimé en tout début de chauffe.

4.3 Principales modifications des statistiques de la turbulence dues au chauffage

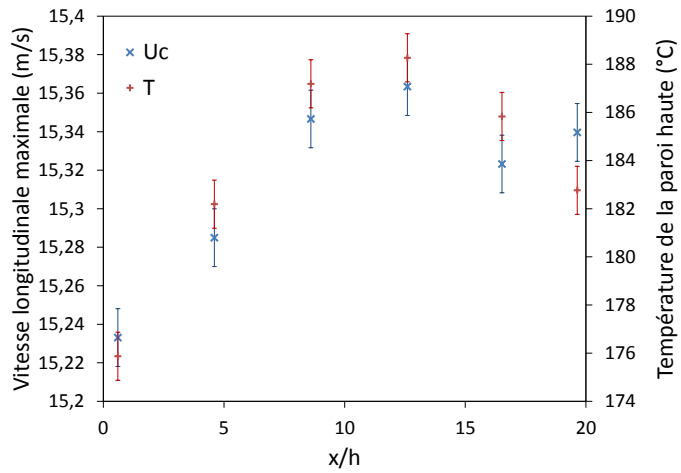
4.3.1 Grandeurs caractéristiques

Vitesse maximale

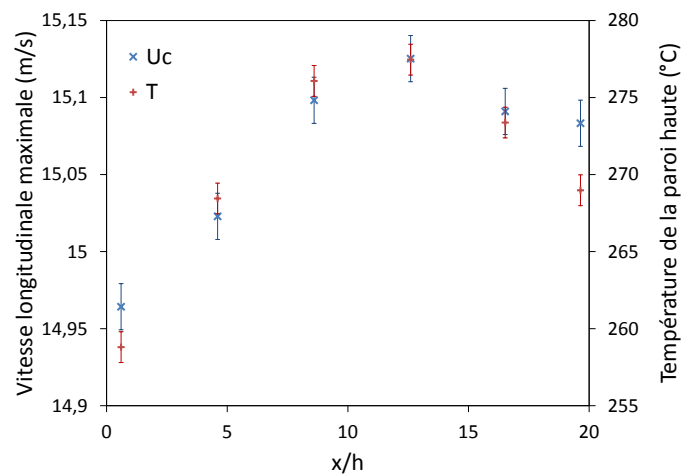
Les figures 4.4 présentent sur un même graphique la vitesse moyenne longitudinale maximale (axe de gauche) et la température de la paroi supérieure chaude (axe de droite)



(a) à $Re_\tau = 395$ et $P = 1,6$ kW



(b) à $Re_\tau = 950$ et $P = 1,6$ kW



(c) à $Re_\tau = 950$ et $P = 2,4$ kW

FIGURE 4.4 – Vitesse moyenne longitudinale au centre du canal et température de paroi haute pour les trois séries de mesures

pour les trois séries de mesures. L'intérêt de cette représentation est de mettre en évidence un effet macroscopique direct de la température de la paroi haute sur la dynamique de l'écoulement. En effet, comme le fluide s'échauffe le long de l'écoulement, sa densité diminue. Le fluide s'accélère donc avec l'augmentation de température, et sa vitesse maximale augmente.

Toutefois, la chauffe a ici une spécificité supplémentaire : la température à la paroi augmente régulièrement jusqu'au deux tiers environ, avant de diminuer à nouveau doucement jusqu'à la fin. C'est ce qui semble expliquer que la vitesse maximale ralentit sa croissance aux alentours des deux tiers de la chauffe.

Vitesse de frottement

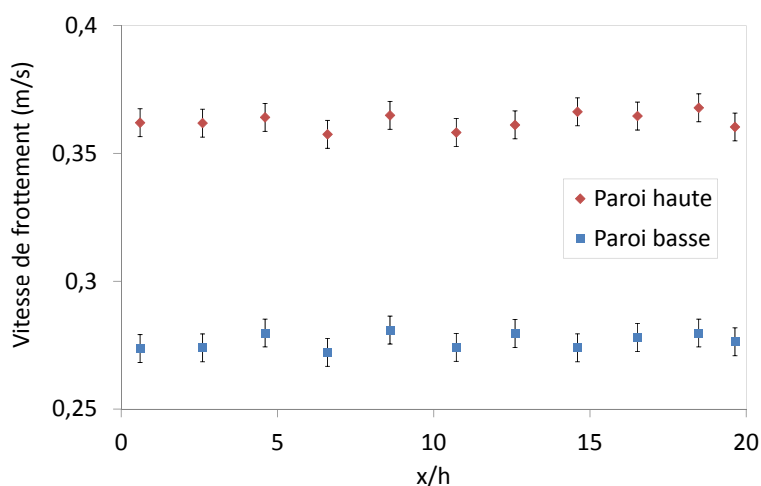


FIGURE 4.5 – Vitesse de frottement de chaque côté et à plusieurs positions le long du canal chauffé

La vitesse de frottement de chaque côté du canal chauffé est estimée en suivant la méthode développée à la partie 2.3. Pour chaque plan de mesure le long de l'écoulement chauffé, on a donc masqué les images brutes de façon à ne laisser que deux minces bandes à proximité de chaque paroi. On les a ensuite traitées par corrélation d'ensemble sur des fenêtres d'analyse de taille 8×8 px. Pour une position de 3000 quadruplets d'images, cette étape réclamait environ trois jours de calcul continu. Enfin, on a interpolé une droite sur la vitesse moyenne longitudinale ainsi obtenue pour en déduire la vitesse de frottement.

Les vitesses de frottement ainsi estimées sont présentées à la figure 4.5 pour chaque côté du canal. On note une nette dissymétrie entre les deux côtés du canal, avec une vitesse de frottement moyenne $u_{\tau H} = 0,363$ m/s à la paroi supérieure, et $u_{\tau B} = 0,277$ m/s à la paroi inférieure. En revanche, la vitesse de frottement varie peu le long du canal, avec des écarts à la moyenne d'environ 1%.

Le nombre de Reynolds moyen basé sur la vitesse de frottement est ainsi de $Re_{\tau H} = 176$ à la paroi supérieure, et de $Re_{\tau B} = 276$ à la paroi inférieure. Il est donc abaissé de chaque côté par rapport au Re_{τ} avant chauffe qui est de l'ordre de 395. Cet abaissement s'explique par une relaminarisation de l'écoulement liée à l'augmentation de température et donc de viscosité, qui est d'autant plus importante du côté le plus chaud.

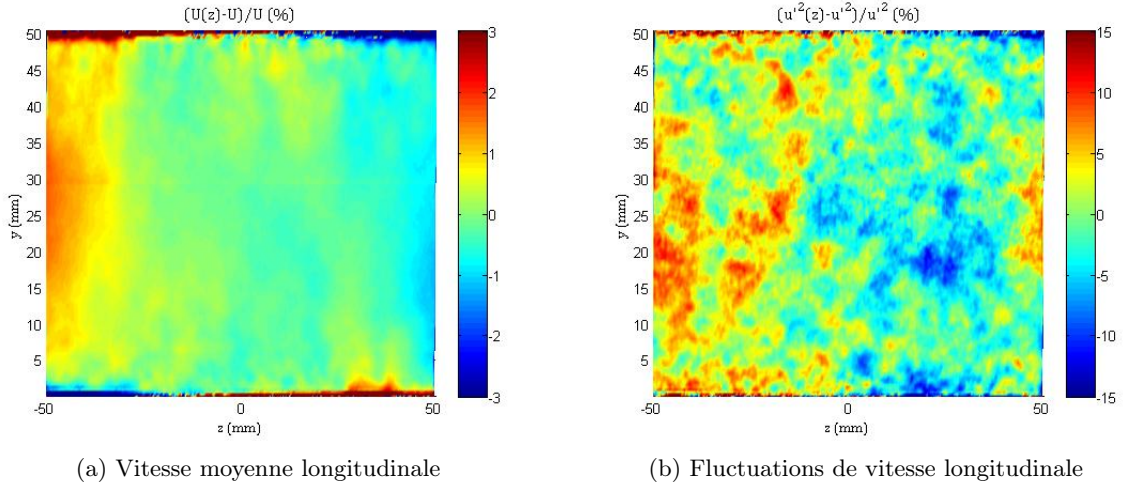


FIGURE 4.6 – Écart relatif de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse longitudinale à leur moyenne sur la surface suivant la direction transverse, à $Re_\tau = 395$ et $x/h = 12,6$

4.3.2 Homogénéité des résultats dans la direction transverse

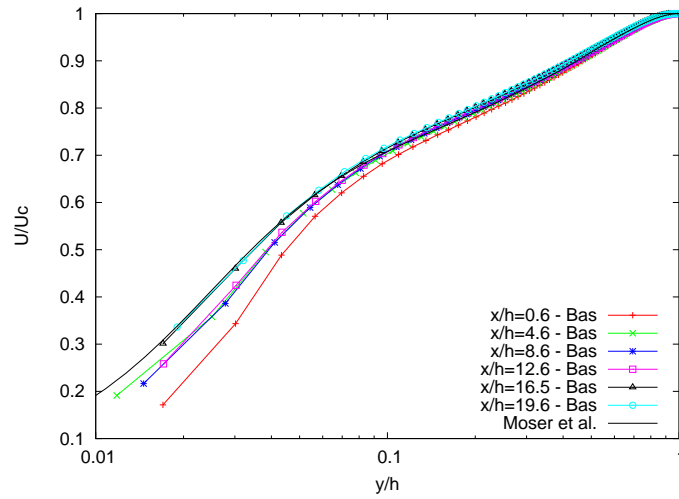
La direction transverse est a priori considérée comme étant une direction d'homogénéité lorsqu'on se place au centre de la veine. Cependant, le chauffage n'est en réalité probablement pas réparti de façon homogène sur l'ensemble de la zone chauffée. De plus, des effets de bord sont créés dans cette direction transverse par les pertes par conduction latérales. Afin d'évaluer l'impact de ces effets sur les statistiques, on trace sur la figure 4.6 les écarts relatifs à leur moyenne transversale de la vitesse moyenne longitudinale et des fluctuations de vitesse longitudinale, pour un plan situé au centre de la zone chauffée. Ces images peuvent être comparées à la figure 3.5 dans la configuration isotherme.

En premier lieu, on constate que les écarts relatifs des différentes grandeurs à leur valeur moyenne sont très similaires en configurations isotherme et anisotherme. Ici aussi, on observe une augmentation des écarts à proximité des parois du canal, ainsi qu'une dissymétrie sur la largeur du plan des écarts. Les écarts relatifs sont cependant légèrement augmentés dans le cas anisotherme par rapport au cas isotherme. Ils atteignent au centre du canal 1,5% pour la vitesse moyenne et 10% pour les fluctuations de vitesse. En effet, en raison des limitations en espace de mémoire et en temps de calcul, on n'a ici capturé que 3000 plans de mesures.

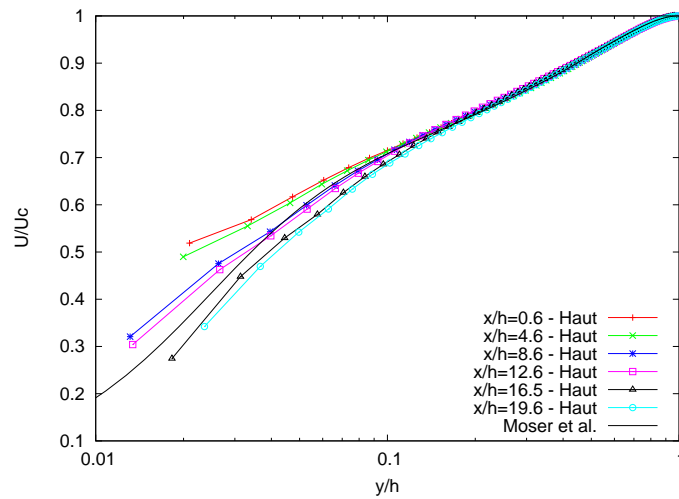
Voyant la configuration de la chauffe, on s'attend à ce que s'il existe un effet lié aux pertes thermiques latérales, cet effet soit symétrique sur la largeur du canal. Ici, on observe au contraire une dissymétrie des écarts sur la direction transverse déjà observée dans le cas isotherme, attribuée aux erreurs de reconstruction liées à une calibration imparfaite. Une éventuelle inhomogénéité liée à la chauffe paraît donc ici négligeable devant les erreurs de mesure déjà existantes du système SPIV. Par conséquent, les résultats présentés dans la suite de ce chapitre seront moyennés transversalement afin d'en améliorer la convergence.

4.3.3 Profils de vitesses moyennes et fluctuantes

La figure 4.7 montre la vitesse longitudinale à différentes positions le long du canal chauffé et comparée aux résultats numériques de Moser et al. [56] d'un canal plan isotherme. Sur une large partie au centre du canal, l'adimensionnement par la vitesse maximale est suffisant pour que les courbes coïncident, particulièrement dans la moitié supérieure du

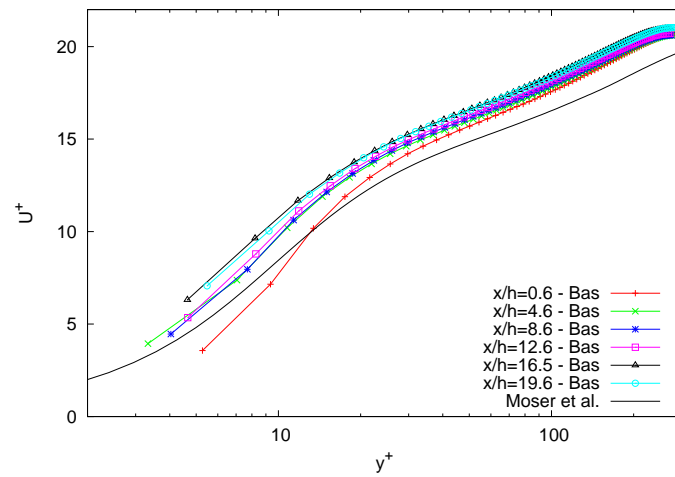


(a) Côté inférieur

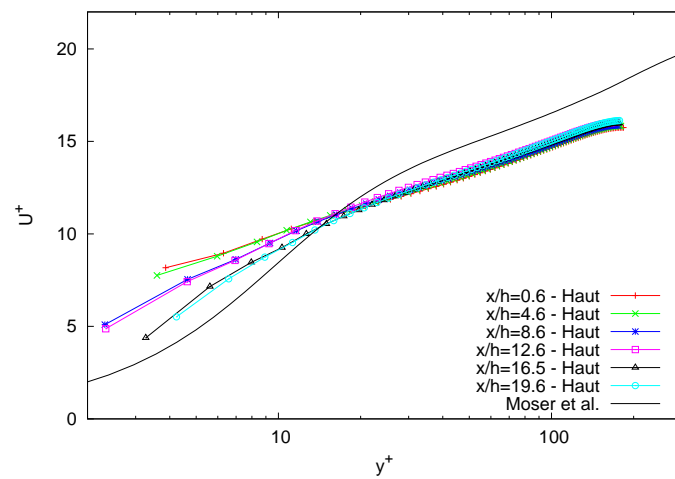


(b) Côté supérieur

FIGURE 4.7 – Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$



(a) Côté inférieur



(b) Côté supérieur

FIGURE 4.8 – Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$

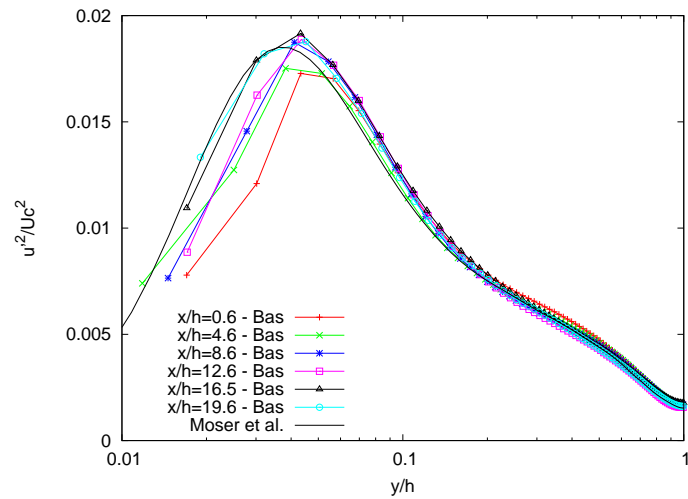
canal. Mais des écarts apparaissent près des parois, pour $y/h < 0,15$ environ. A proximité de la paroi supérieure, la vitesse longitudinale adimensionnée diminue avec l'échauffement de l'écoulement. Au contraire, à proximité de la paroi inférieure, la vitesse a tendance à augmenter le long du canal chauffé avec un profil en début de canal jusqu'à 15% plus faible que l'isotherme, un groupe intermédiaire de trois profils en milieu de canal, et deux profils en fin de canal confondus à l'isotherme.

La figure 4.8 présente ces mêmes profils de vitesse mais adimensionnés cette fois par la vitesse de frottement. Pour chaque côté du canal, les profils à différentes positions le long de la chauffe demeurent resserrés mais s'éloignent du profil isotherme numérique. L'asymétrie de la vitesse de frottement entre les côtés haut et bas se répercute logiquement sur les profils adimensionnés, avec des profils côtés bas au dessus de l'isotherme tandis que les profils côté haut sont abaissés exceptés proche paroi ($y^+ < 15$). On note que les écarts entre les profils à différentes positions observés précédemment se retrouvent à l'identique ici.

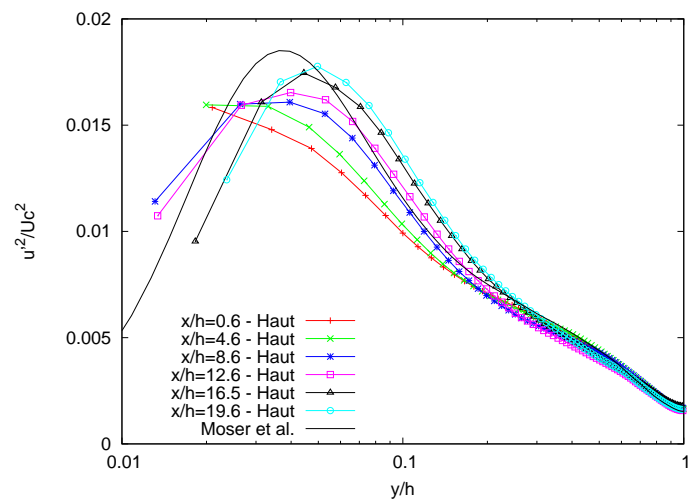
Il faut ici remarquer que le côté inférieur du canal, pour lequel le Re_τ a été peu modifié par la faible température, est moins bien résolu que le côté supérieur du canal. La détermination de la vitesse de frottement a été testée en configuration isotherme sur un plan couvrant la demi-hauteur du canal, tandis que le plan en configuration anisotherme couvre la hauteur complète. La moins bonne résolution sur un plan complet est partiellement compensée du côté haut par la baisse du nombre de Reynolds, ce qui semble ne pas être le cas du côté inférieur. Par conséquent, davantage de précautions doivent être prises pour les profils de vitesses adimensionnées du côté inférieur : la vitesse de frottement est peut-être sous-estimée, ce qui expliquerait que les profils de ce côté du canal soient au-dessus du profil isotherme.

La figure 4.9 présente les fluctuations de vitesse longitudinale, à nouveau adimensionnées par la vitesse longitudinale maximale et comparées à la DNS en canal isotherme de Moser et al. [56]. Ici aussi, les courbes coïncident plutôt bien au centre du canal, et l'effet du chauffage s'observe à proximité des parois, en particulier de la paroi supérieure la plus chaude. Du côté inférieur, deux effets sont déjà observables. D'une part, le pic de fluctuations est légèrement décalé vers le milieu du canal dans le cas chauffé comparé au cas isotherme. D'autre part, les fluctuations près de la paroi ($y/h < 0,06$) augmentent le long du canal. Ces deux tendances se retrouvent plus clairement à proximité de la paroi supérieure. Le pic de fluctuations s'éloigne de plus en plus de la paroi au fur et à mesure qu'on progresse le long du canal chauffé, tandis que le niveau des fluctuations augmente pour $y/h < 0,15$. Cette augmentation des niveaux de fluctuations avec la température peut a priori paraître contre-intuitif. En effet, une des conséquences de l'augmentation de température est l'augmentation de la viscosité du fluide, ce qui entraîne plutôt une re-laminarisation globale de l'écoulement. Cependant, un autre effet thermique peut localement entrer en compétition en raison du couplage entre températures et vitesses. Les variations de température entraînent des variations des propriétés du fluide (notamment de densité) qui peuvent au contraire créer de l'agitation dans l'écoulement. Les fluctuations de vitesse longitudinale y semblent particulièrement sensibles, ce qui peut s'expliquer par le non établissement thermique de l'écoulement étudié ici.

Les fluctuations de vitesse longitudinale adimensionnées cette fois par la vitesse de frottement sont tracées figure 4.10. On retrouve ici l'augmentation des niveaux de fluctuations avec la température aux deux parois. Ainsi, du côté inférieur, le profil en début de chauffe est proche de l'isotherme et les pics augmentent et se rapprochent de la paroi le long de la chauffe. L'ensemble des pics du côté supérieur sont abaissés de moitié par rapport à l'isotherme et au côté supérieur, ce qui peut de nouveau être attribué à l'asymétrie des vitesses

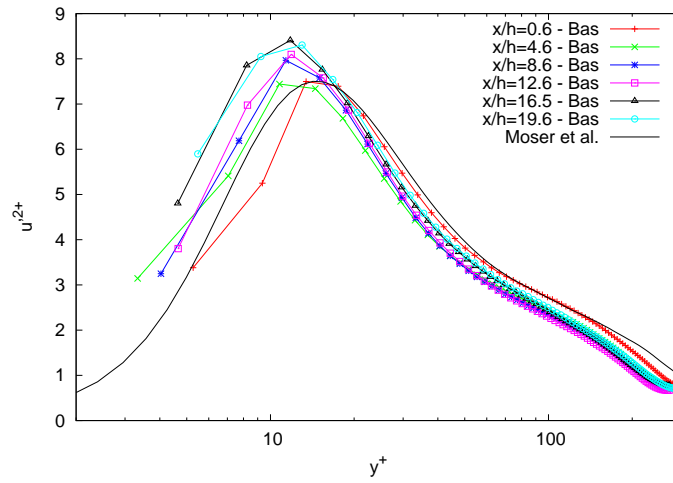


(a) Côté inférieur

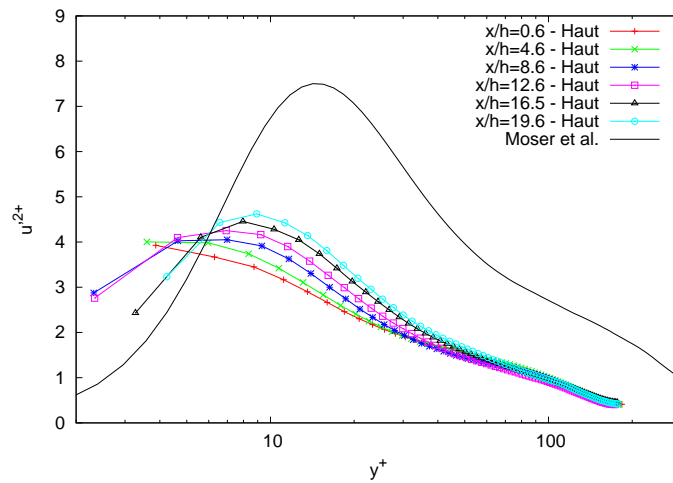


(b) Côté supérieur

FIGURE 4.9 – Fluctuations de vitesse longitudinale adimensionnées par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$



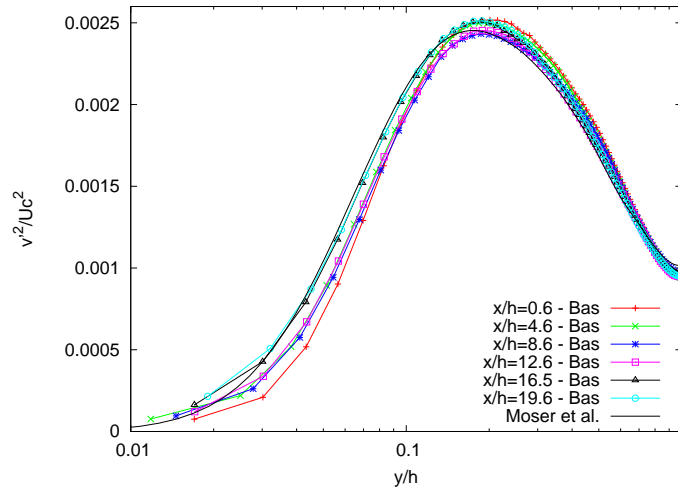
(a) Côté inférieur



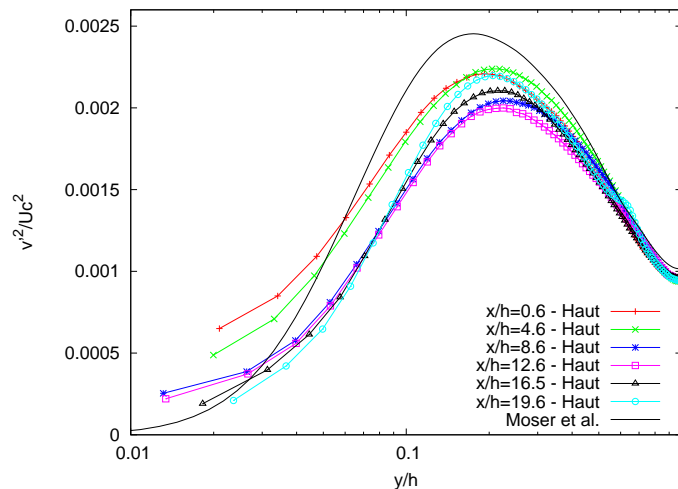
(b) Côté supérieur

FIGURE 4.10 – Fluctuations de vitesse longitudinale adimensionnées par la vitesse de frottement à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$

de frottement entre les deux côtés du canal. En outre, il faut rappeler que la viscosité utilisée pour adimensionner les profils est la viscosité pariétale. Il serait intéressant d'utiliser une viscosité locale à l'écoulement pour ainsi prendre en compte les variations locales de température, afin de recoller davantage les profils. On ne connaît malheureusement pas le champ de température dans l'air.



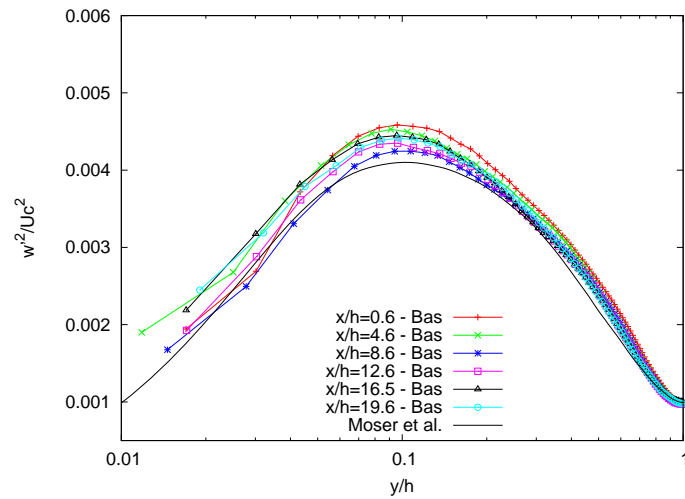
(a) Côté inférieur



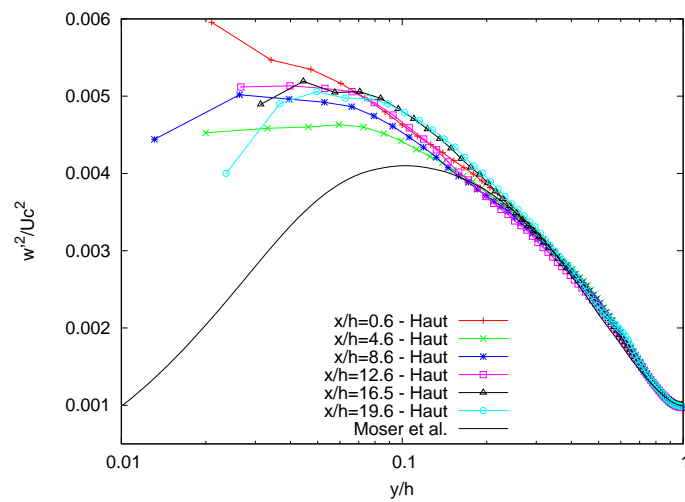
(b) Côté supérieur

FIGURE 4.11 – Fluctuations de vitesse verticale adimensionnées par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$

Les figures 4.11 et 4.12 présentent respectivement les fluctuations de vitesses verticales et transverses à différentes positions le long du canal chauffé, à proximité des deux parois et comparées aux résultats numériques de Moser et al. [56]. Les fluctuations de vitesses verticales sont peu modifiées près de la paroi froide. Les profils de ce côté (figure 4.11a) sont regroupés autour du profil du canal isotherme numérique. De légers écarts sont malgré tout observables près de la paroi, pour $y/h < 0,1$, avec des niveaux de fluctuations qui augmentent doucement le long du canal, suivant le même schéma que pour les fluctuations de vitesses longitudinales. Du côté supérieur (figure 4.11b), les pics de fluctuations sont de 10 à 20% plus faibles que le pic isotherme et les pics de fluctuations du côté inférieur.



(a) Côté inférieur



(b) Côté supérieur

FIGURE 4.12 – Fluctuations de vitesse transverse adimensionnées par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$

L'effet de re-laminarisation lié à l'augmentation de température et de viscosité est ici bien visible.

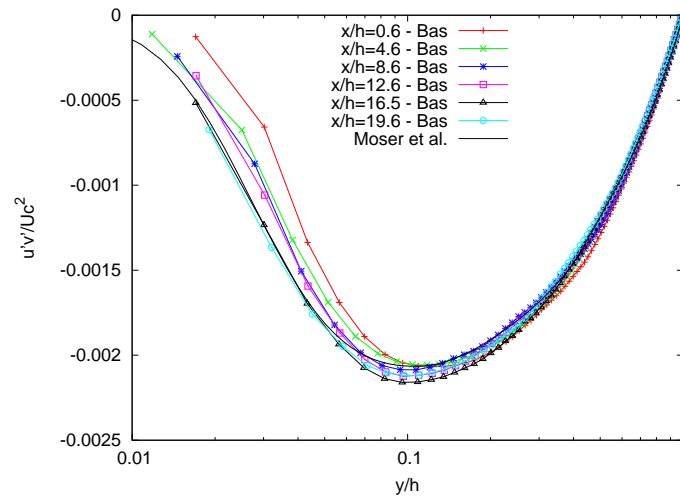
La paroi supérieure est bien plus chaude par rapport au fluide que ne l'est la paroi froide (de l'ordre de 300°C côté haut contre 100°C côté bas). C'est ce qui peut expliquer que les profils de fluctuations de vitesses verticales de ce côté semblent plus dépendants du niveau de température à la paroi que du développement de la couche limite thermique en elle-même. En effet, la température de paroi est croissante entre le début de la zone chauffée et la position $x/h = 12,6$, puis décroissante ensuite. Hormis une inversion de courbe pour le premier profil à $x/h = 0,6$ au niveau du pic de fluctuations, les profils sont d'autant plus faibles que la température de paroi est élevée. On retrouve ici l'effet d'augmentation de viscosité qui semble prédominant dans la direction verticale.

Les pics de fluctuations de vitesses transverses du côté inférieur du canal (figure 4.12a) sont augmentés par rapport au pic isotherme de 5 à 20%. Ici aussi, il semble donc que l'effet de création de turbulence via le couplage température/vitesse soit plus important que sa destruction via l'augmentation de viscosité. Cependant, en comparant les profils à différentes positions le long du canal, on retrouve plutôt une tendance inverse avec un abaissement des pics en milieu de canal (pour $x/h = 8,6$ et $12,6$) aux positions où la paroi est la plus chaude, par rapport à la fin de zone chauffée ($x/h = 16,5$ et $19,6$) et davantage encore par rapport aux profils en début de canal ($x/h = 0,6$ et $4,6$) où la paroi est la moins chaude. Deux effets opposés de la température sur la turbulence semblent donc ici entrer à nouveau en compétition.

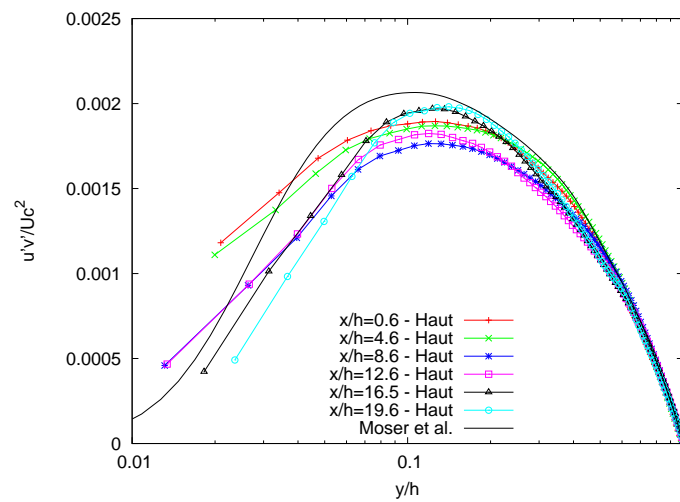
Les profils de fluctuations de vitesses transverses du côté supérieur du canal (figure 4.12b) sont probablement les résultats les plus surprenants. Alors qu'en milieu de canal, tous les profils à différentes positions sont confondus au profil isotherme, les profils anisothermes s'écartent de l'isotherme près de la paroi, pour $y/h < 0,2$, et atteignent des valeurs de 15 à 35% supérieures aux fluctuations isothermes. Il paraît prudent de mettre ici en doute la seule influence du chauffage sur l'obtention de ces résultats. En effet, en configuration isotherme un artefact était déjà visible à cet endroit (voir figure 3.3a). Le profil de fluctuations de vitesses transverses était plus élevé près de la paroi haute que de la paroi basse tandis que l'ensemble des autres profils de vitesses moyennes et fluctuantes présentaient une bonne symétrie. Ces hauts profils pourraient donc plutôt être dus soit à un souci de mesures, de calibration par exemple, soit à une petite fuite de la veine en partie haute.

La covariance $\overline{u'v'}$ adimensionnée par la vitesse maximale est présentée figure 4.13 pour ces mêmes positions. Les tendances générales se retrouvent ici : les profils en milieu de canal coïncident tandis que les pics sont à peine abaissés côté froid et plus nettement côté chaud. Cependant, les différents effets en jeu sur les fluctuations de vitesses verticale et longitudinale le long de l'écoulement deviennent d'autant plus difficile à démêler qu'on les multiplie. Côté froid (figure 4.13a), les profils sont plutôt ramassés même si le profil en début de chauffe, à $x/h = 0,6$ se distingue près de la paroi. Côté chaud en revanche (figure 4.13b), on peut coupler les profils par paires : le début du canal, puis le milieu avec des profils abaissés avec l'augmentation de température, et la fin du canal avec des profils au contraire augmentés.

Le rapport des fluctuations de vitesses verticales et longitudinales présenté figure 4.14 est un indicateur du niveau d'anisotropie de la turbulence dans l'écoulement. Ainsi, alors qu'au début de l'écoulement ($x/h = 0,6$ et $4,6$) l'anisotropie n'est pas encore modifiée par la chauffe, à partir de $x/h = 8,6$ et jusqu'à la fin de l'écoulement, on observe un décalage des courbes par rapport au profil isotherme de DNS. Entre $y/h = 0,05$ et $0,3$, ces profils sont abaissés par rapport à l'isotherme, indiquant une prédominance plus grande des fluctuations de vitesses longitudinales par rapport aux fluctuations de vitesses verticales dans



(a) Côté inférieur



(b) Côté supérieur

FIGURE 4.13 – Covariance $\overline{u'v'}$ adimensionnée par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$

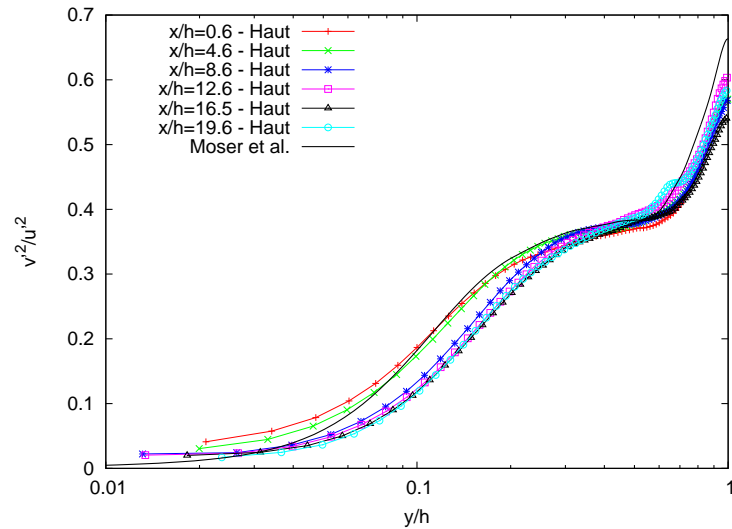


FIGURE 4.14 – Rapport des fluctuations de vitesses verticales et longitudinales du côté supérieur et à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$

cette zone. En effet les fluctuations de vitesses verticales étaient abaissées par la chauffe tandis que les longitudinales étaient au contraire augmentées. L'effet de la température sur la dynamique de l'écoulement apparaît donc anisotropique.

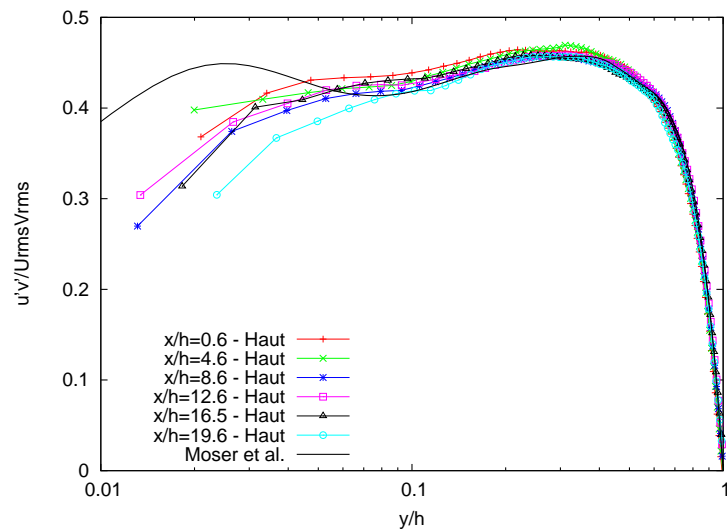
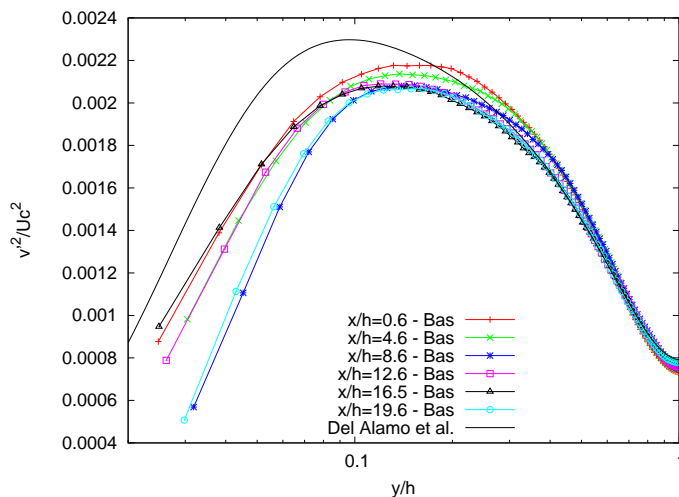


FIGURE 4.15 – Rapport de la covariance $\overline{u'v'}$ sur les écart-types de vitesses verticales et longitudinales du côté supérieur et à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 395$

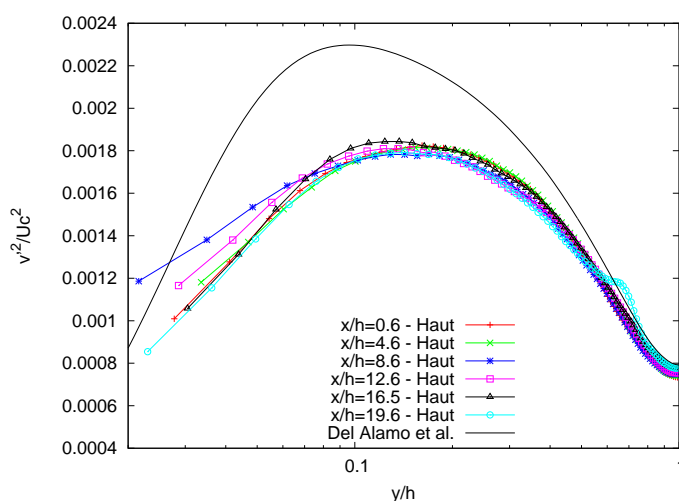
Cette anisotropie provoquée par la température apparaît toutefois limitée au vu de la figure 4.15 qui présente le rapport $\overline{u'v'}$ sur $u_{RMS}v_{RMS}$. Ce rapport est très peu modifié par rapport au profil isotherme, excepté près de la paroi.

4.4 Effets de l'augmentation du nombre de Reynolds

4.4.1 A flux constant



(a) Côté inférieur

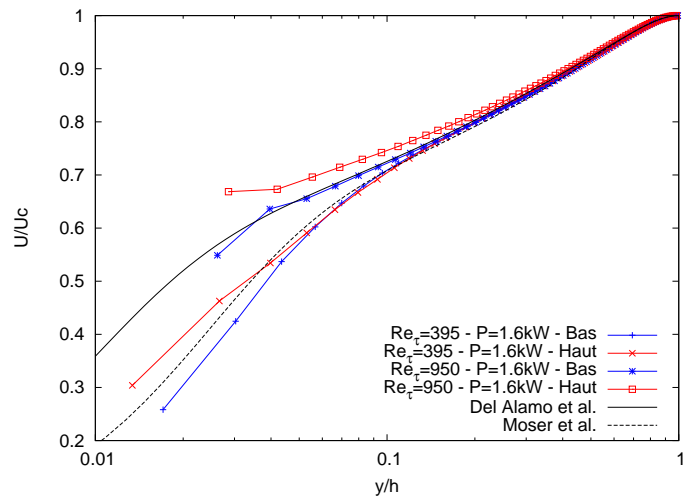


(b) Côté supérieur

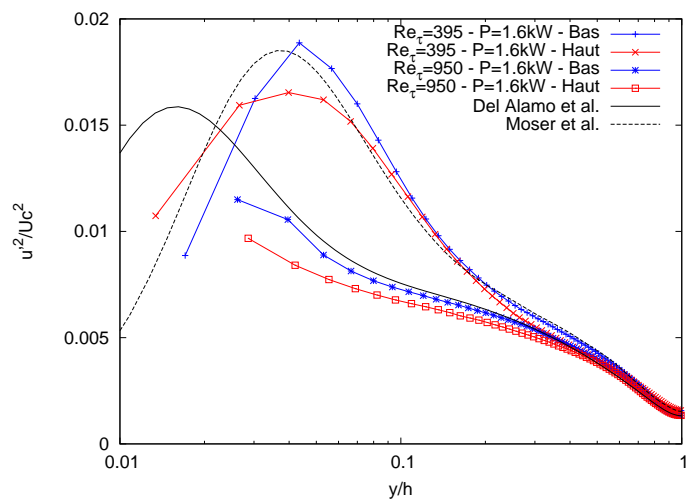
FIGURE 4.16 – Fluctuations de vitesses verticales adimensionnées par la vitesse maximale à plusieurs positions le long du canal chauffé à $Re_\tau = 950$

À débit plus élevé, les profils de vitesses moyennes et fluctuantes à différentes positions le long du canal sont plus rapprochés les uns des autres et on ne distingue plus d'évolution claire en fonction ni de la température de paroi, ni du développement de la couche limite. La figure 4.16 en est un exemple : elle présente les fluctuations de vitesses verticales à différentes positions le long du canal chauffé, de chaque côté du canal, comparées aux résultats numériques isothermes de Moser et al. [56]. En revanche, l'asymétrie entre les niveaux des pics de fluctuations du côté haut et bas est confirmée. Le pic de fluctuations est abaissé près de la paroi inférieure d'environ 10% par rapport au cas isotherme, tandis que cet abaissement atteint 20% pour les profils de fluctuations près de la paroi supérieure plus chaude.

La figure 4.17 montre les vitesses moyennes et les fluctuations de vitesses longitudinales à



(a) Vitesse moyenne longitudinale



(b) Fluctuations de vitesse longitudinale

FIGURE 4.17 – Vitesses longitudinales adimensionnées par la vitesse maximale de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12.6$ et à deux nombres de Reynolds

$Re_\tau = 395$ et 950 . Les mêmes tendances asymétriques entre les côtés haut et bas du canal sont visibles pour les deux nombres de Reynolds, mais elles se prolongent davantage vers le centre du canal au Re_τ le plus élevé. Ainsi la vitesse moyenne côté chaud décolle du profil isotherme dès $y/h = 0,2$ à $Re_\tau = 950$, contre $y/h = 0,04$ à $Re_\tau = 395$. Quant aux fluctuations de vitesses, elles sont clairement abaissées dans le cas anisotherme comparé au cas isotherme à $Re_\tau = 950$. A plus faible nombre de Reynolds, la tendance générale est similaire mais moins nette.

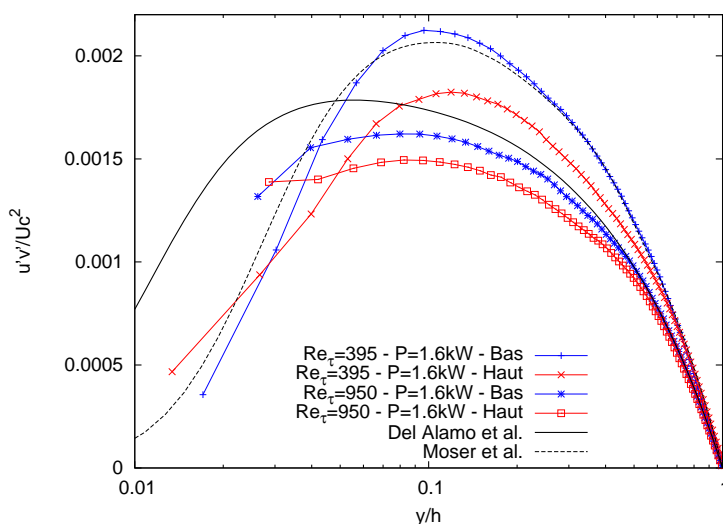


FIGURE 4.18 – Covariance $\overline{u'v'}$ adimensionnée par la vitesse moyenne maximale de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12.6$ et à deux nombres de Reynolds

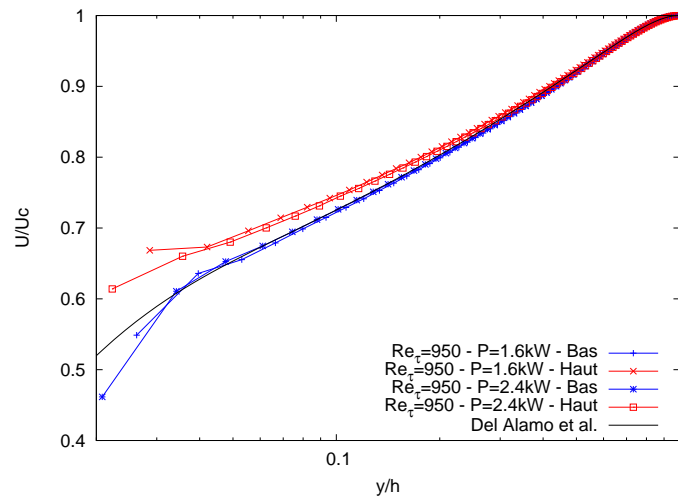
Une même remarque peut être faite au sujet de la covariance $\overline{uv'}$ tracée figure 4.18 : tandis qu'au plus fort nombre de Reynolds, les profils sont abaissés des deux côtés du canal par rapport à l'isotherme, seul le profil du côté haut l'est à plus faible nombre de Reynolds. L'asymétrie qui en résulte est ainsi plus importante à $Re_\tau = 395$, qu'à $Re_\tau = 950$ où les profils des deux côtés sont modifiés de concert.

En conclusion, l'effet de la chauffe sur un écoulement à Re_τ plus élevé semble être principalement l'abaissement des niveaux de turbulence liée à la relaminarisation de l'écoulement. L'asymétrie observée entre les côtés hauts et bas du canal est conservée bien qu'elle soit un peu moins marquée. En revanche les effets plus fins liés au développement de la couche limite thermique et à la variation locale de température de paroi ne sont plus distinguables.

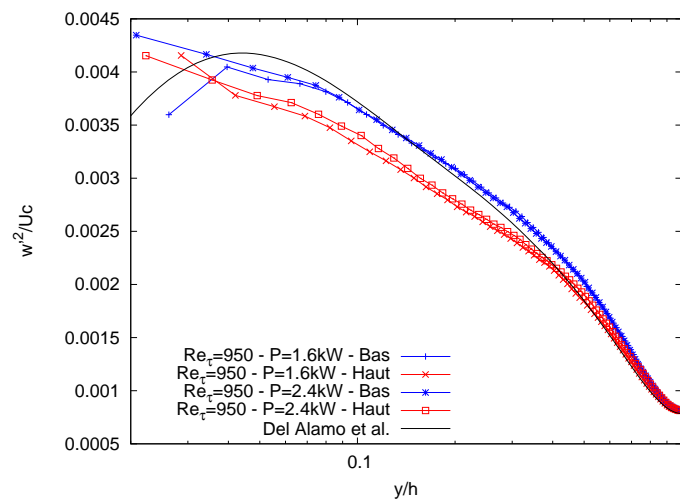
4.4.2 A température de paroi constante

À $Re_\tau = 950$, l'augmentation des niveaux de température a eu peu d'impact sur les profils de vitesses. La figure 4.19 présente pour exemple la vitesse moyenne longitudinale et les fluctuations de vitesses transverses à même nombre de Reynolds mais à deux niveaux de chauffe différents. Aussi bien pour la vitesse moyenne que pour les fluctuations de vitesses, les profils chauffés sont confondus. Cela est d'autant plus surprenant que les profils côtés haut et bas du canal sont bien distincts avec un écart de température de 150°C à faible niveau de chauffe, tandis que l'écart de température de la paroi haute entre les deux niveaux de chauffe est de 100°C . Ici aussi la température locale de la paroi semble donc peu importer.

La figure 4.20 est une figure bilan présentant la vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse longitudinale pour les trois séries de mesures. Les résultats sont présentés en échelle

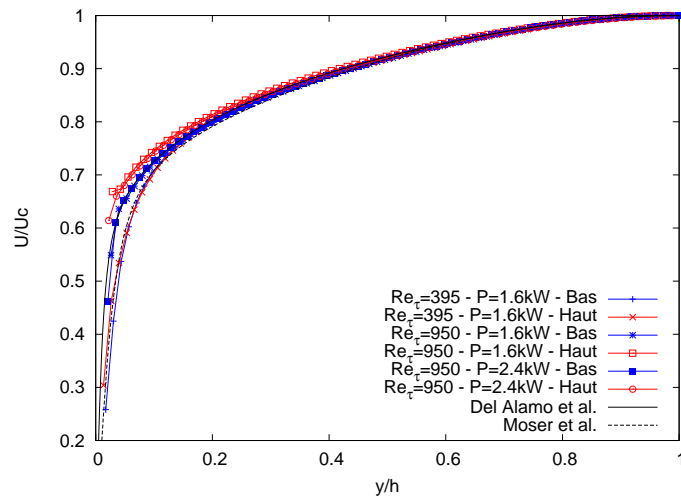


(a) Vitesse moyenne longitudinale

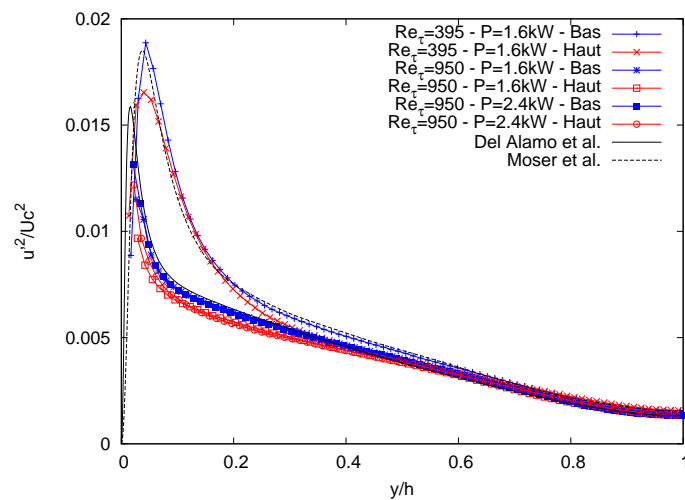


(b) Fluctuations de vitesses transverses

FIGURE 4.19 – Vitesse moyenne longitudinale et fluctuations de vitesses transverses adimensionnées par la vitesse maximale de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12.6$ à $Re_\tau = 950$



(a) Vitesse moyenne longitudinale



(b) Fluctuations de vitesse longitudinale

FIGURE 4.20 – Vitesse moyenne et fluctuations de vitesse longitudinale adimensionnées par la vitesse maximale de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12,6$ pour les trois séries de mesures

décimale. Ainsi, tandis que les figures précédentes utilisant l'échelle logarithmique insistaient sur les écarts observés proche paroi, on note ici davantage la superposition des profils au centre du canal. Cependant, même avec cette échelle, on observe toujours l'effet majeur qu'est l'abaissement asymétrique des pics de fluctuations de vitesses en configuration anisotherme.

4.5 Conclusion du chapitre 4

On a présenté au cours de ce chapitre des mesures de vitesses par SPIV dans un écoulement de canal plan turbulent chauffé asymétriquement, à plusieurs niveaux de chauffe et nombres de Reynolds. Dans ce type d'écoulement, on manque cruellement de données expérimentales fines qui sont pourtant indispensables à la validation de résultats numériques.

L'effet majeur de la chauffe asymétrique consiste en un abaissement général des profils du côté supérieur, plus chaud, du canal. Les fluctuations de vitesses verticales et transverses ont de plus tendance à s'abaisser encore le long de la chauffe de l'écoulement. On attribue ce phénomène à une relaminarisation de l'écoulement liée à l'augmentation de température et donc de viscosité. Toutefois, il entre en compétition avec un effet inverse pour les fluctuations de vitesses longitudinales, qui ont quant à elles tendance à augmenter le long de la chauffe, tout en se maintenant en dessous du profil isotherme.

À $Re_\tau = 950$, l'impact de la chauffe sur la dynamique de l'écoulement est moindre. L'asymétrie entre les profils de vitesses côtés haut et bas du canal est conservée, mais on n'observe plus d'évolution le long de la chauffe de l'écoulement.

Afin d'approfondir la compréhension de ces écoulements complexes, on a recours dans la suite de ce travail (chapitres 5 et 6) à la simulation qui a l'avantage sur l'expérience de permettre l'accès à davantage de grandeurs. Ces résultats numériques seront ensuite comparés aux résultats expérimentaux (chapitre 7).

Deuxième partie

Études numériques d'un canal plan
lisse

Chapitre 5

La simulation des grandes échelles avec le code de calcul TrioCFD

Les études numériques sont un complément nécessaire aux analyses expérimentales présentées dans la première partie de ce travail. En effet, quelque soit le soin apporté aux mesures, des grandeurs restent inaccessibles par l'expérience. On pourrait par exemple souhaiter une meilleure précision des mesures de vitesses proche paroi, mais aussi davantage d'information sur l'aspect thermique de l'écoulement afin d'analyser plus finement le couplage vitesse/température. Les études numériques permettent d'accéder à des grandeurs supplémentaires telles que les corrélations vitesses-températures. De plus, la simulation apportera aussi la possibilité d'étudier finement l'écoulement dans les conditions réelles du récepteur solaire, à hautes températures. Il est cependant indispensable de valider d'abord les outils numériques dans les conditions de la soufflerie.

Ce chapitre introduit brièvement les choix numériques qui ont été faits pour la suite de ce travail : l'hypothèse de bas nombre de Mach et la simulation des grandes échelles. Les outils numériques, notamment le logiciel TrioCFD, sont décrits. Enfin, des résultats préliminaires en canal plan isotherme sont présentés.

5.1 Les équations sous hypothèse de bas nombre de Mach

On s'intéresse à des écoulements turbulents d'air dans un canal plan soumis à une différence de température d'environ 200K entre les parois supérieure et inférieure. La présence de forts gradients de température dans ces écoulements ne permet pas de les considérer comme incompressibles [3]. Cependant, avec un nombre de Mach est de moins de 0,02, les phénomènes acoustiques peuvent être négligés. Ceci nous permet d'utiliser l'approximation de bas nombre de Mach, ou quasi-compressibilité [61]. En évitant de résoudre la partie acoustique de l'écoulement, on s'affranchit de la limitation correspondante sur le pas de temps. La compressibilité du fluide, due aux variations de température, est alors gouvernée par une équation d'état : l'équation des gaz parfaits. Le système d'équations est le suivant :

- équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (5.1)$$

- équations de conservation de la quantité de mouvement

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) + \rho g_i \quad (5.2)$$

- équation de conservation de l'énergie

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial P^0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (5.3)$$

- loi des gaz parfaits

$$P^0 = \rho R T \quad (5.4)$$

- invariance spatiale de la pression thermodynamique

$$\frac{\partial P^0}{\partial x_i} = 0 \quad (5.5)$$

L'hypothèse de bas nombre de Mach amène à décomposer la pression en deux termes : d'une part la pression thermodynamique P^0 , utilisée dans l'équation d'état, représente la pression globale constante dans l'espace caractéristique du fluide ; d'autre part la pression mécanique p caractérise les petites variations de pression liées à la vitesse. La pression physique est définie comme $P = P^0 + p$, avec $P^0 = 84.10^3$ Pa (soit la pression atmosphérique à Odeillo). Dans les équations ci-dessus, U_i sont les composantes de vitesse, ρ est la densité, μ la viscosité dynamique et λ la conductivité de l'air, T est la température, t désigne le temps physique et x_i sont les coordonnées. C_p représente la capacité thermique à pression constante et égale à 1006 Jkg⁻¹K⁻¹. La constante spécifique des gaz parfaits est $R = 287$ Jkg⁻¹K⁻¹. g est l'accélération de pesanteur, prise verticale et égale à $g = -9,8$ ms⁻². La viscosité dynamique μ est calculée en utilisant la loi classique de Sutherland (voir par exemple [91]) comme suit :

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (5.6)$$

Avec la température de Sutherland $S = 111$ K et $\mu_0 = 1,715.10^{-5}$ kg.m⁻¹.s⁻¹ à $T_0 = 273,15$ K. On en déduit la conductivité λ par la relation :

$$\lambda = \frac{\mu C_p}{Pr} \quad (5.7)$$

5.2 La simulation des grandes échelles

La simulation des grandes échelles (voir par exemple les références [49, 68]) consiste à résoudre les grandes échelles de l'écoulement et à modéliser l'effet des petites échelles, non résolues explicitement, sur les échelles résolues. Cette stratégie a le double avantage de capturer plus finement l'écoulement que la simulation RANS (Reynolds Average Navier-Stokes) tout en étant moins coûteuse que la simulation numérique directe (DNS). Elle consiste en un filtrage spatial des équations, dénoté $(\bar{\quad})$. Comme la densité varie fortement dans le cas qui nous intéresse ici, le filtrage utilisé est la moyenne de Favre, symbolisée par $(\tilde{\quad})$, et définie comme suit :

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho \phi}}{\bar{\rho}} \quad (5.8)$$

Après filtrage, les équations de Navier-Stokes sous hypothèse de bas nombre de Mach deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{U}_j)}{\partial x_j} = 0 \\ \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial t} + \bar{\rho}\tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\mu} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{\rho}\tau_{ij}}{\partial x_j} + \bar{\rho}G \\ \bar{\rho}C_p \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \bar{P}^0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{\rho}C_p \mathcal{F}_j}{\partial x_j} \\ \bar{P}^0 = \bar{\rho}R\tilde{T} \\ \frac{\partial \bar{P}^0}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right. \quad (5.9)$$

avec $\tau_{ij} = \widetilde{U_i U_j} - \tilde{U}_i \tilde{U}_j$, le tenseur de contraintes sous-maille, et $\mathcal{F}_j = \widetilde{U_j T} - \tilde{U}_j \tilde{T}$, le flux de chaleur sous-maille qui représentent les effets des petites échelles de la turbulence sur les grandes. Pour modéliser le tenseur de contraintes sous-maille, on utilise l'hypothèse de la viscosité sous-maille ν_{sm} :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_{sm} \tilde{S}_{ij} \quad (5.10)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker, et \tilde{S}_{ij} est le tenseur filtré des déformations :

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.11)$$

En ce qui concerne la modélisation de flux de chaleur sous-maille, on utilise une diffusivité sous-maille définie par :

$$\kappa_{sm} = \frac{\nu_{sm}}{Pr_{sm}} \quad (5.12)$$

où Pr_{sm} est le nombre de Prandtl sous-maille fixé constant et égal à 0,9. Serra et al. [70] ont montré qu'utiliser un nombre de Prandtl constant donnait de bons résultats dans un canal anisotherme comparable sous un ratio de température de 2. Le flux de chaleur sous-maille est alors :

$$\mathcal{F}_j = \kappa_{sm} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (5.13)$$

Pour expliciter la viscosité sous-maille, on utilise le modèle WALE (Wall Adapting Local Eddy) de Nicoud et al. [60]. Ce modèle diffère du modèle classique de Smagorinsky [77] car il permet à la viscosité de tendre correctement vers zéro à la paroi ($\nu_{sm} \propto y^3$). Dans le modèle WALE, la viscosité sous-maille ν_{sm} est :

$$\nu_{sm} = (C_\omega \tilde{\Delta})^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}} \quad (5.14)$$

avec Δ la taille de maille, C_ω une constante, et $s_{ij}^d = \tilde{S}_{ik}\tilde{S}_{kj} + \tilde{\Omega}_{ik}\tilde{\Omega}_{kj} - \frac{1}{3}\delta_{ij}(\tilde{S}_{mn}\tilde{S}_{mn} - \tilde{\Omega}_{mn}\tilde{\Omega}_{mn})$, avec $\tilde{\Omega}_{ij}$ le vecteur de rotation filtré :

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.15)$$

La constante du modèle est fixée à $C_\omega = 0,5$ comme conseillé par les auteurs [60].

5.3 Méthodes numériques

5.3.1 Outils numériques

Le logiciel utilisé est TrioCFD, anciennement appelé Trio_U, qui est un code de mécanique des fluides développé par le CEA. C'est un code ouvert et modulaire pour lequel une conception orientée objet et le langage de programmation C++ ont été choisis [8]. Il est adapté à l'étude de divers problèmes thermo-hydrauliques à toutes échelles, de l'étude locale d'écoulements turbulents mono ou di-phasiques à la modélisation d'installations industrielles. Il est conçu pour permettre une parallélisation massive des calculs.

Les simulations ont utilisé les moyens de calculs nationaux du CINES (Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur), à Montpellier, dont l'attribution annuelle est gérée par le GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif). Les premiers calculs ont été réalisés sur le supercalculateur Jade, une machine SGI de 237 Téraflopps. En janvier 2015, Jade a été remplacée par le supercalculateur Occigen, une machine Bull de 2,1 Pétaflopps.

5.3.2 Couplage des canaux précurseur et ouvert

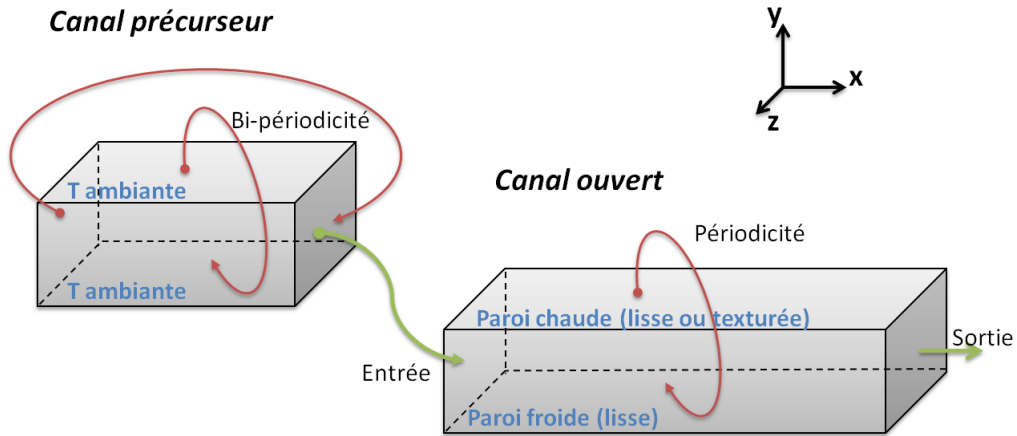


FIGURE 5.1 – Couplage entre le canal précurseur isotherme et le canal ouvert anisotherme

On s'intéresse à des écoulements d'air dans un canal plan turbulent anisotherme, qu'il soit lisse ou texturé, et plus particulièrement au développement des couches limites thermiques dans de ce type d'écoulement. Les propriétés du fluide dépendant de la température, le développement de la couche limite thermique modifie la dynamique de l'écoulement. Il

est donc indispensable que le canal soit ouvert, ce qui nécessite d'appliquer en entrée à chaque pas de temps une condition de canal plan turbulent établi. Pour l'obtenir, on utilise un canal plan isotherme bi-périodique, appelé canal précurseur. Comme schématisé sur la figure 5.1, une simulation complète est donc en fait le couplage d'un canal précurseur isotherme et d'un canal ouvert anisotherme.

Ce couplage est un point délicat des simulations. Il faut ainsi faire en sorte que le maillage soit rigoureusement identique entre la sortie du canal précurseur et l'entrée du canal ouvert. La gestion des processeurs en est également impactée. En effet, le canal précurseur nécessite moins de mailles et donc moins de processeurs que le canal ouvert : quatre fois moins en configuration lisse, et dix fois moins en configuration texturée. Cependant, lorsqu'on utilise le logiciel Trio_U de façon classique, le même nombre de processeurs doit être attribué aux deux domaines couplés. Ainsi, dans le cas lisse, un quart des processeurs devra assurer à la fois les calculs dans un sous-domaine du canal précurseur et du canal ouvert, tandis que les trois quarts restants, à qui n'aura été attribués qu'un sous-domaine du canal ouvert, auront un léger temps d'attente.

Afin d'améliorer l'utilisation des processeurs, le module ICoCo a été utilisé. Ce module a été développé par le CEA afin de coupler facilement le logiciel TrioCFD avec d'autres codes. On l'a employé ici pour coupler TrioCFD avec lui-même. Ainsi, TrioCFD est lancé indépendamment sur chacun des canaux avec des processeurs différents attribués à chaque canal, l'ensemble étant commandé par ICoCo qui gère également la transmission de la sortie du canal précurseur vers l'entrée du canal ouvert. Ce module a été utilisé pour le cas texturé.

5.3.3 Conditions initiales et conditions aux limites

Au début de la simulation, la vitesse longitudinale a un profil parabolique dont la moyenne est la vitesse débitante souhaitée, et la vitesse transverse est nulle. Pour provoquer l'apparition de la turbulence, la vitesse verticale est initialisée par de petites perturbations sinusoïdales de moyenne nulle. Le canal précurseur est bi-périodique dans la direction longitudinale de l'écoulement x , et la direction transverse z tandis que le canal ouvert n'est périodique que dans la direction transverse. L'entrée du canal ouvert est le profil de vitesse issu du canal précurseur, et sa sortie est une frontière ouverte de pression nulle. Pour les deux canaux, une condition de non-glissement est imposée aux parois supérieure et inférieure.

Le canal précurseur est isotherme, avec une température homogène $T = 288$ K. Les conditions aux limites thermiques du canal ouvert sont quant à elles issues de mesures effectuées à la soufflerie dans chaque configuration (lisse ou texturée) de façon à s'approcher au mieux du cas réel. L'initialisation consiste en un profil linéaire entre la température de la paroi supérieure et celle de la paroi inférieure. De même, la pression atmosphérique est fixée à $P_0 = 840$ mbar, c'est-à-dire une pression typiquement mesurée à Odeillo où s'effectuent les expériences.

5.4 Validation en canal plan isotherme

Pour vérifier la qualité des simulations, les résultats sont dans un premier temps présentés dans le cas classique d'un canal isotherme à $Re_\tau = 393,5$. Il s'agit d'un canal plan de dimension $2\pi h \times 2h \times 2\pi h$ avec $h = 0,025$ m. Le maillage comporte $128 \times 128 \times 256$ mailles. Les tailles de mailles sont constantes dans les directions longitudinale et transverse, avec $\Delta x^+ \approx 19,5$ et $\Delta z^+ \approx 10$. Elles varient dans la direction verticale de $\Delta y^+ = 1,3$ à la paroi

à 11,6 au centre du canal, en suivant la loi hyperbolique suivante :

$$y_k = L_y \left\{ 1 + \frac{1}{a} \tanh \left[\left(-1 + \frac{k-1}{N_y-1} \right) \tanh^{-1}(a) \right] \right\}, \quad k \in [1, N_y] \quad (5.16)$$

avec N_y le nombre de nœuds dans la direction y , et a une constante représentant la dilatation du maillage. Ici a vaut 0,945.

5.4.1 Profils de vitesses

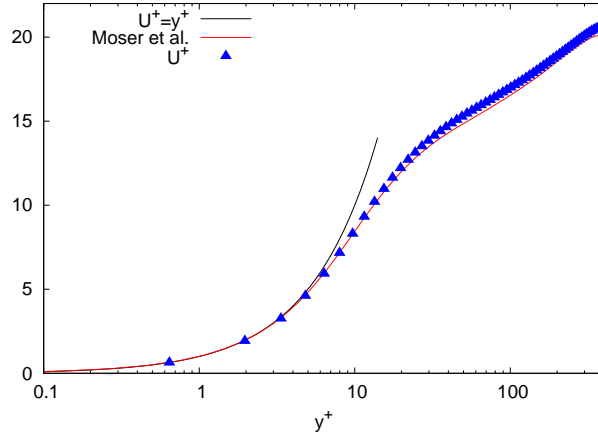


FIGURE 5.2 – Vitesse longitudinale

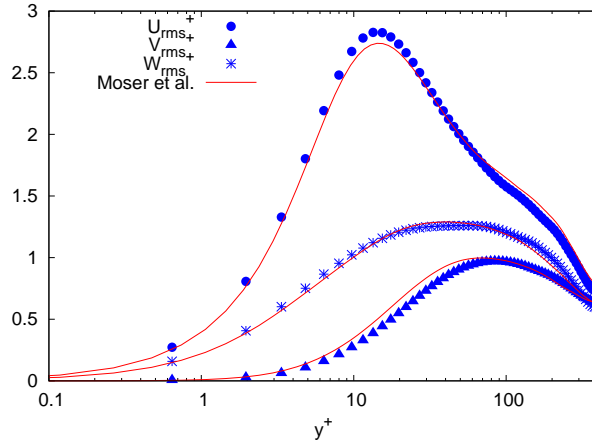


FIGURE 5.3 – Écarts-types de vitesses

Les figures 5.2 et 5.3 montrent la vitesse moyenne longitudinale et les écarts-types de vitesse comparés à la simulation numérique directe de Moser et al. [56] d'un canal plan turbulent similaire. Dans la simulation de Moser et al. les dimensions du domaine de calcul sont $2\pi h \times 2h \times \pi h$, où h est la demi-hauteur du canal. Leur maillage comporte $256 \times 193 \times 192$ mailles. Leur Re_τ est de 392,24, contre 393,5 dans notre cas, soit une différence de moins de 0,5%.

Comme le canal isotherme est bi-périodique, les moyennes de Reynolds sont calculées en

intégrant les résultats sur le temps et sur les deux directions d'homogénéité (longitudinale et transverse à l'écoulement), comme suit :

$$\langle f(y) \rangle = \frac{1}{N_{t_f} N_x N_z} \sum_{t=1}^{N_{t_f}} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_z} f(i, y, k, t) \quad (5.17)$$

Pour faciliter les comparaisons, les résultats sont adimensionnés en utilisant l'adimensionnement classique :

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu_\omega} \quad U^+ = \frac{\langle U \rangle}{u_\tau} \quad U_{rms}^+ = \frac{\langle U_{rms} \rangle}{u_\tau} \quad (5.18)$$

La vitesse de frottement u_τ , définie ci-dessous, est égale à 0,277 m/s dans le canal isotherme.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\langle \mu_\omega \rangle}{\langle \rho_\omega \rangle} \left| \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \right|_\omega} \quad (5.19)$$

Les résultats concordent bien avec la DNS de Moser et al. La vitesse moyenne longitudinale (Figure 5.2) se superpose bien aux résultats de DNS près de la paroi, et elle suit la loi $U^+ = y^+$ de la sous-couche visqueuse. Cependant, elle est légèrement surestimée au centre du canal. En ce qui concerne les écarts-types de vitesse (Figure 5.3), ils sont dans l'essentiel bien capturés, même si on peut voir quelques légers écarts. L'écart-type de la vitesse longitudinale est un peu surestimé tandis que l'écart-type de la vitesse transverse est au contraire sous-estimé. Ces écarts peuvent être attribués à la modélisation LES. Un maillage plus fin donnerait sans doute de meilleurs résultats, mais au prix d'une augmentation du temps de calcul.

5.4.2 Contrainte de cisaillement

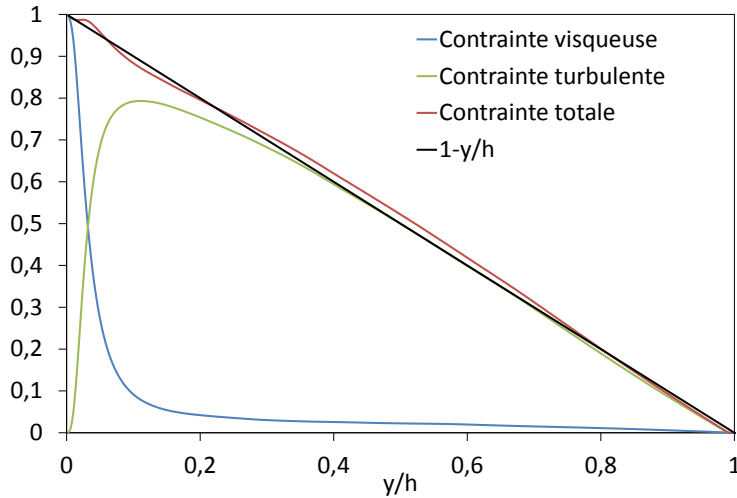


FIGURE 5.4 – Contraintes de cisaillement adimensionnées par la contrainte à la paroi τ_p dans le canal isotherme

La contrainte de cisaillement totale est définie comme $\tau(y) = \overline{\mu_{tot} \frac{dU}{dy}} - \overline{\rho u'v'}$. Comme il s'agit de résultats d'une simulation des grandes échelles, $\mu_{tot} = \mu + \mu_{sm}$, où μ est la viscosité moléculaire, constante dans un canal isotherme, calculée par la loi de Sutherland

(cf. équation 5.6) et μ_{sm} est la viscosité dynamique sous-maille calculée par le modèle WALE tel que présenté à l'équation (5.14). La contrainte de cisaillement totale a deux composantes : $\mu_{sm} \frac{dU}{dy} - \overline{\rho u'v'}$ la contrainte turbulente, et $\mu \frac{dU}{dy}$ la contrainte visqueuse. Comme rappelé au chapitre 1, elle se simplifie dans un canal plan turbulent isotherme en $\tau(y) = \tau_p(1 - y/h)$, où τ_p est la contrainte de cisaillement à la paroi. Afin de vérifier cette relation, la figure 5.4 présente les contraintes de cisaillement turbulente, visqueuse et totale adimensionnées par τ_p et comparées à la droite $1 - y/h$ dans le canal plan turbulent simulé. Comme attendu, à la paroi la contrainte visqueuse est prédominante tandis que la contrainte turbulente est nulle. Lorsqu'on s'en éloigne vers le centre du canal, la contrainte visqueuse devient négligeable devant la contrainte turbulente. La contrainte de cisaillement totale adimensionnée est proche de la droite $1 - y/h$ bien que des écarts soient visibles, $\tau(y)/\tau_p$ oscillant légèrement autour de la droite. On a dû faire ici l'approximation $\overline{\mu_{sm} \frac{dU}{dy}} \approx \overline{\mu_{sm}} \frac{dU}{dy}$. C'est probablement ce qui explique ces écarts.

5.5 Conclusion du chapitre 5

Dans ce chapitre, les outils numériques ont été présentés et validés en configuration isotherme. La suite de ce travail est consacrée à des simulations des grandes échelles d'écoulements de canal plan chauffé asymétriquement. Afin de distinguer les effets du chauffage de ceux de la géométrie "générateurs de turbulence/riblets", les études portent dans un premier temps sur un canal plan lisse. Le chapitre 6 s'intéresse à ces résultats numériques avec une attention particulière portée à la condition aux limites thermique, tandis que le chapitre 7 compare les résultats numériques et expérimentaux. Dans un second temps, une simulation des grandes échelles d'un écoulement de canal plan texturé et chauffé a également été menée : elle est présentée au chapitre 8.

Chapitre 6

Étude numérique d'un écoulement de canal plan chauffé asymétriquement

Les écoulements de canal plan qui nous intéressent, combinant turbulence et chauffage asymétrique, sont complexes. Pour compléter les analyses expérimentales, on mène donc des simulations des grandes échelles aux conditions les plus proches possibles de celles de la soufflerie. On étudie pour cela un canal plan lisse ouvert établi de même géométrie que la veine de la soufflerie, aux mêmes niveaux de températures (soit une différence de température d'environ 200 K entre les deux parois) et au même Re_τ avant chauffe de 395. À proximité des parois supérieure et inférieure de ce canal, plus chaude que l'air entrant, vont se développer deux couches limites thermiques. L'objectif est ici de mieux comprendre comment le développement des couches limites thermiques d'une part, et le chauffage asymétrique d'autre part, influencent la dynamique de l'écoulement. En outre, on s'intéresse plus particulièrement à l'impact qu'a la condition aux limites thermique en imposant aux parois soit la température soit le flux.

Ce travail a fait l'objet d'une publication dans le journal *Computers and Fluids* [7] (voir annexe A).

6.1 Caractéristiques des simulations

6.1.1 Caractéristiques physiques

Les conditions physiques des simulations qui suivent sont dépendantes de la soufflerie car l'objectif est ici de se rapprocher au mieux du cas expérimental. Le domaine de calcul est ainsi imposé par les dimensions de la soufflerie : il s'agit d'un canal lisse de 5 cm de hauteur, 16 cm de largeur et 64 cm de longueur. L'écoulement simulé est soumis à une différence de température de l'ordre de 200 K pour un Re_τ avant chauffe de 395.

Les profils de température imposés aux parois supérieure et inférieure du canal plan ne sont pas constants : ils sont issus de mesures réalisées à la soufflerie. Une longueur de canal un peu plus grande que la longueur chauffée, qui est de 50 cm, est simulée afin de limiter l'impact des conditions aux limites en entrée et en sortie sur la zone d'intérêt. Cela est visible sur la figure 6.1 qui montre les profils de température imposés aux deux parois. À la paroi basse, une mesure de température par pyromètre a été réalisée sur toute la longueur simulée. Elle est approximée par un polynôme d'ordre 6. Quant à la paroi supérieure, le profil a été défini à partir des mesures par thermocouples. La partie chauffée de la paroi haute est également bien reproduite par un polynôme d'ordre 6. En dehors de cette zone, on ne dispose que d'un point de mesure avant l'isolant et un point après l'isolant. On a donc

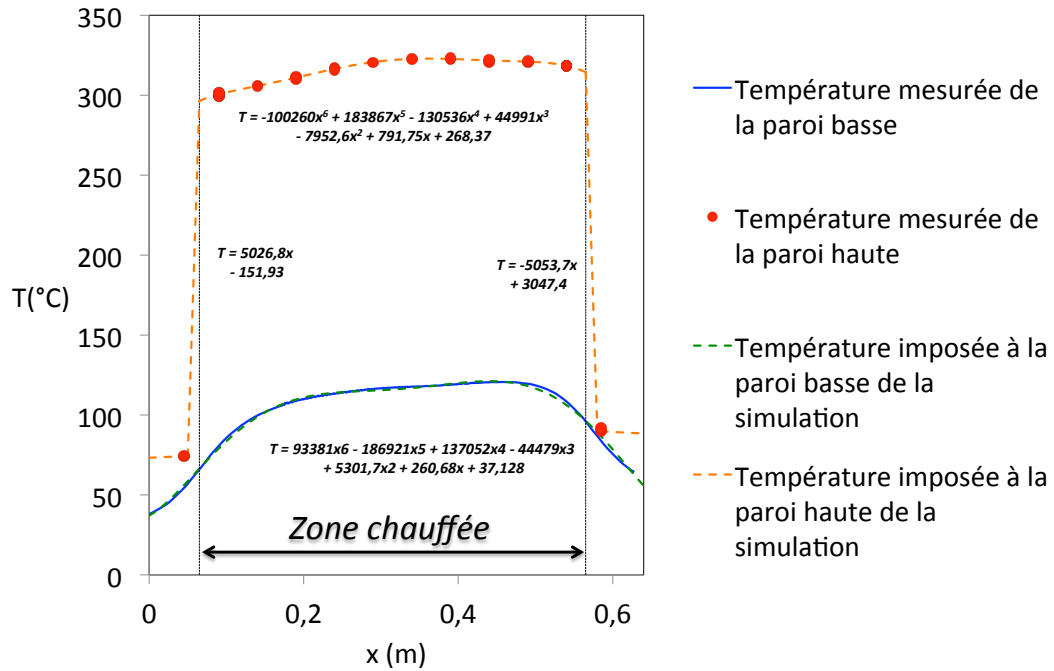


FIGURE 6.1 – Condition aux limites thermique : température imposée

choisi d'appliquer à cet endroit des droites correspondant à la conduction dans l'isolant et dans la plaque support.

Afin d'évaluer l'impact de la condition thermique, une deuxième simulation a été menée dans la même configuration excepté une condition en flux imposé. Cette condition aux limites en flux imposé, visible sur la figure 6.2, a été calculée à partir des résultats de la première simulation en température imposée. On libère ainsi les fluctuations de température qui peuvent être non nulles à la paroi dans le cas d'une condition en flux imposé. Les résultats obtenus pour cette seconde simulation sont présentés au paragraphe 6.6.

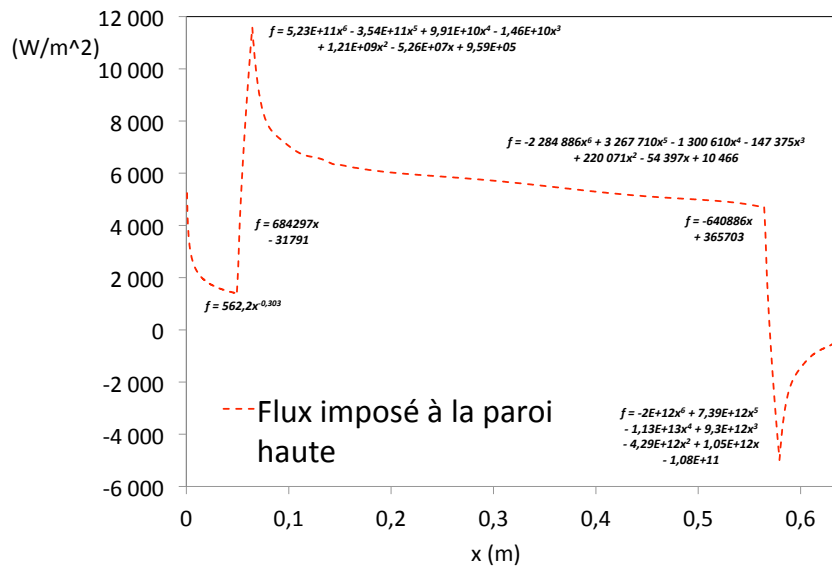
6.1.2 Caractéristiques numériques

Les deux simulations, que ce soit avec une condition aux limites thermique en température ou en flux imposé, ont les caractéristiques décrites au chapitre précédent, avec notamment un couplage entre un canal précurseur et un canal ouvert tel qu'expliqué au paragraphe 5.3.2. Le maillage du canal ouvert contient $512 \times 128 \times 256$ mailles. Elles ont une taille constante dans les directions longitudinale et transverse avec $\Delta x^+ \approx 19,5$ et $\Delta z^+ \approx 10$, et une taille variable, de $\Delta y^+ = 1,3$ à la paroi à $11,6$ au centre, dans la direction verticale suivant la loi hyperbolique 5.16.

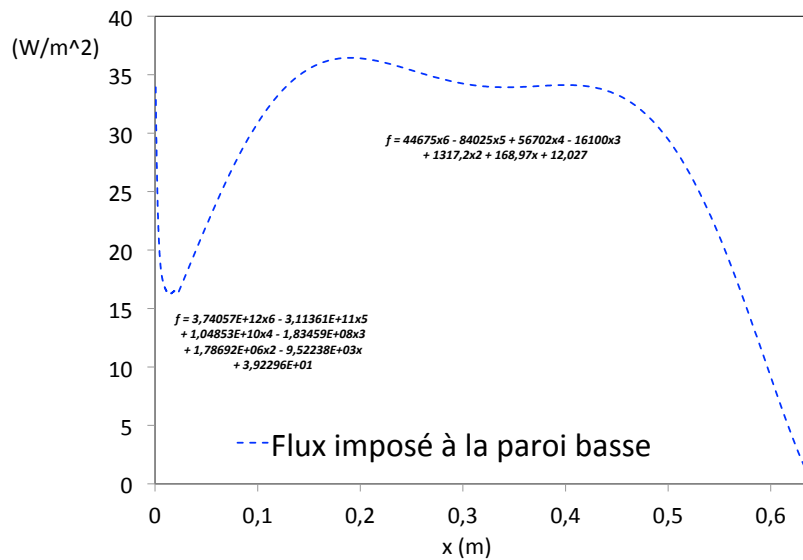
Le schéma temporel est un schéma de Runge-Kutta du troisième ordre. La convection dynamique est résolue avec un schéma centré du quatrième ordre et la convection thermique avec un schéma amont du troisième ordre : le schéma QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematic) [10].

Les calculs ont été parallélisés sur 1024 coeurs. Il a fallu une dizaine de jours de calcul sans interruption pour l'établissement du canal, puis une vingtaine de jours pour chaque simulation pour récolter les statistiques. Les statistiques ont été ainsi calculées sur environ 35 fois le temps de diffusion, défini comme $h/u_{\tau m}$ où h est la demi-hauteur du canal et $u_{\tau m}$ est la moyenne des vitesses de frottement à la paroi haute et à la paroi basse.

Il faut noter que dans toute la suite de ce chapitre, les résultats sont présentés uniquement



(a) Paroi supérieure



(b) Paroi inférieure

FIGURE 6.2 – Condition aux limites thermique : flux imposé

sur la zone d'intérêt du canal simulé, c'est-à-dire la zone chauffée d'une longueur de 50 cm. Lorsque des moyennes sur l'ensemble du canal sont présentées, il faut donc comprendre qu'elles ont été calculées sur cette zone.

6.2 Propriétés moyennes

Variable	Côté bas	Côté haut	Moyenne
Nombre de Reynolds moyen Re_b	-	-	13568
U_b/u_τ	15,11	12,51	13,69
U_c/u_τ	17,35	14,36	15,72
Coefficient de frottement $C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_b^2}$ ($\times 10^{-3}$)	6,97	6,62	6,79
Vitesse de frottement u_τ (m/s)	0,342	0,413	0,377
$Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu}$	298,42	174,48	236,45
Température de frottement T_τ (K)	7,38	27,73	17,56
Coefficient de transfert thermique h_{conv} (W/m^2K)	20,71	19,15	19,93

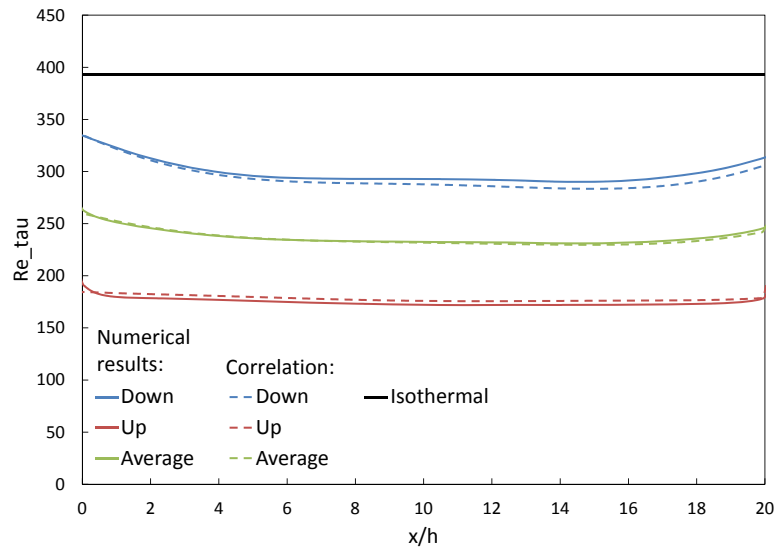
TABLE 6.1 – Propriétés moyennes pour une condition aux limites en température imposée

Le tableau 6.1 regroupe quelques propriétés du canal anisotherme. Tout d'abord, le nombre de Reynolds moyen a peu évolué : il a légèrement baissé d'environ 13700 dans le canal isotherme à 13568 dans le canal anisotherme, soit moins de 1%. Ce dernier est calculé comme suit :

$$Re_b = \int \frac{2h \iiint \rho U \, dydzdt}{\iiint \mu \, dydzdt} \, dx \quad (6.1)$$

La vitesse moyenne et la vitesse au centre adimensionnées par la vitesse de frottement sont respectivement 13,69 et 15,72. Ces deux ratios sont plus faibles du côté supérieur du canal, où la vitesse de frottement est plus élevée, que du côté inférieur. Le ratio U_c/U_b vaut 1,15. Pour un canal isotherme au même nombre de Reynolds moyen, la corrélation de Dean [20] suggère la même valeur : $U_c/U_b = 1,28Re_b^{-0,0116} = 1,15$. Le coefficient de friction global vaut $6,79 \times 10^{-3}$. De la même façon, on peut le comparer à la corrélation de Dean : $C_f = 0,073Re_b^{-0,25} = 6,76 \times 10^{-3}$. Les corrélations de Dean semblent donc toujours valides dans le cas anisotherme pour les valeurs moyennes.

Comparé au canal isotherme, la vitesse de frottement u_τ est plus élevée tandis que le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement Re_τ est plus faible, surtout dans la partie supérieure plus chaude du canal. La figure 6.3 confirme cette chute du nombre de Reynolds, et montre qu'il est plus ou moins constant le long de la partie chauffée du canal. Cela résulte d'une re-laminarisation de l'écoulement due à l'augmentation de température et donc de viscosité. En utilisant la corrélation de Dean classique [20] : $Re_\tau = 0,09Re_b^{0,88}$, on obtient la valeur $Re_\tau = 389,80$ alors que le résultat numérique est $Re_\tau = 236,45$. L'écart entre ces deux valeurs peut être attribué aux effets de la température sur la turbulence proche paroi. On propose une nouvelle corrélation pour Re_τ , basée sur la corrélation de


 FIGURE 6.3 – Re_τ au voisinage de la paroi haute, de la paroi basse, et en moyenne

Dean $Re_\tau = 0,09Re_{b\omega}^{0,88}$ mais en utilisant un nombre de Reynolds moyen $Re_{b\omega}$ modifié de façon à prendre en compte les variations de la densité et de la viscosité avec la température. Plusieurs choix étaient possibles pour la température à laquelle sont évaluées la densité et la viscosité. Les meilleurs résultats ont été obtenus en utilisant la température de paroi T_ω pour la viscosité μ_ω , et une température moyenne $(T_\omega + T_f)/2$ pour la densité. Le nombre de Reynolds moyen modifié est alors défini par :

$$Re_{b\omega} = \frac{\rho \left(\frac{T_\omega + T_f}{2} \right) U_b 2h}{\mu_\omega} \quad (6.2)$$

Où U_b est la vitesse moyenne, T_ω est la température de paroi et $T_f = 288K$ est la température du fluide. Les résultats de cette corrélation, tracés en pointillé sur la figure 6.3, concordent bien avec les résultats numériques.

Comme attendu, la différence de température a également un impact important sur les propriétés de transfert thermique. La température de frottement est presque quatre fois plus élevée sur la paroi supérieure que sur la paroi inférieure. Elle est définie comme :

$$T_\tau = \frac{\langle \lambda_\omega \rangle \left| \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right|_\omega}{\langle \rho_\omega \rangle C_p u_\tau} \quad (6.3)$$

Le chauffage asymétrique du canal plan turbulent a pour conséquence un écart entre les coefficients de transfert thermique sur chaque paroi. Le côté inférieur a un coefficient de transfert thermique plus élevé que le côté supérieur. De la même façon que pour Re_τ , une nouvelle corrélation est proposée pour le coefficient de transfert thermique afin de prendre en compte ces effets. Elle est basée sur la corrélation de Dittus-Boelter [23] : $Nu = 0,0243Re_{b\omega}^{0,8} Pr^{0,4}$, en utilisant le nombre de Reynolds moyen modifié défini par l'équation 6.2. Le nombre de Nusselt est défini comme suit :

$$Nu = \frac{h_{conv} 2h}{\lambda_\omega} \quad (6.4)$$

En utilisant cette corrélation, les coefficients de transfert thermique obtenus sont de $h_{conv} = 20,87 \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K})$ à la paroi basse et de $h_{conv} = 17,86 \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K})$ à la paroi haute, soit

$h_{conv} = 19,37 \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K})$ en moyenne. Comparé aux résultats numériques présentés tableau 6.1, l'écart est de moins de 1% à la paroi basse, et 7% à la paroi haute. En moyenne, la différence entre la valeur prédite et le résultat numérique du coefficient de transfert thermique est de moins de 3%.

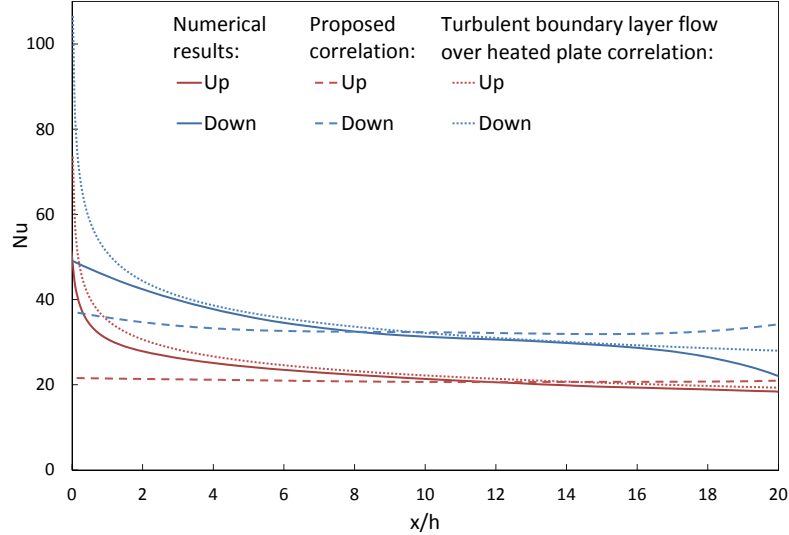


FIGURE 6.4 – Nombre de Nusselt au voisinage des parois haute et basse

La figure 6.4 montre l'évolution du nombre de Nusselt dans la direction longitudinale de chaque côté du canal. Elle compare les résultats numériques, la corrélation proposée ci-dessus, et la corrélation qui suit pour des écoulements de couche limite sur une plaque chauffée (voir par exemple [6]) : $Nu_x = 0,0296Re_x^{4/5}Pr^{1/3}$, dont on déduit le nombre de Nusselt basé sur la hauteur du canal : $Nu = 2hNu_x/x$. Bien que la nouvelle corrélation proposée donne des résultats satisfaisants en moyenne sur la direction longitudinale, prenant bien en compte le chauffage asymétrique, elle ne reste pas valable pour le coefficient de transfert local. La corrélation habituelle pour des écoulements turbulents de couche limite ne devrait pas être adaptée ici, car l'écoulement considéré est dynamiquement pleinement établi et il ne se développe que thermiquement. Cependant, d'un point de vue thermique, l'écoulement peut être considéré comme externe puisque les deux couches limites thermiques ne se rejoignent pas : au centre du canal, le fluide reste isotherme à 288K . Effectivement, les résultats montrent que cette corrélation est une bonne approximation au milieu de la zone chauffée. En revanche, elle surestime largement le coefficient de transfert de chaleur en début de chauffe.

6.3 Développement spatial d'une couche limite thermique

Dans le cas anisotherme, le fluide est chauffé le long du canal. Par rapport au cas isotherme, une direction d'homogénéité est donc perdue : la direction longitudinale. Les moyennes de Reynolds sont calculées en intégrant les résultats sur le temps et sur la direction d'homogénéité restante : la direction transverse.

$$\langle f(x, y) \rangle = \frac{1}{N_{t_f} N_z} \sum_{t=1}^{N_{t_f}} \sum_{k=1}^{N_z} f(x, y, k, t) \quad (6.5)$$

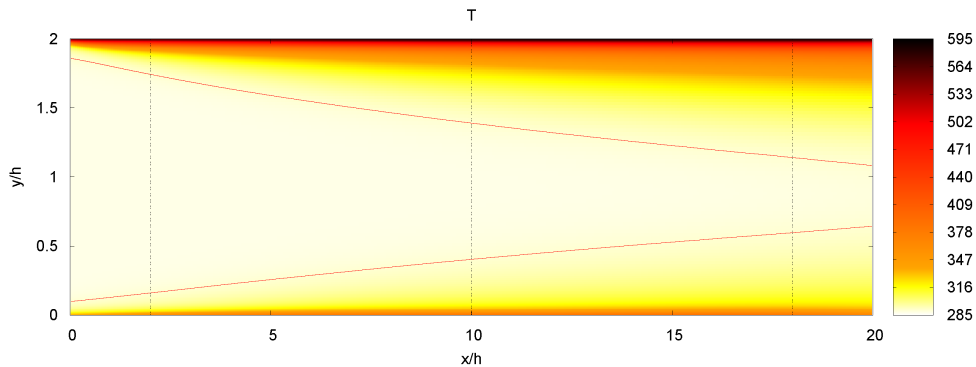


FIGURE 6.5 – Température et couche limite thermique en rouge

Les figures 6.5 à 6.11 représentent des grandeurs moyennes sur des plans (xy) , permettant ainsi une visualisation spatiale du comportement de l'écoulement.

La figure 6.5 montre la température moyenne dans le canal. Le fluide entre dans le canal par la gauche à 288K et il est chauffé par les parois supérieure et inférieure tandis qu'il s'écoule vers la droite. Les courbes isothermes en rouge délimitent les deux couches limites thermiques, définies comme 99% de la température du fluide. A la fin de la zone chauffée, la couche limite supérieure atteint presque la moitié de la hauteur du canal, tandis que la couche limite inférieure atteint un peu plus d'un quart de la hauteur du canal.

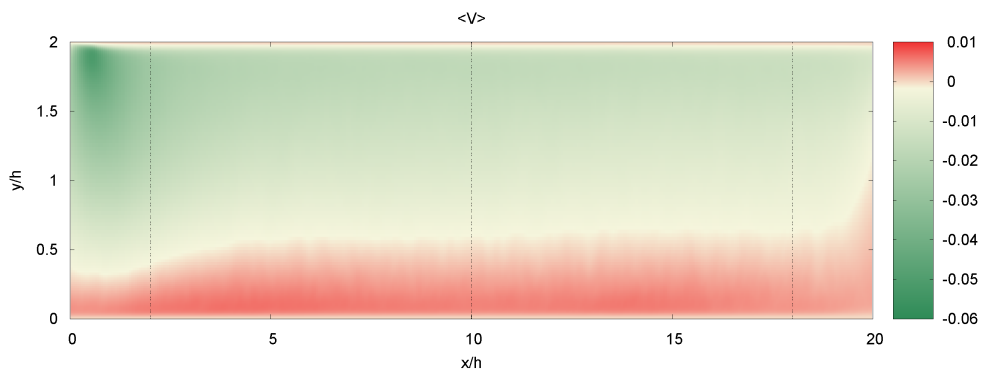


FIGURE 6.6 – Vitesse moyenne verticale

La vitesse moyenne verticale est tracée figure 6.6 en utilisant des teintes vertes pour les vitesses négatives et des teintes rouges pour les vitesses positives. A l'entrée du canal, les deux parois chaudes provoquent des variations de la densité de l'air, modifiant ainsi l'écoulement. La paroi supérieure chaude repousse l'écoulement créant une vitesse verticale négative. Simultanément, le même effet a lieu près de la paroi inférieure, où une vitesse positive est créée. Ces deux vitesses opposées s'équilibrent au centre du canal, mais plus près du côté inférieur. En effet, l'intensité de la vitesse verticale négative créée près de la paroi haute est trois à cinq fois plus forte que celle de la vitesse positive près de la paroi basse, en raison de la différence de température entre ces deux parois.

La vitesse moyenne longitudinale est représentée sur la figure 6.7 avec des isocontours de

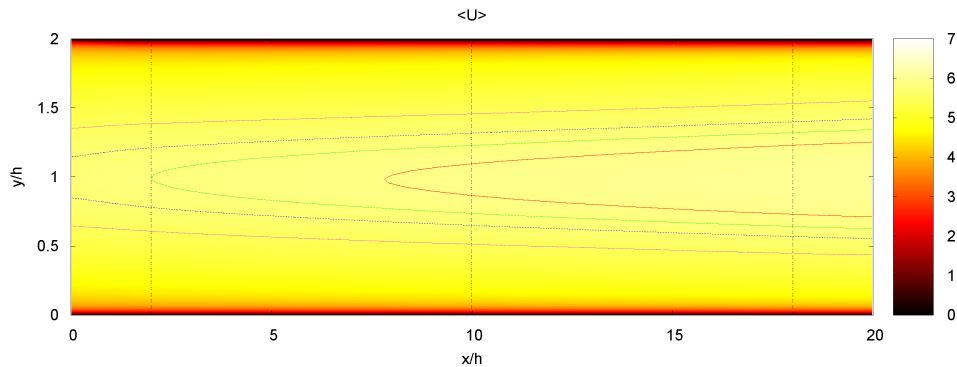


FIGURE 6.7 – Vitesse moyenne longitudinale avec des contours de niveau à 5, 5,5 ; 5,7 ; 5,8 et 5,9 m/s respectivement en violet, bleu, vert et rouge

vitesse constante à 5, 5,5 ; 5,7 ; 5,8 et 5,9 m/s en violet, bleu, vert et rouge respectivement. Leur forme montre une nette accélération de la vitesse longitudinale au centre du canal. Ici aussi le comportement de la vitesse peut s'expliquer par les effets de dilatation dus aux parois chaudes. Les deux parois repoussent l'air vers le centre du canal, où sa vitesse est accélérée par un effet de type Venturi.

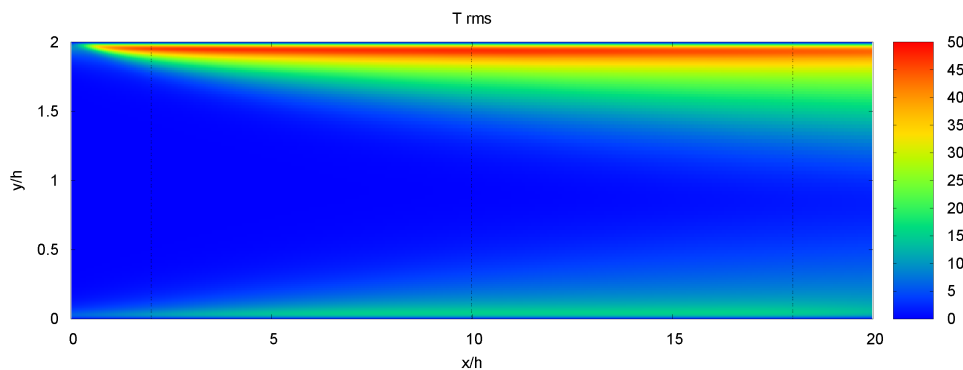


FIGURE 6.8 – Écart-type de température

La figure 6.8 montre que les écarts-types de température atteignent un maximum sur une bande située en dessous dans la paroi supérieure, autour de $y/h = 1,9$, et que cette zone s'élargit le long du canal. On observe la même répartition près de la paroi inférieure mais à plus basse intensité. La corrélation entre la vitesse longitudinale et la température, tracée figure 6.9, présente un comportement similaire avec deux bandes d'intensité plus élevée juste en dessous de la paroi haute et juste au-dessus de la paroi basse. Cependant, ces bandes ne s'élargissent plus à partir du tiers du canal environ, atteignant une asymptote. Il faut noter que dans cette configuration, la condition à la limite thermique est un profil de température imposé. Les fluctuations de température sont donc forcées à zéro à la paroi.

La figure 6.10 montre la pression mécanique dans le canal. Comme on pouvait s'y attendre pour un tel écoulement de canal plan, l'effet majeur observé est une perte de charge de

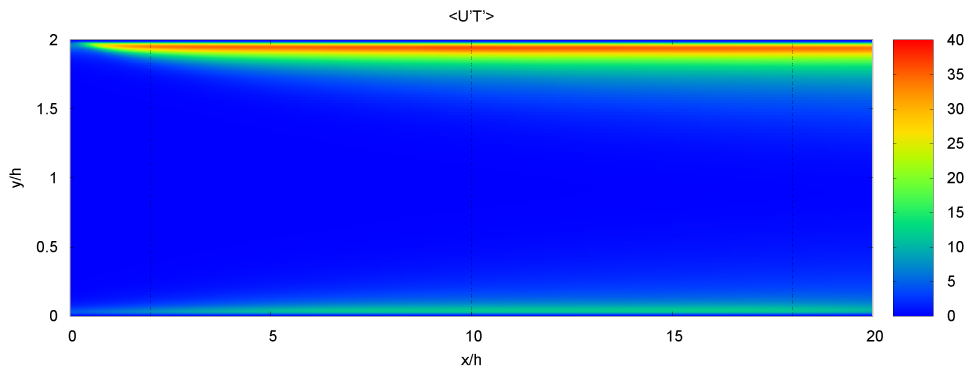


FIGURE 6.9 – Corrélation température-vitesse longitudinale

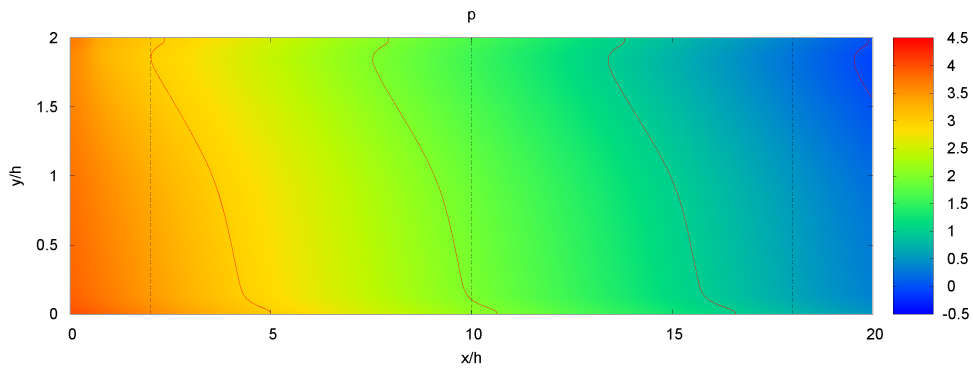


FIGURE 6.10 – Pression mécanique avec des lignes isobares à 0 ; 1 ; 2 et 3 Pa en rouge

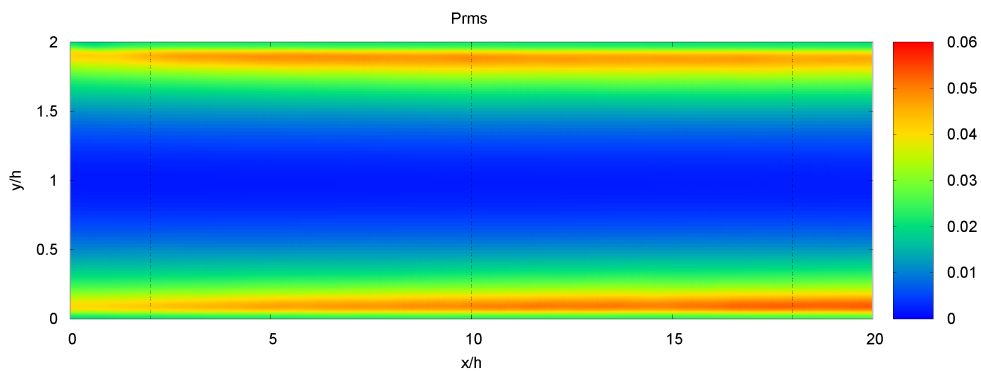


FIGURE 6.11 – Écart-type de pression mécanique

presque 4 Pa entre l'entrée et la sortie du canal. Des lignes isobares sont tracées en rouge afin de mieux visualiser la répartition spatiale des pressions. On observe des variations de pression plus importantes du côté inférieur que du côté supérieur. Cette observation est cohérente avec le plus grand coefficient de frottement à la paroi basse, comme noté précédemment. Les écarts-types de pression sont tracés figure 6.11. De la même façon que pour les écarts-types de température, les pics d'intensité des écarts-types de pression sont situés juste en dessous de la paroi supérieure et juste au-dessus de la paroi inférieure. Après une croissance rapide à l'entrée, la largeur du pic reste constante le long du canal. Les figures sur un plan (xy) ont permis de montrer l'impact du développement des couches limites thermiques sur le comportement global de l'écoulement. Pour mieux comprendre les liens entre les champs thermique et dynamique, différentes grandeurs sont tracées sur les figures 6.12 à 6.21 en fonction de la distance à la paroi (c'est-à-dire en fonction de la distance à la paroi haute dans la moitié supérieure du canal, et de la paroi basse dans la moitié inférieure) à trois positions le long du canal : $x/h = 2, 10$ et 18 . Ces trois positions sont matérialisées d'un trait pointillé noir sur les figures 6.5-6.11. En outre, toutes les grandeurs fluctuantes qui n'ont pas été présentées sous forme de plan (xy) par manque de clarté sont ici tracées de façon plus adaptée.

6.4 Profils de vitesses, de températures et de pressions

Les profils de vitesse sans adimensionnement sont présentés à l'annexe B. Dans ce chapitre, on analyse les profils de température et de vitesse en les adimensionnant de deux manières. On utilise tout d'abord l'adimensionnement classique défini par les relations 5.18 et 5.19 avec l'ajout suivant pour la température :

$$T^+ = \frac{T_\omega - \langle T \rangle}{T_\tau} \quad (6.6)$$

où T_τ est la température de frottement définie par la relation 6.3. Pour l'adimensionnement classique, toutes les grandeurs physiques sont prises à la paroi. Bien que ce soit pratique, cela a le désavantage de ne pas prendre en compte les variations locales des propriétés du fluide avec la température. Des effets peuvent donc être cachés sur les profils. Pour résoudre ce problème, on utilise également un adimensionnement semi-local [36] qui prend en compte les variations locales de densité et de viscosité. Il est défini comme suit :

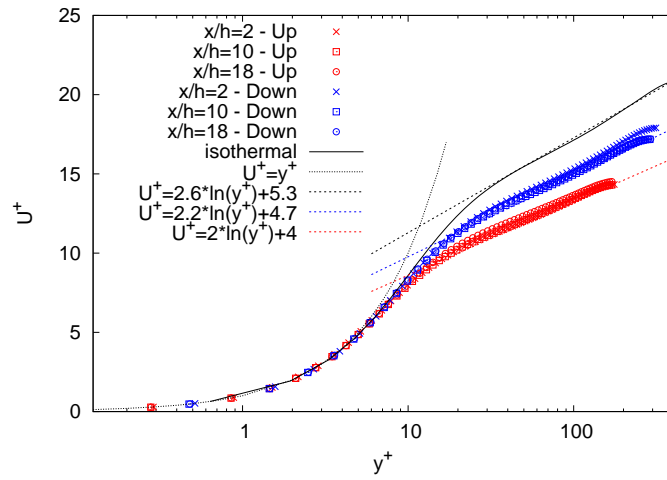
$$u_\tau^* = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\langle \rho(y) \rangle}} = \sqrt{\frac{\langle \mu_\omega \rangle}{\langle \rho(y) \rangle} \left| \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \right|_\omega} \quad (6.7)$$

$$y^* = \frac{y u_\tau^* \langle \rho(y) \rangle}{\langle \mu(y) \rangle} \quad (6.8)$$

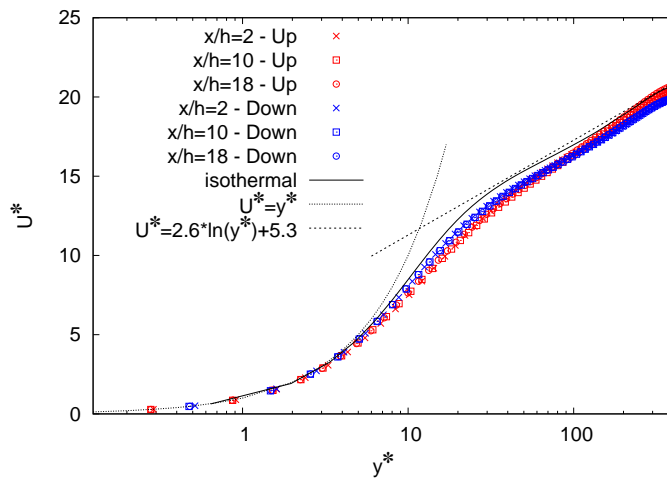
$$T_\tau^* = \frac{\langle \lambda_\omega \rangle \left| \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right|_\omega}{\langle \rho(y) \rangle C_p u_\tau^*} \quad (6.9)$$

La figure 6.12 montre les profils de vitesse moyenne longitudinale de chaque côté du canal anisotherme et à trois positions le long du canal, en utilisant l'adimensionnement classique figure 6.12a, l'adimensionnement semi-local figure 6.12b et un troisième adimensionnement : l'adimensionnement de Van Driest figure 6.12c. L'adimensionnement de Van Driest [83] est défini dans le cas de la vitesse moyenne longitudinale par :

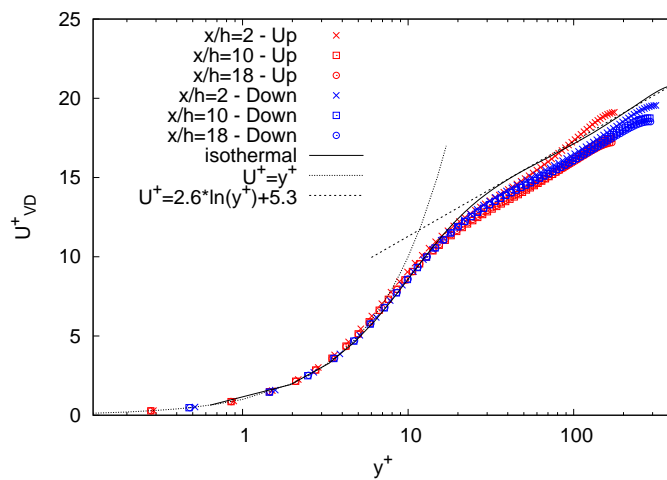
$$U_{VD}^+ = \frac{2}{Pr_{sm} T_\tau / T_\omega} \left(1 - \sqrt{1 - Pr_{sm} T_\tau / T_\omega U / u_\tau} \right) \quad (6.10)$$



(a) Adimensionnement classique



(b) Adimensionnement semi-local



(c) Adimensionnement de Van Driest

FIGURE 6.12 – Vitesse moyenne longitudinale avec différents adimensionnements

Où le nombre de Prandtl turbulent Pr_{sm} est constant et égal à 0,9, T_τ est la température de frottement définie par la relation 6.3 et T_ω est la température de paroi. Nicoud et Bradshaw [59] ont identifié une analogie mathématique entre la transformation de Van Driest pour les couches limites compressibles avec transfert de chaleur avec la transformation de Simpson [76] pour les couches limites incompressibles avec transfert de masse à la paroi. En se basant sur cette analogie, la vitesse d'injection équivalente utilisée dans l'adimensionnement de Van Driest est :

$$V_{inj} = Pr_{sm} T_\tau / T_\omega u_\tau \quad (6.11)$$

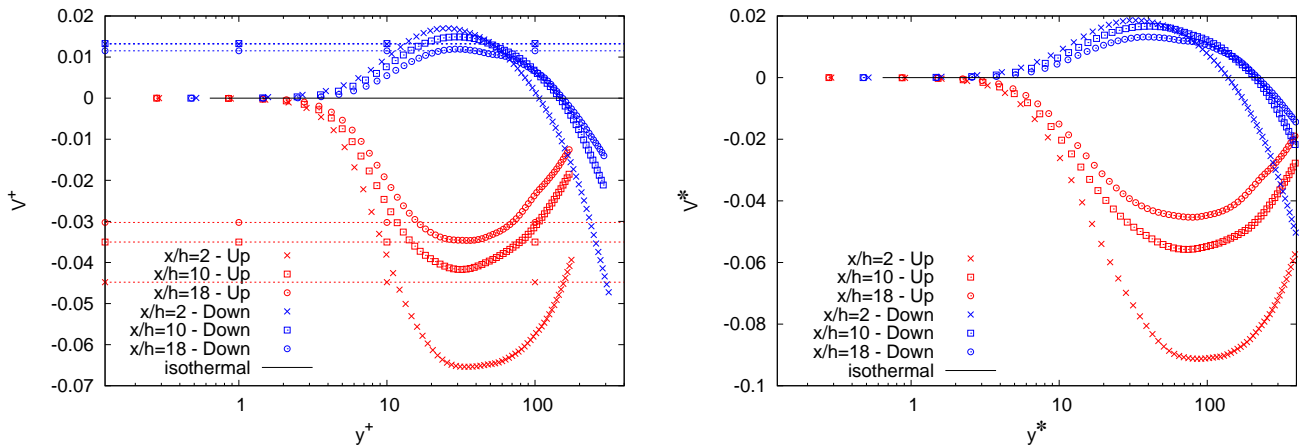
Dans un canal bi-périodique anisotherme, la vitesse d'injection équivalente représente une bonne approximation de la vitesse verticale créée à la paroi chaude [82], suggérant qu'il existe un fondement physique à l'analogie mathématique identifiée par Nicoud et Bradshaw.

Quelque soit l'adimensionnement utilisé, tous les profils de vitesse moyenne longitudinale se superposent à la loi linéaire $U^+ = y^+$ dans la sous-couche visqueuse. Cependant, avec l'adimensionnement classique (figure 6.12a), les profils anisothermes s'écartent rapidement du profil isotherme lorsque l'on s'éloigne de la paroi. A partir d'environ $y^+ = 10$, les profils anisothermes se divisent en deux groupes quasi-homogènes entre le côté haut et le côté bas du canal. Tous les profils présentent une région logarithmique à partir de y^+ entre 20 et 40, mais aussi bien la pente que l'ordonnée à l'origine sont modifiés dans le cas anisotherme par rapport au cas isotherme. La pente de la loi logarithmique a tendance à diminuer lorsque la température de paroi augmente.

L'utilisation des deux autres adimensionnements permet aux profils de vitesse moyenne longitudinale de se regrouper autour du profil de vitesse isotherme. Avec l'adimensionnement semi-local (figure 6.12b) les profils du côté inférieur se superposent presque parfaitement au profil isotherme tandis que les profils du côté supérieur se rapprochent, bien qu'ils conservent une pente différente de la loi logarithmique. L'adimensionnement de Van Driest (figure 6.12c) permet également un bon regroupement des profils anisothermes, sauf pour le profil à $x/h = 2$. Il faut rappeler que cette position est la plus proche du début de la chauffe et de la création de vitesse verticale (cf. figure 6.6). C'est l'endroit où la couche limite thermique est la plus fine (cf. figure 6.5), et où les gradients de température sont les plus importants. C'est donc l'endroit où on s'attend à avoir le plus fort couplage entre la température et la vitesse.

La figure 6.13 présente la vitesse moyenne verticale en utilisant l'adimensionnement classique (figure 6.13a) et l'adimensionnement semi-local (figure 6.13b). Alors que la vitesse verticale est uniformément nulle dans le cas incompressible, elle se comporte très différemment dans le canal anisotherme. A partir d'environ $y^+ = 3$, une vitesse verticale positive est créée du côté inférieur du canal tandis qu'une vitesse verticale négative est créée du côté supérieur. La vitesse maximum est atteinte pour y^+ compris entre 20 et 50 avec l'adimensionnement classique, et entre 30 et 100 avec l'adimensionnement semi-local. A leur maximum, ces vitesses verticales restent toutefois faibles comparées aux vitesses longitudinales : elles représentent entre 0,1% et 0,4% de la vitesse débitante. Du côté supérieur du canal, le pic le plus élevé et le plus éloigné de la paroi est obtenu au début du canal, et aussi bien la hauteur du pic que sa distance à la paroi diminuent le long du canal. on observe les mêmes tendances du côté inférieur du canal, mais à plus faible intensité.

Les vitesses d'injection équivalentes (définies par l'équation 6.11) sont également tracées sur la figure 6.13a par des lignes horizontales, chaque position le long du canal repérée par le symbole correspondant. Dans ce canal anisotherme, le profil de vitesse moyenne verticale ne semble pas permettre une approximation par une seule valeur, au contraire de ce qui a été observé dans un canal bi-périodique [82]. En effet, dans le cas bi-périodique, une paroi

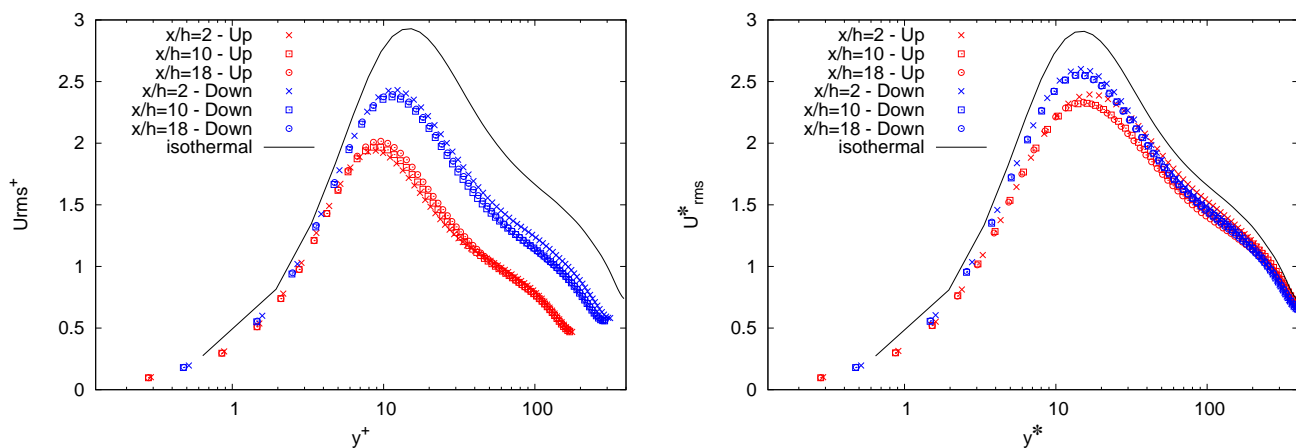


(a) Adimensionnement classique et vitesses d'injection équivalentes 6.11

(b) Adimensionnement semi-local

FIGURE 6.13 – Vitesse moyenne verticale avec différents adimensionnements

du canal chauffé le fluide tandis que l'autre doit équilibrer en le refroidissant, alors que dans cette simulation les deux parois chauffent l'air. Malgré tout, les vitesses d'injections équivalentes paraissent fortement liées aux vitesses verticales correspondantes : elles sont placées dans le même ordre et d'intensités comparables. En progressant dans le canal, la couche limite thermique s'épaissit et l'écart entre les vitesses verticales et leur vitesse d'injection équivalente diminue. On s'attend à ce qu'à plus grande distance de l'entrée, ces deux vitesses convergent vers une même valeur.



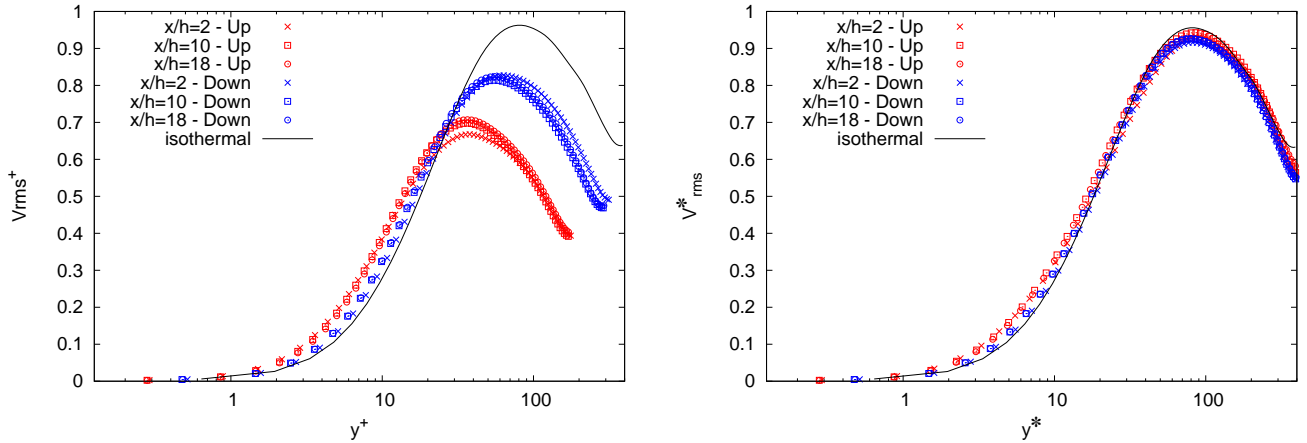
(a) Adimensionnement classique

(b) Adimensionnement semi-local

FIGURE 6.14 – Écart-type de vitesse longitudinale avec différents adimensionnements

Les figures 6.14 à 6.16 présentent les écarts-types de vitesses longitudinale (figure 6.14), verticale (figure 6.15) et transverse (figure 6.16), de chaque côté et à trois positions le long du canal anisotherme, comparés au profil isotherme, et en utilisant les adimensionnements classique et semi-local. Les profils anisothermes adimensionnés classiquement sont ici encore divisés en deux groupes entre les côtés haut et bas du canal. Les profils conservent

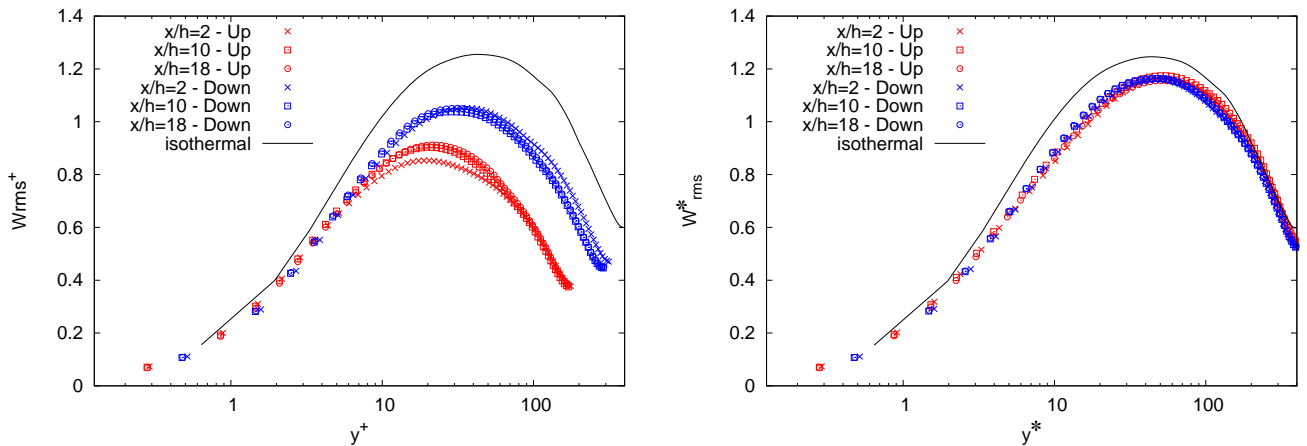
toujours une forme similaire, mais leur amplitude est diminuée lorsque la température augmente, et le pic de fluctuation se rapproche de la paroi.



(a) Adimensionnement classique

(b) Adimensionnement semi-local

FIGURE 6.15 – Écart-type de vitesse verticale avec différents adimensionnements



(a) Adimensionnement classique

(b) Adimensionnement semi-local

FIGURE 6.16 – Écart-type de vitesse transverse avec différents adimensionnements

Avec l'adimensionnement semi-local, les profils se rapprochent, même si on observe toujours des écarts. Les profils se superposent bien au centre du canal, tandis que des écarts sont visibles près des pics de fluctuations. Les profils d'écart-type de vitesse longitudinale (figure 6.14b) présentent des maxima regroupés autour de $y^* = 12$, mais leur amplitude est toujours diminuée avec la température de paroi. Le profil du côté haut à $x/h = 2$ est légèrement décalé par rapport à la paroi et plus important que les autres. Ici encore le profil qui émerge correspond à la position où les gradients de températures sont les plus importants. La figure 6.15b montre qu'une très bonne superposition des profils a été obtenue pour les écarts-types de vitesse verticale. En ce qui concerne les écarts-types de vitesse transverse (figure 6.16b), l'utilisation de l'adimensionnement semi-local a regroupé les profils anisothermes, même s'ils restent à un niveau plus bas que le profil isotherme. Cette

remarque suggère qu'il existe un autre effet de la température sur le champ de vitesse, outre les variations de densité et de viscosité du fluide.

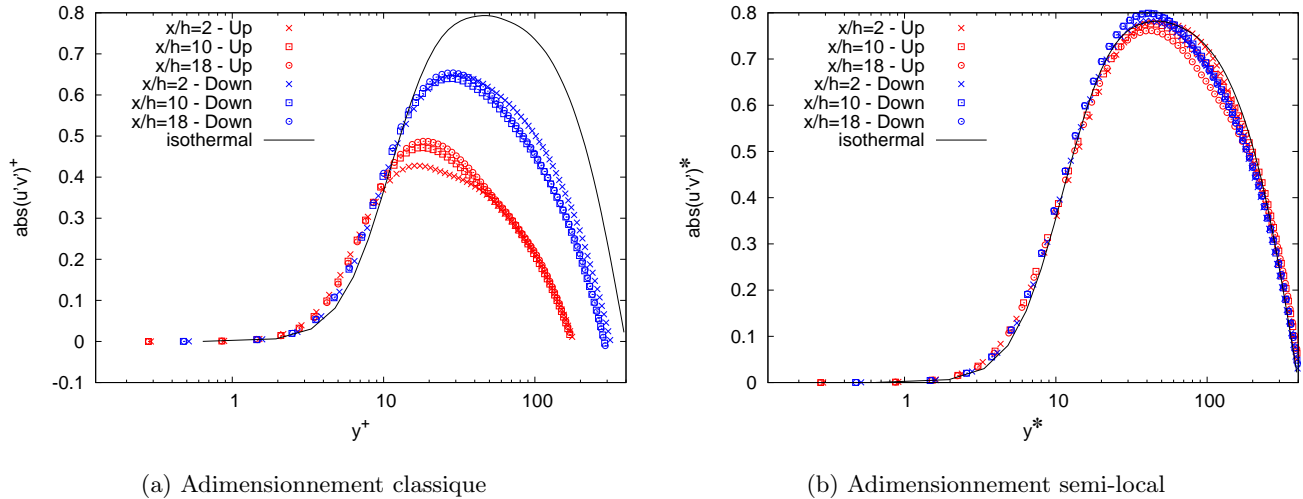


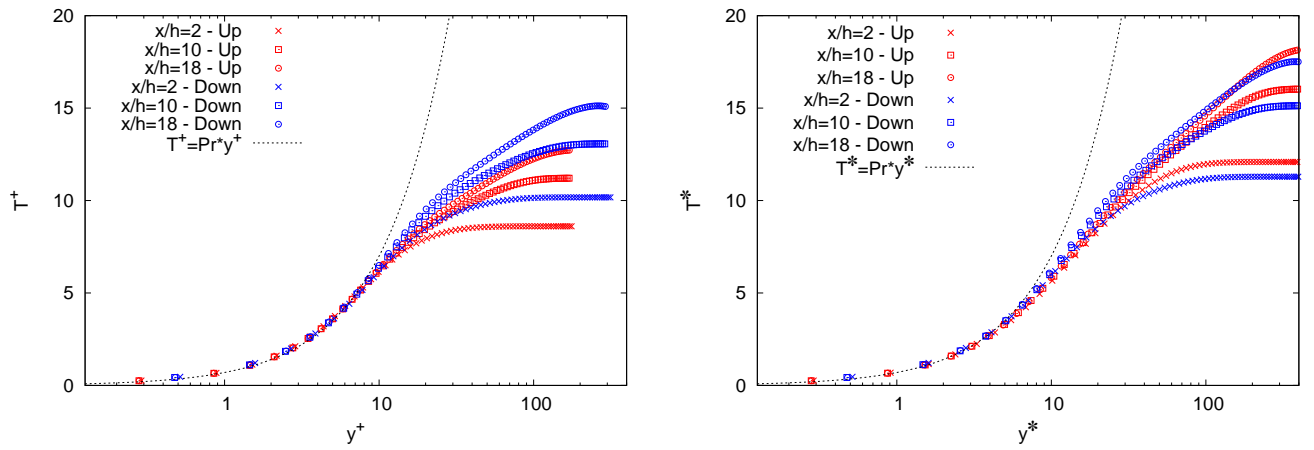
FIGURE 6.17 – Covariance entre les vitesses verticale et longitudinale

La figure 6.17 présente la covariance entre les vitesses verticale et longitudinale. On observe les mêmes tendances que précédemment : les profils de covariance sont très différents entre le canal isotherme, et les côtés supérieur et inférieur du canal anisotherme à partir d'environ $y^+ = 10$ avec l'adimensionnement classique, tandis qu'une meilleure superposition des profils est obtenue avec l'adimensionnement semi-local.

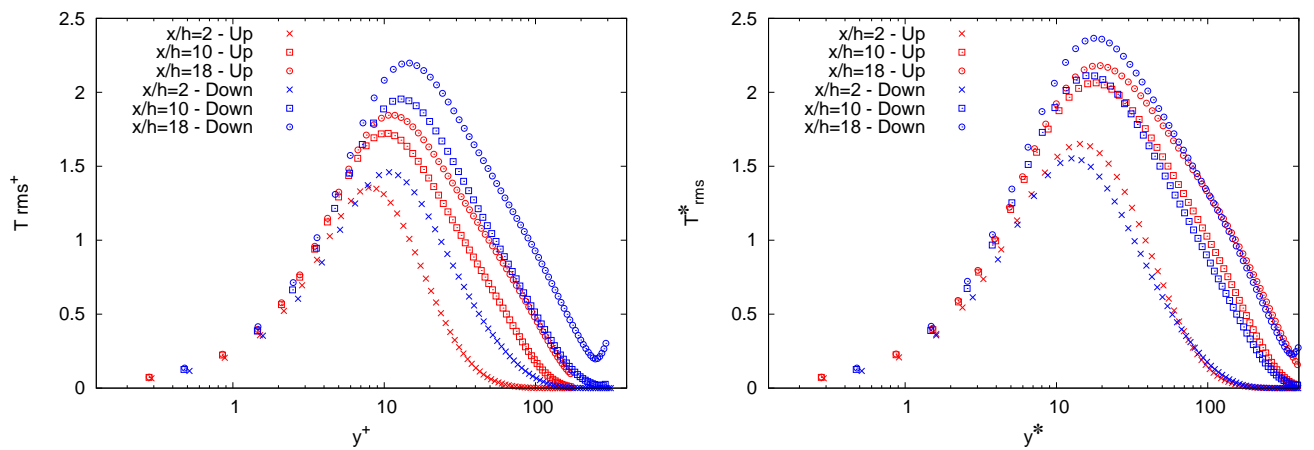
La figure 6.18 représente la température moyenne et les écarts-types de température en utilisant l'adimensionnement classique (cf. équation 6.3) et l'adimensionnement semi-local (cf. équation 6.9). La figure 6.18a montre que, jusqu'à $y^+ = 7$, les profils de température concordent parfaitement avec la loi linéaire $T^+ = Pr \times y^+$ où le nombre de Prandtl Pr vaut 0,7. Ensuite, les températures continuent à diminuer plus doucement jusqu'à atteindre un plateau au centre du canal. Ce comportement est encore plus visible sur la figure 6.18b. En progressant le long du canal, le plateau devient plus étroit, en raison du développement de la couche limite thermique. Pour $x/h = 18$ et du côté supérieur, le plateau a presque disparu, montrant que la couche limite thermique a presque atteint la moitié de la hauteur du canal.

Les écarts-types de température, tracés figure 6.18c, présentent un maximum qui augmente lorsque l'on progresse le long du canal. Sa position se décale de $y^+ = 8$ à $x/h = 2$ vers $y^+ = 12$ à $x/h = 18$ du côté supérieur du canal, et de $y^+ = 12$ vers 14 aux mêmes positions du côté inférieur. Le côté inférieur présente des pics de fluctuations adimensionnés plus élevés que le côté supérieur. L'adimensionnement semi-local (figure 6.18d) rétablit l'équilibre entre les deux côtés du canal tout en conservant les mêmes tendances d'évolution du maximum le long du canal. On peut cependant noter que les niveaux de fluctuations de température adimensionnés dépendent largement du transfert de chaleur plus faible du côté froid, et sans adimensionnement les fluctuations de température sont plus élevées du côté supérieur du canal.

La figure 6.19 montre la corrélation entre la température et la vitesse longitudinale. Elle présente des tendances similaires à celles des fluctuations de températures seules, avec un pic qui augmente et qui s'éloigne de la paroi lorsqu'on progresse le long du canal. On observe également les mêmes tendances pour la corrélation entre la température et la vitesse



(a) Température moyenne avec l'adimensionnement classique (b) Température moyenne avec l'adimensionnement semi-local



(c) Écart-type de température avec l'adimensionnement classique (d) Écart-type de température avec l'adimensionnement semi-local

FIGURE 6.18 – Température moyenne et écart-type de température avec différents adimensionnements

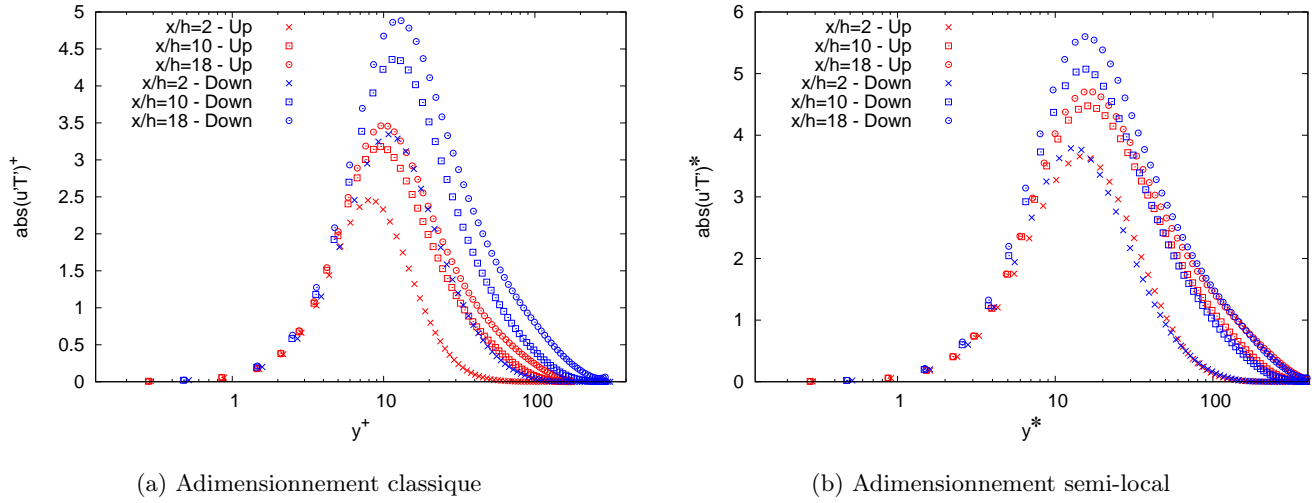


FIGURE 6.19 – Corrélation température-vitesse longitudinale

verticale, tracée figure 6.20. Ce comportement souligne qu'il existe un fort lien entre les fluctuations de température et de vitesse.

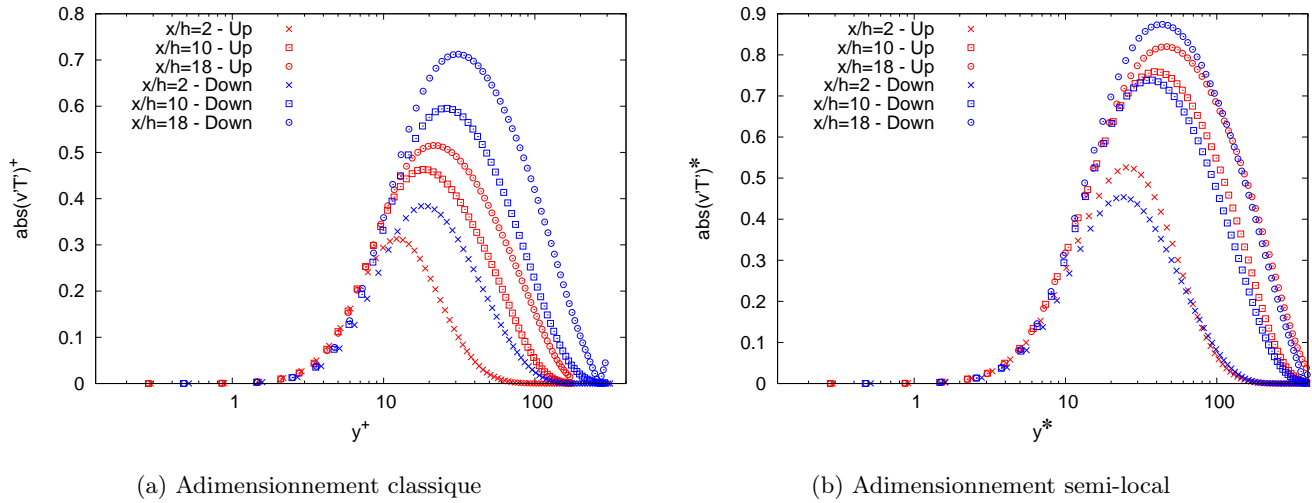
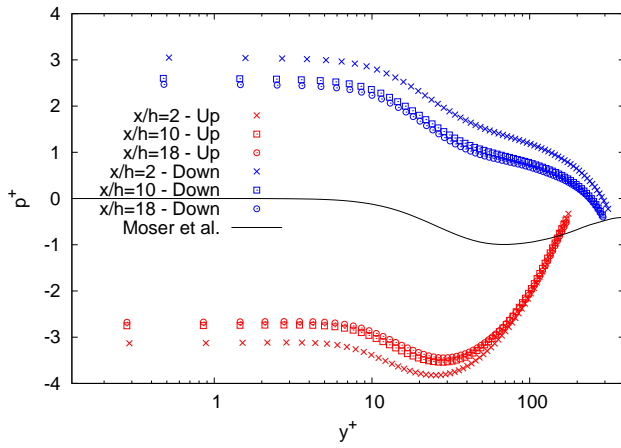


FIGURE 6.20 – Corrélation température-vitesse verticale

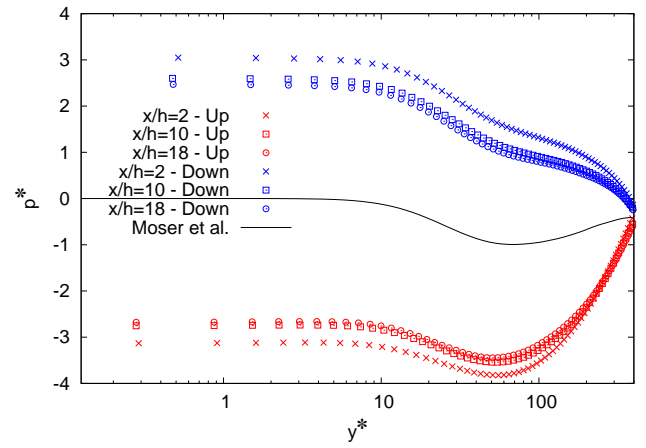
La figure 6.21 représente la pression mécanique et les écarts-types de pression en utilisant l'adimensionnement classique et semi-local, et comparé à la DNS de Moser et al. [56] dans un canal bi-périodique turbulent isotherme à $Re_\tau = 395$. L'adimensionnement classique est calculé comme suit :

$$p^+ = \frac{\langle P \rangle - P_{\omega m}}{\rho_\omega u_\tau^2} \quad P_{rms}^+ = \frac{\langle P_{rms} \rangle}{\rho_\omega u_\tau^2} \quad (6.12)$$

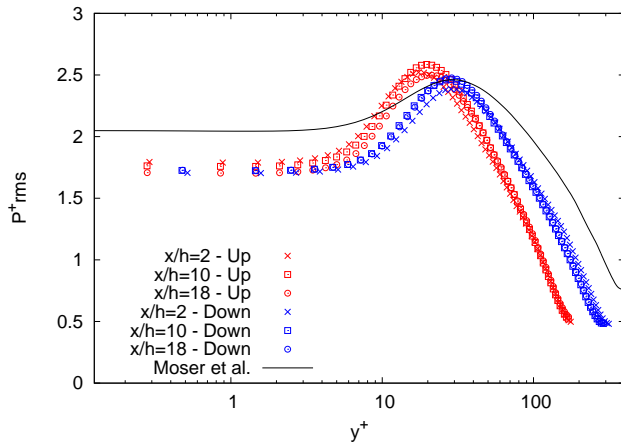
où $P_{\omega m} = \frac{P_{\omega up} + P_{\omega low}}{2}$ est la moyenne des pressions aux parois supérieure et inférieure, ρ_ω est la densité à la paroi, et u_τ est la vitesse de frottement définie à l'équation 5.19.



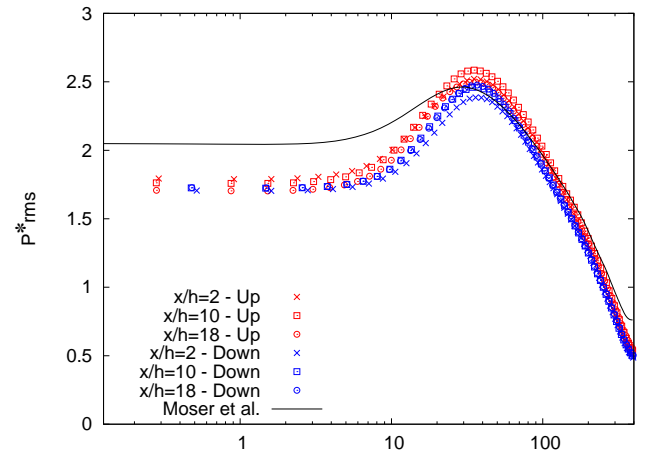
(a) Pression mécanique avec l'adimensionnement classique



(b) Pression mécanique avec l'adimensionnement semi-local



(c) Écart-type de pression mécanique avec l'adimensionnement classique



(d) Écart-type de pression mécanique avec l'adimensionnement semi-local

FIGURE 6.21 – Pression mécanique et écart-type de pression avec différents adimensionnements

On pourrait définir de même l'adimensionnement semi-local, en utilisant la vitesse de frottement semi-locale définie à l'équation 6.7 et la densité locale :

$$p^* = \frac{\langle P \rangle - P_{\omega m}}{\rho(y)u_{\tau}^{*2}} \quad P_{rms}^* = \frac{\langle P_{rms} \rangle}{\rho(y)u_{\tau}^{*2}} \quad (6.13)$$

Cependant, on peut noter que $\rho(y)u_{\tau}^{*2} = \rho_{\omega}u_{\tau}^2$, et donc $p^* = p^+$. La différence entre les adimensionnements classique et semi-local dans ce cas porte donc uniquement sur la distance à la paroi.

La pression mécanique est significativement modifiée par rapport au cas isotherme en raison des effets de dilatation. Ici encore, on peut noter que le profil à $x/h = 2$ est davantage modifié que les profils à $x/h = 10$ et 18. En effet, c'est en début de chauffe que les variations de densité sont les plus importantes. Les fluctuations de pressions présentent un pic resserré par rapport au cas isotherme. En utilisant l'adimensionnement classique (figure 6.21c), le pic de fluctuation du côté supérieur est plus élevé et plus près de la paroi que le pic côté inférieur. Cependant, l'adimensionnement semi-local (figure 6.21d) permet de regrouper les pics anisothermes avec le pic isotherme, bien que les pics du côté supérieur restent un peu plus élevés. Quelque soit l'adimensionnement utilisé, les fluctuations de pression à la paroi sont plus faibles dans le cas anisotherme que dans le cas isotherme.

6.5 Modification des équations dans un écoulement de canal plan anisotherme

Comme on a pu l'observer à la partie précédente, la chauffe asymétrique d'un écoulement de canal plan turbulent impacte sa dynamique. En particulier, la vitesse de frottement se dissymétrise entre les parois haute et basse et une faible vitesse verticale est créée près de chaque paroi. Dans ces conditions, il est peu probable que les équations classiques régissant un écoulement de canal plan turbulent détaillées au chapitre 1 restent valables. On cherche donc ici à identifier les termes qui restent négligeables et les termes qui deviennent importants pour notre cas d'étude.

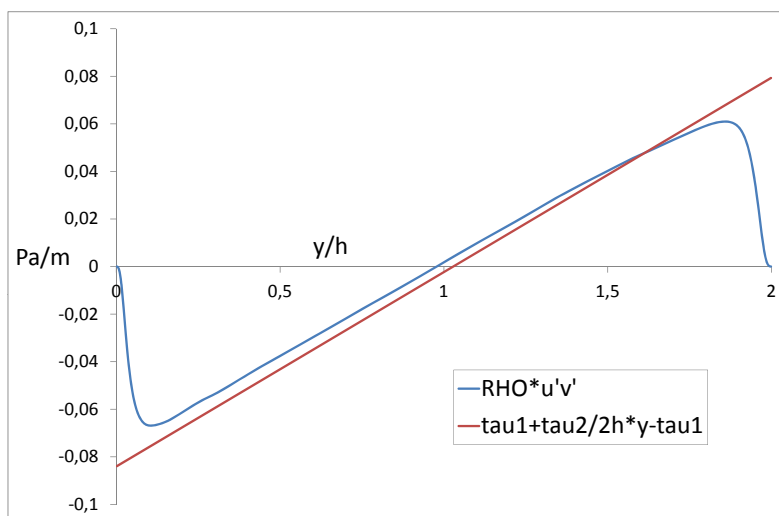


FIGURE 6.22 – Contrainte turbulente et contrainte de cisaillement estimée suivant la relation 6.15 en milieu de canal chauffée ($x/h=10$)

En première approche, on tente d'adapter le raisonnement suivi dans le cas isotherme au

paragraphe 5.4.2, à partir de l'équation :

$$\frac{d\tau}{dy} = \frac{dP}{dx} \quad (6.14)$$

En intégrant l'équation 6.14 suivant y , avec $\tau(0) = -\tau_1$ et $\tau(2h) = \tau_2$ la contrainte de cisaillement aux parois basse et haute respectivement, on obtient alors une contrainte de cisaillement de la forme :

$$\tau(y) = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2h} y - \tau_1 \quad (6.15)$$

La figure 6.22 présente cette droite comparée à la contrainte turbulente $-\overline{\rho u'v'}$ en milieu de canal chauffé. Au centre du canal, on s'attend à ce que la contrainte de cisaillement soit égale à la contrainte turbulente. La relation 6.15 ne permet pas de remplir cette condition, ni pour la pente ni pour l'ordonnée à l'origine de la droite.

L'échec de cette approche s'explique à la vue des profils de vitesse non adimensionnés présentés à l'annexe B. Sur ces figures, on remarque que les profils présentent des écarts près des parois, mais ils coïncident de nouveau au centre du canal. En effet, les couches limites thermiques ne sont pas établies : leur développement près de chaque paroi le long de l'écoulement affecte peu le centre du canal.

Une hypothèse nécessaire à l'intégration de l'équation 6.14 est que le gradient de pression longitudinal soit invariant en y , la direction perpendiculaire aux parois (équation 1.4). Comme on peut le voir sur la figure 6.23, ce n'est en réalité plus le cas dans la configuration anisotherme. Sur cette figure, la zone chauffée du canal est délimitée par des traits pointillés verticaux. Au milieu de la zone chauffée, il semble donc encore possible de considérer le gradient de pression comme invariant en fonction de la direction verticale, mais ce n'est plus le cas avant et après la zone chauffée ni même au début et à la fin de celle-ci.

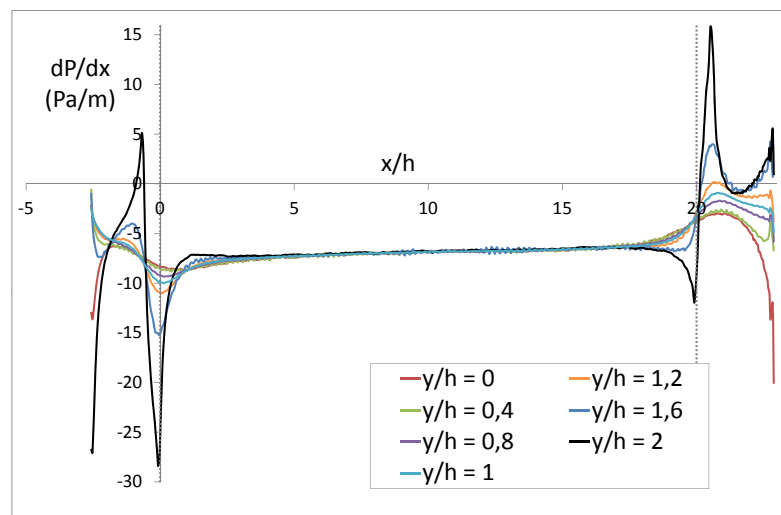


FIGURE 6.23 – Gradient de pression longitudinal dans un écoulement de canal plan anisotherme

La variation verticale du gradient de pression longitudinal paraît donc trop minimale en milieu de zone chauffée pour expliquer un tel écart entre la contrainte turbulente et une contrainte de cisaillement linéaire telle qu'exprimée à l'équation 6.15. Il existe donc des termes considérés négligeables dans le cas d'un écoulement de canal plan isotherme qui ne le sont plus dans le cas anisotherme.

En effet, dans le cas d'un canal plan chauffé, deux hypothèses simplificatrices sont a priori

à abandonner. D'une part, l'air ne peut plus être considéré comme incompressible. Au contraire, les variations de densité et de viscosité avec la température sont non négligeables, et elles peuvent même avoir une grande influence sur la dynamique de l'écoulement. D'autre part, l'écoulement qu'on considère n'est pas établi thermiquement. On ne peut donc plus le considérer indépendant de la direction longitudinale x . En revanche, on se place toujours en régime permanent, et dans un canal suffisamment large pour être indépendant de la direction transverse z .

Dans ces conditions, la première équation de conservation de la quantité de mouvement moyennée 1.2 devient :

$$\frac{\partial \overline{\rho uv}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\mu \frac{\partial u}{\partial y}} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\mu \frac{\partial u}{\partial x}} \right) \quad (6.16)$$

Chaque terme de cette équation se décompose comme suit :

$$\begin{aligned} \bullet \quad & \frac{\partial \overline{\rho uv}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\rho UV} + \overline{\rho u'v'} + U \overline{\rho'v'} + V \overline{\rho'u'} + \overline{\rho'u'v'} \right) \\ \bullet \quad & \frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\rho U^2} + \overline{\rho u'^2} + 2U \overline{\rho'u'} + \overline{\rho'u'^2} \right) \\ \bullet \quad & \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\mu \frac{\partial u}{\partial y}} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\mu \frac{\partial U}{\partial y}} + \overline{\mu' \frac{\partial u'}{\partial y}} \right) \\ \bullet \quad & \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\mu \frac{\partial u}{\partial x}} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\mu \frac{\partial U}{\partial x}} + \overline{\mu' \frac{\partial u'}{\partial x}} \right) \end{aligned} \quad (6.17)$$

Afin de repérer quels sont les termes importants ou négligeables dans le cas d'un canal chauffé, on les évalue numériquement. Les termes colorés de rouge sont ceux qui n'ont pas pu être évalués. En effet, il aurait fallu anticiper cette étude et prévoir de stocker ces termes au cours de la simulation. On ne peut pas y accéder a posteriori. Les termes colorés de bleu clair se sont révélés être plus petits que le gradient de pression d'au moins deux ordres de grandeur. On peut donc les considérer négligeables. Les termes colorés de bleu foncé sont quant à eux importants.

Les figures 6.24 et 6.25 présentent sur un même graphique ces deux termes bleus foncés non négligeables, leur somme et le gradient de pression longitudinal à la paroi haute et basse du canal respectivement. En comparant les courbes noires et rouges, on confirme ici que la relation $\frac{dP_p}{dx} = \frac{d\tau_p}{dy}$ n'est plus valable en configuration anisotherme. L'ajout du

terme $\frac{d\overline{\rho u'v'}}{dy}$ permet une meilleure compensation de la relation, mais un écart subsiste.

Il semble donc qu'un ou plusieurs des termes rouges qu'il n'a pas été possible d'évaluer ici soient également non négligeables.

Les dérivés longitudinales se sont toutes révélées très faibles et le gradient de pression longitudinal varie très peu dans la zone chauffée. L'autre terme non négligeable est donc probablement $\frac{d\overline{\rho'u'v'}}{dy}$. Par conséquent, l'équation de conservation de quantité de mouvement moyennée projetée longitudinalement 6.16 se simplifie comme suit dans le cas anisotherme :

$$\frac{d\overline{\rho'u'v'}}{dy} + \overline{\rho} \frac{d\overline{u'v'}}{dy} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \overline{\mu} \frac{d^2 U}{dy^2} \quad (6.18)$$

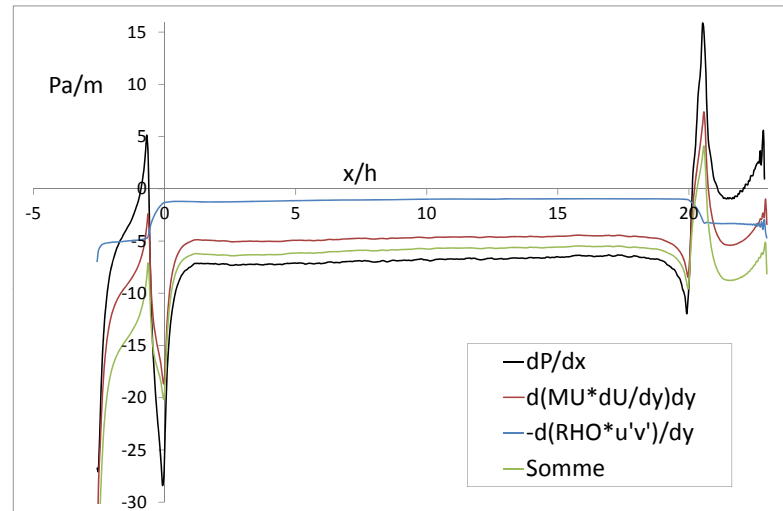


FIGURE 6.24 – Bilan partiel des termes de l'équation 6.16 au voisinage de la paroi supérieure du canal

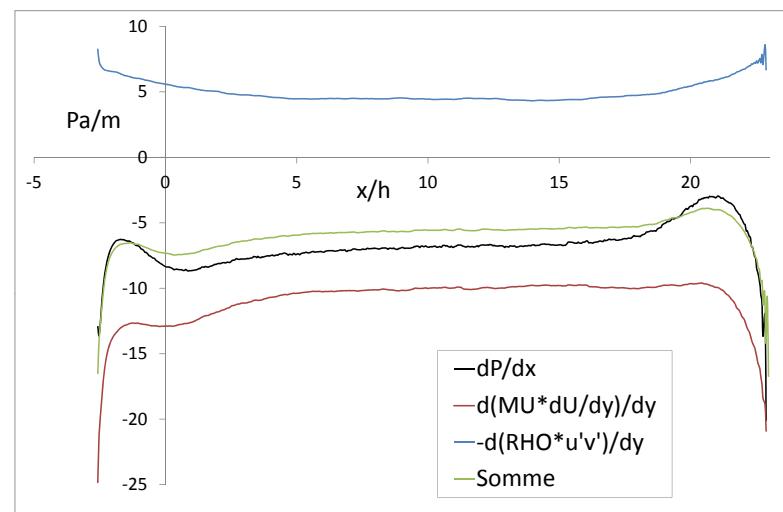


FIGURE 6.25 – Bilan partiel des termes de l'équation 6.16 au voisinage de la paroi inférieure du canal

Dans la zone centrale chauffée où l'on peut considérer le gradient de pression longitudinal indépendant de y , on aurait alors :

$$\frac{d(\tau - \overline{\rho'u'v'})}{dy} = \frac{dP}{dx} \quad (6.19)$$

On peut intégrer cette équation en fonction de y . Comme $\overline{\rho'u'v'}$ est nécessairement nulle à la paroi, $(\tau - \overline{\rho'u'v'})(0) = -\tau_1$ et $(\tau - \overline{\rho'u'v'})(2h) = \tau_2$. La relation 6.15 corrigée devient alors :

$$\tau(y) = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2h} y - \tau_1 + \overline{\rho'u'v'}(y) \quad (6.20)$$

Ces relations devront être confirmées par l'évaluation de la corrélation $\overline{\rho'u'v'}$, ce qui n'a malheureusement pas été possible au cours de ce travail.

6.6 Impact de la condition aux limites thermique

Afin d'étudier l'influence de la condition aux limites thermique sur les résultats, deux cas sont comparés. Dans le premiers cas, qui a été analysé dans les paragraphes précédents, le canal est soumis à des profils de températures imposées sur les parois haute et basse. Les flux de chaleur échangés entre la paroi et l'air sont ensuite calculés à partir de ces premiers résultats. Ces flux de chaleur sont alors utilisés pour le second cas, dans lequel le canal est soumis à des profils de flux imposés sur les parois haute et basse. Utiliser une condition aux limites en flux imposé plutôt qu'en température imposée permet aux fluctuations de température d'être non nulles à la paroi. Le but de ce paragraphe est d'étudier comment cela impacte le comportement de l'écoulement.

Variable	Côté bas	Côté haut	Moyenne
Nombre de Reynolds moyen Re_b	-	-	13544
U_b/u_τ	15,51	12,71	13,97
U_c/u_τ	17,84	14,62	16,07
Coefficient de frottement $C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_b^2} (\times 10^{-3})$	6,58	6,28	6,43
Vitesse de frottement u_τ (m/s)	0,333	0,406	0,370
$Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu}$	286,86	163,56	225,21
Température de frottement T_τ (K)	7,53	28,95	18,24
Coefficient d'échange thermique h_{conv} (W/(m ² .K))	19,90	18,30	19,10

TABLE 6.2 – Propriétés moyennes pour une condition aux limites en flux imposé

Le tableau 6.2 présente les grandeurs moyennes de l'écoulement obtenues dans le cas d'une condition aux limites en flux imposé. Il est comparable au tableau 6.1 pour le cas d'une condition aux limites en température imposée, commenté à la partie 6.2. Bien que les propriétés moyennes de l'écoulement sont proches dans les deux cas, avec des différences toujours inférieures à 10% et généralement inférieures à 5%, des tendances se dégagent. Des deux côtés du canal, les vitesses de frottement, les Re_τ , et les coefficients de frottement

sont diminués tandis que les ratios U_b/u_τ et U_c/u_τ sont augmentés. Cela suggère une légère hausse des températures. Ces observations sont cohérentes avec l'évolution des propriétés moyennes, puisque les nombres de Reynolds moyens sont également légèrement diminués. Des deux côtés du canal, les températures de frottement sont augmentées tandis que les coefficients de transfert de chaleur sont diminués. Les coefficients de transfert de chaleur concordent plutôt bien avec la prédiction obtenue par la corrélation présentée au paragraphe 6.2. La différence entre les résultats numériques et les prédictions issues de la corrélation est de 4,7% du côté supérieur, 2,4% du côté inférieur, et 1,4% en moyenne. Les figures 6.26 à 6.32 présentent différents profils de vitesses, températures et pressions obtenus dans les deux cas à $x/h = 10$ côté haut et bas du canal en utilisant l'adimensionnement classique. Pour les profils de vitesses, le profil du canal isotherme est également tracé sur la même figure.

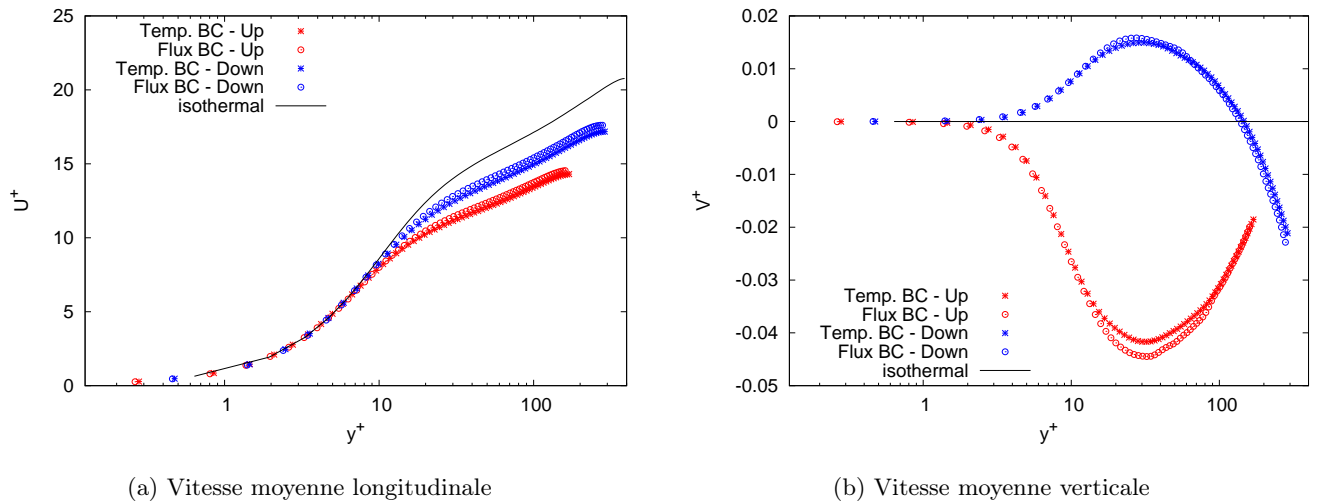
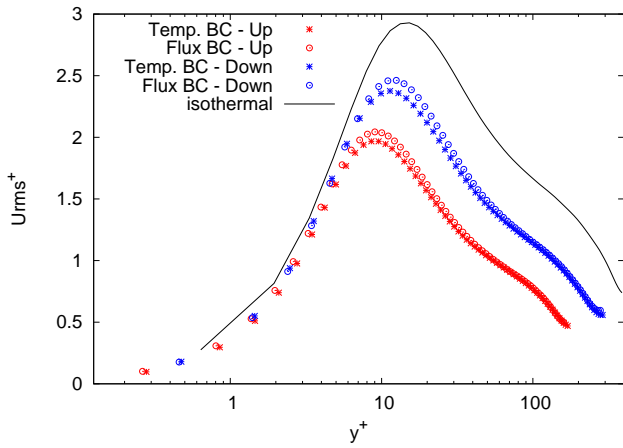


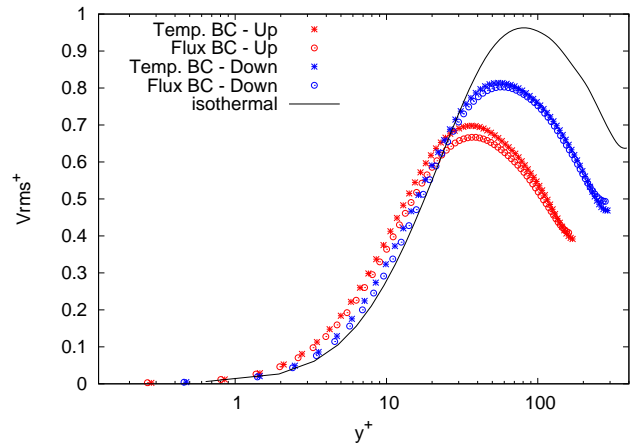
FIGURE 6.26 – Vitesses moyennes longitudinale et verticale pour différentes conditions aux limites thermiques

La figure 6.26a montre que le type de la condition aux limites à un impact faible mais visible sur la vitesse moyenne longitudinale. Tous les profils se superposent dans la sous-couche visqueuse, tandis que dans la région logarithmique, les profils issus de la condition aux limites en flux imposés sont légèrement supérieurs à ceux issus de la condition aux limites en températures imposées, des deux côtés du canal. De même, la figure 6.26b montre que la vitesse moyenne verticale est légèrement augmentée des deux côtés du canal par la condition en flux imposés. Le pic de vitesse moyenne verticale est aussi un peu moins étendu, avec une vitesse qui augmente plus rapidement près de la paroi, mais qui diminue aussi plus rapidement au centre du canal.

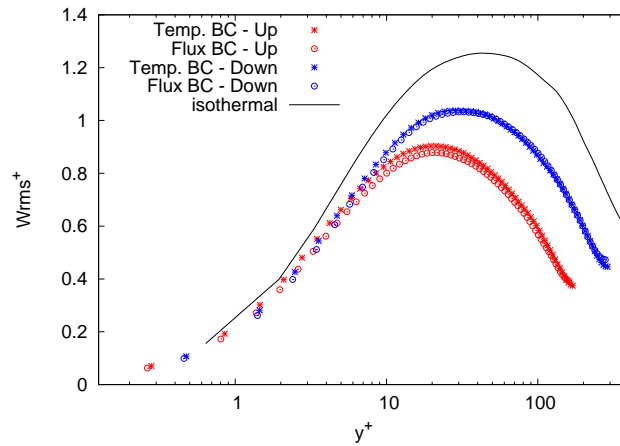
La figure 6.27 présente les écarts-types de vitesse dans les directions longitudinale, transverse et verticale pour les deux types de conditions aux limites. La condition aux limites en flux imposés n'a pas le même impact sur les écarts-types de vitesse dans toutes les directions. Dans les directions verticale et transverse à l'écoulement, et des deux côtés du canal, la condition en flux imposés provoque des écarts-types de vitesse systématiquement plus faibles au centre du canal par rapport à ceux obtenus avec la condition en températures imposées. On observe le même effet sur la covariance vitesses longitudinale et verticale (figure 6.28). Cependant, dans la direction longitudinale, les écarts-types de vitesse sont plus élevés dans le cas de la condition en flux imposés, des deux côtés du canal.



(a) Écart-type de vitesse longitudinale



(b) Écart-type de vitesse verticale



(c) Écart-type de vitesse transverse

FIGURE 6.27 – Écart-types de vitesses pour différentes conditions aux limites thermiques

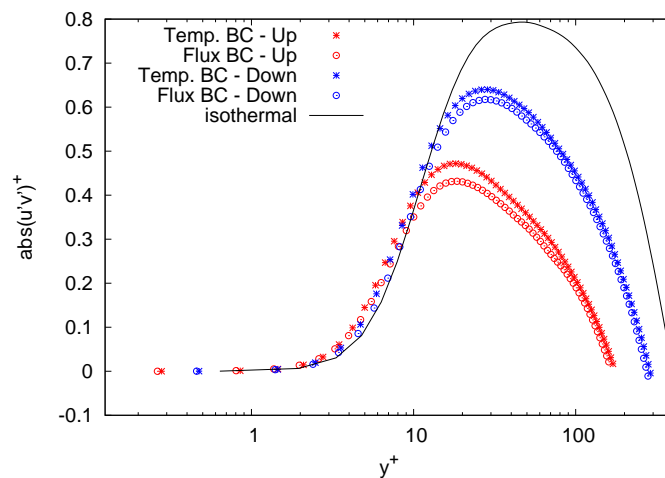


FIGURE 6.28 – Corrélation entre les vitesses verticale et longitudinale pour différentes conditions aux limites thermiques

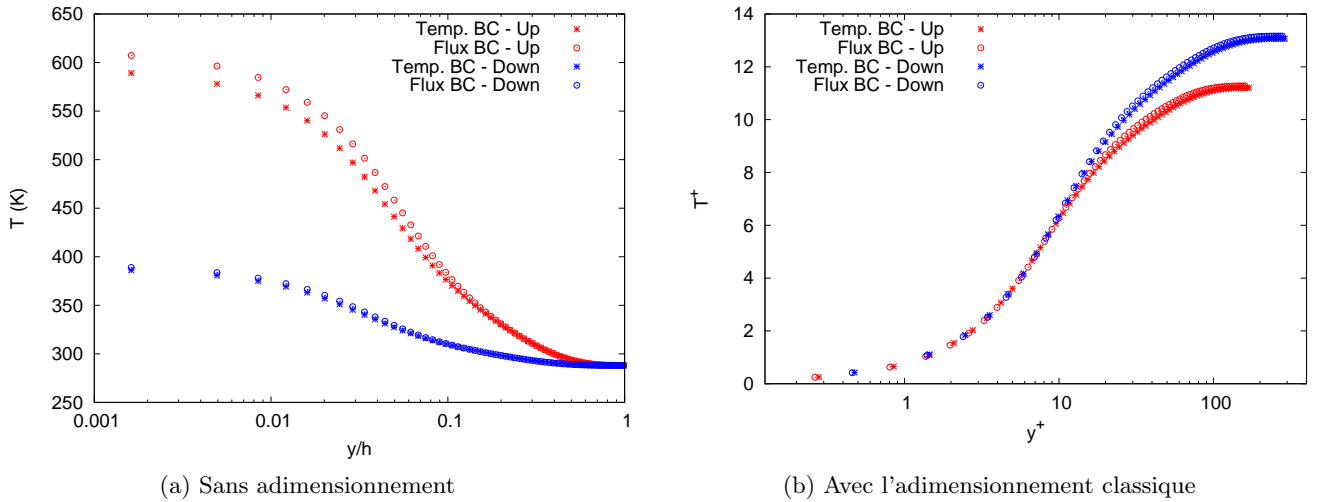


FIGURE 6.29 – Température moyenne pour différentes conditions aux limites thermiques

Les températures sont tracées sur la figure 6.29 dans les deux cas, sans adimensionnement pour la figure 6.29a, et en utilisant l'adimensionnement classique défini à l'équation 6.3 pour la figure 6.29b. Des deux côtés du canal, les températures atteintes avec la condition aux limites en flux imposés sont plus élevées qu'avec la condition en températures imposées. Les fluctuations de vitesses plus basses dans le cas de la condition en flux imposés peuvent être reliées à ces températures plus élevées. Cependant, le comportement des fluctuations de vitesses longitudinales ne s'expliquent pas par cet effet bas-Reynolds.

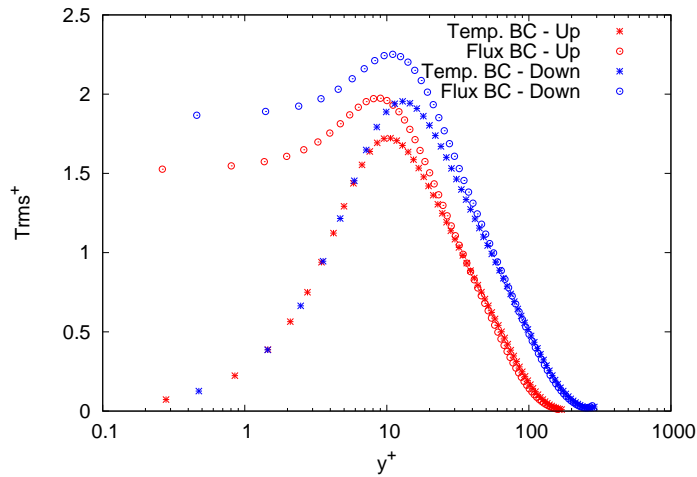
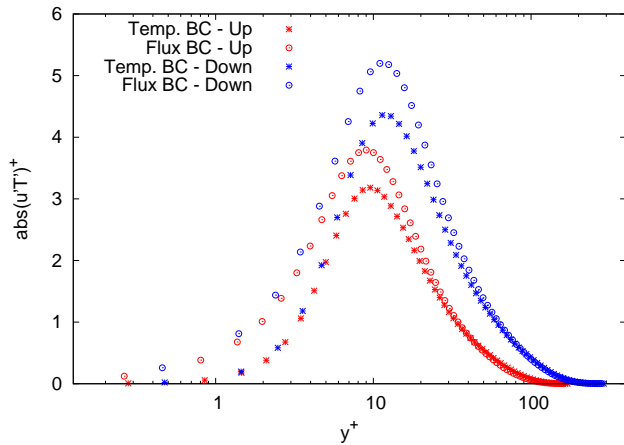
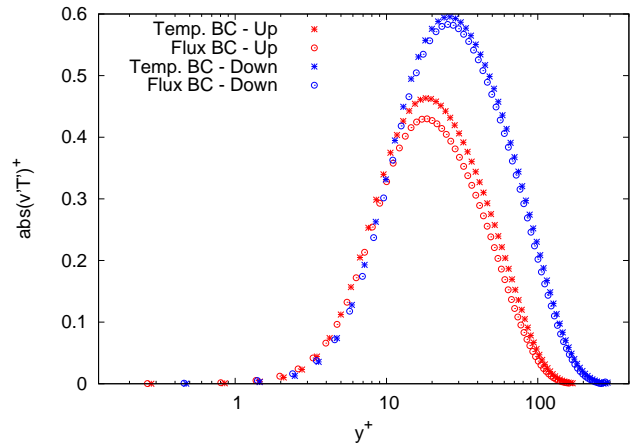


FIGURE 6.30 – Écarts-types température pour différentes conditions aux limites thermiques

La figure 6.30 présente les écarts-types de températures. Comme attendu, les fluctuations à la paroi sont non nulles dans le cas de la condition en flux imposés. En outre, elles atteignent un pic plus élevé et plus près de la paroi que les pics correspondant dans le cas de la condition en températures imposées. Ensuite, à partir de $y^+ = 30$ et jusqu'au centre du canal, les profils des deux conditions aux limites sont confondus. Dans une configuration comparable, Flageul et al. [25] ont obtenu des niveaux de fluctuations de température proches : environ 2 à la paroi et 2.5 au pic.



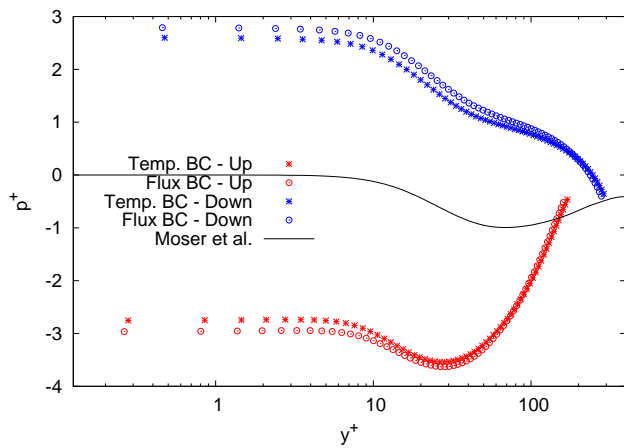
(a) Corrélation température-vitesse longitudinale



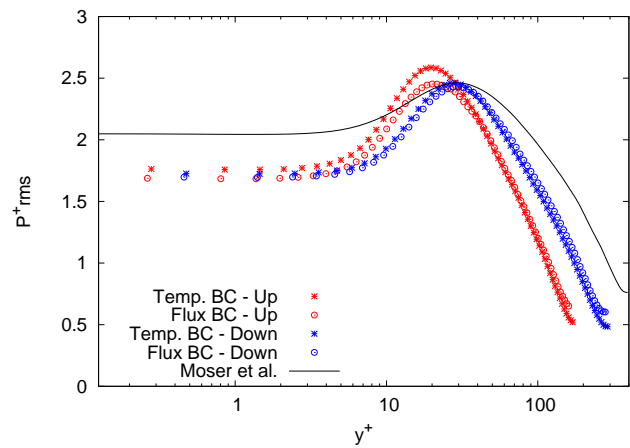
(b) Corrélation température-vitesse verticale

FIGURE 6.31 – Corrélation température-vitesse pour différentes conditions aux limites thermiques

De la même façon, la liberté laissée aux fluctuations de température à la paroi permet à la corrélation entre vitesse longitudinale et température (figure 6.31a) d'augmenter près de la paroi et d'atteindre un pic plus élevé, tandis que les profils se rapprochent du centre du canal. Ce comportement montre un couplage plus fort entre la température et la vitesse longitudinale dans le cas de la condition en flux imposés. Au contraire, la corrélation entre la vitesse verticale et la température (figure 6.31b) est peu modifiée par la condition aux limites.



(a) Pression mécanique



(b) Écarts-types de pression

FIGURE 6.32 – Pression mécanique et écarts-types de pression pour différentes conditions aux limites thermiques

La figure 6.32a présente la pression mécanique pour les deux types de condition aux limites et comparée à la DNS de Moser et al. [56] en utilisant l'adimensionnement classique défini par l'équation 6.12. L'asymétrie entre les deux côtés du canal sur le champ de pression est accentuée par la condition aux limites en flux imposés. Les écarts-types de pression sont

tracés sur la figure 6.32b. Du côté inférieur, les profils sont confondus pour les deux types de conditions aux limites. Cependant, du côté supérieur, plus chaud, le pic de fluctuation est diminué dans le cas de la condition en flux imposés, par rapport à celui en températures imposées.

6.7 Conclusion du chapitre 6

En s'intéressant au développement de couches limites thermiques dans un écoulement de canal plan turbulent lisse anisotherme, on souhaitait améliorer notre compréhension de ce type d'écoulements. Pour cela, différentes statistiques turbulentes ont été tracées de chaque côté du canal et à différentes positions le long de la chauffe. Les profils adimensionnés sont nettement dissymétriques entre les côtés haut et bas du canal. L'utilisation de l'adimensionnement semi-local améliore le recouvrement des courbes, bien que les profils en début de canal sortent toujours du lot. En effet, c'est au début de la chauffe que les gradients de températures et donc les effets de dilatation sont les plus forts.

On a par ailleurs exploré l'impact de la condition aux limites thermiques. L'utilisation d'une condition en flux imposé plutôt qu'en température imposée permet aux fluctuations de température d'être non nulles à la paroi. Cela se traduit par une augmentation globale des fluctuations de température ainsi que des corrélations vitesse-température. L'impact sur les autres profils demeure cependant modéré.

Une corrélation est également proposée pour le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement Re_τ et le coefficient de transfert de chaleur pour ce type d'écoulement particulier dans un canal plan turbulent chauffé asymétriquement. Elle utilise un nombre de Reynolds moyen modifié pour prendre en compte les variations de propriétés du fluide avec la température locale de la paroi. Un bon accord a été obtenu avec les résultats numériques. Enfin, l'analyse des bilans de contraintes de cisaillement montre que les modifications liées à l'anisothermie sont principalement dues aux corrélations vitesse-densité. Toutefois, la corrélation $\overline{\rho'u'v'}$ manquait à cette étude et on suppose qu'elle joue un rôle important. Il serait intéressant de confirmer cette hypothèse dans des études futures en l'évaluant systématiquement.

Tous ces résultats ont été obtenus dans le cas numérique d'un canal plan lisse turbulent anisotherme. Avant de s'intéresser à la configuration texturée (chapitre 8), on va comparer les résultats obtenus expérimentalement et numériquement (chapitre 7).

Chapitre 7

Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

Deux types d'étude d'un écoulement de canal plan turbulent lisse chauffé asymétriquement ont jusqu'ici été menés en parallèle : d'une part une campagne de mesures par SPIV et d'autre part des simulations des grandes échelles fines dont les résultats sont présentés respectivement aux chapitres 4 et 6. Ces deux types d'étude complémentaires approchaient différemment l'objet de notre étude. Ainsi, expérimentalement, le travail s'est structuré autour de la comparaison de plusieurs débits et niveaux de chauffe. Un travail similaire eut été trop coûteux numériquement, et notre attention s'est alors portée sur une question propre à la simulation : l'influence de la condition aux limites thermique du cas d'étude. Les études expérimentales et numériques se rejoignent sur leur objectif : mieux comprendre les interactions complexes entre champs thermique et dynamique dans un écoulement de canal plan représentatif d'un récepteur solaire surfacique. Dans ce chapitre, on compare les résultats de ces deux façons d'appréhender un tel problème complexe afin d'en repérer les limites respectives. Pour cela, on a veillé à reproduire numériquement le mieux possible les conditions expérimentales de la soufflerie. On cherche donc en particulier à valider les simulations par la comparaison avec l'expérience. Les comparaisons sont effectuées sur le cas d'un écoulement de canal plan à Re_τ avant chauffe de 395, dont la paroi supérieure est chauffée à 530 K ce qui échauffe par rayonnement la paroi inférieure à 350 K.

7.1 Similitudes et différences entre les cas d'étude expérimentaux et numériques

7.1.1 Similitudes et différences géométriques

Les dimensions du domaine d'étude numérique sont de $640 \times 50 \times 160 \text{ mm}^3$. La hauteur de 50 mm est bien la hauteur nominale de la veine de la soufflerie. Cependant, on a constaté qu'elle variait en réalité le long du canal, pour être un peu supérieure de +0,5 à +2 mm. Cette variation semble être due à un soulèvement de la plaque par l'écoulement d'air et dépend donc du débit. A Re_τ de 395 qui nous intéresse ici, elle se limite à +1 mm, soit un écart de +2%, au maximum.

La longueur de 640 mm permet de couvrir l'ensemble de la zone chauffée du canal, ainsi que 65 mm avant et 75 mm après. Allonger la longueur simulée après la zone d'intérêt permet de minimiser l'impact de la condition aux limites en sortie (notamment d'éventuelles recirculations) sur l'écoulement. La longueur de sécurité avant évite quant à elle une arrivée trop abrupte de fluide froid au contact de la zone chauffée qui peut poser des soucis de

convergence. En outre, cela manquerait de réalisme : en pratique, malgré la présence de baguettes en céramiques isolantes, la paroi haute avant la zone d'intérêt est déjà chauffée en raison des pertes par conduction, et la paroi basse par rayonnement. Malgré l'allongement du domaine simulé avant la zone chauffée, la couche limite thermique commence donc en réalité à légèrement se développer quelques centimètres plus tôt.

Enfin, la veine mesure en réalité 50 cm de large et elle est limitée par des parois aux voisinages desquelles se développent faiblement des couches limites dynamiques. La soufflerie a toutefois été dimensionnée de façon à ce que ces effets de bord latéraux soient négligeables : le canal est très aplati, avec un ratio 1 :10 entre les directions transverse et verticale. La largeur simulée de 16 cm est quant à elle fermée par une condition de périodicité, c'est-à-dire que tout ce qui sort par un côté rentre à nouveau par l'autre, et vice-versa. Dans les deux méthodes, numérique et expérimentale, on approxime donc ici au mieux le cas théorique d'une paroi infinie.

7.1.2 Similitudes et différences dynamiques

Expérimentalement, on obtient un écoulement de canal plan établi grâce à la longueur de 2 m avant la cellule de mesure. La turbulence se développe dès le début de la longueur d'établissement grâce à un déclencheur de couche limite constitué d'une bande rugueuse de papier de verre. Un canal plan auxiliaire, appelé canal précurseur, permet de reproduire numériquement cette longueur d'établissement. Il s'agit d'un canal de même section que le canal d'étude principal, mais quatre fois moins long. Il est bi-périodique : en plus de la périodicité transverse, il est périodique dans le sens longitudinal de sorte que la sortie du canal est réinjectée en entrée. De plus, c'est un canal isotherme et le fluide est supposé incompressible. Il est ainsi peu coûteux, ce qui permet de le faire tourner de nombreuses fois pour établir l'écoulement.

Cependant, même avec un débit élevé, un tel canal ne deviendrait jamais turbulent sans perturbation, les parois étant parfaitement lisses. On a donc introduit en condition initiale sur l'ensemble du domaine des variations sinusoidales de moyenne nulle sur la composante verticale de la vitesse. Leur intensité est ajustée de façon à ce qu'elles soient suffisamment fortes pour transitionner l'écoulement, mais suffisamment faibles pour s'estomper rapidement. Le canal plan numérique est alors considéré comme établi lorsque les perturbations sinusoidales ne sont plus visibles sur les statistiques.

Sans expliquer de nouveau ici les méthodes numériques déjà détaillées au chapitre 5, il faut en outre se rappeler les hypothèses simplificatrices rendant la simulation réalisable. On a ainsi notamment adopté l'hypothèse de bas nombre de Mach permettant de négliger la partie acoustique de l'écoulement. Par ailleurs, toutes les simulations étaient des simulations des grandes échelles (LES) c'est-à-dire que les petites échelles de la turbulence sont inaccessibles et modélisées par un modèle sous-maille. Cette réserve est toutefois limitée par la finesse du maillage, notamment près des parois où les cellules ont une taille verticale de $\Delta y^+ = 1, 3$, contre 11, 6 au centre du canal.

Bien entendu, aucune hypothèse de ce type n'est nécessaire dans le cas expérimental de l'écoulement réel. Cependant, on peut mettre en regard de ces limitations numériques les limitations expérimentales liées à la mesure. Un point essentiel est que la mesure doit modifier le moins possible le phénomène observé. C'est là une des grandes forces de la PIV qu'elle est une technique de vélocimétrie optique n'impliquant pas d'introduire une sonde dans l'écoulement. On a toutefois fait l'hypothèse - réaliste d'après la taille des gouttelettes - que l'ensemencement suit parfaitement l'écoulement sans l'influencer. D'autre part, les mesures s'accompagnent d'erreurs de multiples sources. En particulier, le maillage est régulier et il peut être trop grossier pour capturer complètement l'écoulement, notamment

près des parois.

7.1.3 Similitudes et différences thermiques

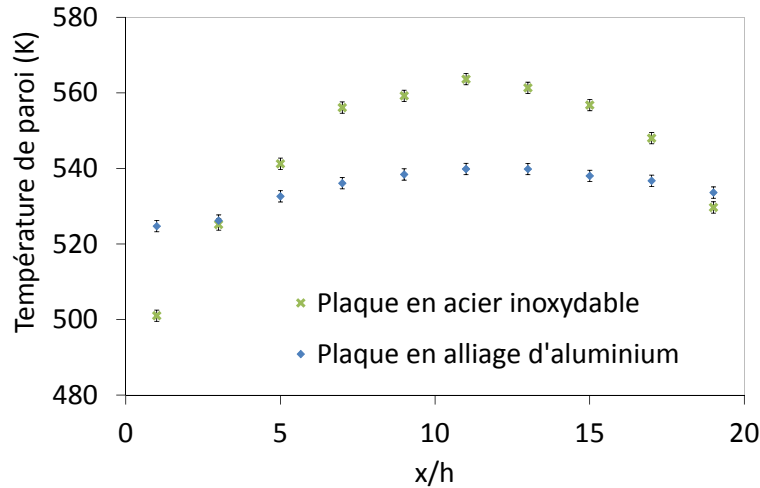


FIGURE 7.1 – Température de paroi pour la plaque en alliage d’aluminium utilisée pour les mesures de vitesses et la simulation, et pour la plaque en acier inoxydable utilisée pour les mesures de flux

La thermique est un aspect essentiel du cas d’étude, qui doit donc être aussi similaire que possible en expérience et en simulation. La première simulation réalisée, dont les résultats sont développés au chapitre 6 utilisait un profil de température non uniforme aux parois haute et basse issu de mesures de température réalisées à la soufflerie. Cependant, après quelques essais, les baguettes en céramique se sont morcelées au point que le joint aval ait dû être remplacé. Au moment de la campagne de mesures de vitesses, les températures de paroi se sont alors révélées plus faibles qu’escomptées pour une même puissance du panneau rayonnant. La différence atteignant une cinquantaine de degrés, il a été décidé de mener une nouvelle simulation, en tout point identique à celle présentée au chapitre 6, si ce n’est qu’on a imposé aux parois les températures effectives à la soufflerie au moment des mesures de vitesses. Il s’agit des températures tracées sur la figure 7.1 pour le cas de la plaque en alliage d’aluminium.

Il faut donc noter que les résultats numériques comparés ici aux mesures sont issus d’une simulation dont la condition aux limites thermique est une température imposée. Les fluctuations de températures sont donc forcées à zéro en simulation, contrairement au cas réel. Toutefois, on a pu voir à la partie 6.6 que l’impact du type de la condition aux limites thermique restait limité sur les profils de vitesses, et qu’il portait essentiellement sur les corrélations vitesse/température dont on ne dispose pas expérimentalement.

Une différence majeure entre expérience et simulation est la répartition transverse de la température. En effet, toutes les mesures de températures ont été effectuées sur une ligne longitudinale au milieu du canal et de la zone chauffée de la soufflerie. En simulation, la température imposée est donc uniforme dans la direction transverse à l’écoulement, et ce à l’infini du fait des conditions latérales périodiques. En revanche, dans le cas réel, la température décroît légèrement du milieu de la zone chauffée vers ses côtés. Lorsque la plaque est en alliage d’aluminium, l’écart longitudinal entre la température de paroi la plus haute et la plus basse est de 15 K ; on peut supposer qu’il est inférieur en direction transverse sur la largeur du plan de 4h. On a par ailleurs observé à la partie 4.3.2 que cette

inhomogénéité transverse est suffisamment faible pour ne pas avoir d'effet notable sur les champs de vitesses.

En regard de la température de paroi dans le cas de l'utilisation de la plaque en alliage d'aluminium, c'est-à-dire la température de paroi effective lors des mesures de vitesses et la simulation, on a tracé figure 7.1 la température de paroi dans le cas de l'utilisation de la plaque en acier inoxydable. La plaque en inox a été utilisée pour mesurer le flux de chaleur conductif et ainsi estimer le flux de chaleur convectif transmis au fluide. Sa plus faible conductivité permet de mesurer un gradient de température significatif dans l'épaisseur de la plaque de 20 mm, ce qui n'était pas le cas pour la plaque en alliage d'aluminium. Cependant, cette même conductivité a modifié le profil de température le long de la chauffe, avec des écarts de température quadruplés par rapport à la plaque en aluminium, atteignant 62 K entre les températures mesurées la plus basse et la plus haute. La température de paroi n'a pas été mesurée dans la direction transverse car l'installation existante rend la mesure transverse moins aisée ; on s'attend cependant à ce que le profil de température soit similairement bombé latéralement.

Pour finir, une campagne expérimentale prend du temps, et les mesures ne peuvent être toutes prises simultanément. Chaque plan de mesure réalisé le long de l'écoulement nécessite une dizaine de minutes pour acquérir les 3000 quadruplets d'images, soit près de deux heures pour les onze plans de mesure. De plus, ces mesures ont été réalisées en fin de journée (lorsque les températures mesurées ne variaient plus), quand la température atmosphérique s'est abaissée brusquement. Cet aspect non anticipé s'est révélé a posteriori à l'observation d'oscillations régulières sur les résultats. En effet, un premier passage a été réalisé sur six plans le long de l'écoulement, puis un deuxième passage pour y ajouter cinq plans intermédiaires entre chacun des six premiers plans. Afin de conserver une meilleure homogénéité de conditions atmosphériques, seuls ces six premiers plans seront donc retenus pour l'étude comparative.

7.1.4 Caractéristiques des écoulements

Canal	Mesures isothermes	Mesures anisothermes	Simulation
Pression (mbar)	823	832	840
Température (°C)	11,3	19,8	15
U_b (m/s)	4,96	5,04	5,00
$Re_b = \frac{U_b 2h}{\nu}$	14053	13713	14139

TABLE 7.1 – Caractéristiques des mesures et simulations avant chauffe

Le tableau 7.1 récapitule les caractéristiques des écoulements comparés dans la suite de ce chapitre. Il faut noter que ces caractéristiques correspondent aux conditions avant que l'écoulement soit chauffé. La variation des conditions atmosphériques de pression et de température entraîne des variations de débits expérimentaux. On a adopté numériquement des conditions de pression et de température rencontrées typiquement durant les expériences. On a ainsi obtenu un écart de moins de 1% sur la vitesse débitante du canal anisotherme avant chauffe entre expérience et simulation, et de 3% sur le nombre de Reynolds moyen.

Il s'agit d'écarts inférieurs aux incertitudes de mesures sur ces grandeurs.

7.2 Grandeurs caractéristiques

La vitesse moyenne longitudinale maximale et la vitesse de frottement au voisinage de chaque paroi sont les deux grandeurs utilisées par la suite pour adimensionner les profils de vitesses. Par conséquent on commence dans un premier temps par examiner leur évolution numérique et expérimentale.

7.2.1 Vitesse longitudinale maximale

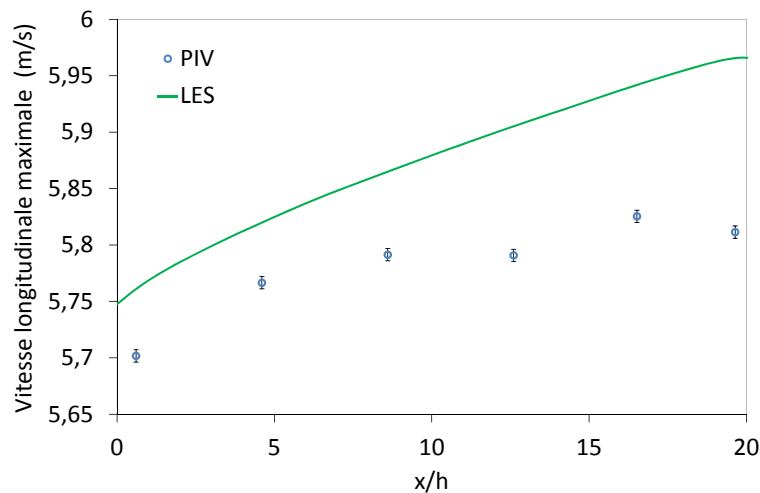


FIGURE 7.2 – Vitesse longitudinale maximale le long du canal chauffé, obtenue numériquement et expérimentalement

La vitesse maximale, tracée dans les deux cas figure 7.2, est de 1,5% plus élevée en moyenne dans le cas numérique. Par ailleurs, comme attendu en raison de la baisse de densité du fluide due à la chauffe, la vitesse maximale augmente le long du canal. Cependant, cette augmentation est deux fois plus importante dans le cas numérique : 3,4% contre 1,7% dans le cas expérimental. En effet, tandis que la vitesse maximale numérique augmente régulièrement tout au long du canal, son augmentation est ralentie à mi-parcours dans le cas expérimental.

Deux explications peuvent être apportées à cette différence de comportement : d'une part la baisse de température atmosphérique au cours des mesures expliquerait une chauffe moindre au moment de l'acquisition des derniers plans enregistrés. D'autre part, le joint en céramique aval étant le plus endommagé, les pertes thermiques sont plus élevées de ce côté. Ainsi, la longueur simulée après la zone chauffée ne serait pas suffisante pour entièrement prendre en compte l'effet de ces pertes.

Il faut toutefois souligner que la différence reste assez faible : 1,5% d'écart, tandis qu'on observe bien le comportement général d'augmentation de la vitesse maximale le long de l'écoulement dans les deux cas.

Afin de réduire l'impact de la différence de débit sur ces résultats, on a tracé figure 7.3 la vitesse maximale adimensionnée par la vitesse débitante. Les résultats numériques et expérimentaux coïncident bien pour cette grandeur. U_c/U_b est légèrement plus élevée expérimentalement de 0,5%, ce qui est négligeable par rapport à l'erreur de mesure de 3% de la vitesse débitante.

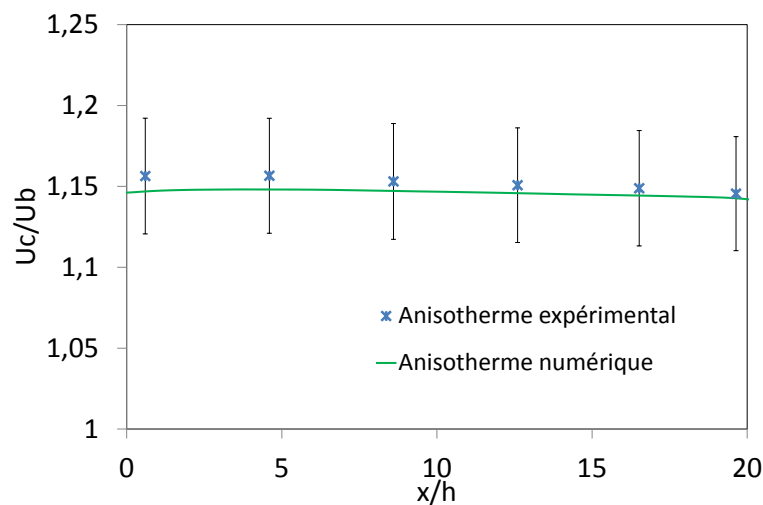


FIGURE 7.3 – Vitesse longitudinale maximale adimensionnée par la vitesse moyenne débitante, le long du canal chauffé et pour le canal isotherme, obtenue numériquement et expérimentalement

7.2.2 Vitesse de frottement

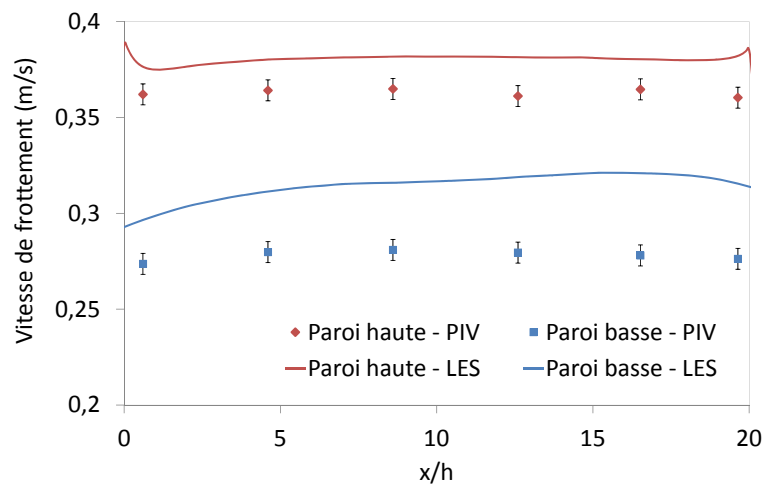


FIGURE 7.4 – Vitesse de frottement de chaque côté le long du canal chauffé, obtenue numériquement et expérimentalement

En simulation aussi bien qu'en expérience, on estime la vitesse de frottement à partir du profil linéaire de $u(y)$ au voisinage des parois (voir l'équation 1.14). Numériquement, le maillage est suffisamment raffiné proche paroi pour que cette méthode d'estimation ne pose pas de problème particulier. Expérimentalement en revanche, on a dû affiner le traitement des données proche paroi tel que présenté à la partie 2.3. La vitesse de frottement déterminée pour chaque côté du canal chauffé expérimentalement et numériquement est tracée figure 7.4.

En simulation, la vitesse de frottement est augmentée au voisinage des parois chauffées par rapport à la vitesse de frottement isotherme $u_\tau = 0,28$ m/s. Cette augmentation est asymétrique, avec une vitesse de frottement plus importante au voisinage de la paroi la plus chaude. En effet, la vitesse de frottement varie avec la viscosité qui augmente rapidement

lorsque le fluide chauffe. Le même comportement est bien observé expérimentalement aux abords de la paroi haute la plus chaude. En revanche, la vitesse de frottement expérimentale à la paroi basse n'a en moyenne pas été modifiée par rapport à l'isotherme, conservant toutefois ainsi l'asymétrie haut/bas du canal.

Par ailleurs, on observe des différences d'intensité avec une vitesse de frottement numérique systématiquement plus forte que la vitesse de frottement expérimentale, particulièrement du côté inférieur du canal. La vitesse de frottement moyenne à la paroi supérieure du canal est ainsi $u_{\tau h}^{sim} = 0,380$ m/s numériquement contre $u_{\tau h}^{exp} = 0,363$ m/s expérimentalement, soit un écart de 5%. Du côté inférieur, cet écart atteint 13% avec une vitesse de frottement moyenne numérique de $u_{\tau b}^{sim} = 0,315$ m/s, et expérimentale de $u_{\tau b}^{exp} = 0,278$ m/s. En effet, la vitesse de frottement est probablement mieux estimée expérimentalement du côté haut du canal. La sous-couche visqueuse y est plus épaisse et donc mieux résolue.

7.2.3 Grandeurs thermiques

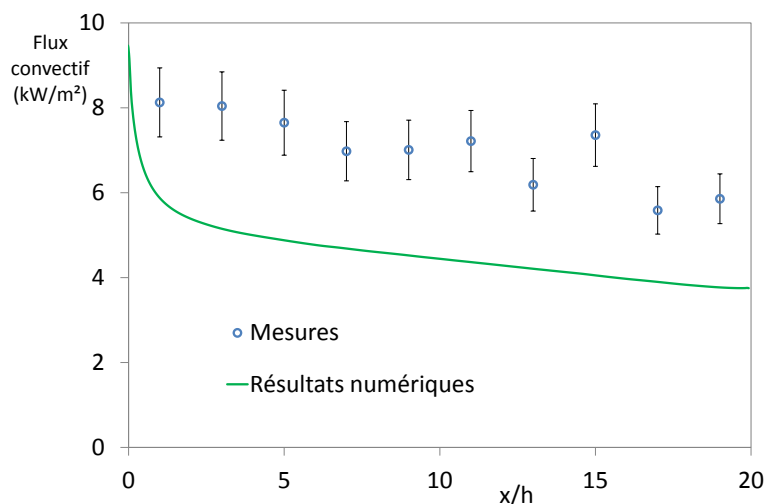


FIGURE 7.5 – Flux de chaleur à la paroi supérieure obtenu numériquement et expérimentalement

La figure 7.5 montre le flux de chaleur convectif transmis au fluide par la paroi supérieure obtenu expérimentalement et numériquement. La mesure du flux de chaleur, dont les détails se trouvent à la partie 4.2, est basée sur la mesure d'un gradient de température dans la paroi supérieure pour estimer le flux conductif, auquel on a soustrait le flux perdu par rayonnement. Numériquement le flux convectif est calculé à partir du gradient de température entre la première maille et la paroi.

Le flux mesuré est supérieur de 37% en moyenne au flux calculé. Un tel écart est probablement dû aux hypothèses trop simplificatrices adoptées pour l'estimation du flux expérimental. En effet, on a simplifié le problème à une dimension, négligeant les variations transversales de flux. Ainsi, le flux conductif a été mesuré au milieu transverse ($z = 0$) du canal, et les pertes radiatives ont été estimées sans prendre en compte les surfaces. Or on a observé à la figure 7.1 que les températures de paroi varient beaucoup lorsqu'on utilise la plaque en acier inoxydable. On peut donc s'attendre à ce qu'elles varient également transversalement. Le flux de chaleur expérimental tracé ici en milieu de canal ne serait donc pas représentatif de la largeur complète de la chauffe. Le flux numérique est en revanche issu

d'une moyenne sur la largeur du canal simulé, qui est lui à température constante dans la direction transverse.

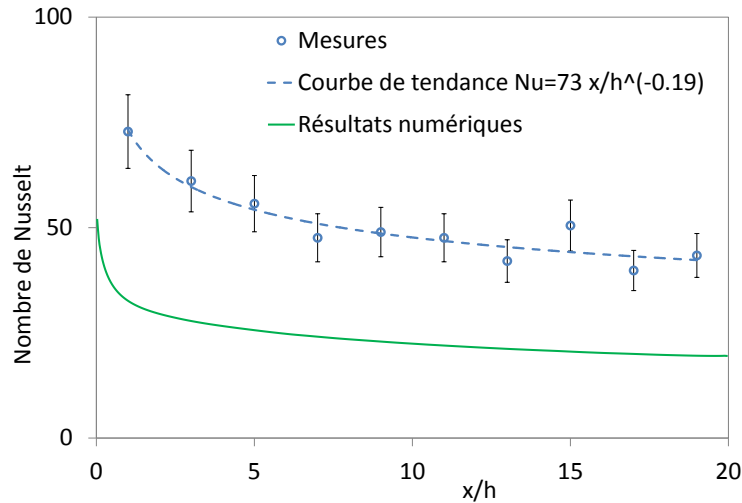


FIGURE 7.6 – Nombre de Nusselt à la paroi supérieure obtenu numériquement et expérimentalement

Dans les deux cas, on déduit du flux convectif le coefficient de transfert thermique puis le nombre de Nusselt présenté figure 7.6. L'écart observé sur les flux entraîne également un écart sur les nombres de Nusselt qui atteint plus de 70%. Il faut cependant noter que l'écart est systématique, l'allure des courbes demeurant similaire : celle d'une loi en puissance décroissante, d'équation $Nu = 73(x/h)^{-0,19}$ dans le cas expérimental, et $Nu = 33(x/h)^{-0,17}$ dans le cas numérique.

7.3 Profils de vitesses

7.3.1 Vitesses moyennes

La figure 7.7 présente la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée de deux façons : par la vitesse longitudinale maximale (figure 7.7a) et par la vitesse de frottement (figure 7.7b). L'adimensionnement par la vitesse maximale permet aux courbes de se superposer au centre du canal, tandis que des écarts entre les profils apparaissent près des parois. Numériquement, le profil côté chaud se détache du profil isotherme et du profil côté froid traduisant une baisse de vitesse moyenne proche paroi liée à l'augmentation de frottement due à l'augmentation de température. Cet effet ne se retrouve pas expérimentalement où les profils sont plus resserrés, le profil côté bas étant au contraire davantage abaissé que le profil côté haut par rapport à l'isotherme. Il faut toutefois rappeler que le débit dans le cas expérimental isotherme était légèrement plus bas que dans le cas anisotherme (voir tableau 7.1), ce qui a pu contribuer à rapprocher les courbes.

Les profils adimensionnés de façon classique par la vitesse de frottement mettent essentiellement en évidence les variations de vitesses de frottement déjà observées à la figure 7.4. L'asymétrie entre côté haut et bas se répercute ainsi sur les profils adimensionnés aussi bien numériquement qu'expérimentalement. Une différence notable peut toutefois être observée : tandis que les deux profils anisothermes sont abaissés par rapport au profil isotherme dans le cas numérique, le profil côté bas est dans le cas expérimental au contraire augmenté par rapport au profil isotherme. Cependant, on peut ici aussi rappeler le plus

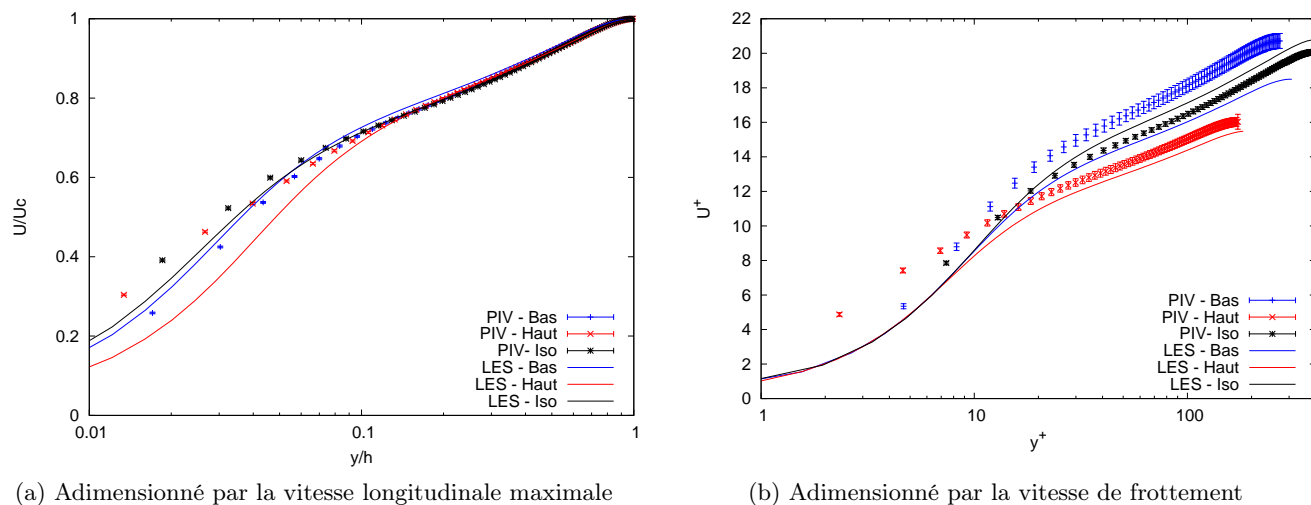


FIGURE 7.7 – Vitesse moyenne longitudinale pour le canal isotherme et de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12,6$, avec différents adimensionnements, obtenue numériquement et expérimentalement

faible débit dans le cas expérimental isotherme.

7.3.2 Fluctuations de vitesses

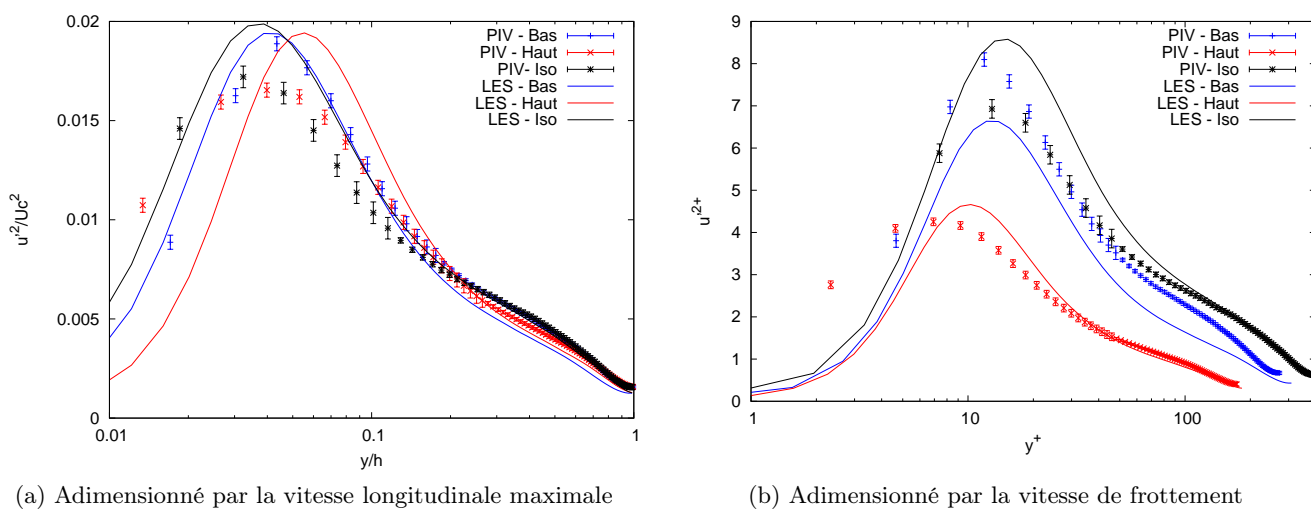


FIGURE 7.8 – Fluctuations de vitesse longitudinale pour le canal isotherme et de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12,6$, avec différents adimensionnements, obtenues numériquement et expérimentalement

Les fluctuations de vitesses longitudinales sont représentées avec ces deux mêmes adimensionnements figure 7.8. On a omis dans ce chapitre les fluctuations de vitesses dans les deux autres directions, les incertitudes de mesure étant trop grandes pour en permettre l'analyse.

Lorsque les vitesses sont adimensionnées par la vitesse longitudinale maximale, l'intensité

des pics de fluctuations des profils numériques varie peu. L'effet majeur est un éloignement du pic de fluctuation de la paroi, de $y/h = 0,035$ pour le profil isotherme vers $y/h = 0,06$ pour le profil côté haut du canal anisotherme. Ce déplacement se retrouve mais moins marqué expérimentalement : de $y/h = 0,03$ pour le profil isotherme à $y/h = 0,04$ pour les profils anisothermes.

En revanche, on observe une asymétrie des pics de fluctuations expérimentaux anisothermes non reproduite numériquement avec cet adimensionnement. Le pic du côté haut le plus chaud est abaissé par rapport au côté bas plus froid, probablement en raison d'une re-laminarisation de l'écoulement avec l'augmentation de viscosité liée à la température. Cette observation n'est pas cohérente avec le profil isotherme, ce qu'on peut à nouveau attribuer à la différence de débit.

Lorsqu'on adimensionne les profils par la vitesse de frottement (figure 7.8b), l'asymétrie est plus marquée que pour l'adimensionnement précédent, traduisant l'asymétrie des vitesses de frottement déjà soulignée précédemment. Par ailleurs, l'éloignement des pics de la paroi est ici confirmé, cette fois de façon plus importante expérimentalement que numériquement.

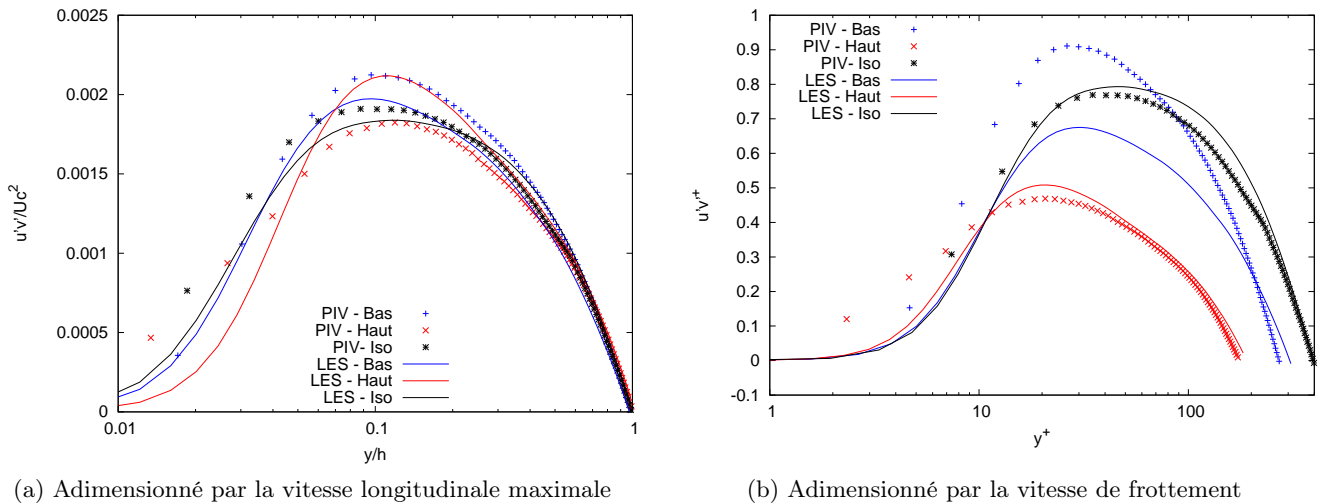


FIGURE 7.9 – Covariance $\overline{u'v'}$ pour le canal isotherme et de chaque côté du canal chauffé à $x/h = 12.6$, avec différents adimensionnements, obtenue numériquement et expérimentalement

Pour finir, on compare figure 7.9 la covariance $\overline{u'v'}$. Cette grandeur est particulièrement intéressante en raison de l'absence théorique de la partie aléatoire de l'erreur de mesure, les deux fluctuations u' et v' ayant des bruits de mesures non corrélés.

Tandis qu'on remarque sur la figure 7.9a des comportements expérimentaux similaires à la fluctuation de vitesse longitudinale seule, les profils numériques sont plus surprenants. En effet les pics numériques de la covariance $\overline{u'v'}$ sont augmentés du côté haut par rapport au côté bas, le pic isotherme étant le moins élevé. Cette tendance opposée à la tendance habituelle avait déjà pu être observée expérimentalement à la partie 4.3.3 lors de comparaisons des profils le long de la chauffe du canal, notamment sur les profils de fluctuations longitudinales figure 4.9. On l'attribue aux variations de densité du fluide avec la température créant de l'agitation dans l'écoulement. Cet effet semble expérimentalement surpassé par l'augmentation de viscosité re-laminarisant l'écoulement.

L'adimensionnement par la vitesse de frottement permet une meilleure coïncidence des

résultats numériques et expérimentaux, excepté pour les profils coté bas du canal. En effet, la vitesse de frottement expérimentale de ce côté était plus malaisée à estimer : du côté haut, le net abaissement du Re_τ étendait la sous-couche visqueuse.

7.4 Conclusion du chapitre 7

Bien que l'on observe des écarts importants entre les résultats numériques et expérimentaux, il faut souligner l'importance dans tous les cas d'étude de l'impact du chauffage asymétrique sur la dynamique de l'écoulement turbulent. En particulier, l'asymétrie des grandeurs caractéristiques de l'écoulement et des profils de vitesse côtés froid et chaud est omniprésente, bien que tantôt plus marquée expérimentalement, tantôt numériquement en fonction des grandeurs observées et des adimensionnements utilisés. Ainsi, on observe numériquement un effet important d'abaissement des profils chauffés dans le cas de l'adimensionnement classique, que l'on pourrait être tenté d'imputer uniquement à l'asymétrie des vitesses de frottement. Cependant, on confirme cet effet dans le cas expérimental avec l'adimensionnement par la vitesse longitudinale maximale, pourtant la même de chaque côté du canal.

L'objectif final de ce travail est l'intensification des échanges de chaleur dans ce type d'écoulement de canal plan turbulent chauffé asymétriquement. Pour cela, une géométrie innovante, constituée de l'association de générateurs de tourbillon et de riblets, a été développée au sein du laboratoire [14] et [15]. Le chapitre 8 est consacré à l'étude numérique d'un canal chauffé texturé par cette géométrie.

Troisième partie

Étude d'un canal plan texturé

Chapitre 8

Étude numérique d'un écoulement de canal plan anisotherme et texturé

Le récepteur solaire est un point clef d'une centrale solaire à tour. Son optimisation passe par l'utilisation d'architecture interne performante, permettant d'une part un intense échange de chaleur entre la paroi irradiée par le soleil et l'air, fluide de travail ; et d'autre part une augmentation minimale des pertes de charges. Le laboratoire PROMES a développé une géométrie innovante adaptée aux écoulements sous chauffage asymétrique. Elle consiste en une texturation de la paroi irradiée par une combinaison de générateurs de tourbillon et de riblets [18, 15, 14]. L'objectif de ce travail est de mieux comprendre comment cette géométrie modifie l'écoulement chauffé asymétriquement, afin de dévoiler des pistes possibles pour l'améliorer.

Pour cela, une simulation fine des grandes échelles a été menée d'un canal plan texturé par la géométrie générateurs de tourbillon/riblets et chauffé asymétriquement. Elle est comparable aux simulations présentées à la partie précédente en ce qu'elle cherche aussi à reproduire les conditions de la soufflerie : hauteur du canal de 5 cm, Re_τ avant chauffe de 395, températures de la paroi haute de l'ordre de 300°C. Cependant, l'ajout de la texturation complexifie numériquement le problème en particulier car elle impose un maillage tétraédrique non structuré. On présentera dans un premier temps les particularités de la simulation menée, avant d'exposer les résultats dynamiques et thermiques obtenus.

8.1 Caractéristiques de la simulation

8.1.1 Description de la géométrie interne étudiée

Ce travail s'inscrit dans la continuité des recherches menées au sein du laboratoire PROMES au cours de la thèse de Xavier Dagenet-Frick [17] qui a permis de définir l'architecture interne, puis de celle d'Arnaud Colleoni [13] qui en a optimisé les paramètres géométriques. Ces travaux ont mené à l'association de deux éléments passifs disposés à l'intérieur du canal sur la paroi irradiée : les générateurs de tourbillon et les riblets, visibles figure 8.1. Tous deux issus de l'aéronautique, ces éléments ont chacun leur rôle dans l'intensification des transferts de chaleur. Les générateurs de tourbillon créent donc chacun un tourbillon longitudinal permettant d'augmenter les niveaux de turbulence proche paroi et ainsi les transferts convectifs de chaleur. Ces tourbillons sont ensuite canalisés le long de la paroi par les riblets longitudinaux, qui permettent en outre d'augmenter la surface d'échange.

Les dimensions du domaine de calcul et de la géométrie simulée sont indiquées figure 8.1.

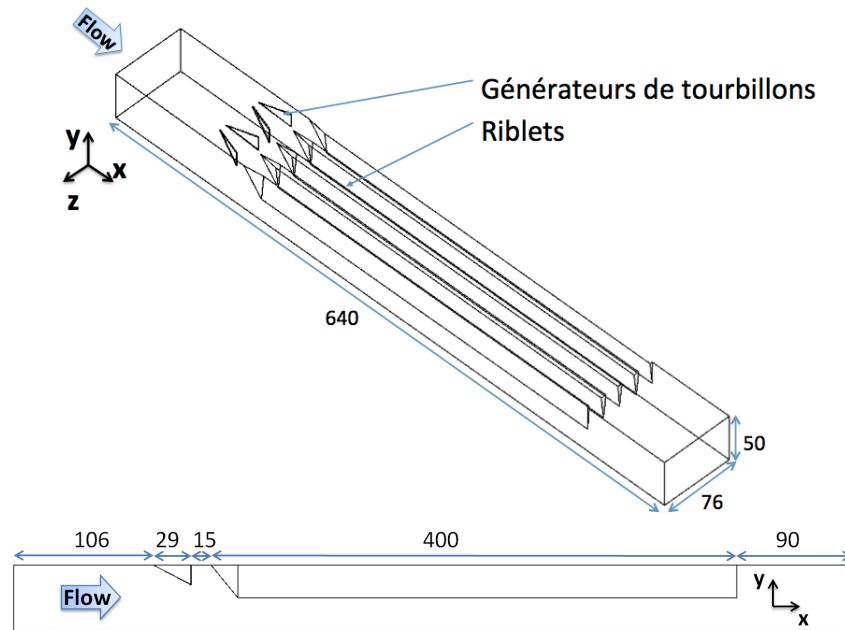


FIGURE 8.1 – Géométrie du canal plan texturé simulé (dimensions en mm)

Les générateurs de tourbillon ont une forme triangulaire et sont placés avec un angle de 18° par rapport à l'axe longitudinal. Ils ont une hauteur de 15 mm et une longueur de 30 mm. Les riblets sont de forme triangulaire de demi-base 2,5 mm, de hauteur 25 mm (soit la demi-hauteur du canal) et de longueur 400 mm. L'espacement entre deux riblets est de 19 mm. Ces dimensions sont celles adaptées à la soufflerie MEETIC, c'est-à-dire qu'un ratio uniforme 5 :1 serait à appliquer pour obtenir les dimensions de la géométrie du récepteur solaire.

La longueur du domaine simulé de 640 mm est la même que dans le cas du canal lisse. Elle recouvre ainsi l'intégralité de la zone chauffée, les joints, et une marge avant et après afin d'éviter des effets de bord. La largeur simulée est de 76 mm ce qui correspond à l'espace nécessaire pour quatre générateurs de tourbillon. Ce choix résulte d'un compromis de sorte à avoir un domaine de taille raisonnable tout en ne dépendant pas exagérément des conditions aux limites latérales de périodicité. La hauteur est toujours 50 mm, la hauteur nominale de la veine de la soufflerie.

8.1.2 Maillage

Du fait de la géométrie où prédominent des formes triangulaires, le maillage est tétraédrique non structuré. Il a été réalisé en utilisant le mailleur ICEM CFD. Le choix du maillage dépend toujours d'un compromis entre le nombre total de mailles et la finesse du maillage particulièrement près des parois. Fort de l'expérience des simulations en canal lisse, on a estimé qu'une limite raisonnable à la taille du maillage serait de 30 millions de mailles, soit le double du nombre de mailles du canal lisse.

Le maillage obtenu est visible figure 8.2 sur un plan de coupe placé au niveau des générateurs de tourbillon. Les mailles à proximité de la paroi et notamment donc de la texturation ont une taille $\Delta y = 0,0005$ m soit $\Delta y^+ = 4$ en se basant sur un Re_τ avant chauffe de 395. Elles grandissent progressivement suivant un facteur 1,4 pour atteindre une taille $\Delta y = 0,002$ m soit $\Delta y^+ = 16$ en milieu de canal. Le maillage résultant comporte 28 357 718 mailles dans le canal texturé.

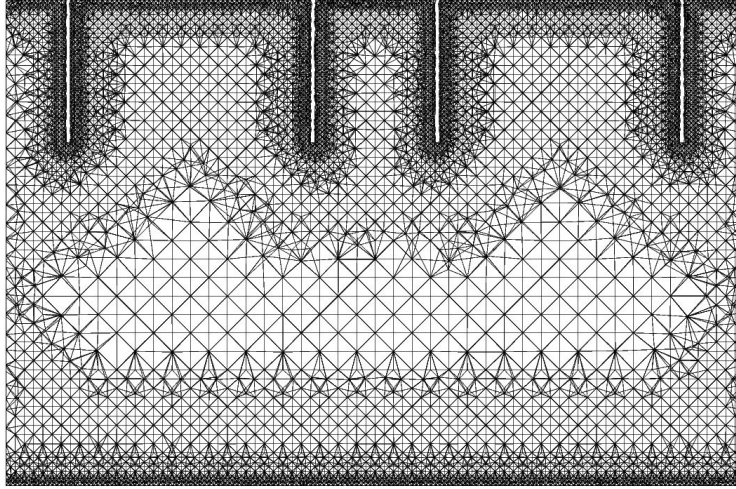


FIGURE 8.2 – Vue du maillage sur un plan de coupe transverse à $x/h = 2.6$

Comme pour les simulations précédentes on a recours à un canal plan lisse isotherme bi-périodique, appelé canal précurseur, pour produire les champs de vitesses instantanées d'un écoulement de canal plan établi en entrée du canal texturé ouvert (voir figure 5.1). Le couplage des deux canaux n'est possible qu'à la condition que le maillage à la sortie du canal précurseur et celui à l'entrée du canal ouvert soient parfaitement identiques. Pour s'en assurer, on crée le maillage du canal précurseur en extrayant le maillage à la surface entrée du canal ouvert, et en l'extrudant sur la longueur $2\pi h = 16$ mm du canal précurseur.

8.1.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites pour la dynamique de la simulation sont similaires à celles des simulations en canal lisse ; à savoir une condition de non-glissement aux parois hautes et basses, de périodicité sur les frontières latérales. Le profil de vitesse issu du canal précurseur est imposé en entrée, et la sortie est une frontière ouverte de pression mécanique nulle. On applique également la même stratégie en ce qui concerne les conditions aux limites thermiques, en mesurant à la soufflerie les températures de parois haute et basse atteintes avec la plaque texturée. Le résultat de ces mesures ainsi que les profils de vitesse imposés aux parois haute et basse de la simulation sont tracés figure 8.3. Il faut noter qu'au même Re_τ avant chauffe de 395, on a dû doubler la puissance rayonnée par le panneau par rapport à la plaque lisse pour obtenir les mêmes niveaux de températures, c'est-à-dire de l'ordre de 300°C à la paroi haute. La puissance du panneau rayonnant atteint alors 3,2 kW. On confirme ainsi clairement que la plaque texturée permet au fluide d'extraire davantage de chaleur.

La figure 8.3 est comparable à la figure 6.1 dans le cas du canal lisse. On peut remarquer la modification de l'allure du profil de température à la paroi haute : tandis qu'elle était bombée dans le cas lisse, elle devient creusée dans le cas texturé. C'est particulièrement visible en début de chauffe au niveau des générateurs de tourbillon et du début des riblets, la température croissant ensuite doucement à mesure que le tourbillon s'estompe. Pour un même niveau de température de la paroi haute, les températures de la paroi basse sont similaires dans le cas lisse et texturé, suggérant que la texturation a en revanche peu d'influence sur le flux rayonné.

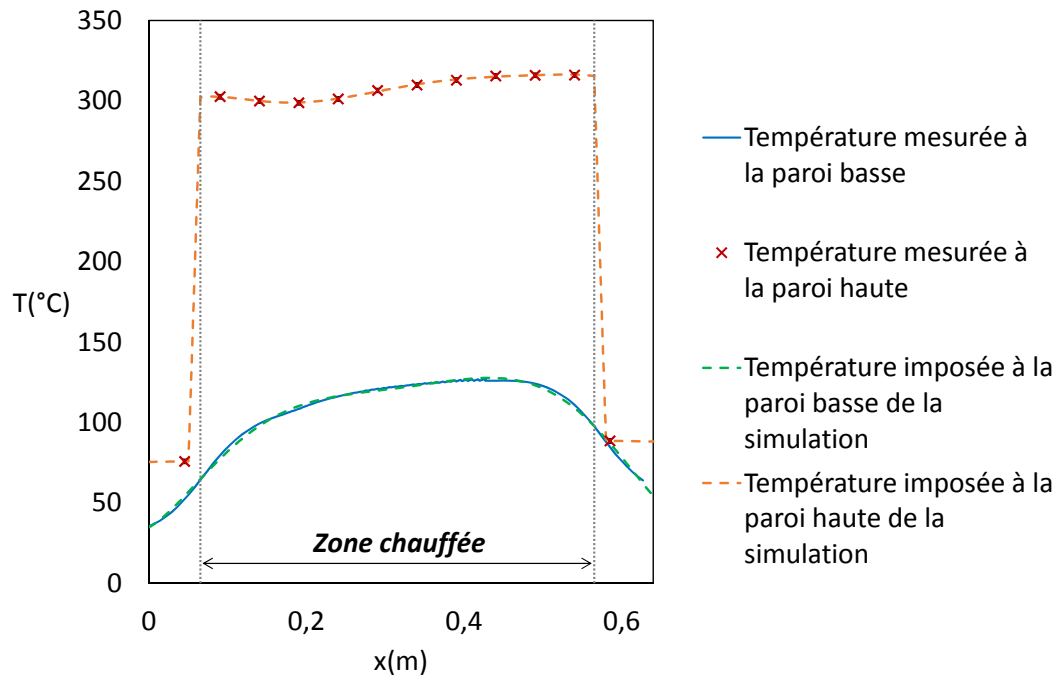


FIGURE 8.3 – Conditions aux limites thermiques du canal texturé

8.1.4 Caractéristiques numériques

Une différence majeure entre les simulations en configurations lisse et texturée est le changement du type de maillage : le maillage structuré hexaédrique dans le cas lisse s'est transformé en un maillage non structuré tétraédrique dans le cas texturé. Cela entraîne des modifications dans le choix de la discrétisation, du schéma temporel et des schémas de calcul adoptés pour la simulation.

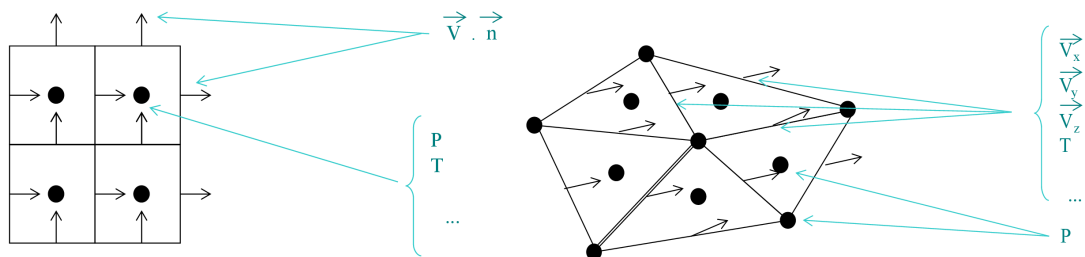


FIGURE 8.4 – Schéma 2D des deux types de discrétisation spatiale dans Trio_CFD : VDF (gauche) et VEF (droite) [47]

Le code de calcul TrioCFD propose deux types de discrétisation spatiale, dont les schémas de principe sont tracés figure 8.4. Le premier est la méthode des Volumes Différences Finies, ou VDF, adaptée aux maillages structurés. C'est un schéma décalé en espace : les vitesses sont calculées au centre des faces tandis que la pression et toutes autres inconnues scalaires sont calculées au centre des mailles. C'est la méthode classique utilisée dans le cas du canal lisse, mais elle n'est pas applicable à un maillage non-structuré tétraédrique. Pour le cas du canal texturé, on adopte donc la méthode des Volumes Éléments Finis, ou VEF. La vitesse et toutes les inconnues sont alors calculées aux faces, sauf la pression qui est calculée aux sommets et au centre des mailles.

Le calcul de la diffusion est implicite de sorte que le pas de temps ne dépende que du calcul de la convection : on gagne ainsi un facteur 10 sur le temps de calcul. Le pas de temps reste cependant petit : de l'ordre de $2 \cdot 10^{-6}$ s. On adopte un schéma temporel de type Adams Bashforth du deuxième ordre, car il a justement été développé pour être performant dans le cas de la diffusion implicite. La convection, dynamique et thermique, est calculée par un schéma VEF explicite centré.

Les calculs ont été parallélisés sur 1296 cœurs. 1200 cœurs sont attribués au canal ouvert, et 96 au canal précurseur. Le couplage entre les deux canaux est assuré par le module ICoCo, qui gère l'attribution des cœurs et la transmission du profil de vitesse issu du canal précurseur vers l'entrée du canal ouvert.

Une fois la simulation mise au point, un peu moins d'une seconde physique a été consacrée à l'établissement du canal, puis plus de six secondes physiques pour récolter les statistiques. Ces 7 s physiques correspondent à près de deux mois et demi de calculs sans interruption parallélisés sur 1296 cœurs, c'est-à-dire 2,2 millions d'heures cpu.

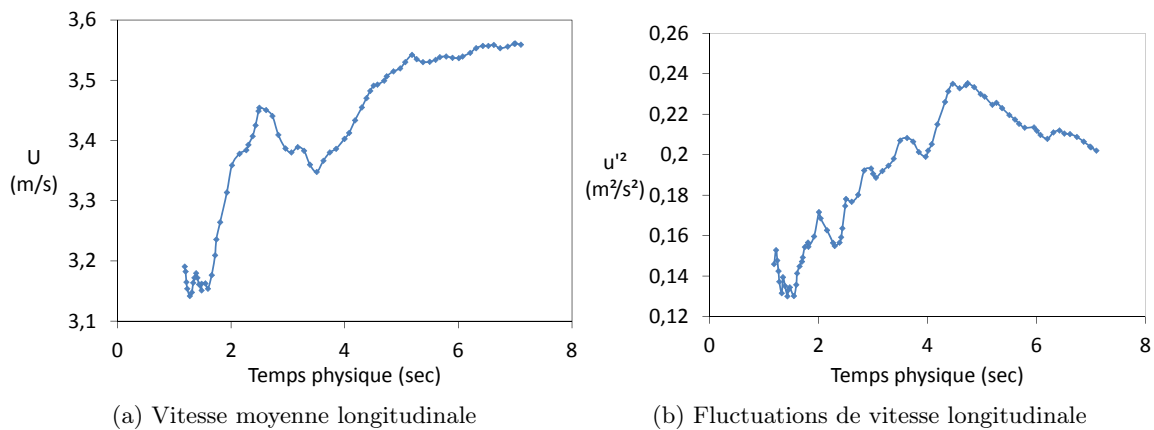


FIGURE 8.5 – Évolution de vitesse au centre d'un tourbillon à $x/h = 2,6$ en fonction du temps de statistique

On apprécie la convergence des calculs en observant l'évolution temporelle de la moyenne et des fluctuations de vitesse à un point précis du maillage. La figure 8.5 présente pour exemple un point situé à la sortie des générateurs de turbulence, au centre d'un tourbillon, c'est-à-dire dans une zone a priori parmi les plus difficiles à converger. Entre 5 et 7 secondes physiques de calcul, la vitesse moyenne semble stabilisée tandis que les fluctuations de vitesse évoluent encore. Pour améliorer la convergence des résultats, on a donc recours à des moyennes spatiales sur les quatre motifs de la texturation.

8.2 Grandeurs caractéristiques

8.2.1 Grandeurs dynamiques

On présente dans le tableau 8.1 quelques propriétés moyennes de l'écoulement. Il faut noter que lorsque les grandeurs sont définies à chaque paroi, leur moyenne a été pondérée par la surface correspondante. Ce choix n'a pas d'incidence dans le cas du canal lisse dont les parois haute et basse ont la même surface, mais il permet de refléter l'augmentation de la surface de la paroi haute dans le cas du canal texturé. Par ailleurs, pour des raisons pratiques, ces grandeurs sont moyennées sur l'ensemble du domaine simulé ; c'est ce qui explique que les résultats du canal lisse diffèrent avec le tableau 6.1 où les grandeurs

Configuration	Canal plan lisse			Canal plan texturé		
	Inférieur	Supérieur	Moyenne	Inférieur	Supérieur	Moyenne
U_b (m/s)	-	-	5,17	-	-	5,74
$Re_b = \frac{U_b 2h}{\nu}$	-	-	13093	-	-	13230
$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho_\omega}}$ (m/s)	0,336	0,387	0,361	0,350	0,588	0,520
$Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu}$	307,21	194,83	251,02	319,55	294,39	301,60
$C_f = \frac{\tau_\omega}{1/2\rho U_b^2} \times 10^{-3}$	6,90	6,52	6,71	6,48	13,3	11,3
φ (kW/m ²)	1,71	4,69	3,20	1,73	8,19	6,34
$Nu = \frac{h_{conv} 2h}{\lambda}$	37,4	34,2	35,8	34,9	57,7	51,2

TABLE 8.1 – Propriétés moyennes de l'écoulement en canal plan lisse et en canal plan texturé

n'avaient été moyennées que sur la zone chauffée du canal simulé.

La vitesse moyenne de l'écoulement est de 10% supérieure dans le canal texturé. On rappelle que le débit entrant, issu du canal précurseur isotherme, est le même pour les deux canaux. Cette augmentation de vitesse moyenne peut avoir deux causes : la réduction de la section de passage de 6,6% en présence de texturation par rapport au cas lisse, et l'échauffement plus important du fluide dans le canal texturé. Cette deuxième raison semble prépondérante : en effet le nombre de Reynolds moyen ne diffère quant à lui que de 1%, ce qui suggère que l'augmentation de la vitesse moyenne a été compensée par l'augmentation correspondante de la viscosité cinématique avec la température.

L'asymétrie de la vitesse de frottement entre la paroi haute, plus chaude, et la paroi basse, constatée en canal plan lisse anisotherme, est largement intensifiée par la présence de la texturation. En effet la vitesse de frottement à la paroi haute du canal texturé atteint presque le double de la vitesse de frottement à sa paroi basse.

Pour observer plus finement cette grandeur, on trace son évolution le long de l'écoulement figure 8.6. La vitesse de frottement dans le canal texturé a été calculée aux quatre milieux des espaces de 19 mm entre deux riblets, puis moyennée sur ces quatre positions. On trace sur le même graphique la vitesse de frottement dans le canal lisse, qui elle a été moyennée sur toute la direction transverse. Le trou dans le profil de vitesse de frottement à la paroi haute texturée correspond à la position du générateur de tourbillon, endroit pour lequel on se trouve dans le solide.

On avait remarqué en canal lisse que la vitesse de frottement évoluait peu le long de la zone chauffée de l'écoulement ; elle varie davantage dans le canal texturé. A $x/h = 4$, un pic correspond à l'entrée du tourbillon entre deux riblets. La vitesse de frottement diminue ensuite légèrement tandis que le tourbillon s'estompe, puis augmente à nouveau alors que la couche limite thermique s'épaissit.

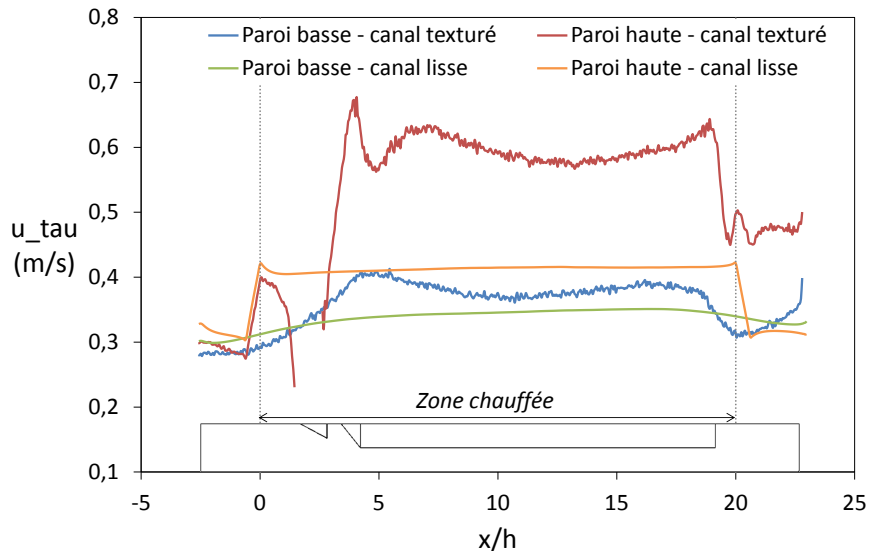


FIGURE 8.6 – Évolution de la vitesse de frottement le long de l'écoulement chauffé à chaque paroi du canal lisse et du canal texturé

Les nombres de Reynolds basés sur ces vitesses de frottement sont également présentés tableau 8.1. En canal lisse, la chauffe de la paroi haute faisait chuter le Re_{τ} , re-laminarisant l'écoulement par effet de variation des propriétés du fluide. En canal texturé, la présence de la géométrie générateurs de tourbillon/riblets à la paroi haute permet de compenser presque entièrement cette chute du Re_{τ} , maintenant ainsi un niveau de turbulence élevé à la paroi haute.

Comme on pouvait s'y attendre, le coefficient de frottement augmente également de façon importante en présence de texturation : il est doublé à la paroi haute texturée par rapport aux parois lisses. On s'attend donc à une augmentation significative des pertes de charge.

8.2.2 Grandeurs thermiques

Le tableau 8.1 récapitule aussi des grandeurs liées à l'échange thermique aux parois. Tout d'abord, le flux convectif surfacique est identique aux parois basses des deux canaux : ce résultat est cohérent avec l'observation expérimentale d'une même température de paroi basse en canal lisse ou texturé (voir figure 8.3). En revanche, à la paroi haute, le flux de chaleur a augmenté de 75% dans le canal texturé par rapport au canal lisse. On rappelle que la puissance du panneau rayonnant avait dû être doublée pour atteindre les mêmes niveaux de températures. Les flux obtenus numériquement paraissent donc cohérents si on prend en considération les pertes du dispositif de chauffe.

Comme pour la vitesse de frottement, on trace figure 8.7 l'évolution du flux de chaleur le long de l'écoulement au milieu de l'espace entre deux riblets pour le canal texturé, et comparé au canal lisse. On remarque tout d'abord que les flux à la paroi basse coïncident effectivement sur toute la longueur simulée. Les flux à la paroi haute concordent également bien avant la texturation. On observe ensuite une augmentation significative du flux le long des riblets par rapport au canal lisse. Le flux est particulièrement intense juste après le générateur de tourbillon, puis il décroît jusqu'à la fin de la zone chauffée tout en restant plus important que le flux à la paroi haute du canal lisse.

Un autre indicateur du transfert thermique est le nombre de Nusselt caractérisant l'intensité du transfert par convection par rapport au transfert par conduction. Les nombres de Nusselt

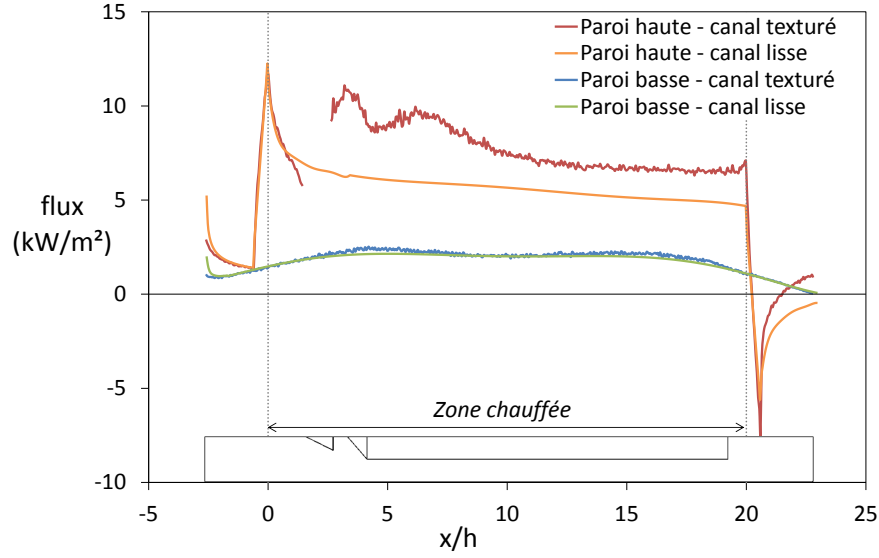


FIGURE 8.7 – Évolution du flux convectif le long de l'écoulement chauffé à chaque paroi du canal lisse et du canal texturé

à chaque paroi dans les deux canaux sont présentés tableau 8.1. Comme espéré, on note un nombre de Nusselt élevé à la paroi haute du canal texturé par rapport aux parois lisses.

8.2.3 Performances

Lors de son optimisation de l'architecture interne du récepteur solaire, Arnaud Colleoni [13] a utilisé deux critères de performance permettant d'évaluer l'efficacité des géométries étudiées. Une première grandeur intéressante est l'énergie cinétique turbulente adimensionnée, définie par Daguinet et al. [18] comme suit :

$$k^+ = \frac{\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle}{2u_\tau^2} \quad (8.1)$$

k^+ repose sur l'hypothèse que l'échange thermique est directement lié au niveau de turbulence, c'est-à-dire à l'intensité de l'agitation du fluide. Il s'agit de maximiser l'énergie cinétique turbulente tout en minimisant les frottements. L'énergie cinétique turbulente adimensionnée est de $k^+ = 1,56$ dans le canal texturé simulé, contre $k^+ = 1,07$ dans le canal lisse correspondant. Elle a ainsi été augmentée de moitié.

Les défauts de l'utilisation de k^+ comme indicateur sont que d'une part, il s'agit d'un indicateur isotherme, et d'autre part, il ne tient pas compte de l'augmentation de la surface d'échange qui a pourtant un rôle important dans l'intensification des transferts de chaleur. Un deuxième indicateur utilisé est alors le coefficient de performance, défini par Webb et Eckert [89] comme :

$$\eta = \frac{Nu_p}{Nu_0} \times \left(\frac{C_f}{C_{f0}}\right)^{-1/3} \times \left(\frac{S_p}{S_{p0}}\right)^{2/3} \times \frac{\lambda}{\lambda_0} \times \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3} \quad (8.2)$$

Avec Nu le nombre de Nusselt, C_f le coefficient de frottement, S_p la section de passage, λ la conductivité thermique et ρ la densité. Les indices 0 dénotent la configuration de référence, lisse, tandis que les grandeurs sans indice font référence à la configuration texturée. On utilise ici un nombre de Nusselt projeté prenant en compte l'augmentation de surface

d'échange avec la texturation. Il est défini comme :

$$Nu_p = Nu \times \frac{S'}{S_{lisse}} \quad (8.3)$$

Où S' représente l'augmentation de surface induite par la présence de riblets par rapport à une surface lisse S_{lisse} . Dans le canal texturé étudié ici, on a alors un nombre de Nusselt projeté à la paroi haute de $Nu_p = 136,6$.

Le coefficient de performance de cette géométrie simulée est de $\eta = 2,997$. Il est un peu supérieur à celui qu'avait prédit Arnaud Colleoni par simulation RANS dans la même configuration : $\eta = 2,948$. Par comparaison, une géométrie classique à ailettes a un coefficient de performance de $\eta = 1,8$. On confirme donc ici l'intérêt de la géométrie générateur de turbulence/riblets pour intensifier les transferts de chaleur.

8.3 Évolution de l'écoulement le long du canal texturé

8.3.1 Champs instationnaires

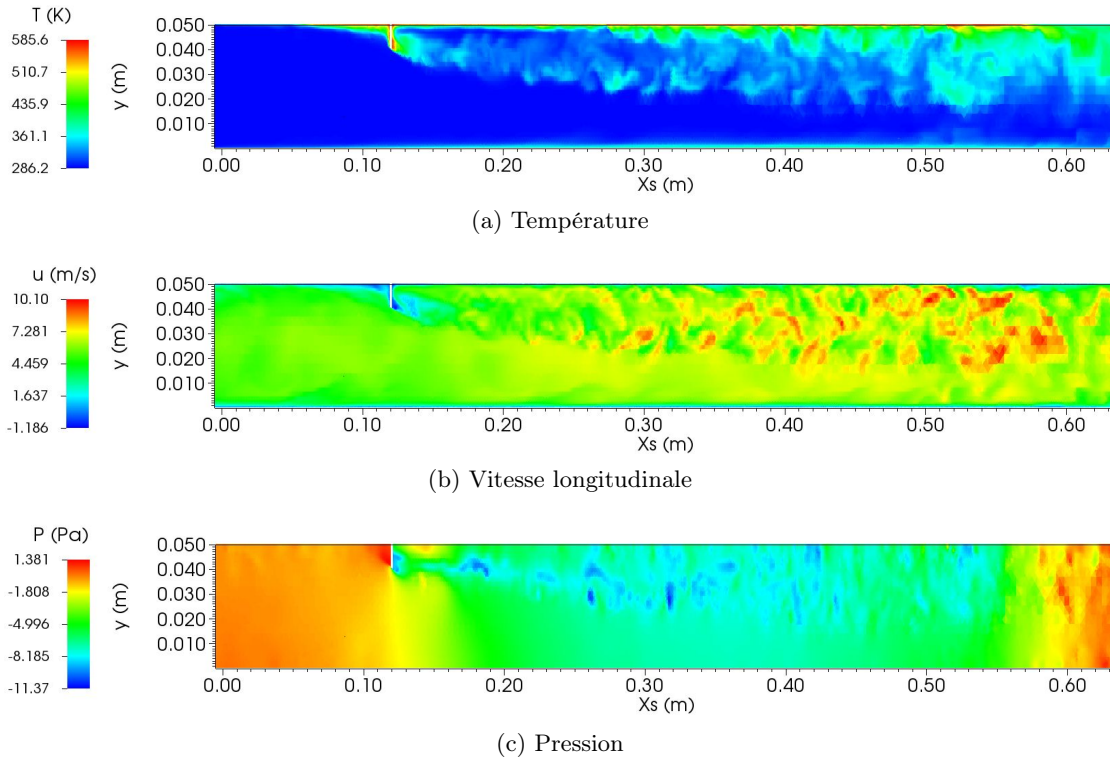


FIGURE 8.8 – Quelques grandeurs instantanées à $t = 7,2$ s et $z/h = 2,7$

Une idée générale du comportement de l'écoulement dans le canal texturé peut être donnée par l'observation des grandeurs instantanées. Les plans de coupe présentés figure 8.8 ont été pris au dernier pas de temps, et à $z/h = 2,7$ c'est-à-dire au centre de l'espace entre deux riblets. Il faut noter que sur ces figures, l'axe longitudinal X_s a pour origine le début de la zone simulée et non comme x le début de la zone chauffée, c'est-à-dire que $X_s = x + 0,06$ m. On distingue sur les trois surfaces un générateur de tourbillon à $X_s = 0,12$ m (c'est-à-dire à $x/h = 2,4$) à partir duquel les fluctuations deviennent visibles. La première surface (figure 8.8a) montre l'échauffement de l'air le long du canal. Tandis

qu'à la paroi basse se développe une mince couche limite thermique, à la paroi haute l'échauffement se propage bien plus loin vers le centre du canal. La paroi haute est en effet plus chaude de l'ordre de 200°C, et surtout la présence de la géométrie générateurs de tourbillon/riblets intensifie les transferts de chaleur de la paroi vers le fluide. Ainsi, tandis que la couche limite thermique à la paroi haute atteignait à peine la moitié du canal en configuration lisse (voir figure 6.5), elle rejoint en configuration texturée la couche limite thermique inférieure.

Cette intensification des transferts de chaleur s'explique par un fort accroissement des niveaux de turbulence visible figure 8.8b. Les fluctuations de vitesse, localisées près de la paroi en canal plan lisse, s'amplifient le long de l'écoulement sur toute la hauteur du canal texturé. Cependant, l'augmentation des niveaux de turbulence et des transferts de chaleur va de pair avec une augmentation des pertes de charges qu'on observe figure 8.8c. Une première dépression est créée immédiatement après le générateur de turbulence, et se propage le long des riblets.

La figure 8.8c met également en évidence une faiblesse de la simulation au niveau de la condition à la limite en sortie. La condition y est de type pression imposée nulle, forçant ainsi artificiellement la pression à ré-augmenter en fin de canal. Cet artefact ne semble toutefois pas toucher la zone d'intérêt du canal, c'est-à-dire la longueur texturée et chauffée. En effet, on avait pris la précaution d'allonger le canal simulé pour éloigner l'influence de la condition en sortie de la zone d'intérêt. Cette influence est malgré tout plus importante qu'attendue, amenant à envisager à l'avenir d'autres types de conditions à la limite en sortie.

8.3.2 Méthodologie d'obtention des profils moyennés

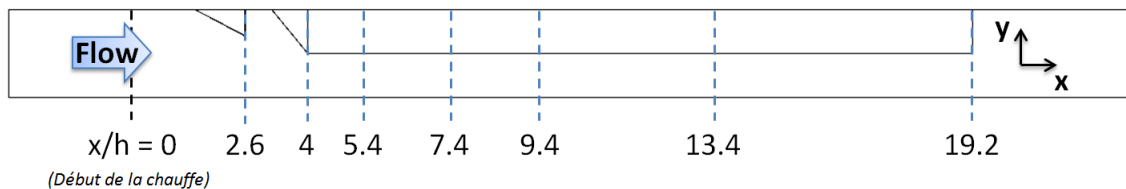


FIGURE 8.9 – Positions des coupes longitudinales des profils tracés figures 8.10 à 8.19

Pour suivre l'évolution des différentes grandeurs le long de l'écoulement, des coupes sont effectuées à différentes positions longitudinales indiquées figure 8.9. Comme pour les chapitres précédents, l'origine de l'axe longitudinal est prise au début de la chauffe. Sept coupes sont prises le long du canal : à la sortie des générateurs de tourbillon ($x/h = 2, 6$), puis à différentes positions le long des riblets. Les quatre positions au début des riblets ($x/h = 4; 5, 4; 7, 4$ et $9, 4$) coïncident avec celles qu'a utilisées Arnaud Colleoni [13].

Dans la direction transverse, les coupes sont faites au milieu de l'espace inter-riblets de 19 mm, c'est-à-dire à $z/h = 1, 9; 2, 7; 3, 4$ et $4, 2$, l'origine de l'axe transverse étant prise à la frontière du domaine simulé. Pour améliorer la convergence des résultats, on moyenne ensuite ces quatre coupes transverses, obtenant ainsi les profils présentés dans les figures 8.10 à 8.19.

8.3.3 Vitesses moyennes

En premier lieu, on observe les vitesses moyennes le long de l'écoulement, en particulier la vitesse longitudinale. Elle est tracée figure 8.10 aux sept positions le long de l'écoulement

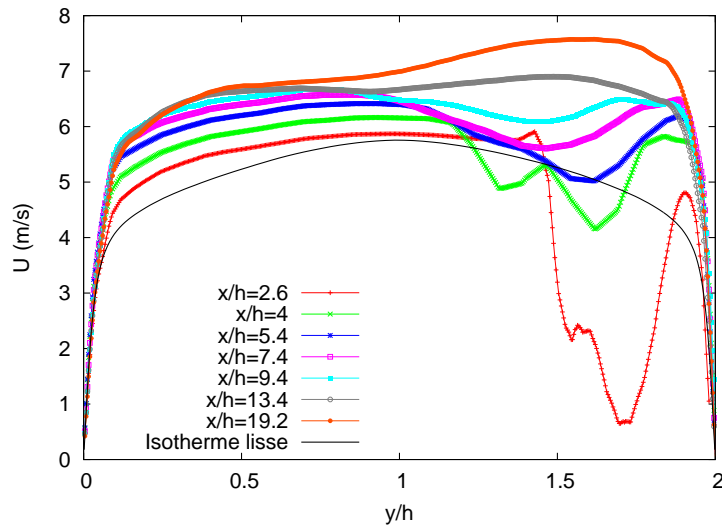


FIGURE 8.10 – Vitesse moyenne longitudinale à différentes positions le long du canal chauffé texturé et dans le canal isotherme lisse

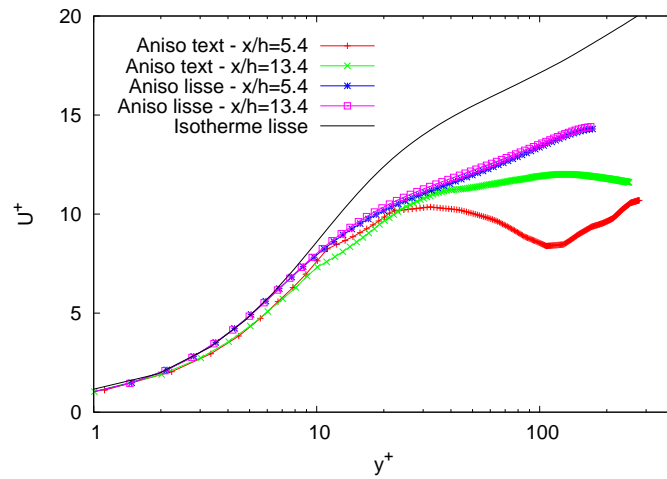
définies figure 8.9. La paroi basse correspond à $y/h = 0$ tandis que la paroi haute est à $y/h = 2$.

On remarque tout d'abord que le profil habituel de vitesse moyenne dans un écoulement de canal plan est modifié par un grand creux dans la moitié haute du canal qui se résorbe le long de l'écoulement pour finalement se transformer en une petite bosse. Ce creux de vitesse est directement lié au tourbillon créé à cet endroit. Le profil de vitesse à $x/h = 2,6$ se situe juste après le générateur de tourbillon. À cet endroit, le fluide entre en rotation, perdant de la vitesse longitudinale au profit de la création de vitesses transverse et surtout verticale.

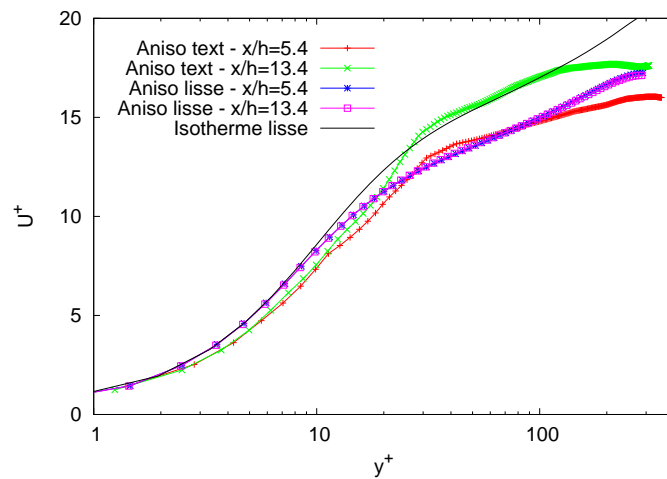
Le creux du tourbillon est localisé à $y/h = 1,7$ où la vitesse moyenne longitudinale atteint un minimum de $0,7$ m/s. Un second minimum local à $y/h = 1,55$ et $U = 2,2$ m/s pointe une zone de recirculation du fluide. Ces deux minimums sont encore présents à l'entrée des riblets à $x/h = 4$. Seul le tourbillon principal est ensuite visible jusqu'à environ la moitié de la longueur des riblets. La dissymétrie observée sur la seconde moitié des riblets entre les côtés haut et bas dénote de l'échauffement important du fluide sur la moitié supérieure du canal, qui entraîne une augmentation de vitesse par effet de densité.

On note ensuite une nette augmentation globale du profil de vitesse le long de l'écoulement. On passe ainsi d'une vitesse au centre du canal de $5,8$ m/s pour le premier profil à $x/h = 2,6$, à 7 m/s au centre du profil à la fin des riblets, $x/h = 19,2$. Deux causes combinées expliquent cette augmentation : d'une part, la section de passage diminue de près de 10% avec la présence des riblets ; le maintien d'un débit constant impose une augmentation de la vitesse moyenne entre le profil à $x/h = 2,6$ et celui à $x/h = 4$. D'autre part, le fluide s'échauffe le long de l'écoulement provoquant une baisse de sa densité ; là encore le maintien du débit impose une hausse de la vitesse. C'est ce qui explique l'augmentation continue de vitesse entre les profils de $x/h = 4$ à $x/h = 19,2$ dont les coupes sont toutes localisées le long des riblets, à section de passage constante.

La figure 8.11 présente la même grandeur sous un autre jour : on a ici adimensionné la vitesse moyenne longitudinale par la vitesse de frottement à chaque paroi. Elle est tracée à deux positions le long des riblets, et comparée aux profils obtenus aux mêmes positions dans le canal lisse chauffé. En guise de référence, la vitesse obtenue dans le canal précurseur



(a) Côté supérieur

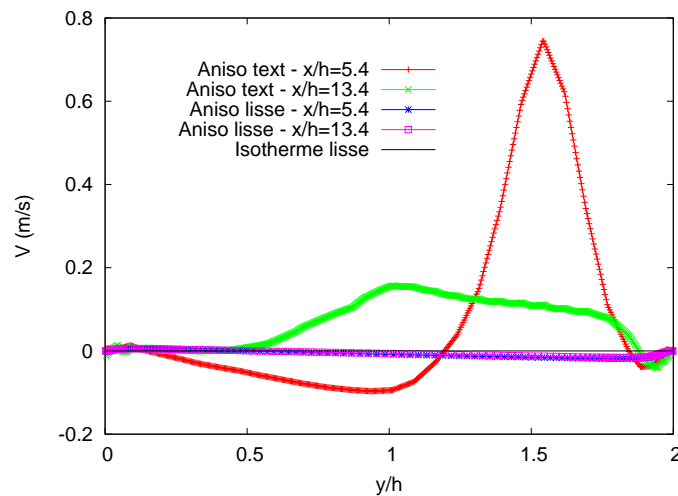


(b) Côté inférieur

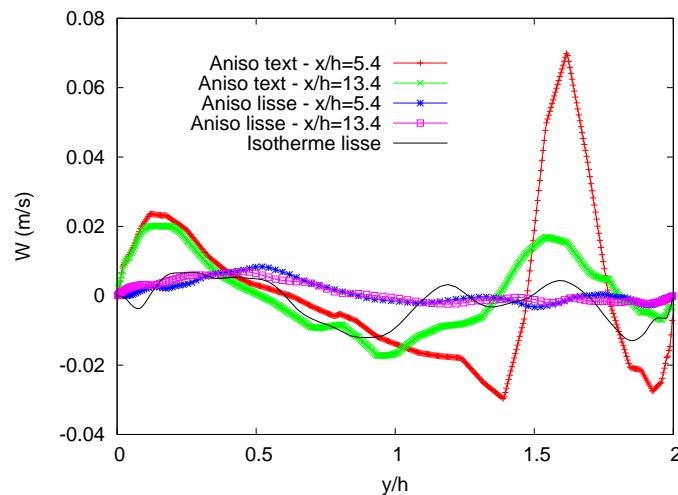
FIGURE 8.11 – Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement, dans les canaux chauffés lisse et texturé et dans le canal isotherme lisse

isotherme lisse est également tracée.

L'abaissement, plus important du côté haut, des profils de vitesses adimensionnées dans le canal chauffé par rapport au canal isotherme observé dans le canal lisse se retrouve dans le canal texturé avec la même dissymétrie entre les côtés haut et bas. Cependant, là où la position le long du canal n'a que peu d'importance dans le canal lisse, elle en a dans le canal texturé. C'est vrai du côté haut où le creux du tourbillon visible sur le profil $x/h = 5,4$ a disparu à $x/h = 13,4$. Mais c'est également vrai du côté bas où on observe un écart de 15 à 20% entre les deux profils au centre du canal. On retrouve ici l'augmentation de vitesse le long du canal déjà notée ci-dessus, qui n'est pas masquée par l'adimensionnement par la vitesse de frottement.



(a) Vitesse moyenne verticale



(b) Vitesse moyenne transverse

FIGURE 8.12 – Vitesses moyennes verticale et transverse adimensionnées par la vitesse de frottement, dans les canaux chauffés lisse et texturé et dans le canal isotherme lisse

Les vitesses moyennes verticale et transverse sont tracées figure 8.12 aux mêmes deux positions pour les configurations lisse et texturée, avec le même adimensionnement par la vitesse de frottement. Il faut souligner qu'il s'agit de vitesses bien plus faibles que la vitesse longitudinale, d'un ordre de grandeur pour la vitesse verticale et de deux ordres de

grandeur pour la vitesse transverse.

On avait remarqué en canal lisse chauffé la création d'une vitesse verticale négative avec la température, particulièrement en début de chauffe (voir figure 6.13). Les vitesses verticales créées par la texturation sont d'un ordre de grandeur plus grandes. À la position $x/h = 5,4$ en début de riblets, un pic de vitesse verticale atteignant $V = 0,75$ m/s est créé près de la paroi supérieure, à $y/h = 1,55$. Il est contrebalancé par un minimum à $V = -0,1$ m/s en milieu de canal. Ces vitesses correspondent au mouvement de l'air autour du tourbillon d'axe longitudinal. Lorsque le tourbillon s'estompe à $x/h = 13,4$, la vitesse verticale s'est abaissée entre $0,1$ et $0,2$ m/s, mais elle s'est étalée sur la moitié de la hauteur du canal.

Au même endroit, une vitesse similaire bien que d'un ordre de grandeur plus faible est créée pour la même raison dans la direction transverse par le tourbillon. Le reste du profil de vitesse est peu significatif en raison de sa faible intensité : ainsi même sur le profil isotherme, des variations de vitesses transverses sont visibles, qui dénotent qu'on atteint ici la limite de précision des simulations, la vitesse transverse étant théoriquement nulle dans cette configuration.

8.3.4 Fluctuations de vitesses

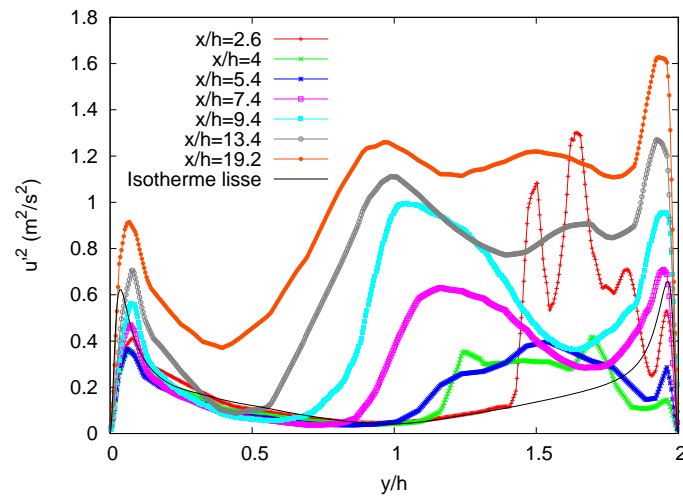
Les fluctuations de vitesses dans les trois directions aux sept positions le long de l'écoulement précédemment définies sont tracées figure 8.13 sur la hauteur complète du canal texturé. On remarque nettement dans tous les profils une intensification des fluctuations sur toute la moitié supérieure et jusqu'au centre du canal. En effet, c'était bien l'objectif visé par l'ajout de la texturation : augmenter les niveaux de turbulence aux abords de la paroi haute afin d'intensifier les transferts de chaleur.

Sur les profils de fluctuations de vitesse longitudinale (figure 8.13a), les pics de fluctuations proche paroi, habituels dans un écoulement de canal plan classique, sont toujours présents des deux côtés du canal. Ils sont cependant abaissés en début de canal, et largement augmentés en fin de canal texturé, particulièrement à la paroi haute. On passe ainsi d'un pic de fluctuations de $u'^2 = 0,6$ m²/s² en canal lisse isotherme à même nombre de Reynolds à plus de $u'^2 = 1,6$ m²/s² près de la paroi supérieure en fin de zone texturée, à $x/h = 19,2$. Dans le cas du canal chauffé lisse, les pics ne sont que faiblement modifiés lorsqu'on n'utilise pas d'adimensionnement. Cette augmentation des pics de fluctuations le long du canal est donc bien liée à la texturation, dont l'influence porte jusqu'à la paroi basse lisse.

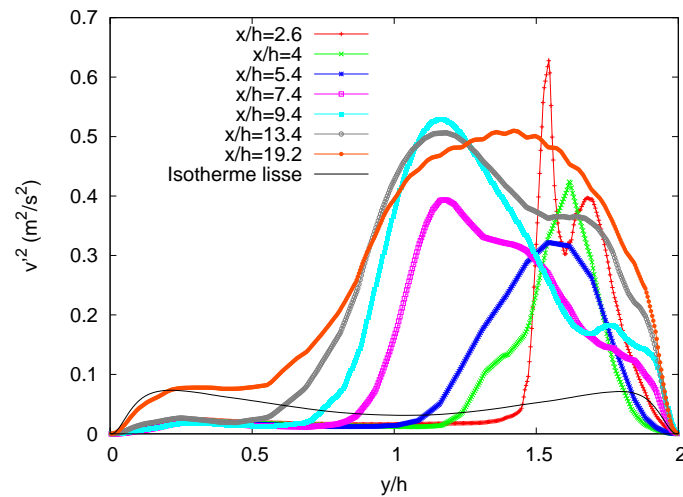
En milieu de canal, les fluctuations sont importantes pour le premier profil $x/h = 2,6$ dans la zone $1,4 < y/h < 1,9$ où on distingue trois pics aux hauteurs $u'^2 = 0,7; 1,1$ et $1,3$ m²/s². C'est le profil situé immédiatement après le générateur de tourbillon, dont la hauteur est justement de $0,6h$. Ces trois pics de fluctuation sont donc créés par le tourbillon : ils sont situés sur le pourtour des creux de vitesse longitudinale moyenne observés figure 8.10, c'est-à-dire dans la zone de circulation du fluide.

Dès l'entrée du tourbillon dans l'espace entre riblets, à $x/h = 4$, les fluctuations créées par le tourbillon sont abaissées à $u'^2 = 0,3$ m²/s², elles se sont étalées et décalées vers le centre du canal. Le long des riblets elles vont ensuite croître de nouveau tout en s'étendant sur plus de la demi-hauteur supérieure du canal. Le maximum des fluctuations créées par le tourbillon s'écarte de plus en plus de la paroi haute le long des riblets, atteignant même la moitié inférieure en fin de zone texturée.

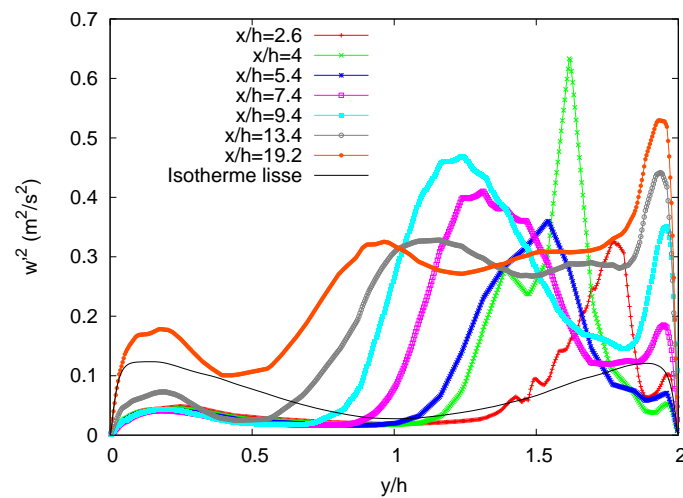
Dans le cas des fluctuations de vitesse verticale (figure 8.13b) les pics de fluctuations du canal lisse ne sont pas assez aigus pour rester distinguables dans le canal texturé. Le comportement des fluctuations de vitesse verticale créées par le tourbillon est à première vue similaire à celui des fluctuations de vitesse longitudinale. On a ainsi création de ces fluctuations à la sortie des générateurs de tourbillon, abaissement en début de riblets, puis



(a) Fluctuations de vitesse longitudinale



(b) Fluctuations de vitesse verticale



(c) Fluctuations de vitesse transverse

FIGURE 8.13 – Fluctuations de vitesses à différentes positions le long du canal chauffé texturé et dans le canal isotherme lisse

nouvelle croissance le long des riblets accompagnée d'un déplacement du maximum vers le centre du canal.

Toutefois, le profil en sortie de riblets, à $x/h = 19,2$ se démarque : les fluctuations se sont alors étalées au point de former une cloche couvrant plus de la moitié supérieure du canal. En outre, c'est la direction dans laquelle l'augmentation de l'intensité des fluctuations par rapport au canal lisse est la plus importante : on passe de $v'^2 = 0,06 \text{ m}^2/\text{s}^2$ dans le canal lisse à $v'^2 = 0,5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ en fin de canal texturé.

Les fluctuations de vitesse transverse (figure 8.13c) se comportent un peu différemment. Tout d'abord dans cette direction, le pic de fluctuations créées par le tourbillon n'est pas à son maximum immédiatement à la sortie des générateurs de tourbillon ($x/h = 2,6$) mais un peu après, à l'entrée des riblets ($x/h = 4$). On peut penser que ces fluctuations sont augmentées par la contrainte spatiale que subit dans cette direction le tourbillon lorsqu'il entre dans l'espace restreint entre deux riblets.

On observe ensuite le déplacement des fluctuations vers le centre du canal entre les profils $x/h = 5,4$ à $9,4$, à mesure que le tourbillon s'éloigne de la paroi. Au contraire des fluctuations dans les deux autres directions, les fluctuations de vitesse transverse en milieu de canal ne sont pas au maximum en fin de texturation, bien qu'elles s'étalent en revanche elles aussi sur plus de la moitié supérieure.

En direction transverse, les pics de fluctuations proche paroi sont marqués comme en direction longitudinale, particulièrement près de la paroi haute. Le pic de fluctuation proche paroi haute augmente ainsi régulièrement le long de l'écoulement, et il est en fin de texturation cinq fois plus grand que le pic correspondant en canal lisse. Près de la paroi basse, il est au contraire plutôt similaire à la direction verticale : abaissé dans la majorité des cas, sauf en toute fin de texturation.

La figure 8.14 présente les mêmes données, à deux positions le long des riblets, adimensionnées par la vitesse de frottement et comparées aux profils correspondant dans le canal chauffé lisse. On a représenté ici les profils à proximité de la paroi supérieure, la zone la plus intéressante.

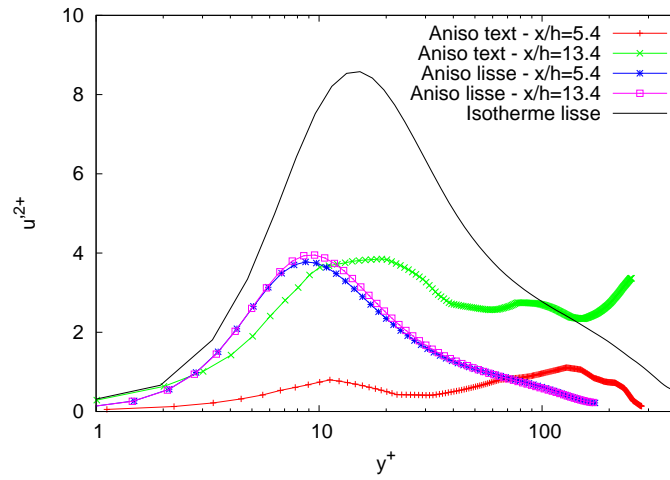
Lorsqu'on adimensionne par la vitesse de frottement qui est de moitié supérieure dans le canal texturé, les profils résultants de fluctuations de vitesse longitudinale (figure 8.14a) sont abaissés par rapport au canal plan lisse en début de riblets ($x/h = 5,4$). Ils retrouvent cependant les mêmes niveaux d'intensité en fin de riblets ($x/h = 13,4$), bien que le pic de fluctuations se soit éloigné de la paroi et étalé. En outre en milieu de canal, les fluctuations de vitesse longitudinale se maintiennent en configuration texturée au contraire de la configuration lisse.

En direction verticale (figure 8.14b), le pic proche paroi disparaît dans le canal texturé. Toutefois, les fluctuations en milieu de canal sont bien plus élevées, rattrapant le profil isotherme en début de riblets, et le dépassant largement en fin de riblets. Dans cette direction, la texturation permet donc de contrebalancer la chute des pics de fluctuation liée à la chauffe de la paroi.

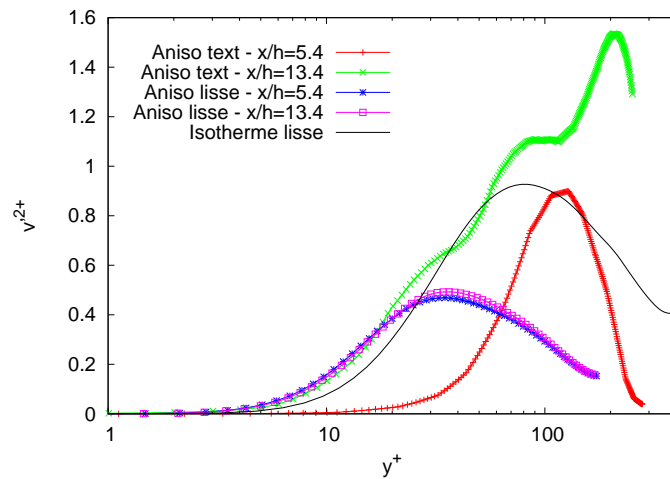
En direction transverse (figure 8.14c), outre la présence des fluctuations au centre du canal comme dans les autres directions, on note que le pic de fluctuation proche paroi en fin de riblets s'est, au contraire de la tendance générale, rapproché de la paroi. C'était là un effet qu'on observait en canal lisse chauffé, l'attribuant à la température. Le niveau élevé de ce pic est cependant toujours à mettre au compte de la texturation.

8.3.5 Température

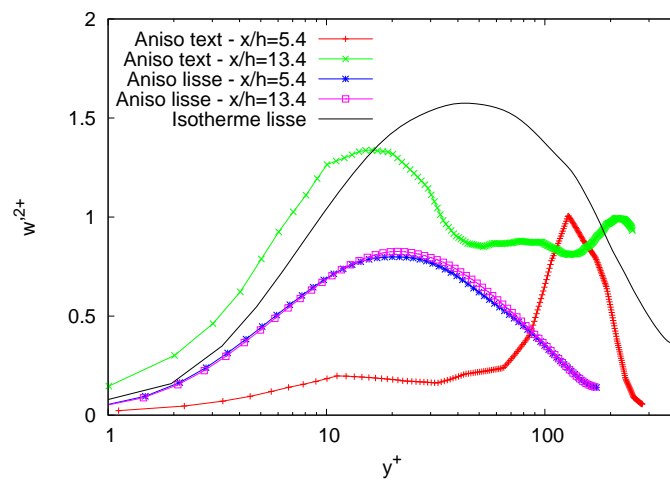
La figure 8.15a présentant la température moyenne le long de l'écoulement permet de suivre l'évolution de la couche limite thermique en présence de texturation, avec la figure



(a) Fluctuations de vitesse longitudinale

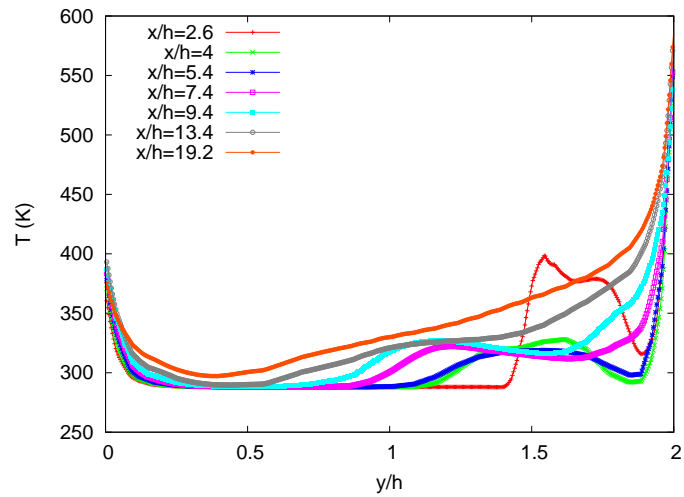


(b) Fluctuations de vitesse verticale

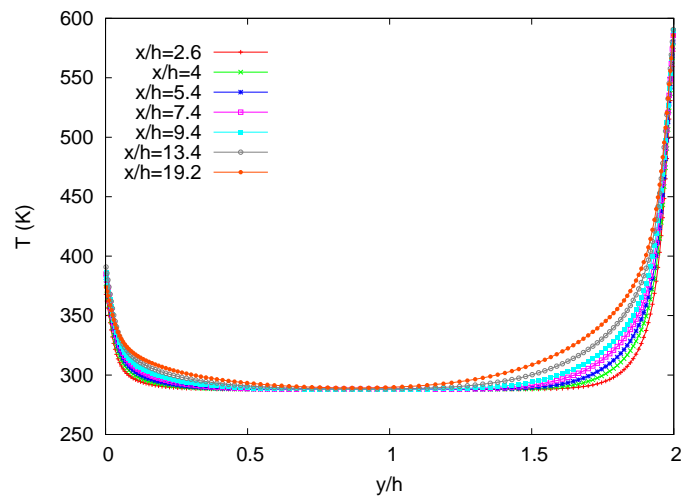


(c) Fluctuations de vitesse transverse

FIGURE 8.14 – Fluctuations de vitesses adimensionnées par la vitesse de frottement près de la paroi supérieure des canaux chauffés lisse et texturé et du canal isotherme lisse



(a) Canal texturé



(b) Canal lisse

FIGURE 8.15 – Température moyenne à différentes positions le long de l'écoulement dans les deux types de canaux chauffés

8.15b en canal lisse en guise de référence. La paroi haute, plus chaude, se situe sur ces graphiques à droite à $y/h = 2$ tandis que $y/h = 0$ à gauche marque la paroi basse. En canal lisse, la température augmente régulièrement le long du canal, la couche limite thermique atteignant presque le centre du canal à la fin de l'échauffement. En canal texturé, la température augmente de façon moins régulière mais plus rapide le long de l'écoulement. Le profil en sortie des générateurs de tourbillon ($x/h = 2, 6$) présente une hausse de température du fluide pour $1, 4 < y/h < 1, 9$, celle-ci atteignant 400 K à son maximum dans cette zone. Il s'agit de l'endroit où on observait une brusque hausse de fluctuations de vitesse, validant ainsi la stratégie consistant à augmenter le niveau de turbulence pour augmenter les échanges de chaleur. Promue par cette amplification initiale, la température augmente ensuite sur toute la moitié supérieure du canal. La couche limite thermique à la paroi basse n'en est quant à elle pas modifiée par rapport au canal lisse, hormis pour le dernier profil en sortie de riblets ($x/h = 19, 2$) : à cet endroit, les deux couches limites thermiques se rejoignent, la hauteur complète du fluide étant alors plus chaude que le fluide d'entrée.

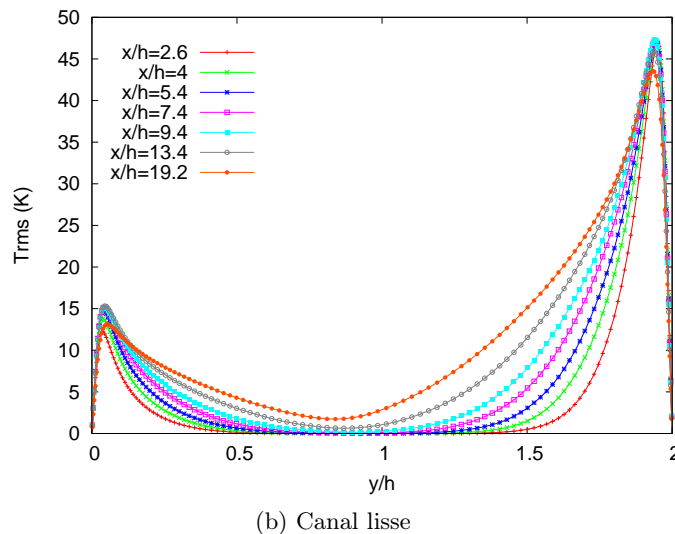
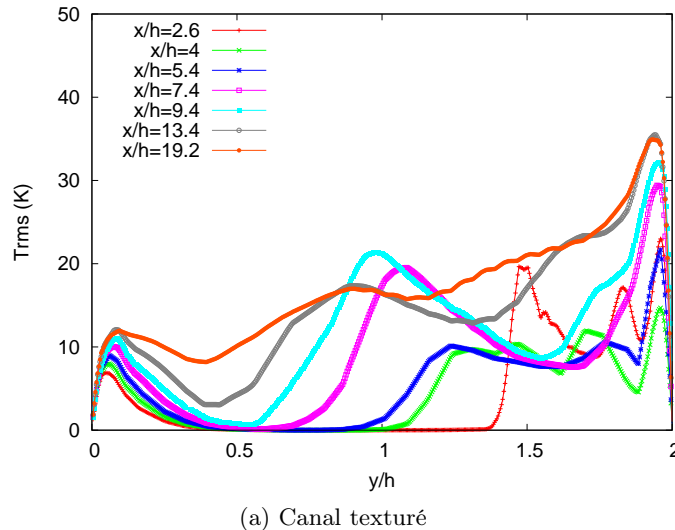
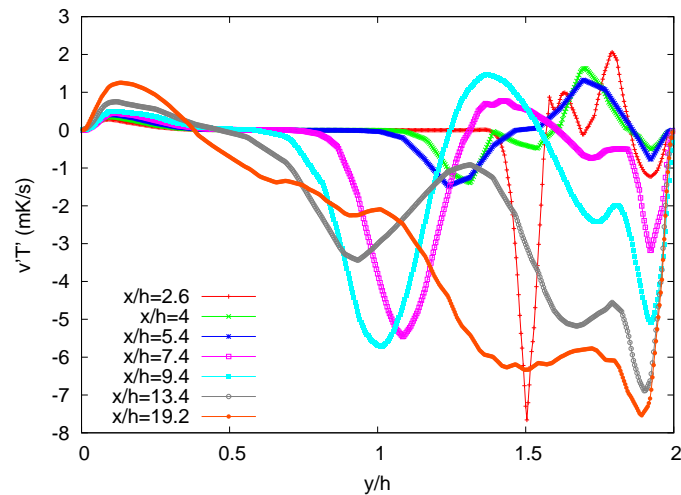
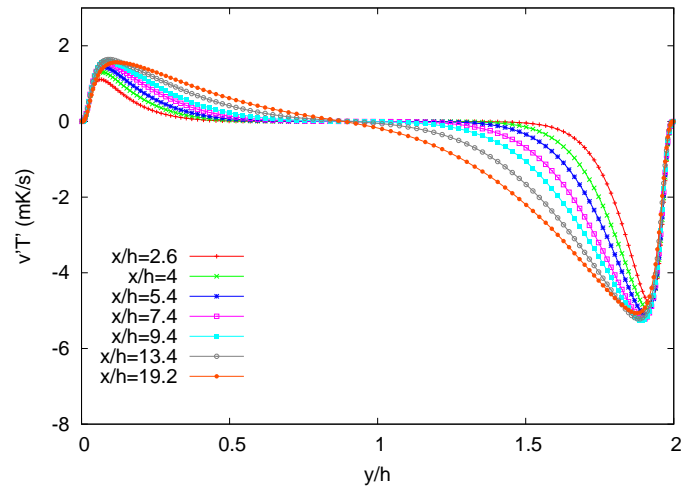


FIGURE 8.16 – Écart-types de température à différentes positions le long de l'écoulement dans les deux types de canaux chauffés

On observe ensuite les écarts-types de température, aux mêmes positions le long des deux canaux chauffés. On a utilisé dans les deux cas une condition aux limites thermique de type température imposée, ce qui force à zéro les écarts-types de température à chaque paroi. En s'éloignant des parois, les écarts-types augmentent cependant rapidement pour atteindre un pic de fluctuations aux abords de chaque paroi. Ce pic est curieusement plus intense en configuration lisse qu'en configuration texturée : il atteint ainsi plus de 45 K à la paroi haute lisse, contre 15 K en début et 35 K en fin de texturation. Cependant, là où les écarts-types de température diminuent en milieu de canal lisse, les écarts-types de température en canal texturé se maintiennent sur toute la hauteur du canal, atteignant même un troisième pic en milieu de canal.



(a) Canal texturé



(b) Canal lisse

FIGURE 8.17 – Corrélation température-vitesse verticale à différentes positions le long de l'écoulement dans les deux types de canaux chauffés

Ces fluctuations de température en milieu de canal accompagnent les fluctuations de vitesse précédemment observées. Pour s'en convaincre, on trace figure 8.17 les corrélations entre température et vitesse verticale dans les deux canaux chauffés. On aurait bien entendu pu tout aussi bien tracer les corrélations entre température et vitesse longitudinale, avec des

observations similaires.

Tandis qu'en canal lisse, les pics de corrélation sont localisés proche paroi, au même endroit que les pics de fluctuations de vitesse et de température, ils sont bien plus dispersés en canal texturé. Les pics de corrélation proche paroi existent toujours en canal texturé, bien qu'ils soient moins intenses en début d'écoulement mais qu'ils augmentent le long de la chauffe pour atteindre (côté inférieur) ou dépasser (côté supérieur) les pics de corrélation en canal lisse.

En milieu de canal en revanche, les corrélations température/vitesse sont bien plus importantes en configuration texturée. Un pic de corrélation intense est créé au niveau du tourbillon directement après le générateur de tourbillon ($x/h = 2,6$). Les corrélations sont ensuite plus faibles en début de riblets ($x/h = 4$ et $5,4$), elles forment un pic au centre du canal en milieu de riblets ($x/h = 7,4$ et $9,4$) avant de s'étaler en fin de riblets ($x/h = 13,4$ et $19,2$).

8.3.6 Pression

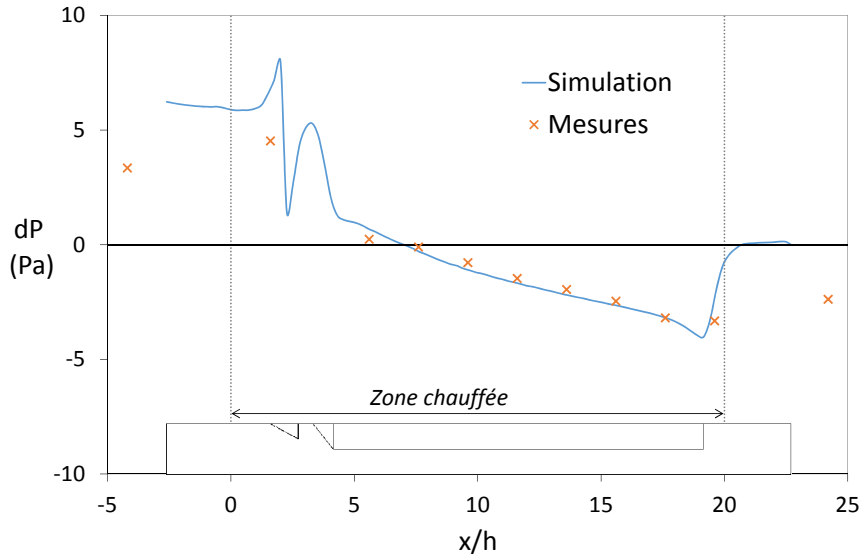
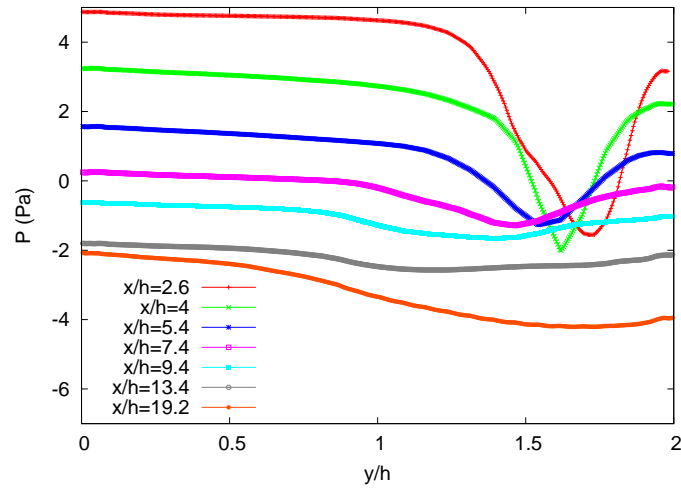


FIGURE 8.18 – Pertes de charges le long du canal texturé à la paroi haute et au milieu de l'espace entre deux riblets, obtenues expérimentalement et numériquement

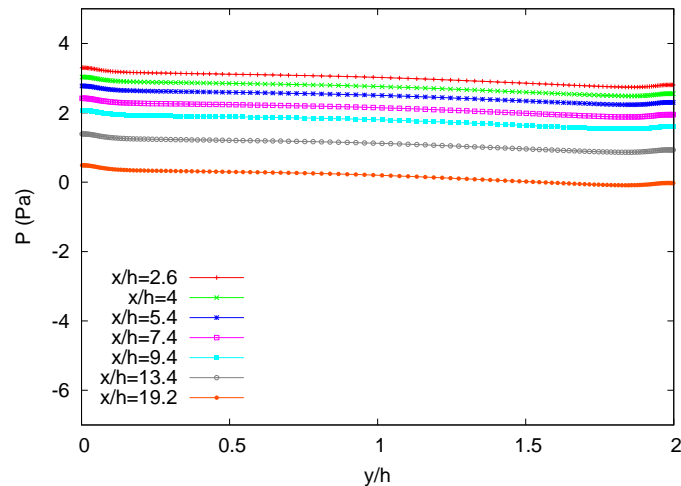
Simultanément aux mesures de température réalisées à la soufflerie pour obtenir les profils de température à imposer aux frontières de la simulation, présentées figure 8.3, les pressions différentielles ont été mesurées le long du canal texturé chauffé. Malheureusement, le temps a manqué pour mesurer les vitesses. Les prises de pression sont situées à la paroi haute, au centre transverse du canal, au milieu de l'espace entre deux riblets et à une dizaine de positions le long de l'échauffement. On les compare figure 8.18 aux pressions obtenues numériquement à la paroi haute, moyennées sur les quatre positions au milieu de riblets ($z/h = 1,9; 2,7; 3,4$ et $4,2$).

On manque de points expérimentaux pour observer l'évolution de la pression au niveau du générateur de tourbillon. Cependant, le profil numérique semble plausible dans la mesure où on s'attend effectivement à ce que le générateur de tourbillon crée une dépression. En revanche, les pertes de charges le long des riblets simulées semblent bien reproduire les mesures. On observe dans cette zone des pertes de charges de 11 Pa/m, contre 4,5 Pa/m dans un canal lisse à même niveau de température et de débit. Sur l'ensemble de la zone

simulée de 0,64 m, la perte de charge a été augmentée de moitié par rapport au canal lisse simulé, passant de 4 Pa à 6 Pa.



(a) Canal texturé



(b) Canal lisse

FIGURE 8.19 – Pression moyenne à différentes positions le long de l'écoulement dans les deux types de canaux chauffés

La figure 8.19 présente toujours la pression, non plus à la paroi mais sur la hauteur complète du canal à différentes positions le long de l'écoulement. Par souci de comparaison, on présente également les pressions aux mêmes positions le long du canal lisse chauffé. On rappelle que dans le canal lisse anisotherme, la pression statique n'était déjà plus constante sur la section (voir figure 6.10). Les pertes de charge étaient plus importantes du côté inférieur que du côté supérieur du canal, côté où le coefficient de frottement est également le plus grand en canal lisse (voir tableau 8.1).

Dans le canal texturé, outre les pertes de charge plus importantes déjà notées, on remarque une dépression de plus de 6 Pa au niveau du tourbillon sur le premier profil situé à la sortie des générateurs de tourbillon, à $x/h = 2,6$. Cette dépression s'estompe progressivement le long des riblets tout en se déplaçant vers le centre du canal suivant ainsi le mouvement du tourbillon le long de la texturation.

8.4 Conclusion du chapitre 8

Une simulation fine LES a été menée dans un canal plan turbulent texturé par la géométrie générateurs de tourbillon/riblets et chauffé asymétriquement. Les résultats obtenus ont confirmé l'intérêt de cette géométrie pour l'intensification des transferts de chaleur paroi/fluide.

Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement avant chauffe était fixé à 395. Dans le cas d'un canal plan lisse, la chauffe provoque une re-laminarisation de l'écoulement abaissant Re_τ à 195 à la paroi chaude. La texturation permet une augmentation des niveaux de turbulence compensant partiellement cette re-laminarisation, Re_τ à la paroi chaude atteignant alors 294. Cette observation globale est confirmée à l'examen des profils de vitesses fluctuantes dans le canal texturé : elles sont toutes fortement augmentées, gagnant même un ordre de grandeur dans le cas de v'^2 . En outre, les pics de fluctuations ne se limitent plus à la zone proche paroi ; les fortes vitesses fluctuantes s'étendent au contraire sur l'ensemble de la moitié haute du canal.

Comme attendu, l'intensification et l'étalement des fluctuations entraînent une intensification des transferts de chaleur entre la paroi texturée et l'air : le nombre de Nusselt passe ainsi de 34 à la paroi chaude lisse à 58 à la paroi chaude texturée. Cela se traduit par une meilleure chauffe du fluide, la couche limite thermique à proximité de la paroi haute rejoignant celle à la paroi basse dès les trois-quarts de la chauffe. Toutefois, la texturation provoque également une augmentation de moitié des pertes de charges par rapport au canal lisse.

Il serait intéressant de confirmer ces résultats numériques très encourageants par des mesures de vitesse à la soufflerie aux mêmes conditions. Une telle validation est nécessaire avant de mener des simulations similaires dans les conditions du récepteur solaire réel.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de ce travail était de mieux comprendre les phénomènes complexes ayant lieu dans des écoulements de canal plan turbulents chauffés asymétriquement, écoulements représentatifs d'un récepteur solaire surfacique. On a combiné pour cela des moyens expérimentaux (soufflerie équipée d'un dispositif de mesure de vitesses par SPIV) et numériques (simulations des grandes échelles). La stratégie adoptée consistait à procéder par étapes successives en s'intéressant à des cas d'étude de plus en plus complexes : tout d'abord un canal plan turbulent isotherme lisse, puis un canal plan turbulent chauffé lisse, et enfin un canal plan turbulent chauffé et texturé par la géométrie générateurs de tourbillons/riblets.

La première configuration d'un écoulement de canal plan turbulent isotherme lisse est le cas de référence. On l'a examiné expérimentalement afin d'évaluer la qualité de nos mesures et de leur exploitation dans différentes configurations. Le but était ici de préparer la campagne de mesures suivante dans le cas plus complexe d'un canal chauffé.

Sur un plan longitudinal couvrant la moitié de la hauteur du canal, les profils de vitesse à $Re_\tau = 395$ et 950 concordent bien avec la littérature. On vérifie ainsi la qualité de l'écoulement de canal plan étudié, et notamment le faible impact des couches limites latérales à ces nombres de Reynolds. En revanche, la vitesse moyenne à $Re_\tau = 2000$ est sous-estimée, même dans cette configuration de plan favorable d'un plan longitudinal en demi-canal. On choisira donc de ne pas étudier ce nombre de Reynolds en configuration chauffée. Sur un plan transverse, les mesures ont tendance à être un peu sous-estimée, particulièrement proche paroi, en raison d'un effet de filtrage lié à la perte de particules hors-champ plus importante. L'origine majeure des écarts des profils de vitesses adimensionnées à la littérature demeure cependant la surestimation de la vitesse de frottement.

Une nouvelle méthode a donc été développée pour estimer la vitesse de frottement non plus à partir du profil de la covariance $\overline{u'v'}$ au centre du canal, mais à partir du profil proche paroi de la vitesse moyenne u dans la sous-couche visqueuse. Il est en effet indispensable d'utiliser des données proche paroi dans le cas du canal chauffé où le frottement se dissymétrise entre les parois basse et haute dont les températures diffèrent. On a pour cela traité finement les données près de la paroi au moyen de la technique de la corrélation d'ensemble. En configuration longitudinale isotherme sur un plan couvrant la demi-hauteur du canal, on a ainsi obtenu une estimation de la vitesse de frottement à moins de 1% de la référence. On présume toutefois que les estimations sont dégradées en configuration chauffée, où le plan de mesure est transverse et couvre la hauteur totale du canal.

Suite à ces mesures préparatoires en configuration isotherme, on a effectué une campagne de mesures de vitesses en configuration de canal plan turbulent chauffé asymétriquement, à différents niveaux de chauffe et différents débits. Il s'agit d'une configuration pour laquelle il n'existe pas à notre connaissance de données expérimentales, et peu de données numériques.

L'effet majeur de la chauffe sur la dynamique de l'écoulement consiste en un abaissement général asymétrique des profils de fluctuations de vitesses par rapport à l'isotherme, plus marqué près de la paroi haute la plus chaude. On l'attribue à une re-laminarisation de l'écoulement en raison de l'augmentation de la viscosité avec la température. Toutefois, à faible nombre de Reynolds, ce phénomène entre localement en compétition avec un effet inverse : l'agitation turbulente semble augmenter avec les variations locales de propriétés de fluide, notamment de densité, dues aux fluctuations de température.

Parallèlement à ces mesures en soufflerie, on a mené des simulations fines d'un canal plan turbulent chauffé lisse aux mêmes conditions. On retrouve numériquement l'abaissement asymétrique des profils de fluctuations de vitesse. Ayant ici accès aux propriétés du fluide, on a adopté un adimensionnement semi-local qui prend en compte les variations locales de la température dans l'écoulement via la densité et la viscosité. L'adimensionnement semi-local permet un meilleur recouvrement des profils avec l'isotherme, excepté en début de chauffe. Dans cette zone, le gradient de température est le plus fort, et on note des effets de dilatation qui se traduisent par l'éjection de fluide depuis la paroi vers le centre du canal, créant une vitesse verticale trop faible pour être mesurée à la soufflerie. L'analyse des bilans de contraintes de cisaillement confirme que le couplage fin température/vitesse passe principalement par des effets de variation de densité, les termes de corrélations vitesse/densité devenant non négligeables.

L'obtention du coefficient d'échange de chaleur paroi/gaz est difficile expérimentalement. Une nouvelle plaque moins conductrice a été approvisionnée de façon à mesurer des gradients de température significatifs dans son épaisseur, et ainsi à pouvoir estimer le flux de chaleur. Bien que les mesures en ont été améliorées, on surestime le flux de chaleur, et par conséquent le coefficient d'échange, par rapport aux résultats numériques. On l'attribue à une répartition moins homogène du flux dans la direction transverse en raison de la conductivité moindre de la plaque.

Enfin, une simulation fine LES a été menée dans un canal plan turbulent texturé par la géométrie générateurs de tourbillon/riblets et chauffé asymétriquement. Les résultats obtenus ont confirmé l'intérêt de cette géométrie pour l'intensification des transferts de chaleur paroi/fluide. En effet, la texturation permet une augmentation des niveaux de turbulence compensant partiellement la re-laminarisation due à la chauffe. Les fluctuations de vitesse sont fortement augmentées dans le canal texturé et sont déplacées vers le centre du canal, couvrant ainsi toute la moitié haute du canal. Les transferts de chaleur par convection en sont intensifiés, permettant d'extraire près du double de flux par rapport au cas lisse.

De nombreuses pistes d'approfondissement sont envisageables pour la poursuite de ce travail. En premier lieu, on a mis en évidence l'impact majeur d'une bonne estimation de la vitesse de frottement sur la qualité des mesures. Tandis que l'utilisation du profil de vitesse moyenne longitudinale proche paroi semble une bonne piste, il paraît difficile d'obtenir des résultats plus précis avec les données actuelles. Une solution, plus lourde techniquement, consiste à compléter les mesures SPIV sur le canal complet par des mesures PIV sur un plan rapproché proche paroi de façon à couvrir uniquement la sous-couche visqueuse. On s'affranchirait ainsi des difficultés liées à la stéréoscopie tout en ayant de nombreux points dans la zone d'intérêt.

La base de données expérimentales en configuration lisse chauffée pourrait être enrichie par d'autres conditions de chauffe et de débit. On a notamment noté un couplage vitesse/température moins important à $Re_\tau = 950$ qu'à $Re_\tau = 395$: il serait intéressant d'observer son évolution à plus forte température. En effet, différencier les effets du niveau

de chauffe de ceux du gradient de température permettrait d'extrapoler plus facilement les résultats au récepteur réel. Les données existantes, aussi bien numériques qu'expérimentales, pourraient de plus être soumises à de multiples traitements supplémentaires. On ne s'est pas concentré dans ce travail sur l'aspect structurel de l'écoulement qui paraît pourtant modifié par la chauffe, avec une multiplication des phénomènes d'éjection proche paroi. Cet aspect pourrait être par exemple approfondi par une analyse des quadrants, l'examen des corrélations spatiales doubles ou des fonctions de densité de probabilité.

Une amélioration intéressante de l'installation expérimentale serait de mettre au point un dispositif de mesure de températures instantanées dans l'écoulement équivalent au dispositif de mesure de vitesses par SPIV. On accéderait ainsi aux propriétés locales de l'écoulement et aux corrélations vitesse/température. Une solution technique envisageable est la méthode BOS (Background-Oriented Schlieren). Elle consiste à enregistrer une image de référence à froid d'une grille placée dans l'écoulement, puis de la même grille sous chauffe. Les distorsions de l'image sous chauffe sont dues au changement d'indice de réfraction du milieu et permettent de retrouver la température. Il semble difficile, mais pas impossible, de combiner simultanément des mesures BOS et PIV [80].

Enfin, avec les moyens actuels de l'installation, il est par ailleurs regrettable d'avoir manqué de temps pour mener une campagne de mesures de vitesses en configuration de canal plan texturé et chauffé pour compléter les mesures de pressions et de températures de paroi. La texturation générateurs de tourbillon/riblets n'a été testée à la soufflerie qu'en configuration isotherme, et il est essentiel de vérifier qu'elle correspond à nos attentes en configuration chauffée. En outre, si les résultats numériques encourageants aux conditions de la soufflerie sont confirmés, on pourrait passer numériquement aux conditions du récepteur réel. Il s'agirait de réduire d'un facteur 5 la géométrie, d'augmenter un peu le nombre de Reynolds, et surtout de se placer à hautes températures. Une attention particulière devra être alors portée à l'influence de la gravité qui sera probablement plus importante dans ces conditions. On pourrait envisager d'orienter le récepteur verticalement de façon à ce que la gravité favorise l'écoulement.

Bibliographie

- [1] R. A. Antonia, M. Teitel, J. Kim, and L. W. B. Browne. Low-Reynolds-number effects in a fully developed turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 236(-1) :579, 1992.
- [2] R.A. Antonia, H. Abe, and H. Kawamura. Analogy between velocity and scalar fields in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 628 :241, 2009.
- [3] F. Aulery. *Analyse du couplage entre turbulence et gradient de température dans les écoulements pariétaux par simulations numériques fines*. PhD thesis, Université de Perpignan Via Domitia, 2013.
- [4] F. Aulery, A. Toutant, F. Bataille, and Y. Zhou. Energy transfer process of anisothermal wall-bounded flows. *Physics Letters A*, 379(24-25) :1520–1526, 2015.
- [5] E. Battista and H. C. Perkins. Turbulent heat and momentum transfer in a square duct with moderate property variations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13(6) :1063–1065, 1970.
- [6] A. Bejan. *Convection Heat Transfer*. Wiley, John & Sons, 2004.
- [7] M. Bellec, A. Toutant, and G. Olalde. Large Eddy Simulations of thermal boundary layer developments in a turbulent channel flow under asymmetrical heating. *Computers & Fluids*, 0 :1–18, 2016.
- [8] C. Calvin, O. Cueto, and P. Emonot. An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software. *Esaim-Mathematical Modelling and Numerical Analysis-Modelisation Mathématique Et Analyse Numérique*, 36(5) :907–921, 2002.
- [9] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides*. Cépaduès, 2000.
- [10] A. Châtelain, F. Ducros, and O. Métais. LES of turbulent heat transfer : Proper convection numerical schemes for temperature transport. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 44(9) :1017–1044, 2004.
- [11] J. Clark. A study of incompressible turbulent boundary layers in channel flow. *Journal of Fluids Engineering*, pages 8–9, 1968.
- [12] G.N. Coleman, J. Kim, and R.D. Moser. A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 305 :159–183, 1995.
- [13] A. Colleoni. *Intensification des transferts de chaleur en régime turbulent pour le développement d'un récepteur solaire surfacique à haute température en céramique*. PhD thesis, Université de Perpignan Via Domitia, 2013.

- [14] A. Colleoni, A. Toutant, and G. Olalde. Simulation of an innovative internal design of a plate solar receiver : Comparison between RANS and LES results. *Solar Energy*, 105 :732–741, 2014.
- [15] A. Colleoni, A. Toutant, G. Olalde, and J.M. Foucaut. Optimization of winglet vortex generators combined with riblets for wall/fluid heat exchange enhancement. In *Applied Thermal Engineering*, volume 50, pages 1092–1100. Elsevier Ltd, jan 2013.
- [16] G. Comte-Bellot. Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles. *Publications scientifiques et techniques du ministère de l'air*, 419, 1965.
- [17] X. Dagueneat-frick. *Etudes numériques et expérimentales des écoulements turbulents dans les échangeurs à chauffage asymétrique. Application aux récepteurs solaires à haute température*. PhD thesis, Université de Perpignan Via Domitia, 2011.
- [18] X. Dagueneat-Frick, J.M. Foucaut, S. Coudert, A. Toutant, and G. Olalde. Experimental analysis of the turbulent flow behavior of a textured surface proposed for asymmetric heat exchangers. *Flow, Turbulence and Combustion*, 89(1) :149–169, feb 2012.
- [19] X. Dagueneat-Frick, A. Toutant, F. Bataille, and G. Olalde. Numerical investigation of a ceramic high-temperature pressurized-air solar receiver. *Solar Energy*, 90 :164–178, apr 2013.
- [20] R.B. Dean. Reynolds Number Dependence of Skin Friction and Other Bulk Flow Variables in Two-Dimensional Rectangular Duct Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 100(2) :215–223, 1978.
- [21] B. Debusschere and C.J. Rutland. Turbulent scalar transport mechanisms in plane channel and Couette flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(8-9) :1771–1781, 2004.
- [22] J.C. Del Álamo and J. Jiménez. Spectra of the very large anisotropic scales in turbulent channels. *Physics of Fluids*, 15(6) :41–44, 2003.
- [23] F.W. Dittus and L.M.K. Boelter. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 12(1) :3–22, 1985.
- [24] H. Eckelmann. The structure of the viscous sublayer and the adjacent wall region in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 65(03) :439, 1974.
- [25] C. Flageul, S. Benhamadouche, É. Lamballais, and D. Laurence. DNS of turbulent channel flow with conjugate heat transfer : Effect of thermal boundary conditions on the second moments and budgets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 55 :34–44, 2015.
- [26] J.M. Foucaut, S. Coudert, C. Braud, and C. Velte. Influence of light sheet separation on SPIV measurement in a large field spanwise plane. *Measurement Science and Technology*, 25(3) :035304, 2014.
- [27] J.M. Foucaut, B. Miliat, N. Perenne, and M. Stanislas. Characterization of different PIV algorithms using the EUROPIV synthetic image generator and real images from a turbulent boundary layer. In *Proceedings of the EUROPIV*, volume 2, pages 163–185, 2004.

- [28] X. Gao and B. Sundén. Heat transfer and pressure drop measurements in rib-roughened rectangular ducts. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 24(1-2) :25–34, 2001.
- [29] X. Gao and B. Sundén. PIV measurement of the flow field in rectangular ducts with 60° parallel, crossed and V-shaped ribs. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28(6) :639–653, 2004.
- [30] A. Gilliot-Ottavy. *Caractérisation par anémométrie à fils chauds d'écoulements turbulents de Poiseuille et de Couette-Poiseuille en vue de la validation de modèles de turbulence*. PhD thesis, Université des sciences et technologies de Lille, 1997.
- [31] B. Grange, C. Dalet, Q. Falcoz, A. Ferrière, and G. Flamant. Impact of thermal energy storage integration on the performance of a hybrid solar gas-turbine power plant. *Applied Thermal Engineering*, 105 :266–275, 2016.
- [32] C.K. Ho and B.D. Iverson. Review of high-temperature central receiver designs for concentrating solar power, 2014.
- [33] C.K. Ho, C.A. Sims, and J.M. Christian. Evaluation of Glare at the Ivanpah Solar Electric Generating System. In *Energy Procedia*, volume 69, pages 1296–1305, 2015.
- [34] S. Hoyas and J. Jiménez. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re\tau=2003$. *Physics of Fluids*, 18(1) :1–4, 2006.
- [35] S. Hoyas and J. Jiménez. Reynolds number effects on the Reynolds-stress budgets in turbulent channels. In *Physics of Fluids*, volume 20, page 101511, 2008.
- [36] P.G. Huang, G.N. Coleman, and P. Bradshaw. Compressible turbulent channel flows : DNS results and modelling. *Journal of Fluid Mechanics*, 305 :185–218, 1995.
- [37] J. Jiménez. Cascades in Wall-Bounded Turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44(1) :27–45, jan 2012.
- [38] J. Jiménez. Near-wall turbulence. *Physics of Fluids*, 25(10) :101302, 2013.
- [39] J. Jiménez and S. Hoyas. Turbulent fluctuations above the buffer layer of wall-bounded flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 611 :215–236, aug 2008.
- [40] C. Kähler, B. Sammler, and J. Kompenhans. Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air. *Experiments in Fluids*, 33 :736–742, 2002.
- [41] H. Kawamura, H. Abe, and Y. Matsuo. DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effects. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(3) :196–207, 1999.
- [42] J. Kim, P. Moin, and R.D. Moser. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 177 :133–166, 1987.
- [43] R. Korzynietz, J.A. Brioso, A. Del Río, M. Quero, M. Gallas, R. Uhlig, M. Ebert, R. Buck, and D. Teraji. Solugas - Comprehensive analysis of the solar hybrid Brayton plant. *Solar Energy*, 135 :578–589, 2016.
- [44] M. Kozuka, Y. Seki, and H. Kawamura. DNS of turbulent heat transfer in a channel flow with a high spatial resolution. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(3) :514–524, jun 2009.

- [45] J. Laufer. Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel. *NACA TN*, 1053 :1247–1266, 1950.
- [46] J. Laufer. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. *NACA TN*, 1174 :417–434, 1954.
- [47] P. Leduc and M. Roux. Trio_U 1.6.8 user’s training session. pages 18–20, 2013.
- [48] C. Leray, A. Ferrière, A. Toutant, G. Olalde, P. Chéreau, and M. Ferrato. Design and Proof of Concept of an Innovative Very High Temperature Ceramic Solar Absorber. In *SolarPaces*, 2016.
- [49] M. Lesieur, O. Métais, and P. Comte. *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge University Press, Cambridge, 2005.
- [50] B. Lessani and M.V. Papalexandris. Time-accurate calculation of variable density flows with strong temperature gradients and combustion. *Journal of Computational Physics*, 212(1) :218–246, 2006.
- [51] Qi. Li, P. Schlatter, L. Brandt, and D.S. Henningson. DNS of a spatially developing turbulent boundary layer with passive scalar transport. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(5) :916–929, 2009.
- [52] I. Marusic, B.J. McKeon, P.A. Monkewitz, H.M. Nagib, A.J. Smits, and K.R. Sreenivasan. Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers : Recent advances and key issues. *Physics of Fluids*, 22(6) :1–24, 2010.
- [53] J.P. Monty. *Developments in smooth wall turbulent duct flows*. PhD thesis, University of Melbourne, 2005.
- [54] J.P. Monty, N. Hutchins, H.C.H. Ng, I. Marusic, and M.S. Chong. A comparison of turbulent pipe, channel and boundary layer flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 632 :431–442, 2009.
- [55] Y. Morinishi, S. Tamano, and E. Nakamura. New scaling of turbulence statistics for incompressible thermal channel flow with different total heat flux gradients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(9-10) :1781–1789, 2007.
- [56] R.D. Moser, J. Kim, and N.N. Mansour. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_{\tau}=590$. *Physics of Fluids*, 11(4) :943, 1999.
- [57] Nations Unies. Convention - cadre sur les changements climatiques. *Cop 21*, FCCC/CP/20 :39, 2015.
- [58] F. Nicoud. Numerical study of a channel flow with variable properties. *Annual Research Briefs*, pages 289–309, 1998.
- [59] F. Nicoud and P. Bradshaw. A velocity transformation for heat and mass transfer. *Physics of Fluids*, 12(1) :237–238, 2000.
- [60] F. Nicoud and F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62(3) :183–200, 1999.
- [61] S. Paolucci. On the filtering of sound from the Navier-Stokes Equations. Technical Report SAND82-8257, Sandia National Laboratories, Livermore, 1982.

-
- [62] H.C. Perkins and P. Worsoe-Schmidt. Turbulent Heat and Momentum Transfer for Gases in a Circular Tube at Wall to Bulk Temperature Ratios to Seven. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8(7) :1011–1031, 1965.
- [63] C. Philibert. Technology Roadmap : Concentrating Solar Power. Technical report, OECD/IEA, 2010.
- [64] S.B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [65] A.K. Prasad. Stereoscopic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 29(February) :103–116, 2000.
- [66] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, and J. Kompenhaus. *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*. Springer, Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [67] J.C. Sabodanière. *Nouvelles technologies de l'énergie 1 : les énergies renouvelables*. Lavoisier, 2006.
- [68] P. Sagaut. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer, Berlin, 2005.
- [69] M. Sanchez, F. Aulery, A. Toutant, and F. Bataille. Large Eddy Simulations of Thermal Boundary Layer Spatial Development in a Turbulent Channel Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 136(June) :1–12, apr 2014.
- [70] S. Serra, A. Toutant, and F. Bataille. Thermal Large Eddy Simulation in a Very Simplified Geometry of a Solar Receiver. *Heat Transfer Engineering*, 33(6) :505–524, apr 2012.
- [71] S. Serra, A. Toutant, F. Bataille, and Y. Zhou. High-temperature gradient effect on a turbulent channel flow using thermal large-eddy simulation in physical and spectral spaces. *Journal of Turbulence*, 13(December 2012) :37–41, jan 2012.
- [72] S. Serra, A. Toutant, F. Bataille, and Y. Zhou. Turbulent kinetic energy spectrum in very anisothermal flows. *Physics Letters A*, 376(45) :3177–3184, oct 2012.
- [73] M. S. Shadloo, A. Hadjadj, and F. Hussain. Statistical behavior of supersonic turbulent boundary layers with heat transfer at $M_\infty=2$. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 53 :113–134, 2015.
- [74] M. Sheikholeslami, M. Gorji-Bandpy, and D.D. Ganji. Review of heat transfer enhancement methods : Focus on passive methods using swirl flow devices, 2015.
- [75] R. Siegel and J. Howell. *Thermal Radiation Heat Transfer*. Taylor & Francis, 4th edition, 2002.
- [76] R.L. Simpson. Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration. *Journal of Fluid Mechanics*, 42(04) :769–802, 1970.
- [77] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91(99-164) :99–164, 1963.
- [78] E.F. Spina, A.J. Smits, and S.K. Robinson. The Physics of Supersonic Turbulent Boundary Layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 26(1) :287–319, 1994.
- [79] S. Teske and J. Leung. Solar Thermal Electricity - Global Outlook 2016. Technical report, Estela, Greenpeace, SolarPACES, 2016.

- [80] S Tokgoz, R Geisler, L J a van Bokhoven, and B Wieneke. Temperature and velocity measurements in a fluid layer using background-oriented schlieren and PIV methods. *Measurement Science and Technology*, 23(11) :115302, nov 2012.
- [81] Y.S. Touloukian and D.P. DeWitt. *Thermal Radiative Properties : Nonmetallic Solids*. John Wiley & Sons Ltd, 1970.
- [82] A. Toutant and F. Bataille. Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient. *International Journal of Thermal Sciences*, 74(C) :104–118, dec 2014.
- [83] E.R. Van Driest. Turbulent Boundary Layer in Compressible Fluids. *Journal Of The Aeronautical Sciences*, 18(3) :145–160, 1951.
- [84] K. Vignarooban, X. Xu, A. Arvay, K. Hsu, and A.M. Kannan. Heat transfer fluids for concentrating solar power systems - A review, 2015.
- [85] W.P. Wang and R.H. Pletcher. On the large eddy simulation of a turbulent channel flow with significant heat transfer. *Physics of Fluids*, 8(1996) :3354, 1996.
- [86] I.N.G. Wardana, T. Ueda, and M. Mizomoto. Effect of strong wall heating on turbulence statistics of a channel flow. *Experiments in Fluids*, 18(1-2) :87–94, 1994.
- [87] I.N.G. Wardana, T. Ueda, and M. Mizomoto. Velocity-temperature correlation in strongly heated channel flow. *Experiments in Fluids*, 18(6) :454–461, 1995.
- [88] R. Watson, C. Carraro, N. Nakicenovic, J. McCarthy, J. Goldemberg, and L. Hisas. The Truth About Climate Change. Technical report, FEU-US, 2016.
- [89] R. L. Webb and E. R G Eckert. Application of rough surfaces to heat exchanger design. *Int . J. Heat and Mass Transfer*, 15(9) :1647–1658, 1972.
- [90] T. Wei and W. Willmarth. Reynolds-number effects on the structure of a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 204 :57–95, 1989.
- [91] F. White. *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill Education, New-York, 3rd edition, 2005.
- [92] X. Wu and P. Moin. Transitional and turbulent boundary layer with heat transfer. *Physics of Fluids*, 22(8) :085105, 2010.
- [93] H.L. Zhang, J. Baeyens, J. Degrève, and G. Cacères. Concentrated solar power plants : Review and design methodology. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 22 :466–481, 2013.

Annexes

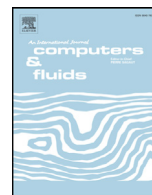
Annexe A

Production scientifique



Contents lists available at ScienceDirect

Computers and Fluids

journal homepage: www.elsevier.com/locate/compfluid

Large Eddy Simulations of thermal boundary layer developments in a turbulent channel flow under asymmetrical heating

Morgane Bellec, Adrien Toutant*, Gabriel Olalde

PROMES-CNRS, UPR 8521, University of Perpignan Via Domitia, Perpignan, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 29 February 2016

Revised 17 May 2016

Accepted 1 July 2016

Available online xxx

Keywords:

Turbulence

Large Eddy Simulation

Channel flow

Asymmetrical heating

Thermal boundary layer

ABSTRACT

The thermal boundary layer spatial developments in a turbulent open channel flow are studied by Large Eddy Simulations. The channel flow is submitted to an asymmetrical heating: the upper and lower walls have imposed non-uniform temperatures of about 590 K and 380 K respectively, while the fluid enters at 288 K. A fully-developed channel flow inlet at Reynolds number $Re = 13800$ is obtained by coupling a bi-periodic isothermal channel with the anisothermal open channel. In this configuration, the flow is subsonic and the Low-Mach number approximation is applied. However, the flow properties vary with the strong temperature variations. We aim to better understand how these dilatational effects impact the flow. The turbulence statistics are computed along the thermal boundary layer developments. Different non-dimensionalizations are used to compare the profiles on both sides along the channel. The impact of the thermal boundary condition types on the mean and fluctuations profiles of the flow is shown. A correlation is proposed for the heat transfer coefficient in an asymmetrically heated turbulent open channel flow based on Dittus-Bolter correlation.

© 2016 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Due to both their theoretical interest and their wide applications range, wall-bounded turbulent flows have been extensively studied since the reference works of Kim and Moser [14,22]. A review written by Marusic et al. [20], focusing on the high Reynolds effect in incompressible turbulent flow, shows how abundant is the literature in this domain. Compressible turbulent flows are also widely studied, for example to understand the Mach number effect [16,39].

Many industrial processes include wall-bounded flows with important temperature gradients between the walls. Heat exchangers are an essential part of a thermodynamical system to produce energy. In particular, in the field of Concentrated Solar Power (CSP) the solar surface receiver is a key component in the thermodynamic conversion of solar energy into electricity, and many studies are conducted to optimize it [6,7]. To this end, it is essential to deepen our understanding of the kind of turbulent flow in channels exposed to a high heat flux, which exhibits high temperature gradients of about 200 K. Such solar surface receivers use air as working fluid, with typical Reynolds numbers around 20000.

Several Direct Numerical Simulations (DNS) have been carried out in the case of incompressible turbulent flow with heat transfer, in channel flow [1,9,13,15,21] as well as in boundary layer [19,41]. In those, the temperature is handled as a passive scalar and the flow properties do not vary with the temperature.

The coupling between turbulence and high temperature gradients is intensely studied in the case of supersonic compressible wall-bounded flows [5,32,35]. In such fully compressible flow, the compressibility is dominated by the acoustic effects. Fewer studies exist for low-speed flows, where the acoustic effects are negligible and the compressibility is dominated by the dilatational effects. Wang et al. [38] have early shown the interest of taking into account fluid properties variations on the near-wall turbulence. They performed Large Eddy Simulations (LES) using temperature ratios of 1.02 and 3. Their study highlighted the impact of the temperature ratio on the velocity and temperature fluctuations, and even more significantly on the velocity-temperature correlation.

Lessani et al. [18] conducted LES with temperature ratios up to 8, and at mean turbulent Reynolds number of 180. Their main focus was on developing the numerical tools for such low speed variable density flows. Serra et al. [30,31] made a wide set of LES at temperature ratios of 1, 2 and 5 and at turbulent Reynolds number of 180 and 395 for each case. He demonstrated the significant influence of the temperature ratio on turbulence creation and transfer, that is not only due to the viscous effects, but also strongly to the dilatational effects.

* Corresponding author.

E-mail addresses: morgane.bellec@promes.cnrs.fr (M. Bellec), adrien.toutant@univ-perp.fr (A. Toutant).<http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2016.07.001>

0045-7930/© 2016 Elsevier Ltd. All rights reserved.

The DNS in the configuration of anisothermal turbulent channel flow with variable properties are even fewer. Nicoud [23] performed several DNS with temperature ratios of 1.01, 2 and 4 and turbulent Reynolds number of 180. He found that the mean and turbulent profiles are asymmetric even with a semi-local scaling. More recently, Toutant et al. [36] proposed a DNS at temperature ratio of 2 and at the higher turbulent Reynolds number of 395, thus freeing himself from potential low Reynolds number effects. He confirmed Nicoud's results, with higher temperature fluctuations at the hot side and higher velocity fluctuations at the hot side of the channel.

A step forward in getting closer to an actual heat exchanger is to investigate the turbulent channel flow heating in an open anisothermal channel rather than a biperiodic one. Sanchez et al. [28] conducted such a LES in an open channel at temperature ratio of 2 and turbulent Reynolds number of 180. The aim of the present study is to continue on this path at the higher turbulent Reynolds number of 395. We also investigate how the thermal boundary condition type, imposed temperature or imposed heat flux, impacts the results.

The present work is a LES of an open anisothermal turbulent channel flow where the upper and lower walls are at inhomogeneous temperatures of about 590 K and 380 K respectively. The turbulent Reynolds number is $Re_\tau = U_\tau h \rho_\omega / \mu_\omega = 395$, with U_τ the friction velocity, ρ_ω and μ_ω respectively the density and the dynamic viscosity at the wall, characterizing the fully developed channel flow entering the open anisothermal channel, before heating. In the heated part of the channel, the turbulent Reynolds number varies locally depending on the variation of fluid properties with the temperature, reaching on average 299 on the upper wall and 174 on the lower wall. The numerical methods are detailed in Section 2, and the turbulence statistics results are presented in Section 3. A special attention is paid to the thermal boundary condition influence on the results in Section 3.2.4.

2. Study configuration

2.1. Governing equations

Our study deals with a turbulent flow of air, in a channel which exhibits a temperature gradient of about 200 K between the upper and the lower walls. The Mach number is less than 0.02, allowing us to apply the low Mach number approximation [26] to the Navier-Stokes equations. Avoiding to resolve the acoustic part of the flow frees us from the corresponding limitation on the time step. The compressibility of the fluid, due to the temperature variations, that is to say dilatational effect, is then ruled by an equation of state: the ideal gas law. The governing set of equations is as follow:

- the mass conservation equation

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \tag{1}$$

- the momentum conservation equation

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) + \rho G \tag{2}$$

- the energy conservation equation

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial P^0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \tag{3}$$

- the ideal gas law

$$P^0 = \rho R T \tag{4}$$

- the spatial invariance of thermodynamic pressure

$$\frac{\partial P^0}{\partial x_i} = 0 \tag{5}$$

The low-Mach number assumption leads to split the pressure into two terms: the thermodynamic pressure P^0 , used in the equation of state, represents the global pressure constant in space linked to the energy while the static pressure p characterizes the small variations of the pressure linked to the velocity. The physical pressure is defined by $P = P^0 + p$. P^0 is set to 84.10^3 Pa at the beginning of the simulation. In these equations, U_i are the velocity components, ρ denotes the density, μ the dynamic viscosity and λ the conductivity of air, T is the temperature, t designates physical time, x_i are the coordinates. C_p represents the constant pressure heat capacity, assumed to be constant and equal to $1006 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. The ideal gas specific constant is $R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. G denotes the gravity acceleration, with the standard gravity taken vertically and equal to $g = 9.8 \text{ ms}^{-2}$. The Prandtl number is set to $Pr = 0.70$. The dynamic viscosity μ is computed using the commonly used Sutherland law (see for instance [40]), and the conductivity λ follows:

$$\mu = 1.46.10^{-6} \frac{T^{1.5}}{T + 111} \tag{6}$$

$$\lambda = \frac{\mu C_p}{Pr} = 2.089.10^{-3} \frac{T^{1.5}}{T + 111} \tag{7}$$

2.2. Turbulence modeling

Large Eddy Simulation (see Refs. [17,27]) consists in simulating the large scales of the flow while modeling the small scales. It has both the advantages of capturing more finely the flow than Reynolds Average Navier-Stokes methods and being less costly than Direct Numerical Simulations. It essentially corresponds to a spatial filtering of the equations, denoted by $(\tilde{\cdot})$. Since the density strongly varies in our study case, the filtering used is the Favre averaging, symbolized by $(\bar{\cdot})$, and defined by:

$$\bar{\phi} = \frac{\overline{\rho \phi}}{\bar{\rho}} \tag{8}$$

After filtering, the low Mach Navier-Stokes equations become:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{U}_j)}{\partial x_j} &= 0 & (a) \\ \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] \\ &\quad - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\mu} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{\rho} \tau_{ij}}{\partial x_j} + \bar{\rho} G & (b) \\ \bar{\rho} C_p \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) &= \frac{\partial \bar{P}^0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{\rho} \mathcal{F}_j}{\partial x_j} & (c) \\ \bar{P}^0 &= \bar{\rho} R \tilde{T} & (d) \\ \frac{\partial \bar{P}^0}{\partial x_i} &= 0 & (e) \end{aligned} \right. \tag{9}$$

with $\tau_{ij} = \tilde{U}_i \tilde{U}_j - \tilde{U}_i \tilde{U}_j$, the subgrid-scale stress tensor, and $\mathcal{F}_j = \tilde{U}_j \tilde{T} - \tilde{U}_j \tilde{T}$, the subgrid-scale heat flux, representing the effect of the small scales of turbulence over the large ones. To model the subgrid-scale stress tensor, we use a subgrid-scale viscosity ν_{sg} :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2 \nu_{sg} \tilde{S}_{ij} \tag{10}$$

where δ_{ij} is the Kronecker symbol, and \tilde{S}_{ij} is the filtered strain tensor:

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

As for modeling the subgrid-scale heat flux, we use a subgrid-scale diffusivity defined by:

$$\kappa_{sg} = \frac{\nu_{sg}}{Pr_{sg}} \quad (12)$$

where Pr_{sg} is the subgrid-scale Prandtl number, set to be constant and equal to 0.9. Serra et al. have shown that using a constant subgrid scale Prandtl number yielded good results for a similar anisothermal channel with temperature ratio of 2 [29]. The subgrid-scale heat flux is then:

$$\mathcal{F}_j = \kappa_{sg} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (13)$$

To express the subgrid-scale viscosity, we use the WALE (Wall Adapting Local Eddy) model of Nicoud et al. [25]. It differs from the classical Smagorinsky model [34] in that it is based on both the deformation and the rotation tensors, allowing the computed eddy viscosity to go to zero with the correct behavior at the wall ($\nu_{sg} \propto y^3$). In WALE model, the subgrid scale viscosity ν_{sg} is defined as:

$$\nu_{sg} = (C_\omega \tilde{\Delta})^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}} \quad (14)$$

with C_ω , a constant, and $s_{ij}^d = \tilde{S}_{ik} \tilde{S}_{kj} + \tilde{\Omega}_{ik} \tilde{\Omega}_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} (\tilde{S}_{mn} \tilde{S}_{mn} - \tilde{\Omega}_{mn} \tilde{\Omega}_{mn})$, with $\tilde{\Omega}_{ij}$ the filtered rotation vector:

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (15)$$

The constant of the model is set to $C_\omega = 0.5$ as suggested by the authors [25].

It should be noted that the Favre averaging used here for the LES filtering differs from the Reynolds averaging used below to compute the turbulence statistics.

2.3. Numerical setup

We study the turbulent air flow in an open anisothermal channel. To simulate the spatial development of the thermal boundary layers, we need a fully developed turbulent flow at the inlet. This is obtained using a so-called precursor channel that is a bi-periodic isothermal channel (see Fig. 1). Both channels have the same section $2h \times 2\pi h$, with $h = 0.025$ m the half height of the channel. The length of the open anisothermal channel is $8\pi h$ while the precursor bi-periodic isothermal channel is 4 times smaller.

At the beginning of the simulation, the streamwise velocity is a parabola, and the spanwise velocity is zero. Small sinusoidal perturbations are introduced through the vertical velocity to initiate turbulence. The isothermal channel has a uniform temperature of $T = 288$ K, while the anisothermal channel is initialized with a linear thermal profile between the upper hotter wall and the lower wall.

The thermal boundary conditions on the upper and lower walls vary along the channel. The thermal profiles of imposed temperatures on both walls are plotted on Fig. 2. These curved temperature profiles reproduce more realistically an actual heat exchanger. The upper wall average temperature is 590 K while the lower wall average temperature is 380 K. It should be noted that the lower wall

is also hotter than the fluid, and is therefore expected to also create a thermal boundary layer. Two types of thermal boundary conditions have been used : imposed temperature boundary condition and imposed heat flux boundary condition.

The inlet temperature is 288 K. The channel is periodic in the spanwise direction. Both walls follow a non-slip condition. The inlet velocity field comes from the bi-periodic isothermal channel. The outlet is an open boundary with zero pressure. To minimize the influence of the inlet and outlet boundary conditions, they are kept away from the heated zone of interest. The inlet is $2h$ upstream the heated zone while the outlet is about $3h$ downstream.

The mesh consists of $512 \times 128 \times 256$ cells in the open anisothermal channel and $128 \times 128 \times 256$ in the bi-periodic isothermal channel. The mesh size is constant in the streamwise and spanwise directions with $\Delta x^+ \approx 19.5$ and $\Delta z^+ \approx 10$. It varies in the vertical direction, from $\Delta y^+ = 1.3$ near the wall to 11.6 in the center of the channel, following the hyperbolic tangential transformation:

$$y_k = L_y \left\{ 1 + \frac{1}{a} \tanh \left[\left(-1 + \frac{k-1}{N_y-1} \right) \tanh^{-1}(a) \right] \right\}, \quad k \in [1, N_y] \quad (16)$$

where N_y is the number of nodes on the y axis and a is a constant controlling the mesh dilatation. In our case, a is equal to 0.945.

The software used for this simulation is TrioCFD (previously called Trio_U) [3]. It is an open source CFD software developed by the French atomic energy agency (CEA). The time scheme is a third order Runge-Kutta. For dynamic convection, a fourth order centered scheme is used. The thermal convection uses a third order upstream scheme: a quadratic upstream interpolation for convective kinematic (QUICK) scheme [4]. The time step varies between 2 and $3 \cdot 10^{-5}$ seconds. It is chosen in order to be the biggest possible while complying the stability criteria.

The calculation was run on the HPC resources of CINES, parallelized on 1024 cores. 10 days were needed to establish the channels, and 20 days more to obtain the statistics of each simulations (imposed temperature and imposed heat flux thermal boundary condition), adding up to 50 days in total. For each simulation, the statistics are computed over approximately 35 times the diffusion time. The diffusion time is defined as $h/u_{\tau m}$ where h is the channel half-height and $u_{\tau m}$ is the mean friction velocity (see Tables 1 and 2).

3. Turbulence statistics

3.1. Isothermal channel

First of all, to assess the quality of the simulation, we present the results obtained in the isothermal channel. In Figs. 3 and 4, we compared the mean longitudinal velocity and the velocity fluctuations to the work of Moser et al. [22], who performed Direct Numerical Simulation on a similar turbulent channel flow. In the simulation of Moser et al., the computed domain dimensions are $2\pi h \times 2h \times \pi h$ where h is the channel half height, and the grid spacing comprises $256 \times 193 \times 192$ elements. Their actual turbulent Reynolds number Re_τ is equal to 392.24 while in our case, it is equal to 393.5.

The isothermal channel being bi-periodic, the Reynolds average is computed by integrating the results over time and over the two homogeneous directions, as follow.

$$\langle f(y) \rangle = \frac{1}{N_t N_x N_z} \sum_{t=1}^{N_t} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_z} f(i, y, k, t) \quad (17)$$

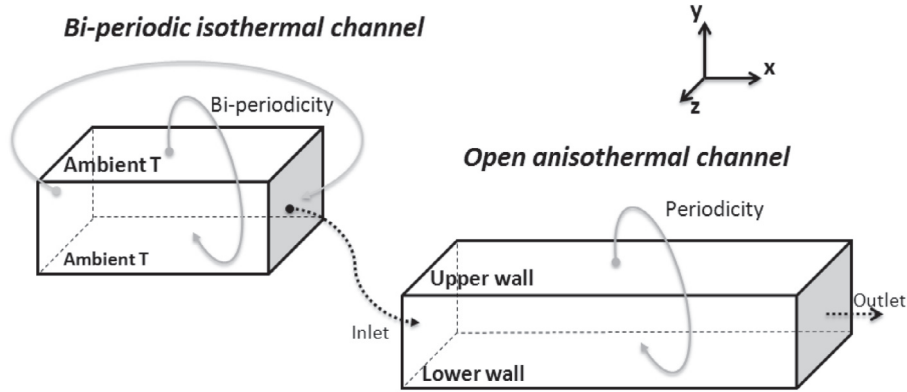


Fig. 1. Coupling between the bi-periodic isothermal channel and the open anisothermal channel.

Table 1
Mean flow variables for temperature boundary condition.

Variable	Lower side	Upper side	Average
Bulk Reynolds number Re_b	-	-	13568
$\frac{U_b}{U_\tau}$	15.11	12.51	13.69
$\frac{U_c}{U_\tau}$	17.35	14.36	15.72
Skin friction coefficient $C_f = \frac{\tau_\omega}{\frac{1}{2}\rho U_b^2}$	6.97×10^{-3}	6.62×10^{-3}	6.79×10^{-3}
Friction velocity U_τ (m/s)	0.342	0.413	0.377
Turbulent Reynolds number $Re_\tau = \frac{U_\tau h}{\nu}$	298.42	174.48	236.45
Friction temperature T_τ (K)	7.38	27.73	17.56
Heat transfer coefficient h_{conv} (W/(m ² .K))	20.71	19.15	19.93

Table 2
Mean flow variables for flux boundary condition.

Variable	Lower side	Upper side	Average
Bulk Reynolds number Re_b	-	-	13544
$\frac{U_b}{U_\tau}$	15.51	12.71	13.97
$\frac{U_c}{U_\tau}$	17.84	14.62	16.07
Skin friction coefficient $C_f = \frac{\tau_\omega}{\frac{1}{2}\rho U_b^2}$	6.58×10^{-3}	6.28×10^{-3}	6.43×10^{-3}
Friction velocity U_τ (m/s)	0.333	0.406	0.370
Turbulent Reynolds number $Re_\tau = \frac{U_\tau h}{\nu}$	286.86	163.56	225.21
Friction temperature T_τ (K)	7.53	28.95	18.24
Heat transfer coefficient h_{conv} (W/(m ² .K))	19.90	18.30	19.10

To make the comparisons easier, the results are normalized using the classical scaling.

$$y^+ = \frac{yU_\tau}{\nu_\omega} \quad U^+ = \frac{\langle U \rangle}{U_\tau} \quad U_{rms}^+ = \frac{\langle U_{rms} \rangle}{U_\tau} \quad (18)$$

It is worth noting that U_{rms} represents here the resolved part of the velocity fluctuation u' , after the LES filtering. The friction velocity U_τ is defined below. In our isothermal channel, it is equal to 0.277m/s.

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\langle \mu_\omega \rangle}{\langle \rho_\omega \rangle} \left| \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \right|_\omega} \quad (19)$$

The results are in good agreement with the DNS of Moser et al. The longitudinal mean velocity (Fig. 3) collapses well with the DNS results close to the wall, and it follows the law $U^+ = y^+$ of the viscous sublayer. However, it is slightly overestimated in the center of the channel. As for the velocity fluctuations (Fig. 4), we capture the

essential of their overall behavior, although some small discrepancies can be observed. The streamwise velocity fluctuation is slightly overestimated, while the spanwise velocity fluctuation is slightly underestimated. These are the usual discrepancies due to the LES modeling. A finer mesh would result in a better fit, but at the expense of a higher calculation time. However, it should be noted that the anisothermal channel is better resolved as the Reynolds number is decreased.

3.2. Anisothermal channel

3.2.1. Mean properties

The Table 1 presents a few mean properties of the anisothermal channel. Firstly, the bulk Reynolds number is quite similar: it decreased slightly from about 13700 in the isothermal channel to 13568 in the anisothermal one. In the anisothermal channel, the

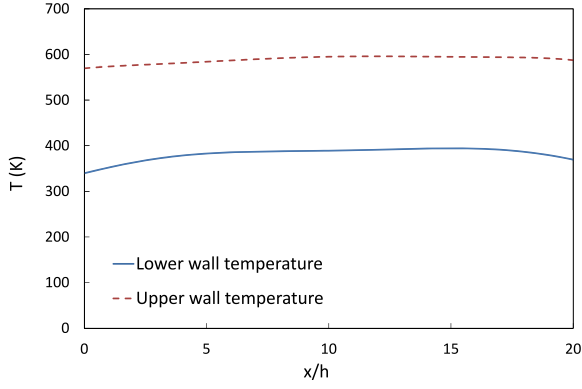


Fig. 2. Thermal boundary conditions on the upper and lower walls.

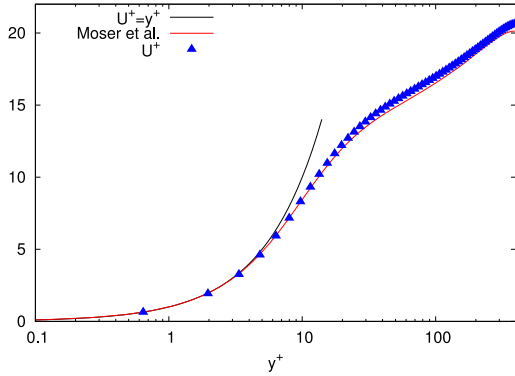


Fig. 3. Longitudinal velocity.

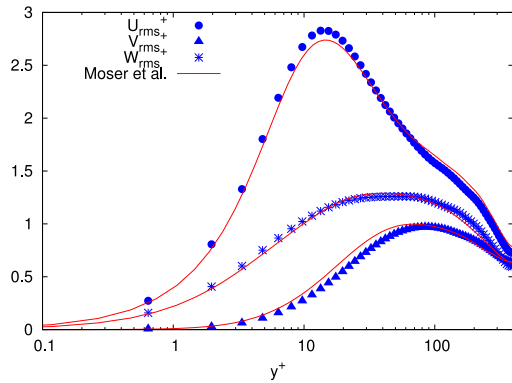


Fig. 4. Velocity fluctuations.

bulk Reynolds number was computed as:

$$Re_b = \int \frac{2h \iiint \rho U \, dydzdt}{\iiint \mu \, dydzdt} \, dx \quad (20)$$

The bulk mean velocity and the centerline velocity normalized by the friction velocity are respectively 13.69 and 15.72. Both of these ratios are lower on the top side of the channel, where the friction velocity is higher, than on the bottom side. The ratio U_c/U_b is equal to 1.15. For an isothermal channel with the same bulk Reynolds number, Dean's correlation [8] would suggest the same value $U_c/U_b = 1.28Re_b^{-0.0116} = 1.15$. The overall skin friction coefficient is equal to 6.79×10^{-3} . Similarly, we compared it to Dean's correlation: $C_f = 0.073Re_b^{-0.025} = 6.76 \times 10^{-3}$. Therefore, Dean's correlations seem to still be valid in our anisothermal channel for bulk flow variables.

Compared to the isothermal channel, the friction velocity U_τ is increased while the turbulent Reynolds number Re_τ is decreased,

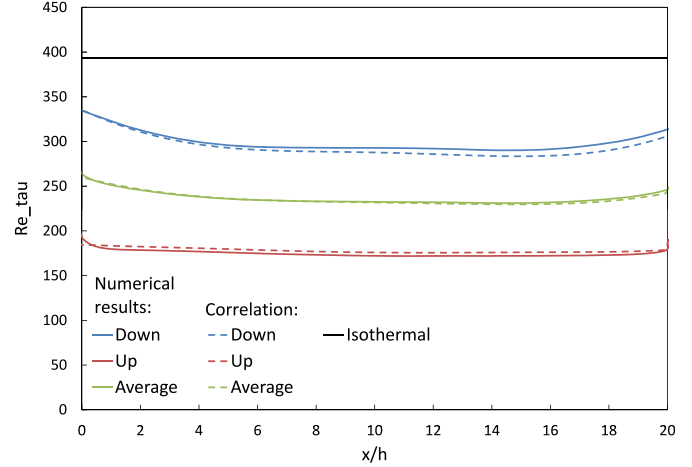


Fig. 5. Turbulent Reynolds numbers on the upper wall, on the lower walls and on average.

especially in the upper and hotter part of the channel. Fig. 5 confirms the drop in turbulent Reynolds number, and shows that it is fairly constant along the heated part of the anisothermal channel. This is the result of a relaminarisation of the flow induced by the temperature - and therefore viscosity - rise. Using the classical Dean's correlation [8]: $Re_\tau = 0.09Re_{b\omega}^{0.88}$, one can obtain the value $Re_\tau = 389.80$, to be compared to the numerical result $Re_\tau = 236.45$. The disparity can be attributed to the temperature effect on the near-wall turbulence. A new correlation is proposed for Re_τ based on Dean's correlation $Re_\tau = 0.09Re_{b\omega}^{0.88}$, but using a modified bulk Reynolds number $Re_{b\omega}$ in order to take into account the density and viscosity variations with temperature. Different choices were possible as for the temperature at which the density and the viscosity are evaluated. The best results were obtained using the wall temperature T_ω for the viscosity, and a mean temperature $T_\omega + T_f/2$ for the density. The modified bulk Reynolds number is then defined as:

$$Re_{b\omega} = \frac{\rho \left(\frac{T_\omega + T_f}{2} \right) U_b 2h}{\mu_\omega} \quad (21)$$

Where U_b is the bulk velocity, T_ω is the wall temperature and $T_f = 288$ is the fluid temperature. The correlation results, plotted with dashed lines on Fig. 5, show excellent agreement with the numerical results.

As one could expect, the temperature gradients also has an influence on the heat transfer properties. The friction temperature is nearly four times bigger on the upper wall compared to the lower one. It is defined as:

$$T_\tau = \frac{\langle \lambda_\omega \rangle \left| \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right|_\omega}{\langle \rho_\omega \rangle C_p U_\tau} \quad (22)$$

The asymmetrical heating of the turbulent channel flow results in a disparity between the heat transfer coefficients of each channel wall. The lower side presents a higher heat transfer coefficient than the upper side. In the same way as was done for the turbulent Reynolds number, we propose a correlation for the heat transfer coefficients in order to account for this effect. It is based on the well-known Dittus-Boelter correlation [10]: $Nu = 0.0243Re_{b\omega}^{0.8} Pr^{0.4}$, using the modified bulk Reynolds number defined in 21. The Nusselt number is defined as follow:

$$Nu = \frac{h_{conv} 2h}{\lambda_\omega} \quad (23)$$

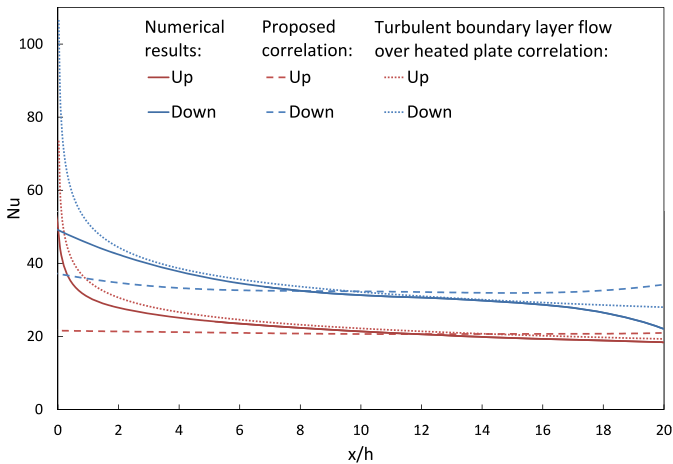


Fig. 6. Nusselt numbers on the upper and lower walls.

The heat transfer coefficients obtained by correlation are $h_{conv} = 20.87W/(m^2.K)$ on the lower side and $17.86W/(m^2.K)$ on the upper side, which results in $h_{conv} = 19.37W/(m^2.K)$ on average. Compared to the numerical results in Table 1, the difference is less than 1% on the lower side, and 7% on the upper side. The difference between the predicted and the numerical value of the overall heat transfer coefficient is then less than 3%.

Fig. 6 shows the evolution of the Nusselt numbers in the streamwise direction on both sides of the channel, using the numerical results, the proposed correlation, and the following correlation for boundary layer flow over a heated wall (see for instance [2]): $Nu_x = 0.0296Re_x^{4/5}Pr^{1/3}$, from which is derived the height based Nusselt number: $Nu = 2hNu_x/x$. Although the proposed correlation gives satisfying results on average over the streamwise direction, successfully accounting for the asymmetric heating, it does not remain valid for the local heat transfer. The usual correlation for turbulent boundary layer flows should not normally apply in our case, as the turbulent channel flow is here fully dynamically developed and only thermally developing. However, on the thermal point of view, the flow might be considered as external since the two thermal boundary layers do not meet. In the middle of the channel, a zone stays isothermal at 280K. Finally, the results show that this correlation gives a quite good approximation in the middle part of the heated zone, although it highly overestimates the heat transfer at the beginning of the heating.

3.2.2. Thermal boundary layer spatial development

In the anisothermal case, the fluid is heated along the channel. The streamwise direction of homogeneity is therefore lost compared to the isothermal channel. The Reynolds average is calculated by integrating the instantaneous data over time and over the remaining homogeneous direction: the spanwise direction.

$$\langle f(x, y) \rangle = \frac{1}{N_t N_z} \sum_{t=1}^{N_t} \sum_{k=1}^{N_z} f(x, y, k, t) \quad (24)$$

Figs. 7–13 represent mean values on a (xy) surface, allowing for a spatial visualization of the flow behavior.

Fig. 7 shows the mean temperature in the channel. The fluid enters the channel at 288 K from the left and it is heated by the upper and lower walls as it flows to the right. The red isotherms mark out the two thermal boundary layers, defined as 99% of the fluid temperature. At the end of the heated zone of the channel, the upper boundary layer reaches nearly half of the channel height, while the lower boundary layer reaches a bit more than a quarter of the channel height.

The vertical mean velocity is drawn on Fig. 8 using green shades for negative velocities and red shades for positive velocities. At the channel inlet, the two hot walls cause air density variations, thus modifying the flow. The upper hot wall constrains the flow to move away from it, creating a negative vertical velocity. Simultaneously, the same effect is observed near the lower wall, where a positive vertical velocity is created. These two competing velocities balance each other in the center of the channel, closer to the lower side. Indeed, the intensity of the upper negative vertical velocity is three to five times higher than the opposite positive vertical velocity, due to the temperature difference between the two walls.

The streamwise mean velocity is represented on Fig. 9, with contour lines of constant velocity at 5.5, 5.7, 5.8 and 5.9 m/s in purple, blue, green and red respectively. Their shape reveals a distinct acceleration of the streamwise velocity in the center of the channel. Here also, the velocity behavior can be understood as the consequence of the dilatation effects caused by the hot walls. Both walls force the air to move toward the center of the channel, where its velocity is increased according to a Venturi-like effect.

Fig. 10 shows that the root mean square temperatures reach a maximum on a strip below the upper wall and that this area widens along the channel. The same distribution is seen above the lower wall but at lower intensities. A similar behavior is observed for the correlation between the streamwise velocity and the temperature on Fig. 11, with two strips of higher intensities just below the upper wall and just above the lower wall. However the strips do not widen anymore from about a third of the channel length, reaching an asymptote. Note that in this simulation configuration, the thermal boundary condition is a set temperature distribution. It forces the root mean square temperature to zero at the wall.

Fig. 12 shows the static pressure in the channel. As one could expect in an open channel flow, the main visible effect is the pressure drop of nearly 4 Pa between the entrance and the end of the heated channel. Contour lines of constant velocity are plotted in red to better visualize the spatial distribution of pressures. A higher pressure drop is seen on the lower side than on the upper side. This is consistent with the higher friction coefficient on the lower side, as noticed in Section 3.2.1. The root mean square pressures are plotted on Fig. 13. Similarly to the root mean square temperatures, the intensity peaks of the root mean square pressure are found just below the upper wall and just above the lower one. After a quick growth at the entrance, the peak widens stay constant along the channel.

The (xy) surfaces highlighted the impact of the thermal boundary layer development on the flow global behavior. To further investigate the links between thermal and velocity fields, several quantities are plotted on Figs. 14–23 as a function of the distance to the wall (the distance to the upper wall for the upper half of the channel, and respectively to the lower wall for the lower half), on three positions along the channel: at $x/h = 2, 10$ and 18 . These three positions are marked by a black vertical line on 7–13 surfaces. In particular, all fluctuation quantities that have not been presented in (xy) surfaces for lack of clarity are plotted in this more adapted way.

3.2.3. Velocity, temperature and pressure profiles

To examine the velocity and temperature profiles, we will first use the classical scaling defined in Eqs. (18) and (19), with the following addition for temperatures:

$$T^+ = \frac{T_\omega - \langle T \rangle}{T_\tau} \quad (25)$$

where T_τ is the friction temperature defined in Eq. (22). For the classical scaling, all physical quantities are computed at the wall. However practical this may be, it has the drawback of not taking into account the local property variations due to temperature.

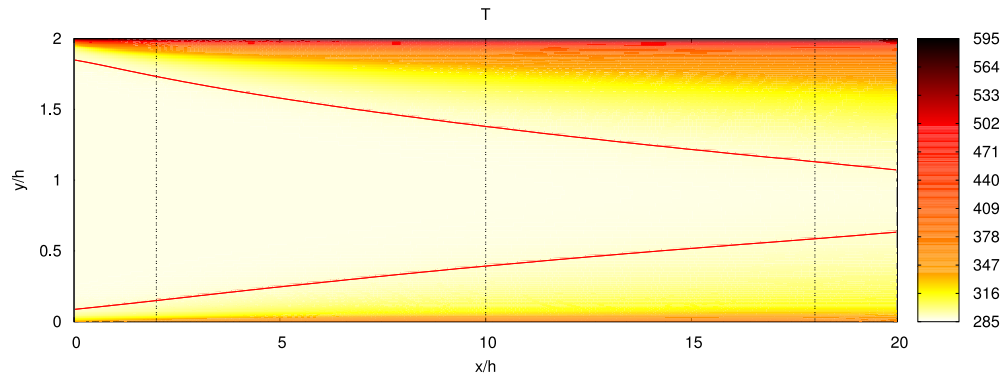


Fig. 7. Temperature and thermal boundary layers in red. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

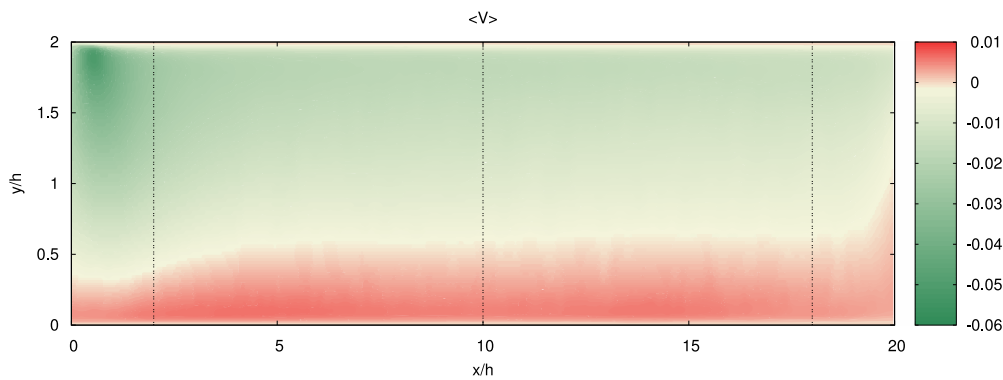


Fig. 8. Vertical mean velocity.

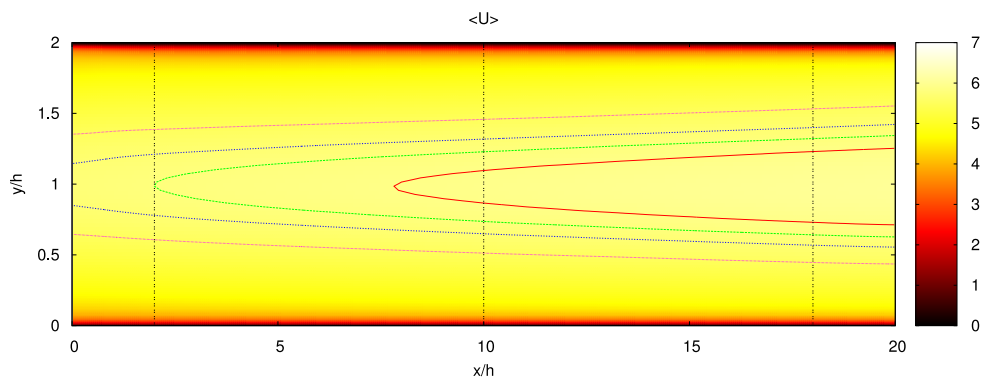


Fig. 9. Streamwise velocity with contour lines of constant velocity at 5.5, 5.7, 5.8 and 5.9 m/s in purple, blue, green and red respectively. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

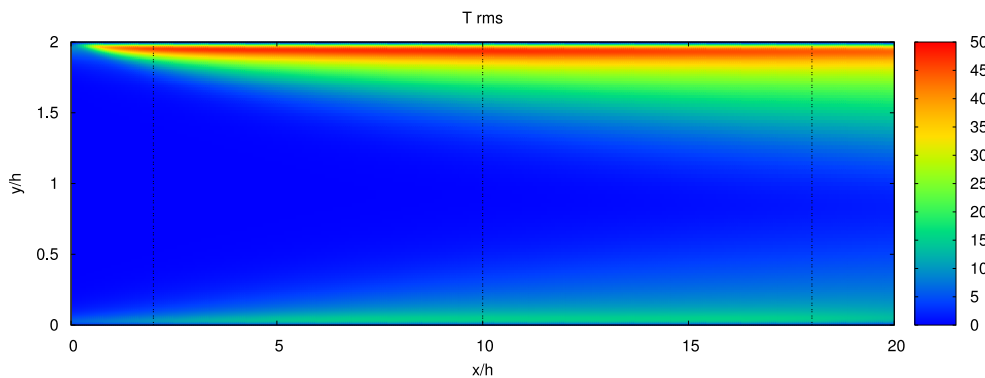


Fig. 10. Root mean square temperature.

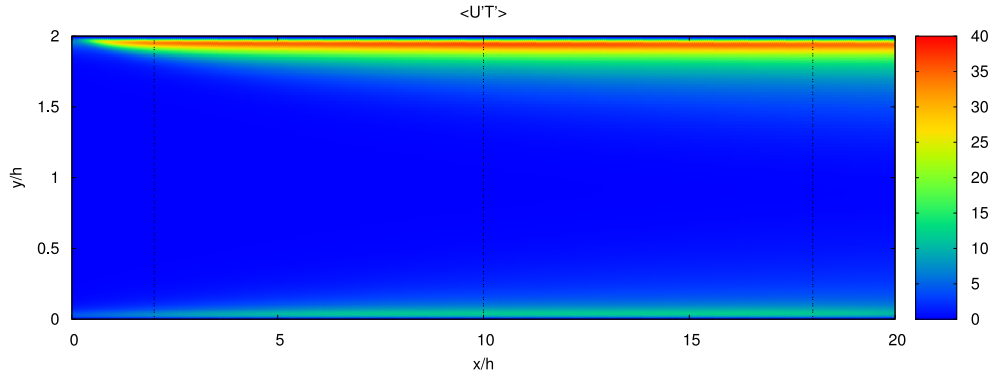


Fig. 11. Correlation streamwise velocity temperature.

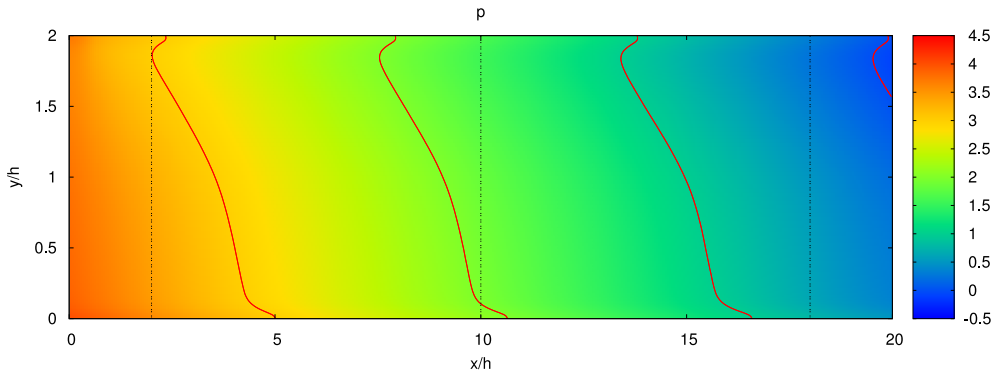


Fig. 12. Static pressure with contour lines of constant pressure at 0, 1, 2 and 3Pa in red.(For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

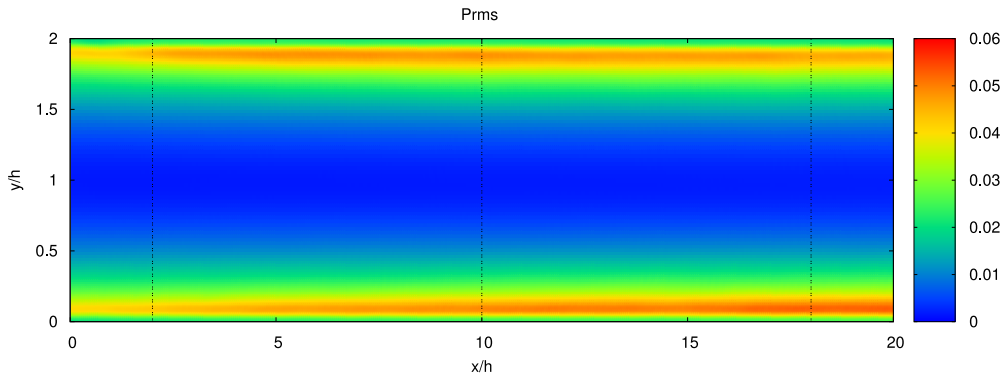


Fig. 13. Root mean square static pressure.

Therefore, the resulting profiles may conceal other effects. To address this issue, we will also use a semi-local scaling [12] that takes into account the local variations of density and viscosity. It is defined as follow:

$$U_{\tau}^* = \sqrt{\frac{\tau_{\omega}}{\langle \rho(y) \rangle}} = \sqrt{\frac{\langle \mu_{\omega} \rangle}{\langle \rho(y) \rangle} \left| \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \right|_{\omega}} \quad (26)$$

$$y^* = \frac{y U_{\tau}^* \langle \rho(y) \rangle}{\langle \mu(y) \rangle} \quad (27)$$

$$T_{\tau}^* = \frac{\langle \lambda_{\omega} \rangle \left| \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right|_{\omega}}{\langle \rho(y) \rangle C_p U_{\tau}^*} \quad (28)$$

Fig. 14 presents the profile of streamwise mean velocity on both sides of the anisothermal channel and at three different

positions along the channel, using the classical scaling in Fig. 14(a), the semi-local scaling in Fig. 14(b) and (a) third scaling: the Van Driest scaling in Fig. 14(c). The Van Driest scaling [37] is defined for the streamwise velocity by:

$$U_{VD}^+ = \frac{2}{Pr_{sg} T_{\tau} / T_{\omega}} \left(1 - \sqrt{1 - Pr_{sg} T_{\tau} / T_{\omega} U / U_{\tau}} \right) \quad (29)$$

where the turbulent Prandtl number Pr_{sg} is constant and equal to 0.9, T_{τ} is the friction temperature defined in (22), and T_{ω} is the wall temperature. Nicoud and Bradshaw [24] have identified a mathematical analogy between the Van Driest transformation for compressible boundary layers with heat transfer and the Simpson transformation for incompressible boundary layers having mass transfer at the wall [33]. Based on this analogy, the equivalent injection velocity used in the Van Driest scaling is:

$$V_{inj} = Pr_{sg} T_{\tau} / T_{\omega} U_{\tau} \quad (30)$$

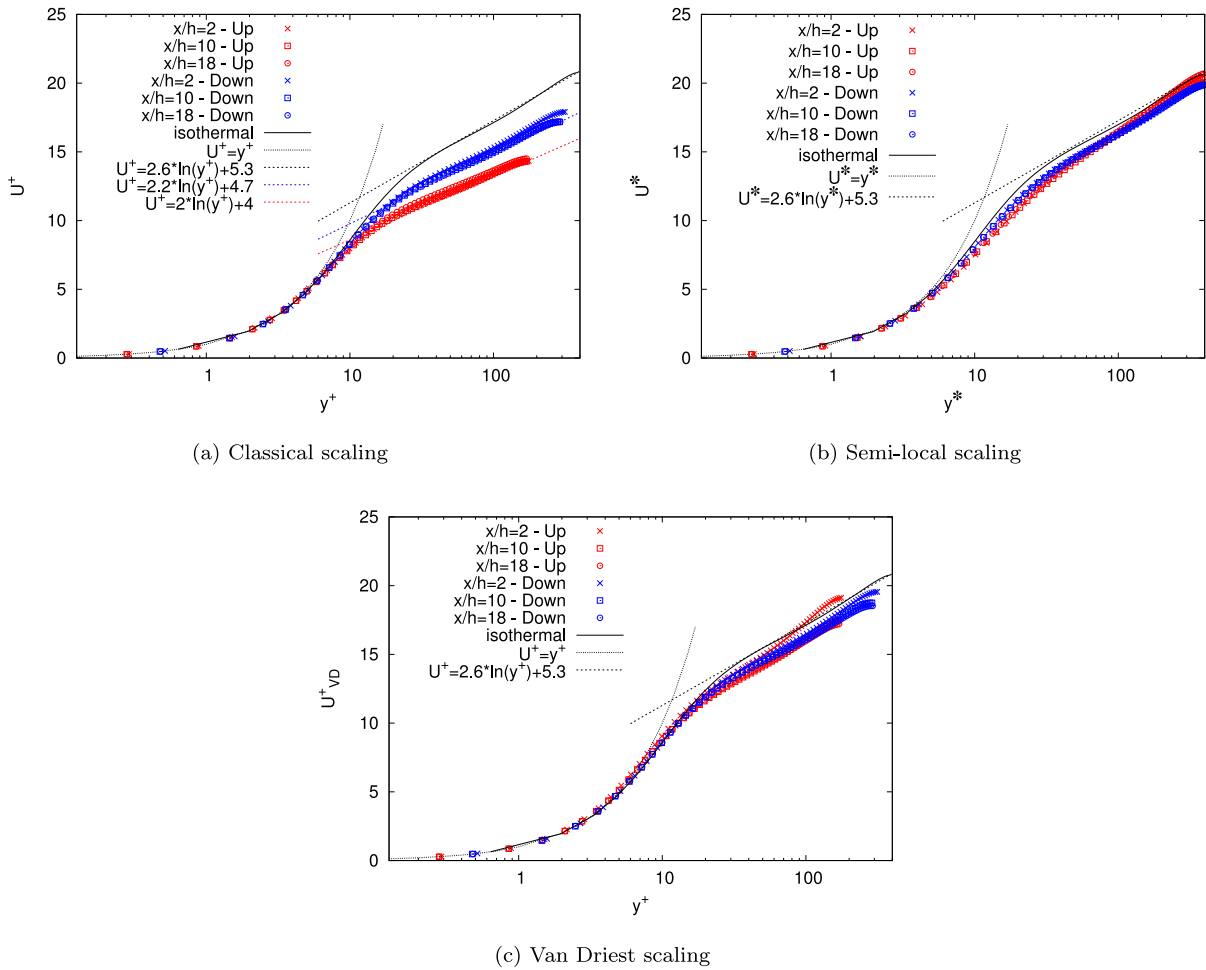


Fig. 14. Streamwise mean velocity with different scalings.

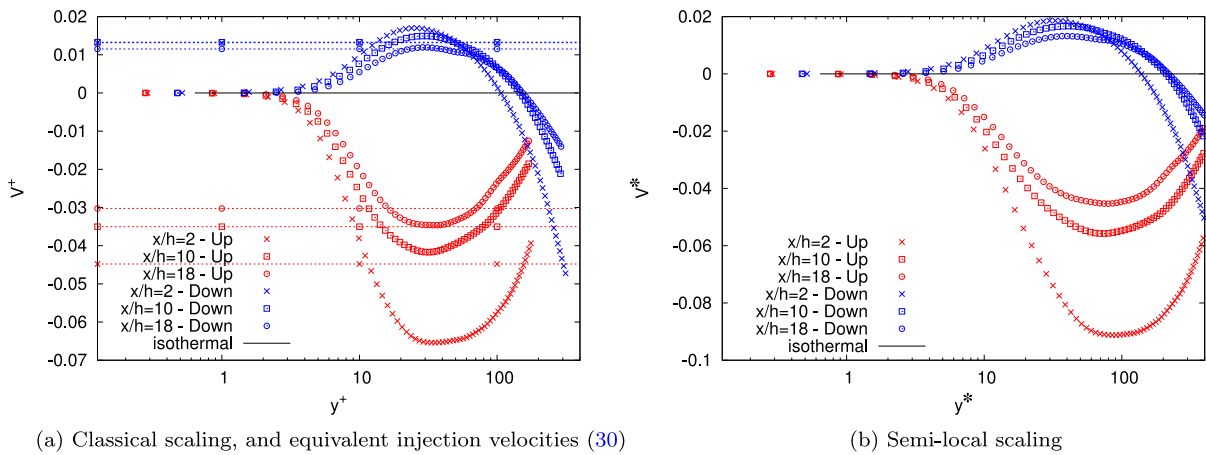


Fig. 15. Vertical mean velocity with different scalings.

In a bi-periodic anisothermal channel, the equivalent injection velocities were found to be a quite good approximation of the vertical velocity created by the hot wall [36], thus suggesting that there is a physical basis to Nicoud and Bradshaw’s mathematical analogy.

Regardless of the scaling used, all streamwise mean velocity profiles perfectly collapse with the linear law $U^+ = y^+$ in the viscous sublayer. However, when using the classical scaling (Fig. 14(a)), the anisothermal profiles are soon decreased compared to the isothermal profile as we get away from the wall. From about

$y^+ = 10$, the anisothermal profiles split up into two nearly homogeneous groups between the lower and the upper sides of the channel. All profiles present a logarithmic region from y^+ between 20 to 40, but both the slope and the additive constant are modified in the anisothermal case compared to the isothermal case. The slope of the logarithmic law shows a downward trend with increasing wall temperature.

The use of the two alternate scalings enable the streamwise mean velocity profiles to gather closer to the isothermal profile.

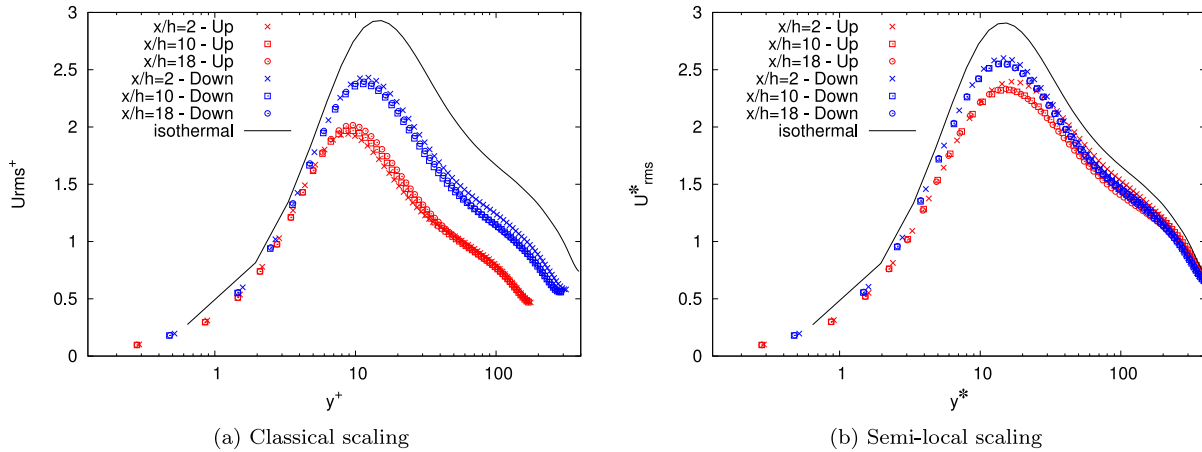


Fig. 16. Streamwise velocity fluctuations with different scalings.

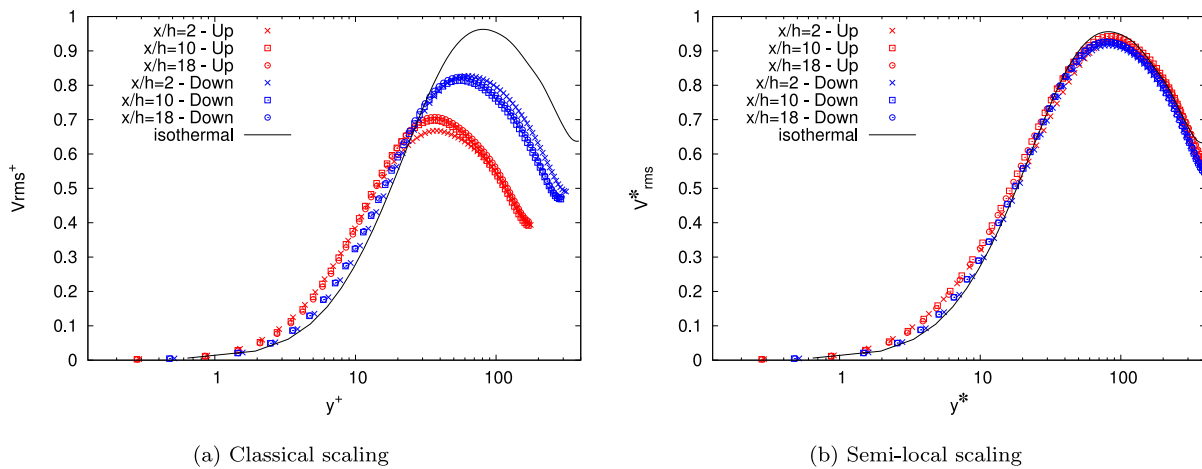


Fig. 17. Vertical velocity fluctuations with different scalings.

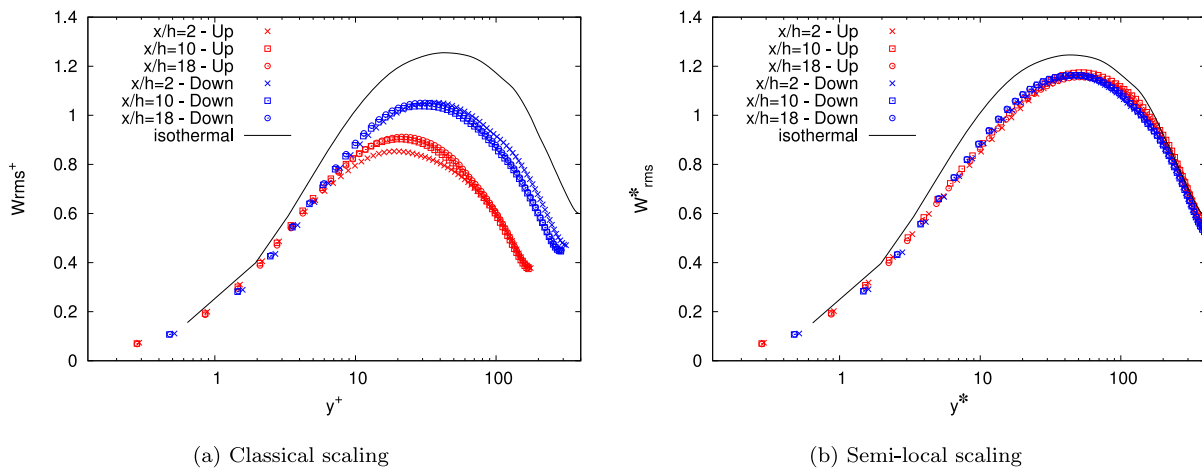


Fig. 18. Spanwise velocity fluctuations with different scalings.

When using the semi-local scaling (Fig. 14(b)), the lower side profiles merge perfectly to the isothermal profile while the upper side profiles get closer, although keeping a different slope in the logarithmic region. The Van Driest scaling (Fig. 14(c)) is also rather efficient to merge the anisothermal profiles, even though the profiles at $x/h = 2$ stand out. It should be recalled that this position is the closest to the beginning of the heating and to the vertical velocity creation (see Fig. 8). There, the thermal boundary layer is the

thinnest (see Fig. 7), inducing the strongest temperature gradients. The strongest coupling between temperature and velocity fields are therefore expected at this position. However, the anisothermal profiles do not match with the isothermal one, as was already observed by Sanchez et al. [28] at lower Reynolds number.

Fig. 15 presents the vertical mean velocity using the classical scaling (Fig. 15(a)) and the semi-local scaling (Fig. 15(b)). Whereas the vertical velocity is uniformly zero in the incompressible case, it

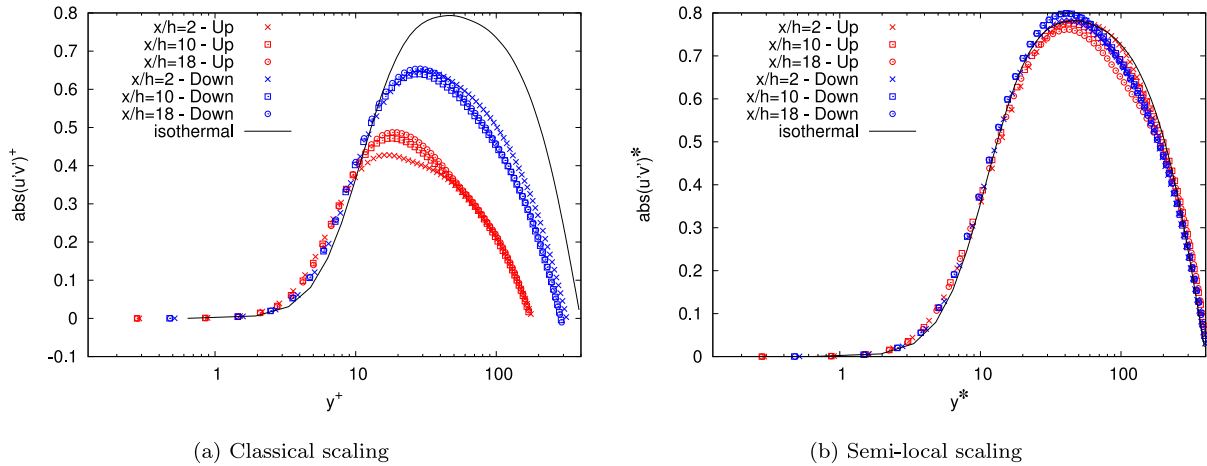


Fig. 19. Correlation between streamwise and vertical velocity.

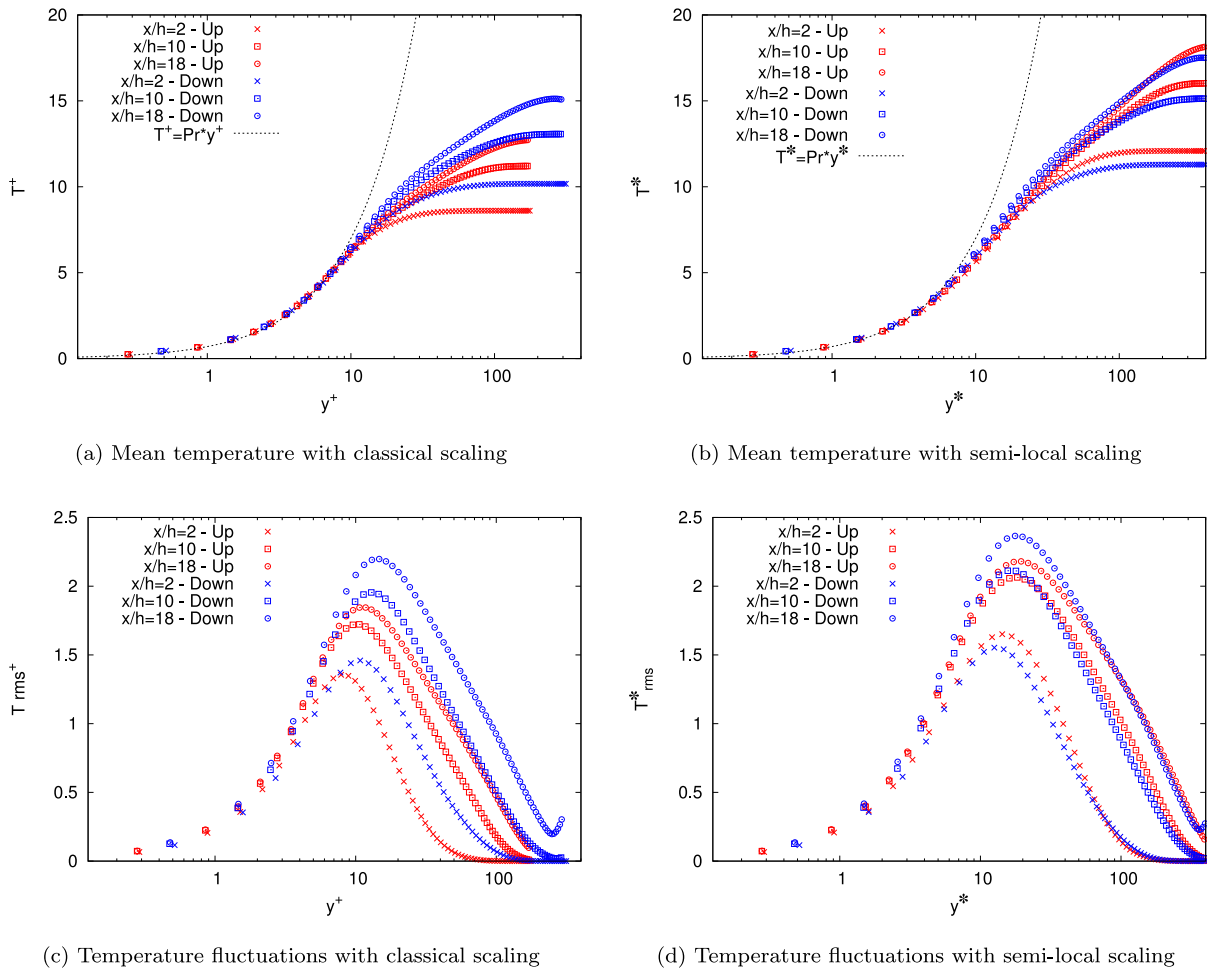


Fig. 20. Mean temperature and temperature fluctuations with different scalings.

behaves completely differently in the anisothermal channel. From about $y^+ = 3$, a positive vertical velocity is created on the lower side of the channel while a negative one is created on the upper side. The velocity maximum is reached for y^+ between 20 and 50 when using the classical scaling and between 30 and 100 when using the semi-local scaling. At their peak, the vertical velocities present intensities between 0.1 and 0.4% of the bulk velocity. On

the upper side of the channel, the highest and farthest from the wall peak is found at the beginning of the channel, and both the peak height and distance to the wall decrease along the channel. The same trends are observed on the lower side of the channel, but at lower intensities.

The equivalent injection velocities (defined in Eq. (30)) are also plotted on Fig. 15(a) with horizontal lines, each position in

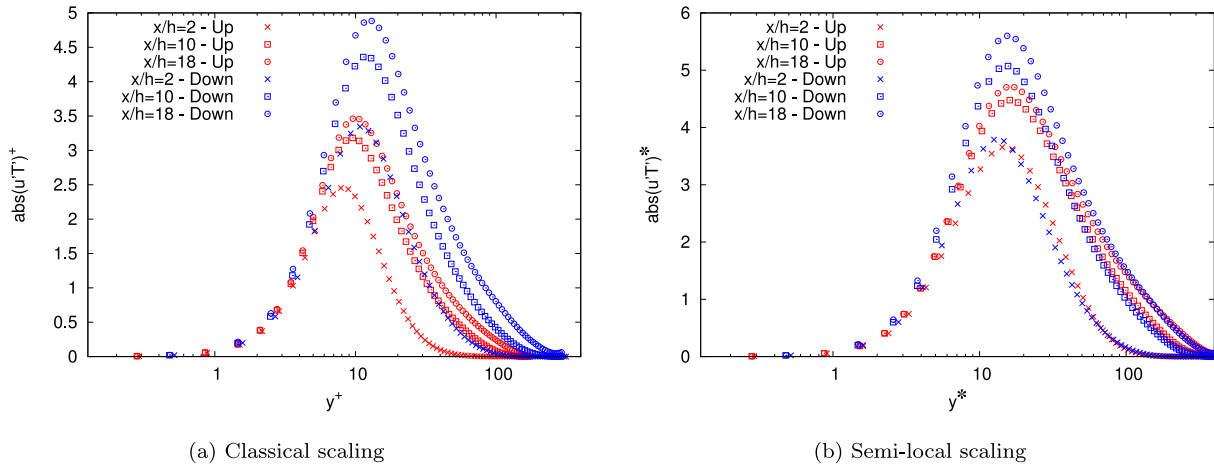


Fig. 21. Correlation between streamwise velocity and temperature.

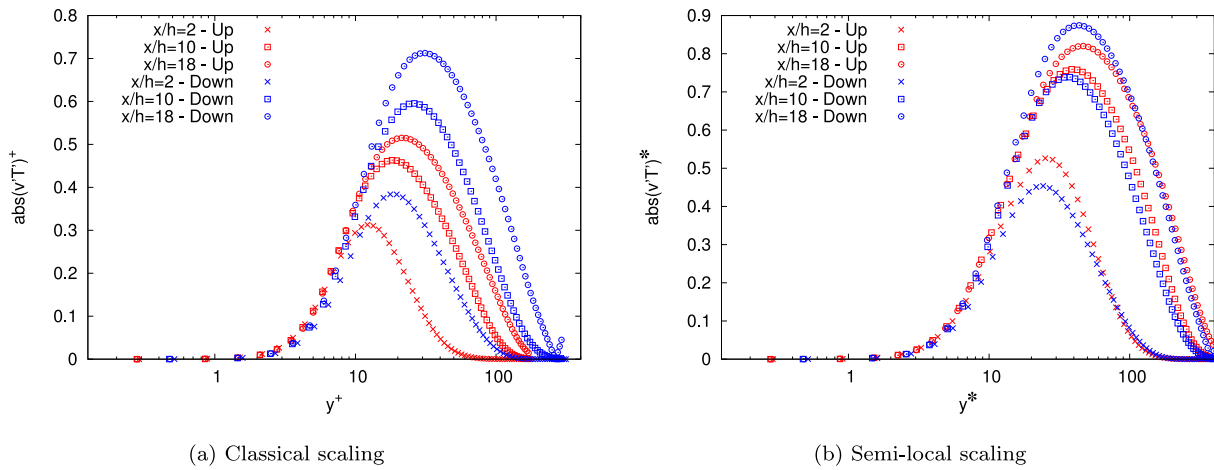


Fig. 22. Correlation between vertical velocity and temperature.

the channel marked by the corresponding symbol. In our open anisothermal channel, the shape of the mean vertical velocity profile does not seem to allow an approximation by a single value, unlike what was observed by [36] in a bi-periodic channel. Indeed, in the bi-periodic case, one side of the channel heat the fluid while the other one must balance it by cooling, whereas in this work both walls heat the fluid. However, the equivalent injection velocities still seem to be strongly linked to their corresponding vertical velocity : they are arranged in the same order and their intensities are comparable. As we move along the channel, the thermal boundary layer thickens and the disparity between the vertical velocities and their equivalent injection velocity decreases. It can be expected that at higher distances from the inlet the two would converge.

Figs. 16–18 plot the root-mean square (rms) velocity fluctuations in the streamwise (Fig. 16), vertical (Fig. 17) and spanwise (Fig. 18) directions, on both sides and at three positions along the anisothermal channel, compared to the isothermal channel and using the classical and the semi-local scaling. When sticking to the classical scaling, the anisothermal profiles are here again divided into two groups between the upper and the lower sides of the channel. The profiles always keep a similar shape, but their amplitude are lowered with the increased temperature, and the maximum of the fluctuation peak gets closer to the wall.

The use of the semi-local scaling bring all profiles together, although some discrepancies are still observed. The profiles collapse pretty well in the center of the channel, while the main disparities are seen close to the peaks of fluctuations. The streamwise velocity fluctuation profiles (Fig. 16(b)) present maxima gathered around $y^* = 12$, but their amplitude are still decreased with the wall temperature. The upper side profile at $x/h=2$ is slightly shifted away from the wall and higher than the others. Here again the profile standing out is corresponding to the position with the highest temperature gradients. Fig. 17(b) shows that a really good collapse was obtained for the vertical velocity fluctuation profiles. As for the spanwise velocity fluctuations (Fig. 18(b)), the use of the semi-local scaling has merged all anisothermal profiles, even though they stay at lower level than the isothermal profile. These remarks suggest that there is an additional impact of the temperature over the velocity field, besides the mean density and viscosity variations.

Fig. 19 plots the correlation between the streamwise velocity and the vertical velocity. The same trends are observed, with correlation profiles very different between the isothermal channel, the lower and the upper sides of the anisothermal channel from about $y^+ = 10$ with the classical scaling, while a better merging is obtained with the semi-local scaling.

Fig. 20 represents the mean temperature and the root-mean-square of the temperature fluctuation using the classical (see equa-

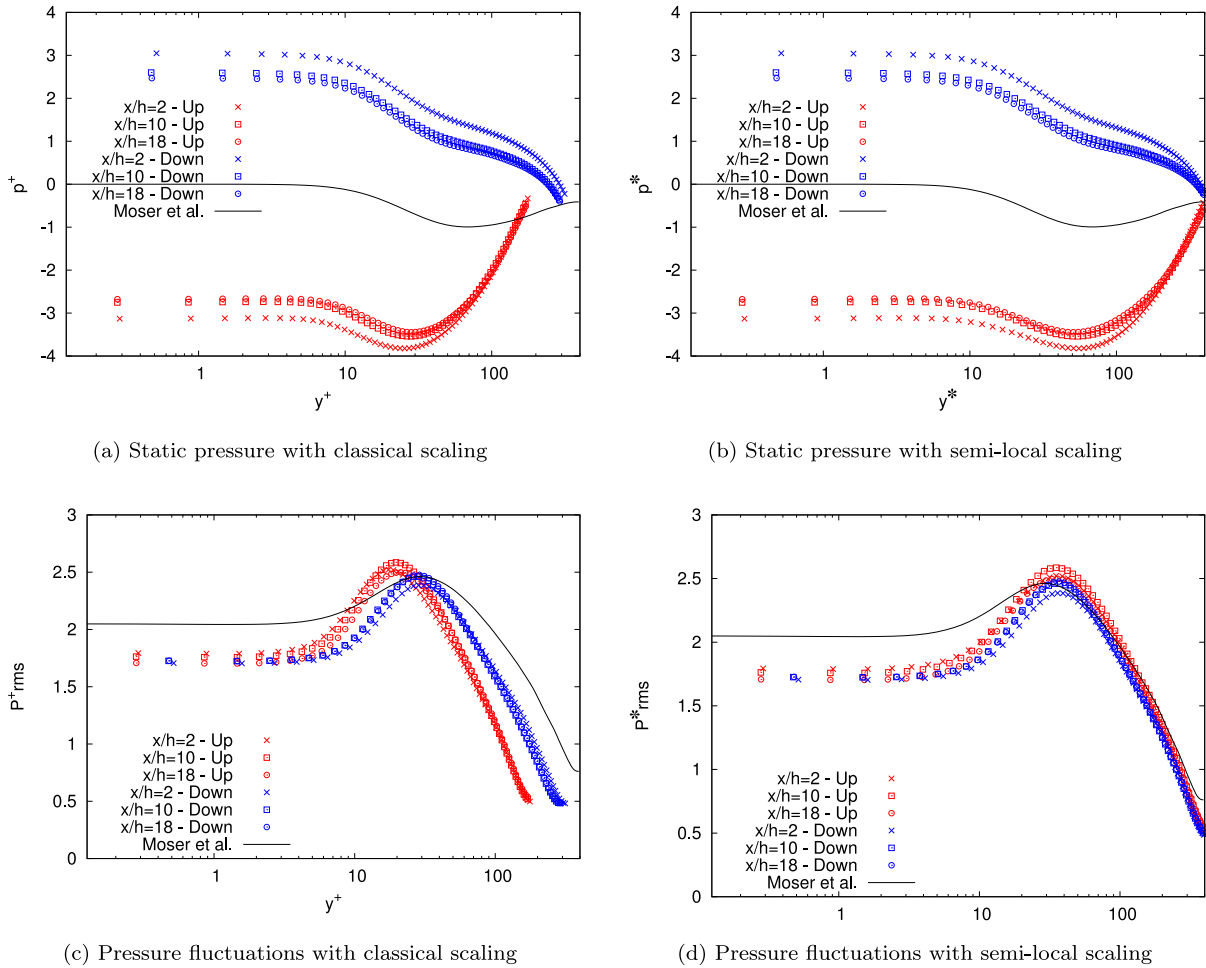


Fig. 23. Static pressure and pressure fluctuations with different scalings.

tion (22)) and the semi-local scaling (see Eq. (28)). Fig. 20(a) shows a perfect agreement until $y^+ = 7$ between the temperature profiles and the linear law $T^+ = Pr y^+$, where the Prandtl number Pr is equal to 0.7. From there, the temperatures keep decreasing at a lower pace, until they reach a plateau in the center of the channel. This behavior is better observed on Fig. 20(b). As we progress along the channel, the plateau keeps narrowing, depicting again the thermal boundary layer development. For $x/h = 18$ on the upper side, the plateau has nearly vanished, showing that the thermal boundary layer nearly reached half the channel height.

The temperature fluctuations, plotted on Fig. 20(d), present a maximum that increases when we progress along the channel. It also shifts from $y^+ = 8$ at $x/h = 2$ to $y^+ = 12$ at $x/h = 18$ on the upper side of the channel, and from $y^+ = 12$ to 14 at the same positions on the lower side. The lower side presents higher peak of scaled temperature fluctuations than the upper side. The semi-local scaling (Fig. 20(c)) restores balance both sides of the channel, while keeping the same trends for the maxima's evolution along the channel. Note that the levels of scaled temperature fluctuations depend largely to a lower heat flux at the lower wall, and without scaling the temperature fluctuations is much higher at the upper wall.

Fig. 21 shows the correlation between the temperature and the streamwise velocity. It exhibits similar trends as the temperature fluctuations alone, with a maximum peak of fluctuation increasing and shifting away from the wall as we move forward in the channel. The same tendencies are observed for the correlation between

the temperature and the vertical velocity, plotted on Fig. 22. This behavior shows that there is a strong link between temperature fluctuations and velocity fluctuations.

Fig. 23 represents the static pressure and the pressure fluctuations using the classical and the semi-local scaling, and compared to the DNS results of Moser et al. [22] in an isothermal bi-periodic turbulent channel flow at turbulent Reynolds number of 395. The classical scaling is computed as:

$$p^+ = \frac{\langle P \rangle - P_{\omega m}}{\rho_{\omega} U_{\tau}^2} \quad P_{rms}^+ = \frac{\langle P_{rms} \rangle}{\rho_{\omega} U_{\tau}^2} \quad (31)$$

where $P_{\omega m} = \frac{P_{\omega up} + P_{\omega low}}{2}$ is the mean of the pressures at the lower and the upper wall. ρ_{ω} is the density at the wall, and U_{τ} is the friction velocity defined in Eq. 19. We would define the semi-local scaling in a similar way, except for the use of the semi-local friction velocity defined in Eq. 26, and of the local density:

$$p^* = \frac{\langle P \rangle - P_{\omega m}}{\rho(y) U_{\tau}^{*2}} \quad P_{rms}^* = \frac{\langle P_{rms} \rangle}{\rho(y) U_{\tau}^{*2}} \quad (32)$$

However, it can be noted that $\rho(y) U_{\tau}^{*2} = \rho_{\omega} U_{\tau}^2$, and therefore $p^* = p^+$. The difference between classical and local scaling is only on the distance to the wall.

The static pressure is significantly altered compare to the isothermal case due to the dilatational effects. Here again, it can be noticed that the profiles at $x/h = 2$ are even more strongly altered than the profiles at $x/h = 10$ and 18. Indeed, at the beginning

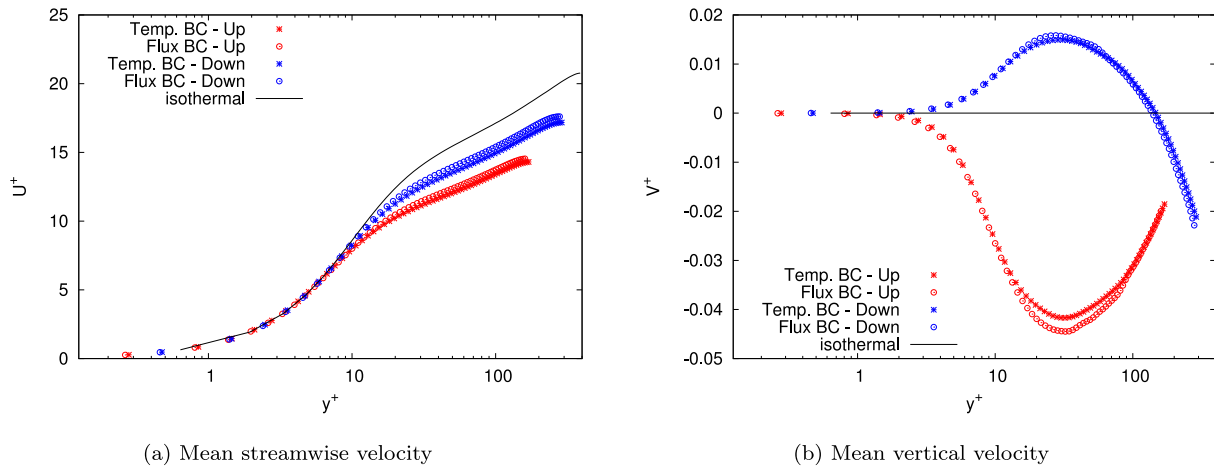


Fig. 24. Mean streamwise and vertical velocity for different boundary conditions.

of the heating, the density variations are the highest. The pressure fluctuations present a peak tightened compared to the isothermal case. Using the classical scaling (Fig. 23(c)) the upper side fluctuation peaks is higher and closer to the wall than the lower side fluctuation peaks. However, the semi-local scaling (Fig. 23(d)) manages to gather the anisothermal peaks with the isothermal one, although the upper side peaks remain a bit higher. Independently of the scaling used, the pressure fluctuations at the wall are lower in the anisothermal case than the isothermal one.

3.2.4. Thermal boundary condition influence

In order to investigate the thermal boundary condition influence on the results, two cases are compared. In the first one, which was studied in the previous sections, the channel is submitted to imposed temperature profiles on the upper and lower walls. The heat fluxes transmitted from the walls to the air are then calculated from the resulting temperatures. These heat fluxes are used in the second case, where the channel is submitted to given heat flux profiles on the upper and lower walls. Using a heat flux boundary condition rather than a temperature one allows the temperature fluctuations to exist at the wall. The aim of this section is to investigate how it impacts the flow behaviors.

Table 2 presents the mean flow variables obtained in the heat flux boundary condition case. It can be compared to the equivalent Table 1 established for the temperature boundary condition case and commented in Section 3.2.1. Although all mean flow properties are similar for both cases, with differences always below 10% and usually below 5%, some tendencies can be observed. On both sides of the channel the friction velocities, the turbulent Reynolds numbers and the skin friction coefficients are lowered while the ratios U_c/u_τ and U_b/u_τ are increased. This suggests a slight increase of temperatures. It is consistent with the average properties, as the bulk Reynolds numbers are slightly lower.

On both sides, the friction temperatures are higher and the heat transfer coefficients are lower. The heat transfer coefficients match quite well the predicted coefficients using the correlation presented in Section 3.2.1. The difference between numerical results and correlation predictions is 4.7% for the upper side, 2.4% on the lower side and 1.4% on average.

Figs. 24–30 present various velocity, temperature and pressure profiles obtained from both cases at $x/h = 10$ on the upper and lower sides of the channel and using the classical scaling. For the velocity profiles, the isothermal channel profile is also plotted.

Fig. 24 (a) shows that the thermal boundary condition type has a small but visible impact on the mean streamwise velocity. All profiles collapse well in the viscous sublayer, while in the logarithmic region, the heat flux boundary condition profiles are slightly higher than the temperature boundary condition profiles for both sides of the channel. Likewise, Fig. 24(b) shows that the mean vertical velocity is slightly increased on both sides of the channel by the heat flux boundary condition. The peak of mean vertical velocity is also a bit less wide, with a velocity that increases faster close to the wall, but also decreases faster in the center of the channel.

Fig. 25 presents the root-mean-square velocity fluctuations in the streamwise, vertical and spanwise directions for both boundary conditions. The heat flux boundary condition does not impact in the same way the velocity fluctuations in all directions. In the vertical and the spanwise directions and for both sides of the channel, the heat flux boundary condition results in velocity fluctuations systematically lower in the center of the channel than the velocity fluctuations obtained from the temperature boundary condition. The same effect is observed on the correlation between the streamwise and the vertical velocity (Fig. 26). However, in the streamwise direction, the velocity fluctuations are higher in the flux boundary condition case, for both sides of the channel.

The temperatures are plotted on Fig. 27 for both cases, without any scaling on Fig. 27(a), and using the classical scaling defined in Eq. (22) on Fig. 27(b). On both sides of the channel, the temperatures reached with the heat flux boundary condition are higher than with the temperature boundary condition. The lower velocity fluctuations in the flux boundary condition case can be linked to these higher temperatures. But the streamwise velocity fluctuations behavior are not explained by this low Reynolds effect.

Fig. 28 shows the temperature fluctuations. As expected, the fluctuations at the wall are not zero in the flux boundary condition case. They reach a peak higher and closer to the wall than the corresponding temperature boundary condition case. Then, from $y^+ = 30$ to the center of the channel, both boundary conditions result in similar temperature fluctuations. In a similar configuration, Flageul et al. [11] obtained similar level of temperature fluctuations : about 2 at the wall and 2.5 at the peak.

Similarly, the freedom given to the temperature fluctuations at the wall enables the correlation between streamwise velocity and temperature (Fig. 29(a)) to increase close to the wall and reach a higher peak, while the profiles get closer in the center of the channel. This behavior shows a stronger link between the thermal gra-

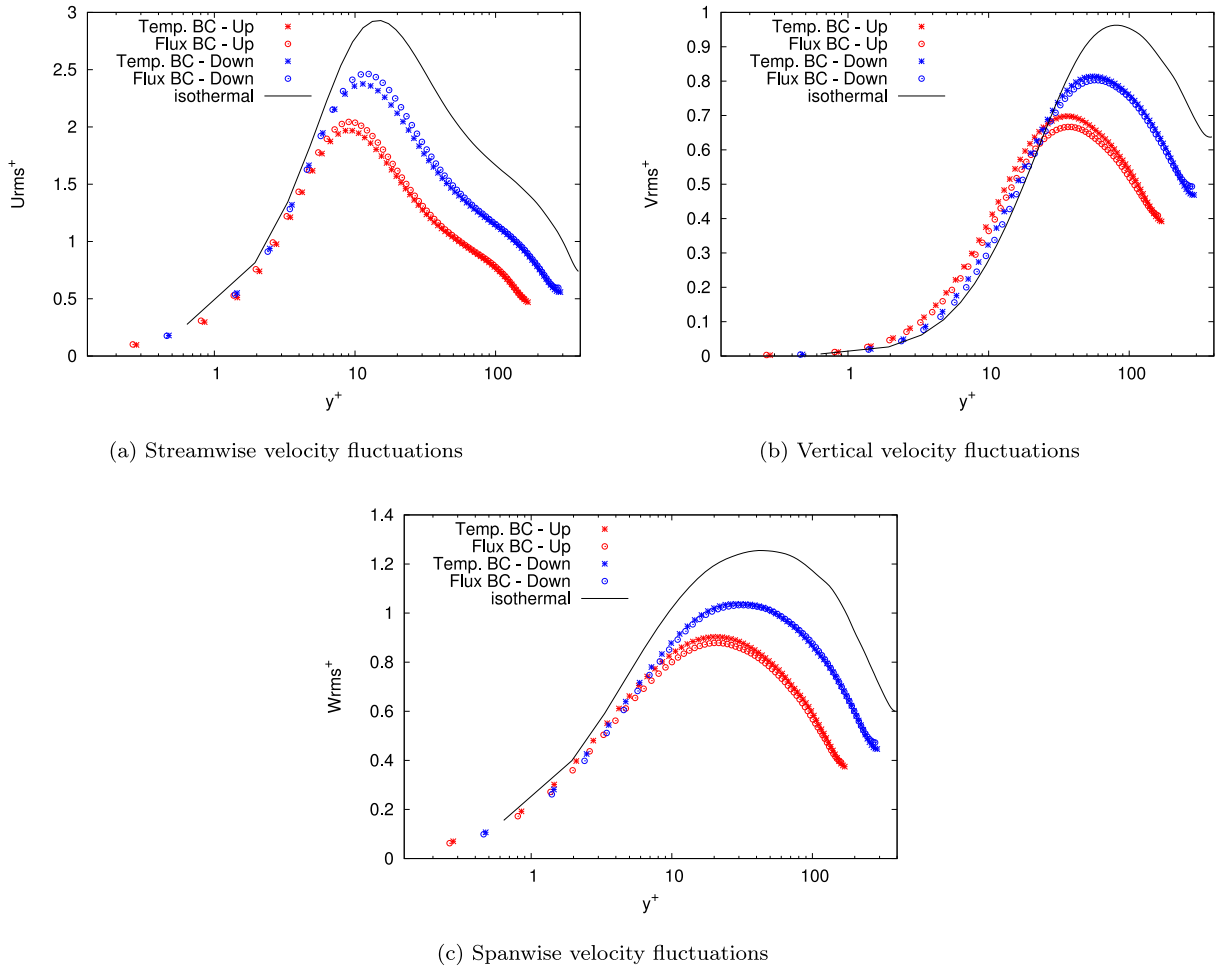


Fig. 25. Velocity fluctuations for different boundary conditions.

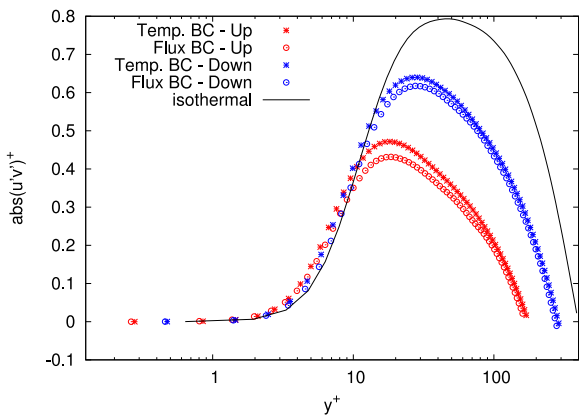


Fig. 26. Correlation between streamwise and vertical velocities for different boundary conditions.

gradient and the streamwise velocity in the flux boundary condition case. On the contrary, the correlation between the vertical velocity and the temperature (Fig. 29(b)) is not much affected by the flux boundary condition.

Fig. 30 (a) presents the static pressure for both boundary conditions and compared to the DNS of Moser et al. [22], using the classical scaling defined in Eq. 31. The asymmetry between both sides on the pressure field is accentuated by the flux boundary condition. The pressure fluctuations are plotted on Fig. 30(b). On the

lower side, the profiles for temperature and flux boundary conditions collapse. However on the upper, hotter side, the peak of fluctuation is decreased for the flux boundary condition compared to the temperature one.

4. Conclusions

This work focus on the thermal boundary layer developments in a turbulent channel flow submitted to an asymmetrical heating. Large Eddy Simulations have been carried out to deepen our understanding of such singular flows. The open channel presents non isothermal walls, with a thermal gradient of about 200 K between the upper and lower walls. Temperatures of the upper and lower walls are non-uniform and about 590 K and 380 K respectively, while the air enters the channel at 288 K. A fully developed channel flow at $Re_\tau = 395$ is produced in an isothermal bi-periodic channel to provide the velocity inlet of the anisothermal open channel.

Several turbulence statistics are shown on both sides along the channel. The coupling between temperature and velocity fields modifies both the mean and the fluctuations profiles. The profile modification are asymmetrical between the lower and the upper sides. The use of the semi-local scaling is shown to considerably improve the profile collapsing. In spite of it, the results at the beginning of the channel stand out. Indeed, at the beginning of the heating, the temperature gradients, and thus the dilatational effects, are the strongest.

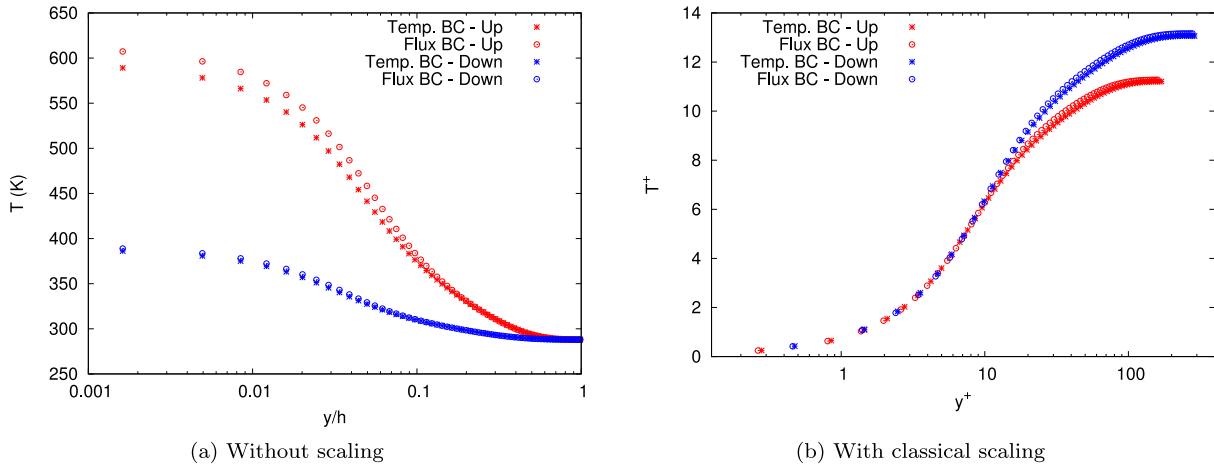


Fig. 27. Mean temperature for different boundary conditions.

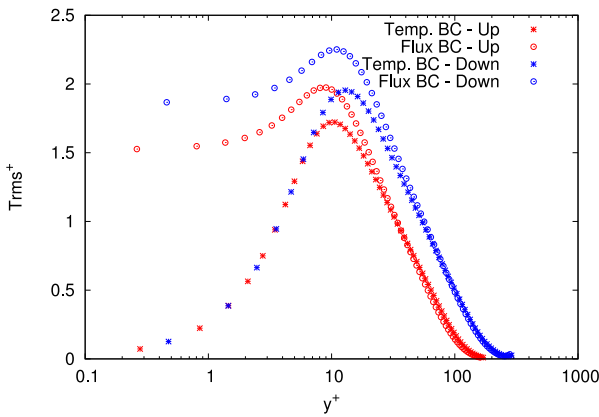


Fig. 28. Temperature fluctuations for different boundary conditions.

Two boundary condition types are considered: imposed temperatures and imposed heat flux. The main impact of the flux boundary condition is to allow non-zero temperature fluctuations at the wall. This results in globally higher temperature fluctuations including at the peak. The correlation between streamwise velocity and temperature is also increased, especially near the wall, compare to the temperature boundary condition. The disparities be-

tween both boundary conditions on other profiles are however quite small.

A correlation is proposed for the turbulent Reynolds number and the heat transfer coefficient in the case of asymmetrically heated turbulent open channel flow. It uses a modified bulk Reynolds number where the fluid properties vary with the local wall temperature. A good agreement is found between the results of correlations and the numerical approach.

In the case studied in this paper, the hottest wall is the upper one. However, since the fluid is in a closed environment with a high forced convection, the gravity impact is very likely to be negligible whatever the side of the hottest wall. The situation is different in the final application of this work, that is a surface solar receiver. In the industrial case, the higher lengths and levels of temperature would make it interesting to investigate the receiver orientation impact. One of the key challenges of such solar receivers is to minimize the pressure drop, and using smartly the gravity could contribute to address this issue.

Acknowledgment

This work has been possible thanks to CINES France, and to Trio_U team (CEA) France. This work was granted access to the HPC resources of CINES under the allocation 2014-c20142a5099 made by GENCI. This work was supported by the French "Investments for

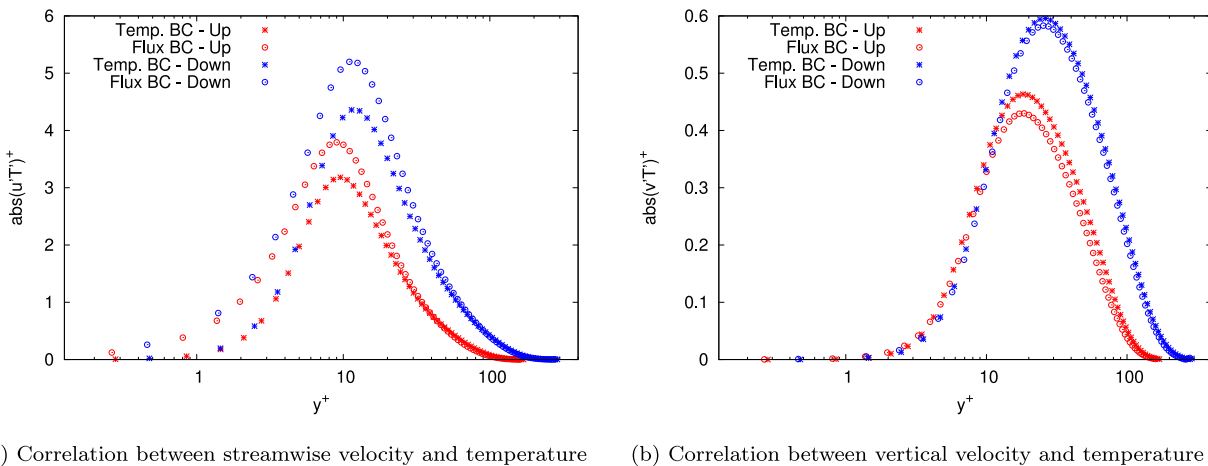


Fig. 29. Correlation between streamwise or vertical velocity and temperature for different boundary conditions.

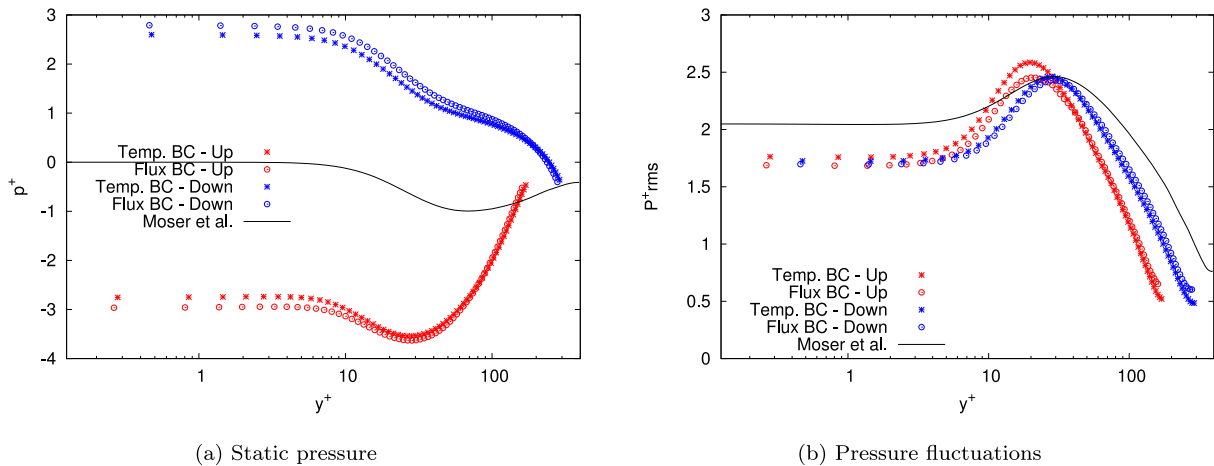


Fig. 30. Static pressure and pressure fluctuations for different boundary conditions.

the future” program managed by the National Agency for Research under contract ANR-10-LABX-22-01, Labex SOLSTICE.

References

- [1] Antonia R, Abe H, Kawamura H. Analogy between velocity and scalar fields in a turbulent channel flow. *J Fluid Mech* 2009;628:241. doi:10.1017/S0022112009006181.
- [2] Bejan A. *Convection Heat Transfer*. Wiley, John & Sons; 2004.
- [3] Calvin C, Cueto O, Emonot P. An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software. *Esaim-Math Modell Numer Anal-Modélisation Mathématique Et Analyse Numérique* 2002;36(5):907–21. doi:10.1051/M2an:2002038. http://journals.cambridge.org/abstract_S0764583X05000166 (GotoISI): //000179169400010.
- [4] Châtelain A, Ducros F, Métails O. LES of turbulent heat transfer: proper convection numerical schemes for temperature transport. *Int J Numer Methods Fluids* 2004;44(9):1017–44. doi:10.1002/flid.691.
- [5] Coleman G, Kim J, Moser R. A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* 1995;305:159–83. doi:10.1017/S0022112095004587.
- [6] Colleoni A, Toutant A, Olalde G, Foucaut J. Optimization of winglet vortex generators combined with riblets for wall/fluid heat exchange enhancement. *Appl Therm Eng* 2013;50(1):1092–100. doi:10.1016/j.applthermaleng.2012.08.036. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1359431112005595>.
- [7] Dagueneat-Frick X, Foucaut J, Coudert S, Toutant A, Olalde G. Experimental analysis of the turbulent flow behavior of a textured surface proposed for asymmetric heat exchangers. *Flow Turbulence Combust* 2012;89(1):149–69. doi:10.1007/s10494-012-9387-y.
- [8] Dean R. Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow. *J Fluids Eng* 1978;100:215–23. doi:10.1115/1.3448633.
- [9] Debusschere B, Rutland CJ. Turbulent scalar transport mechanisms in plane channel and Couette flows. *Int J Heat Mass Trans* 2004;47(8–9):1771–81. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.10.031.
- [10] Dittus F, Boelter L. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *Int Commun Heat Mass Trans* 1985;12(1):3–22. doi:10.1016/0735-1933(85)90003-X.
- [11] Flageul C, Benhamadouche S, Lamballais E, Laurence D. DNS of turbulent channel flow with conjugate heat transfer: effect of thermal boundary conditions on the second moments and budgets. *Int J Heat Fluid Flow* 2015;55:34–44. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.07.009.
- [12] Huang P, Coleman G, Bradshaw P. Compressible turbulent channel flows : DNS results and modelling. *J Fluid Mech* 1995;305:185–218.
- [13] Kawamura H, Abe H, Matsuo Y. DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effects. *Int J Heat Fluid Flow* 1999;20:196–207. doi:10.1016/S0142-727X(99)00014-4.
- [14] Kim J, Moin P, Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J Fluid Mech* 1987;177:133–66.
- [15] Kozuka M, Seki Y, Kawamura H. DNS of turbulent heat transfer in a channel flow with a high spatial resolution. *Int J Heat Fluid Flow* 2009;30(3):514–24. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.02.023. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0142727X0900040X>.
- [16] Lagha M, Kim J, Eldredge JD, Zhong X. A numerical study of compressible turbulent boundary layers. *Phys Fluids* 2011;23(1). doi:10.1063/1.3541841.
- [17] Lesieur M, Métails O, Comte P. *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge: Cambridge University Press; 2005. ISBN 9780874216561. doi: 10.1007/s13398-014-0173-7.2.
- [18] Lessani B, Papalexandris M. Time-accurate calculation of variable density flows with strong temperature gradients and combustion. *J Comput Phys* 2006;212(1):218–46. doi:10.1016/j.jcp.2005.07.001.
- [19] Li Q, Schlatter P, Brandt L, Henningson D. DNS of a spatially developing turbulent boundary layer with passive scalar transport. *Int J Heat Fluid Flow* 2009;30(5):916–29. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.06.007.
- [20] Marusic I, McKeon BJ, Monkewitz PA, Nagib HM, Smits AJ, Sreenivasan KR. Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: Recent advances and key issues. *Phys Fluids* 2010;22(6):065103. doi:10.1063/1.3453711.
- [21] Morinishi Y, Tamano S, Nakamura E. New scaling of turbulence statistics for incompressible thermal channel flow with different total heat flux gradients. *Int J Heat Mass Trans* 2007;50(9–10):1781–9.
- [22] Moser R, Kim J, Mansour N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_{\tau} 590$. *Phys Fluids* 1999;11(4):943–5. doi:10.1063/1.869966. <http://link.aip.org/link/PHFLE6/v11/i4/p943/s1&Agg=doi>.
- [23] Nicoud F. Conservative high-order finite-difference schemes for low-mach number flows. *J Comput Phys* 2000;158:71–97. doi:10.1006/jcph.1999.6408.
- [24] Nicoud F, Bradshaw P. A velocity transformation for heat and mass transfer. *Phys Fluids* 2000;12(1):237. doi:10.1063/1.870252. <http://link.aip.org/link/PHFLE6/v12/i1/p237/s1&Agg=doi>.
- [25] Nicoud F, Ducros F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow Turbulence Combust* 1999;62:183–200. doi:10.1023/A:1009995426001.
- [26] Paolucci S. On the filtering of sound from the Navier-Stokes Equations. *Tech. Rep., SAND82-8257*. Livermore: Sandia National Laboratories; 1982.
- [27] Sagaut P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Berlin: Springer; 2005. ISBN 3-540-26344-6. doi:10.1007/b137536.
- [28] Sanchez M, Aulery F, Toutant A, Bataille F. Large Eddy Simulations of Thermal Boundary Layer Spatial Development in a Turbulent Channel Flow. *J Fluids Eng* 2014;136(6):061204. doi:10.1115/1.4024809.
- [29] Serra S, Toutant A, Bataille F. Thermal Large Eddy Simulation in a Very Simplified Geometry of a Solar Receiver. *Heat Trans Eng* 2012;33(6):505–24. doi:10.1080/01457632.2012.624856.
- [30] Serra S, Toutant A, Bataille F, Zhou Y. High-temperature gradient effect on a turbulent channel flow using thermal large-eddy simulation in physical and spectral spaces. *J Turbulence* 2012;13(December 2012):N49. doi:10.1080/14685248.2012.728000.
- [31] Serra S, Toutant A, Bataille F, Zhou Y. Turbulent kinetic energy spectrum in very anisothermal flows. *Phys Lett A* 2012;376(45):3177–84. doi:10.1016/j.physleta.2012.08.005. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375960112008912>.
- [32] Shadloo M, Hadjadj A, Hussain F. Statistical behavior of supersonic turbulent boundary layers with heat transfer at $M_{\infty} = 2$. *Int J Heat Fluid Flow* 2015;53:113–34. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.02.004. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0142727X15000247>.
- [33] Simpson R. Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration. *J Fluid Mech* 1970;42(04):769–802. doi:10.1017/S002211207000160X.
- [34] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Rev* 1963;91(3):99–164. doi:10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2.
- [35] Spina E, Smits A, Robinson S. The physics of supersonic turbulent boundary layers. *Annu Rev Fluid Mech* 1994;26:287–319. doi:10.1146/annurev.fluid.26.1.287. <http://www.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.fl.26.010194.001443>.
- [36] Toutant A, Bataille F. Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient. *Int J Thermal Sci* 2013;74:104–18. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2013.06.003. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1290072913001385>.

- [37] Van Driest E. Turbulent Boundary Layer in Compressible Fluids. *J Aeronautical Sci* 1951;18(3):145–60.
- [38] Wang W, Pletcher R. On the large eddy simulation of a turbulent channel flow with significant heat transfer. *Phys Fluids* 1996;8(1996):3354. doi:10.1063/1.869110.
- [39] Wei L, Pollard A. Direct numerical simulation of compressible turbulent channel flows using the discontinuous Galerkin method. *Comput Fluids* 2011;47(1):85–100. doi:10.1016/j.compfluid.2011.02.015.
- [40] White F. *Viscous Fluid Flow*. 3rd. New-York: McGraw-Hill Education; 2005.
- [41] Wu X, Moin P. Transitional and turbulent boundary layer with heat transfer. *Phys Fluids* 2010;22(8):085105. doi:10.1063/1.3475816.

Annexe B

Profils de vitesse obtenus
numériquement dans un écoulement
de canal plan chauffé
asymétriquement à Re_τ avant chauffe
de 395

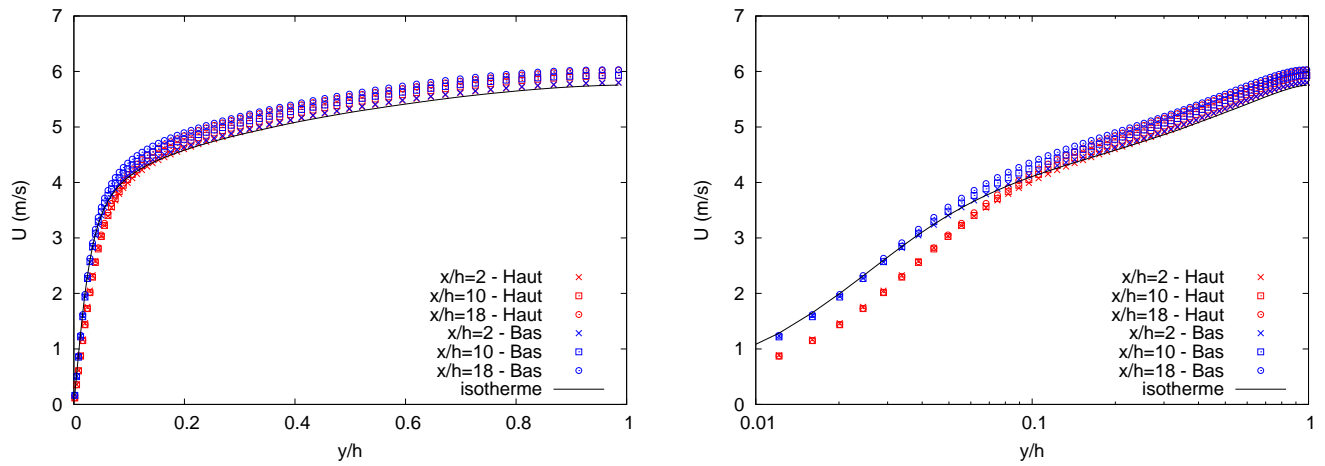


FIGURE B.1 – Vitesse moyenne longitudinale

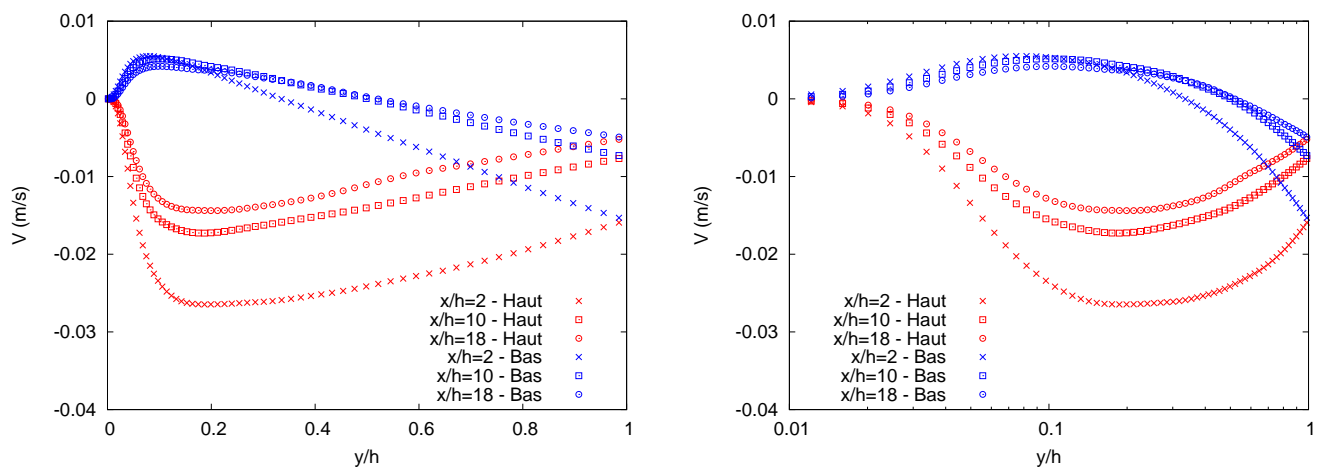


FIGURE B.2 – Vitesse moyenne verticale

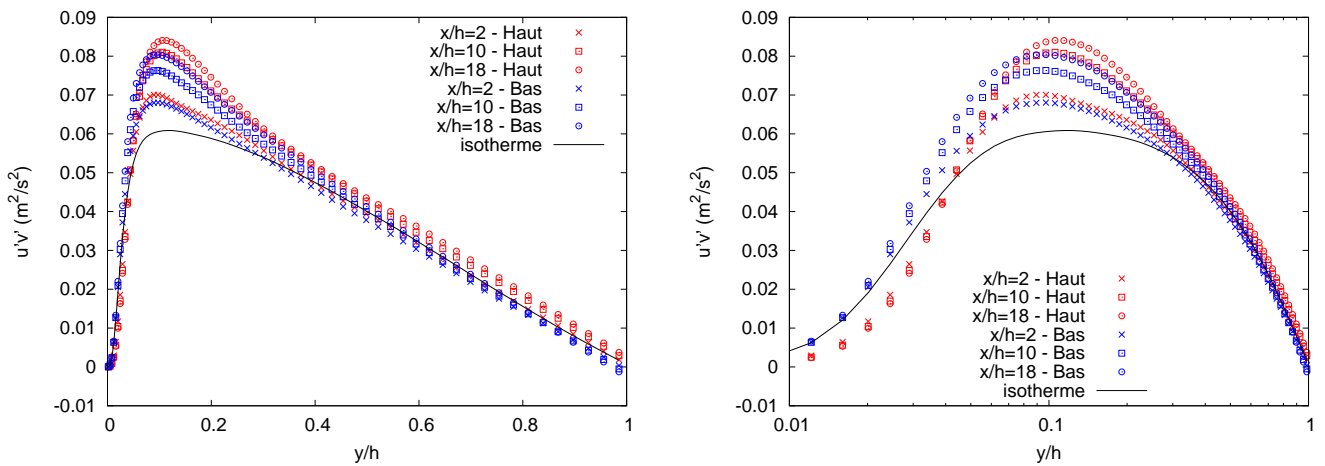


FIGURE B.3 – Covariance $u'v'$

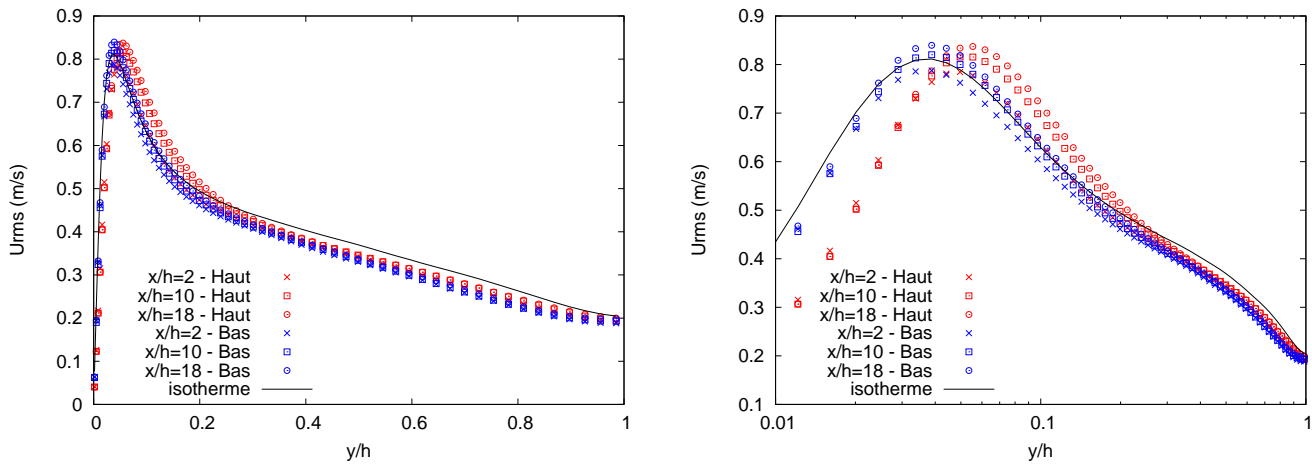


FIGURE B.4 – Écart-type de vitesse longitudinale

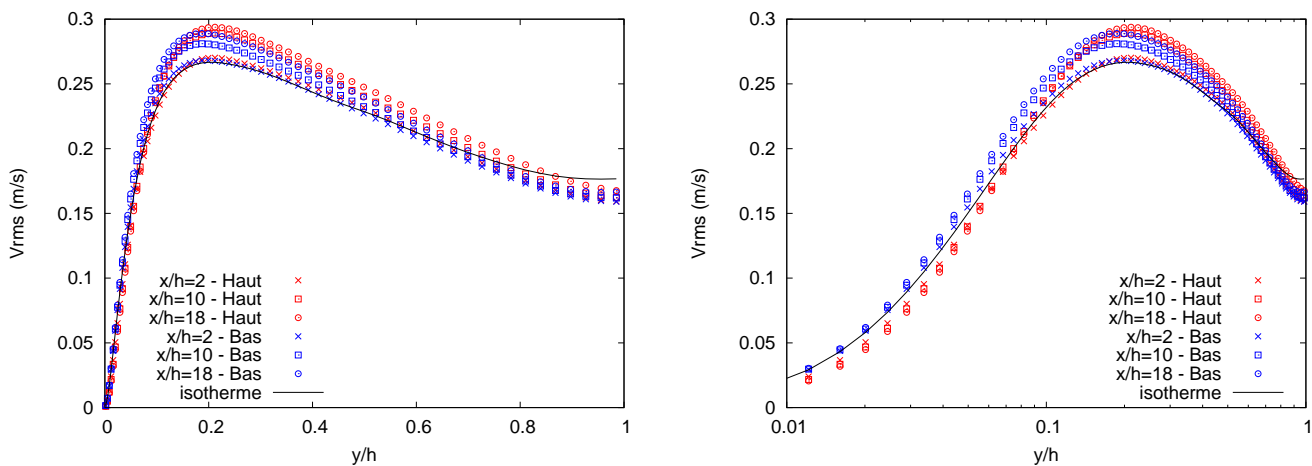


FIGURE B.5 – Écart-type de vitesse verticale

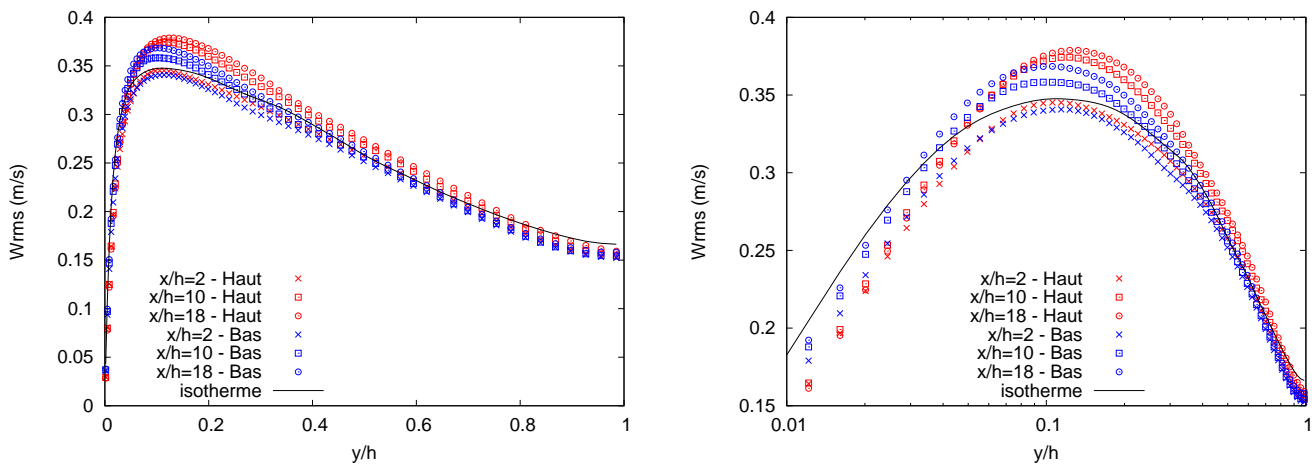


FIGURE B.6 – Écart-type de vitesse transverse

Résumé

Une voie prometteuse pour améliorer le rendement des centrales solaires à tour consiste à chauffer de l'air pressurisé à haute température afin d'alimenter un cycle thermodynamique de Brayton. Pour cela, il est indispensable de concevoir des récepteurs solaires performants, permettant de forts transferts de chaleur vers le fluide. Le développement de tels récepteurs passe par une compréhension fine de leurs écoulements internes. Il s'agit d'écoulements complexes, combinant de hauts niveaux de turbulence et un fort gradient de température entre la paroi irradiée par le flux solaire concentré et la paroi arrière isolée. On se propose dans ce travail de réaliser une étude amont numérique et expérimentale de ce type d'écoulements.

D'une part, des mesures de vitesse par SPIV (vélocimétrie par images de particules stéréoscopique) sont effectuées dans une soufflerie de canal plan turbulent lisse dont la cellule de mesure est représentative d'un récepteur solaire surfacique. On observe en particulier l'influence d'un chauffage asymétrique sur les statistiques de la turbulence. Ces mesures sont d'autre part complétées par des simulations fines LES (simulation des grandes échelles) menées dans les conditions de la soufflerie. Pour finir, une simulation LES d'un canal plan texturé sur une paroi par une géométrie innovante est conduite. Cette architecture interne du récepteur combine des générateurs de tourbillon et des riblets afin d'intensifier les échanges de chaleur vers le fluide.

Mots-clefs : Centrale solaire à concentration, Récepteur solaire surfacique, Mécanique des fluides, Canal plan turbulent, Transfert de chaleur, Couplage température/vitesse, Texturation pariétale, Simulation des grandes échelles, Soufflerie, Mesures SPIV

Abstract

A promising line of research to increase the efficiency of solar tower power plants consists in heating pressurized air to high temperatures in order to fuel a Brayton thermodynamic cycle. This requires to design effective solar receivers that allow for intense heat transfers toward the fluid. To develop such receivers, an in-depth understanding of their internal flows is needed. These are complex flows, combining strong turbulence and strong temperature gradient between the concentrated sun irradiated wall and the back insulated wall. The aim of this work is to investigate numerically and experimentally such flows.

On one hand, velocities are measured by SPIV (Stereoscopic Particle Image Velocimetry) in a turbulent channel flow wind tunnel whom measurement cell is similar to a surface solar receiver. The influence of an asymmetric heating on the turbulence statistics are especially investigated. These measurements are supplemented by Large Eddy Simulations run under the same conditions as the wind tunnel. Finally, a Large Eddy Simulation is run in a channel flow textured on one wall by an innovative geometry. This internal receiver design combines vortex generators and riblets in order to enhance the heat transfers.

Keywords : Concentrated solar power, Surface solar receiver, Fluid mechanics, Turbulent channel flow, Heat transfer, Temperature/velocity coupling, Textured wall, Large Eddy Simulation, Wind tunnel, SPIV measurements