

Échanges turbulents en convection thermique

Éleonore Rusaouën

► To cite this version:

Éleonore Rusaouën. Échanges turbulents en convection thermique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole normale supérieure de lyon - ENS LYON, 2014. Français. NNT: 2014ENSL0937. tel-01080900

HAL Id: tel-01080900 https://theses.hal.science/tel-01080900

Submitted on 6 Nov 2014

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.







THESE

en vue de l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Lyon, délivré par l'Ecole Normale Supérieure de Lyon

Discipline : Physique

Laboratoire de Physique de l'ENS Lyon Ecole Doctorale PHAST

présentée et soutenue publiquement le 8 octobre 2014

par Madame Eléonore RUSAOUËN

Echanges turbulents en convection thermique

Directeur de thèse : Mme Francesca CHILLÀ

Devant la commission d'examen formée de :

M Bernard CASTAING	ENS Lyon	Co-Encadrant
Mme Francesca CHILLÀ	ENS Lyon	Directrice
M Sorgio CH IDEDTO	I DENCI	Evaminatour
Maga Anna DAVAULE		Dama antaun
MIME.Anne DAVAILLE	ГАЛІ	Rapporteur
M. Jacques MAGNAUDET		Examinateur
M. Innocent MUTABAZI	Université du Havre	Kapporteur

Laboratoire de Physique Ecole Normale Supérieure de Lyon 46 allée d'Italie 69007 Lyon École doctorale de PHysique et ASTrophysique de Lyon 4 rue Enrico Fermi 69622 Villeurbanne CEDEX

Remerciements

Au cours des trois années qu'a duré cette thèse, j'ai pu interagir avec bon nombre de personnes sans qui cette entreprise n'aurait pas été menée à bien. Toutes les remercier et toutes les nommer remplirait bien un manuscrit, je vais donc me restreindre à certaines d'entre elles.

Tout d'abord, j'aimerais remercier Francesca Chillà. Un jour de printemps 2011, j'ai répondu à une annonce de bourse de thèse déposée sur le site de mon master. Une thèse expérimentale, alors que je venais d'une formation numérique, à l'ENS Lyon, alors que je venais de la fac. On ne pouvait pas dire que c'était le choix le plus naturel pour moi. Mais, je me suis dit pourquoi pas? J'ai donc envoyé un mail. Et surprise! On m'a proposé un entretien auquel s'est joint Bernard Castaing. On a parlé de beaucoup de choses et pas juste de science. Une visite de laboratoire plus tard et ma conviction était faite. Francesca et Bernard, je voudrais vous remercier de m'avoir offert cette chance. J'ai beaucoup appris au cours de ces trois années, du serrage de vis à la thermométrie fine en passant par la PIV par exemple. J'aimerais aussi vous remercier pour m'avoir laisser une certaine liberté d'action sans pour autant m'abandonner ce qui m'a permis de me confronter à l'étude expérimentale dans sa globalité, en partant d'une idée, passant par la mise en œuvre et la mesure, jusqu'au dépouillement et à l'interprétation.

Un grand merci aussi aux autres membres de l'équipe convection du, si bien nommé, LPENSL, Fanny qui m'a acceuilli à mon arrivée et m'a fait mettre les mains dans le cambouis dès le premier jour, et Olivier pour la bonne humeur, l'aide inestimable en réglage optique et en manutention... Le dernier membre de cette équipe que je n'ai pas cité c'est Julien Salort. Tout d'abord, bravo pour le recrutement. Ensuite, merci pour l'encadrement au début de ma thèse et toute l'aide apportée aussi bien sur les techniques expérimentales que sur la démarche scientifique, ainsi que pour l'apprentissage des techniques de salle blanche.

Je voudrais remercier mes deux rapporteurs, Anne Davaille et Innocent Mutabazi pour avoir accepter cette charge et pour leur lecture attentive. Merci également à Jacques Magnaudet et Sergio Ciliberto pour avoir bien voulu être examinateurs.

Au laboratoire LPENSL, il n'y a pas que de la convection. Il y a aussi, parmi d'autres, les gens de la turbulence dont Nathanaël qui m'a supporté pendant trois ans, m'a écouté me plaindre de tout et de rien, et m'a prêté ses bras quand les miens ne suffisaient pas. Merci aussi à Sophie, Romain ou Mickaël, et d'autres qui se reconnaîtrons, pour les discussions scientifiques, l'aide et les pauses café. Il y a également ceux vers qui on se tourne quand on a envie de faire une expérience un peu folle et qu'on ne sait pas comment faire, alors merci à Caroline Crauste, Marc-Antoine Fardin et Eric Freyssingeas sans qui le dernier chapitre de cette thèse n'existerait probablement pas. Dans la série des gens sans qui on ne pourrait pas vivre au laboratoire, je voudrais remercier les techniciens et ingénieurs de l'atelier de mécanique et tout particulièrement Marc Moulin à qui l'on doit la quasi-totalité des cellules de convection du laboratoire, et il y en a quelques unes! Félicitations pour le cristal CNRS ! Je n'oublie pas non plus l'atelier d'électronique et notamment Marius Tanase à qui je dois, entre autre, le circuit imprimé de ma sonde de gradient de température. Et enfin, un très très grand merci aux gestionnaires du laboratoire, Nadine, Laure, Laurence et Fatiha sans qui la machine LPENSL ne marcherait pas.

Encore une fois je ne peux pas remercier tout le monde individuellement, alors pour tous ceux que je n'ai pas nommé mais avec qui j'ai discuté, travaillé, ou comméré à la pause café, un très grand merci pour trois années absolument géniales!

Un autre grand merci à ma famille, surtout mes parents qui m'ont transmis le virus de la science, ainsi qu'à Florent qui m'a soutenu et encouragé tout au long de ce travail sans jamais me faire de reproche sur mon temps passer au laboratoire ou le travail que je ramène à la maison.

Enfin, merci à ceux qui ont relut tout ou partie de mon manuscrit, y compris alors qu'ils étaient malades et auraient dus dire non!

Table des matières

Co	onvection naturelle : cas d'ur	e cellule de Rayleigh-Bénard	7
Intr	roduction : qu'est-ce qu'une ce	ellule de Rayleigh-Bénard turbulente?	9
1.1	Convection thermique : un phéno	mène familier	. 9
1.2	Convection de Rayleigh-Bénard v	s Cellule de Rayleigh-Bénard	. 10
	1.2.1 Le cas théorique : la conv	ection de Rayleigh-Bénard	. 10
	1.2.2 Le cas pratique : la cellule	e de Rayleigh-Bénard	. 10
1.3	Equations du mouvement : Appre	oximation de Boussinesq	. 11
1.4	Grandeurs caractéristiques		. 13
	1.4.1 Nombres adimensionnés		. 13
	1.4.2 Notion de couche limite tl	nermique	. 13
	1.4.3 $Nu \propto Ra^{2/7}$. 14
	1.4.4 $Nu \propto Ra^{1/3}$: plaques ind	épendantes	. 15
	1.4.5 $Nu \propto Ra^{1/2}$: transition t	urbulente des couches limites visqueuses	. 15
1.5	Etat des lieux en convection de F	ayleigh-Bénard	. 15
	1.5.1 Les expériences et simulat	ions numériques	. 15
	1.5.2 Le modèle de Grossmann-	Lohse	. 16
	1.5.3 Introduction de rugosités		. 18
	1.5.4 Objectifs de cette thèse		. 18
Infl	luence de la rugosité des plaqu	es sur une cellule de Bayleigh-Bénard	21
2.1	Rayleigh-Bénard turbulent dans l		. 21
2.2	Présentation du dispositif expérir	nental.	. 22
	2.2.1 La cellule		22
	2.2.2 L'isolation		22
	2.2.3 Instrumentation		. 24
2.3	Mesures de transfert thermique.		. 27
	2.3.1 Procédure de mesure.		. 28
	2.3.2 Séparation de la plaque fr	oide et de la plaque chaude	. 28
	2.3.3 Effets parasites	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	. 29
	2.3.4 Présentation des résultats		. 32
	2.3.5 La hauteur des rugosités :	une longueur caractéristique.	. 37
	2.3.6 Augmentation de transfer	t	. 37
2.4	Interprétation et modèle		. 39
	2.4.1 Modèle en 'creux'		. 39
	2.4.2 Modèle en plot		. 39
	2.4.3 Mécanisme(s) de saturatio	m	. 40
25	Conclusion		41
	Cc Int 1.1 1.2 1.3 1.4 1.5 Inf 2.1 2.2 2.3 2.4	Convection naturelle : cas d'un Introduction : qu'est-ce qu'une ce 1.1 Convection thermique : un phéno 1.2 Convection de Rayleigh-Bénard v 1.2.1 Le cas théorique : la conve 1.2.2 Le cas pratique : la cellule 1.3 Equations du mouvement : Appro 1.4 Grandeurs caractéristiques 1.4.1 Nombres adimensionnés 1.4.2 Notion de couche limite th 1.4.3 $Nu \propto Ra^{2/7}$ 1.4.4 $Nu \propto Ra^{1/3}$: plaques ind 1.4.5 $Nu \propto Ra^{1/2}$: transition t 1.5 Etat des lieux en convection de F 1.5.1 Les expériences et simulat 1.5.2 Le modèle de Grossmann- 1.5.3 Introduction de rugosités 1.5.4 Objectifs de cette thèse Influence de la rugosité des plaque 2.1 Rayleigh-Bénard turbulent dans l 2.2 Présentation du dispositif expérin 2.2.1 La cellule 2.2.2 L'isolation 2.3.1 Procédure de mesure 2.3.2 Séparation de la plaque fr 2.3.3 Effets parasites 2.3.4 Présentation des résultats 2.3.5 La hauteur des rugosités : 2.3.6 Augmentation de transfer 2.4.1 Modèle en 'creux' 2.4.2 Modèle en plot	Convection naturelle : cas d'une cellule de Rayleigh-Bénard Introduction : qu'est-ce qu'une cellule de Rayleigh-Bénard turbulente ? 1.1 Convection thermique : un phénomène familier 1.2 Convection de Rayleigh-Bénard vs Cellule de Rayleigh-Bénard 1.2.1 Le cas théorique : la convection de Rayleigh-Bénard 1.2.2 Le cas pratique : la convection de Rayleigh-Bénard 1.3 Equations du mouvement : Approximation de Boussinesq 1.4 Nombres adimensionnés 1.4.1 Nombres adimensionnés 1.4.2 Notion de couche limite thermique 1.4.3 $Nu \propto Ra^{2/7}$ 1.4.4 $Nu \propto Ra^{1/3}$: plaques indépendantes 1.4.5 $Nu \propto Ra^{1/2}$: transition turbulente des couches limites visqueuses 1.5.1 Les expériences et simulations numériques 1.5.2 Le modèle de Grossmann-Lohse 1.5.3 Introduction de rugosités 1.5.4 Objectifs de cette thèse Influence de la rugosité des plaques sur une cellule de Rayleigh-Bénard 2.1 La cellule 2.2.2 L'isolation 2.2.3 Instrumentation 2.3.1 Procédure de mesure. 2.3.2 Sépa

II Cas d'une conduite thermique : écoulement moyen et statistique à grande échelle 43

3	Pré	sentation générale des écoulements en canal thermique	45
	3.1	Qu'est-ce qu'un canal thermique?	45
		3.1.1 Première version : Gibert 1	45
		3.1.2 Seconde version : Gibert/Tisserand 2	46
		3.1.3 Troisième version : Rusaouën 3	48
		3.1.4 Sonde de gradient	49
	3.2	Nombres adimensionnés	50
	3.3	Transfert thermique	51
		3.3.1 Dans une conduite verticale	51
		3.3.2 Dans une conduite inclinée	55
	3.4	Cas de la vitesse	56
4	\mathbf{Etu}	de des profils de vitesse : cas des régimes de turbulence	61
	4.1	Protocole de PIV	61
	4.2	Evolution du profil avec l'inclinaison	61
		4.2.1 Présentation des principaux résultats	61
		4.2.2 Caractéristiques de turbulence dans la conduite	64
	4.3	Interprétation	66
		4.3.1 Equations physiques issues des équations de Navier-Stokes	66
		4.3.2 Introduction du principe de viscosité turbulente	68
		4.3.3 Modélisation par longueur de mélange	69
		4.3.4 Mise en équations adimensionnées	70
	4.4	Comparaison Modèle/Expériences.	72
		4.4.1 Validation du modèle	72
		4.4.2 Discussion autour du paramètre Υ	73
		4.4.3 Discussion des hypothèses	75
	4.5	Conclusion	76
5	Etu	de des profils de vitesse : cas laminaire et déstabilisation	77
	5.1	Présentation des résultats de PIV.	77
		5.1.1 Cas laminaire	77
		5.1.2 Perturbation	79
	5.2	Modélisation du cas laminaire en termes de jets indépendants	79
		5.2.1 Equation du mouvement.	79
		5.2.2 Discussion	84
	5.3	Déstabilisation par perturbations intermittentes.	87
	5.4	Conclusion	89
6	Infl	uence du rapport d'aspect	91
	6.1	Transfert thermique	91
	6.2	Etude de la vitesse	92
		6.2.1 Montage optique de PIV	92
		6.2.2 Algorithme de traitement : CIVx	93
		6.2.3 Post-traitement des champs de déplacements	94
	6.3	Inclinaison nulle : $\psi = 0^{\circ}$	94
	5.0	6.3.1 Existence de champs entrelacés	94
		6.3.2 Amélioration de l'algorithme de redressement	95

6.4	Comparaison $\Gamma = 4$ et $\Gamma = 6$			
	6.4.1	Vitesse et tenseur de fluctuations à inclinaison nulle		
	6.4.2	Cas d'une inclinaison de 5° $\ldots \ldots \ldots$		
6.5	Concl	usion \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 101		

III Conduite Thermique à grand nombre de Reynolds : Ecoulement moyen et statistiques turbulentes 103

7	Eco	ulement moyen en canal thermique : Grand nombre de Rayleigh/Grand nombre
	de	Reynolds 105
	7.1	Une expérience à grande échelle : Attila 1
		7.1.1 Dispositif expérimental
		7.1.2 Instrumentation de suivi en température
		7.1.3 Isolation thermique $\ldots \ldots \ldots$
	7.2	Mesures de gradient thermique
		7.2.1 Une sonde de gradient adaptée
		7.2.2 Résultats thermiques : Inclinaison nulle
		7.2.3 Résultats thermiques : Inclinaison non nulle
	7.3	Ecoulement moyen à inclinaison nulle
	7.4	Champs et profils de vitesse dans le cas incliné : influence du flux de chaleur à incli-
		naison fixe
		7.4.1 Discussion autour de l'invariance en z des champs de vitesse
		7.4.2 Cas d'une inclinaison de $\psi = 15^{\circ}$
	7.5	Influence de l'angle à flux de chaleur fixe
	7.6	Conclusion
8	Sta	tistiques turbulentes de fluctuations. 125
	8.1	Caractérisation de la turbulence induite dans Attila 1
	8.2	Fonctions de structure d'ordre 2
		8.2.1 Définitions et significations
		8.2.2 Résultats
	8.3	Fonctions de structure d'ordre 3
	8.4	PDF des fluctuations de vitesse 133
	8.5	Fluctuations de température 134
	0.0	8.5.1 Chaîne d'acquisition 134
		8.5.2 Spectres 135
		8.5.2 DE de fluctuations de température $\cdot A$ 138
		8.5.4 Intermittence
	06	8.5.4 Interimitence
	8.0	Conclusion
τī	/	tudes exploratoires 143
- 1		
9	Flu	ctuations du gradient de température. 145
	9.1	Background Oriented Schlieren (BOS)
		9.1.1 Principe de la technique
		9.1.2 Dérivation du gradient thermique à partir des déplacements
		9.1.3 Limitations

		9.2.1	Champ moyen de fluctuations	. 148
		9.2.2	PDF de fluctuations	. 151
		9.2.3	Fonctions de structures	. 153
	9.3	Conclu	sion	. 155
10	Cas	d'une	conduite en solution diluée de polymères.	157
	10.1	Généra	alités sur l'étude des polymères souples en solution diluée	. 157
		10.1.1	Cas de la convection naturelle turbulente en présence de polymères	. 157
		10.1.2	Caractérisation du polymère : PEO $M_w = 8.10^6$ g/mol	. 158
		10.1.3	Préparation d'une solution de PEO	. 161
	10.2	Applic	ation à une conduite thermique : le comportement thermique	. 161
		10.2.1	Transfert thermique	. 161
		10.2.2	Fluctuation de température	. 163
	10.3	Applic	ation à une conduite thermique : la vitesse	. 164
		10.3.1	Ecoulement moyen	. 164
		10.3.2	PDF de fluctuations	. 165
	10.4	Conclu	$sion \ldots \ldots$. 165

V Annexes

177

Première partie

Convection naturelle : cas d'une cellule de Rayleigh-Bénard

Chapitre 1

Introduction : qu'est-ce qu'une cellule de Rayleigh-Bénard turbulente ?

Cette thèse est consacrée à l'étude des échanges en convection thermique turbulente. Pour cela nous allons étudier deux types d'écoulement de laboratoire, une cellule de Rayleigh-Bénard perturbée par un ajout de rugosités et une conduite thermique affranchie des conditions aux bords. Ces deux écoulements sont complémentaires et permettent d'approcher chacun un type d'échanges différents. Nous commençons, ici, par introduire le phénomène de la convection naturelle. Puis nous introduirons le problème de Rayleigh-Bénard qui sera le thème de cette première partie.

1.1 Convection thermique : un phénomène familier

La convection thermique peut apparaître lorsqu'une différence de température suffisamment importante et conduisant à une situation instable (ie : chaud en bas froid en haut par exemple) s'installe dans un fluide ce qui provoque sa mise en mouvement. Le fluide chaud, devenu moins dense que son environnement, s'élève, le fluide froid coule.

C'est un phénomène dont nous avons tous fait l'expérience, dans notre vie de tous les jours, bien souvent sans s'en rendre compte. Ainsi, sur une plage en bord de mer, en fin d'après-midi, lorsqu'une brise venant du large souffle, il s'agit d'un thermique de jour. Le rayonnement solaire chauffe la terre plus vite qu'elle ne chauffe la mer. La terre chauffe l'air au dessus d'elle qui s'élève provoquant une dépression. Cette dépression aspire l'air situé au dessus de la mer... Une pompe s'est amorcée, comme sur la figure 1.1 en haut. Le même phénomène existe la nuit, en sens inverse. C'est le thermique de nuit, schéma 1.1 en bas.

Dans cet exemple, on parle de météo côtière, mais la convection se croise aussi dans nos maisons. C'est elle qui est à l'œuvre lorsqu'un chauffage est en marche. La chaleur produite par l'appareil est transmise par conduction à l'air au contact du radiateur. Puis, c'est la convection qui la répand dans toute la pièce. C'est la même chose pour une climatisation. Elle est placée en hauteur car l'air froid qu'elle produit tombe et se propage plus facilement. Dans une certaine proportion, elle contribue aussi au refroidissement des moteurs de voiture et donc à leur efficacité. A une autre échelle, elle intervient dans le refroidissement des centrales électriques ou des réacteurs chimiques industriels. La convection naturelle est omniprésente et partout où elle peut être utile, on cherche à en tirer profit. Il s'agit d'un transport de chaleur, mais ce n'est pas la seule façon de la transporter. D'autres phénomènes peuvent aussi être à l'œuvre : le rayonnement (comme le fait le Soleil) et la conduction (comme dans une barre de métal soumise à une différence de température).



 $\label{eq:FIGURE 1.1-Mécanisme de la brise thermique : en haut le thermique de jour, en bas celui de nuit. Schéma issu du site internet : http://fr.academic.ru/dic.nsf/frwiki/241458.$

1.2 Convection de Rayleigh-Bénard vs Cellule de Rayleigh-Bénard

Dans le cas d'un fluide, la convection naturelle turbulente permet un mélange et un transport de chaleur efficace. On parle de convection turbulente lorsque la convection induit un écoulement présentant des structures (tourbillons) de tailles très variées et qu'elles interagissent entre elles via une cascade d'échelle en énergie. Dans ce cas, les structures les plus grandes contiennent 90% de l'énergie du fluide. Cette énergie se transmet des grandes structures vers les échelles plus petites jusqu'à atteindre celles où l'énergie est dissipée. On parle alors de cascade d'échelle. Dans la suite de cette thèse, c'est la situation que nous rencontrerons le plus souvent.

1.2.1 Le cas théorique : la convection de Rayleigh-Bénard

La convection thermique est un phénomène étudié depuis longtemps. Ainsi Henri Bénard et Lord Rayleigh, au XIX^{ème} siècle, en ont fait un système modèle pour la mécanique des fluides. Pour cela, ils ont introduit le cas théorique d'une couche de fluide infinie, sans confinement latéral, prise en sandwich entre deux plaques dont les températures respectives sont différentes, voir figure 1.2. La plaque chaude est en bas et la plaque froide en haut. Le problème est simple et bien posé. Le moteur du système est la différence de température ΔT entre les plaques. Il est caractérisé par le nombre de Rayleigh, et la réponse le flux de chaleur transporté par le fluide, caractérisé par le nombre de Nusselt.

1.2.2 Le cas pratique : la cellule de Rayleigh-Bénard

Dans la pratique, l'expérience de laboratoire qui lui correspond est la cellule de Rayleigh-Bénard. Le système est sensiblement le même que dans le cas théorique, à deux points près. Le premier point vient de l'injection du flux de chaleur. En effet, dans le cas théorique, on a deux plaques horizontales isothermes et on déduit le flux de chaleur injecté. Cependant expérimentalement, il est très difficile d'évaluer ce flux à posteriori, alors qu'il est plus aisé de mesurer une température. En pratique bien souvent c'est ce que l'on fait. On impose le flux de chaleur sur la plaque au bas de la cellule, et la plaque répond en se stabilisant à une certaine température T_h que l'on mesure.

Le second point est que, pour des raisons évidentes, il y a nécessairement un confinement latéral :



FIGURE 1.2 – Schéma de principe de la convection de Rayleigh-Bénard : le fluide chaud en rouge monte, le fluide froid en bleu descend.

des parois. Ceci amène à définir le rapport d'aspect de la cellule Γ_{RB} comme le rapport de la largeur de la cellule (D) sur sa hauteur (H).

$$\Gamma_{RB} = \frac{D}{H} \tag{1.1}$$

Il existe une troisième dimension qui peut amener à définir un second d'aspect comme le rapport de la largeur sur la profondeur de la cellule. Dans la suite, nous ne discuterons que des cas où ce rapport est proche de 1.

Considérant le rapport d'aspect Γ_{RB} défini en relation (1.1), deux familles de cellules existent : celles qui présentent un rapport d'aspect supérieur à 1 et celles où il est inférieur ou proche de 1.

Grand rapport d'aspect $\Gamma_{RB} > 1$

Dans le cas des grands rapports d'aspect, l'écoulement présente plusieurs rouleaux contrarotatifs, à la manière de ce qui est schématisé sur la figure 1.2. Le nombre de rouleaux dépend du rapport d'aspect plus celui-ci est grand, plus il y a de rouleaux. Lorsque le rapport d'aspect augmente on se rapproche de plus en plus de la situation théorique $\Gamma_{RB} \to \infty$. La partie centrale de la cellule peut alors être considérée comme non affectée par le confinement latéral. Dans la pratique, peu d'expériences sont menées dans ces conditions. Toutefois, le Barrel of Illmenau est un exemple notable. Cette cellule cylindrique présente un diamètre de 7 m pour une hauteur minimale de 0.05 m soit un rapport d'aspect de 140 (notez que dans cette expérience le rapport d'aspect est variable car on peut faire varier la hauteur de la cellule ainsi que sa largeur).

Petit rapport d'aspect $\Gamma_{RB} \leq 1$

Dans le cas des petits rapports d'aspect, on peut également avoir un ou plusieurs rouleaux. Mais, contrairement à ce qui précède, ils se développent dans le sens de la hauteur, à la manière de la figure 1.3 qui présente un rapport d'aspect de 1/3. Bien souvent, ces configurations d'écoulements ne sont pas figées dans le temps et on peut observer des transitions où l'écoulement passe d'un nombre n de rouleaux à un nombre n-1. Par exemple dans le cas représenté sur la figure 1.3, on peut passer de 3 à 2 rouleaux.

Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'au cas des rapports d'aspect modérés, c'est à dire Γ_{RB} proche de 1.

1.3 Equations du mouvement : Approximation de Boussinesq

Les propriétés physiques du fluide, telle que sa viscosité cinématique ν , sont dépendantes de la température, dans le cas général, on a $\nu(T)$, $\kappa(T)$ etc... Si l'on prend en compte cette dépendance, les



FIGURE 1.3 – Exemple d'écoulement à grande échelle pouvant apparaître dans une cellule où $\Gamma_{RB} = 1/3$.

équations du mouvement, les équations de Navier-Stokes, sont complexes. Afin de pouvoir raisonner sur la physique de l'écoulement, on se ramène à un système modèle. Pour cela, on fait généralement l'hypothèse de Boussinesq. Dans le cas d'un fluide soumis à une différence de température uniquement, elle peut se résumer de la façon suivante :

Toutes les propriétés physiques sont considérées comme indépendantes de la température, à l'exception de sa masse volumique $\rho(T)$. Cette dernière dépendance ne se manifeste que par la présence d'un terme de poussée additionnel dans les équations du mouvement.

La masse volumique est considérée dépendante au premier ordre en ΔT . On peut donc écrire :

$$\rho(T) = \rho_0 (1 - \alpha (T_b - T)) \tag{1.2}$$

Ici T_b est la température du cœur (ou 'bulk') de l'écoulement. En posant cette approximation, on peut ramener les équations du problème à la forme suivante :

$$\partial_t \overrightarrow{v} + \overrightarrow{v} \cdot \nabla \overrightarrow{v} = -\frac{\nabla P}{\rho_0} + \nu \nabla^2 \overrightarrow{v} + \overrightarrow{g} \alpha (T - T_b)$$
(1.3)

$$\partial_t T + \overrightarrow{v} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T \tag{1.4}$$

$$\nabla \cdot \overrightarrow{v} = 0 \tag{1.5}$$

1.4 Grandeurs caractéristiques

1.4.1 Nombres adimensionnés

Afin de pouvoir comparer théories, expériences et simulations numériques, il est intéressant d'introduire des quantités adimensionnées qui permettent de caractériser l'influence de divers phénomènes. La mécanique des fluides est coutumière de l'emploi du nombre de Reynolds Re qui caractérise la compétition entre inertie et forces visqueuses :

$$Re = \frac{\text{Inertie}}{\text{Forces visqueuses}} = \frac{UL}{\nu}$$
(1.6)

 ν est la viscosité cinématique, U la vitesse et L la longueur caractéristique associée. En convection thermique turbulente trois autres nombres sont souvent employés. Le nombre de Prandtl Pr définit les propriétés physiques du fluide :

$$Pr = \frac{\text{Hydrodynamique}}{\text{Thermique}} = \frac{\nu}{\kappa}$$
(1.7)

 κ est la diffusivité thermique.

Le forçage thermique est donné par le nombre de Rayleigh Ra qui compare la force de flottabilité aux effets dissipatifs :

$$Ra = \frac{\text{Flottabilité}}{\text{Effets visqueux}} = \frac{\alpha g \Delta T H^3}{\nu \kappa}$$
(1.8)

 α est l'expansivité thermique du fluide, ΔT est la différence de température imposée, H la hauteur de la cellule et g l'accélération de la pesanteur.

Enfin la réponse en transfert thermique est caractérisée par le nombre de Nusselt Nu qui compare le transfert total et le transfert conductif :

$$Nu = \frac{\text{Transfert total}}{\text{Transfert conductif}} = \frac{QH}{\lambda\Delta T}$$
(1.9)

 λ est la conductivité thermique du fluide et Q le flux chaleur qui le traverse.

Les cellules de Rayleigh-Bénard sont, donc, soumises à un forçage thermique (Ra) et répondent par le transfert thermique au travers du fluide (Nu). Les nombres de Nusselt et de Rayleigh sont liés. Une façon simple d'envisager ce lien est une loi de puissance telle que la relation (1.10). Le coefficient et l'exposant varient en fonction du régime de transfert dans lequel la cellule se trouve.

$$Nu \propto \mathcal{C}Ra^{\alpha_{exp}} Pr^{\beta_{exp}} \tag{1.10}$$

1.4.2 Notion de couche limite thermique

Dans la suite de cette introduction générale, nous nous intéresserons à divers résultats expérimentaux et à des théories qui se placent dans une gamme de nombre de Rayleigh de $[10^6; 10^{17}]$ pour un nombre de Prandtl variant de 0.7 (Air, SF6 pressurisé) à 7 (eau à 20 °C par exemple). Nous introduisons ici, la notion de couche limite thermique. L'écoulement de cœur de la cellule est turbulent, le transport de chaleur y est presque intégralement convectif (Nu >> 1). La convection assure un mélange suffisant pour que le fluide soit relativement homogène en température. Dans cette situation, il existe, à proximité de chaque plaque horizontale, une couche de fluide dans laquelle la composante verticale de la vitesse est faible (voire nulle), néanmoins les panaches qui s'en détachent peuvent présenter une vitesse verticale non nulle. Dans la couche limite, la convection est minoritaire et c'est la conduction qui assure le transfert de chaleur. On obtient un profil de température du type



FIGURE 1.4 – Schéma de la répartition de la température en convection de Rayleigh-Bénard turbulente : $Ra > 1.10^6$. Des couches limites, d'épaisseur δ_{th} , se développent à proximité des parois, le cœur est homogène en température.

schématisé sur la figure 1.4. C'est dans les couches limites que se concentre toute la différence de température appliquée au fluide. La différence de température est donc répartie pour moitié dans chaque couche limite Des mesures locales de fluctuations de température, menées par Belmonte *et al* [10] par exemple, ont montré qu'à une certaine distance à la paroi δ_{th} , la fonction densité de probabilité (PDF) de fluctuations présente une forme compatible avec cette zone. De plus, il s'avère que la valeur de δ_{th} obtenue par ce procédé, concorde avec la définition suivante :

$$\delta_{th} = \frac{H}{2Nu} \tag{1.11}$$

Nous allons maintenant voir que ces couches limites sont pour beaucoup responsables du comportement thermique de la cellule.

1.4.3 $Nu \propto Ra^{2/7}$

Revenons à la loi de comportement type évoquée par l'expression (1.10). A grand forçage, il existe un régime où cette loi se ramène à $Nu \propto Ra^{2/7}$. La physique de ce régime est détaillée dans Castaing *et al* [11], pour un nombre de Prandtl supérieur à 1. Les auteurs partent du constat que les couches limites thermiques sont par définitions purement conductrices et que la vitesse y est donc très faible, voire nulle. Cependant, il existe des panaches, des poches de fluide issues des couches limites, qui se détachent et sont ensuite advectés par l'écoulement moyen. Ces panaches passent d'une vitesse faible à la vitesse de l'écoulement moyen. Les auteurs supposent l'existence d'une couche de mélange dans laquelle les panaches lents sont entraînés par l'écoulement moyen et accélérés jusqu'à sa vitesse moyenne. Ils sont ensuite advectés par l'écoulement moyen jusqu'à la plaque en regard et interagissent avec les panaches qui y sont émis.

On a donc deux zones à proximités des plaques, une zone de vitesse faible et une zone de vitesse plus importante. C'est de l'existence de ces deux zones que l'on peut dériver une loi analytique de la forme suivante :

$$Nu \propto Ra^{2/7} \tag{1.12}$$

Notons que les arguments théoriques qui conduisent à ce résultat sont encore aujourd'hui sujet à discussion. Néanmoins, la loi $Ra^{2/7}$ est très observée expérimentalement. De fait la quasi totalité des cellules de Rayleigh-Bénard présente une région $Nu \propto Ra^{2/7}$ à grand nombre de Rayleigh.

1.4.4 $Nu \propto Ra^{1/3}$: plaques indépendantes

Le comportement thermique de la cellule devient indépendant de la hauteur H. Ceci implique que l'exposant de la loi de comportement thermique est $\alpha_{exp} = 1/3$. En effet, dans ce cas la hauteur se simplifie comme dans l'expression suivante :

$$Nu \propto Ra^{1/3} \rightarrow \frac{QH}{\lambda\Delta T} = \left(\frac{\alpha g\Delta TH^3}{\nu\kappa}\right)^{1/3}$$
 (1.13)

Il s'agit là d'un raisonnement aux ordres de grandeurs. On peut s'attarder un instant sur les hypothèses nécessaires à une dérivation formelle de cette loi depuis les équations de Navier-Stokes. Sans entrer dans le détail, l'obtention de cette loi implique de supposer que le nombre de Prandtl est infini ce qui n'est en général pas le cas. Ce comportement est largement décrit par Malkus [22]. Ce régime est communément observé en convection de Rayleigh-Bénard à grand forçage.

1.4.5 $Nu \propto Ra^{1/2}$: transition turbulente des couches limites visqueuses

Le régime en $Ra^{1/2}$ a été prédit par Kraichnan en 1962 [21]. Dans cet article, la théorie est développée à partir d'une hypothèse : en convection de Rayleigh-Bénard, si le cisaillement à la paroi est suffisamment important, il entraîne une déstabilisation de la couche limite, laquelle devient turbulente. De là, il déduit que le comportement thermique s'en trouve affecté et transite asymptotiquement vers une loi du type :

$$Nu \propto \left(\frac{Ra}{\ln(Re)^3}\right)^{1/2} \tag{1.14}$$

De plus, le nombre de Reynolds suit lui aussi une loi particulière :

$$Re \propto Ra^{1/2}$$
 (1.15)

Ce régime est dit 'bulk-dominated', l'écoulement dans la cellule n'est plus dominé par les couches limites mais par les fluctuations de vitesse dans la cellule.

Ce régime est qualifié par la communauté de 'Régime Ultime' en raison de son caractère asymptotique et de la valeur de l'exposant α_{exp} qui lui est associée. En effet, en 1996 Doering, [15], va même jusqu'à démontrer qu'il n'est pas possible d'atteindre un régime de convection où l'exposant de la loi de puissance soit supérieur à 1/2. La prédiction de l'existence du régime ultime a donné lieu à une course à l'observation qui a pris un tournant décisif à la fin des années 1990. En effet, en 1998, une première expérience conduite dans l'hélium cryogénique gazeux, au Centre de Recherche des Très Basses Température de Grenoble Chavanne *et al* [12], a mis en évidence une transition à grand forçage compatible avec la théorie développée par Kraichnan. Quelques années plus tard, une seconde expérience menée en SF6 gazeux pressurisé, He *et al* [20], à l'Institut Max Planck de Göttingen, montre des résultats comparables. La question est-elle réglée ?...Cela n'est pas certain, car, bien que les résultats montrent une transition dont le comportement est similaire dans les deux cas, le moteur de cette transition fait, encore aujourd'hui, débat.

1.5 Etat des lieux en convection de Rayleigh-Bénard

1.5.1 Les expériences et simulations numériques

L'observation du régime de Kraichnan est devenu un Graal pour les expérimentateurs de Rayleigh-Bénard pendant près de 40 ans, jusqu'à ce que certaines expériences (Grenoble He4, Göttingen SF6ou Trieste He4) présentent une transition compatible avec celle prédite par Kraichnan. Dans cette chasse au régime 'Ultime', beaucoup d'expériences à grand nombre de Rayleigh ont été menées, la figure 1.5 en bas, issue de la revue de Chillà et Schumacher [13], présente les résultats de transfert thermique obtenus dans diverses expériences et Simulation Numériques Directes (DNS).

La superposition est assez correcte avant $Ra \approx 10^{11}$, toutes les expériences présentent un comportement en $Ra^{2/7}$. Passée cette valeur, la dispersion explose. Plusieurs comportements sont observés, les diamants cyans, [23], passent par un plateau en $Ra^{1/3}$ puis s'effondrent, les triangles jaunes, [12] transitent vers $Ra^{1/2}$ sensiblement à la même abscisse que les carrés rouges, [27], ou les diamants marrons [23]. Les cercles magenta montrent, également, une transition vers $Ra^{1/2}$ mais à quelques 10^{14} . Il devient impossible de définir une loi de comportement commune dans cette région.

1.5.2 Le modèle de Grossmann-Lohse

Une loi modèle permet de capter le comportement général des différentes sources de données expérimentales et numériques. Il s'agit d'un modèle comportant 6 paramètres ajustables proposé par Grossmann et Lohse pour la première fois en 2000 [18]. Elle a depuis subit plusieurs modifications visant à tenir compte de l'influence du nombre de Prandtl par exemple, et à obtenir des prédictions sur les comportements aux grands nombres de Rayleigh.

Ce modèle propose de se concentrer sur les taux de dissipation thermique ϵ_{θ} et de dissipation visqueuse ϵ_u :

$$\epsilon_{\theta}(x,t) = \kappa \left(\partial_i T(x,t)\right)^2 \tag{1.16}$$

$$\epsilon_u(x,t) = \nu \left(\partial_i u_j(x,t)\right)^2 \tag{1.17}$$

L'idée principale des auteurs consiste à décomposer les moyennes de ces deux quantités en une contribution de cœur, notée 'bulk', et une contribution de couches limites, notée 'BL'.

$$\epsilon_{\theta} = \epsilon_{\theta,BL} + \epsilon_{\theta,bulk} \tag{1.18}$$

$$\epsilon_u = \epsilon_{u,BL} + \epsilon_{u,bulk} \tag{1.19}$$

De là, via une série de calculs qui l'on peut retrouver dans Grossmann et Lohse [18], ils obtiennent une loi liant Nu, Ra et Re grâce à une série de préfacteurs.

$$(Nu-1)RaPr^{-2} = c_1 \frac{Re^2}{g(\sqrt{Re_L/Re})} + c_2Re^3$$

$$Nu-1 = c_3Re^{1/2}Pr^{1/2} \left(f\left[\frac{2aNu}{\sqrt{Re_L}}g\left(\sqrt{\frac{Re_L}{Re}}\right)\right] \right)^{1/2} + c_4PrRef\left[\frac{2aNu}{\sqrt{Re_L}}g\left(\sqrt{\frac{Re_L}{Re}}\right)\right]$$

$$(1.20)$$

Dans cette expression, les paramètres a, Re_L , et les c_i sont ajustés sur différentes expériences présentant des comportements 'caractéristiques', ie : $Ra^{2/7}$, $Ra^{1/3}$, $Ra^{1/2}$ etc... Les valeurs que nous utiliserons dans la suite sont celles obtenues lors de la dernière mise à jour proposée dans Stevens *et* al [32].

La courbe issue de cet ajustement reproduit bien le comportement des différentes expériences avant les premières transitions $Ra^{1/2}$. Cette courbe est proposée sur la figure 1.5 en haut, il s'agit de la courbe en trait plein noir. Nous n'en dirons pas plus sur ce modèle. En 2011, Grossmann et Lohse, dans



FIGURE 1.5 – En haut : Résumé de la situation en convection naturelle. En bas : Nu normalisé par $Ra^{1/3}$ en fonction de Ra, pour différentes expériences dans différents fluides. Triangles jaunes : Chavanne [12], Carré rouges : Roche et al [27], Cercles magenta : Göttingen [20], Diamants marron : Trieste [23], Diamants cyan : Oregon [23], Triangles verts : Chicago [11] et [36], Triangles noirs : Brno [34], Cercles Noirs et Bleus : DNS [31]

l'article [19], ont également proposé une loi correspondant au cas où la couche limite est turbulente. Ils suggèrent que, dans ce cas, la loi de comportement se ramène à $Nu \propto Ra^{\alpha_{eff}}$, où α_{eff} est l'exposant effectif, en tenant compte des éventuelles corrections logarithmiques. Il est compris entre 0.35 et 0.42 dans ce modèle. Néanmoins dans la suite les références au régime ultime se référeront à l'article de Kraichnan.

1.5.3 Introduction de rugosités

Une possible origine de la dispersion à grand nombre de Rayleigh observée sur la figure 1.5, serait la sensibilité aux conditions aux limites des cellules de Rayleigh-Bénard. Pour tester cette hypothèse une solution consiste à déstabiliser volontairement et de manière connue cette couche limite. L'introduction de rugosités à la surface d'une ou des deux plaques isothermes est un moyen de faire cela. Une première expérience de ce type est menée par Shen, Tong et Xia en 1995 [29]. Ces rugosités, des pyramides de hauteur $h_0 = 3.175$ mm, de largeur $2h_0$ et de périodicité $2h_0$, sont installées dans une cellule cylindrique en eau de hauteur 40 cm pour un diamètre de 20 cm, soit un rapport d'aspect $\Gamma_{RB} = 1/2$.

Les résultats mettent en évidence une augmentation du transfert thermique. Le préfacteur de la loi de comportement thermique (Nu, Ra) est augmenté.

$$Nu = 0.16Ra^{0.281} \Rightarrow Nu = 0.19Ra^{0.281} \tag{1.22}$$

Dans cette étude, la conclusion principale est que les rugosités induisent une augmentation de l'émission de panaches ce qui entraîne un accroissement du transfert thermique. D'autres expériences impliquant des cellules rugueuses vont mettre en évidence une modification non pas du préfacteur mais de l'exposant de loi de comportement. Ainsi Ciliberto et Laroche, [14], utilisent des billes de verre dont la taille est distribuée en loi de puissance. Les auteurs obtiennent une augmentation de l'exposant α_{exp} qui passe de 2/7 à 0.45 ou 0.35 suivant la distribution de taille utilisée. Qiu *et al*, dans [24], observe un passage de $\alpha_{exp} = 2/7$ à $\alpha_{exp} = 0.35$ avec des pyramides dans l'eau. Dans l'hélium cryogénique, Roche *et al* [25], des sillons pyramidaux induisent un exposant de 0.5. De même, Tisserand *et al*, [33], observe un exposant proche de 0.5 dans l'eau avec des rugosités parallélépipédiques.

1.5.4 Objectifs de cette thèse

Les cellules de Rayleigh-Bénard rugueuses ont un comportement très riche. Elles présentent des spécificités qui rendent l'interprétation de la physique de leur écoulement complexe. Bien qu'il apparaisse que la géométrie des rugosités est importante dans le comportement de la cellule, il ressort également qu'un certain nombre des propriétés générales peuvent être extraites indépendamment de cette géométrie. On observe ainsi une élévation systématique du transfert thermique en présence de rugosités. Cette élévation apparaît toujours lorsque la hauteur de la couche limite thermique atteint la hauteur des rugosités.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous poursuivrons l'étude débutée par J.C.Tisserand sur les rugosités parallélépipédiques. Nous nous intéresserons particulièrement à l'influence de la taille de ces rugosités sur le comportement thermique de la cellule. Pour cela, nous allons utiliser des rugosités homothétiques de celles utilisées par Tisserand dans la même cellule de Rayleigh-Bénard que lui, chapitre 2. Le rapport d'aspect des structures ainsi que la périodicité seront conservés. Nous mettrons en évidence l'existence d'une longueur caractéristique. Nous proposerons une renormalisation permettant de faire coïncider les résultats obtenus par J.C. Tisserand et ceux obtenus dans cette thèse. Nous mettrons également en évidence l'existence d'une saturation du phénomène d'augmentation de transfert à grand nombre de Rayleigh. Enfin, nous proposerons des mécanismes pouvant être à l'origine de cette saturation. Dans un second temps, parties II et IV, nous aborderons le problème de la convection naturelle par un écoulement affranchi des conditions aux limites d'injection du flux de chaleur : les conduites thermiques. Ceci permettra d'obtenir une vision globale de la convection naturelle en associant un écoulement sensible aux conditions limites sur lequel on agit par la modification de ces conditions aux limites, et un écoulement affranchit de ces conditions aux limites. Ce deuxième écoulement fera l'objet d'une introduction approfondie au chapitre 3 de ce manuscrit. Enfin, en partie IV, nous proposerons deux études exploratoires permettant d'ouvrir un nouveau champ de perspectives pour la convection dans notre équipe.

Chapitre 2

Influence de la rugosité des plaques sur une cellule de Rayleigh-Bénard

De précédentes études menées à Hong-Kong, Du et Tong [16], Shen et al [29] et Qiu et al [24], impliquant des rugosités pyramidales ou à Grenoble, Roche et al [25], avec des sillons pyramidaux, ont montré que la modification des conditions aux limites d'une cellule de convection peut sensiblement modifier son comportement thermique. A Lyon, ce sont des rugosités rectangulaires qui ont été utilisées par J.C. Tisserand au cours de travaux précédents, Tisserand et al [33]. L'objet de l'étude présentée dans la suite de ce chapitre est de mettre en évidence le comportement d'une cellule rugueuse lorsque ses couches limites thermiques sont bien plus petites que la hauteur des rugosités. Pour cela deux possibilités sont envisageables. La première consiste à explorer une gamme de nombre de Rayleigh plus élevée avec des rugosités de mêmes dimensions que celles de [33]. Mais cette hypothèse ne peut pas être retenue du fait des contraintes expérimentales. En effet, la cellule utilisée est une cellule en eau, pour laquelle le nombre de Rayleigh maximum atteint est de 5.10¹². A ces échelles la lutte contre les pertes thermiques et pour assurer l'isolation de l'expérience est déjà difficile. De plus, pousser le nombre de Rayleigh dans la même cellule implique d'augmenter d'avantage la différence de température ΔT ce qui pourrait induire des effets non Boussinesq non négligeables. Une autre méthode adaptée consiste à utiliser des rugosités homothétiques dont les dimensions sont augmentées. On augmente ainsi leur effet tout en se plaçant dans des plages de travail accessibles pour notre expérience.

2.1 Rayleigh-Bénard turbulent dans l'eau.

Dans ce chapitre, nous allons étudier le comportement d'une cellule de Rayleigh-Bénard turbulente. Au chapitre précédent, nous avons détaillé les spécificités de l'écoulement dans ce type de cellule. Dans notre cas, le fluide de travail étant de l'eau à température ambiante, et le rapport d'aspect de la cellule restant modéré, le seuil de passage à un état turbulent se situe à une valeur du nombre de Rayleigh est d'environ 10^6 .

L'écoulement présente une circulation à grande échelle avec un ou deux rouleaux. Il existe un, ou plusieurs, jet(s) ascendant(s) chaud(s) et un, ou plusieurs, jet(s) descendant(s) froid(s), mais les variations de température dans la totalité du cœur n'excèdent, en général, pas 10% de la différence de température imposée à la cellule. Nous rappelons que la différence de température ΔT est entièrement confinée dans les couches limites thermiques dont la hauteur varie avec le transfert de la cellule suivant la relation suivante :

$$\delta_{th} = \frac{H}{2Nu} \tag{2.1}$$

2.2 Présentation du dispositif expérimental.

2.2.1 La cellule

Notre cellule de Rayleigh-Bénard est une cuve fermée par une plaque chaude en bas et une plaque froide en haut. La cellule utilisée ici est schématisée sur la figure 2.1. Il s'agit d'une cuve cylindrique pouvant présenter deux rapports d'aspects différents où le rapport d'aspect est défini comme le rapport de son diamètre D sur sa hauteur H:

$$\Gamma_{RB} = \frac{D}{H} \tag{2.2}$$

Nous disposons d'une cellule où $\Gamma_{RB} = 1/2$, soit une hauteur H de 1 m pour un diamètre D de 50 cm, et une autre où $\Gamma_{RB} = 2.5$, soit une hauteur H de 20 cm pour un diamètre D de 50 cm, comme détaillé sur la figure 2.1. Ici c'est le rapport d'aspect $\Gamma_{RB} = 1/2$ qui est présenté.

Le cylindre qui forme la paroi latérale est en acier inoxydable. Ce matériau est résistant à de fortes températures, typiquement à plusieurs centaines de degrés Celsius. On peut donc se permettre de faire varier la température moyenne du fluide de travail sans risquer de déformer ou d'endommager la cuve. Dans la suite, on fera varier la température moyenne sur une plage de $25 \,^{\circ}$ C à $70 \,^{\circ}$ C ce qui correspond à un Pr variant entre 6.5 et 2.5.

Quelque soit le rapport d'aspect, la cellule est asymétrique. On introduit des rugosités contrôlées sur la plaque chaude alors que l'on garde la plaque froide lisse. Ces rugosités ont une hauteur h_0 et une largeur $d = 2h_0$ pour une périodicité 2d. Afin de préserver les propriétés physiques du matériau, les obstacles sont usinés directement dans la masse du métal.

Il existe plusieurs moyens d'imposer un forçage thermique dans une cellule de Rayleigh-Bénard. Une possibilité est de thermaliser les plaques chaudes et froides à des températures différentes. Ceci permet de choisir la différence de température imposée mais le flux de chaleur imposé est difficile à mesurer. Une seconde méthode consiste à imposer un flux de chaleur à la plaque chaude et de thermaliser la plaque froide. Dans ce cas, on connaît avec précision le flux imposé dans l'expérience du moment que les pertes sont bien connues.

Dans notre cas, la plaque chaude est chauffée par effet Joule via un câble chauffant de résistance 13.5Ω : on se place dans la seconde configuration. Ce câble est serti dans la plaque en suivant une spirale afin de garantir un chauffage aussi homogène que possible, figure 2.2. La plaque, en aluminium, fait 3 cm d'épaisseur ce qui permet une diffusion de la chaleur et donc une meilleure homogénéité en température.

La plaque froide, en cuivre, est régulée en température grâce à une circulation d'eau en double spirales contrarotatives fixées à sa surface. Cette circulation est contrôlée en température par un bain thermostaté LAUDA RP 845.

2.2.2 L'isolation

Le pilotage et la stabilité dans le temps nécessitent une bonne isolation. C'est aussi un bon moyen de réduire les coûts de fonctionnement de l'expérience. Pour cela, la cellule est entièrement emmaillotée dans deux épaisseurs de mousse néoprène dense de 2 cm chacune (zones notées IMN sur la figure 2.1, et la mousse noire sur la figure 2.3 à gauche). La plaque chaude est posée sur un sandwich d'isolant (IS sur le schéma 2.1), détaillé sur la figure 2.1 à droite. Tout d'abord une plaque de Téflon de 3 cm puis une plaque de cuivre régulée en température, qui fait partie de ce que l'on appellera "l'écran thermique" détaillé ensuite. Le calfeutrage est assuré par une bande de mousse néoprène (IMN) comprimée dans les interstices entre la plaque de cuivre et la table (TD) sur laquelle la cellule est posée. La plaque froide est elle enfermée dans un "chapeau" de néoprène. Toute la structure est ensuite couverte de l'écran thermique (ET sur le schéma 2.1) formé d'une cloche en



FIGURE 2.1 – Schéma de la cellule de convection ($\Gamma_{RB} = \frac{1}{2}$) avec son isolation. H est la hauteur de la cellule, D son diamètre. h_0 est la hauteur des rugosités, d leur largeur. Le sigle PC renvoie à la plaque chaude, IS au sandwich d'isolant thermique, TD à la table et ET à l'écran thermique. La couleur rouge est associée au chaud, la couleur bleue au froid et le vert à la température du cœur de l'écoulement. La mousse néoprène qui couvre la cellule est notée IMN.

FIGURE 2.2 – Schéma de la plaque chaude : en haut la face arrière de la plaque avec la résistance de chauffage en spirale, en bas une section suivant un diamètre.

cuivre thermalisée, via une circulation d'eau, à la température de cœur du fluide. Enfin cet écran est lui-même couvert d'isolant thermique multicouche, photo 2.3 à droite.

Quelque soient les précautions prises l'isolation parfaite est impossible. Il est nécessaire de connaître les pertes thermiques de l'expérience afin de pouvoir déterminer la puissance réellement injectée dans l'expérience. Pour ce faire, on amène la cellule à se stratifier de deux manières différentes. Un point est réalisé à faible puissance avec un écran thermique imposé plus froid que la température de cœur de l'écoulement. Un second point est effectué à puissance injectée nulle. On peut donc déterminer les coefficients de couplages existants entre la table et la plaque chaude C_{table} , et entre l'écran et la plaque chaude C_{ecran} . On peut déterminer le flux perdu et obtenir le flux réel injecté dans le fluide.

$$Q_{ecran} = C_{ecran}(T_h - T_{ecran}) \tag{2.3}$$

$$Q_{table} = C_{table}(T_h - T_{table}) \tag{2.4}$$

$$Q_{reel} = Q_{impose} - Q_{ecran} - Q_{table} \tag{2.5}$$

Les valeurs des deux coefficients sont déterminés pour chaque montage/démontage de l'expérience, typiquement $C_{ecran} \approx 0.8$ et $C_{table} \approx 0.2$.

2.2.3 Instrumentation

Les mesures réalisées dans cette expérience sont des mesures de température. Pour cela les deux plaques sont équipées de plusieurs types de capteurs.

Platines Pt100 : mesures de température absolue

Trois résistances de platine de type Pt100 (résistance nominale à 0 °C de 100Ω) sont insérées au plus profond de chaque plaque. Elles sont réparties sur différents rayons. La plaque froide (en haut) porte les pt100 numéro 1, 3 et 5, la plaque chaude en bas les numéros 2, 4 et 6. Ces capteurs fonctionnent en exploitant la variation de résistance électrique du platine avec la température. L'étalonnage se fait par la méthode suivante. Un bloc de cuivre de diamètre 8 cm et de hauteur 10 cm est

FIGURE 2.3 – La cellule enfermée dans son habillage de néoprène, à gauche, entièrement calfeutrée, à droite.

percé en son centre. Les platines sont insérées au plus profond de ce trou car c'est au cœur du bloc que les fluctuations de température sont les plus faibles. L'ensemble bloc + sonde est plongé dans la cuve d'un bain thermostaté. Le bain impose différentes températures. On attend le temps nécessaire à l'établissement d'un régime stationnaire et on mesure une série de points puis on change la consigne et on recommence. La loi de comportement de ce genre de capteur est linéaire avec la température. Théoriquement deux points de mesures suffisent donc pour l'étalonnage qui suit la loi suivante :

$$T(R) = \frac{R - R_0}{\alpha_R} \tag{2.6}$$

Les coefficients R_0 et α_R sont les suivants :

Numéro du capteur	R_0	α_R
1 : plaque froide	99.646	0.391
2 : plaque chaude	100.08	0.3864
3 : plaque froide	99.665	0.391
4 : plaque chaude	100.14	0.3861
5 : plaque froide	99.749	0.392
6 : plaque chaude	100.09	0.3862

Ces Pt100 donnent la valeur de la température absolue. Cependant, il existe des capteurs plus adaptés à la mesure de différences de température : les thermocouples.

Thermocouples : mesures de différence de température.

Le thermocouple exploite l'effet Seebeck. Deux jonctions connectées et placées à des températures différences produisent une différence de potentiel électrique qui varie selon la différence de température

FIGURE 2.4 – Schéma de principe d'un thermocouple. Les points symbolisent les jonctions entre les métaux 1 et 2. Les deux jonctions sont à des températures différentes

(a) Tension des thermocouples fait référence à la valeur en sortie de l'amplificateur.

FIGURE 2.5 – Décalage par rapport au zéro des thermocouples en fonction de la température.

imposée.

Ici nous disposons de huit jonctions dont une fait office de référence commune à toutes les autres. Les connections sont faites dans un préamplificateur qui envoie ensuite le signal sur une carte d'acquisition National Instrument. L'amplification est de 2000. La loi de comportement est du type :

$$V(T) = \mathcal{C}_{AB}(T_A - T_B) + \mathcal{D}_{Tk}$$
(2.7)

Théoriquement \mathcal{D}_{Tk} est nul, malheureusement dans la pratique il existe un décalage par rapport au zéro résiduel. Pour le déterminer, on insère toutes les jonctions (y compris la référence) dans un même bloc de cuivre immergé dans un bain thermostaté. Dans cette configuration, toutes les jonctions sont à la même température il n'y a donc théoriquement pas d'effet Seebeck.

Ces décalages résiduels, sont présentés sur la figure 2.5 en fonction de la température. On remarque que certains d'entre eux présentent une dépendance en température que l'on prendra en compte par une loi linéaire d'ordre 1 propre à chaque thermocouple.

Il reste à déterminer le préfacteur C_{AB} . Pour cela la référence est placée dans un bain séparé et à température fixe. Les sept autres jonctions sont ensuite amenées à différentes températures entraînant une variation de la différence de température entre elles et la référence.

FIGURE 2.6 – Tension des thermocouples en fonction de la différence de température imposée entre les jonctions et la référence. La tension des thermocouples fait référence à la valeur en sortie de l'amplificateur.

$$\mathcal{C}_{AB} \approx 0.0833 [V(\text{amplifi})/K] \tag{2.8}$$

Cette valeur varie légèrement pour chaque thermocouple. On constate que la loi de comportement est en bonne approximation linéaire avec la différence de température. Ceci se confirme en regardant la figure 2.7. On y présente l'erreur relative résiduelle lors de la prise en compte de l'ensemble de l'étalonnage (décalage+sensibilité), sachant qu'un décalage résiduel de 0.1 K a été retranché à la valeur de ΔT_{impose} , ce décalage peut provenir de la chaîne d'acquisition mais surtout d'un léger décalage de température entre l'emplacement du thermocouple et la référence de température. Néanmoins l'erreur commise est toujours inférieure à 2.5% ce qui est très faible et sera pris en compte dans les barres d'erreurs affichées par la suite.

Chaque plaque possède deux thermocouples, l'un est au centre et l'autre à la périphérie. La référence est insérée au cœur de la plaque froide, ainsi on mesure directement la différence de température entre les deux plaques. Deux autres thermocouples sont collés à la paroi latérale et enduit de pâte thermique afin d'assurer un contact thermique aussi bon que possible. On utilise le fait que la paroi latérale de la cellule est en acier inoxydable. En régime stationnaire cette paroi est raisonnablement thermalisée avec l'écoulement de cœur (lui-même homogène en température) de la cellule. On peut, donc, accéder à la température du cœur de l'écoulement.

La température de l'écran thermique qui assure l'isolation de la cellule vis à vis de son environnement est également mesurée via un thermocouple ainsi que la table qui la supporte, ce qui porte le compte à 8 jonctions.

2.3 Mesures de transfert thermique.

L'ensemble des capteurs décrits précédemment permet d'effectuer des mesures de températures. De plus, comme expliqué dans la partie 2.2.1, la structure entièrement en métal permet de jouer sur

FIGURE 2.7 – Erreur commise par l'ensemble de l'étalonnage en fonction de la différence de température appliquée, en %.

la température moyenne du fluide de travail et donc ses propriétés physiques. Ceci revient à faire varier principalement le nombre de Prandtl, et dans une moindre mesure, les nombres de Rayleigh et de Nusselt.

2.3.1 Procédure de mesure.

Une série de mesures consiste à imposer diverses puissances, typiquement de 7 W à 2000 W, en régulant la plaque froide afin que de puissance en puissance la température du cœur soit constante. On obtient ainsi une série à une valeur du nombre de Prandtl fixée. Bien que la résistance de chauffage nous permette théoriquement de monter plus haut en puissance, on s'abstient de dépasser un certain écart de température entre les deux plaques, qui varie avec la température centrale, afin de limiter les effets non-Boussinesq. Ceci sera détaillé dans la partie 2.3.2.

La cellule étant en métal, nous pouvons faire varier la température moyenne entre $25 \,^{\circ}$ C et $70 \,^{\circ}$ C. Ceci correspond à un nombre de Prandtl variant entre 6.5 et 2.5.

Chaque point nécessite deux jours de mesures car on attend que la cellule soit stable. Un changement de point passe par une nouvelle puissance appliquée et une nouvelle consigne de température pour la régulation de la plaque froide. C'est à ce moment que l'on perd du temps, car on ne connaît pas exactement la consigne à appliquer sur cette régulation. Bien que les expériences précédentes nous en fournissent une estimation, il peut y avoir une légère dérive de la température du cœur qu'il faut corriger afin de rester au plus près de la valeur que l'on a choisie. L'eau est un fluide à grande capacité calorifique, il répond lentement. Après l'obtention d'un état stationnaire fiable, il faut attendre d'avoir la statistique nécessaire pour faire une moyenne. Tout ceci conduit à des séries de mesures qui s'étalent sur 3 semaines pour 9 points de mesures.

2.3.2 Séparation de la plaque froide et de la plaque chaude

Cette cellule de Rayleigh-Bénard est asymétrique. La plaque chaude est rugueuse alors que la plaque froide est lisse. Si ces deux plaques sont indépendantes l'une de l'autre, il est alors possible de caractériser le comportement de chaque plaque séparément. Nous avons mentionné auparavant la

FIGURE 2.8 – Pour l'exploitation des résultats, on rétablit la symétrie de la cellule. Pour cela la cellule réelle (à gauche sur la figure) est interprétée comme une demi-cellule rugueuse à laquelle on associe son double (au centre) et une demi-cellule lisse à laquelle on associe également son double (à droite). Les températures T_c , T_h et T_b sont mesurées expérimentalement.

mesure de la température du cœur de l'écoulement via la moyenne de deux thermocouples. Cette mesure permet de définir une différence de température propre à chaque plaque :

$$\Delta T_r = 2(T_h - T_b) \tag{2.9}$$

$$\Delta T_s = 2(T_b - T_c) \tag{2.10}$$

 ΔT_r réfère à la plaque rugueuse et ΔT_s à la plaque lisse. Les températures T_h , T_c et T_b renvoient à la plaque chaude, froide et au cœur respectivement. Le préfacteur 2 s'explique grâce à la figure 2.8. A chaque demi-cellule réelle, on vient associer sa sœur jumelle pour la compléter ce qui amène ce préfacteur. On obtient ainsi deux cellules symétriques caractérisées par la différence de température correspondant à son état de surface. Avec ces deux différences de températures, on peut calculer des couples (Ra,Nu) pour chaque cas.

$$Ra_{s} = \frac{\alpha g \Delta T_{s} H^{3}}{\nu \kappa} \quad Ra_{r} = \frac{\alpha g \Delta T_{r} H^{3}}{\nu \kappa}$$
$$Nu_{s} = \frac{QH}{\lambda \Delta T} \qquad Nu_{r} = \frac{QH}{\lambda \Delta T}$$

2.3.3 Effets parasites

Plusieurs problèmes récurrents viennent potentiellement parasiter l'interprétation des résultats en convection de Rayleigh-Bénard. Pour ne nommer qu'eux, les effets Non-Oberbeck-Boussinesq (dit : effets NOB), qui manifestent de la dépendance en température des propriétés physiques du fluide, ou bien les effets dits de paroi, qui apparaissent lorsque la paroi latérale de la cellule est conductrice thermique ce qui est notre cas. Afin de quantifier ces effets et, le cas échéant, d'en tenir compte, cette sous-section est consacrée à leur modélisation et estimation dans notre cellule.

Effets Non-Oberbeck-Boussinesq : effets NOB

Afin de pouvoir envisager une interprétation, il est nécessaire de se mettre dans des conditions de mesures où l'approximation de Boussinesq est vérifiée. Elle dit que les propriétés physiques du fluide sont indépendantes de la température, à l'exception de la masse volumique qui amène la force de flottabilité. Ceci est faux pour l'expansivité thermique α et la viscosité cinématique ν qui peuvent varier de près de 15% entre la plaque froide et la plaque chaude. La première impression serait donc de dire que cette condition n'est pas vérifiée. Plusieurs travaux se sont penchés sur ce problème, Ahlers *et al* [8], Zhang *et al* [37] ou encore Wu *et al* [35]. Nous nous baserons sur Ahlers *et al* [8] pour évaluer l'impact de ces effets NOB. La première conclusion de ce travail est que les effets NOB ne se manifestent que par les variations des propriétés κ et ν , les variations de α n'induisent pas d'effet sur la valeur du nombre de Nusselt. Dans notre cas κ ne varie presque pas on peut donc ne se concentrer sur le problème de la viscosité. Pour cela, on définit une quantité χ qui mesure la dissymétrie thermique de la cellule au regard de la température du cœur.

$$\chi = \frac{T_h - T_b}{T_b - T_c} \tag{2.11}$$

On introduit un paramètre c_2 dans cette expression qui va représenter la variation de ν avec la température, ce qui amène à écrire l'expression (2.11) sous la forme suivante :

$$\chi = 1 - c_2(T_h - T_c) = 1 - c_2 \Delta T \tag{2.12}$$

A priori, le paramètre c_2 dépend des nombres de Rayleigh et de Prandtl. Cependant, comme nous le montrerons dans la sous-section 2.3.4, on peut au premier ordre considérer les deux plaques comme indépendantes. Ceci revient à dire que la hauteur de la cellule n'a pas ou peu d'importance. On peut éliminer la dépendance en nombre de Rayleigh. Reste la dépendance en nombre de Prandtl, donc en température. En suivant le raisonnement de Tisserand *et al* [33], on exprime c_2 comme :

$$c_2 = K(Pr)\frac{dln(\nu)}{dT} \tag{2.13}$$

Des résultats de Ahlers *et al*, on peut tirer deux valeurs de K(Pr), et afin d'extrapoler la valeur de K(Pr) dans notre cas on va, toujours en suivant le raisonnement de Tissrand *et al*, supposer que ce paramètre est une loi de puissance du nombre de Prandtl qui donne :

$$c_2 = -0.061 P r^{0.25} \frac{dln(\nu)}{dT}$$
(2.14)

Il faut également prendre en compte le fait que notre cellule est asymétrique et qu'on la décompose en deux cellules symétriques, voir partie 2.3.2. Pour traiter la demi-cellule rugueuse, on part du nombre de Nusselt global de la cellule, $Nu = \frac{QH}{\lambda(T_h - T_c)}$, et de celui de la plaque rugueuse, $Nu_r = \frac{QH}{\lambda 2(T_h - T_b)}$, ce qui permet d'écrire que :

$$Nu_{r_{cor}} = Nu_r \left(\frac{2(T_h - T_b)}{T_h - T_c^*}\right) = \left(\frac{2\chi}{\chi + 1}\right) Nu_r = \left(1 - c_2 \frac{\Delta T}{2}\right) Nu_r$$
(2.15)

On a donc le préfacteur correctif à appliquer à Nu_r pour tenir compte des effets NOB dans ce cas. On peut faire le même raisonnement pour le cas lisse :

$$Nu_{s_{cor}} = Nu_s \left(\frac{2(T_b - T_c)}{T_h^* - T_c}\right) = \left(\frac{2}{\chi + 1}\right) Nu_s = \left(1 + c_2 \frac{\Delta T}{2}\right) Nu_s$$
(2.16)

Les températures notées T^* réfèrent aux valeurs de températures sans effets NOB.

Les différents préfacteurs correctifs sont proposés sur la figure 2.9. Dans le pire des cas la valeur est 1.1% ce qui est faible. Nous pouvons considérer l'impact de ces effets NOB comme négligeable.

FIGURE 2.9 – Préfacteurs correctifs des effets NOB. Symboles : étoiles $\Gamma_{RB} = 2.5$, triangles $\Gamma_{RB} = 0.5$. Couleurs : rouge $T_b \approx 60$ °C, vert $T_b \approx 40$ °C, et $T_b \approx 25$ °C.

Effets de paroi

Une autre correction potentielle, consiste à tenir compte du fait que la paroi latérale, en acier inoxydable, est conductrice, comme souligné dans le travail de Roche *et al* [26]. Une partie du flux de chaleur injecté est distribuée dans le fluide via cette paroi, comme schématisé sur la figure 2.10 (cette figure est une version modifiée de celle proposée dans [26] page 2).

Suivant le raisonnement des auteurs, cet effet revient à augmenter la surface de la plaque qui devient $S_{eff} = (1 + f(W))S_{reel}$ d'où :

$$Nu_{cor} = Nu_{meas} \left(1 + f(W)\right)^{-1} \tag{2.17}$$

W dépend de la conductivité et de l'épaisseur des parois et vaut 0.5 dans notre cas.

$$f(W) = \left(\frac{A^2}{\Gamma_{RB}Nu}\right) \left(\sqrt{1 + \frac{2W\Gamma_{RB}Nu}{A^2}} - 1\right)$$

La comparaison de plusieurs expériences a amené, les auteurs de [26] à choisir A = 0.8. Cependant ce calcul n'est valable que dans le cas d'une cellule symétrique lisse ce qui n'est pas notre cas. Il faut tenir compte du fait que la cellule est asymétrique et donc la correction de paroi à la plaque rugueuse ne peut pas être la même que celle de la plaque lisse. Pour adapter ce calcul au cas de la plaque rugueuse, on part de l'idée que l'effet des rugosités est une simple augmentation de surface. Ceci n'est pas vrai, on le verra par la suite, mais il s'agit d'une correction au premier ordre. On a donc $\frac{Nu_r}{Nu_s} \approx \left(\frac{S}{S_0}\right)^{3/4}$. Puis il faut tenir compte du fait que la couche limite thermique serait, également, plus épaisse, la puissance injectée étant répartie sur une plus grande surface. La surépaisseur serait de $\left(\frac{S}{S_0}\right)^{1/4}$. Finalement, on peut estimer la correction à la plaque rugueuse comme suit :

$$\frac{Nu_r - Nu_{r_{cor}}}{Nu_r} = \left(\frac{Nu_s - Nu_{s_{cor}}}{Nu_s}\right) \left(\frac{Nu_s}{Nu_r}\right)^{7/6}$$
(2.18)

FIGURE 2.10 – Principe de la correction de paroi.

Les facteurs correctifs obtenus via les deux définitions (2.18) et (2.17) sont présentés sur la figure 2.11. Ils ne sont pas négligeables, on va donc corriger les valeurs du nombre de Nusselt en en tenant compte.

On remarquera que cette correction suppose que la plaque rugueuse se comporte comme une plaque lisse étendue ce qui est totalement faux. On peut regarder le résultat obtenus avec l'expression (2.17) avec $Nu = Nu_r$. Ceci est proposé sur la figure 2.12. On remarquera que les variations sont faibles. L'écart le plus important se situe aux petites puissances, un décalage de 1%, qui est très inférieur à la barre d'erreur dans cette zone. Pour ce qui est des fortes puissances le décalage est plus faible, $\approx 0.5\%$ ce qui est négligeable. Dans la mesure où les données de J.C. Tisserand ont été corrigées en utilisant l'expression (2.18), on utilisera la même correction.

2.3.4 Présentation des résultats.

Cellule symétrique lisse : cas de référence

Intéressons-nous au cas de la plaque froide. Afin de tester l'hypothèse d'indépendance utilisée lors de la séparation des plaques, nous disposons de points de références obtenus dans la même cellule de rapport d'aspect $\Gamma_{RB} = 1/2$ dans une configuration symétrique lisse/lisse. Ces points sont présentés sur la figure 2.13 renormalisés par $Ra_s^{1/3}$. Cette renormalisation correspond au régime où la hauteur de la cellule n'entre pas en ligne de compte dans son comportement ce qui est le cas d'indépendance parfait. Présenter les résultats renormalisés permet de mettre en évidence les changements de comportement de la plaque en amplifiant les différences. On constate que la courbe présente une rupture de pente aux environs de $Ra_s = 3.10^{11}$, on passe d'un comportement en $Ra_s^{2/7}$ à $Ra_s^{1/3}$. Nous discuterons dans la suite ce que cela implique vis à vis de l'indépendance. Afin de lisser cette inflexion et donc de tenir compte de ce changement de comportement aussi bien pour l'étude de la plaque lisse que pour permettre une comparaison juste avec la plaque rugueuse, on peut effectuer une autre renormalisation :

$$Nu_s Ra_s^{-2/7} \left(1 + \left(\frac{Ra_s}{3.10^{11}}\right) \right)^{-1/21}$$
(2.19)

Les résultats issus de cette renormalisation sont présentés sur la figure 2.14

FIGURE 2.11 – Préfacteurs correctifs des effet de paroi. Symboles : étoiles $\Gamma_{RB} = 2.5$, triangles $\Gamma_{RB} = 0.5$. Couleurs : rouge $T_b \approx 60$ °C, vert $T_b \approx 40$ °C, et $T_b \approx 25$ °C.

FIGURE 2.12 – Préfacteurs correctifs des effet de paroi pour la plaque rugueuse. Ici les préfacteurs sont calculés avec l'expression (2.17) avec $Nu = Nu_r$


FIGURE 2.13 – Nu du cas de référence lisse/lisse en fonction de Ra. Ici la renormalisation permet de mettre en avant le changement de comportement aux environs de $Ra_s = 3.10^{11}$.



FIGURE 2.14 – Les mêmes résultats que sur la figure 2.13 renormalisés en tenant compte du changement de comportement.



FIGURE 2.15 – Les résultats obtenus sur la plaque lisse dans le cas asymétrique comparés au cas de référence.

Sur cette figure, on constate que la renormalisation permet bien de tenir compte du changement de comportement, les points sont alignés sur une droite horizontale.

Cellule asymétrique : cas de la plaque lisse.

Nous pouvons maintenant nous intéresser au cas de la plaque lisse lorsqu'elle se situe dans une cellule asymétrique. C'est l'objet de la figure 2.15. Chaque couleur correspond à une valeur du nombre de Prandtl différente, bleu foncé Pr = 6, bleu : Pr = 5.5, vert : Pr = 4.4, rouge : Pr = 3 et marron : Pr = 2.5. Les symboles creux renvoient au cas où il y a des rugosités de $h_0 = 2$ mm sur la plaque chaude en regard, les symboles pleins au cas où il y a des rugosités de 4 mm sur la plaque en regard. Les étoiles renvoient au rapport d'aspect de 2.5, les triangles et les cercles au rapport d'aspect 1/2. Les ordonnées ont été dilatées afin de couvrir la même gamme que celle obtenue dans le comportement de la plaque rugueuse, figure 2.16.

Deux constats s'imposent. Tout d'abord la dispersion générale maximum est de l'ordre de 10%. Ensuite, le comportement général de la plaque n'a pas été modifié. La seule différence observable se présente sur les étoiles pleines rouges et vertes qui correspondent à $\Gamma_{RB} = 2.5$ et $h_0 = 4$ mm. Ces deux séries de points ne forment pas chacune un plateau (notamment les étoiles pleines vertes). Il existe une petite pente résiduelle associée à un comportement intermédiaire entre 2/7 et 1/3. Néanmoins, il s'agit d'une différence minime.

Nous pouvons tout de même affirmer qu'au premier ordre la plaque froide/lisse est insensible à l'état de surface de la plaque chaude/rugueuse. On peut donc valider l'hypothèse d'indépendance des plaques au premier ordre bien que la loi de comportement $Ra^{1/3}$, correspondant au cas purement indépendant ne s'applique pas sur toute notre plage de mesure.

Pour résumer, les points issus de la plaque lisse sont en bon accord les uns avec les autres, et notamment avec le cas de référence.



FIGURE 2.16 – Nu_r (ie : plaque rugueuse) en fonction de Ra_r (ie : nombre de Rayleigh correspondant). Les ordonnées sont renormalisées suivant l'expression (2.19).

Cellule asymétrique : cas de la plaque chaude

La comparaison directe entre les figures 2.15 et 2.16 permet de constater que le comportement général de la plaque rugueuse est différent de celui de la plaque lisse quelque soit le cas, ce qui permet de renforcer la validité de l'indépendance des plaques.

J.C. Tisserand, en utilisant des rugosités de hauteur caractéristique $h_0 = 2 \text{ mm}$ avait mis en évidence l'existence d'une transition associée à une augmentation de l'exposant de la loi (Nu_r, Ra_r) . Cette transition apparaît lorsque la hauteur de la couche limite δ_{th} vaut h_0 .

Le cas $h_0 = 4$ mm présente un comportement à bas nombre de Rayleigh similaire à celui observé à haut nombre de Rayleigh lorsque $h_0 = 2$ mm. Puis à haut nombre de Rayleigh (typiquement $Ra > 1.10^{11}$ pour $\Gamma_{RB} = 1/2$, et $Ra > 1.10^9$ pour $\Gamma_{RB} = 2.5$), la courbe s'infléchit, la pente diminue. De fait, pour les deux rapports d'aspect, la pente à haut nombre de Rayleigh est très proche de 1/3. L'inflexion est lente et ne présente pas de cassure franche. Ceci fait penser à un phénomène de saturation.

On peut noter qu'il est impossible d'observer la première transition avec les rugosités de 4 mm, car, dans notre plage de travail, l'épaisseur de la couche limite thermique est toujours plus petite que la hauteur des rugosités h_0 .

Discussion

Précédemment, nous avons évoqué le fait que le comportement de la plaque lisse, lorsqu'elle se trouve en regard de la plaque comportant des rugosités de 4 mm et dans la cellule de rapport d'aspect $\Gamma_{RB} = 2.5$, se trouve légèrement modifié. De fait les points présentent une pente résiduelle associée à un exposant compris entre 2/7 et 1/3. Tout se passe comme si le nombre de Rayleigh effectif de la plaque était plus grand qu'il ne l'est en réalité.

Ceci peut se comprendre si l'on considère qu'il s'agit là de la limite à l'indépendance des plaques. En effet, au chapitre précédent, nous avons évoqué le fait que lorsque le régime de référence est 2/7 les plaques peuvent ne pas être absolument indépendantes, nous n'avons parlé que d'indépendance au premier ordre. L'étude présentée dans Salort *et al* [28], suggère qu'un effet des rugosités est d'induire une déstabilisation de la couche limite lorsqu'elles entrent en interaction avec ces rugosités, ie : lorsque la couche limite atteint la hauteur h_0 . Dans le cas qui nous intéresse ici nous sommes donc loin de cette transition, la déstabilisation est très prononcée. Les rugosités induisent une turbulence plus forte. Supposons que plus les rugosités sont grandes plus cette turbulence est prononcée. Il serait alors possible que la plaque lisse interagisse avec un écoulement suffisamment turbulent. Dans le cas $h_0 = 4 \text{ mm et } \Gamma_{RB} = 2.5$, le faible rapport d'aspect ne permet pas un mélange suffisant pour que la turbulence induite à la plaque chaude ne soit pas transmise à la plaque froide.

Un tel scénario expliquerait pourquoi on n'observe pas de modification du comportement avec le même rapport d'aspect mais des rugosités de 2 mm sur la plaque opposée. La turbulence induite ne serait pas suffisamment forte pour affecter la plaque froide. De même, il serait normal de ne pas observer ces modifications dans les cas où $\Gamma_{RB} = 1/2$ puisque les grands nombres Rayleigh, susceptibles de générer une turbulence suffisamment importante pour voyager jusqu'à la plaque froide, sont dans la zone où le comportement de référence lisse est en $Ra^{1/3}$, soit le cas où l'indépendance est la plus robuste.

Néanmoins, la valeur du transfert thermique dans le cas 4 mm, $\Gamma_{RB} = 2.5$ où l'on observe ce changement de comportement parait un peu faible. Or pour que cela soit compatible avec ce scénario, il faudrait que la vitesse dans la cellule soit plus faible qu'attendu. Or, l'augmentation de transfert à la plaque rugueuse ne plaide pour une telle diminution. Cela parait remettre en cause notre interprétation en termes de propagation des effets rugueux à la plaque lisse. C'est pourquoi nous ne considérons pas cette modification du comportement de la plaque lisse comme suffisamment significative dans nos expériences pour être prise en compte. Il nous paraissait tout de même intéressant de la signaler et de remarquer qu'elle pourrait être cohérente avec un tel scénario. Remarquons tout de même qu'il pourrait être intéressant de pousser dans cette direction en utilisant des rugosités sur les parois latérales afin d'entretenir la turbulence générée à la plaque rugueuse et lui permettre de mieux se propager jusqu'à la plaque lisse.

2.3.5 La hauteur des rugosités : une longueur caractéristique.

Tous les résultats obtenus dans des cellules rugueuses ont mis en évidence l'existence d'une longueur caractéristique à savoir la hauteur des rugosités h_0 . Il est donc possible de construire un nombre de Rayleigh basé non pas sur la hauteur de la cellule mais sur cette échelle h_0 .

$$Ra_{h_0} = \left(\frac{2h_0}{H}\right)^3 Ra_r = \frac{\alpha g \Delta T(2h_0)^3}{\nu \kappa}$$
(2.20)

Cette représentation est proposée dans la figure 2.17. On constate une bonne superposition des différents résultats. Les deux rapports d'aspects se regroupent bien, ainsi que les deux tailles de rugosités. Ceci confirme que h_0 est bien une longueur caractéristique qui pilote le comportement de la plaque rugueuse. En revanche dans la mesure où les deux types de rugosités comparés ici sont purement homothétiques, on ne peut tirer aucune conclusion sur l'importance ou non de l'espacement (ie : la distance entre deux rugosités).

2.3.6 Augmentation de transfert

On rappelle que la présence des rugosités induit une augmentation de surface sur la plaque chaude/rugueuse de 40%. La figure 2.18 reprend la même représentation que la figure 2.17, on y a ajouté deux lignes noires qui représentent l'augmentation de transfert thermique. La première, la ligne pointillée, représente approximativement $1.4Nu_s$, soit l'augmentation de transfert imputable à la seule augmentation de surface de la plaque rugueuse. On constate qu'un grand nombre de points se situent au delà de cette limite. Il n'est donc pas raisonnable de considérer que le rôle des rugosités n'est que d'apporter une surface d'échange supplémentaire.



FIGURE 2.17 – Nu_r renormalisé en fonction de Ra_{h_0} et du Pr.



FIGURE 2.18 – Nu_r renormalisé en fonction de Ra_{h_0} et du Pr. Les deux lignes noires représentent l'augmentation de transfert : continu $1.6Nu_s$, pointillé $1.4Nu_s$.



FIGURE 2.19 – Schéma d'un zoom de la plaque rugueuse.

La seconde ligne introduite sur cette figure, la ligne continue noire, représente $1.6Nu_s$ environ. Il semble que cela soit une bonne estimation de l'augmentation de transfert maximale observée sur cette expérience. On constate donc que l'augmentation de transfert induite par des rugosités parallélépipédiques plafonne à environ 60% soit 15% de plus que l'augmentation de surface.

2.4 Interprétation et modèle

Comment expliquer ces résultats? Plusieurs tentatives ont été effectuées ces dernières années. Nous en citerons deux ici.

2.4.1 Modèle en 'creux'

La première est explicitée dans Tisserand *et al*, [33]. Dans ce modèle, on se concentre principalement sur la dynamique de la zone située entre deux plots, dite 'creux' sur la figure 2.19. Le modèle se développe autour de la transition à bas nombre de Rayleigh. On part du constat expérimental suivant : la transition a lieu lorsque δ_{th} , prise comme valant $H/(2Nu_r)$, devient inférieur à h_0 , hauteur des rugosités. La première partie du modèle est donc de considérer qu'avant cette transition, la plaque se comporte comme une plaque lisse, les rugosités ne sont pas en contact avec l'écoulement, elles sont noyées dans la couche limite thermique.

La seconde partie du modèle s'attache à ce qui se passe après cette transition. Le modèle considère qu'après la transition, le 'creux' commence à convecter à la manière d'une cellule de Rayleigh-Bénard miniature. Cette convection induit un mélange dans la partie 'creux' qui améliore le transfert. Le reste de la plaque ('sillon' et 'plot') sont toujours considérer comme se comportant en simple plaque lisse.

2.4.2 Modèle en plot

De récentes mesures de fluctuations de température au voisinage de la plaque rugueuse, détaillées dans Salort *et al*, [28], mettent à mal cette interprétation. En effet, dans cette étude, les mesures de fluctuations mettent en évidence trois résultats marquants : le premier la couche limite thermique au dessus des plots est plus faible qu'attendue sur une plaque lisse (ie : non transitée vers Kraichnan), même en prenant en compte le fait que cette couche limite se développe sur une étendue limitée. Le second résultat est que la hauteur de cette couche limite semble homogène sur la surface du plot, on n'observe pas de croissance spatiale. Enfin le troisième résultat se place dans le 'creux', il existe une dynamique dans cette zone, le fluide n'est pas au repos.

Bien que le troisième résultat aille dans le sens du premier modèle, les deux premiers sont en contradiction avec le modèle 'creux'. En effet, ces deux résultats suggèrent que la couche limite au dessus des plots se déstabilise (voir transite vers la turbulence) lorsque l'on passe la transition à bas nombre de Rayleigh. Salort *et al* proposent un modèle qui retient deux mécanismes d'augmentation du transfert, le premier s'inspire directement du précédent modèle, il existe un écoulement dans le 'creux' qui induit un mélange accru dans cette zone. Le second, et probablement dans notre cas le principal, mécanisme est imputable aux 'plots'. La couche limite thermique y est anormalement faible ce qui induit un échange de chaleur accru sur cette zone.

Limitation de ce modèle

Bien qu'il réussisse très bien à expliquer les résultats observés au voisinage de la transition à bas nombre de Rayleigh, ce modèle ne prédit pas la saturation observée à grand nombre de Rayleigh. De fait, il pose la déstabilisation de la couche limite sur les plots, or on voit mal comment ce mécanisme pourrait finalement s'affaiblir et induire une saturation. En effet, la turbulence, en général, ne s'affaiblit pas lorsque l'on augmente le nombre de Rayleigh donc, à priori, le nombre de Reynolds. Pourtant des résultats préliminaires de Vélocimétrie par Image de Particule (PIV) au voisinage de rugosités plaident pour la validité de ce modèle. Il nous faut donc trouver des mécanismes qui puissent induire une saturation dans ce contexte de turbulence augmentée.

2.4.3 Mécanisme(s) de saturation

Nous allons proposer deux mécanismes possibles pour expliquer cette saturation.

Transition rugosités/obstacles

Ce mécanisme se base sur un principe simple, plus on augmente le nombre de Rayleigh, donc le nombre de Reynolds, plus les couches limites se réduisent et donc plus l'écoulement à grande échelle pénètre entre les structures de la plaque rugueuse. Or petit à petit, le système ne se comporte plus comme un écoulement en présence de rugosités mais comme un écoulement en présence d'obstacles. Dans cette configuration, l'écoulement grande échelle se trouve freiné par ces obstacles. Le nombre de Reynolds ne comporte plus comme $Ra^{1/2}$. Le mécanisme d'augmentation de transfert par déstabilisation de la couche limite sur les plots est alors ralenti ce qui provoque la saturation. La force de ce mécanisme est qu'il ne dépend pas de la forme des structures de la plaque. En effet, que l'on soit en face de structures parallélépipédiques ou pyramidales, comme dans [29] par exemple, ce phénomène peut se développer. La seule différence vient de l'abscisse à laquelle la saturation apparaît. En effet, de la forme des rugosités dépend l'intensité relative des mécanismes d'augmentation évoqué dans les deux modèles 2.4.1 et 2.4.2. Suivant que cette intensité relative donne plus ou moins d'importance à la diminution de la couche limite thermique ou à l'advection entre les structures, le phénomène de saturation par transition rugosité/obstacle apparaît à plus ou moins grand Ra_{h_0} .

Lissage à grand nombre de Reynolds

Le second mécanisme est le suivant. Plus on augmente le nombre de Rayleigh, donc le nombre Reynolds, plus la plaque rugueuse se comporte comme une succession de petites plaques lisses pour l'écoulement à grande échelle. Ce mécanisme permet de pronostiquer qu'à terme la saturation se ramènera à une simple augmentation de la surface d'échange. Ceci n'est pas incompatible avec nos mesures. En effet, avec notre étude à $h_0 = 4$ mm nous observons la saturation sur une plage relativement réduite de valeurs du nombre de Rayleigh, nous ne pouvons donc pas pronostiquer si l'augmentation plafonne à 60% dans la durée ou si l'on redescend à l'augmentation de surface. Avec nos résultats actuels, nous ne pouvons pas sélectionner un mécanisme préférentiellement à un autre. Afin de trancher, il nous manque une mesure de vitesse dans la zone saturée.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étendue l'étude entamée par J.C Tisserand durant sa thèse, [2], sur l'impact de rugosités sur une cellule de Rayleigh-Bénard. Les buts recherchés dans notre étude avec de grandes rugosités étaient de confirmer/infirmer les conclusions obtenues précédemment et d'investiguer le comportement d'une plaque rugueuse dans une gamme de valeurs du nombre de Rayleigh Ra_{h_0} plus élevées.

Nous avons mis en évidence l'importance prise par le comportement d'une cellule lisse/lisse dans ces résultats. En effet, la cohérence des résultats n'a pu être obtenue qu'en introduisant une nouvelle renormalisation du nombre de Nusselt :

$$NuRa^{-2/7} \left(1 + \left(\frac{Ra}{3.10^{11}}\right) \right)^{-1/21}$$
(2.21)

Grâce à cette renormalisation nous avons obtenus une excellente superposition des différents résultats en construisant le nombre de Rayleigh sur la seule hauteur des rugosités h_0 . Nous avons donc confirmé la conclusion, déjà obtenue précédemment, que la hauteur des rugosités gouverne le comportement de la plaque rugueuse. Enfin nous avons mis en évidence l'existence d'une saturation de l'augmentation de transfert à grand Ra_{h_0} . Nous proposons ici deux mécanismes qui permettent d'expliquer cette saturation à la lumière d'autres études. Cependant nous ne sommes pas en mesure de sélectionner un mécanisme préférentiellement à l'autre. Cela nécessite notamment une information sur la vitesse de l'écoulement dont nous ne disposons pas. Il sera donc nécessaire à l'avenir de réaliser une étude complète de la vitesse au voisinage de la saturation et dans la saturation afin de déterminer quel mécanisme est en jeu dans ce phénomène.

Deuxième partie

Cas d'une conduite thermique : écoulement moyen et statistique à grande échelle

Chapitre 3

Présentation générale des écoulements en canal thermique

Dans le chapitre 2, nous avons étudié deux cellules de Rayleigh-Bénard. Ce système est très utilisé pour l'étude de la convection naturelle. Cependant, il est très complexe. L'écoulement se décompose en plusieurs régions : une circulation à grande échelle comprenant un jet ascendant chaud et un jet descendant froid, au centre une zone de vitesse moyenne nulle mais présentant des fluctuations, et des couches limites thermiques et visqueuses à proximité des plaques chaude et froide. Ces cellules sont donc très inhomogènes et anisotropes. On a également vu au chapitre 1, que suivant le forçage appliqué, ces régions peuvent évoluer. Ceci conduit à des comportements très riches dont les dynamiques varient fortement d'un régime à l'autre.

Partant de ce constat, il y a une dizaine d'année l'idée suivante a germé : modifier la structure d'une cellule de Rayleigh-Bénard afin de s'affranchir des couches limites, et dans le même temps, de supprimer la zone de vitesse nulle au centre de la cellule. M. Gibert dans sa thèse [1] et Gibert *et al* [47] présentent les premiers résultats expérimentaux. La partie centrale a été serrée, voir figure 3.2. L'expérience se compose d'une chambre chaude en bas, une chambre froide en haut et une conduite entre les deux. Sous l'effet d'un flux de chaleur imposé, l'expérience répond par l'apparition d'un gradient de température dans la conduite, indiquée par Ca sur ce schéma. Il est possible de mesurer la composante longitudinale de ce gradient grâce à une méthode électronique, voir partie 6 par exemple. Plus récemment, une étude s'est penchée sur l'influence de la stratification sur ces expériences, voir Riedinger *et al* [53]. Pour ce faire, l'expérience est inclinée d'un angle ψ avec la verticale.

Ces écoulements rappellent une cheminée, une colonne de ventilation d'immeuble ou un puits de mine souterraine. La différence majeure entre l'expérience de laboratoire et la situation réelle est que le premier est un système fermé dont le flux de masse est nul tandis que dans les second ce n'est pas le cas. Pour une cheminée, on recherche un tirage optimum, donc un seul écoulement ascendant uniforme. L'analogie n'est pas parfaite mais l'expérience développée ici reste un écoulement proche de ces applications pratiques.

3.1 Qu'est-ce qu'un canal thermique?

3.1.1 Première version : Gibert 1

Au milieu des années 2000, M.Gibert, au cours de sa thèse [1], met au point un nouveau type d'écoulement de convection naturelle, voir figure 3.1. Une cellule de Rayleigh-Bénard quasi-2D est modifiée afin de construire une conduite, notée Ca sur cette figure, de section carrée, de hauteur H = 20 cm et de largeur d = 10 cm, connectée à deux chambres 'carrées', une chaude en bas, notée



FIGURE 3.1 – Le premier canal, dit Gibert 1, développé et utilisé par M.Gibert durant sa thèse. Une cellule de Rayleigh-Bénard quasi-2D est modifiée afin de créer un canal/conduite et deux chambres de part et d'autre, schéma de gauche. A droite, une vue détaillée de la chambre froide.

CC, et une froide en haut, notée CF. Afin de poser clairement les choses, dans la suite, on appellera la plaque chaude, où l'on impose le flux de chaleur, PC. La plaque froide régulée en température sera notée PF. On distinguera également les parois de la conduite, la paroi latérale droite, lorsque l'expérience est verticale, sera notée PLD et la gauche PLG comme indiquée sur cette figure.

Si l'on définit le rapport d'aspect comme le rapport de la hauteur H de la conduite à sa largeur d, expression (3.1), on en déduit que cette conduite a un rapport d'aspect Γ de 2.

$$\Gamma = \frac{H}{d} \tag{3.1}$$

On impose à cette cellule un flux de chaleur $Q_z = W_{dc}/d^2$. L'expérience répond par l'apparition d'un gradient de température longitudinal β dans la conduite. Ce gradient est mesuré grâce à une sonde de gradient mise au point pour l'occasion et dont le principe est détaillé dans la sous-section 3.1.4.

3.1.2 Seconde version : Gibert/Tisserand 2

Quelques années plus tard, une seconde expérience a été construite à la fin de la thèse de M.Gibert et exploitée ensuite par J.C Tisserand. Ce dispositif est similaire à Gibert 1, cependant, puisqu'il s'agit d'un dispositif dédié, plusieurs modifications ont été faites afin de rendre le système encore plus général, figure 3.2. Les modifications principales sont au nombre de trois. La première concerne le rapport d'aspect de la conduite qui passe de $\Gamma = 2$ à $\Gamma = 4$, soit une hauteur H de 20 cm et une largeur d de 5 cm. La seconde vient de la forme même des chambres. Ce sont des cônes tronqués de hauteur 10 cm, le grand diamètre vaut 20 cm et le petit 7 cm, figure 3.2 à droite. La troisième différence est l'ajout d'un système permettant d'incliner la totalité du dispositif d'un angle ψ avec la verticale, afin de pouvoir introduire un élément de stratification supplémentaire. Pour ce faire l'expérience est fixée sur un bâti en profilés aluminium. L'axe de rotation est situé au dessus de la plaque froide PF, il est muni d'un rapporteur afin de connaître l'inclinaison ψ de l'expérience.

Ces chambres sont creusées dans des blocs cylindriques de PVC gris d'un diamètre de 25 cm, figure 3.2 à droite, ce schéma présente dans le détail la chambre froide de l'expérience. Nous allons détailler



FIGURE 3.2 – Le second canal dit Gibert/Tisserand 2.

cette chambre froide, CF, mais la chambre chaude, CC, est son exact symétrique. La chambre est fermée à son sommet par une plaque en cuivre cylindrique, PF, de 2 cm d'épaisseur et d'un diamètre de 25 cm. Cette plaque est couverte d'un revêtement de nickel de quelques microns afin d'éviter toute attaque chimique du cuivre par l'eau située dans l'expérience. Elle est fixée à la chambre par 10 vis et l'étanchéité est assurée par un joint torique compressé. La chambre elle-même est, donc, un cône tronqué de grand diamètre 20 cm et de petit diamètre 7 cm et de hauteur 10 cm. La conduite, Ca, est à section carrée. La jonction entre Ca et CF est assurée par une pièce circulaire qui réduit le cercle de sortie de CF à la section carrée de Ca. Là encore, l'étanchéité de la jonction est assurée par un joint torique compressé. La conduite est d'une hauteur H de 20 cm et d'une largeur intérieure d de 5 cm. Le rapport d'aspect est donc de $\Gamma = 4$, soit deux fois plus long que la précédente version Gibert 1. Afin de permettre des expériences de visualisation, les quatre parois de la conduite sont en PMMA (PolyMethylMetaAcrilate) de 1 cm d'épaisseur.

A l'image de ce qui ce fait dans une cellule de Rayleigh-Bénard, la plaque froide, PF, est thermalisée par une double circulation d'eau qui serpente sertie dans la masse de la plaque. De l'autre côté on impose un flux de chaleur par une résistance chauffante de 19.6Ω sertie dans la masse de PC.

L'ensemble est solidarisé et étanchéifié par compression. Des barres métalliques sont raccordées aux deux chambres et un jeu d'écrous permet d'exercer une compression de l'intégralité de la structure. Il y a deux avantages à cette méthode. Le premier est que l'étanchéité est assez facile à obtenir. Le second est qu'avec cette compression on peut suspendre l'expérience à un bâti aluminium par la chambre froide CF. Ceci permet de minimiser les pertes thermiques. Cependant, cette méthode à également un désavantage non négligeable. Les parois de la conduite font 1 cm, elles sont donc assez fines, et sont fixées les unes aux autres par collage. Or, la compression, du fait de la géométrie de l'expérience, exerce des efforts importants sur les parois de la conduite Ca. Les collages vieillissent prématurément et craquent.

Ce constat amène à des modifications qui sont mises en œuvre dans la troisième version de l'expérience détaillée dans la sous-section suivante 3.1.3. Dans cette sous-section, on détaillera également l'instrumentation de l'expérience qui est la même que celle de Gibert/Tisserand 2.



FIGURE 3.3 - La troisième version dit Rusaouën 3 : le principe est le même que Gibert/Tisserand 2 sauf que la conduite mesure maintenant <math>30 cm.

3.1.3 Troisième version : Rusaouën 3

Cette troisième version sera exploitée aux chapitres 6, 9 et 10. Elle se différencie par son rapport d'aspect, la longueur de Ca est portée à 30 cm. La section est gardée constante avec une largeur d de 5 cm. Le rapport d'aspect est donc porté à $\Gamma = 6$. Les chambres et les plaques sont les mêmes que celles de Gibert/Tisserand 2. Cependant l'expérience n'est plus soumise à compression. Chaque chambre est portée par deux pièces en DURAL via deux points de fixation par pièce. Ceci permet de minimiser le contact thermique entre la masse de la chambre et les pièces DURAL. Grâce à ce système chaque chambre est fixée au bâti aluminium. Puis ce sont des vis qui fixent chaque pièce, CF, Ca et CC qui composent l'expérience. Il n'y a plus d'efforts excessifs dans les parois de la conduite.

On refroidit par une circulation d'eau régulée en température sertie dans la masse de la plaque froide en haut. La régulation est assurée par un bain thermostaté JULABO F33 disposant d'une puissance de refroidissement de 500 W maximum. Les chambres ainsi que la conduite sont enveloppées de plusieurs épaisseurs d'isolant thermique multicouche (type sandwich). Cette isolation couplée au fait que l'expérience est suspendue permet de minimiser les pertes thermiques.

Afin de contrôler l'expérience, deux thermistances pt100 sont placées dans chaque plaque, l'une au centre et l'autre à la périphérie. Leur étalonnage suit une loi linéaire tout comme celles utilisées dans la cellule de Rayleigh-Bénard étudiée au chapitre 2. Les coefficients d'étalonnages de la loi $T(R) = \frac{R-R_0}{\alpha_R}$ sont rapportés dans le tableau suivant :

Emplacement du capteur	R_0	α_R
Bord Haut	100.187	0.39546
Centre Haut	100.188	0.39519
Bord Bas	100.182	0.39500
Centre Bas	100.176	0.39579

Ces capteurs permettent donc de suivre la différence de température entre la plaque froide et



FIGURE 3.4 – Schéma de principe d'une thermistance GR2KM3187J15.

la plaque chaude au cours du temps. Deux autres thermistances CTN type semi-conducteur sont utilisées pour suivre la température de la pièce à proximité de l'expérience et la température au centre de la conduite. Les thermistances de ce type sont composées d'un morceau de semi-conducteur encapsulé dont la résistance varie avec la température. La figure 3.4 donne un aperçu du principe de ces capteurs dans le cas de thermistance GR2KM3187J15 de diamètre 400 µm.

Ces capteurs sont régis par une loi R(T) de la forme suivante :

$$\frac{R(T)}{R_0} = exp[\mathfrak{B}(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0})]$$
(3.2)

Afin de connaître les pertes thermiques, la thermistance sélectionnée est une CTN de 3000Ω à 25 °C de coefficient \mathfrak{B} de $3892 \,\mathrm{K}$, d'un diamètre de 2 mm. Elle est placée à proximité de l'expérience et suit la température de la pièce. Afin de minimiser l'encombrement l'autre thermistance placée au centre de la conduite est une CTN, de $2000 \,\Omega$ à 25 °C avec un coefficient \mathfrak{B} de $3118 \,\mathrm{K}$, de $400 \,\mathrm{\mu m}$. Elle permet de calculer les propriétés physiques du fluide. Cette instrumentation peut être complétée par une sonde de gradient de température qui est détaillée dans la sous-section suivante.

3.1.4 Sonde de gradient

La sonde de gradient dédiée est basée sur le principe d'un pont de Wheatstone formé de quatre thermistances CTN, comme indiqué sur la figure 3.5. Nous décrivons ici, dans le détail, la sonde qui a servi à obtenir les résultats présentés dans les chapitres 6 et 10. Cependant, toutes les mesures de gradient de température obtenues par le passé l'on été avec des sondes fonctionnant sur le même principe.

La sonde décrite ici est composée de thermistances CTN GR2KM3187J15, fournies par Betatherm. M.Gibert, dans [47], a utilisé des thermistance CTN de 2 mm de diamètre encapsulées époxy modèle 3K3A340I de Betatherm également. Les GR2KM3187J15 sont composées d'un morceau de semiconducteur encapsulé dans une goutte de verre. Leur diamètre nominal vaut 400 µm, figure 3.4. Les pattes sont en alliage de platine/iridium de 40 µm de diamètre. Ces thermistances sont montées sur un circuit imprimé en forme de "I" de manière à ce que chaque étage corresponde à une branche du pont de Wheatstone. L'étanchéité est assurée par un mastic bi-composant qui enveloppe le circuit ne laissant libre que les têtes des thermistances.

La résistance de ces thermistances dépend de la température suivant l'expression (3.2). Dans cette expression, \mathfrak{B} est un coefficient dont la valeur avoisine 3118 K, valeur donnée par le constructeur. Dans le cas idéal, les quatre thermistances seraient toutes absolument identiques, coefficient \mathfrak{B} et R_0 égaux. Or ce n'est pas le cas. Le constructeur ne garantit, par exemple, qu'une valeur de $R_0 = 2000 \,\Omega$ à plus ou moins 20% près à 25 °C. Les quatre thermistances ont donc été préalablement étalonnées. On en tire le coefficient \mathfrak{B} moyen des quatre thermistances, $\mathfrak{B} = 2900 \,\mathrm{K}$. Il s'agit donc de la valeur utilisée dans la suite. Le principe est de mesurer le déséquilibre de ce pont induit par la différence de température entre les différents étages. A partir de la mesure de ce déséquilibre, on peut remonter à la valeur de la différence de température entre les deux étages du pont et donc à celle du gradient de température. Les détails des calculs permettant de passer de l'un à l'autre ne sont pas rappelés ici.



FIGURE 3.5 - A gauche : schéma de principe du capteur, (1,2,3,4) désigne les thermistances. A droite : Circuit électrique correspondant.

En effet, cette technique de mesure a déjà été utilisée dans le cadre de deux thèses, [1] et [2], où ces calculs sont amplement détaillés. On ne rappellera, ici, que le résultat final :

$$\delta T = -2\frac{T^2 \Delta X}{U_{pola}\mathfrak{B}} = d_c\beta \tag{3.3}$$

Ici T est la température au centre de la conduite, U_{pola} la tension de polarisation et ΔX la tension issue du détecteur, δT la différence de température entre les deux étages de la sonde et d_c sa longueur. Les différences de résistance à température fixe induisent un déséquilibre non nul pour une différence de température nulle. La sonde est donc affectée par un décalage par rapport au zéro qu'il nous faut déterminer. Le gradient de température β et sa variance doivent s'annuler en même temps ce qui permet de déterminer le décalage in-situ. La représentation de la variance, σ_X , en fonction du signal, ΔX mesuré, permet d'extrapoler le décalage comme proposé sur la figure 3.6.

Dans ce cas-ci, le décalage est grand mais la méthode de détermination est suffisamment précise. Ce décalage est ensuite retranché à la valeur brute de sortie du capteur pour obtenir la valeur de ΔX effective qui est utilisée dans la loi (3.3). La mesure est effectuée par une détection synchrone SR830 Stanford Research qui délivre une tension de polarisation U_{pola} de 100 mV RMS. La fréquence de la porteuse est choisie à 34 Hz afin d'éviter tout effets capacitifs parasites, de plus ce n'est pas un multiple ou un sous-multiple de la fréquence du courant domestique. On obtient le gradient de température grâce à :

$$\beta = \frac{\delta T}{d_c} \tag{3.4}$$

3.2 Nombres adimensionnés

Par analogie avec le cas d'une cellule de Rayleigh-Bénard, et grâce aux mesures de gradient de température, on peut définir un forçage thermique via un nombre de Rayleigh, et un transfert thermique via un nombre de Nusselt. Cependant, dans un canal thermique, les quantités pertinentes ne sont pas la différence de température totale ΔT et la hauteur H de la cellule, mais le gradient de température β associé à la largeur d de la conduite. On définit le nombre de Rayleigh comme :

$$Ra = \frac{\alpha g \beta \cos(\psi) d^4}{\nu \kappa} \tag{3.5}$$



FIGURE 3.6 – Variance du signal de sortie de la sonde en fonction de la moyenne de X. Les points bleus sont les résultats expérimentaux et la courbe noire l'ajustement sur les trois derniers points. L'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses donne la valeur du décalage, ici -1.725 mV

Dans cette expression ψ est l'angle d'inclinaison par rapport à la verticale. On peut également définir le nombre de Nusselt pour ce gradient de température :

$$Nu = \frac{\mathcal{Q}_z}{C_p \kappa \beta} \tag{3.6}$$

Ici Q_z est le flux de chaleur longitudinal dans la conduite qui vaut $W_{dc}/(d^2)$ avec W_{dc} la puissance injectée dans l'expérience.

Plus récemment, des études se sont intéressées à l'influence de la stratification sur ce type d'écoulement. Pour introduire une stratification, la technique utilisée à Lyon consiste à incliner l'expérience d'un angle ψ connu, comme dans Riedinger *et al* [53]. Cette étude a permis de mettre en évidence des comportements très différents en fonction de l'angle et de la puissance.

Intéressons-nous aux résultats obtenus dans les écoulements de conduites thermiques.

3.3 Transfert thermique

3.3.1 Dans une conduite verticale

Interprétation en termes de largeur de section d

Les nombres sans dimensions présentés en section 3.2 sont définis sur la seule dimension géométrique pertinente. En effet, si l'on est en régime de canal infini alors la hauteur de la conduite n'a pas d'importance. A inclinaison nulle, le nombre de Rayleigh se ramène à $Ra = \alpha g\beta d^4/\nu\kappa$. Les résultats expérimentaux obtenus dans Gibert 1 et dans Gibert/Tisserand 2 sont présentés sous cette forme en figure 3.7. Les triangles rouges renvoient à Gibert/Tisserand 2 et les diamants à Gibert 1. On a ajouté sur cette figure les résultats obtenus par Cholemari et Arakeri, [38], dans une conduite à gradients de concentration de sel représentés par les cercles violets.

Dans cette représentation, les triangles rouges présentent une rupture de pente pour $\log_{10}(RaPr) = 6.6$. Passé cette limite leur comportement est compatible avec la loi $Nu = (RaPr)^{1/2}$. Cette loi est typique d'un régime inertiel. Les points obtenus par Cholemari et Arakeri présentent également ce



FIGURE 3.7 - Nu en fonction de RaPr en vertical. Superposition des résultats antérieurs obtenus dans des conduites thermiques (diamants et triangles) et une conduite salée (cercles).

comportement. En revanche, les diamants, issus de Gibert 1, ne la présentent qu'aux plus basses valeurs, $RaPr < 10^7$. Au dessus de cette valeur les points présentent une dépendance en RaPr de plus en plus importante, les derniers points sont compatibles avec une pente $(RaPr)^2$.

Interprétation en termes de longueur naturelle

Les résultats de transfert thermique présentés sous la forme (Nu, RaPr) bâti sur la largeur de la conduite d ne montrent pas dans le cas Gibert 1 de comportement compatible avec $Nu \propto (RaPr)^{1/2}$ sur toute leur gamme de travail. En particulier, lorsque le nombre de Rayleigh augmente (et donc nécessairement le nombre de Reynolds), les points s'écartent complètement de cette loi. Les premières mesures effectuées par Gibert *et al*, [47], ont suggéré l'existence d'une autre longueur caractéristique, la longueur dite 'naturelle' définie par l'expression (3.7).

$$L_n = a \frac{\tilde{\theta}}{\beta} \tag{3.7}$$

Dans cette expression, $\tilde{\theta}$ désigne l'amplitude des fluctuations de température dans la conduite. Dans Gibert 1, les mesures ne donnaient pas accès à $\tilde{\theta}$. Une méthode pour accéder à ces fluctuations consiste à les assimiler aux fluctuations de la sonde de gradient. La constante *a* en préfacteur vient de la mesure du temps de corrélation τ du spectre de la sonde de gradient. Elle est choisie pour que L_n/τ soit la vitesse du fluide dans le canal. Dans Gibert 1 et Gibert/Tisserand 2, les mesures ont donné *a* proche de 1 ce qui a permis d'établir une loi de comportement pour L_n du type $L_n/d = 0.075 ln[1 + (Re/600)^4] + 0.8$. C'est avec L_n que sont bâtis les nombres de Rayleigh utilisés pour présentés les résultats dans la thèse de M. Gibert [1], dans Gibert *et al* [47] et [48], et dans la thèse de JC. Tisserand [2]. Ceci donne un nombre de Rayleigh 'naturel' Ra_n comme suit :

$$Ra_n = \frac{g\alpha\beta L_n^4}{\nu\kappa} \tag{3.8}$$



(a) Dépendance de la longueur naturelle avec le nombre de Reynolds de la conduite. La ligne noire représente la loi moyenne : $L_n/d = 0.075 ln(1 + (Re/600)^4) + 0.8$.



(b) Nu en fonction de Ra_nPr à inclinaison nulle. Superposition des résultats antérieurs obtenus dans des conduites thermiques (diamants et triangles) et une conduite salée (cercles).

FIGURE 3.8

Le comportement thermique de la cellule est alors déterminé par le diagramme (Ra_nPr, Nu) obtenu, figure 3.8(b). Avec cette définition, les résultats expérimentaux obtenus par Gibert *et al*, [47] avec $\Gamma = 2$ (diamants sur la figure 3.8(b)) et [48] avec $\Gamma = 4$ (triangles rouges sur cette même figure), présentaient une loi de comportement compatible avec l'expression (3.9) caractéristique d'un régime inertiel. Ceci était en accord avec les résultats obtenus par ailleurs par Cholemari et Arakeri, [38] (cercles violets sur la figure 3.8(b)), dans une conduite en gradient de concentration de sel.

$$Nu \sim (Ra_n Pr)^{1/2} \tag{3.9}$$

Discussion autour de la longueur naturelle L_n

Expérimentalement, la détermination du paramètre a est choisi pour que L_n/τ représente la vitesse de l'écoulement. Ce temps de corrélation correspond donc au temps caractéristique d'advection des fluctuations de température par l'écoulement. On a la relation suivante :

$$\langle v\theta \rangle = \mathfrak{C}\tilde{v}\tilde{\theta}$$
 (3.10)

Expérimentalement, il s'avère que \mathfrak{C} est indépendant du nombre de Reynolds. On a donc :

$$\frac{\langle v\theta \rangle}{\kappa\beta} \approx \frac{\mathfrak{C}\tilde{v}\tilde{\theta}}{\kappa\beta} = \frac{\mathfrak{C}}{a}\frac{\tilde{v}L_n}{\kappa} = \frac{\mathfrak{C}}{a\tau}\frac{L_n^2}{\kappa}$$
$$\Rightarrow Nu \approx \frac{\tau}{a}Re_nPr \qquad (3.11)$$

Il semble donc que $Nu \propto Re_n$ dans ces expériences. Or, dans cette plage de valeurs de nombre de Rayleigh, on a toujours $Re_n Pr \propto (Ra_n Pr)^{1/2}$ quelque soit la longueur sur laquelle on bâtit ces deux nombres. Partant de ce constat, il n'est donc pas surprenant de trouver $Nu = (Ra_n Pr)^{1/2}$. Cependant au chapitre 7, nous introduisons une nouvelle expérience dite Attila 1 dont les dimensions, conduite de hauteur 80 cm et de largeur 20 cm, permettent d'atteindre des valeurs de RaPr supérieures à celles



FIGURE 3.9 – Tentative de diagramme d'existence des régimes observés en verticale dans les conduites thermiques. Les séparations entres les différents régimes sont arbitraires.

obtenues par Gibert 1. Le transfert thermique présenté en diagramme (Nu, RaPr) bâti sur la largeur de la conduite montre une loi de comportement pleinement compatible avec $Nu \propto (RaPr)^{1/2}$. Il n'y a pas lieu d'utiliser la longueur naturelle dans ce cas. Ce résultat est en apparente contradiction avec ce qui est observé dans Gibert 1.

Cependant, si l'on interprète la transition observée dans Gibert 1 comme un effet de taille finie, ie : la conduite devient trop courte lorsque le nombre de Reynolds augmente, les choses deviennent au contraire tout à fait cohérentes. La variation de la longueur naturelle L_n serait en fait une manifestation de cet effet de taille finie. Lorsque L_n est constante, ie : $L_n \propto d$, la conduite est suffisamment longue et son centre est affranchi des conditions en amont et aval de la conduite. En revanche, lorsque L_n dépend de Re alors c'est que la conduite n'est pas affranchie des conditions amont et aval de la conduite. L'interprétation que nous proposons ici est que dans ce cas les fluctuations de température, c'est à dire les panaches thermiques, qui se forment dans les chambres sont trop intenses pour que le mélange dans la conduite soit suffisant pour les affecter en profondeur. Ils peuvent le cas échéant atteindre la chambre en regards sans s'être dilués dans l'écoulement de la conduite.

La figure 3.9 résume les différents régimes que l'on a pu observer dans des conduites thermiques. Sur cette figure sont indiqué la zone dans lesquelles ont été réalisées les différentes mesures évoquées dans cette thèse.

Dans la suite de cette thèse, nous allons nous concentrer sur les expériences qui vérifient $L_n \propto d$. Pour ces conduites, nous nous ramènerons à la description (Nu,RaPr) bâtie sur d pour parler de transfert thermique. La loi $Nu \propto Ra^{1/2}$ suggère un écoulement affranchi des extrémités de la conduite, c'est à dire une conduite que l'on peut approximer comme infinie. La validité de cette approximation sera essentielle pour le modèle développé au chapitre 4. Nous la testerons au chapitre 6 grâce à l'expérience Rusaouën 3 détaillée en sous-section 3.1.3



(a) Gradient de température en fonction de la puissance injectée pour différentes inclinaisons



(b) Diagramme de phase, $(P, tan(\psi))$, de l'expérience qui met évidence 4 régions : HT : Turbulence Inertielle, ST : Turbulence Non Inertielle, I : Intermittent, L : Laminaire

FIGURE 3.10

3.3.2 Dans une conduite inclinée

Puisqu'il s'agit d'écoulements faisant intervenir des différences de densité et au vu des cas pratiques qu'ils modélisent, la question s'est posée de savoir comment réagit ce genre de conduite lorsqu'elle est inclinée. Pour répondre à cette question, comme décrit dans la sous-section 3.1.2, le dispositif Gibert/Tisserand 2 est monté sur un bâti permettant d'incliner complètement l'expérience, voir schéma 3.2. Une étude de transfert thermique a été menée, Riedinger *et al* [53]. Quatre types de régimes ont été mis en évidence en fonction du couple de paramètres puissance/inclinaison : Turbulence Inertiel, Turbulence Non Inertielle, Intermittent et Laminaire. Chaque régime est caractérisé par une loi de comportement du type de l'expression (3.12), où l'exposant \mathcal{E} varie.

$$\beta \propto W_{dc}^{\mathcal{E}} \tag{3.12}$$

La figure 3.10(a) présente l'évolution du gradient de température en fonction de la puissance appliquée pour différentes inclinaisons, ψ variant de 5° à 50°. En prenant en compte l'ensemble des résultats, on peut établir le diagramme de phase $(\tan(\psi), W_{dc})$ de l'expérience, proposé en figure 3.10(b).

Ici seuls les points ayant servi à poser les délimitations des différents régimes sont montrés. Lorsque $\mathcal{E} = 2/3$, on parle de Turbulence Inertielle, $\mathcal{E} = 1/3$: Turbulence Non Inertielle, $\mathcal{E} = 0$: on est en régime Intermittent et $\mathcal{E} = 4/5$: en Laminaire. Nous allons détailler la physique des deux premiers régimes car ils seront largement étudiés dans la suite de cette thèse. Le chapitre 5 sera consacré à la modélisation de l'écoulement dans le régime Laminaire mais dans la mesure où l'on ne s'appuiera pas sur les résultats de transfert thermique pour cela nous n'en dirons pas plus sur ces résultats.

$\mathcal{E} = 2/3$: Turbulence Inertielle

En régime de Turbulence Inertielle, la turbulence est suffisamment prononcée pour qu'une cascade d'échelle, donc une séparation d'échelle, s'installe. Dans ce cas, la longueur de mélange l_m et l'échelle de Taylor λ_{Taylor} sont séparées. Cette séparation est d'autant plus importante que le nombre de Reynolds de l'écoulement est élevé. La longueur de Taylor s'exprime comme $\lambda_{Taylor} = \langle U^2 \rangle / \langle \partial_x U^2 \rangle$

qui est proportionnel à $\langle U^2 \rangle \nu / \epsilon$ avec ϵ la dissipation. De plus, $\epsilon \propto \langle U^2 \rangle^{3/2} / l_m$, on peut donc écrire :

$$\frac{l_m^2}{\lambda_{Taylor}^2} \propto Re \tag{3.13}$$

Pour construire le Re, nous introduisons la vitesse caractéristique U_t qui mesure le flux de chaleur longitudinal $Q_z = W_{dc}/d$:

$$U_t = \left(\frac{\mathcal{Q}_z \cos(\psi) \alpha g d}{C_p}\right)^{1/3} \tag{3.14}$$

On rappelle que α est l'expansivité thermique, et C_p la chaleur spécifique du fluide. Dès lors, en prenant d la largeur de la section, nous pouvons écrire que :

$$\frac{l_m^2}{\lambda_{Taylor^2}} \propto \frac{U_t d}{\nu} \tag{3.15}$$

En considérant le taux de production d'entropie \dot{S} comme $\dot{S} = \beta Q_z d^2/T^2$ et faisant l'hypothèse qu'il est principalement dû à la dissipation thermique : $\dot{S} = \frac{C_p}{T^2} \int \kappa \langle (\partial_i \theta)^2 \rangle$, Riedinger *et al*, [53], ont montré que $\beta \propto U_t^2$. Cette loi donne une relation entre Nu et RaPr. On part de :

$$Nu \propto \frac{\mathcal{Q}_z}{\beta} \propto \frac{U_t^3}{U_t^2} = U_t \tag{3.16}$$

Et, en utilisant, la définition du nombre de Rayleigh $Ra = \alpha g\beta \cos(\psi) d^4/(\nu\kappa)$, on peut ramener (3.16) à :

$$Nu \propto (RaPr)^{1/2} \tag{3.17}$$

$\mathcal{E} = 1/3$: Turbulence Non Inertielle

Ce régime correspond à une turbulence ne présentant pas de régime inertiel, donc pas de cascade d'échelle. Dans ce cas, l'échelle de Taylor est indépendante du nombre de Reynolds et :

$$\lambda_{Taylor} \propto l_m \tag{3.18}$$

Riedinger *et al* ont également montré que, dans ce cas, on a $\beta \propto U_t$, ce qui amène $Nu \propto (RaPr)^2$. La transition d'un comportement $\beta \propto U_t$ vers un comportement $\beta \propto U_t^2$ correspond à l'ouverture d'un régime inertiel de turbulence. Cela sera confirmé au chapitre 4 par l'exploitation de mesure de PIV réalisées par X. Riedinger à la fin de son séjour post-doctoral.

3.4 Cas de la vitesse

L'étude de la vitesse par PIV ont permis d'en apprendre plus sur la structure de l'écoulement. Toutes les mesures de PIV effectuées dans les conduites Gibert 1 et Gibert/Tisserand 2 sont des PIV 2D dans le plan médian de la conduite.

L'inclinaison nulle est le cas le plus complexe à explorer. En effet, les études présentées par Gibert et al, [48], ou Tisserand et al, [58], montrent qu'en l'absence de contrainte, l'écoulement peut tourner sur lui-même. La symétrie de la conduite s'impose à l'écoulement, et il semble que l'écoulement puisse présenter quatre états dans le plan médian. Ces différents cas sont répertoriés sur la figure 3.11. Ce panel de configurations rend difficile l'étude de l'écoulement moyen. En effet, chaque état



FIGURE 3.11 – Les 4 états possibles de l'écoulement en supposant que la symétrie de la section s'impose au fluide.



FIGURE 3.12 – Instantanés de vitesse à 77 W pour $\psi=0^\circ$

étant équiprobable, les moyennes temporelles de la vitesse, et de ses fluctuations, sont nulles. Pourtant les champs instantanés montrent un écoulement très agité présentant une turbulence non négligeable, voir figure 3.12, ce qui est corroboré par les mesures de transfert thermiques déjà détaillées.

Afin d'extraire les quantités moyennes de l'écoulement, on peut se focaliser sur les écoulements de types 1.1 et 1.2, et laisser de côté les types 2.1 et 2.2. On remarque que l'écoulement 1.2 peut se ramener au 1.1 si on le 'regarde' par la face opposée. On peut définir un redressement. En notant les valeurs redressées comme V_z^r et V_x^r , ce raisonnement se traduit mathématiquement de la manière suivante :

$$\begin{cases} V_z^r(x) = V_z(-x) \\ V_x^r(x) = -V_x(-x) \end{cases}$$
(3.19)

Les statistiques moyennes seront calculées sur les champs de type 1.1, qui n'ont donc pas subi de redressement, et les champs 1.2 après redressement donc les valeurs V_z^r et V_x^r dans ce cas. La question qui se pose est : comment identifier chaque type d'écoulement ? En pratique, on sépare la conduite en



FIGURE 3.13 – Exemple d'identification d'un écoulement de type 1.1. On calcule la moyenne à gauche et la moyenne à droite de la vitesse verticale.

deux : la moitié gauche et la moitié droite, voir figure 3.13. On calcule la moyenne de V_z dans chaque moitié puis on pose que :

$$\begin{cases} \langle V_z \rangle |_g < 0 \Rightarrow e_g = -1 \\ \langle V_z \rangle |_g > 0 \Rightarrow e_g = 1 \\ \langle V_z \rangle |_d > 0 \Rightarrow e_d = -1 \\ \langle V_z \rangle |_d < 0 \Rightarrow e_d = 1 \end{cases}$$
(3.20)

Dans ces expressions, e_g et e_d sont des coefficients arbitraires qui permettent discriminer les écoulements en déterminant des quantités ε_{red} et χ de la manière suivante :

$$\begin{cases} \chi = \frac{|e_g - e_d|}{2} \\ \varepsilon_{red} = e_g(1 - \chi) = \frac{e_g + e_d}{2} \end{cases}$$
(3.21)

Les écoulements 1.1 et 1.2 correspondent à $\chi = 0$, et on peut les différencier via la variable ε_{red} , $\varepsilon_{red} = -1$ dans le cas 1.1 et $\varepsilon_{red} = 1$ dans le cas 1.2. On peut maintenant calculer des moyennes temporelles. L'expérience montre que le champ moyenné dans le temps, $\langle V_z(\varepsilon_{red}x) \rangle_t$, présente une invariance par translation suivant la hauteur z entre les valeurs z = -H/4 et H/4 environ. On peut donc définir des profils de vitesse U_z , U_x , de composantes du tenseur de Reynolds extradiagonale τ_{xz} et diagonales τ_{zz} et τ_{xx} , le long de la section, par les expressions suivantes :

chapitres 4 et 6.

Profil de vitesse longitudinale
$$U_z(x) = \langle V_z(\varepsilon_{red}x) \rangle_{t,z}$$
Profil de vitesse transverse $U_x(x) = \langle \varepsilon_{red}V_x(\varepsilon_{red}x) \rangle_{t,z}$ Tenseur de Reynolds : composante x $\tau_{xx}(x) = \langle \tau_{xx}^i \rangle_{t,z} = \left\langle \left(V_x(\varepsilon_{red}x) - \langle \varepsilon_{red}V_x(\varepsilon_{red}x) \rangle_{t,z} \right)^2 \right\rangle_{t,z}$ Tenseur de Reynolds : composante z $\tau_{zz}(x) = \langle \tau_{zz}^i \rangle_{t,z} = \left\langle \left(V_z(\varepsilon_{red}x) - \langle V_z(\varepsilon_{red}x) \rangle_{t,z} \right)^2 \right\rangle_{t,z}$ Cisaillement $\tau_{xz} = \langle \tau_{xz}^i \rangle_{t,z}$ $(V_x(\varepsilon_{red}x) - \langle \varepsilon_{red}V_x(\varepsilon_{red}x) \rangle_{t,z}) \left(V_z(\varepsilon_{red}x) - \langle V_z(\varepsilon_{red}x) \rangle_{t,z} \right) \right\rangle_{t,z}$

Dans ces expressions, $\langle \mathfrak{X} \rangle_{t,z}$ désigne une moyenne dans le temps t et sur la hauteur des champs instantanés de la variable \mathfrak{X} dans la zone d'intérêt.

Le profil τ_{zz} est un bon test de l'efficacité de la méthode de redressement. En effet, si des champs passent au travers des mailles du filet, ils biaisent la moyenne $\langle V_z \rangle_{t,z}$. La conséquence directe est que lors du calcul $\langle \tau_{zz}^i \rangle_{t,z} = \left\langle \left(V_z - \langle V_z \rangle_{t,z} \right)^2 \right\rangle_{t,z}$, une part de l'écoulement moyen ne sera pas retiré. Cela se manifeste par l'apparition de 'cornes' aux abscisses -2d/5 et 2d/5 sur le profil τ_{zz} . Un argument assez solide pour valider la qualité du redressement effectué est donc l'absence de ces cornes. Dans ce cas le profil τ_{zz} est plat au centre de la conduite, figure 6.9(a) par exemple. Cependant il ne s'agit pas là d'une preuve formelle. En effet, on pourrait très bien imaginer que le profil réel soit courbe et non plat. Un second argument pour trancher vient de l'observation des profils de τ_{zz} obtenus à faibles inclinaisons en Turbulence Inertielle, soit le même régime qu'en vertical. Dans ce cas là, les champs nécessitant un redressement sont presque inexistants. Or, le profil τ_{zz} est bien plat dans ce cas, voir chapitre 4 figure 4.3(b) par exemple.

Il est intéressant de remarquer que les composantes τ_{xx} et τ_{zz} du tenseur de Reynolds représentent les fluctuations de la composante de vitesse associée, τ_{xz} le cisaillement dans la section de la conduite. L'expérience montre, thèse de J.C. Tisserand [2] par exemple, que $\langle V_x \rangle_{t,z}$ est plus petit que $\langle V_z \rangle_{t,z}$ d'une décade, il est donc négligé. De plus, $\langle V_z \rangle_{t,z}$ est sinusoïdal à inclinaison nulle et peut être renormalisé par la vitesse caractéristique U_t , définition (3.14), qui conduit à la superposition des différents profils. Dans la thèse de J.C. Tisserand [2], on montre également que la renormalisation par U_t^2 des composantes τ_{xx} , τ_{zz} et τ_{xz} donne également une bonne superposition des profils. Nous n'en dirons pas plus sur ces résultats puisqu'ils seront plus largement discutés dans la suite aux

Chapitre 4

Etude des profils de vitesse : cas des régimes de turbulence

Riedinger *et al*, [53], ont mis en évidence l'existence de quatre régimes d'écoulements différents : Turbulence Inertielle, Turbulence Non Inertielle, Intermittent et Laminaire. Dans ce chapitre, en se basant sur leur résultats expérimentaux, nous nous proposons d'interpréter et modéliser l'un des résultats issu de l'analyse des profils de vitesse : la déformation des profils U_z avec l'inclinaison. Pour cela, après un bref rappel de la technique expérimentale, nous détaillerons les principaux résultats expérimentaux, en particulier cette déformation des profils de vitesse avec l'inclinaison. Puis nous développerons notre interprétation de ce phénomène comme un effet de la stratification induite par l'inclinaison. Enfin nous proposerons une modélisation que nous comparerons à l'expérience.

4.1 Protocole de PIV

La conduite utilisée est Gibert/Tisserand 2 de rapport d'aspect Γ égal à 4, l'ensemble de l'étude s'effectue à des inclinaisons ψ non nulles. La méthode de visualisation utilisée est très similaire à celle qui sera développée dans le détail au chapitre 6.2.1. Un laser de puissance lumineuse 1.2 W et de longueur d'onde 532 nm génère une nappe que l'on place dans le plan médian de la conduite. La caméra utilisée ici est une LaVision ImagerPro. L'algorithme de post-traitement est le Davis de LaVision. Les acquisitions durent 3 h. En raison des temps caractéristiques de l'écoulement l'acquisition est discontinue et se fait par déclenchement externe au moyen d'un GBF Agilent qui génère un signal par paquet : 3 images à 25 Hz toutes les 10 s. Le fluide de travail, de l'écou déionisée et dégazée, est ensemencé avec des particules Sphéricel dont le diamètre est compris entre 1 µm et 10 µm.

4.2 Evolution du profil avec l'inclinaison

4.2.1 Présentation des principaux résultats

Les axes de coordonnées sont définis sur la figure 4.1. Les profils de vitesse U_z et U_x obtenus sont présentés sur la figure 4.2, pour une même puissance, ici 20 W, à trois inclinaisons différentes dans la zone de turbulence 5°, 10° et 20°. Les courbes en lignes pleines correspondent à U_z et les pointillés à U_x . Les profils sont présentés renormalisés par le maximum de U_z respectivement à leur inclinaison. Première conclusion : comme dans les résultats précédents, la vitesse horizontale U_x est très faible devant U_z .

Deuxièmement, l'allure de U_z change avec l'inclinaison. Pour 5°, elle est presque sinusoïdale profil rouge sur cette figure. Puis elle se rapproche d'une droite, profil bleu, au fur et à mesure que l'incli-



FIGURE 4.1 – Schéma de l'expérience. Les axes x et z sont définis avec origine au centre de la conduite.

naison augmente. Afin de comprendre ce changement, intéressons-nous au cisaillement, composante transverse du tenseur de fluctuations, dont on rappelle, ici, la définition :

$$\tau_{xz}(x) = \left\langle \tau_{xz}^{i} \right\rangle_{t,z} = \left\langle \left(U_x - \left\langle U_x \right\rangle_{t,z} \right) \left(U_z - \left\langle U_z \right\rangle_{t,z} \right) \right\rangle_{t,z}$$
(4.1)

Les profils correspondant sont présentés sur la figure 4.3(a). On peut les approximer par une parabole, expression (4.2). Dans cette expression $d_{eff} = 44 \text{ mm}$ est la distance séparant les deux abscisses auxquelles le cisaillement est nul. La parabole est représentée en traits pleins noirs sur cette figure. La concordance est tout à fait correcte.

$$\tau_{xz_{theo}} = C_{\sigma} U_t^2 \left(1 - 4 \frac{x^2}{d_{eff}^2} \right) \tag{4.2}$$

Au centre de la conduite, nous pouvons modéliser la dérivée à l'origine du profil de vitesse U_z par une loi linéaire. On lie la dérivée du profil à l'origine à la pente C_{ν} et la vitesse caractéristique U_t , expression (3.14), de la manière suivante :

$$\partial_x U_z(0) = \frac{2}{d} C_\nu U_t \tag{4.3}$$

Afin de pouvoir, dans la sous-section suivante, caractériser la turbulence induite dans la conduite, nous introduisons également les profils des deux composantes diagonales du tenseur de Reynolds, τ_{xx} et τ_{zz} renormalisés par $\tau_{zz_{max}}$, figure 4.3(b).

On constate que la composante τ_{xx} est deux fois plus faible que la composante τ_{zz} . L'écoulement est donc anisotrope. De plus, on remarque que le profil de la composante τ_{zz} est extrêmement plat sur une large partie de la section, ce qui n'est pas le cas de celui de la composante τ_{xx} .



FIGURE 4.2 – Profils de vitesse U_x et U_z pour une même puissance appliquée et $\psi = 5^{\circ}$ (rouge), 10° (vert) et 20°(bleu) d'inclinaison. U_x en pointillés, U_z en traits pleins.



FIGURE 4.3 – Profils des composantes du tenseur de Reynolds à puissance fixe pour trois inclinaisons $\psi = 5^{\circ}$ (rouge), 10° (vert) et 20° (bleu).



(a) Grande échelle ${\cal L}$ dans l'expérience.

(b) Echelle de Kolmogorov η_k dans l'expérience en fonction de la vitesse caractéristique U_t .

FIGURE 4.4 – Triangles rouges : 5° , étoiles vertes : 10° , cercles bleus 20° .

4.2.2 Caractéristiques de turbulence dans la conduite

L'objet de la suite de ce chapitre est de modéliser l'écoulement moyen en régime de Turbulence Inertielle. Nous allons commencer par donner quelques caractéristiques de cette turbulence.

Dissipation

Pour cela, il nous faut accéder à la dissipation induite par l'expérience. En convection thermique turbulente, il s'agit d'une quantité bien définie et quantifiable.

$$\epsilon = \frac{\mathcal{Q}_z \alpha g_z}{C_p} + \frac{\mathcal{Q}_x \alpha g_x}{C_p} \tag{4.4}$$

Le terme $Q_x \alpha g_x/C_p$ est de l'ordre de 6% de $Q_z \alpha g_z/C_p$, on ne le prendra pas en compte dans la suite de ce chapitre. La dissipation peut donc se ramener à :

$$\epsilon = \frac{\mathcal{Q}_z \alpha g_z}{C_p} \propto U_t^3 / d \tag{4.5}$$

Par définition, cette quantité se comporte comme U_t^3/d . Dans la suite de ce chapitre, afin d'alléger les notations, on introduit $Q_z = Q_z/C_p$ et $Q_x = Q_x/C_p$.

Grande échelle

A partir de la définition de la dissipation (4.5), on peut calculer les échelles caractéristiques de la turbulence dans l'expérience. La grande échelle L est l'échelle caractéristique des structures turbulentes les plus énergétiques. Nous la définissons comme :

$$L = \frac{u_{sd}^3}{\epsilon} = \frac{(<\tau_{zz} + 2\tau_{xx} > /3)^{3/2}}{\epsilon}$$
(4.6)

Dans cette définition, on a posé $u_{sd} = \sqrt{\langle \tau_{zz} + 2\tau_{xx} \rangle/3}$. On a donc supposé que $\tau_{yy} \approx \tau_{xx}$ (τ_{yy} est la composante du tenseur de Reynolds à laquelle on n'a pas accès). L'écoulement est anisotrope comme dans un écoulement cisaillé. Or, dans ce type d'écoulement, les expériences ont montré qu'en général les composantes du tenseur de fluctuations associées aux directions transverses à l'écoulement moyen sont approximativement égales, voir par exemple Champagne *et al* [40] ou Tavoularis *et al* [57]. Il ne parait donc pas déraisonnable de faire cette approximation dans notre cas.

Longueur de Kolmogorov

Une autre échelle caractéristique de l'écoulement est l'échelle de Kolmogorov η_k . On la définit comme :

$$\eta_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \propto U_t^{-3/4} \tag{4.7}$$

Elle caractérise la taille des échelles dissipatives dans l'écoulement. Les valeurs obtenues dans Gibert/Tisserand 2 sont présentées sur la figure 4.4(b) en diagramme log-log, avec le même code de couleurs et de symboles que la figure 4.4(a). Par définition, η_k va comme $U_t^{-3/4}$.

ψ [°]	5					10				20					
W_{dc} [W]	5	11	20	45	80	5	11	20	45	80	5	11	20	45	80
η_k [µm]	875	715	619	505	438	878	716	620	507	439	889	725	628	512	444

TABLE 4.1 – Valeur de l'échelle de Kolmogorov pour les différentes acquisitions de PIV dans Gibert/Tisserand 2

Echelle de Taylor

La dernière échelle caractéristique que nous évoquerons ici est l'échelle de Taylor. Elle peut se définir en turbulence homogène et isotrope comme $\lambda_{Taylor} = \sqrt{15u_{sd}^2\nu/\epsilon}$. Notre écoulement n'est pas isotrope, cependant nous pouvons tout de même estimer cette longueur en nous basant sur l'expression obtenue dans le cas homogène et isotrope :

$$\lambda_{Taylor} = \sqrt{15 \frac{u_{sd}^2 \nu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{15((\tau_{zz} + 2\tau_{xx})/3)\nu}{\epsilon}} \propto U_t^{(-1/2)}$$
(4.8)

Suivant cette définition, elle varie comme $U_t^{-1/2}$. On lui associe le nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor $R_{\lambda} = u_{sd} \lambda_{Taylor} / \nu$, il varie comme $U_t^{1/2}$, figure 4.5(b). Sur cette figure, trois points sont signalés par un encadrement. Les deux points encadrés en traits pleins sont ceux qui ont servi à placer la limite entre les régimes de Turbulence Non Inertielle et de Turbulence Inertielle sur la figure 3.10(b). On constate que la valeur de R_{λ} correspondante est très proche de 28. Gagne *et al*, [46], ou encore Chevillard *et al*, [42], ont montré que c'est à $R_{\lambda} = 28$ que le régime inertiel de turbulence commence à apparaître. Cela est lié à la définition de la constante de Kolmogorov. Il est donc tout à fait intéressant de retrouver cette valeur associée à la transition du régime de Turbulence Non Inertielle vers le régime de Turbulence Inertielle observée par les mesures thermiques, ce qui confirme l'interprétation faite de ces deux régimes, voir section 3.3.2. Le troisième point encadré réfère à $\psi = 20^{\circ}$, $W_{dc} = 43$ W. Il est tout à fait possible que ce point soit également un point de transition qui n'avait pas été identifié auparavant. En effet, il n'y qu'un seul point à plus forte puissance pour



FIGURE 4.5 – Caractéristiques de Taylor dans Gibert/Tisserand 2. Triangles rouges : 5°, étoiles vertes : 10°, cercles bleus 20°.

cette inclinaison ce qui ne permet pas d'affirmer avec certitude un éventuel changement de régime sur des lois de comportement.

Au vu des valeurs de R_{λ} , les mesures de vitesse effectuées ici ne permettent de mettre en évidence de signature d'un régime inertiel dans l'expérience. Pourtant les mesures de transfert thermique attestent de son existence dans le régime de Turbulence Inertielle. En effet, comme signalé au chapitre 3, les deux régimes de turbulence, Inertielle et Non Inertielle, se distinguent par l'apparition, dans le premier, d'un régime inertiel.

4.3 Interprétation

4.3.1 Equations physiques issues des équations de Navier-Stokes

Partons des équations du mouvement qui ont été introduites au premier chapitre de cette thèse. A l'approximation de Boussinesq on ajoute la définition de la fluctuation de température $\theta = T - T(0, 0)$, ce qui permet de ramener les équations aux expressions suivantes :

$$\begin{cases} \partial_t v_x + \partial_z (v_x v_z) = -\partial_x \left(\frac{P}{\rho} + v_x^2\right) - g_x \alpha \theta + \nu \Delta v_x \\ \partial_t v_z + \partial_x (v_x v_z) = -\partial_z \left(\frac{P}{\rho} + v_z^2\right) - g_z \alpha \theta + \nu \Delta v_z \end{cases}$$
(4.9)

Auxquelles, on ajoute l'équation de l'énergie :

$$\partial_t \theta + v_x \partial_x \theta + v_z \partial_z \theta = \kappa \Delta \theta \tag{4.10}$$

En tenant compte de la géométrie de l'expérience ainsi que de la définition des axes (voir figure 4.1), on peut remarquer que ce jeu d'équations est invariant par applications simultanées des transformations suivantes :

$$\begin{cases}
x \rightarrow -x \\
z \rightarrow -z \\
\theta \rightarrow -\theta \\
\overrightarrow{g} \rightarrow -\overrightarrow{g}
\end{cases}$$
(4.11)

En tenant compte de ces invariances et en moyennant dans le temps, on peut ramener la première équation du système (4.9) à l'expression suivante :

$$\begin{cases} \overline{\theta} = -\beta z + \Theta(x) \\ \partial_x \left(\frac{\overline{P}}{\rho} + \langle v_x'^2 \rangle \right) = -g_x \alpha \left(-\beta z + \Theta(x) \right) \end{cases}$$
(4.12)

On peut intégrer l'équation aux dérivées partielles puis la dériver en z pour obtenir l'expression (4.13) :

$$g_x \alpha \beta x - \partial_z \frac{\overline{P}}{\rho} = \varphi(z) \tag{4.13}$$

Dans le même temps, on peut aussi tirer des informations de la seconde équation du système (4.9) par une moyenne temporelle :

$$\partial_x \left\langle v'_x v'_z \right\rangle = -\partial_z \frac{\overline{P}}{\rho} - g_z \alpha \left(-\beta z + \Theta(x) \right) + \nu \partial_{xx}^2 \left\langle v_z \right\rangle \tag{4.14}$$

On applique maintenant la séparation des variables x et z dans (4.14), puis on assemble (4.13) et (4.14) ce qui donne :

$$g_z \alpha \Theta(x) + g_x \alpha \beta x - \nu \partial_{xx}^2 \langle v_z \rangle + \partial_x \left\langle v'_x v'_z \right\rangle = \varphi(z) + g_z \alpha \beta z \tag{4.15}$$

Les termes de gauche ne dépendent que de x et ceux de droite ne dépendent que de z. Ils doivent donc être égaux à une même constante. La valeur de cette constante ne peut être que 0 car les termes de gauche sont une fonction impaire de x. Il vient donc que :

$$\begin{cases} \sigma = \langle v'_x v'_z \rangle - \nu \partial_x \langle v_z \rangle \\ \partial_x \sigma = -g_z \alpha \left(\Theta(x) + \tan(\psi) \beta x \right) \end{cases}$$
(4.16)

Si l'on se concentre sur la partie centrale de la section de la conduite, typiquement entre [-20 mm; 20 mm]zone dans laquelle se produit la déformation des profils que l'on cherche à modéliser, on peut négliger la contribution du terme visqueux dans la définition de σ . En effet, si l'on s'intéresse à l'importance relative des deux termes qui composent σ , le rapport proposé dans la relation (4.17), dans le domaine de puissance et d'inclinaison considéré ici, reste toujours supérieur à 15. On peut donc restreindre σ à simplement $\sigma = \langle v'_x v'_z \rangle \approx \tau_{xz}$.

$$\frac{\langle v'_x v'_z \rangle}{\nu \partial_x \langle v_z \rangle} > 15 \tag{4.17}$$

On peut également négliger le terme $\tan(\psi)\beta x$ de la deuxième équation du système (4.16). En effet, Riedinger *et al* remarque que ce terme est toujours petit en régime de turbulence. Lorsque β est grand, $\tan(\psi)$ est faible et inversement, de sorte que le produit des deux est toujours faible devant $\Theta(x)$. Enfin la validité de l'équation 2 du système (4.16) a été vérifiée dans la thèse de JC Tisserand [2] par des mesures du profil de température le long de la section. Ceci a permis de constater que, dans la zone où les effets visqueux sont négligeables, le profil mesuré et le profil $\Theta(x)$ issu du calcul se superpose bien, figure 4.6.



FIGURE 4.6 – Profil de température à inclinaison $\psi = 20^{\circ}$ le long de la section, cercles : profil expérimental, trait plein : estimation issue de l'expression 2 du système (4.16).

Enfin, on peut définir le flux de chaleur transverse $Q_x = \langle v_x \theta \rangle$ et négliger la conduction thermique dans l'équation de l'énergie (4.10) ce qui donne un lien entre flux de chaleur diffusif transverse et vitesse longitudinale soit la relation (4.18).

$$\beta U_z = \partial_x Q_x \tag{4.18}$$

4.3.2 Introduction du principe de viscosité turbulente

On a donc obtenu deux équations physiques :

$$\begin{cases} \partial_x \sigma = -g_z \alpha \Theta(x) \\ \beta U_z = \partial_x Q_x \end{cases}$$
(4.19)

Afin de fermer le problème il nous faut encore deux équations phénoménologiques qui donnent une expression à σ et une à Q_x . Nous proposons un modèle de fermeture par viscosité turbulente qui permet de relier σ à une viscosité turbulente ν_{turb} grâce à la relation (4.20).

$$\sigma = -\nu_{turb}\partial_x U_z \tag{4.20}$$

On obtient la relation équivalente pour Q_x en passant par la définition d'un nombre de Prandtl turbulent $Pr_{turb} = \frac{\nu_{turb}}{\kappa_{turb}}$.

$$Q_x = -\kappa_{turb}\partial_x\Theta \tag{4.21}$$

Le problème est donc de déterminer la valeur du Pr_{turb} . Pour l'estimer, partons de l'hypothèse que Q_x suit une loi quadratique tout comme σ ce qui permet écrire :

$$Q_x = \frac{\beta d_{eff}^2}{8} \left(\partial_x U_z(0) \right) \left(1 - \frac{4x^2}{d_{eff}^2} \right)$$

$$\tag{4.22}$$

On peut donc extraire le Pr_{turb} en utilisant que :

$$Pr_{turb} = \frac{\nu_{turb}}{\kappa_{turb}} = \frac{\sigma \partial_x \Theta}{Q_x \partial_x U_z}$$



FIGURE 4.7 – Pr_{turb} en fonction de U_t . Symboles pleins Turbulence Inertielle, symboles creux Turbulence Non Inertielle. Cercles : $\psi = 5^{\circ}$, étoiles : $\psi = 10^{\circ}$ et triangles : $\psi = 20^{\circ}$

Dans cette expression, on remplace chaque élément par son expression mathématique donnée dans le système (4.23) :

$$\begin{cases}
Q_x = \frac{\beta d_{eff}^2}{4d} C_{\nu} U_t \left(1 - \frac{4x^2}{d_{eff}^2}\right) \\
\sigma = C_{\sigma} U_t^2 \left(1 - \frac{4x^2}{d_{eff}^2}\right) \\
\partial_x U_z = \frac{\partial_{xx}^2 Q_x}{\beta} = \frac{d_{eff}^2}{4d} C_{\nu} U_t \left(1 - \frac{4x^2}{d_{eff}^2}\right)'' \\
\partial_x \Theta = \frac{\partial_{xx}^2 \sigma}{-g_z \alpha} = \frac{-C_{\sigma} U_t^2}{g_z \alpha} \left(1 - \frac{4x^2}{d_{eff}^2}\right)''
\end{cases}$$
(4.23)

On obtient donc l'expression suivante pour le Pr_{turb} :

$$Pr_{turb} = \frac{16U_t^2 d^2}{-g_z \alpha \beta d_{eff}^4} \frac{C_{\sigma}^2}{C_{\nu}^2} = 16 \frac{C_{\sigma}^2}{C_{\nu}^2} \frac{d^4}{d_{eff}^4} \left(\frac{Nu^2}{RaPr}\right)^{1/3}$$
(4.24)

Les valeurs de Pr_{turb} obtenues expérimentalement sont proposées dans la figure 4.7. Il ne semble pas y avoir de tendance claire en fonction de l'angle ou de la puissance imposée dans le régime de Turbulence Inertielle (symboles pleins sur la figure 4.7). Les valeurs restent toutes proches de 0.7.

4.3.3 Modélisation par longueur de mélange

Nous avons donc fermé nos équations en introduisant une viscosité turbulente ν_{turb} , une diffusivité thermique turbulente κ_{turb} et un nombre de Prandtl turbulent Pr_{turb} . Ce dernier est déterminé par calcul direct issu des données expérimentales. Il reste à exprimer la viscosité ν_{turb} . Il n'existe pas de relation directe permettant d'obtenir cette quantité. On va donc la modéliser en utilisant une expression en termes d'une longueur de mélange l_m .

$$\nu_{turb} = \omega_0 l_m^2 \tag{4.25}$$

Dans l'expression (4.25), ω_0 est une pulsation caractéristique qui ne peut venir que du gradient de vitesse $\partial_x U_z$ en l'absence de stratification. Or, dans notre cas la stratification thermique existe, il faut donc en tenir compte. Pour cela, on introduit en plus une pulsation de Brunt-Väisälä N qui
caractérise la pulsation maximale d'une onde de gravité. En se basant sur les travaux d'Eidson [44], on propose l'expression suivante pour la pulsation ω_0 :

$$\omega_0 = \left((\partial_x U_z)^2 - N^2 \right)^{1/2} = \left((\partial_x U_z)^2 + \Upsilon \alpha \overrightarrow{g} . \overrightarrow{grad}(\overline{\theta}) \right)^{1/2}$$
$$= \left((\partial_x U_z)^2 - \Upsilon \alpha g_z \beta + \Upsilon g_x \alpha \partial_x \Theta \right)^{1/2}$$
(4.26)

Ici Υ est un paramètre ajustable dont la valeur sera commentée dans la suite, voir 4.4.2. Les deux termes issus de la pulsation de Brunt-Väisälä n'ont pas le même rôle. $\Upsilon \alpha g_z \beta$ est un terme déstabilisant qui augmente le cisaillement. Tandis que, $\Upsilon g_x \alpha \partial_x \Theta$ est au contraire un terme stabilisant, diminuant le cisaillement. Il provoque une diminution de la turbulence en prenant de l'importance (ie : inclinaison prononcée et puissance relativement faible : Turbulence Non Inertielle).

L'expression (4.26) induit les formes suivantes pour Q_x et σ :

$$\begin{cases} Q_x = -\frac{l_m^2}{Pr_{turb}} \left((\partial_x U_z)^2 - \Upsilon g_z \alpha \beta + \Upsilon g_x \alpha \partial_x \Theta \right)^{1/2} \partial_x \Theta \\ \sigma = -l_m^2 \left((\partial_x U_z)^2 - \Upsilon g_z \alpha \beta + \Upsilon g_x \alpha \partial_x \Theta \right)^{1/2} \partial_x U_z \end{cases}$$
(4.27)

Ces expressions constituent la fermeture de notre système en incluant, les deux équations issues de Navier-Stokes qui constituent le système (4.19).

4.3.4 Mise en équations adimensionnées

Afin de résoudre le système d'équations issues des systèmes (4.19) et (4.27), on peut introduire des variables adimensionnées de la manière suivante :

$$\begin{cases}
\sigma = U_0^2 s \\
x = l_m \xi \\
U_z = U_0 u \\
\Theta = \Theta_0 \tau \\
Q_x = Q_0 q
\end{cases}$$
(4.28)

Dans ce système, $U_0^2 = -g_z \alpha \Theta_0 l_m$, $Q_0 = U_0 \beta l_m$ et $\Theta_0 = \beta l_m P r_{turb}$. A l'aide de ce changement de variables on peut ramener (4.19) et (4.27) au système suivant :

$$\begin{cases} s' = \tau \\ q' = u \\ s = -\varpi^{1/2} u' \\ q = -\varpi^{1/2} \tau' \end{cases}$$
(4.29)

On remarquera qu'il n'est valide que si $\varpi = u'^2 + \Upsilon/Pr_{turb} - \Upsilon \tan(\psi)\tau' > 0$. Si ξ est petit, on peut écrire que $u = u'(0)\xi$ et $\tau = \tau'(0)\xi$ ce qui entraîne, par substitution dans la première équation de (4.29), $s = s(0) + \frac{\tau'(0)}{2}\xi^2$, et par substitution dans la deuxième, $q = q(0) + \frac{u'(0)}{2}\xi^2$. Dans ces deux équations, on a $s(0) = -\varpi(0)^{1/2}u'(0)$ et $q(0) = -\varpi(0)^{1/2}\tau'(0)$. Or, s et q doivent être nuls en même temps à la paroi donc on peut essayer la condition aux limites suivante : $u'(0) = \tau'(0)$. Ceci entraîne que $u = \tau$ et donc que s = q.

Comme évoqué précédemment, on peut approximer τ_{xz} , et donc σ , par une loi quadratique, expression (4.2). Cette approximation engendre une erreur systématique K que l'on peut quantifier grâce à l'expression (4.30).

$$K = \frac{\text{Courbure modèle}}{\text{Courbure expérimentale}} = -\frac{2s(0)}{u'(0)\xi_m^2}$$
(4.30)

La valeur et la signification de ξ_m seront discutées par la suite, voir sous-section 4.4.1. Dans le cas où le profil de vitesse est linéaire (forte inclinaison), cela implique que le profil q est quadratique puisque q' = u. On peut en déduire le profil attendu pour s:

$$u = u'(0)\xi \Rightarrow q = s = -\frac{\xi_m^2 u'(0)}{2} \left(1 - \frac{\xi^2}{\xi_m^2}\right)$$
(4.31)

Dans ce cas K = 1.

A l'inverse lorsque le profil de vitesse est proche d'un sinus (faible inclinaison), q est un cosinus.

$$u = \frac{2\xi_m}{\pi} u'(0) \sin\left(\frac{\pi\xi}{2\xi_m}\right)$$

$$\Rightarrow q = s = -u'(0) \left(\frac{2\xi}{\pi}\right)^2 \cos\left(\frac{\pi\xi}{2\xi_m}\right)$$
(4.32)

Et dans ce cas, $K = 8/\pi^2 \approx 0.81$. Ces deux cas sont les cas extrêmes. K ne varie donc que d'environ $\pm 10\%$. Il n'est donc pas déraisonnable de le supposer constant, ce qui va permettre, en donnant une signification à ξ_m , de déterminer u'(0).

 ξ_m est l'abscisse à laquelle σ devient nul, ce qui revient à dire que :

$$\xi_m = \frac{d_{eff}}{2l_m} \tag{4.33}$$

Mais via cette définition, on ne fait que déplacer le problème, à savoir maintenant quelle valeur pour l_m ?

De fait, l_m devrait dépendre de l'inclinaison ψ . Cependant, il est probable que $\psi = 0^{\circ}$ soit un maximum par symétrie $\psi \to -\psi$ de la fonction l_m . De plus, nous ne nous intéressons, ici qu'aux inclinaisons faibles (inférieure à 10°). Il n'est donc pas déraisonnable de supposer que l_m est constant dans cette plage d'inclinaison. Ceci amène ξ_m à être constant lui aussi. On peut donc écrire, en supposant K constant :

$$u'^{2}(0) - \Upsilon \tan(\psi)u'(0) + \frac{\Upsilon}{Pr_{turb}} = A_{0} = constante$$
(4.34)

Finalement, comme u'(0) > 0, on doit avoir :

$$u'(0) = \frac{\Upsilon \tan(\psi) + \sqrt{\Upsilon \tan(\psi)^2 + 4A}}{2}$$
(4.35)

Avec :

$$A = A_0 - \frac{\Upsilon}{Pr_{turb}}.$$
(4.36)

Nous avons donc, seulement, deux paramètres ajustables Υ et A_0 . Ces paramètres sont choisi de manière arbitraire afin de modéliser l'ensemble des profils de vitesse ou de contrainte quelque soit l'angle ou la puissance imposée en turbulence. Les valeurs $\Upsilon = 20$ et $A_0 = 74$ semblent être un bon compromis.



FIGURE 4.8 – Comparaison expériences (symboles) et modèle(traits pleins ou pointillés)

4.4 Comparaison Modèle/Expériences.

4.4.1 Validation du modèle.

Les figures 4.8 montrent la comparaison entre les résultats issus de la modélisation et ceux issus des expériences. Dans les deux cas les traits pleins ou pointillés renvoient au modèle et les symboles aux expériences.

La figure de gauche compare les profils de vitesse expérimentaux $U_z(x)$ et théoriques $U_0u(x/l_m)$ pour les trois inclinaisons déjà présentées $\psi = 5^{\circ}$, 10° et 20°, la puissance injectée étant la même à 77 W. On rappelle que la vitesse de normalisation U_0 est donnée par l'expression suivante :

$$U_0 = \sqrt{-g_z \alpha \beta P r_{turb} l_m} \tag{4.37}$$

La valeur de l_m est donnée par identification à $d_{eff} = 2\xi_m l_m$ avec ξ_m l'abscisse où le cisaillement ss'annule. Le gradient de température β est pris sur les valeurs expérimentales données dans Riedinger et al [53], de même que Pr_{turb} comme nous l'avons déjà mentionné. Il ressort de la figure 4.8 à gauche que la concordance des profils de vitesse expérimentaux et modélisés est excellente. La pente des profils est bien retrouvée de même que son évolution avec l'inclinaison. On remarquera que la dépendance de u'(0) avec l'inclinaison ψ vient à la fois du terme $\tan(\psi)$ et de la dépendance de Pr_{turb} en ψ . Chacun de ces termes est pondéré par le même coefficient Υ c'est donc lui qui gouverne l'amplitude de la dépendance en ψ de u'(0). La littérature, P.K. Kundu [4], suggère que la valeur de Υ que nous utilisons est élevée. Toutefois, une valeur plus faible ne permet pas de reproduire la dépendance de $\partial_x U_z(0)$ avec l'inclinaison.

La figure droite 4.8 présente la comparaison entre expériences et modèle des quantités $-\sigma$ (cercles



FIGURE 4.9 – Ri en fonction de U_t . Symboles pleins Turbulence Inertielle, symboles creux Turbulence Non Inertielle. Cercles : $\psi = 5^{\circ}$, étoiles : $\psi = 10^{\circ}$ et triangles : $\psi = 20^{\circ}$

et lignes noires continues) et $(\partial_x U_z)^2$ (triangles et lignes rouges pointillés). Les courbes du haut sont à inclinaison de 5°, au centre 10° et en bas 20°. Sur cette figure les quantités sont normalisées pour atteindre leur maximum à 1. On remarque que les résultats expérimentaux montrent qu'à petite inclinaison, le profil $(\partial_x U_z)^2$ est contenu à l'intérieur de $-\sigma$ alors qu'à forte inclinaison c'est plutôt le contraire. Là encore c'est un petit succès pour le modèle qui reproduit cette évolution de manière qualitative. Mais là encore cela nécessite une valeur importante de Υ

4.4.2 Discussion autour du paramètre Υ

Υ trop élevé?

Communément, dans la littérature, les études menées dans le cas d'écoulement en présence de stratification font intervenir un nombre adimensionné appelé le nombre de Richardson Ri. Ce nombre mesure l'influence de la stratification sur l'écoulement :

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\partial_x U_z(0)\right)^2} = -\frac{\alpha \overrightarrow{g} \cdot \overrightarrow{grad}(\overline{\theta})}{\left(\partial_x U_z(0)\right)^2}$$
(4.38)

Le paramètre ajustable Υ peut donc être interprété comme l'inverse du Richardson critique Ri_c qui marque l'apparition d'effets massifs de la stratification sur la turbulence, expression (4.39). La figure 4.9 propose les valeurs de ce paramètre dans le cadre des mesures discutées ici. La ligne pointillée verte représente la valeur critique Ri_c correspondant à $\Upsilon = 20$.

$$Ri_c \approx 1/\Upsilon$$
 (4.39)

Ici Ri_c est donc la valeur de Richardson au dessus duquel l'écoulement est laminaire. Or $\Upsilon = 20$ implique $Ri_c \approx 0.05$. On remarque que la comparaison, figure 4.38, entre les Richardson mesurés dans l'expérience et Ri_c montre que $Ri < Ri_c$, on est donc toujours dans un cas d'écoulement turbulent. Il n'y a donc là pas d'incohérence. De plus Ri augmente avec l'inclinaison ce qui est également cohérent. D'ailleurs, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, lorsque l'inclinaison augmente l'écoulement devient laminaire.

De plus, d'autres études, A.A. Townsend [59] par exemple, menées sur l'influence de la stratification

montrent des effets visibles pour Ri = 0.05 et un amortissement significatif de la turbulence pour Ri = 0.3. Une autre étude montre même un passage vers un régime intermittent puis laminaire pour Ri > 0.05, Znaien *et al*[60]. Or, dans ces différents exemples, on ne tient compte que de la composante transverse des gradients de densité et de la gravité. Les gradients longitudinaux et la composante longitudinale de la gravité sont laissés de côté. Cette prise en compte provoque la diminution du Richardson calculé. Dans notre cas, nous en tenons compte ce qui explique que le Richardson obtenu dans notre cas soit plus faible en apparence que dans la littérature.

Origine physique de Υ

Nous avons utilisé la décomposition de Reynolds afin d'obtenir les équations (4.9). Cette décomposition induit deux termes sources d'énergie cinétique fluctuante (par unité de temps et de masse) :

$$\varepsilon_1 = \left\langle v_i' v_j' \right\rangle \partial_j U_i \qquad \varepsilon_2 = -\alpha g_i (Q_i - U_i \Theta)$$

$$\tag{4.40}$$

Le terme ε_1 représente le forçage de l'écoulement à petite échelle (fluctuation) par les grandes échelles. Le second terme, ε_2 représente la part de forçage thermique qui est directement injectée aux petites échelles. Or, dans son expression le flux de chaleur \vec{Q} est la somme du flux convectif $\Theta \vec{U}$ et du flux diffusif turbulent. Une approximation correcte pour cette composante est $-\kappa_{turb} \vec{gradT}$, d'où l'expression $\vec{Q} = \vec{U}\Theta - \kappa_{turb} \vec{gradT}$. On peut donc ramener ε_2 par l'expression suivante :

$$\varepsilon_2 = -\alpha \kappa_{turb} g_i(\partial_i T) \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_2 = \alpha \kappa_{turb} (g_x \partial_x \Theta - \beta g_z)$$

$$(4.41)$$

On peut supposer que le terme $-\alpha \kappa_{turb} \beta g_z$ est plus efficace à créer des corrélations entre les différentes composantes de la vitesse. Nous paraphrasons ci dessous le raisonnement d'Eidson [44]. Par analyse dimensionnelle :

$$\omega_0 = C \varepsilon_{eff}^{1/3} l^{-2/3} \tag{4.42}$$

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 + \chi \varepsilon_2 \tag{4.43}$$

Dans cette expression C est une constante, et ε_{eff} l'énergie injectée effective. Eidson considérait le cas $\chi = 1$. Or, pour refléter la plus grande efficacité de ε_2 il faut une valeur du paramètre χ importante. Rappelons les expressions de $\langle v'_i v'_j \rangle$ et κ_{turb} obtenues précédemment.

$$\langle v'_i v'_j \rangle = -\nu_{turb} \partial_j U_i \qquad \kappa_{turb} = \frac{\nu_{turb}}{P r_{turb}}$$
(4.44)

En injectant ces expressions dans (4.40), on peut écrire que :

$$\varepsilon_{eff} = C \varepsilon_{eff}^{1/3} l^{4/3} \left((\partial_x U_z)^2 + \frac{\chi \alpha}{P r_{turb}} (g_x \partial_x \Theta - \beta g_z) \right)$$
(4.45)

D'où l'expression pour ω_0 :

$$\omega_0 = C^{3/2} \left((\partial_x U_z)^2 + \frac{\chi \alpha}{Pr_{turb}} (g_x \partial_x \Theta - \beta g_z) \right)^{1/2}$$
(4.46)

Si, dans cette expression, on identifie $\Upsilon = \chi/Pr_{turb}$, et on normalise l_m pour que C = 1, alors on peut dire que l'expression (4.46) est équivalente à l'expression (4.26).

La valeur importante de Υ vient de l'efficacité, plus importante, de la flottabilité à créer des corrélations entre les différentes composantes des fluctuations de vitesse, comparé à celle du cisaillement induit par l'écoulement moyen.

4.4.3 Discussion des hypothèses

Cette modélisation a mis en œuvre plusieurs hypothèses qu'il convient de discuter.

Tout d'abord lors de la comparaison expérience/modèle, la puissance choisie est 77 W, ce qui aux inclinaisons présentées 5°, 10° et 20°, place la comparaison dans le régime de Turbulence Inertielle uniquement. Dans ce régime Pr_{turb} , soit u'(0) via le paramètre A de l'équation (4.35), et le rapport U_0/U_t , expression (4.53), ne dépendent que de ψ mais pas de la puissance injectée. Ceci explique pourquoi dans ce régime le profil de vitesse se renormalise aussi bien avec U_t . En revanche, dans le régime de Turbulence Non Inertielle, Pr_{turb} varie assez vite avec W_{dc} , voir pour mémoire la figure 4.7. Ceci doit conduire à influencer l'allure du profil ainsi que la valeur de u'(0). Dans ce cas, il n'y a plus de raison formelle pour que la renormalisation en U_t fonctionne, ce qui est pourtant approximativement le cas et nous a permis d'assimiler les cas de turbulence Non Inertielle et Inertielle dans ce travail. Ensuite, on peut tester l'hypothèse $\tau'(0) = u'(0)$. Pour cela partons de $s' = \tau$ ce qui amène :

$$\tau' = s'' = l_m^2 \frac{\partial_{xx}^2 \sigma}{U_0^2}$$
(4.47)

La définition $U_z = U_0 u$ permet d'écrire également :

$$u' = l_m \frac{\partial_x U_z}{U_0} \tag{4.48}$$

Le rapport de ces deux expressions amène :

$$\frac{\tau'(0)}{u'(0)} = \frac{l_m}{U_0} \frac{\partial_{xx}^2 \sigma}{\partial_x U_z} = \frac{4l_m}{d_{eff}} \frac{d}{d_{eff}} \frac{C_\sigma}{C_\nu} \frac{U_t}{U_0}$$
(4.49)

Il faut donc évaluer le rapport des deux vitesses caractéristiques U_t et U_0

$$\frac{U_t^3}{U_0^3} = \frac{-g_z \alpha Q_z d}{(-g_z \alpha \beta l_m^2 P r_{turb})^{3/2}} \\
= \frac{1}{P r_{turb}^{3/2}} \frac{Q_z}{\kappa \beta} \left(\frac{\kappa^2}{-g_z \alpha \beta d^4}\right)^{1/2} \frac{d^3}{l_m^3}$$
(4.50)

Soit :

$$\frac{U_t^3}{U_0^3} = \frac{8\xi_m^3}{Pr_{turb}^{3/2}} \frac{d^3}{d_{eff}^3} \frac{Nu}{(RaPr)^{1/2}}$$
(4.51)

On peut injecter cette expression dans (4.49) et on obtient :

$$\frac{\tau'(0)}{u'(0)} = \frac{4}{Pr_{turb}^{1/2}} \frac{d^2}{d_{eff}^2} \frac{C_{\sigma}}{C_{\nu}} \mathcal{G}^{1/3}$$
(4.52)

Dans cette expression $\mathcal{G} = Nu/\sqrt{RaPr}$. En injectant dans (4.52) l'expression obtenue en (4.7) pour Pr_{turb} , on obtient que le terme de droite est égal à 1, donc $u'(0) = \tau'(0)$. Les hypothèses mathématiques faites dans ce modèle sont donc vérifiées.

De plus, l'expression (4.49) permet d'obtenir une expression plus simple pour U_t/U_0 :

$$\frac{U_t}{U_0} = \frac{d_{eff}^2}{4dl_m} \frac{C_\nu}{C_\sigma} = \xi_m^2 \frac{l_m}{d} \frac{C_\nu}{C_\sigma}$$
(4.53)

Enfin, on peut donner une estimation de la longueur de mélange l_m . La valeur de ξ_m obtenue par le modèle est 4.4. De plus, l'expérience montre que la section efficace de la conduite, d_{eff} , reste très proche de 44 mm.On obtient donc, $l_m = d_{eff}/2\xi_m \approx 5$ mm.

4.5 Conclusion

Ce chapitre s'est attaché à étudier l'écoulement moyen à grande échelle dans les cas où l'inclinaison de la conduite est faible. Les régimes identifiés par les mesures de transfert thermique sont ceux de Turbulence Inertielle et Non Inertielle. La PIV a mis en évidence une déformation des profils de vitesse longitudinale avec l'augmentation de l'inclinaison. Les profils s'aplatissent à mesure que l'inclinaison augmente. Les autres caractéristiques, cisaillement et composantes diagonales du tenseur de Reynolds, sont similaires à ce qui avait été observé à inclinaison nulle

Nous avons caractérisé la turbulence induite par cette expérience et remarqué que les transitions de régime de Turbulence Non Inertielle vers le régime de Turbulence Inertielle identifiées par mesures de transfert thermique coïncidaient avec une valeur du nombre de Reynolds basé sur l'echelle de Taylor R_{λ} de 28. Ceci confirme notre interprétation de cette transition : l'apparition d'un régime inertiel dans l'écoulement. Nous avons interprété la déformation des profils comme un effet de la stratification induite par l'inclinaison de l'expérience. De là nous avons pu obtenir un profil modèle qui capture bien l'allure de ces profils ainsi que leur déformation.

Chapitre 5

Etude des profils de vitesse : cas laminaire et déstabilisation

Ce chapitre s'intéresse aux résultats de PIV obtenus dans la même conduite, Gibert/Tisserand 2, qu'au chapitre précédent mais à forte inclinaison $\psi > 40^{\circ}$ et pour des puissances faibles $W_{dc} < 45$ W. Dans cette plage de valeurs, il existe deux types d'écoulements différents. Le premier est un écoulement laminaire caractérisé par une loi $\beta \propto Q^{4/5}$, comme vu dans Riedinger *et al*, [53]. Le comportement en vitesse et contrainte associé sera détaillé dans la partie 5.1 Le second type d'écoulement est similaire au précédent mais avec apparition de perturbations turbulentes par intermittence et déstabilisation de l'écoulement laminaire originel. Le comportement thermique associé est $\beta = \text{constante}$. Un exemple de ce genre de perturbation est proposé en 5.1.2. Nous proposerons une modélisation de l'écoulement laminaire en termes de jets indépendants. Puis nous interpréterons les perturbations comme des perturbations de la fonction courant de l'écoulement laminaire.

5.1 Présentation des résultats de PIV.

La technique de mesure par PIV est la même que celle proposée dans la partie 4.1. On obtient des champs qui peuvent être moyennés dans le temps.

5.1.1 Cas laminaire

L'écoulement est formé de deux jets qui se développent et s'élargissent à mesure qu'ils se propagent le long de la conduite, schéma 5.1. Il n'y a donc pas d'invariance en z de la vitesse dans ces régimes, les profils de vitesse ne seront calculés que par moyenne dans l'intervalle de z = [-10 mm; 10 mm], délimité par l'intervalle en traits pointillés sur ce schéma. Afin de ne pas entraîner de confusion dans la suite, dans ce chapitre les profils de vitesse seront notés :

$$U_{x,z}^* = \langle U_{x,z} \rangle_{t,z} \tag{5.1}$$

Ces deux profils sont proposés sur la figure 5.2(a). Les courbes en pointillées sont les profils de U_x^* , notez qu'ils sont bien plus faibles que ceux de U_z^* en traits pleins. De fait, on a $U_x^* \approx 10^{-2}U_z^*$. Ceci permet de considérer dans la suite que la valeur moyenne U_x^* est négligeable. La valeur absolue de U_x^* est d'ailleurs cohérente avec une erreur d'alignement entre la caméra et l'expérience de moins d'un degré. Ce problème ne permet pas de discuter dans le détail le profil de U_x^* mais il n'influe pas sur la pertinence du profil de fluctuations τ_{xx} .

En s'intéressant dans le détail au profil U_z^* , on remarque que la pente au centre, de part et d'autre de x = 0, est plus faible, particulièrement à 19 W, que la valeur moyenne. En revanche, près des



FIGURE 5.1 – Schéma de l'expérience. L'axe z est défini avec origine au centre de la conduite, en revanche l'axe x a son origine à la paroi notée PLD.



(a) Profil de vitesse horizontale U_x^* et verticale U_z^* .



(b) Profil de la composante τ_{xx} du tenseur de contrainte.

FIGURE 5.2

parois, le profil présente deux parties symétriques l'une de l'autre. Ceci est très similaire à ce qu'on attend dans le cas de jets indépendants, l'un ascendant et l'autre descendant. On peut envisager cet écoulement comme une accumulation de fluide froid dans la partie inférieure de la chambre froide qui devient un filet froid et coule le long de la paroi inférieure, ie : x = -25 mm, et inversement pour la partie chaude. Si la puissance injectée est suffisamment faible, ces deux jets s'ignorent totalement l'un l'autre. Lorsque l'on augmente la puissance, à inclinaison fixe, cela induit une pente au centre plus proche de la moyenne ce qui suggère que les deux jets deviennent de moins en moins indépendants. Ce résultat se confirme si l'on s'intéresse à la variance de la vitesse transverse τ_{xx} , définition rappelée dans l'expression (5.2).

$$\langle \tau_{xx} \rangle_{t,z} = \left\langle (\delta u_x)^2 \right\rangle_{t,z} = \left\langle \left(U_x - \langle U_x \rangle_{t,z} \right)^2 \right\rangle_{t,z}$$
(5.2)

La figure 5.2(b) présente les profils correspondants. Il existe un minimum local en x = 0 qui renforce l'idée de jets indépendants. On remarque toutefois que la valeur absolue de ce minimum tend à augmenter avec la puissance injectée. Cela confirme que plus la puissance augmente plus les deux jets interagissent.

5.1.2 Perturbation

L'augmentation de l'interaction entre les deux jets s'explique par l'apparition de perturbations turbulentes dans l'un ou l'autre des jets. Plus la puissance augmente, plus les perturbations sont fréquentes. Un exemple de perturbation est proposé sur la figure 5.3(b), perturbation du jet chaud dans ce cas, à comparer avec la figure 5.3(a) où l'écoulement est calme, non perturbé. Ces deux figures sont des champs instantanés de vitesse pris à une puissance de 43 W. On remarquera que dans le cas perturbé, la bouffée turbulente n'empiète pas sur le jet froid, celui-ci demeure inchangé. Bien sûr ces perturbations peuvent apparaître indifféremment dans l'un ou l'autre des deux jets. Occasionnellement, deux perturbations peuvent se produire simultanément dans les deux jets auquel cas elles ont tendance à interagir.

A plus basse puissance, ces perturbations existent également mais leur intensité est trop faible pour permettre de les distinguer. On peut tout de même en trouver signature dans le profil de $\langle \tau_{xx} \rangle_{t,z}$, puisque le minimum local au centre ne descend pas à 0, et dans la composante transverse $\langle \tau_{xz} \rangle_{t,z}$ du tenseur de contrainte. Cette quantité permet de quantifier la fréquence d'apparition des perturbations. En effet, lorsqu'une perturbation apparaît, elle entraîne l'apparition de fluctuations turbulentes de la vitesse qui se retrouvent dans cette quantité. Sur la figure 5.4, on remarque que la valeur absolue de $\langle \tau_{xz} \rangle_{t,z}$, normalisée par U_t^2 , est 5 fois plus grande à 43 W qu'à 19 W, ceci suggère que, dans cette région, il existe un flux de quantité de mouvement plus important dans le premier cas que dans le second. Dans le même temps la valeur normalisée dans la région où se situe les jets à proximité de la paroi est restée presque inchangée. Ceci plaide pour un mécanisme de déstabilisation dû à l'augmentation de ce flux de quantité de mouvement d'un jet à l'autre jusqu'à apparition d'une turbulence développée.

5.2 Modélisation du cas laminaire en termes de jets indépendants.

5.2.1 Equation du mouvement.

L'exposé des résultats de PIV suggère que dans le cas laminaire, l'écoulement se comporte comme la superposition de deux jets, un chaud, un froid, indépendants dont la direction de propagation est inversée. On peut, en première approximation, se restreindre à une interprétation 2D du problème : deux jets opposés dans un canal dont les parois sont adiabatiques. De plus le caractère indépendant des jets permet de les traiter séparément et d'obtenir la solution générale de l'écoulement par superposition des deux solutions. Dans la suite, nous allons nous concentrer sur le jet chaud, le même travail



FIGURE 5.3 – Instantanés de vitesse longitudinale V_z .



FIGURE 5.4 – Profil de contrainte τ_{xz} .

peut être réalisé pour le jet froid. Il est d'ailleurs nécessaire pour obtenir la solution de l'écoulement globale. Le problème est similaire à celui d'un panache ascendant dans un fluide au repos, sauf qu'ici ce panache est en contact avec une paroi. Ce genre d'écoulement a fait l'objet de plusieurs études notamment dans Linan *et al*, [51], et Morton *et al*, [52]. Il est possible de traiter ce problème par une approximation de Prandtl où l'on considère x et z comme deux grandeurs différentes à cause des échelles de variation très différentes suivant ces deux directions. Cela amène les équations (5.3)-(5.6) pour la vitesse et la température. On notera que dans cette écriture, on a $\theta = T - T_m$ avec $T_m \approx 25$ °C la température au centre de la conduite.

$$U_x \partial_x U_z + U_z \partial_z U_z = -\frac{1}{\rho} \partial_z p - g_z \alpha \theta + \nu \partial_x^2 U_z$$
(5.3)

$$U_x \partial_x U_x + U_z \partial_z U_x = -\frac{1}{\rho} \partial_x p - g_x \alpha \theta + \nu \partial_x^2 U_x$$
(5.4)

$$U_x \partial_x \theta + U_z \partial_z \theta = \kappa \partial_{xx}^2 \theta \tag{5.5}$$

$$\partial_x U_x + \partial_z U_z = 0 \tag{5.6}$$

La paroi supérieure est à l'abscisse x_w , on peut donc y établir les conditions limites, $U_z(x = x_w) = 0$, $U_z(x \to -\infty) = 0$, $\partial_x \theta(x = x_w) = 0$ et $\partial_x \theta(x \to -\infty) = 0$. De plus, on peut définir le flux de chaleur longitudinal comme $Q_z = c_p U_z \theta$ en négligeant la conductivité thermique, ici c_p est la chaleur spécifique volumique.

Dans la suite, on considère que la largeur du canal est plus grande que la largeur du jet chaud, et que le centre de la conduite, x = d/2, correspond à l'abscisse $x \to -\infty$ pour le jet chaud. La section du canal S est $S = d^2$, de plus il y a deux jets, un chaud et un froid, on peut donc écrire que :

$$Q = \frac{W_{dc}}{d^2} = 2c_p \frac{\mathfrak{D}}{d} \tag{5.7}$$

Dans cette expression, $\mathfrak D$ est défini comme :

$$\mathfrak{D} = \int_{-\infty}^{x_w} U_z \theta = \frac{W_{dc}}{2c_p d}$$
(5.8)

Il s'agit d'une intégrale constante et indépendante de z.

L'équation (5.5) amène que $-\frac{1}{\rho}\partial_x p \approx g_x \alpha \theta$ ce qui entraîne que $\frac{1}{\rho}\partial_z p \ll g_z \alpha \theta$ dans l'équation (5.3). De plus, on défini z = -L comme étant l'origine virtuelle du jet chaud. Ceci permet d'efféctuer un changement de variable en introduisant Z = z + L, on redéfinie la coordonnée longitudinale en tenant compte de l'origine virtuelle du jet. Rappelons que x et z sont considérés comme deux grandeurs indépendantes. Considérant les différents paramètres physiques du problème, $x, z, g_0 = -g_z, \mathfrak{D}, \alpha, \nu$ et κ , on peut construire, par analyse dimensionnelle, une vitesse caractéristique, U_0 , suivant z. Cette vitesse caractéristique doit avoir la dimension de [Z]/s puisqu'elle renvoie à la vitesse longitudinale suivant la direction \overrightarrow{z} . On cherche U_0 comme un produit des paramètres du problème :

$$U_0 = Z^a (g_0 \alpha)^b \mathfrak{D}^c \nu^d \tag{5.9}$$

Ce qui peut se ramener, en termes de dimensions, à :

$$\frac{[Z]}{s} = [Z]^a \left(\frac{[Z]}{s^2 K}\right)^b \left(\frac{[Z]K[x]}{s}\right)^c \left(\frac{[x]^2}{s}\right)^d \tag{5.10}$$

Soit :

$$\frac{[Z]}{s} = [Z]^{a+b+c} s^{-2b-c-d} K^{-b+c} [x]^{c+2d}$$
(5.11)

On identifie les exposants ce qui nous amène au système suivant :

$$\begin{cases}
a+b+c = 1 \\
-2b-c-d = -1 \\
-b+c = 0 \\
c+2d = 0
\end{cases}$$
(5.12)

La résolution de ce système donne :

$$a = 1/5$$
 $b = 2/5$ $c = 2/5$ $= -1/5$ (5.13)

On peut donc définir la vitesse caractéristique U_0 comme :

$$U_0 = \left(\frac{(g_0 \alpha \mathfrak{D})^2 Z}{\nu}\right)^{1/5} \tag{5.14}$$

De la même manière, on définit une vitesse suivant x :

$$V_0 = \left(\frac{g_0 \alpha \mathfrak{D} \nu^2}{Z^2}\right)^{1/5} \tag{5.15}$$

Une température :

$$\theta_0 = \left(\frac{\mathfrak{D}^4}{g_0 \alpha \nu^2 Z^3}\right)^{1/5} \tag{5.16}$$

et une longueur en x :

$$\delta = \left(\frac{\nu^3 Z^2}{g_0 \alpha \mathfrak{D}}\right)^{1/5} \tag{5.17}$$

Considérant ces différentes définitions, on ne peut obtenir que deux quantités adimensionnées $\xi = \frac{x_w - x}{\delta}$ et $Pr = \frac{\nu}{\kappa}$. On définit les vitesses, u et v, et température, t, adimensionnées correspondantes.

$$U_z = U_0 u(\xi, Pr) \qquad U_x = -V_0 v(\xi, Pr) \qquad \theta = \theta_0 t(\xi, Pr)$$
(5.18)

On remarquera que :

$$\partial_x = -\delta \partial_\xi \qquad \partial_z = (\partial_z \xi) \qquad \partial_\xi = -\frac{2\xi}{5Z}$$
 (5.19)

Ceci permet donc d'écrire les équations de la vitesse et de la température sous la forme suivante :

$$vu' + \frac{1}{5}u^2 - \frac{2}{5}\xi u'u = t + u''$$
(5.20)

$$vt' - \frac{3}{5}ut - \frac{2}{5}\xi ut' = \frac{1}{Pr}t''$$
(5.21)

$$v' = \frac{2}{5}\xi u' - \frac{1}{5}u \tag{5.22}$$

Dans ces équations, \mathfrak{X}' désigne une dérivation suivant la variable ξ . On leurs ajoute, la condition d'intégration issue de l'expression (5.8) :

$$\int_0^\infty utd\xi = 1 \tag{5.23}$$





(a) Superposition du profil de vitesse expérimental, obtenu au voisinage de z = 0, (traits pleins bleus) et du résultat issu du modèle par jet (traits pointillés rouges) pour comparaison.

(b) Profil de température théorique $\theta = \theta_0 t$ (trait pleins bleus) comparé au profil $\theta_0 u$ (traits pointillés rouges).

FIGURE 5.5 – Comparaison expérience/théorie.

Dans la mesure où l'on recherche une solution numérique au problème, il est pratique de ramener ce système d'équation du second degré à un système du premier degré en définissant : $u_1 = u'$ et $t_1 = t'$. Avec ces notations on obtient le système suivant :

$$\begin{cases}
u' = u_1 \\
u'_1 = -t + vu_1 + \frac{1}{5}u^2 - \frac{2}{5}\xi u_1 u \\
v' = \frac{2}{5}\xi u_1 - \frac{1}{5}u \\
t' = t_1 \\
t'_1 = Pr\left(vt_1 - \frac{3}{5}ut - \frac{2}{5}\xi ut_1\right)
\end{cases}$$
(5.24)

Enfin, on a les conditions initiales associées : $t(0) = t_0$, $u'(0) = at_0$, u(0) = 0, v(0) = 0 et t'(0) = 0. Les valeurs des paramètres a et t_0 sont déterminées à partir de la condition (5.23) et afin d'obtenir de u qu'il tende asymptotiquement vers 0 à l'infini. L'expérience s'étant déroulée à une valeur du nombre de Prandtl de 6.1, on obtient :

$$t_0 \approx 2.00 \qquad a \approx 0.795 \tag{5.25}$$

On notera que dans ce traitement, on n'a pas déterminé la valeur de Z, ce qui revient à déterminer la valeur de L origine virtuelle du jet. En effet, elle est considérée comme un paramètre ajustable du problème. Afin de fixer une valeur, il faut tenir compte du fait que le jet n'est pas infiniment fin à la base de la conduite, ce qui revient à fixer l'origine virtuelle du jet suffisamment loin en amont afin que la largeur du jet modèle soit la même que celle du jet réel à l'entrée de la conduite. Cela correspond à une valeur de L de 60 cm. Cette valeur est bien plus grande que la longueur totale de la conduite (20 cm). La solution est proposée en traits pointillés sur la figure 5.5, où est aussi superposée la mesure expérimentale correspondante. La concordance est excellente. Ceci est d'autant plus remarquable que le rapport (5.26) est indépendant de Z ce qui signifie que l'on ne peut pas ajuster la vitesse maximum du jet et sa largeur indépendamment. Si l'on impose la valeur de la largeur, le modèle donne une vitesse qui correspond à ce que l'on mesure dans l'expérience.

$$\frac{u_0^2}{\delta} = \frac{g_0 \alpha \mathfrak{D}}{\nu} \tag{5.26}$$



FIGURE 5.6 – Assemblage de la solution dans la direction x issue du jet chaud (en rouge), et du jet froid (en bleu).

5.2.2 Discussion

Remarques sur les solutions obtenues

Nous obtenons par résolution numérique une solution pour le jet chaud. De la même manière, on obtient la solution pour le jet froid. Il reste à assembler les deux solutions. Pour cela, on les symétrisent. Ce procédé ne pose pas de problème pour la composante z de la solution, figure 5.8 (a1). En revanche, la question est plus complexe pour la composante x. A l'issue de la résolution numérique, on obtient une solution de la forme proposée sur la figure 5.6 à gauche. La courbe rouge représente la solution pour le jet chaud, la courbe bleue celle issue du jet froid. On a imposé l'incompressibilité et la condition aux limites de non glissement à la paroi. La conséquence est que pour $x \to \infty$ la solution est non nulle, elle peut donc perturber le jet opposé. Or, nous avons traité le problème comme deux jets indépendants, il faut donc, pour assembler la solution de v, la symétriser ce qui conduit à la solution proposée toujours sur la figure 5.6 à droite. Cette solution présente une vitesse non nulle à la paroi.

Il existe également une autre incohérence physique, un flux de masse \dot{M} non nul.

$$\dot{M} = \int U_z dx \tag{5.27}$$

Afin de corriger ce flux de masse aberrant nous allons introduire un contre-courant correctif. L'origine de ce contre-courant est schématisée sur la figure 5.7. Du fait de la non-invariance en z, on a un déplacement de fluide selon la direction \overrightarrow{x} . Ce fluide est chassé par les jets longitudinaux. Nous allons voir que la correction de ce flux de masse aberrant va également permettre de corriger le défaut de vitesse non nulle à la paroi de la solution v.

Ecoulement secondaire : contre-courant

Partons donc sur le problème du flux de masse. Si l'on prend en compte les deux jets, on a :

$$\dot{M} = (\Phi(Z = L + z) - \Phi(Z = L - z)) \left(\int_0^\infty u d\xi \right)$$

$$\dot{M} \simeq 2z \frac{d\Phi}{dZ} (Z = L) \left(\int_0^\infty u d\xi \right)$$
(5.28)

Dans cette expression, on a défini la fonction Φ comme étant :



FIGURE 5.7 – Origine du contre-courant correctif. Les jets ascendant et descendant poussent le fluide (flèches jaunes et vertes), ce qui crée un contre-courant.

$$\Phi(Z) = U_0(Z)\delta(Z) = (\nu^2 g_0 \alpha \mathfrak{D} Z^3)^{1/5}$$
(5.29)

On rappelle que les coordonnées (x, z) sont définies sur le schéma 5.1 pour le jet chaud. Or, dans l'expérience, |z| est toujours inférieur à 5 cm, ce qui est très inférieur à L = 60 cm. Les équations (5.24), associées à la définition à (5.29), permettent d'écrire :

$$v_{\infty} = -\frac{3}{5} \int_0^\infty u d\xi \tag{5.30}$$

 et

$$\frac{d\Phi}{dZ}(Z=L) = \frac{3}{5} \left(\frac{\nu^2 g_0 \alpha \mathfrak{D}}{L^2}^{1/5}\right) = \frac{3}{5} V_0 \tag{5.31}$$

Ceci donne l'expression du flux de masse \dot{M} :

$$\dot{M} = -2V_0 v_\infty z \tag{5.32}$$

La correction de ce flux de masse passe par l'introduction d'un écoulement secondaire, cosinusoïdal, dont la composante suivant z serait la suivante :

$$U_2(x,z) = -\frac{\pi}{2d} \dot{M} \cos\left(\frac{\pi x}{d}\right) = z \frac{\pi}{d} V_0 v_\infty \cos\left(\frac{\pi x}{d}\right)$$
(5.33)

Dans cette expression V_0 fait référence à $U_x = -V_0 v(\xi, Pr)$. Or, $V_0 = (\delta/L)U_0 \ll U_0$ dans l'expérience, ce qui induit que $|U_2|/U_0$ ne dépasse pas 2.10^{-2} . Au vu de cette valeur maximale, on peut négliger la composante z de cet écoulement secondaire. En revanche lorsque l'on s'intéresse à sa composante x, $V_2(x)$, la situation est différente. En effet, l'équation de l'incompressibilité (5.6) donne :

$$\frac{\partial V_2}{\partial x} = -\frac{\partial U_2}{\partial z}$$

ce qui implique :



FIGURE 5.8 – Correction du profil de vitesse transverse.

$$V_2(x) = -V_0 v_\infty \sin\left(\frac{\pi x}{d}\right) \tag{5.34}$$

Or, dans ce cas, on a $|V_2| \approx -V_0 v$. En effet, si $\delta \ll d$, alors $V_2(x)$ peut être considéré comme constant au travers du jet et la valeur de cette constante doit compenser la contribution due à l'autre jet une fois injectée dans la solution symétrisée, sans quoi les jets ne sont pas indépendants.

La figure 5.8 permet de comprendre le mécanisme. (a2) est la solution symétrisée issue de la résolution numérique. (b2) donne la vitesse du contre-courant obtenus par correction du flux de masse \dot{M} . L'association des deux, (c2), propose l'allure de l'association de ces deux solutions. On obtient un profil qui respecte la physique de l'écoulement.

Flottabilité

Un autre point qu'il convient d'aborder, vient de l'examen de la figure 5.5 à droite. Sur cette figure, on présente le profil de température théorique, $\theta = \theta_0 t$. On constate que le terme de flottabilité, proportionnel à la température, est nul dans la partie centrale de la conduite. Par conséquent le fluide devrait se comporter comme un écoulement de Couette, être entraîné par les jets à cause de la viscosité. Dans ce cas, le profil de vitesse ne devrait pas s'aplanir au centre de la conduite. Or, l'expérience montre le contraire. Le profil de vitesse $U*_z$ présente trois points d'inflexion et non deux. Cela est dû à la composante U_x de la vitesse. Cette dernière atteint une valeur finie à l'extérieur des jets : le fluide est laminaire mais ne correspond pas à un écoulement de Stokes pour autant, un terme quadratique peut équilibrer le terme visqueux. Prenons l'exemple du fluide à l'extérieur du jet chaud. L'équation de Navier-Stokes correspondant à la composante U_z , équation (5.3), se réduit à :

$$U_x \frac{\partial U_z}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 U_z}{\partial x^2} \tag{5.35}$$

Dans cette région, on peut approximer U_x par une constante ce qui entraîne :

$$U_z \propto exp\left(\frac{-U_x(x_w - x)}{\nu}\right) \tag{5.36}$$

Cette expression décroit lorsque l'on s'éloigne de la paroi, d'abscisse x_w . De plus, U_x est du même ordre que V_0 donc la longueur ν/U_x est du même ordre que ν/V_0 . Or, $\nu/V_0 = \delta$, où, rappelons-le, δ est la position du maximum de vitesse longitudinal. On a donc U_z nul à l'extérieur des jets ce qui explique l'existence de trois points d'inflexion sur son profil.

Cette modélisation se place dans le cas d'un écoulement purement laminaire. Or, les résultats rapportés en section 5.1 montrent que cet écoulement laminaire se déstabilise lorsque la puissance augmente. Des perturbations apparaissent. Il convient maintenant de considérer ce cas.

5.3 Déstabilisation par perturbations intermittentes.

Les perturbations apparaissent dans les champs de vitesse perturbé, voir figure 5.3(b), à comparer au cas non perturbé 5.3(a). Dans le cas perturbé, la perturbation se situe dans le jet chaud. La perturbation ne semble pas affecter le jet en regard. On peut donc supposer que les perturbations sont découplées. De même rappelons que le profil de τ_{xx} présente un minimum local au centre de la conduite, associé à des maxima locaux situés, approximativement, au point d'inflexion du profil de vitesse dans les jets. Ces points d'inflexion sont critiques lors de la déstabilisation de profils laminaires dans des fluides non visqueux, comme expliqué par exemple par P. Huerre dans [3]. De plus, comme nous le verrons par la suite, la position de la perturbation suggère que des mécanismes inertiels sont à l'origine de cette déstabilisation de l'écoulement laminaire.

Afin d'obtenir l'allure de la perturbation, intéressons-nous à la fonction courant. L'hypothèse de base de cette modélisation est la suivante, il est possible d'exprimer la perturbation de la fonction comme le produit de deux fonctions $\phi(x)\chi(z)$, donc d'effectuer une séparation des variables. La perturbation type semble être une structure allongée parallèle à l'axe z ce qui autorise une telle séparation. Soient δu_x et δu_z les composantes x et z de la vitesse propre à la perturbation. Ces composantes peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\delta u_x = -\phi(x)\chi'(z)$$
 et $\delta u_z = \phi'(x)\chi(z)$ (5.37)

Le profil τ_{xx} est calculé par moyenne sur une hauteur comprise entre z_- et z_+ . La contribution de la perturbation, δu_x^2 , au profil de τ_{xx} doit donc s'obtenir sur les mêmes bornes de calcul :

$$\delta \tau_{xx} = \frac{\phi(x)^2}{z_+ - z_-} \int_{z_-}^{z_+} \chi'^2(z) dz$$
(5.38)

De la même manière, on obtient la contribution à τ_{xz} en moyennant $\delta u_x \delta u_z$.

$$\delta \tau_{xz} = \frac{-\phi(x)\phi'(x)}{z_+ - z_-} \int_{z_-}^{z_+} \chi(z)\chi'(z)dz$$
(5.39)

Supposons que ces deux intégrales sont non nulles, alors $\delta \tau_{xz}$ est proportionnel à la dérivée de $\delta \tau_{xx}$. D'ailleurs la comparaison des résultats expérimentaux, figure 5.2(b) et 5.4, est en accord avec cette interprétation.

L'intégration de τ_{xz} est présentée en pointillé pour comparaison à τ_{xx} , traits pleins, sur la figure 5.9. L'allure générale de l'intégration de τ_{xz} est proche de celle de τ_{xx} . Revenons à la comparaison des courbes expérimentales, 5.2(b) et 5.4, τ_{xz} passe par 0 approximativement à la même abscisse où τ_{xx} est maximum. La comparaison des figures 5.4 et 5.9, permet, enfin, de déduire que l'expression (5.40)



FIGURE 5.9 – Superposition de τ_{xx} expérimental (traits pleins) et de l'intégration de τ_{xz} (traits pointillés), pour comparaison.

est négative dans le jet froid et positive dans le jet chaud, soit le signe de la vitesse dans chacun des jets.

$$2\int_{z_{-}}^{z_{+}} \chi(z)\chi'(z)dz = \chi^{2}(z_{+}) - \chi^{2}(z_{-})$$
(5.40)

Ce résultat est surprenant. En effet, de prime abord, on pourrait penser que les perturbations sont simplement advectées par la vitesse non perturbée en leur centre. Or, dans ce cas, on aurait $\chi^2(z_+) = \chi^2(z_-)$ en moyenne, ce qui n'est pas ce que suggère le résultat expérimental. En réalité, on a obtenu que χ^2 en amont est plus petit qu'en aval. Partant de ce constat, il s'avère que les perturbations grandissent à mesure qu'elles sont advectées par l'écoulement. La perturbation de la fonction courant peut s'envisager comme une fonction échelon en z et une fonction localisée en x. Pour permettre d'évaluer la position et la largeur de la perturbation présentée en 5.3(b), on choisit ϕ comme gaussienne et χ comme une tangente hyperbolique, expression (5.41) et (5.42).

$$\phi(x) = \exp\left(-\frac{(x-x_p)^2}{2b^2}\right) \tag{5.41}$$

$$\chi(z) = A\left(1 - \tanh\left(\frac{z - z_p}{c}\right)\right)$$
(5.42)

En choisissant $A = 42 \text{ mm}^2 \text{s}^{-1}$, puis la largeur de la perturbation b = 7 mm, la longueur en z c = 20 mm, on obtient le résultat présenté en figure 5.10 à droite à comparer aux résultats expérimentaux à gauche.

Remarquons qu'au vu du jeu de paramètres A, b et c, la contribution de l'amplitude à τ_{xz} est $A^2/bc = 13 \,\mathrm{mm^2 s^{-1}}$ ce qui est assez cohérent avec la valeur expérimentale de $U_t^2 = 18 \,\mathrm{mm^2 s^{-2}}$.

5.4 Conclusion

A forte inclinaison ψ et faible puissance injectée W_{dc} , l'écoulement est laminaire. L'écoulement se développe en deux jets relativement indépendants. A mesure que l'on augmente la puissance, l'indépendance des jets disparaît. Des perturbations apparaissent. Plus la puissance augmente, plus ces



FIGURE 5.10 – A gauche : un champ de vitesse longitudinale perturbé expérimental, à droite : la même perturbation issue du modèle pour comparaison

perturbations sont fréquentes. Nous avons modélisé l'écoulement laminaire en développant l'interprétation par jets indépendants. Le résultat a nécessité quelques ajustements, notamment nous avons dû introduire un contre-courant correctif pour maintenir un flux de masse nulle dans la conduite. Ce contre-courant a également permis de corriger la solution de la composante x de la vitesse. Ce résultat est intéressant car nous corrigeons deux incohérences avec une seule contribution. La solution proposée pour la composante z de la vitesse est tout à fait satisfaisante et représente bien les résultats expérimentaux, figure 5.5(a). Le modèle proposé pour les perturbations représente également bien l'allure de ces perturbations.

Chapitre 6

Influence du rapport d'aspect

Dans l'introduction de cette partie, chapitre 3, nous avons expliqué que le but de cette géométrie d'expérience est, en régime turbulent, d'obtenir une zone au centre de la conduite où l'on soit affranchi des conditions aux limites aux plaques PF et PC. Jusque-là cette hypothèse n'a jamais été remise en cause puisque les résultats paraissaient cohérents avec un régime inertiel en $Ra^{1/2}$ et que les champs moyennés dans le temps présentaient bien une zone invariante en z. Cependant, la signification de la longueur de mélange L_n variant avec Re (un effet de taille finie de la conduite induit par l'augmentation du nombre de Reynolds) nous a amené à revenir à une représentation (Nu, Ra) standard. Le rapport d'aspect $\Gamma = 2$, conduite dite Gibert 1, ne vérifie pas l'hypothèse conduite infinie. De plus, dans le chapitre 4, on a modélisé des résultats de PIV obtenus dans la conduite Gibert/Tisserand 2, de rapport d'aspect $\Gamma = \frac{H}{d} = 4$, en faisant l'hypothèse de conduite infinie. Dans la littérature, par exemple dans Pope [6], on trouve que cette hypothèse n'est vérifiée que si $\Gamma >> 1$, par exemple à 10 environ dans le cas d'une conduite en air. Cette affirmation est valable pour des souffleries ou des conduites qui sont des écoulements pilotés par les conditions aux limites et les parois, nous sommes dans un cas où les conditions aux bords comptent peu. Ceci est d'autant plus pertinent que nous avons vu, dans le chapitre 4, que la modélisation se basant sur cette approximation fonctionne bien. Nous allons comparer trois rapports d'aspect de conduite 2, 4 et 6. Les spécificités de ces différentes conduites ont été détaillées au chapitre 3 dans la section 3.1. Dans un premier temps, nous nous intéresserons au transfert thermique. Puis nous étudierons la structure de l'écoulement et les statistiques de vitesse et de fluctuations associées.

6.1 Transfert thermique

Parmi les trois dispositifs détaillés en section 3.1, seul le troisième est nouveau et n'a jamais fait l'objet d'une étude de transfert thermique ou de vitesse, nous effectuerons ces études en section 6.2. Grâce à la méthode décrite dans la section 3.1.4, on obtient le gradient de température β en [K/m] dans l'expérience Rusaouën 3 de rapport d'aspect $\Gamma = 6$. La sonde utilisée est exactement celle décrite dans 3.1.4 où tous les détails la concernant peuvent être trouvés. La figure 6.1(a) présente l'évolution du gradient β avec la puissance injectée W_{dc} pour une inclinaison nulle ($\psi = 0^{\circ}$) en diagramme log-log.

Les ronds bleus correspondent aux résultats obtenus pour Rusaouën 3 ($\Gamma = 6$) et les triangles rouges à ceux obtenus pour l'expérience Gibert/Tisserand 2 ($\Gamma = 4$) avec cette même sonde. Les points sont en bon accord. La précision de la mesure est de l'ordre de 5% soit le maximum de dispersion observé ici. On retrouve bien le comportement $\beta \propto W_{dc}^{2/3}$ sur les quatre points aux plus hautes puissances ce qui est synonyme d'un comportement affranchi des extrémités de la conduite dans la zone de mesure.

Lorsque l'on passe en diagramme (Nu,Ra), figure 6.1(b), la correspondance est également bonne. On



(a) Gradient en fonction de la puissance appliquée.

(b) Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh.

FIGURE 6.1 – Les triangles rouges correspondent au cas $\Gamma = 4$, les points bleus au cas $\Gamma = 6$. Il n'existe pas de différence notable entre les différents résultats.

retrouve la loi $Nu = (RaPr)^{1/2}$ attendue. Les mesures présentées dans cette section pour $\Gamma = 4$ ne sont pas les mêmes que celles présentées sur la figure 3.7. Il s'agit de mesures réalisées par X. Riedinger pendant son séjour post-doctoral. C'est la même sonde qui est utilisée pour réaliser les mesures de transfert thermique dans Rusaouën 3. Nous nous comparons donc aux résultats de X.Riedinger. Peut-on en conclure que le changement de rapport d'aspect n'a pas d'influence sur l'expérience? Non, on ne peut que conclure sur les résultats de transfert thermique. La conclusion n'est à priori pas généralisable en l'état. En effet, il est connu que dans une cellule de Rayleigh-Bénard par exemple, le rapport d'aspect de la cellule n'a pas ou peu d'influence sur le transfert thermique lorsqu'il varie entre [1/3 : 3]. Pour autant l'écoulement dans la cellule est modifié. Il est tout à fait possible que cela soit également le cas dans un écoulement en canal thermique. Une étude du champ de vitesse est donc nécessaire.

6.2 Etude de la vitesse

6.2.1 Montage optique de PIV

Le montage est décrit sur la figure 6.2. Un laser, de puissance lumineuse 1.2 W et de longueur d'onde 532 nm, émet un faisceau qui passe au travers d'une lentille divergente. Cela crée une nappe. On ajuste la courbure de la lentille ainsi que sa distance à la cuve afin d'obtenir une nappe aussi homogène que possible. La nappe est placée dans le plan médian au canal. Le fluide de travail (de l'eau déionisée et dégazée) est ensemencé par des particules de verre, marque Sphéricel, de diamètre compris entre 1 µm et 10 µm. Ces particules n'ont pas toutes la même densité, on attend donc une heure environ afin que la sédimentation capture les plus éloignées de la densité moyenne. L'acquisition se fait via une caméra Stingray IOTech, possédant 1200 pixels par 960 pixels, à 20 Hz.

Afin de capturer toute la statistique de l'expérience, il nous faut un grand temps d'acquisition (ici un enregistrement dure 4 h). Si l'acquisition était continue, on aurait 288000 images par enregistrement, il nous faudrait un espace de stockage très conséquent pour conserver tous les enregistrements, ce n'est pas envisageable. Afin de réduire le poids des données tout en préservant la statistique, on opte pour



FIGURE 6.2 – Schéma de principe du montage de PIV utilisé.

un enregistrement discontinu par paquet. Un GBF Agilent 33220A déclenche un signal à la caméra en externe. Ce signal se compose de séquence de 10 s, comme indiqué sur la figure 6.3(a). On a donc un espace de 10 s puis trois pics d'amplitude 3.5 V à 20 Hz. L'amplitude est choisie à 3.5 V car la caméra à un seuil de déclenchement de 3 V à 12 V en déclenchement externe. Avec ce type d'acquisition on obtient 4321 images en moyenne (cela peut varier suivant que le début de l'acquisition se fait entre deux paquets ou au milieu d'un paquet).

Une image typique d'enregistrement est présentée en figure 6.3(a). La nappe est assez homogène même s'il existe des bandes parasites, elles ne sont, néanmoins, que peu gênantes car leur position et leur intensité ne varient pas dans le temps.

6.2.2 Algorithme de traitement : CIVx

Dans cette série de mesure, pour des raisons de vitesse de traitement et de commodités, le logiciel d'exploitation utilisé est CIVx, un logiciel libre mis en place par la plate-forme CORIOLIS de Grenoble, Fincham et Delerce [45]. Il s'agit d'un algorithme Fortran qui présente l'avantage d'être compatible avec le Cluster de calcul de l'ENS : le PSMN, Pôle Scientifique de Modélisation Numérique. Même si ce code n'est pas parallèle, on peut facilement employer plusieurs dizaines de nœuds de calcul, mis à disposition par le PSMN, ce qui réduit grandement les temps de traitements. L'algorithme travaille en deux étapes. Une première, au cours de laquelle il effectue une recherche de corrélation maximale assez grossière ce qui lui donne une première estimation du déplacement, puis une seconde étape, où il affine la recherche sur des boites d'interrogations plus petites autour de la valeur grossière obtenue en première passe. Cette seconde étape peut être répétée afin d'augmenter encore la finesse du résultat. En fin de traitement, on effectue une interpolation afin d'éliminer un maximum de vecteurs détectés comme faux et de restaurer une grille de points régulière.

Un vecteur peut être détecté comme faux de plusieurs façons différentes. Par exemple :

— La valeur de la corrélation maximale est inférieure à une valeur seuil que l'on peut choisir,





350 2 300 F 250 100 Image n 200 t [s] 150 100 50 20 60 80 40 100 Image n

(a) En haut : Signal de déclenchement externe. En bas : Exemple d'image typique.

(b) Réponse de la caméra en temps à gauche et en fréquence en insert.

Figure 6.3

— Le maximum de corrélation est détecté en bout de boite de recherche, sont les principaux critères qui renvoient un 'drapeau rouge'. Ce 'drapeau rouge' est un signal qui marque un vecteur comme faux.

CIVx peut calculer deux types de corrélations croisées. La différence réside dans le choix de l'image de référence. Pour la PIV, on effectue une série temporelle, ie. chaque image est corrélée avec la précédente. Mais il existe également la possibilité de choisir une référence commune. Cette dernière méthode sera mise à contribution dans le chapitre 9.

6.2.3 Post-traitement des champs de déplacements

Après passage par l'algorithme de traitement CIVx, on obtient des champs de déplacements qu'il faut convertir en champs de vitesse. Pour cela, il nous faut une loi qui transforme les déplacements en pixels en déplacements en mètres. Des marqueurs placés sur la face avant de la conduite permettent d'obtenir ce rapport dans la direction verticale. Connaissant la largeur de la conduite, on a la valeur dans l'horizontale. Pour appliquer cette transformation, il faut également tenir compte de l'effet de parallaxe qui dilate les distances entre la paroi extérieure et la nappe placée au centre de la conduite. Dans le cas présent le décalage est de 3%. Reste à tenir compte de l'intervalle de temps entre deux images : $\Delta t = 50$ ms.

6.3 Inclinaison nulle : $\psi = 0^{\circ}$

6.3.1 Existence de champs entrelacés

Les expériences, réalisées ici, ont montré que le cas vertical dans le rapport d'aspect $\Gamma = 6$ est plus complexe qu'attendu. En effet, comme évoqué dans la partie 3.4, les expériences de Gibert *et al*, [48], montraient que la symétrie de la conduite s'imposait à l'écoulement. Cela n'avait pas été remis



FIGURE 6.4 – Deux types d'écoulements présents.

en cause jusqu'à maintenant. Cependant dans une conduite cylindrique, Cholemari et Arakeri [38] a montré que l'écoulement peut prendre une forme spirale qui n'est pas présente sur cette figure. De fait, il existe bien des configurations 'entrelacées' dans notre cas, comme le montre le champ instantané sur la figure 6.4(b) à mettre en opposition d'une configuration 'linéaire', à gauche, qui correspond au cas : état 1.1 de la figure 3.11. Ces résultats sont obtenus à une puissance de 65 W.

L'existence de ces champs entrelacés, à $\Gamma = 6$, mérite un examen. Intéressons-nous au cas $\Gamma = 4$, il existe bien des champs similaires. Pourtant ces cas n'étaient pas présents pour $\Gamma = 2$. Ceci suggère également que le canal Gibert 1 de rapport d'aspect $\Gamma = 2$ était trop court, on ne se dégageait jamais vraiment de l'influence de l'entrée/sortie de la conduite.

6.3.2 Amélioration de l'algorithme de redressement

Afin de pouvoir exploiter ces acquisitions, il est nécessaire d'améliorer l'algorithme de redressement proposé en section 3.20. Désormais, nous allons décomposer chaque champ en 4 parties comme indiqué sur la figure 6.5.

Dans chaque quartier, on calcule la valeur moyenne de la vitesse V_z . Comme sur la figure 6.5, on numérote le quartier en haut à gauche par 1, en haut à droite par 2, en bas à gauche par 3 et en bas à droite par 4. On pose alors :

$$V_1 = \langle V_z \rangle_{t,z,x} |_1 \quad V_2 = \langle V_z \rangle_{t,z,x} |_2$$

$$V_3 = \langle V_z \rangle_{t,z,x} |_3 \quad V_4 = \langle V_z \rangle_{t,z,x} |_4$$

La détection se fait de la manière suivante, on commence par identifier les champs à éliminer :

si
$$\operatorname{sgn}(V_1) = \operatorname{sgn}(V_4) \to \epsilon_{14} = 1$$
 sinon $\epsilon_{14} = 0$
si $\operatorname{sgn}(V_2) = \operatorname{sgn}(V_3) \to \epsilon_{23} = 1$ sinon $\epsilon_{23} = 0$

Puis on classe les champs par famille qui sont définies comme suit :



FIGURE 6.5 – Détection des champs entrelacés.

si $\epsilon_{14} = 0$ et $\epsilon_{23} = 0$ alors $\chi = 0$ sinon $\chi = 1$

Ceci correspond à la figure 6.6.

On ne va conserver que les écoulements de la famille $\chi = 0$. Enfin, on détermine si l'on est en face d'un écoulement 1.1 ou 1.2 (voir schéma 3.11) de la même manière que précédemment. Ce redressement permet d'obtenir un champ moyenné dans le temps présentant une invariance en z sur une plage de valeur de z relativement importante. Un champ $\langle V_z \rangle_t$ typique est présenté sur la figure 6.7 à gauche. On a presque 8 cm exploitables. C'est sur cette zone que seront calculés les différentes statistiques moyennes présentées dans la suite de ce chapitre pour les deux rapports d'aspect étudiés ici, à savoir $\Gamma = 4$ et $\Gamma = 6$.



FIGURE 6.6 – Nouvelle définition des familles d'écoulements.



FIGURE 6.7 – Champs moyennés dans le temps des composantes de vitesse $\langle V_z \rangle_t$ et $\langle V_x \rangle_t$ pour une inclinaison ψ de 0°.

6.4 Comparison $\Gamma = 4$ et $\Gamma = 6$

6.4.1 Vitesse et tenseur de fluctuations à inclinaison nulle

Profils de vitesse

Nous allons étudier l'écoulement moyen obtenu pour deux inclinaisons différentes. La première sera $\psi = 0^{\circ}$ et la seconde $\psi = 5^{\circ}$. Ceci permettra, dans un premier temps de compléter la comparaison thermique réalisée précédemment. Puis dans un second temps de vérifier l'invariance des résultats avec l'inclinaison. Commençons avec l'inclinaison nulle. La figure 6.8(a), présente les profils de vitesse verticale U_z , pour différentes puissances injectées et pour les deux rapports d'aspect, renormalisés par la vitesse caractéristique U_t .

La superposition est tout à fait correcte. La figure 6.8(b) présente les mêmes résultats renormalisés par leur maximum. Ceci permet de mettre en avant l'allure des profils. On remarque que dans le cas $\Gamma = 6$ les profils sont systématiquement légèrement plus plats que dans $\Gamma = 4$. Cette déformation reste tout de même faible.

Dans le chapitre 4, nous avons vu que l'allure des profils est conditionnée par le cisaillement τ_{xz} , il est donc pertinent de s'intéresser à cette quantité. Les profils sont proposés sur la figure 6.9(a) renormalisés par U_t^2 , et sur la figure 6.9(b) renormalisés par $\tau_{zz_{max}}$. Sur cette figure est également proposée une approximation parabolique donnée par l'expression 4.2 dont on rappelle ici l'expression :

$$\tau_{xz_{theo}} = C_{\sigma} U_t^2 \left(1 - 4 \frac{x^2}{d_{eff}^2} \right) \tag{6.1}$$

Ici d_{eff} est la largeur efficace de la conduite et vaut 42 mm dans ce cas. Il s'agit de la partie de la section où la composante τ_{xz} du tenseur de Reynolds est non nul. Sa valeur peut varier avec



FIGURE 6.8 – Profils de vitesse U_z . Les deux rapports d'aspect sont présents $\Gamma = 6$ et $\Gamma = 4$, tous deux à différentes puissances.



FIGURE 6.9 – Composante extradiagonale du tenseur de Reynolds, τ_{xz} , pour les mêmes puissances que dans la figure 6.11(a).



FIGURE 6.10 – Les deux composantes diagonales du tenseur de Reynolds renormalisées par U_t^2 .

la puissance et l'inclinaison mais reste assez proche de 42 mm dans notre cas. Comme nous l'avons évoqué lors de l'introduction de ces écoulements au chapitre 3, les études précédentes ont montré que le cisaillement doit correctement se superposer lorsqu'il est renormalisé par U_t^2 . Ceci est bien le cas pour $\Gamma = 4$. En revanche, ce n'est pas vrai pour $\Gamma = 6$. Dans ce cas, il n'y a pas de tendance claire, les profils renormalisés sont mélangés avec une dispersion maximale de près de 20%. Cette absence de monotonie est probablement une limite du redressement, en effet nous verrons dans la section suivante que lorsque l'inclinaison augmente (et donc que les redressements nécessaires deviennent nettement moins nombreux), cette dispersion disparaît et la monotonie réapparaît. A inclinaison nulle ($\psi = 0^{\circ}$), on peut tout de même remarquer que τ_{xz} est systématiquement plus élevé pour $\Gamma = 6$ que pour $\Gamma = 4$. De plus, sur la figure 6.9(b), on peut remarquer que les profils obtenus pour le plus petits rapport d'aspect ($\Gamma = 4$) sont systématiquement contenus dans les profils du cas $\Gamma = 6$. Ceci est à rapprocher de l'allure aplatie du profil de vitesse. Enfin, on constate également que le profil τ_{xz} est qualitativement plus proche d'une parabole lorsque $\Gamma = 6$.

Fluctuations de vitesse

On peut également s'intéresser aux fluctuations des composantes de vitesses données par les composantes du tenseur de Reynolds τ_{xx} et τ_{zz} , figure 6.10. L'étude de la composante τ_{zz} est intéressante car elle permet de tester la qualité du redressement obtenu. En effet, dans la section 3.4, nous avons expliqué qu'un bon argument pour attester de la qualité d'un redressement venait de l'absence de cornes sur le profil τ_{zz} . Cela manifeste le fait que l'on a bien soustrait toute la contribution de l'écou-lement moyen, $\langle V_z \rangle_{t,z}$, lors du calcul $\tau_{zz}^i = \left(V_z - \langle V_z \rangle_{t,z}\right)^2$. Tout d'abord remarquons que la différence nette de valeur extrême sur cette figure suggère que les

fluctuations sont anisotropes.

De plus, on remarque qu'à l'exception des petites puissances, la composante τ_{zz} est extrêmement plat au centre de la conduite, dans la zone où les effets visqueux sont négligeables. Il est intéressant de constater que pour les deux rapports d'aspect, la puissance 20 W, traits pleins vert kaki et traits pointillés cyan, fait apparaître un profil plus arrondi présentant une bosse prononcée au centre de la conduite. Ceci n'est pas compatible avec une mauvaise estimation de la moyenne U_z . En effet,



FIGURE 6.11 – Profils de vitesse verticale U_z pour une inclinaison $\psi = 5^{\circ}$.

si on sous-estime cette moyenne des 'cornes' apparaissent à proximités des parois latérales et pas au centre de la conduite. De plus, le redressement tel qu'il est défini ne permet pas de surestimer cette moyenne. Cette déformation est donc physique. Bien que la comparaison soit difficile, du fait des différences géométriques des différents dispositifs expérimentaux évoquées dans la section 3.1, ce profil se rapproche de ce qui avait été observé dans l'expérience Gibert 1, voir la thèse M.Gibert [1]. Remarquons qu'il s'agit dans le cas présent de la plus petite puissance, or si l'on se reporte à la figure 3.7, les points à basse puissance obtenus dans Gibert/Tisserand 2 ne présentent pas la même loi de comportement, la pente est plus importante ce qui est compatible avec la proximité d'une transition entre deux régimes. Il est tout à fait possible qu'à ces puissances les profils commencent à se déformer en conséquence.

De manière plus générale, on remarque que la superposition des différents profils renormalisés est tout à fait correcte aussi bien en puissance qu'en rapport d'aspect.

6.4.2 Cas d'une inclinaison de 5°

Afin de tester l'influence du rapport d'aspect à inclinaison non nulle, intéressons-nous aux mêmes profils obtenus pour une inclinaison de 5°. Commençons par les profils de vitesse. Ils sont présentés sur la figures 6.11(a) renormalisés par U_t de la même manière que dans la section précédente. Il ne semble pas y avoir de différences marquantes entre les deux rapports d'aspect. En insert sont proposés les profils de $C_{\nu} = \partial_x U_z d/U_t$ correspondant. Il n'y a pas de variation significative du coefficient C_{ν} . La figure 6.11(b) présente les mêmes profils de vitesse renormalisés par leur maximum respectif. Cette renormalisation met en avant l'allure de ces profils. Cette fois, la superposition est parfaite. Il semble que les variations de l'allure s'estompent avec l'augmentation de l'inclinaison. Or, lorsque l'on incline l'expérience la proportion de champs nécessitant un redressement chute fortement. Il est donc tout à fait possible que les différences minimes entre les deux rapports d'aspect apparues sur les profils U_z , ainsi que l'absence de monotonie sur les profils de τ_{xz} à inclinaison nulle soient bien des reliquats du redressement effectué.



FIGURE 6.12 – Composante extradiagonale du tenseur de Reynolds, τ_{xz} , pour les mêmes puissances que dans la figure 6.11(a).

Pour s'en convaincre, intéressons-nous au cisaillement, figures 6.12(a) et 6.12(b). Les deux renormalisations donnent une superposition correcte aussi bien en puissance qu'en rapport d'aspect. Notamment on retrouve cette superposition pour le plus grand rapport d'aspect alors qu'elle n'était pas présente pour $\psi = 0^{\circ}$. Enfin la correspondance avec le cas théorique de l'expression (4.2) est également excellente.

Pour terminer cette analyse, passons aux fluctuations de vitesse, figure 6.13. Là encore la superposition est excellente et le profil de τ_{zz} est plat au centre de la conduite. La forme générale des profils est identique à celle observée pour $\psi = 0^{\circ}$.

Il n'y a pas de différence significative entre les rapports d'aspect 4 et 6. Par conséquent, nous pouvons conclure que le rapport d'aspect n'a pas d'influence majeure à cette inclinaison.

6.5 Conclusion

L'objet de ce chapitre était de tester l'hypothèse de canal infini qui a été utilisée comme hypothèse de base dans le modèle de turbulence présenté dans le chapitre 4. Pour ce faire, nous avons allongé la conduite de l'expérience Gibert/Tisserand 2, décrite dans la sous-section 3.1.2, pour la faire passer d'un rapport d'aspect Γ de 4 à un rapport d'aspect de 6. Soit une augmentation de 50% de sa longueur, dispositif Rusaouën 3 sous-section 3.1.3. Les résultats thermiques obtenus dans ces conditions montrent un accord globalement bons des résultats obtenus dans les deux rapports d'aspect.

L'étude correspondante de la vitesse a révélé un cas vertical plus complexe qu'attendu avec notamment la présence de champs entrelacés en nombre non négligeable. Ces champs ont nécessité une amélioration de l'algorithme de redressement. Après amélioration ce traitement donne des résultats satisfaisants et exploitables. La valeur de la pente à l'origine est inchangée, en revanche on constate un aplatissement des profils lorsque le rapport d'aspect augmente. Ceci est associé à une augmentation du cisaillement τ_{xz} . Cette étude a été répétée pour une inclinaison de 5°, pour vérifier l'évolution des résultats avec l'inclinaison. L'allure et la pente à l'origine dans les cas $\Gamma = 6$ et $\Gamma = 4$ sont en très bon accord. On remarque notamment que la seule disparité observé dans le cas vertical (variation de



FIGURE 6.13 – Les deux composantes diagonales du tenseur de Reynolds renormalisées par U_t^2 . A gauche τ_{zz} , à droite τ_{xx} .

 τ_{xz}) disparaît, ce qui suggère qu'il s'agissait d'un artefact de l'algorithme de redressement.

Il semble raisonnable de dire que le rapport d'aspect n'a pas d'influence sur les résultats obtenus dans les expériences détaillées dans cette thèse. Bien qu'un rapport d'aspect de 4 semble court pour un canal, il apparaît suffisant pour vérifier l'hypothèse de conduite infinie dès lors que l'inclinaison est non nulle. Néanmoins, la présence des champs entrelacés dans les cas $\Gamma = 4$ et $\Gamma = 6$ mais pas dans le cas $\Gamma = 2$ suggère que cette dernière valeur est effectivement trop faible pour s'affranchir totalement des effets de bord dans la zone où les mesures thermiques et de PIV ont été réalisées. On valide l'hypothèse de conduite infinie et donc d'invariance en z des résultats, obtenus pour $\Gamma \geq 4$, qui ont fait l'objet d'une modélisation dans le chapitre 4.

Pour l'étude des conduites thermiques dans la limite de la conduite infinie, nous nous limitons donc aux cas $\Gamma \geq 4$. Troisième partie

Conduite Thermique à grand nombre de Reynolds : Ecoulement moyen et statistiques turbulentes

Chapitre 7

Ecoulement moyen en canal thermique : Grand nombre de Rayleigh/Grand nombre de Reynolds

Dans les chapitres précédents, chapitres 3, 4, 5 et 6, nous avons détaillé et modélisé des résultats obtenus pour des valeurs du nombre de Reynolds relativement faibles. Le nombre de Reynolds grande échelle est resté inférieur à 1100 pour un R_{λ} inférieur ou égal à 36. Ces faibles valeurs de R_{λ} ne permettent pas d'étudier les statistiques de turbulence inertielle de ce type d'écoulement. Nous savons que le régime inertiel existe puisque les mesures de transfert thermique dans cette conduite le montre (loi de comportement $Nu \sim (RaPr)^{1/2}$), voir chapitre 3. Afin de pouvoir étudier le régime inertiel, nous avons réalisé une expérience à plus grande échelle, dite Attila 1, afin d'augmenter la valeur du nombre de Reynolds grande échelle et du R_{λ} . Le schéma 7.1 permet de situer cette nouvelle expérience par rapport aux précédents dispositifs inclinables Gibert/Tisserand 2 et Rusaouën 3.

7.1 Une expérience à grande échelle : Attila 1

Nous commençons par décrire le dispositif expérimental et la mise en œuvre de cette expérience. Pour cela, nous détaillons dans cette section la structure de l'expérience, en donnant ces spécificités géométriques. Puis nous nous intéresserons à son instrumentation de suivi aux temps longs ainsi qu'à la réalisation d'une sonde de gradient adaptée à cette expérience.



FIGURE 7.1 – Situation de l'expérience Attila 1 en terme de nombre de Reynolds définit comme $Re = U_{z|_{max}} d/\nu$.
7.1.1 Dispositif expérimental

Cette expérience est basée sur le même principe que Gibert/Tisserand 2. Les dimensions sont données dans le tableau (7.1.1). La conduite est de section carrée. Les parois de la conduite sont en PMMA de 2 cm d'épaisseur afin de permettre des expériences de visualisation. L'assemblage de ces parois a été pensé afin de garder toute la largeur de la section aussi propre que possible et ainsi permettre de visualiser toute la section de la conduite. Pour cela, un montage par vis, voir figure 7.2(c), a été préféré au collage utilisé dans Gibert/Tisserand 2 et Rusaouën 3.

Les chambres, des cônes tronqués, ont une hauteur de 15 cm, pour un grand diamètre de 50 cm et un petit diamètre de 20 cm. La paroi latérale des chambres est en aluminium roulé/soudé et anodisé pour éviter la corrosion. Une bride de 2 cm de large permet de fixer chaque plaque grâce à 16 vis. De l'autre côté la jonction avec la conduite PMMA est assurée grâce à une double bride de raccordement en aluminium sur laquelle sont fixées 4 équerres qui forment un logement pour l'extrémité de la conduite, noté BR sur le schéma 7.2(b).

Hauteur de la conduite	$H=80{\rm cm}$
Largeur de la conduite	$d = 20 \mathrm{cm}$

TABLE 7.1 – Dimensions de la conduite de l'expérience Attila 1.

Le choix du grand diamètre des chambres n'est pas anodin. Il permet d'utiliser les mêmes plaques aluminium que celles déjà conçues pour la cellule de Rayleigh-Bénard présentée au chapitre 2. Dans la mesure où la conduite est insensible aux conditions d'injection du flux de chaleur, nous utilisons ici les plaques rugueuses comportant des rugosités de hauteur 2 mm aussi bien pour la plaque froide PF que pour la plaque chaude PC.

Comme dans les dispositifs précédents, Gibert/Tisserand 2 et Rusaouën 3, toute l'expérience peut être inclinée d'un angle ψ par rapport à la verticale, figure 7.2(b). Les dimensions de l'expérience et donc son poids nécessite un dispositif d'inclinaison particulier. Sur la vue 3D 7.2(a), on peut voir, à droite en bleu, deux bras articulés raccordés à un arbre de transmission à droite et au châssis de l'expérience à gauche au niveau de la chambre froide. La manivelle violette est reliée à une vis sans fin qui permet d'incliner les deux bras simultanément. Enfin le rapporteur, en rouge, permet de lire l'inclinaison de l'expérience.

7.1.2 Instrumentation de suivi en température

Chaque plaque est suivie en température grâce à deux thermistances CTP de type pt100. Elles sont placées à différents rayons de la plaque. Les coefficients d'étalonnage R_0 et α_R de ces capteurs sont listés dans le tableau (7.2).

Emplacement du capteur	R_0	α_R
Plaque chaude	100.0203	0.3872
Plaque froide	99.9872	0.3872
Plaque chaude	100.0219	0.3872
Plaque froide	100.1971	0.3872

TABLE 7.2 – Coefficients d'étalonnage des pt100 de l'expérience Attila 1.



(a) Vue en 3D d'Attila 1.

(b) Schéma de principe de l'expérience.



(c) Zoom sur l'assemblage des parois permettant une visualisation propre de l'intégralité de la section du canal.

FIGURE 7.2 – Présentation du l'expérience Attila 1.

Afin de suivre la température de la pièce et, in fine, de calculer les pertes thermiques subies par l'expérience une sonde thermistance CTN de 2 mm de diamètre encapsulée époxy est placée à proximité de l'expérience.

7.1.3 Isolation thermique

Pour minimiser l'interaction avec l'environnement, les chambres sont couvertes d'une couche de mousse néoprène de 5 mm d'épaisseur. La plaque chaude est enfermée dans trois épaisseurs de cette même mousse. De plus, l'expérience est suspendue ce qui empêche les pertes thermiques entre la plaque chaude et le sol. Enfin lors des mesures de transfert thermique détaillées en section 7.2, la conduite est elle aussi couverte de mousse néoprène afin de minimiser l'influence de l'environnement sur la conduite. Cependant en dépit de ces précautions le coefficient de couplage entre la plaque chaude et la pièce est relativement important, $C_{PC/E} = 30 \,\mathrm{Wm}^{-2} \,\mathrm{K}^{-1}$. Nous en tiendrons compte lors du calcul du flux de chaleur appliqué à l'expérience.

7.2 Mesures de gradient thermique.

7.2.1 Une sonde de gradient adaptée.

Suivant la technique détaillée au chapitre 3, on peut mesurer le gradient de température longitudinal dans le centre de la conduite. Il nous faut construire une sonde de gradient de température, de type pont de Wheatstone de thermistances, d'une taille adaptée à l'expérience. Pour ce faire, on utilise un circuit imprimé de hauteur 15 cm et de largeur 7 cm, qui va servir de structure 'I', voir figure 7.3 ce circuit a été dessiné par Marius Tanase (atelier d'électronique du laboratoire de physique de l'ENSL). Sur ce circuit sont soudés 4 thermistances CTN, diamètre 2 mm, montées en pont. Chaque thermistance se trouve à l'extrémité d'une des branches de la structure. A cela, on ajoute 2 autres thermistances CTN, diamètre 400 µm, indépendantes, placées à 1 cm l'une de l'autre au centre du 'I'. L'intégralité des pistes est ramenée au centre haut de la sonde où sont soudés les fils permettant l'alimentation/lecture du pont d'une part, et des 2 thermistances indépendantes de l'autre. Ceci donne un total de 8 paires de fils qu'il faut remonter au travers d'une tige creuse sur laquelle est fixée la sonde.

L'étanchéité de la sonde est assurée au moyen d'une résine chargée, le Stycast, lui-même recouvert d'un mastic bicomposant. La tête des différentes thermistances a été laissée libre. L'étalonnage des thermistances donne la valeur de \mathfrak{B} moyen, soit ici :

$\mathfrak{B} = 3891.2 \,\mathrm{K}$

La valeur constructeur est de $\mathfrak{B} = 3892 \,\mathrm{K}$. De plus, il y a là encore un décalage résiduel par rapport au zéro du pont provoqué par les différences entre les thermistances. Pour le déterminer, nous utilisons la même méthode que celle détaillée en sous-section 3.1.3. Le gradient et sa variance s'annulent en même temps ce qui donne accès à l'offset.

Pour cette sonde, on obtient un décalage sur le signal de 74.5 μ V pour une tension de polarisation U_{pola} de 100 mV. La correspondance en température est de 41.3 mK. Nous rappelons ici que la transformation du signal ΔX en V en signal de différence de température entre les deux étages δT se fait par la relation :

$$\delta T = -2 \frac{T^2 \Delta X}{U_{pola} \mathfrak{B}} \tag{7.1}$$



FIGURE 7.3 – Dessin technique du circuit imprimé servant de structure à la sonde de gradient de température.



FIGURE 7.4 – Décalage du capteur : décalage résiduel estimé à $74.5\,\mu\mathrm{V}$



FIGURE 7.5 – Gradient de température en fonction de la puissance. La droite noire indique la pente en 2/3. La correspondance est bonne.

7.2.2 Résultats thermiques : Inclinaison nulle

Sachant que la longueur, d_c , du capteur est de 15 cm, on remonte au gradient à partir de la différence de température mesurée entre les étages du capteur par $\beta = \delta T/d_c$. Ces résultats sont présentés sur la figure 7.5. Cette figure est proposée en représentation log-log afin d'évaluer tout de suite la pente de la droite obtenue et donc savoir si l'on est proche ou non de l'un des régimes connus dans ce type de conduite, voir sous-section 3.3.2. La loi qui se dégage de ces résultats est $\beta = W_{dc}^{2/3}$.

La figure 7.6(a) propose les mêmes résultats en diagramme (Nu,RaPr). La pente obtenue est pleinement compatible avec $Nu \propto (RaPr)^{1/2}$. La figure 7.6(b) présente les mêmes résultats superposés aux résultats obtenus dans la littérature pour comparaison, Gibert *et al* [48] pour un rapport d'aspect Γ de 4 et Cholemari et Arakeri [38]. Sur cette figure la droite noire représente la loi $Nu \sim (RaPr)^{1/2}$ qui se dégage des résultats de la littérature. On remarque que les points issus d'Attila 1 sont au dessus de cette loi type d'environ 20%, il s'agit d'un écart important. L'historique des expériences thermiques en générale, et particulièrement le cas des cellules de Rayleigh-Bénard détaillé au chapitre 2, montre qu'un tel écart, entre des dispositifs expérimentaux différents peut exister. Il n'est néanmoins pas négligeable.

Les résultats thermiques sont globalement en accord avec ce qui a été obtenus par ailleurs dans des expériences différentes. La pente de la loi (Nu,RaPr) est tout à fait correcte, néanmoins il existe un décalage vertical significatif de ces points.

7.2.3 Résultats thermiques : Inclinaison non nulle

Lorsque l'inclinaison augmente, le gradient de température chute rapidement. Les résultats obtenus dans l'expérience Gibert/Tisserand 2, publiés dans Riedinger *et al*, [53], le montrent. Le gradient β est maximal à inclinaison nulle. Cela se retrouve également dans Attila 1. Cependant, lorsque $\psi = 0^{\circ}$, le gradient mesuré est déjà faible, 2 K/m à la plus haute puissance appliquée, lorsque l'on incline ce gradient devient difficilement mesurable. En dépit de nos efforts nous n'avons pour l'instant pas été en mesure de réaliser cette étude.





(a) Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh, $\psi = 0^{\circ}$.

(b) Superposition des résultats obtenus dans la nouvelle expérience avec les résultats précédents.

FIGURE 7.6 – Résultats thermiques obtenus dans l'expérience Attila 1 à inclinaison nulle.

7.3 Ecoulement moyen à inclinaison nulle

La technique expérimentale est la même que celle décrite en sous-section 6.2.1 où tous les détails peuvent être trouvés. La durée des acquisitions est de 4 h par bursts à 25 Hz toutes les 10 s.

Champs et profils de vitesses

La figure 7.7(a) présente le champs moyenné dans le temps $\langle V_z \rangle_t$ obtenus pour une puissance injectée de 930 W. Ce champ est obtenu par redressement en utilisant la méthode améliorée décrite en section 6.3. Remarquons que dans la mesure où la dimension du champ dans la direction longitudinale \vec{z} est, toute proportion gardée, plus faible que lors de l'étude effectuée sur le dispositif Rusaouën 3, le redressement n'est pas complètement équivalent. En effet les moyennes sont calculées sur des zones de hauteurs plus faibles.

Le champ obtenus présente une invariance raisonnable en z. La figure 7.7(b) présente le champ correspondant de la composante transverse $\langle V_x \rangle_t$. Là encore ce champ est tout à fait conforme à ce qui avait déjà trouvé par le passé.

Nous pouvons maintenant nous intéresser aux profils correspondants, $U_z = \langle V_z \rangle_{t,z}$ et $U_x = \langle V_x \rangle_{t,z}$. Ils sont présentés sur la figure 7.8(a). Les traits pleins correspondent aux profils U_z de vitesse longitudinale, les pointillés aux profils U_x de vitesse transverse. La valeur absolue de U_x est dix fois moindre que celle de U_z . Cette valeur est donc négligeable devant U_z .

De plus, conformément à ce qui avait déjà été vu aux chapitres 3.1 et 6, l'allure du profil U_z est sinusoïdale, figure 7.8(b) où ces profils sont présentés renormalisés par la vitesse caractéristique U_t . La renormalisation de ces profils avec la vitesse caractéristique U_t donne une superposition tout à fait correcte de ces profils, ce qui est également en accord avec les résultats obtenus dans les expériences Gibert/Tisserand 2 et Rusaouën 3. De plus, sur cette figure, la courbe noire représente la loi moyenne suivante :

$$U_z = \langle V_z \rangle_{t,z} = 1.1 U_t \sin(\pi x) \tag{7.2}$$



FIGURE 7.7 – Champs de vitesse moyenné dans le temps à inclinaison nulle, puissance injectée : $930\,\mathrm{W}.$



(a) U_z et U_x à inclinaison nulle pour différentes puissances appliquées : 329 W, 518 W et 933 W



(b) U_z renormalisé par la vitesse caractéristique U_t .

FIGURE 7.8 – Profils de vitesse à inclinaison nulle.



FIGURE 7.9 – Le profil des composantes τ_{zz} , en traits pleins, et τ_{xx} , en pointillés, renormalisés par U_t^2 en ordonnées.

Le préfacteur 1.1 est plus élevé que ce qui avait été obtenus précédemment. Dans le chapitre 6, nous avons vu que dans les dispositifs à petite échelle, le préfacteur obtenu est plutôt proche de 0.9, soit une augmentation de 20%. Cette augmentation provient en partie de l'augmentation du nombre de Reynolds par élargissement de la section (d = 20 cm). Mais cette explication n'est pas suffisante, on a également une augmentation de la pente au centre du profil qui devrait être invariante par homothétie du profil. Cela est à rapprocher de l'augmentation du préfacteur de la loi de comportement thermique du cas vertical, figure 7.6(b).

Tenseur de Reynolds.

Intéressons-nous maintenant aux deux composantes diagonales du tenseur de Reynolds τ_{xx} et τ_{zz} qui caractérisent les fluctuations de la composante correspondante de la vitesse. La figure 7.9 présente ces différents profils renormalisés par U_t^2 . Remarquons que cette renormalisation donne une superposition correcte des différents profils conformément à ce qui a déjà été observé par ailleurs dans Gibert/Tisserand 2. Les profils τ_{xx} présentent un décalage de 10% entre la plus forte puissance et les deux autres ce qui reste faible. Concernant l'allure des profils τ_{zz} , on remarque la présence de 'cornes' centrées sur les abscisses -7.5 cm et 7.5 cm. Il n'est pas possible de les faire disparaître en jouant sur les paramètres du redressement, ce qui tend à prouver qu'il s'agit là d'un résultat physique et non pas d'un biais sur la valeur moyenne du profil.

Afin de compléter cette étude, il convient de s'intéresser au cisaillement τ_{xz} , figure 7.10. Les profils sont présentés renormalisés par U_t^2 . La superposition obtenue est correcte avec une allure parabolique assez proche de celle qui est attendue dans ce cas. La courbe noire discontinue présente le profil parabolique moyen donné par l'expression (7.3), avec $d_{eff} = 0.19 \,\mathrm{m}$.

$$\tau_{xz}^{theo} = C_{\sigma} U_t^2 \left(1 - \frac{4x^2}{d_{eff}^2} \right) \tag{7.3}$$



FIGURE 7.10 – Le profil de la composante extradiagonale du tenseur de Reynolds τ_{xz} renormalisé par U_t^2 en ordonnées.

7.4 Champs et profils de vitesse dans le cas incliné : influence du flux de chaleur à inclinaison fixe

Le champ observé est d'une hauteur de 33 cm sur 20 cm. La largeur sera réduite de 0.01 cm de part et d'autre de la conduite pour les inclinaisons de 10° et 20° . Cela est dû à l'apparition de réflexions sur les parois latérales. En effet, lorsque la conduite est inclinée, les particules non iso-denses se déposent lentement sur les parois perpendiculaires au plan de visualisation. Cela a pour effet de créer une pellicule de particules réfléchissantes sur ces parois qui aveugle partiellement la caméra et réduit sa sensibilité utile. On place donc une bande de scotch aussi étroite que possible afin de cacher ces pellicules et conserver un champ de visualisation propre le plus longtemps possible. Malheureusement avec le temps ces particules finissent également par s'agglomérer et former des filaments qui peuvent se déposer sur la face avant de la cuve ce qui crée des tâches sur les champs qui à terme rendent impossible la réalisation d'un film propre.

7.4.1 Discussion autour de l'invariance en z des champs de vitesse

Les figures 7.11 présentent des exemples de champs moyennés dans le temps obtenus pour une inclinaison de 15° et une puissance de 550 W. On constate, comme attendu, une invariance en \vec{z} pour l'inclinaison 15°.

En revanche, à forte inclinaison, par exemple les figures 7.12 à inclinaison $\psi = 30^{\circ}$, cette invariance en z disparaît. La déviation reste faible sans pour autant être négligeable. Afin d'évaluer l'amplitude de cette déviation, on présente sur la figure 7.13(a) des profils calculés sur différentes tranches, comme indiqué sur la figure 7.13(b). Le profil se déforme au centre de la section entre les abscisses x = -6 cm et x = 6 cm. Au delà de |x| = 6 cm, la concordance est tout à fait correcte. La déformation est donc principalement concentrée dans la zone centrale où la vitesse longitudinale est de toute façon faible. En revanche, elle est nulle là où se concentre le flux de masse, donc le flux de chaleur Q_z . Nous négligerons cette déformation dans la suite et nous nous concentrerons sur les profils calculés au milieu de la conduite.

Cependant afin de ne pas fausser le calcul des profils de fluctuations, nous définirons ces profils



FIGURE 7.11 – Champ de vitesse type pour une inclinaison de 15°



FIGURE 7.12 – Champ de vitesse type pour une inclinaison de 30°





(a) $\langle V_z \rangle_{t,z}$ [m/s] : Profils pour différentes altitudes

(b) $< V_z >_t [{\rm m/s}]$: Emplacement des tranches

FIGURE 7.13 – Evolution du profil de vitesse avec l'altitude.

comme
$$\tau_{xx} = \langle \tau_{xx}^i \rangle_{t,z} = \langle (V_x - \langle V_x \rangle_t)^2 \rangle_{t,z}, \ \tau_{zz} = \langle \tau_{zz}^i \rangle_{t,z} = \langle (V_z - \langle V_z \rangle_t)^2 \rangle_{t,z}$$
 et $\tau_{xz} = \langle \tau_{xz}^i \rangle_{t,z} = \langle (V_x - \langle V_x \rangle_t) (V_z - \langle V_z \rangle_t) \rangle_{t,z}$. On retranche donc le champ moyenné en temps et non plus le profil.

7.4.2 Cas d'une inclinaison de $\psi = 15^{\circ}$.

Dans la suite de cette section, nous présentons les différents profils de vitesse, U_z , ainsi que des composantes diagonales du tenseur de Reynolds, τ_{xx} et τ_{zz} , et le cisaillement, τ_{xz} , pour une inclinaison de 15° à différentes puissances injectées. L'ensemble de ces profils est regroupé dans les figures 7.14. Les autres inclinaisons sont montrées en annexe partie V. En effet, bien qu'il existe quelques différences que nous mentionnerons lorsqu'elles sont significatives, les grandes lignes des conclusions que nous tirerons dans cette section sont généralisables aux autres inclinaisons étudiées, 10°, 20° et 30°.

Profils de vitesse

Commençons par les profils de vitesse $U_z = \langle U_z \rangle_{t,z}$. Comme nous l'avons déjà montré dans les chapitres 4 et 6, en Turbulence Inertielle, les profils renormalisés par la vitesse caractéristique U_t doivent se superposer à inclinaison fixe. La figure 7.14(a) présente cette renormalisation. La superposition est correcte. Le décalage observé sur la position des maxima est de 3.2% ce qui est dans la barre d'erreur de la mesure. De plus la pente au centre de la conduite est la même. On retrouve également un décalage dans la position des maxima avec les résultats à 10°. Ce décalage est là de 8.5%. Ceci semble plus important que la barre d'erreur cependant nous n'avons pas d'explication pour ce décalage. C'est la seule différence notable qui puisse être relevée. Les mêmes profils renormalisés par leur maximum respectif, figure 7.14(b), mettent en avant l'allure du profil. L'étude développée dans le chapitre 4 a montré que l'allure ne dépend pas de la puissance injectée en Turbulence Inertielle. En effet, dans ce chapitre, on s'est intéressé à modéliser la déformation du profil de vitesse. Cette modélisation a conduit à montrer que la pente à l'origine du profil u'(0) est définie comme suit :

$$u'(0) = \frac{\Upsilon tan(\psi) + \sqrt{\Upsilon tan(\psi)^2 + 4A}}{2}$$
(7.4)



(c) Composantes diagonales du tenseur de Reynolds

(d) Composante extradiagonale du tenseur de fluctuation

FIGURE 7.14 – Profils pour une inclinaison de 15°.

On rappelle que dans cette expression, on a $A = A_0 - \frac{\Upsilon}{Pr_{turb}}$, expression (4.36). Dans l'expression (7.4), il n'y a pas de dépendance en puissance ou en flux explicite ou implicite, aucune des quantités apparaissant dans ces expressions ne dépend de la puissance. Nous n'avons pas pu obtenir le Pr_{turb} , puisque nous n'avons pu mener à bien l'étude de transfert thermique à inclinaison non nulle nécessaire à son calcul.

Cisaillement

La modélisation de la déformation du profil avec l'inclinaison fait le lien entre le cisaillement τ_{xz} et le profil de vitesse, il est donc intéressant de regarder ce profil, figure 7.14(d). Là encore la littérature et les résultats détaillés aux chapitres 4 et 6 ont montré que ces profils, en régime turbulent, se superposent lorsqu'ils sont renormalisés par U_t^2 . Cela est vérifié pour les trois plus fortes puissances présentées ici. Cependant, on observe une augmentation de presque 9% du profil renormalisé pour la plus faible puissance. Cette différence semble au delà de la barre d'erreur de la mesure. Cependant, c'est la seule mesure, toutes inclinaisons et puissances confondues, qui présente ce décalage. Les résultats obtenus aux autres inclinaisons ne montrent rien de comparable, voir annexe V.

Fluctuations des composantes de vitesse

Enfin, intéressons-nous aux composantes du tenseur de Reynolds, τ_{xx} et τ_{zz} , renormalisées par U_t^2 sur la figure 7.14(c). Les traits pleins correspondent à τ_{zz} et les pointillés à τ_{xx} . Le code couleur est le même que pour les autres courbes discutées dans cette section. Dans un premier temps, remarquons que la superposition est tout à fait satisfaisante dans les deux cas.

Les allures sont globalement conformes à ce que l'on attend. Notamment, τ_{zz} est assez plat au centre de la conduite. Cela est vrai aux faibles inclinaisons, nous discuterons, plus en détails dans la section suivante, l'évolution de ce profil aux plus fortes inclinaisons.

7.5 Influence de l'angle à flux de chaleur fixe.

Profils de vitesse et de cisaillement : renormalisation par U_t .

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de l'angle à puissance fixe afin de vérifier si les résultats obtenus dans Gibert/Tisserand 2, chapitre 4, se retrouvent à plus haut nombre de Reynolds. Pour cela, nous nous plaçons à une puissance fixe, proche de 940 W et nous faisons varier l'inclinaison de 10° à 30° .

La figure 7.15(a) présente les différents profils obtenus renormalisés par la vitesse caractéristique U_t . La valeur de $(U_z/U_t)_{max}$ varie avec l'inclinaison.

Allure des profils de vitesse et de cisaillement.

Comme précédemment, nous pouvons mettre en valeur la déformation du profil de U_z avec l'inclinaison. Pour cela, la figure 7.16(a) présente trois des quatre profils déjà présentés en figure 7.15(a) renormalisés par leur maximum respectif. Le profil à 15° n'est pas présenté car il est extrêmement proche de celui observé à 10°. La déformation est tout à fait conforme à ce qui avait été observé auparavant, voir chapitre 4. A mesure que l'inclinaison augmente, le profil s'éloigne de plus en plus du profil sinusoïdal observé à inclinaison nulle, et se rapproche de plus en plus d'un segment de droite. La composante τ_{xz} du tenseur de Reynolds, quant à elle, est présentée sur la figure 7.16(b) renormalisée par son maximum afin d'étudier l'allure de ce profil. La superposition n'est pas parfaite. On remarque notamment que le profil obtenu à 10° est sensiblement plus large que les autres. Cela provient du fait qu'il présente une zone plate au centre de la conduite pour les abscisses |x| < 2.5 cm.



(a) Profils U_z à puissance fixe et inclinaison variable.

(b) Profils de cisaillement τ_{xz} à puissance fixe et inclinaison variable.

FIGURE 7.15 – Influence de l'inclinaison sur la vitesse et le cisaillement.

Néanmoins ces profils sont tous relativement proches du profil théorique présenté en noir sur cette figure. La courbe noire présente le profil parabolique obtenu par l'expression (7.3) pour une valeur de d_{eff} de 19 cm.

Coefficients C_{ν} et C_{σ} .

Rappelons que la pente au centre de la conduite est définie comme $\partial_x U_z(0) = (2/d)C_\nu U_t$ et que le profil de cisaillement est donné par $\tau_{xz}^{theo} = C_\sigma U_t^2 \left(1 - \frac{4x^2}{d_{eff}^2}\right)$, expression (7.3). Nous pouvons calculer sur les résultats expérimentaux les valeurs des coefficients C_ν et C_σ . Le résultat est présenté sur la figure 7.17(a). Les cercles bleus représentent C_ν et les étoiles rouges $-C_\sigma$. Le coefficient C_ν montre une tendance significative à l'augmentation passant de 2.5 à 3 lorsque ψ varie de 10° à 30°. Dans la même gamme d'inclinaison, C_σ ne varie que très peu. Il est pratiquement constant, $-C_\sigma \approx 0.23$, pour $\psi \leq 20^\circ$ puis chute à 0.2 pour 30°.

Il est également intéressant de regarder le rapport de ces deux coefficients qui intervient dans le calcul du Pr_{turb} , ainsi que leur produit, figure 7.17(b). Sur cette figure les cercle bleus représentent le produit $-C_{\nu}C\sigma$, et les étoiles rouges le rapport $-C_{\sigma}/C_{\nu}$. Le produit augmente pour $\psi \leq 20^{\circ}$ puis redescend pour $\psi = 30^{\circ}$, de sorte que $-C_{\nu}C_{\sigma}|_{\psi=10^{\circ}} \approx -C_{\nu}C_{\sigma}|_{\psi=30^{\circ}}$. Le rapport $-C_{\sigma}/C_{\nu}$ ne présente pas de variation lorsque $\psi \leq 20^{\circ}$ avec une valeur proche de 0.08, mais chute légèrement (6%), à 0.06, pour $\psi = 30^{\circ}$. Ces variations sont faibles, on peut donc le considérer comme constant.

Sur cette même figure sont représentées les valeurs issues du modèle développé au chapitre 4 pour ce type d'écoulement, trait plein bleu C_{ν} , traits discontinus rouges C_{σ} . En effet, à partir des expressions (4.29) et obtenues au chapitre 4, on peut écrire que :



FIGURE 7.16 – Profils de vitesse et de cisaillement à puissance fixe, proche de 940 W, et inclinaison variable, renormalisés par leur maximum respectif afin d'évaluer leur allure.

$$\frac{\sqrt{A_0}}{u'(0)} = \frac{s(0)}{u'(0)^2}$$

$$= \frac{\sigma}{l_m^2 (\partial_x U_z)^2}$$

$$= \xi_m^2 \frac{C_\sigma}{C_\nu^2}$$
(7.5)

En posant $P=C_{\nu}C_{\sigma}=3/4$, on peut ramener cette expression à :

$$\frac{\sqrt{A_0}}{u'(0)} = \frac{P\xi_m^2}{C_\nu^3} \tag{7.6}$$

D'où en remplaçant u'(0) par l'expression obtenus à la fin du modèle, expression (4.35), et posant $Pr_{turb} \approx 0.7$:

$$C_{\nu}^{3} = \frac{P\xi_{m}^{2}}{2\sqrt{A_{0}}} \left(\Upsilon \tan \psi + \sqrt{\Upsilon \tan \psi + 4A}\right)$$
(7.7)

Les valeurs obtenues expérimentalement pour C_{ν} sont un peu supérieures de 10% ce qui est à rapprocher des valeurs obtenues pour le comportement thermique en vertical, figure 7.6(b), lesquelles sont également un peu plus élevées qu'attendues. On peut également exprimer C_{σ} grâce à :

$$\sigma \partial_x U_z = g_z \alpha Q_z = \frac{U_t^3}{d} = \frac{2C_\nu}{d} U_t^3 C_\sigma \left(1 - \frac{4x^2}{d^2}\right)$$
(7.8)

$$= \frac{4}{3}C_{\nu}C_{\sigma}\frac{U_t^3}{d} \tag{7.9}$$

D'où finalement :





(a) Cercles bleus : C_{ν} , étoiles rouges : C_{σ} . Droites : estimations des valeurs des coefficients par le modèle du chapitre 4 : trait plein bleu : C_{ν} , traits discontinus : $-C_{\sigma}$.

(b) Produit $-C_{\nu}C_{\sigma}$: cercles bleus. Rapport $-C_{\sigma}/C_{\nu}$: étoiles rouges.

FIGURE 7.17 – Evolution avec l'inclinaison des coefficients C_{ν} et C_{σ} à puissance fixe (ici $W_{dc} \approx 940 \,\mathrm{W}$).

$$\frac{4}{3}C_{\sigma}C_{\nu} = 1$$
 (7.10)

Les résultats sont 20 % plus bas que cette estimation (traits discontinus rouges). On peut donc estimer que l'accord entre la prédiction issue du modèle développé au chapitre 4 et les résultats expérimentaux d'Attila 1 est globalement correct au premier ordre.

Composantes diagonales du tenseur de Reynolds et anisotropie

Les profils de τ_{zz} sont présentés en figure 7.18. On remarque que plus l'inclinaison augmente, plus ce profil est courbe dans les deux régions situées à proximité des parois, $|x| \in [5;8]$. Ce résultat est robuste on le retrouve quelle que soit l'altitude à laquelle on calcule ce profil, il ne résulte donc pas de la non indépendance en z des champs de vitesse. La variation maximale observée pour $\psi = 30^{\circ}$ est de 25 % ce qui n'est pas négligeable. On remarque également que ce profil reste plat dans la région centrale, $|x| \leq 5$. On peut imaginer un mécanisme qui permettrait d'expliquer cette déformation mais nous n'avons aucune preuve permettant d'avancer qu'il est bien à l'œuvre dans l'expérience. Nous le proposons tout de même à titre de piste de réflexion pour l'avenir. A proximité des parois, il existe un gradient de température dans la direction \vec{x} , noté $\partial_x \Theta(x)$. Ce gradient croit avec l'inclinaison et devient grand, ceci est cohérent avec une augmentation de la stratification dans l'expérience comme suggéré par les mesures du chapitre 4. Ce gradient est relié aux fluctuations de vitesse et tend à les diminuer localement. Une manière de prouver cela serait de dériver le profil τ_{xz} deux fois. Cependant, la précision de la mesure sur ce profil ne nous permet pas une telle dérivation.

Noter que cette déformation n'avait jamais été observée dans Gibert/Tisserand 2. En effet, dans cette expérience lorsque $\psi > 20^{\circ}$, on est toujours en régime Intermittent ou Laminaire. Si cette déformation est consécutive de la coexistence d'une turbulence prononcée, permise par les nombres de Reynolds atteints dans Attila 1 à 20° et 30°, et d'une stratification non négligeable, alors il nous était impossible de l'observer dans Gibert/Tisserand 2 où les nombres de Reynolds sont beaucoup plus faibles.



FIGURE 7.18 – Composantes diagonales du tenseur de Reynolds

Dans la mesure où la déformation du profil τ_{zz} est au maximum de 25% dans nos mesures, nous proposons de faire une approximation au premier ordre par une constante le long de la section, expression (7.11).

$$\tau_{zz} = C_{zz} U_t^2 \tag{7.11}$$

Les valeurs du coefficient C_{zz} sont présentées sur la figure 7.19, cercles bleus, pour une puissance de 940 W. Il ne varie pas avec le flux de chaleur, ie : à inclinaison fixe tous les profils se superposent. On remarque que lorsque $\psi \leq 20^{\circ}$, les valeurs sont très similaires, environ 0.8, tandis que pour 30° cette valeur est plus faible, à 0.7. La variation est de 15% à la baisse, ce qui reste faible.

Revenons à la figure 7.18. La composante $\langle \tau_{xx} \rangle_{t,z}$, traits pointillés, n'est pas déformée par l'inclinaison. Elle est tout à fait conforme à ce qui avait été observé dans les autres expériences de conduites thermiques. On peut également définir un coefficient C_{xx} rattaché à ce profil pris comme le rapport du maximum de τ_{xx} sur U_t^2 . Ce coefficient est représenté en étoiles rouges sur la figure 7.19. Il est manifeste qu'il existe une différence de valeur entre ces deux coefficients, on a typiquement $C_{xx}/C_{zz} \approx 1/2$, soit encore l'anisotropie de ce type d'écoulement. Ce coefficient présente une dépendance en inclinaison ψ , plus l'inclinaison augmente et plus la valeur moyenne de C_{xx} diminue. Nous nous proposons de définir le profil type de cette composante du tenseur de Reynolds. Pour cela, utilisons le fait qu'il existe une invariance d'échelle dans l'expérience, comme nous le verrons dans le chapitre 8, le R_{λ} est suffisamment élevé pour qu'un régime inertiel s'installe sur une large gamme d'échelle dans l'expérience, nous discuterons dans ce chapitre la signification de ce régime. Nous pouvons écrire que :

$$\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} = A \frac{v_*^2}{x - x_w} \tag{7.12}$$

Dans cette expression, A est une constante, v_*^2 est prise comme la moyenne de τ_{zz} , et x_w est l'abscisse des parois latérales de la conduite. Le choix de v_*^2 pris comme la moyenne de τ_{zz} peut paraître étrange dans la mesure où il existe une déformation du profil. Cependant, v_* est interprété



FIGURE 7.19 – Coefficients C_{zz} et C_{xx} en fonction de l'angle à puissance fixe $W_{dc} \approx 940$ W. Cercles bleus : C_{zz} , étoiles rouges : C_{xx} .

comme la vitesse caractéristique le long de la section à l'extérieur des couches limites ce qui justifie ce choix. On peut définir, une coordonnée y^+ :

$$y^{+} = \frac{v_* d}{4\nu} \left(1 - \frac{4x^2}{d^2} \right) \tag{7.13}$$

Dans cette définition, on utilise la vitesse v_* , or dans la littérature, Pope par exemple [6], on utilise plutôt la valeur de $\sqrt{\tau_{xz}}$ dans ce type de définition qui est une grandeur constante dans la sous-couche visqueuse. Or ici, cette quantité n'est pas constante, en raison de l'injection par flottaison qui s'étend sur une large gamme de y^+ . Ceci correspond à un profil de température non constant dans la section, comme observé par J.C. Tisserand dans sa thèse et présenté dans Riedinger *et al* [53] par exemple. Il parait donc plus judicieux de bâtir y^+ sur v_* . Avec cette nouvelle coordonnée, on va chercher une loi du type $\tau_{xx} = v_*^2 (A \ln(y^+) + B)$. Les paramètres A et B sont choisis pour représenter au mieux les résultats, on prend A = 0.2 et B = 0.9. La figure 7.20 propose de comparer cette loi théorique aux résultats expérimentaux. La loi théorique est donnée par la droite noire. La concordance est correcte sur une large gamme de valeur de y^+ . Une telle concordance suggère une turbulence bien développée dans la conduite.

En utilisant cette définition, on peut estimer le nombre de Reynolds nécessaire pour atteindre un régime isotrope. Par définition, on a isotropie à l'échelle des fluctuations de vitesse si $\tau_{xx} = \tau_{zz} = v_*$ soit :

$$ln(y^+) = 9.5 \Rightarrow 4y^+ = \frac{v_*d}{\nu} \approx 53000$$
 (7.14)

Une telle valeur du nombre de Reynolds est inatteignable dans cette expérience, ce qui signifie que notre écoulement ne sera jamais isotrope à l'échelle des fluctuations de vitesse. Cela se comprend aisément puisqu'en général les écoulements cisaillés sont anisotropes, voir Champagne, Harris et Corrsin, [40] ou Tavoularis et Corrsin, [57].



FIGURE 7.20 – Composante τ_{xx} du tenseur de Reynolds en fonction du logarithme de y^+ .

7.6 Conclusion

L'expérience Attila 1 s'étend sur une plage de nombre de Reynolds variant de 2500 à 8500 tandis que Gibert/Tisserand 2, dont sont issus les résultats modélisés au chapitre 4, ne permettait pas d'atteindre des valeurs de nombre de Reynolds de plus de 1100. Les résultats grande échelle obtenus dans cette nouvelle expérience sont en bon accord avec ce qui avait été vu dans les expériences précédentes. La loi $Nu \approx (RaPr)^{1/2}$ se retrouve dans le cas vertical et la tendance à l'effondrement du gradient avec l'inclinaison également. Par ailleurs les résultats de PIV obtenus à inclinaison nulle sont aussi en bon accord avec Gibert/Tisserand 2. En effet, le profil de vitesse longitudinale U_z présente bien une allure sinusoïdale. Il est également, près d'une décade plus grand que celui de U_x . Le profil de cisaillement, τ_{xz} , présente une allure parabolique.

A inclinaison non nulle, on retrouve également des résultats connus comme la déformation du profil avec l'inclinaison qui amène un aplatissement du profil avec l'augmentation de ψ . Le cisaillement τ_{xz} est lui aussi globalement parabolique. La composante τ_{xx} du tenseur de Reynolds présente un profil lui aussi tout à fait conforme avec les résultats antérieurs. Nous sommes en mesure d'affirmer que ce profil est logarithmique. En revanche, le profil de τ_{zz} présente une déformation systématique avec l'inclinaison lorsque celle-ci devient importante $\psi \geq 20^{\circ}$. Cette déformation semble se propager à partir des parois ce qui suggère qu'il pourrait s'agir d'un effet de stratification locale, même si nous n'avons aucune preuve formelle de l'existence d'un tel mécanisme.

Chapitre 8

Statistiques turbulentes de fluctuations.

Au cours du chapitre 4, nous avons développé une modélisation de l'écoulement en canal dans les régimes turbulents. La section 4.4.2 s'attachait notamment à expliquer l'origine physique d'un paramètre Υ . Dans cette discussion, on a remarqué qu'il existe dans notre système deux sources d'énergie cinétique fluctuante : le forçage de l'écoulement à petite échelle par les grandes échelles et un forçage thermique directement injecté à petite échelle. Nous allons maintenant nous baser sur ce constat afin d'étudier les statistiques en un point et en deux points des fluctuations de vitesse et de température.

Pour alléger les notations, les fluctuations de vitesse sont définies sur la taille de la fenêtre comme :

$$v'_x = (V_x - \langle V_x \rangle_t)|_{x \in [-d/6:d/6]}$$
(8.1)

$$v'_{z} = (V_{z} - \langle V_{z} \rangle_{t})|_{x \in [-d/6:d/6]}$$
(8.2)

8.1 Caractérisation de la turbulence induite dans Attila 1

Nous présentons ici les échelles caractéristiques de la turbulence induite dans l'expérience Attila 1. Nous rappelons également les différentes définitions ainsi que leur signification.

Dissipation

Rappelons qu'en convection thermique, la dissipation est une quantité bien définie et quantifiable :

$$\epsilon = \frac{\mathcal{Q}_z \alpha g_z}{C_p} \propto U_t^3 / d \tag{8.3}$$

Par définition, cette quantité se comporte comme U_t^3/d . Là encore, afin d'alléger les notations, on introduit $Q_z = Q_z/C_p$.

Grande échelle

A partir de la définition de la dissipation (8.3), on peut calculer les échelles caractéristiques de la turbulence dans l'expérience. La grande échelle L est l'échelle caractéristique des structures turbulentes les plus énergétiques. Nous la définissons comme :

$$L = \frac{u_{sd}^3}{\epsilon} = \frac{(<\tau_{zz} + 2\tau_{xx} > /3)^{3/2}}{\epsilon}$$
(8.4)

Nous avons, de nouveau, posé $u_{sd} = \sqrt{\langle \tau_{zz} + 2\tau_{xx} \rangle/3}$. Avec la définition (8.4), on obtient les valeurs indiquées sur la figure 8.1. Les triangles rouges renvoient à $\psi = 10^{\circ}$, les astérisques violets



FIGURE 8.1 – Grande échelle L dans l'expérience. Triangles rouges : 10°, astérisques violets : 15°, étoiles vertes : 20° et cercles bleus : 30°

à $\psi = 15^{\circ}$, les étoiles vertes à $\psi = 20^{\circ}$ et les cercles à $\psi = 30^{\circ}$. D'après la définition de L, cette longueur ne doit pas dépendre de U_t . En effet, on a $u_{sd} \propto U_t$ donc $u_{sd}^3 \propto U_t^3$, et donc $u_{sd}^3/\epsilon \propto U_t^3/U_t^3$. Pour les deux plus faibles inclinaisons, 10° et 15° , L semble augmenter avec la puissance, cependant la variation maximale est de 15% ce qui reste modéré. De plus, pour 20° et 30°, L est constante. Ces 15% d'incertitude correspondent à l'incertitude sur la mesure du rapport u_{sd}/U_t . On peut donc considérer que L est bien constante en U_t .

On remarque également que pour $\psi = 30^{\circ}$ la valeur moyenne de L est significativement plus faible que pour les autres inclinaisons, 4.8 cm contre 6 cm et plus pour les autres, soit un décalage supérieur ou égal à 20%. Les plus faibles inclinaisons se regroupent sans qu'une influence claire de ψ ne se dessine.

Echelle de Kolmogorov

L'échelle de Kolmogorov η_k est définie comme :

$$\eta_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \propto U_t^{-3/4} \tag{8.5}$$

Elle est présentée sur la figure 8.2 avec le même code de couleurs et de symboles que la figure 8.1. Par définition, η_k va comme $U_t^{-3/4}$.

Au vu des valeurs obtenues pour η_k , la PIV mise en jeu ici ne sera pas en mesure de résoudre cette échelle. Il faudrait pour cela, augmenter significativement la résolution de la caméra et/ou zoomer sur une plus petite zone de l'écoulement, donc perdre une partie de la statistique aux grandes échelles.



FIGURE 8.2 – Echelle de Kolmogorov η_k dans l'expérience en fonction de la vitesse caractéristique U_t , en représentation log-log. Triangles rouges : 10°, astérisques violets : 15°, étoiles vertes : 20° et cercles bleus : 30°

ψ [°]	10			15			20		30					
W_{dc} [W]	938	742	545	348	935	758	550	357	935	348	948	746	547	356
$\eta_k \; [\mu \mathrm{m}]$	424	450	486	543	426	450	487	543	430	550	437	464	501	558

TABLE 8.1 – Valeur de l'échelle de Kolmogorov pour les différentes acquisitions de PIV dans Attila 1.

Echelle de Taylor

La dernière échelle caractéristique que nous évoquerons ici est l'échelle de Taylor. Cette échelle peut se définir en turbulence homogène et isotrope comme $\lambda_{Taylor} = \sqrt{15u_{sd}^2\nu/\epsilon}$. Notre écoulement n'est pas isotrope, cependant nous pouvons tout de même estimer cette longueur de la manière suivante :

$$\lambda_{Taylor} = \sqrt{15 \frac{u_{sd}^2 \nu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{15(\langle \tau_{zz} + 2\tau_{xx} \rangle / 3)\nu}{\epsilon}} \propto U_t^{(-1/2)}$$
(8.6)

Suivant cette définition, elle varie comme $\lambda_{Taylor} \propto U_t^{-1/2}$. On lui associe le nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor $R_{\lambda} = u_{sd}\lambda_{Taylor}/\nu$, il varie comme $U_t^{1/2}$, figure 8.3(b). Généralement, on admet qu'il existe un régime de turbulence inertielle dès lors que l'on vérifie $R_{\lambda} \gtrsim 28$. En revanche, en dessous de $R_{\lambda} = 200$, les signatures de ce régime peuvent être faiblement prononcées, voir Chanal *et al.* Dans Attila 1, on a $R_{\lambda} \in [75; 120]$, on peut donc s'attendre à obtenir des signatures, probablement faiblement prononcées, de turbulence inertielle dans cette expérience.



(b) R_{λ} dans l'expérience. Les ordonnées débutent à $R_{\lambda} = 28$, valeur à laquelle on attend l'apparition d'un régime inertiel.

FIGURE 8.3 – Caractéristiques de Taylor. Triangles rouges : 10° , astérisques violets : 15° , étoiles vertes : 20° et cercles bleus : 30°

8.2 Fonctions de structure d'ordre 2.

Afin d'étudier le régime inertiel dans l'expérience, nous pouvons nous intéresser aux fonctions de structure d'ordre 2.

8.2.1 Définitions et significations

Il existe des prédictions théoriques pour les incréments de vitesse dans une turbulence homogène et isotrope, Kolmogorov 1941 [49]. Les fonctions de structures du champ de fluctuation de vitesse sont calculées via les incréments des différentes composantes de ce champ. Dans ce cas, on parle d'incréments spatiaux de vitesse. Ces incréments sont calculés en deux points.

Pour un champ de vitesse, on peut construire les fonctions de structures longitudinales associées à chaque composante de la vitesse. On notera ℓ_z l'échelle associée à la composante z de la vitesse et ℓ_x celle associée à la composante x :

$$\delta_x v'_x = v'_x (x + \ell_x, t) - v'_x (x, t) \tag{8.7}$$

$$\delta_z v'_z = v'_z (z + \ell_z, t) - v'_z (z, t) \tag{8.8}$$

Les fonctions de structure d'ordre 2 correspondantes sont les moyennes des carrés de ces incréments : $\langle (\delta_x v'_x)^2 \rangle$ et $\langle (\delta_z v'_z)^2 \rangle$. Dans une turbulence pleinement développée, homogène et isotrope, les fonctions de structure d'ordre 2 ne dépendent que du taux de dissipation, voir par exemple Pope [6], ce qui peut se ramener à :

$$\left\langle (\delta_x v_x')^2 \right\rangle = \mathfrak{C}_x (\epsilon \ell_x)^{2/3} \qquad \left\langle (\delta_z v_z')^2 \right\rangle = \mathfrak{C}_z (\epsilon \ell_z)^{2/3} \tag{8.9}$$

Dans cette expression, ϵ est le taux de dissipation de l'écoulement. Expérimentalement en dessous de $R_{\lambda} = 200$, il est difficile d'obtenir cette loi avec une pente bien définie, en représentation $(\log_{10} \ell_i, \ell_i)$

 $\log_{10} < (\delta_i v'_i)^2 >$). Plus généralement, on obtient une zone dont la courbure est plus ou moins faible et dont la pente moyenne est compatible avec 2/3.

8.2.2 Résultats

Dans l'expérience Gibert/Tisserand 2, du fait des faibles valeurs de R_{λ} (entre 28 et 34 pour les points en Turbulence Inertielle), voir figure 4.5(b), l'étude des fonctions de structure d'ordre 2 ne permet pas de mettre en évidence un comportement en 2/3.

Cas de la vitesse fluctuante v'_z

Fonction de structure d'ordre 2 : L'un des objectifs recherchés avec la construction d'Attila 1 a été d'augmenter suffisamment le nombre de Reynolds pour atteindre un régime inertiel de turbulence sur une large gamme d'échelles. Les figures 8.4 présentent les fonctions de structure longitudinales d'ordre 2 $\langle (\delta_z v'_z)^2 \rangle$ renormalisées par τ_{zz} , pour les différentes inclinaisons étudiées dans cette thèse. On constate qu'à chaque fois, il existe une demi-décade sur laquelle ces fonctions de structure sont compatibles avec un comportement en $\ell_z^{2/3}$. Le régime inertiel est donc suffisamment grand pour être mesurable. La pente associée à ce régime n'est pas très nette, la fonction de structure est relativement courbée. Cela est normal, nous rappelons que la valeur du R_λ dans l'expérience, figure 8.3(b), varie entre 75 et 120. Chanal et al, [41], avait remarqué dans un jet cryogénique que lorsque $R_\lambda \leq 200$, les lois d'échelle sur les fonctions de structure paires ne sont pas très claires. On peut obtenir une seconde information de ces courbes. La fonction de structure $\langle (\delta_z v'_z)^2 \rangle$ renormalisée par τ_{zz} en diagramme log-log atteint la valeur 2, ce qui signifie que nous résolvons toute la gamme des grandes échelles.

Dérivée logarithmique : En prenant la dérivée logarithmique de ces fonctions de structure d'ordre 2, expression (8.10), on peut évaluer l'allure de cette loi d'échelle, figure 8.5(a).

$$\frac{d\ln\left\langle (\delta_z v_z')^2 \right\rangle}{d\ln\left\langle \ell_z \right\rangle} \tag{8.10}$$

Sur cette figure, pour des raisons de clarté, on a représenté la dérivée logarithmique de trois fonctions de structure à des puissances équivalentes proches de 540 W, pour trois inclinaisons 10° , 15° et 30° . L'ordonnée 2/3 = 0.66 est indiquée, elle correspond au plateau attendu pour la loi d'échelle de Kolmogorov. Il n'y a pas de tangente horizontale sur ces courbes à proximité de l'ordonnée 2/3, l'allure de cette dérivée est en bon accord avec les résultats de Chanal *et al.*

Spectres : Toutes ces représentations sont données dans l'espace physique. Nous pouvons également nous intéresser aux spectres correspondants, donc à l'espace de Fourier. Un exemple de spectre spatial est donné sur la figure 8.5(b) pour une puissance intermédiaire de 550 W pour une inclinaison de 15°. On retrouve la pente en -5/3 correspondant au 2/3 des fonctions de structure. A plus haut nombre d'onde k, on observe la coupure de PIV puis le début du plateau de bruit. On remarque également que dans cette représentation le spectre n'atteint pas un plateau à petit nombre d'onde alors qu'il semblait qu'il y ait bien un plateau pour les fonctions de structure dans la zone d'échelles correspondantes. On doit donc être très proche du plateau sur les spectres sans pour autant l'atteindre. Il faudrait des fenêtres d'acquisitions plus grandes pour pleinement atteindre ce plateau.

Cas de la vitesse fluctuante v'_x

Le cas de la vitesse fluctuante v'_x est plus surprenant. La fonction de structure longitudinale d'ordre 2 $\langle (\delta_x v'_x)^2 \rangle$, figure 8.6, atteint également un plateau aux grandes échelles, mais sa valeur est



FIGURE 8.4 – Fonctions de structure d'ordre 2 pour les différentes inclinaisons étudiées.



(a) Dérivée logarithmique de la fonction de structure d'ordre 2 $\langle (\delta_z v'_z)^2 \rangle$. (b) Spectre spatial obtenu pour une inclinaison de 15° et une puis sance injectée de $550\,\mathrm{W}.$





FIGURE 8.6 – Fonction de structure longitudinale en x $\langle (\delta_x v'_x)^2 \rangle$.



FIGURE 8.7 – Fonctions de structure d'ordre 3.

proche de 1.5 pour une échelle d'environ 7 cm. La valeur 1.5 est surprenante car, à notre connaissance, elle ne correspond à aucune théorie. On peut toutefois avancer une explication. Les fonctions de structures comparent des vitesses aux mêmes temps (chaque fonction est calculée champ à champ puis moyennée dans le temps). Si la vitesse moyenne fluctue au cours du temps, cela contribue à l'écart quadratique τ_{xx} , mais pas au plateau de la fonction de structure.

8.3 Fonctions de structure d'ordre 3

Les fonctions de structure d'ordre 3 se définissent comme :

$$\langle (\delta_x v'_x)^3 \rangle \qquad \langle (\delta_z v'_z)^3 \rangle$$

$$(8.11)$$

Les premières, $\langle (\delta_x v'_x)^3 \rangle$, sont présentées sur la figure 8.7(a) renormalisées par le cube de la vitesse caractéristique U_t^3 et l'échelle ℓ_x . La superposition obtenue est correcte. La valeur maximale atteinte par ces fonctions de structure est de 0.5, soit un facteur 2/3 avec le maximum obtenu pour les fonctions de structure d'ordre 3 de v'_z . Les $\langle (\delta_x v'_x)^3 \rangle$ s'annulent pour $\ell_x \approx 8 \,\mathrm{cm}$ ce qui est proche de la demi-largeur de la section. Ce résultat n'est pas une surprise, on doit avoir un flux de masse nul sur la section, donc un flux ascendant et un flux descendant de même intensité, puisque l'on travaille dans un système fermé. Les secondes fonctions de structure d'ordre 3, $\langle (\delta_z v'_z)^3 \rangle$, sont présentées sur la figure 8.7(b). Elles sont aussi renormalisées par U_t^3 et l'échelle correspondante ℓ_z . La superposition est correcte. On remarque que ces fonctions de structure atteignent et parfois même dépassent légèrement l'ordonnée 0.8 qui correspond à 4/5. En effet, les fonctions de structure d'ordre 3 sont reliées à la dissipation par la loi dite des $4/5^{eme}$, Kolmogorov [49]. Cette loi s'écrit comme $\langle \delta u^3 \rangle = -(4/5)\epsilon \ell$. Toutefois, il s'agit là d'une loi considérée dans un écoulement homogène et isotrope. Notre écoulement de Gagne *et al* [46], nous pouvons tout de même estimer la quantité S_3 définit de la manière suivante.

$$S_3(\ell_z) = \frac{-\left\langle (\delta_z v_z')^3 \right\rangle}{\epsilon \ell_z} \tag{8.12}$$



FIGURE 8.8 – Fonction $S_3(\ell_z)$ dans Attila 1

Le résultat est présenté sur la figure 8.8 en fonction de ℓ_z/η_k en représentation semi-logarithmique. On retrouve la valeur du pic maximum à 4/5 avec une variation entre 0.6 et 0.8. L'abscisse à laquelle ce pic est atteint est $\ell_z/\eta_k \approx 100$. Cette valeur est plus importante de 20% que ce qui est obtenu dans Gagne *et al* pour des valeurs de R_λ comparables.

8.4 PDF des fluctuations de vitesse

Les PDF des fluctuations de vitesse v'_x et v'_z sont proposées sur les figures 8.9(a) et 8.9(b) renormalisées par la RMS, calculée comme $\sqrt{\langle v'_i^2 \rangle}$. La superposition est excellente dans chaque cas. La PDF de v'_z est très proche d'une gaussienne, son coefficient d'aplatissement varie entre 2.9 et 3.1 très proche du 3 attendu pour la gaussienne. Sur la figure, on a représenté une gaussienne, en trait plein noir, pour comparaison. Ce résultat est courant en turbulence, il est caractéristique d'un bon mélange turbulent.

La PDF de v'_x est plus surprenante. Bien que l'allure générale au centre soit là aussi proche d'une gaussienne, représentée pour comparaison en trait plein noir sur la figure, on remarque des ailes et des pics très marqués au centre. Ces pics se superposent totalement dans cette représentation et coïncident avec une valeur de $v'_x/RMS(v'_x)$ entière. Comment expliquer ce phénomène? Nous avons vu, lors de l'étude de l'écoulement moyen 7.4.2, que la moyenne de V_x est très inférieure à celle de V_z . Nous avons adapté la fréquence d'acquisition de la PIV à la RMS de V_z , donc nous sur-échantillonnons V_x ce qui peut engendrer un bruit sur les fluctuations.

Résumé sur les statistiques de vitesse

A ce point de l'étude des fluctuations de l'écoulement, on peut faire un bilan de ce que nous avons déjà observé. Tout d'abord, nous avons caractérisé la turbulence dans Attila 1. La grande échelle Lest proche de 6 cm, l'échelle de Kolmogorov η_k est proche de 500 µm et l'échelle de Taylor vaut environ 9 mm. A ceci, il faut associer la gamme de valeur de R_{λ} , soit $R_{\lambda} \in [75; 120]$. Dans ces conditions, on s'attend à trouver des signatures du régime inertiel. Ce régime est associé à une loi d'échelle sur les fonctions de structure d'ordre 2, $\langle (\delta_z v'_z)^2 \rangle$, dont l'allure correspond tout à fait à ce que l'on attend pour la gamme de valeur de R_{λ} étudiée ici. Les fonctions de structure d'ordre 3 sont en accord qualitatif avec les observations de Gagne *et al*, sans que l'on puisse tirer des conclusions quantitatives



FIGURE 8.9 – PDF des fluctuations de vitesse v'_x et v'_z .

dans ce cas. L'allure gaussienne des PDF de fluctuations de vitesse v'_z permet également de confirmer que dans la zone centrale de la conduite il existe bien un mélange turbulent.

L'écoulement que nous étudions est un écoulement thermique il est donc intéressant d'étudier les fluctuations de température dans l'expérience afin de les confronter aux statistiques de vitesse.

8.5 Fluctuations de température

Dans cette section, nous étudions ces fluctuations de température. Il s'agit de fluctuations locales obtenues au centre de la conduite, la sonde de mesure est placée à $(x \approx 0; z \approx 0)$. Les fluctuations de température seront définies comme :

$$\theta = T - \langle T \rangle_t \tag{8.13}$$

Tout d'abord, nous allons détailler la méthode de mesure.

8.5.1 Chaîne d'acquisition

La sonde de mesure est une thermistance CTN de 400 µm, placée au centre du 'I' formé par le capteur de gradient de température présenté en section 7.2.1. Sa résistance nominale est proche de 1600 Ω à 25 °C. La thermistance est montée en pont de Wheatstone avec trois résistances fixes qui valent 1600 Ω à plus ou moins 1% près. Ces trois résistances sont choisies pour avoir le moins de dépendance en température et donc être aussi stables que possible. Le pont est alimenté avec une tension de 50 mV. Avec ces valeurs de résistance, le pont est proche de l'équilibre. Dans ces conditions, le signal obtenu est faible. Afin d'obtenir une mesure propre, le signal de déséquilibre du pont est amplifié et filtré par un filtre/amplificateur Stanford Research System. Le gain est fixé à 50 dB. Le filtre est réglé pour vérifier le critère de Shannon qui demande que $\frac{f_e}{2}$, où f_e est la fréquence d'acquisition, soit supérieure aux fréquences significatives de l'expérience. Ici, on choisit $f_e = 40$ Hz afin d'obtenir toute la dynamique accessible à la thermistance. L'acquisition est effectuée au moyen d'une carte National Instrument pilotée sous DAQmx avec un script Octave. Un enregistrement dure une douzaine d'heures.

8.5.2 Spectres

Discussion autour de la validité de l'hypothèse de Taylor

En présence de stratification, il existe des prédictions théoriques qui suggèrent que les fluctuations de température ne doivent plus présenter la même loi d'échelle, Bolgiano [39] ou Chillà *et al* [43]. Dans ce cas, la loi d'échelle sur la température est annoncée en $k^{-7/5}$ sur un spectre spatial. Dans notre cas, nous faisons des acquisitions temporelles, la loi d'échelle peut être extrapolée depuis les prédictions spatiales via une hypothèse de Taylor :

$$f = kU \tag{8.14}$$

Cette hypothèse consiste à supposer que l'on passe d'une échelle de temps à une échelle spatiale en définissant cette échelle spatiale grâce à une vitesse caractéristique prise comme la vitesse d'advection caractéristique de l'écoulement. Les panaches de température qui passent sur la sonde, et sont détectés par cette sonde, sont advectés par l'écoulement. Des études menées par Chillà *et al* [43], ont permis de tester cette hypothèse dans la situation de Rayleigh-Bénard y compris au centre de la cellule où l'écoulement moyen est nul. Pour cela, les auteurs ont mesuré des spectres temporels et spatiaux dans la même expérience. Ils ont montrés que l'on pouvait passer de l'un à l'autre par une simple hypothèse de Taylor, ce qui valide ce principe. Nous allons donc faire une hypothèse de Taylor pour analyser les résultats des spectres obtenus en incliné.

Spectres à inclinaison nulle

On va maintenant s'intéresser aux spectres de ces fluctuations, figures 8.10(a) et 8.10(b). Ils sont calculés par la méthode de Welch avec un fenêtrage de 2^{15} , compte tenu de la longueur d'une acquisition, 12 h et de la fréquence d'échantillonnage à 40 Hz, on a donc en moyenne 53 réalisations par spectre ce qui permet d'obtenir des spectres bien convergés. Sur ces spectres, on constate la présence d'une décade et demi de loi d'échelle en -5/3, soit la loi d'échelle de Kolmogorov.

Spectres à inclinaisons non nulles

Les spectres présentés ici sont obtenus à deux inclinaisons différentes : 15° et 30° . La pente est compatible avec -7/5 sur plus d'une décade, soit un régime de Bolgiano. Cette loi d'échelle a été observée dans Rayleigh-Bénard, par exemple Castaing *et al* [11]. On se retrouve en face d'un paradoxe. Les théories existantes se résument ainsi :

Raisonnement de Kolmogorov	$PSD(v'_z) \propto k^{-5/3}$ et $PSD(\theta) \propto k^{-5/3}$
Raisonnement de Bolgiano	$PSD(v'_z) \propto k^{-11/5}$ et $PSD(\theta) \propto k^{-7/5}$

TABLE 8.2 – Théories existantes prédisant les lois d'échelles des fluctuations.

Or, dans le cas de la conduite inclinée on a $PSD(v'_z) \propto k^{-5/3}$ et $PSD(\theta) \propto \nu^{-7/5} \approx k^{-7/5}$. On a donc un pied dans chaque théorie. Nous appellerons ce cas le régime semi-Bolgiano.



FIGURE 8.10 – Spectres de températures à inclinaison nulle



FIGURE 8.11

Discussion autour des lois d'échelle

Les lois d'échelle des fluctuations de température et de vitesse sont en apparente contradiction. Pour réussir à concilier ces deux résultats, il faut faire l'hypothèse que les fréquences caractéristiques des fluctuations de vitesse v'_z et celle des fluctuations de température θ sont différentes. Cette hypothèse est extrêmement forte. Posons que la fréquence caractéristique de v'_z est la fréquence classique et que la fréquence de θ est la fréquence de Brünt-Väisälä. Cette fréquence n'est pas choisie au hasard, elle est déjà apparue au chapitre 4 pour modéliser l'influence de la stratification sur l'écoulement moyen.

$$v'_z \Rightarrow \frac{u}{l} \qquad \text{et} \qquad \theta \Rightarrow \sqrt{\frac{g_x \alpha \theta}{l}}$$

$$(8.15)$$

Avec ces deux fréquences on peut définir les dissipations visqueuse et thermique de la manière suivante :

$$\epsilon_{\theta} = \theta^2 \left(\frac{g_x \alpha \theta}{l}\right)^{1/2} \quad \text{et} \quad \epsilon = \frac{u^3}{l}$$

$$(8.16)$$

Le rapport des deux fréquences donne le Richardson local à l'échelle $l Ri_l$. Ce régime doit commencer lorsque $Ri_l < Ri_c$, nombre de Richardson critique. Dans le chapitre 4, on a vu que $Ri_c = 1/20$. Nous donnons ici l'expression de Ri_l :

$$Ri_l = \frac{g_x \alpha \theta l}{u^2} \tag{8.17}$$

On peut injecter les expressions des deux dissipations dans cette expression pour éliminer θ et u:

$$Ri_{l} = \frac{g_{x}\alpha l\epsilon_{\theta}^{2/5} l^{1/5}}{(q_{x}\alpha)^{1/5} \epsilon^{2/3} l^{2/3}} = \frac{(g_{x}\alpha)^{4/5} \epsilon_{\theta}^{2/5}}{\epsilon^{2/3}} l^{8/15}$$
(8.18)

A l'égalité, l est la longueur semi-Bolgiano qui caractérise l'échelle à laquelle on a séparation entre les échelles affectées par la stratification et celles qui ne le sont pas. On peut donc extraire l'expression de l_B :

$$l_B = \frac{R i_c^{15/8} \epsilon^{4/5}}{(\tan \psi)^{3/2} (g_z \alpha)^{3/2} \epsilon_{\theta}^{3/4}}$$
(8.19)

Les dissipations ϵ_{θ} et ϵ données $\epsilon_{\theta} = Q_z \beta$ et $\epsilon = g_z \alpha Q_z$ permettent d'écrire que :

$$l_B = \frac{R i_c^{15/8} (g_z \alpha Q_z)^{4/5}}{(\tan \psi)^{3/2} (g_z \alpha)^{3/2} (Q_z \beta)^{3/4}}$$
(8.20)

Soit :

$$l_B = \frac{R i_c^{15/8} Q_z^{1/2}}{(\tan \psi)^{3/2} (g_z \alpha)^{1/4} \beta^{3/4}}$$
(8.21)

On peut maintenant introduire les nombres, sans dimension, de Rayleigh, de Prandtl et de Nusselt dans cette expression ce qui donne :

$$l_B = \frac{R l_c^{15/8}}{(\tan \psi)^{3/2}} N u^{1/2} (RaPr)^{-1/4} d$$
(8.22)

Avec cette expression, l_B diminue lorsque ψ augmente. Donc les effets de la stratification se propagent à de plus petites échelles lorsque l'inclinaison augmente. Ceci correspond à des effets de

stratification de plus en plus prononcés lorsque l'inclinaison augmente. Ce résultat est cohérent avec les résultats d'écoulement moyen, les profils de vitesse qui se déforment avec l'inclinaison etc... Le rapport $Nu^{1/2}(RaPr)^{-1/4}$ est un coefficient qui dépend de l'inclinaison. Malheureusement, nous ne connaissons pas la valeur de ce coefficient dans Attila 1. En revanche, on connaît sa valeur dans Gibert/Tisserand 2. En première approximation, on peut utiliser ces valeurs pour effectuer des estimations. Afin qu'une cascade d'échelle caractérisée par une pente de Bolgiano puisse se développer, il faut que :

$$l_B < L \tag{8.23}$$

La limite $l_B = L$ donne l'angle minimal à partir duquel on doit pouvoir observer un régime de Bolgiano sur les statistiques de fluctuations de température :

$$\frac{R i_c^{15/8}}{(\tan \psi_c)^{3/2}} N u^{1/2} (RaPr)^{-1/4} d = L$$
(8.24)

$$\Rightarrow \tan \psi_c = \left(\frac{L}{d} Ri_c^{-15/8} N u^{1/2} (RaPr)^{-1/4}\right)^{2/3}$$
(8.25)

Le coefficient $Nu(RaPr)^{-1/2}$ vaut 2.2 pour $\psi = 5^{\circ}$, 4 pour $\psi = 10^{\circ}$ et 9 pour $\psi = 20^{\circ}$. On obtient $\psi_c \approx 4^{\circ}$ avec $Nu^{1/2}(RaPr)^{-1/4} \approx \sqrt{2.2}$. Ceci est en accord avec les résultats puisque pour $\psi = 0^{\circ}$, la température suit une loi d'échelle du type de Kolmogorov. Puis, les résultats obtenus à 15° sont en régime type de Bolgiano. De plus, les déformations de profils sont très faibles mais pas nulles pour $\psi = 5^{\circ}$ dans l'expérience Gibert/Tisserand 2, chapitre 4. Cette estimation est donc également en bon accord avec les résultats d'écoulement moyen.

Pour aller plus loin dans l'analyse, on peut tenter de déterminer l'angle nécessaire pour avoir une décade entière de régime de Bolgiano. Pour obtenir cela, il faut raisonnablement vérifier $l_B = L/10$, ce qui donne approximativement un angle de 25°. Ces estimations sont en accord avec les résultats puisqu'on a un peu moins d'une décade de loi d'échelle de Bolgiano à 15° et presque une décade et demi à 30°.

En admettant la différence de fréquences caractéristiques (8.15) suggérée par les résultats expérimentaux, les limites des régimes sont en bon accord avec les résultats d'écoulement moyen.

8.5.3 PDF de fluctuations de température : θ

La figure 8.12(a) donne les PDF de température à inclinaison nulle. Notez que les valeurs de température en abscisse sont renormalisées par la RMS σ_{θ} de chaque acquisition. Sur cette figure, la courbe noire est une gaussienne de même écart-type et même moyenne que les acquisitions pour comparaison. La correspondance est correcte, cependant le coefficient d'aplatissement de ces courbes est toujours inférieur à 3 (attendu pour une gaussienne), $F_{\theta}|_{\psi=0^{\circ}} \leq 3$. Ceci se remarque sur les courbes de la figure 8.12(a), les ailes des PDF sont systématiquement contenues dans la gaussienne de référence. Les figures 8.12(b) et 8.12(c) présentent les PDF obtenues à deux inclinaisons différentes : 15° et 30° respectivement. On constate que la forme générale est encore proche d'une gaussienne, mais cette fois le coefficient d'aplatissement donne $F_{\theta}|_{\psi>0^{\circ}} \geq 3$. Pour l'inclinaison $\psi = 15^{\circ}$, ce coefficient décroit linéairement avec la puissance. En revanche, il ne semble pas y avoir de tendance claire pour la plus forte inclinaison, $\psi = 30^{\circ}$. L'allure gaussienne suggère un mélange turbulent dans la zone de mesure.



(a) PDF renormalisées à inclinaison $\psi=0^\circ$



FIGURE 8.12 – PDF des fluctuations de température renormalisées par la RMS, σ_{θ} . Les courbes en traits pleins noir sont des gaussiennes de même largeur et même moyenne que les PDF.



(b) PDF renormalisées par la RMS et on a ajouté un décalage en échelle logarithmique pour plus de clarté.

FIGURE 8.13 – PDF des incréments à inclinaison nulle : $\psi = 0^{\circ}$. Pour 7 valeurs de l'incrément : $\tilde{\tau} = 125 \text{ ms}, \tilde{\tau} = 225 \text{ ms}, \tilde{\tau} = 725 \text{ ms}, \tilde{\tau} = 1.5 \text{ s}, \tilde{\tau} = 5 \text{ s}, \tilde{\tau} = 10 \text{ s}$ et $\tilde{\tau} = 25 \text{ s}$.

8.5.4 Intermittence

Une dernière caractéristique de la turbulence que l'on veut mettre en évidence avec ces mesures est la présence d'intermittence. Pour cela nous allons nous intéresser aux statistiques des incréments temporels de température : PDF et fonctions de structure.

PDF des incréments temporels $\delta_t \theta$.

Commençons par les PDF des incréments de température. La figure 8.13(a) présente les PDF obtenues pour 7 valeurs d'échelles variant dans la gamme [125 ms; 25 s]. Il est intéressant de remarquer que lorsque l'échelle augmente, les PDF ne se croisent jamais. Elles restent toujours contenues dans la PDF de l'échelle supérieure. Les événements rares sont donc bornés par ceux de la PDF des fluctuations décorrélées.

Afin de se concentrer sur l'évolution de l'allure de ces PDF, la figure 8.13(b) présente ces mêmes PDF renormalisées par la RMS. Pour permettre une bonne visualisation, à ces PDF est ajouté un décalage en échelle logarithmique. Aux petits incréments, la PDF présente des ailes larges aux événements intenses et rares. Puis à mesure que l'échelle augmente, les PDF se déforment, passent par une allure exponentielle, pour l'échelle $\tilde{\tau} = 5$ s par exemple, puis on retrouve l'allure gaussienne de la distribution de fluctuations de température aux grandes échelles. Cette déformation est caractéristique de l'intermittence dans l'expérience.

On peut également s'intéresser à ces PDF pour des inclinaisons non nulles, figure 8.14(a) et figure 8.14(b) pour des inclinaisons de 15° et 30° respectivement. On retrouve une évolution similaire caractéristique de l'intermittence.

Caractérisation de l'intermittence.

Les lois d'échelle des moments d'incréments s'écrivent de la manière suivante :

$$<|\delta_t \theta|^p>=\tilde{\tau}^{\zeta_p}$$
(8.26)



(a) $\psi = 15^{\circ}$. PDF renormalisées par la RMS, on a ajouté un (b) $\psi = 30^{\circ}$. PDF renormalisées par la RMS, on a ajouté un décalage en échelle logarithmique pour plus de clarté.

décalage en échelle logarithmique pour plus de clarté.

FIGURE 8.14 – PDF des incréments à inclinaison non nulle. Pour 7 valeurs de l'incrément : $\tilde{\tau} = 125 \,\mathrm{ms}$, $\tilde{\tau} = 225 \,\mathrm{ms}, \, \tilde{\tau} = 725 \,\mathrm{ms}, \, \tilde{\tau} = 1.5 \,\mathrm{s}, \, \tilde{\tau} = 5 \,\mathrm{s}, \, \tilde{\tau} = 10 \,\mathrm{s} \,\mathrm{et} \, \tilde{\tau} = 25 \,\mathrm{s}.$

L'expression de l'exposant ζ_p dépend du régime de loi d'échelle dans lequel on se trouve, Kolmogorov ou Bolgiano. En présence d'intermittence cet exposant s'exprime de la manière suivante :

Kolmogorov
$$\Rightarrow \zeta_p = \frac{p}{3} + \frac{\mu_k}{2}p(3-p)$$
 (8.27)

Bolgiano
$$\Rightarrow \zeta_p = \frac{p}{5} + \frac{\mu_b}{2}p(5-p)$$
 (8.28)

Dans ces expressions, le second terme représente la correction due à l'intermittence. Afin de quantifier cette intermittence, nous pouvons appliquer la méthode de l'autosimilarité étendue. Elle consiste à comparer les moments des incréments entre eux au lieu de les comparer aux échelles de temps. Pour cela, nous calculons $\langle \delta_t \theta |^3 \rangle$ et $\langle \delta_t \theta |^2 \rangle$. La comparaison de ces deux moments est proposée en figure 8.15(a) pour une même puissance proche de 550W et trois inclinaisons : courbe rouge $\psi = 0^{\circ}$, courbe verte $\psi = 15^{\circ}$ et courbe bleue $\psi = 30^{\circ}$. En régime de Kolmogorov, il se comporte comme $\tilde{\tau}$. La représentation $\langle |\delta_t \theta|^2 \rangle = f(\langle |\delta_t \theta|^3 \rangle)$ doit donc montrer une pente 2/3 aux grandes valeurs de $\langle |\delta_t \theta|^3 \rangle$, ce qui n'est pas le cas ici. La pente obtenue est supérieure, on obtient 0.81. Il est intéressant de constater que cette valeur est sensiblement la même pour les mesures verticales (on trouve 0.82) et les mesures inclinées (on trouve 0.81).

On peut également caractériser cette intermittence par une fonction d'intermittence que l'on définit comme :

$$F_3 = \frac{\langle |\delta_t \theta|^3 \rangle}{\langle |\delta_t \theta|^2 \rangle^{3/2}} \tag{8.29}$$

Elle est présentée sur la figure 8.15(b) en fonction de $\tilde{\tau}$ [s], pour une même puissance proche de 550 W et trois inclinaisons : courbe rouge $\psi = 0^{\circ}$, courbe verte $\psi = 15^{\circ}$ et courbe bleue $\psi = 30^{\circ}$. Dans tous les cas, il existe un segment de droite entre les abscisses $\tilde{\tau} \geq 4$ s et $\tilde{\tau} \leq 30$ s. Ce segment présente une pente différente suivant que l'expérience est verticale ou inclinée. A inclinaison nulle $\psi = 0^{\circ}, F_3$ présente une dépendance résiduelle en échelle dont la pente peut être estimée à -0.24 tandis que pour


FIGURE 8.15 – Caractérisation de l'intermittence dans Attila 1.

 $\psi = 15^{\circ}$ et $\psi = 30^{\circ}$, cette pente est proche de -0.19. Une dernière information intéressante que l'on peut tirer de cette figure est la présence d'un plateau aux grands incréments de temps. La valeur de ce plateau est également conforme à la théorie pour une distribution de fluctuation gaussienne à savoir 1.6.

L'intermittence dans l'expérience n'est pas modifiée par le changement de loi d'échelle observé sur les spectres.

8.6 Conclusion

Les mesures de PIV présentées dans ce chapitre, ont permis de mettre en évidence le caractère gaussien des PDF de vitesse fluctuante v'_z , ce résultat est en bon accord avec ceux obtenus dans Gibert/Tisserand 2. Ces PDF sont associées à une loi d'échelle de Kolmogorov des fonctions de structure. Parallèlement, des mesures de fluctuations de température ont montré des PDF gaussiennes, ainsi qu'une évolution de l'allure des PDF d'incréments temporels caractéristique de l'intermittence. Cette intermittence induit des corrections des exposants des lois de comportement.

Une transition d'une loi d'échelle du type de Kolmogorov à inclinaison nulle vers une loi d'échelle du type de Bolgiano à inclinaison non nulle a également été mise en évidence. On a donc un paradoxe à inclinaison non nulle, vitesse en loi d'échelle de Kolmogorov et température en loi d'échelle de Bolgiano. A partir de ces résultats, nous avons pu estimer l'angle minimal d'apparition des effets de stratification ($\psi_c \approx 4^\circ$). Cette valeur est en bon accord avec les résultats expérimentaux aussi bien de statistiques fluctuantes que d'écoulement moyen. De plus, la tendance de variation de la longueur semi-Bolgiano (diminution avec l'augmentation de l'inclinaison) est tout à fait logique. Enfin l'estimation de l'angle minimum pour obtenir une décade de régime semi-Bolgiano en température est elle aussi tout à fait cohérente. Cependant, même si elle conduit à des prédictions qualitatives satisfaisantes, l'hypothèse de base, à savoir qu'il existe deux fréquences caractéristiques différentes dans l'écoulement, reste inexpliquée. Quatrième partie Etudes exploratoires

Chapitre 9

Fluctuations du gradient de température.

Dans les chapitres 3.1 et 4, nous nous sommes intéressés à l'étude par PIV de l'écoulement moyen dans les conduites thermiques turbulentes. En convection naturelle, il existe un aspect cinématique et un aspect thermique. Nous avons obtenu les lois de transfert thermique de ces conduites par la technique de la sonde de gradient. Cette méthode est extrêmement précise et permet d'obtenir des statistiques aux temps longs convergées, mais il s'agit d'une technique invasive. Il existe également des techniques de visualisation qui permettent, théoriquement, de remonter au champ de température dans l'expérience. Nous pourrions étudier les champs moyens de température et de fluctuations de température, ainsi que leurs statistiques. Toutefois ces méthodes sont difficiles à mettre en œuvre, comme c'est le cas pour l'holographie par exemple, et donnent souvent accès à une mesure moyennée dans l'espace, comme pour l'ombroscopie ou le Schlieren BOS. Dans ce chapitre, nous allons présenter l'une de ces techniques, le Schlieren BOS. Elle présente l'avantage de ne pas être invasive puisque ne nécessitant pas d'ensemencement, elle est également peu coûteuse en matériel, mais conduit à une intégration spatiale de l'information. Les résultats présentés ici sont exploratoires et permettent d'appréhender à la fois les difficultés de mise en œuvre de la technique et la richesse des résultats pouvant être obtenus.

9.1 Background Oriented Schlieren (BOS)

9.1.1 Principe de la technique

Le principe fondamental de cette méthode est d'accéder aux gradients d'indice optique dans le milieu. Dans notre cas, ces variations sont induites par les fluctuations locales de température. On a donc accès aux fluctuations du gradient de température. Cette technique permet, entre autre, de visualiser les frontières des panaches de convection mais aussi de remonter à la valeur moyenne du gradient de température. Par intégration numérique spatiale, on peut également remonter au champ de température instantané et donc en faire la moyenne ou en étudier les fluctuations. Nous choisissons la conduite Rusaouën 3 pour tester cette méthode car c'est un dispositif expérimental bien connu et bien caractérisé.

Acquisition

Une distribution aléatoire de points fixée sur un écran lumineux est placée à l'arrière de la cellule, comme représenté sur la figure 9.1. La distance entre la distribution de points et la cellule est notée $\mathcal{L}_{e/c}$. La profondeur de la cellule est d = 5 cm. La même caméra que celle utilisée pour les acquisitions de PIV décrite au chapitre 6, est utilisée pour filmer le champ au centre de la conduite. Elle est déclenchée de la même façon que pour la PIV du chapitre 6.

Afin d'obtenir une information non dérivée dans le temps (à l'inverse de la PIV par exemple), on



FIGURE 9.1 – Schéma de principe du Schlieren BOS. Un motif de points aléatoires, fixé à un écran lumineux, est placé à l'arrière de la cuve. Les variations d'indice optique dans la cuve induisent un mouvement relatif des points du motif qui est capturé par la caméra.

commence par obtenir une image de référence dans une configuration où il n'y a pas de gradient de température et surtout pas de panaches dans la cellule, ie : à très faible puissance. Dans le cas présent, cette image est obtenue pour une puissance injectée de 0.5 W. A ce point le gradient est inférieur à 0.5 K/m, ce qui est un des gradients les plus faibles que l'on puisse obtenir dans cette expérience, on est donc au plus près de la condition gradient nul qui signifie ni convection/conduction ni stratification. Une fois l'image de référence obtenue, on met l'expérience en route au point de fonctionnement souhaité. On attend que le régime stationnaire s'installe, puis on filme. Un enregistrement dure, ici, 6h à raison de trois images prises à 20 Hz suivi d'une pose de 10 s entre chaque paquet d'images soit au total 6481 images.

Traitement des images

Une fois l'enregistrement terminé, on utilise l'algorithme de PIV CIVx pour obtenir les corrélations entre la référence commune et l'image n. On obtient ainsi le déplacement de chaque point du motif par rapport à cette référence.

Un exemple de résultats obtenus par cette méthode est présenté sur la figure 9.2. La sous-figure 9.2(a), présente une image brute obtenue à 80 W dans la partie centrale de la conduite. La sous-figure 9.2(b) présente une image traitée par l'algorithme de PIV. Sur cette image, les structures représentent les zones où la norme du gradient de température est non nulle.

9.1.2 Dérivation du gradient thermique à partir des déplacements

La profondeur de la cuve est d, la distance, D, de la cuve à la caméra est 1.5 m et f la distance focale de la lentille. On appellera N_x le déplacement des points selon \vec{x} et N_z celui selon \vec{z} . Soient α_x l'angle correspondant à N_x et α_z celui à N_z . Enfin on note n l'indice optique du milieu.



, 2

 $\ensuremath{\mathsf{FIGURE}}$ 9.2 – Exemple de résultats obtenus par Schlieren BOS.

La loi de Snell-Descartes donne :

$$\overrightarrow{\nabla n} = \frac{\mathrm{d}(n\overrightarrow{N})}{\mathrm{d}s} \tag{9.1}$$

Nous nous plaçons dans le référentiel du fluide défini au chapitre 4. Si les déplacements engendrent des angles $\alpha_{x,z} \ll 1$, alors on peut faire l'approximation suivante :

$$\alpha_x \approx \frac{d}{n} \frac{\overline{\partial n}^y}{\partial x} = \frac{d}{n} \frac{\overline{\partial n}^y}{\partial T} \frac{\overline{\partial T}^y}{\partial x}$$
(9.2)

$$\alpha_z \approx \frac{d}{n} \frac{\overline{\partial n}^y}{\partial z} = \frac{d}{n} \frac{\overline{\partial n}^y}{\partial T} \frac{\overline{\partial T}^y}{\partial z}$$
(9.3)

D'autre part on a aussi :

$$\alpha_x = \frac{N_x(\mathcal{L}_{e/c} + d + D - f)}{f(\mathcal{L}_{e/c} + d/2)}$$
(9.4)

$$\alpha_z = \frac{N_z(\mathcal{L}_{e/c} + d + D - f)}{f(\mathcal{L}_{e/c} + d/2)}$$
(9.5)

On en tire donc :

$$\frac{\overline{\partial T}^{y}}{\partial x} = \frac{N_{x}(\mathcal{L}_{e/c} + d + D - f)}{f(\mathcal{L}_{e/c} + d/2)} / \frac{d}{n} \frac{\overline{\partial n}^{y}}{\partial T}$$
(9.6)

$$\frac{\overline{\partial T}^{y}}{\partial z} = \frac{N_{z}(\mathcal{L}_{e/c} + d + D - f)}{f(\mathcal{L}_{e/c} + d/2)} / \frac{d}{n} \frac{\overline{\partial n}^{y}}{\partial T}$$
(9.7)

Ce système implique de connaître la dépendance de l'indice optique de l'eau en fonction de la température. Cette loi est prise dans la référence Schiebener *et al*, [56] qui sert de base au Handbook [7], et qui donne :

$$\begin{cases}
\partial_T \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right) \left(\frac{1}{\rho^*}\right) = \partial_T \left(a_0 + a_2 T^* + a_3 \lambda^{*2} T^*\right) \\
\rho^* = \frac{\rho}{\rho_0} \qquad \lambda^* = \frac{\lambda}{\lambda_0} \qquad T^* = \frac{T}{T_0}
\end{cases}$$
(9.8)

Dans cette expression, les coefficients ρ_0 , λ_0 et T_0 sont donnés par les auteurs comme valant :

$$\rho_0 = 1000 \,\mathrm{kg/m^3} \quad \lambda_0 = 589 \,\mathrm{nm} \quad T_0 = 273.15 \,\mathrm{K}$$
(9.9)

Les autres coefficients d'ajustements sont :

$$\begin{cases} a_0 = 0.243905091 \quad a_1 = 9.53518094.10^{-3} \quad a_2 = -3.64358110.10^{-3} \quad a_3 = 2.65666426.10^{-4} \\ a_4 = 1.59189325.10^{-3} \quad a_5 = 2.45733798.10^{-3} \quad a_6 = 0.897478251 \quad a_7 = -1.63066183.10^{-2} \\ (9.10) \end{cases}$$

9.1.3 Limitations

Théoriquement, on a donc accès aux gradients de température verticaux et horizontaux. Cependant, en raison de difficultés expérimentales, la valeur moyenne obtenue par ce procédé est fausse. Un déplacement relatif de la caméra par rapport à la cuve s'est produit après la prise de l'image de référence. Ce déplacement relatif a pour effet de produire un décalage sur la moyenne du déplacement détecté. En revanche, dans la mesure où il s'agit d'un simple décalage, on peut tout de même étudier les fluctuations des composantes de ce gradient.

9.2 Fluctuations des composantes du gradient de température

Pour cela, on définit les fluctuations de chaque composante du gradient de la manière suivante :

$$(\partial_x T)' = \operatorname{Signal}_x - \langle \operatorname{Signal}_x \rangle_t \tag{9.11}$$

$$(\partial_z T)' = \operatorname{Signal}_z - \langle \operatorname{Signal}_z \rangle_t \tag{9.12}$$

En retranchant le champ moyen, on s'affranchit donc de l'décalage induit par le déplacement relatif de la caméra par rapport à la cuve.

9.2.1 Champ moyen de fluctuations

Dans cette sous-section, nous allons détailler les statistiques moyennes des champs de fluctuations. Pour ce faire, les quantités étudiées sont les fluctuations quadratiques suivantes :

$$\langle (\partial_x T)^{\prime 2} \rangle_t$$
 et $\langle (\partial_z T)^{\prime 2} \rangle_t$ (9.13)

Ces champs moyennés en temps sont présentés sur les figures 9.3, pour une puissance injectée de 80 W à inclinaison ψ nulle. La figure 9.3(a) présente $\langle (\partial_z T)'^2 \rangle_t$. Bien que les acquisitions aient une durée de 6 h, les champs apparaissent encore un peu granuleux ce qui peut laisser penser qu'ils ne sont pas encore complètement convergés. Néanmoins, nous pouvons tirer quelques conclusions de cette figure. Les fluctuations les plus importantes sont concentrées au centre de la section de la conduite



FIGURE 9.3 - Champs moyennés en temps des fluctuations quadratiques des composantes du gradient.

et s'atténuent à proximité des parois. Le champ est globalement invariant en z. La seconde figure, 9.3(b), présente la composante $\langle (\partial_x T)'^2 \rangle_t$. Ce champ est également invariant en z. Les fluctuations les plus importantes sont localisées à proximité des parois.

Il est intéressant de calculer les profils correspondants, pour cela on fait une moyenne en z de ces champs. L'étude porte sur 4 puissances injectées, 20 W, 40 W, 60 W et 80 W. Les profils de $\langle (\partial_z T)'^2 \rangle_{t,z}$ sont présentés en figure 9.4(a), ceux de $\langle (\partial_x T)'^2 \rangle_{t,z}$ le sont sur la figure 9.4(b). Un premier constat s'impose, si on s'attache à la valeur moyenne au centre de la conduite pour chaque composante, on peut remarquer qu'elles sont pratiquement identiques. Ces fluctuations quadratiques de gradient sont donc quasiment isotropes. Ce constat est à opposer à ce qui avait été vu sur les fluctuations de la vitesse, ie : les composantes du tenseur de Reynolds τ_{xx} et τ_{zz} , chapitre 6 par exemple, qui sont au contraire anisotropes. Les composantes du tenseur de Reynolds sont les signatures des fluctuations à grande échelle de l'écoulement, il est donc normal qu'elles soient anisotropes dans ces conduites. Les profils $\langle (\partial_z T)'^2 \rangle_{t,z}$ et $\langle (\partial_x T)'^2 \rangle_{t,z}$ représentent des fluctuations à plus petite échelle. On retrouve l'isotropie aux petites échelles malgré le faible nombre de Reynolds de l'expérience.

Nous avons vu aux chapitres 3 ou encore 6, que le gradient de température pour ces puissances injectées varie comme U_t^2 , caractéristique du régime de Turbulence Inertielle. Nous avons défini les profils $\langle (\partial_i T)'^2 \rangle_{t,z}$ comme le carré des fluctuations du gradient, ils devraient varier comme U_t^4 . Nous présentons cette renormalisation sur les figures 9.5. La figure 9.5(a) présente la renormalisation pour la composante z de ces fluctuations quadratiques de gradient. Les trois plus importantes puissances se regroupent bien. Cependant, le profil obtenu à 20 W s'écarte des autres. Si l'on se réfère au diagramme (β, W_{dc}) de cette conduite, figure 6.1(a), cette dernière puissance est l'une des plus basses du régime de Turbulence Inertielle, ce qui peut expliquer ce décalage. La figure 9.5(b) présente la composante x. Cette fois la renormalisation fonctionne bien pour toutes les puissances, le profil obtenu à 20 W est à peine plus bas que les autres.



FIGURE 9.4 – Profils des fluctuations quadratiques du gradient de température.



FIGURE 9.5 – Profils des fluctuations quadratiques du gradient de température renormalisés par U_t^4 .



(a) PDF de $(\partial_z T)'$ renormalisées par la RMS, $\sigma[(\partial_z T)']$, du signal.



(b) PDF de $(\partial_x T)'$ renormalisées par la RMS, $\sigma[(\partial_x T)']$, du signal.

FIGURE 9.6 – PDF des fluctuations de gradient de température.

9.2.2 PDF de fluctuations

Nous allons maintenant nous intéresser aux statistiques non moyennées de ces distributions de fluctuations, en commençant par les PDF.

PDF à faible nombre de Reynolds

La figure 9.6(a) présente les PDF de la composante $(\partial_z T)'$, notées $p[(\partial_z T)']$, et la figure 9.6(b), celles de la composante $(\partial_x T)'$, notées $p[(\partial_x T)']$, pour plusieurs puissances injectées.

Plusieurs constatations s'imposent. La superposition obtenue par la renormalisation avec la RMS, $\sigma[(\partial_i T)']$, du signal fonctionne bien. Ensuite, l'allure au centre de ces PDF est proche d'une exponentielle dans les deux cas. Les PDF obtenues pour une puissance injectée de 80 W, présentent des ailes et une rupture de pente très marquée. Nous verrons, grâce à une acquisition menée dans Attila 1 à plus grand nombre de Reynolds, qu'il s'agit probablement d'un bruit optique propre à cette technique. On remarque également une différence notable entre les deux figures, la PDF $p[(\partial_x T)']$ est symétrique alors que la PDF $p[(\partial_z T)']$ présente manifestement une dissymétrie.

Afin de quantifier cette symétrie/dissymétrie visuelle, nous pouvons déterminer les coefficients de dissymétrie définis comme :

$$S[(\partial_z T)'] = \frac{\langle (\partial_z T)'^3 \rangle}{\langle (\partial_z T)'^2 \rangle^{3/2}} \quad \text{et} \quad S[(\partial_x T)'] = \frac{\langle (\partial_x T)'^3 \rangle}{\langle (\partial_x T)'^2 \rangle^{3/2}} \quad (9.14)$$

Le coefficient de dissymétrie de $p[(\partial_x T)']$ donne des valeurs comprises entre -2.10^{-1} et 2.10^{-1} , tandis que celui de $p[(\partial_z T)']$ est beaucoup plus proche, voire supérieur, à 1, ces valeurs sont répertoriées dans le tableau (9.1).

W_{dc} [W]	20	40	60	80
$S[(\partial_x T)']$	-0.1973	0.286	-0.16	-0.13
$S[(\partial_z T)']$	0.8306	1.8	1.42	0.96

TABLE 9.1 – Valeurs du coefficient de dissymétrie des PDF des fluctuations du gradient de température.

Les fluctuations de la composante longitudinale $\partial_z T'$ sont donc toujours affectées d'une dissymétrie vers les valeurs positives. L'origine d'une dissymétrie peut se comprendre lorsque l'on tient compte des symétries de l'écoulement dans l'expérience. Si l'on considère une symétrie qui transforme \vec{z} en $-\vec{z}$, on a $T(z) \to T(-z)$, $\partial_z T \to -\partial_z T$, $(\partial_z T)' \to -(\partial_z T)'$, $\partial_x T \to \partial_x T$ et $\partial_x U_z \to -\partial_x U_z$. Rien n'interdit l'existence de cette dissymétrie de $p[(\partial_z T)']$ dans ces relations. Or, si l'on avait en plus invariance par renversement du temps $t \to -t$, on aurait cette fois $\partial_x U_z \to \partial_x U_z$, ce qui maintenant donnerait une situation inchangée par rapport à la situation originale à condition que $\partial_z T$ et $(\partial_z T)'$ soient nuls. La dissymétrie de cette composante est donc liée à l'irréversibilité de l'expérience. En revanche, on ne peut pas se prononcer sur le cas de $(\partial_x T)'$.

Extension aux grands nombres de Reynolds : comparaison gradient/incréments de température dans Atilla 1

Une acquisition de Schlieren BOS effectuée dans Attila 1 à inclinaison nulle permet d'étendre ces résultats à un plus grand nombre de Reynolds. Sur la figure 9.7, les courbes en traits pointillés présentent les PDF des deux composantes du gradient de température obtenues pour une inclinaison nulle $\psi = 0^{\circ}$, et une puissance injectée de 540 W. La courbe en traits pointillés bleus est la composante $(\partial_x T)'$ et la courbe en traits pointillés rouges la composante $(\partial_z T)'$. Pour $(\partial_z T)'$, on retrouve la dissymétrie observée à plus bas nombre de Reynolds, et pour $(\partial_x T)'$ la courbe est à nouveau très symétrique. L'allure de la PDF est similaire à ce que l'on a observé à plus bas nombre de Reynolds. Il est tout de même intéressant de constater que bien qu'à plus fort nombre de Reynolds, on ne retrouve pas les ailes très prononcées obtenues pour la puissance de 80 W. Nous avions remarqué que ces ailes apparaissent avec une rupture de pente marquée. Nous pouvons spéculer que ces ailes avec rupture de pente sont en fait un bruit de la mesure. L'intégration spatiale du BOS peut engendrer des caustiques optiques lorsque deux fluctuations d'indice importantes se croisent. Ce phénomène est prononcé à 80 W dans Rusaouën 3 car c'est à cette puissance dans ce dispositif expérimental que nous avons observé les gradients de température les plus forts, voir courbe 6.1(a), ce qui engendre aussi les variations d'indice optique les plus importantes. A l'inverse dans Attila 1, les gradients sont beaucoup plus faibles avec des fluctuations d'indice moins prononcées, voir courbe 7.5. Sur la figure 9.7, on a également porté la courbe correspondant à l'incrément temporel de fluctuations locales de température pour l'échelle $\tilde{\tau} = 5$ s. On remarque que l'allure de cette courbe est similaire à celle de la composante $(\partial_x T)'$. L'allure de chacune des ailes de la PDF de $(\partial_z T)'$ prise séparément est

également similaire à celle des ailes de $\delta_t \theta$ à $\tilde{\tau} = 5$ s. On a donc une PDF de fluctuations proche de celle d'une échelle relativement élevée des fluctuations de température locales (bien qu'à cette valeur d'échelle les fluctuations de température soient encore corrélées). Ceci se comprend si l'on garde à l'esprit que le Schlieren BOS intègre dans la profondeur de la conduite. On retrouve donc bien le caractère intégré de cette méthode de mesure sur ces statistiques.



FIGURE 9.7 – Cas de l'expérience Attila 1 : Comparaison entre les PDF de l'incrément temporel de température obtenues en section 8.5.4 $p(\delta_t \theta)$ et les PDF des deux composantes du gradient de température $p[(\partial_i T)']$, pour une même puissance proche de 540 W à inclinaison nulle $\psi = 0^{\circ}$.

9.2.3 Fonctions de structures

Revenons aux mesures effectuées dans Rusaouën 3. Les fonctions de structure longitudinales des fluctuations de gradient de température sont présentées sur les figures 9.8(a) et 9.8(b). Elles sont présentées renormalisées par la variance du signal $\langle (\partial_i T)'^2 \rangle_{t,z,x}$ correspondant. Notons que cette renormalisation aboutit à une superposition correcte des différentes courbes pour de grandes valeurs de l'échelle spatiale. On remarque également que $\langle [\delta_z (\partial_z T)']^2 \rangle / \langle (\partial_z T')^2 \rangle_{t,z,x}$ atteint un plateau dont la valeur est 2, tandis que ce plateau semble plus proche de 1.5 pour $\langle [\delta_x (\partial_x T)']^2 \rangle / \langle (\partial_x T)'^2 \rangle_{t,z,x}$. Le plateau est atteint pour des valeurs d'échelles assez proches dans les deux cas, $\ell_z = 6$ mm et $\ell_x = 5$ mm. Par analogie, avec les fonctions de structure de vitesse on peut supposer que ces valeurs correspondent aux grandes échelles des gradients de température.

Dans l'article de Kolmogorov de 1961, [50], l'auteur relie les gradients de température à la dissipation thermique ϵ_{θ} . Il en résulte qu'en présence d'un régime inertiel, les gradients de température doivent être corrélés logarithmiquement. Afin de s'assurer de cela, calculons la corrélation de ces fluctuations du gradient de température :

$$R = 1 - \frac{\left\langle \left[\delta_z (\partial_z T)' \right]^2 \right\rangle}{2 \left\langle (\partial_z T)'^2 \right\rangle_{t,z,x}}$$
(9.15)

Le résultat est présenté sur la figure 9.9. Dans cette expérience, à inclinaison nulle, R_{λ} ne dépasse pas 40. Or, on constate ici que, dans cette représentation semi-logarithmique, on obtient une droite sur une étendue spatiale dont la taille correspond à ce que l'on attend, voir Tisserand *et al* [58]. En effet, dans cet écoulement le régime inertiel est très petit, il est donc normal que l'étendue du comportement logarithmique soit faible.

On retrouve sur cette figure la valeur de l'échelle de décorrélation des gradients, les courbes croisent l'ordonnée 0 pour une échelle proche de 5 mm.



(a) Fonctions de structure longitudinales d'ordre 2 de $(\partial_z T)'$

(b) Fonctions de structure longitudinales d'ordre 2 de $(\partial_x T)'$

 $\ensuremath{\mathsf{FIGURE}}$ 9.8 – Fonctions de structure longitudinales d'ordre 2 des fluctuations de gradient de température.



FIGURE 9.9 – Fonctions de corrélation des gradients de température.

9.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes attaché à mettre en pratique une technique de mesure jusqu'alors jamais utilisée sur ces conduites, le Schlieren BOS. Les résultats préliminaires présentés ici ont permis de mettre en évidence certaines difficultés expérimentales qui nécessiterons des modifications de la structure de soutènement des expériences afin de solidariser la distribution de points, la conduite et la caméra d'acquisition, et ainsi permettre l'étude des caractéristiques des moyennes du gradient de température. Nous avons néanmoins pu, d'ores et déjà, étudier les fluctuations de ces gradients de température à inclinaison nulle pour la première fois. Les champs moyens de ces fluctuations quadratiques sont invariants en z. Les profils associés sont isotropes et relativement plats sur une large part de la section. On remarque également des déformations des profils de $(\partial_x T')^2$ prononcées à proximité des parois.

Les PDF des fluctuations montrent une dissymétrie de $(\partial_z T)'$, avec un coefficient de dissymétrie proche de 1, probablement liée à l'irréversibilité de l'expérience, et une symétrie de $(\partial_x T)'$, coefficient de dissymétrie proche de 0. L'allure est également proche d'une exponentielle. Une acquisition menée dans l'expérience Attila 1 a permis d'étendre ces résultats à un plus grand nombre de Reynolds. Les conditions expérimentales étant identiques à celles d'une acquisition de fluctuations locales de température, nous avons pu comparer les PDF des gradients obtenues par Schlieren, à celles des incréments temporels de température locale. La comparaison montre une similitude d'allure entre les PDF des gradients et celle de l'échelle $\tilde{\tau} = 5$ s, qui s'explique par le caractère intégré spatialement de la mesure par Schlieren.

Nous avons également étudié les fonctions de structures d'ordre 2 de ces quantités. Il semble que la longueur de corrélation de ces gradients soit proche de 5 mm. Enfin, la prédiction d'un comportement logarithmique de ces gradients dans la gamme inertielle semble se retrouver également ici, la plage de valeurs d'échelles associée reste faible ce qui est en bon accord avec la valeur de R_{λ} dans cette expérience.

Il ressort de cette étude que l'utilisation de cette technique donne accès à des informations jusque là inédites dans ces conduites. Dans Attila 1, par exemple, à grande inclinaison cette technique pourrait permettre d'obtenir le gradient $\partial_x T$ et donc peut-être une réponse quant à l'origine de la déformation des profils de τ_{zz} observée dans cette expérience, voir pour rappel la section 7.5.

Chapitre 10

Cas d'une conduite en solution diluée de polymères.

Les études présentées dans cette thèse sur les écoulements en conduite, chapitres 3 à 8, ont mis l'accent sur le fait que la physique dans la conduite est affranchie des conditions aux limites à l'injection du flux de chaleur. Une étude de Benzi, Ching et De Angelis, [62], propose une Simulation Numérique Directe (DNS) dans une situation proche de celle d'une conduite thermique. Une boîte est soumise à un gradient de température vertical. Les propriétés du fluide sont celles d'une solution diluée de polymères souples. Cette DNS n'a jusque-là jamais été confrontée à une expérience. Les conduites thermiques étudiées à Lyon sont de très bons candidats pour cela. Nous choisissons d'introduire une solution de polymères de type PolyEthylène Oxyde (PEO) dans la conduite Rusaouën 3. On choisit cette conduite car il s'agit d'une expérience dont on connaît bien le comportement en eau pure, la comparaison en sera donc facilitée.

Dans un premier temps, nous allons introduire brièvement les solutions de polymères diluées et leur propriétés en turbulence. Puis nous caractériserons les polymères utilisés dans cette expérience. Enfin nous présenterons les résultats obtenus dans la conduite en présence de polymères en faible concentration.

10.1 Généralités sur l'étude des polymères souples en solution diluée

Les polymères sont des molécules généralement composées d'une répétition plus ou moins longue d'un même monomère de base. Ils peuvent être naturels, la cellulose par exemple, ou synthétiques comme les dérivés des produits carbonés dont le PEO par exemple. Certaines molécules sont rigides d'autres souples (cas du PEO). Depuis la découverte de ces types de molécules, de nombreuses études expérimentales, théoriques et plus récemment numériques, se sont intéressées aux propriétés des solutions de polymères, voir Graham [64] par exemple pour une revue récente sur le sujet des solutions diluées, ou Oswald [5]. Les solutions de polymères peuvent être concentrées, le nombre de molécules par volume d'eau est alors suffisamment élevé pour que les molécules de polymère s'enchevêtrent, ou diluées, le nombre de molécules de polymère par volume d'eau est alors très faible, il n'y a pas d'enchevêtrement. Dans ce dernier cas, les molécules se comportent indépendamment les unes des autres. C'est dans ce cas que nous allons nous placer.

10.1.1 Cas de la convection naturelle turbulente en présence de polymères

Les solutions diluées en convection thermique ne sont étudiées que depuis relativement peu de temps à notre connaissance. En effet, jusque là les molécules de polymères souples à disposition dans le commerce n'étaient pas suffisamment longues pour permettre une interaction des polymères avec l'écoulement.

Depuis quelques années, la mise à disposition des PEO de masse moléculaire $M_w = 4.10^6$ g/mol et $M_w = 8.10^6$ g/mol ont permis des études dans le cas de cellule de Rayleigh-Bénard en eau. L'eau est un bon solvant pour le PEO à température ambiante. Plusieurs études expérimentales ont pu être menées. Ahlers et Nikolaenko en 2010, [61], ont mis en évidence une diminution significative du transfert thermique en présence de polymères faiblement concentrés. Une seconde étude menée par Wei, Ni et Xia en 2012, [65], montre cependant qu'en fonction de la concentration en polymère considérée, le transfert thermique peut se trouver diminué ou au contraire augmenté.

Dans le même temps, une étude numérique menée par Benzi *et al* en 2010, [62], propose une DNS d'une boîte soumise à un gradient de température vertical en présence de polymères. Ses auteurs s'attachent à étudier l'importance du nombre de Deborah sur le transfert thermique. Le nombre de Deborah caractérise l'influence des polymères sur l'écoulement. Cette DNS montre une augmentation du transfert thermique avec l'augmentation du nombre de Deborah. Les auteurs proposent ensuite d'interpréter le cas d'une cellule de Rayleigh-Bénard à la lumière des résultats de cette DNS. Une cellule de Rayleigh-Bénard se décompose en deux zones, les couches limites et l'écoulement de cœur. Chaque zone contribue au transfert thermique. En solution diluée de polymères le transfert thermique varie et cette variation peut être notée $\delta Nu = {}^P Nu - Nu_0$, la différence entre le transfert thermique d'interpréter le cas d'une cellui en eau pure Nu_0 . Les auteurs avancent que l'augmentation δNu peut être décomposée en deux contributions : une contribution de couches limites δNu_{BL} qui doit être négative (ie : doit tendre à diminuer le transfert) dans le cas d'une couche limite de Blasius, et une contribution du cœur de l'écoulement δNu_{bulk} . Dans la DNS, c'est δNu_{bulk} qui est majoritaire et la simulation montre que δNu_{bulk} est positive puisque l'on obtient une augmentation du transfert dans ce cas.

Cette double contribution reste à ce jour invérifiée expérimentalement puisqu'il est difficile de séparer les deux contributions dans le cas d'une cellule de Rayleigh-Bénard. En revanche, dans la mesure où nos conduites thermiques sont bien affranchies des conditions aux limites thermiques, elles paraissent être de bons candidats pour tester expérimentalement les résultats de la DNS de Benzi *et al.* Pour ce faire, nous allons introduire une solution faiblement concentrée de polymères dans la conduite Rusaouën 3. Nous choisissons des molécules de type PEO dont la masse moléculaire est 8.10⁶g/mol. Ce sont les plus grands PEO disponibles sur le marché à notre connaissance. Nous optons pour de très grandes chaînes en raison des temps caractéristiques relativement importants de cette expérience. Dans un premier temps, nous allons caractériser cette molécule.

10.1.2 Caractérisation du polymère : PEO $M_w = 8.10^6$ g/mol

Dans notre étude, nous utilisons des polymères de type PolyEthylène Oxyde (PEO) de masse moléculaire M_w , avec $M_w = 8.10^6$ g/mol. Les caractéristiques de la molécule de polymère sont essentielles à la détermination de ses propriétés physiques.

Dynamic Light Scattering : DLS

Nous avons notamment besoin du rayon de giration, R_g , de la molécule. Un moyen d'obtenir cette information est de procéder à une mesure de DLS (Dynamic Light Scattering ou diffusion dynamique de la lumière) sur une solution fortement diluée de polymère. La DLS exploite une propriété optique des molécules. Leur indice optique est différent de celui de l'eau. A faible concentration, la diffusion induite par une molécule est ponctuelle.

La figure 10.1 présente le principe d'une expérience de DLS. L'expérience utilisée ici est décrite avec précision dans la thèse de D-C Constantin [63]. Un faisceau de lumière incidente cohérente et monochromatique (ici un laser vert de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm) est envoyé sur un échantillon de solution fortement diluée (typiquement $C/C_* < 10$) de polymère. Le fluide est au repos, les



FIGURE 10.1 – Schéma de principe de la DLS.

molécules sont donc en conformation pelote et soumises à un mouvement brownien. Le solvant a un indice optique proche de 1.33. Les molécules de polymères ont un indice optique différent. On a donc une concentration locale qui fluctue au cours du temps. Un détecteur est placé à un angle Φ avec le faisceau incident. Il capte l'intensité lumineuse transmise par le solvant, lorsque l'indice optique du milieu fluctue, donc la concentration locale, cela induit une fluctuation du signal capté par le détecteur. En calculant la fonction d'autocorrélation du signal, on voit apparaître un temps caractéristique τ qui représente le temps nécessaire à la pelote pour sortir du volume de mesure. Ce temps caractéristique est relié à la constante de diffusion de la molécule comme suit :

$$\tau = Dq^2 \tag{10.1}$$

Dans cette expression q qui est l'inverse d'une longueur est relié à l'angle Φ par :

$$q = \left(\frac{4\pi}{\lambda}\right)n\sin\left(\frac{\Phi}{2}\right) \tag{10.2}$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement dans le vide et *n* l'indice optique du milieu. A partir de la valeur de *D*, on remonte au rayon de giration par la relation de Stoke-Einstein :

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\mu_0 R_g} \tag{10.3}$$

Dans cette expression, μ_0 est la viscosité dynamique du solvant et R_g le rayon de giration que l'on recherche. Les résultats sont présentés dans la figure 10.2. Il y a une dispersion non négligeable des points. Cela peut provenir de poussières dans la solution ou d'agrégats de polymères. Nous ne nous fierons qu'aux résultats obtenus pour $q^2 \leq 6.10^{14} \text{ m}^{-2}$. Une valeur de R_q de 300 nm paraît raisonnable.

Concentration critique d'enchevêtrement : C_*

La concentration critique d'enchevêtrement C_* est la concentration minimale à partir de laquelle les pelotes de polymères en solution commencent à s'enchevêtrer, c'est-à-dire à s'emmêler les unes avec les autres. Cette concentration est reliée au rayon de giration obtenu précédemment par la relation suivante :

$$C_* = \frac{M_w}{(4/3)\pi R_g^3 N_A \rho_s}$$
(10.4)

Dans cette expression, N_A désigne le nombre d'Avogadro qui vaut $N_A = 6.022141.10^{23} \text{ mol}^{-1}$. Avec cette définition, on obtient $C_* \approx 120 \text{ ppm en masse}$.



FIGURE 10.2 – Rayon ${\cal R}_g$ mesuré en fonction de l'angle

Taille de la chaîne de monomères

Le PEO est une molécule constituée d'un assemblage de monomère d'oxyde d'éthylène, de formule chimique CH_2 - CH_2 -O. Sa formule chimique est donc :

$$H - (O - CH_2 - CH_2)_n - OH$$

La masse atomique du monomère d'éthylène oxyde est $M_{mono} = 44 \text{ g/mol}$. On obtient le nombre de monomères dans la chaîne par :

$$N_{mono} = \frac{M_w}{M_{mono}} \approx 1.8.10^5 \tag{10.5}$$

On a donc une chaîne de 180000 monomères. Afin de remonter à la longueur de la chaîne, il nous faut le rayon caractéristique d'un monomère, noté a. Il existe une relation qui lie le rayon de giration obtenu en 10.1.2 à a:

$$a = \frac{R_g}{N_{mono}^{3/5}} \approx 2.1 \,\text{\AA} \tag{10.6}$$

La longueur d'élongation maximale de notre chaîne de monomère est ensuite donnée par $\mathfrak{L} = N_{mono} \cdot a = 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ m}.$

Temps de relaxation de Zimm

En solution diluée, $C/C_* < 1$, et au repos, sans excitation, chaque molécule de polymère est en pelote. Si on soumet le solvant à une excitation, par exemple un cisaillement, la pelote se déploie et s'étire. Le temps de relaxation d'un polymère correspond au temps nécessaire pour qu'une molécule

excitée revienne dans sa conformation d'origine lorsque l'on stoppe l'excitation. Ce temps dépend de la situation dans laquelle se trouve le polymère. Dans notre cas l'eau est un bon solvant pour le PEO. En solution diluée, on a des interactions entre le solvant et la chaîne de polymère. Dans cette situation, le temps de relaxation pertinent est le temps de relaxation de Zimm, τ_z . Ce temps caractéristique a été introduit par Zimm dans [66]. Ce temps peut se définir de la façon suivante :

$$\tau_z = \frac{\eta_0 a^3}{k_B T} N_{mono}^{9/5} \tag{10.7}$$

Dans cette expression k_B la constante de Boltzmann $k_B = 1.381.10^{-23}$ JK. Avec cette définition et compte tenu des mesures de caractérisation exposées précédemment, on obtient $\tau_z = 6.10^{-3}$ s.

Nombre de Deborah

Le nombre de Deborah caractérise l'influence des polymères sur le système. Dans la suite de ce chapitre, nous le définirons comme :

$$De = \frac{\text{Temps de relaxation des polymères}}{\text{Temps de Kolmogorov}} = \frac{\tau_z}{\tau_k}$$
(10.8)

Dans cette expression, τ_k est le temps caractéristique de Kolmogorov donné comme η_k^2/ν . Au vu des résultats obtenus par PIV, voir le chapitre 6 dans les expérimentations en eau pure dans cette conduite, on a $\eta_k = 437 \,\mu\text{m}$ à 80 W, 470 μm à 60 W et 520 μm à 40 W. Avec ces valeurs on obtient les valeurs suivantes du nombre de Deborah : De = 0.028 à 80 W, 0.024 à 60 W et 0.020 à 40 W.

10.1.3 Préparation d'une solution de PEO

Dans cette sous-section, nous allons décrire la façon dont les solutions de PEO utilisées dans la suite ont été préparées. La préparation se fait en deux étapes. La cuve est remplie d'eau. La masse d'eau contenue est donc $m_{eau} = 3.8$ kg. Tout d'abord, on détermine la quantité en masse, m_{poly} , de poudre de polymères que l'on souhaite diluer. Pour une concentration finale de 65 ppm, il faut 265 mg de poudre de PEO.

Nous faisons une première dilution pour obtenir une solution concentrée et donc s'assurer que toute la poudre est bien dissoute et qu'il ne reste pas d'agglomérat. Pour cela, la quantité de poudre est diluée dans un ou plusieurs récipient(s) FALCON de 50 mL. Les polymères PEO à grandes chaînes, ce qui est notre cas, sont assez fragiles. Cependant la dilution nécessite de l'agitation, il convient donc d'être précautionneux. On opte pour une agitation au vibreur, modèle IKA Vortex Genius 3, au minimum d'intensité proposée. La solution est mélangée pendant 24 h. Cette solution mère est ensuite introduite dans l'expérience où elle se dilue à nouveau avec le fluide de travail de l'expérience. Le mélange est assuré par l'écoulement dans l'expérience, là encore on patiente 24 h avant de prendre les mesures afin de s'assurer que la solution est homogène.

10.2 Application à une conduite thermique : le comportement thermique

10.2.1 Transfert thermique

En utilisant la même sonde que celle déjà décrite et utilisée dans la section 6, on effectue une étude de transfert thermique dans une solution C = 65 ppm en masse de PEO. On est en configuration de solution diluée $C/C_* \approx 1/2$. Les effets d'enchevêtrement sont faibles. Les mesures de rhéologie n'ont pas mis en évidence un effet sur la viscosité du fluide ce qui confirme que ces enchevêtrements sont quasi-inexistants. Ce constat est caractéristique de la limite des solutions diluées. La figure



FIGURE 10.3 – Gradient de température β en fonction de la puissance injectée W_{dc} . Points bleus : eau pure, diamants verts : C = 65 ppm.

10.3 présente les mesures de gradient de température dans la conduite pour une solution diluée de polymère PEO (C = 65ppm), diamants verts, comparés aux résultats obtenus en eau pure dans la même conduite, cercles bleus. Pour $W_{dc} \leq 40$ W les points sont en bon accord. En revanche, pour $W_{dc} > 40$ W, on observe une déviation significative des points obtenus dans la solution de polymère. C'est donc à cette puissance injectée que les polymères commencent à interagir avec l'écoulement. L'écart maximal observé pour 80 W est de 15 % soit bien au delà de la barre d'erreur de la mesure. Cet ajout de polymère a donc permis de modifier le comportement thermique de la conduite.

Comme expliqué en sous-section 10.1.1, Benzi *et al* ont effectué une DNS dans une situation similaire, une boîte soumise à un gradient de température vertical, en présence de polymère dont les caractéristiques sont proches de celles d'un PEO à grande chaîne. Nous allons donc nous baser sur ce travail pour confronter notre expérience à d'autres résultats. Pour ce faire, sur la figure 10.4(a), on a porté le rapport Nu/Nu_0 à gradient constant, les diamants de couleurs, obtenu dans notre expérience. Il s'agit d'une estimation car les expériences sont en réalité effectuées à flux constant. Pour faire cette estimation, nous utilisons le fait qu'en Turbulence Inertielle, $Nu \propto (RaPr)^{1/2}$ soit aussi $Nu \propto \beta^{1/2}$, et on part de :

$$Nu_{0}|_{\beta} = \left(\frac{P_{\beta}}{\beta_{0}}\right)^{1/2} Nu_{0}|_{Q} = \left(\frac{Nu_{0}|_{Q}}{Nu_{P}|_{Q}}\right)^{1/2} Nu_{0}|_{Q}$$
(10.9)

Donc le rapport $Nu_0|_{\beta}/{}^PNu|_{\beta}$ peut être estimé par :

$$\frac{Nu_0|_{\beta}}{PNu|_{\beta}} = \frac{PNu|_Q}{Nu_0|_Q} \frac{PNu|_Q}{Nu_0|_Q}^{1/2} = \frac{PNu|_Q}{Nu_0|_Q}^{3/2} = \frac{P\beta|_Q}{\beta_0|_Q}^{3/2}$$
(10.10)

Dans ces expressions, les quantités notées ${}^{P}\mathcal{X}$ renvoient aux quantités \mathcal{X} en présence de polymères. Les quantités \mathcal{X}_0 renvoient aux quantités eau pure.

Les données montrent une augmentation jusqu'à 20 % du transfert thermique de la conduite. Ce résultat est supérieur aux résultats de DNS de Benzi *et al.* Cette différence peut provenir d'une mauvaise estimation du Deborah dans notre cas. Les mesures de DLS sont assez bruitées or c'est sur elles que repose notre estimation du Deborah. Un décalage de 100 nm sur la valeur du rayon de



(a) Variation du nombre de Nusselt due à l'introduction des polymères en fonction du nombre de Deborah.

(b) Variation de l'amplitude des fluctuations de température due à l'introduction des polymères en fonction du nombre de Deborah.

FIGURE 10.4 – Comparaison résultats/modèle de Benzi et al, [62]

giration (soit $R_g = 400 \text{ nm}$) pourrait suffire à remettre nos valeurs en accord avec celles de la DNS. Cela nécessitera de nouvelles mesures de DLS pour confirmation.

10.2.2 Fluctuation de température

Nous avons également estimé l'impact des polymères sur la RMS des fluctuations de température. Pour ce faire nous exploitons le signal de la sonde de température, thermistance CTN de diamètre nominal 400 µm qui est fixée à l'arrière de la sonde gradient de température. La figure 10.4(b) présente le rapport de T_{RMS} en présence de polymères sur T_{RMS0} en absence de polymère à gradient constant. Là encore, il s'agit d'une estimation, la mesure se faisant à flux constant. Pour ce faire nous remarquons que :

$$\frac{{}^{P}T_{RMS}(\beta)}{T_{RMS0}(\beta)} = \left(\frac{{}^{P}T_{RMS}({}^{P}\beta|_{Q})}{T_{RMS0}(\beta_{0}|_{Q})}\right) \left(\frac{T_{RMS0}(\beta_{0}|_{Q})}{T_{RMS0}({}^{P}\beta|_{Q'})}\right)$$
(10.11)

$$\frac{{}^{P}T_{RMS}(\beta)}{T_{RMS0}(\beta)} = \left(\frac{{}^{P}T_{RMS}({}^{P}\beta|_{Q})}{T_{RMS0}(\beta_{0}|_{Q})}\right) \left(\frac{\beta_{0}}{P\beta}\right)$$
(10.12)

Les résultats de DNS de Benzi *et al* montrent une augmentation des fluctuations de température à gradient constant, astérisques noirs sur la figure. Nos résultats, diamants de couleur, sont en bon accord avec cette DNS, remarquons que cela serait toujours vrai si le rayon de giration était plus grand comme évoqué en 10.2.1.

Nous avons donc mis en évidence une modification du comportement thermique de la conduite. Afin de compléter cette étude, nous pouvons également nous intéresser à l'étude de la vitesse dans cette conduite.



(a) Renormalisés par la vitesse caractéristique U_t .

(b) Renormalisés par $U_{z_{max}},$ afin d'évaluer l'allure du profil.

FIGURE 10.5 – Profils de vitesse verticale dans la conduite.

10.3 Application à une conduite thermique : la vitesse

Dans cette section, nous allons nous intéresser à comparer l'écoulement obtenu dans la conduite en présence de polymères à celui obtenu en eau pure. La technique de mesure est la même que celle décrite à la section 6.2 où les détails peuvent être trouvés. L'étude présentée ici est réalisée à inclinaison nulle ($\psi = 0^{\circ}$). Nous sommes donc amené à effectuer un redressement suivant la technique développée en sous-section 6.3.2.

10.3.1 Ecoulement moyen

Nous nous intéressons d'abord à l'écoulement moyen. Les figures 10.5(a) et 10.5(b) présentent une comparaison entre les profils de vitesse verticale obtenus en eau pure, profils pointillés marron et rouge, et en solution de polymères à des puissances où les mesures de transfert thermique ont montré un effet des polymères, profils en traits pleins violets et bleus. On ne remarque pas de différences significatives entre ces profils. La renormalisation par U_t fonctionne toujours, et l'allure des profils reste très similaire.

Intéressons-nous également au profil τ_{xz} . La figure 10.6 permet de se concentrer sur la comparaison des allures des profils de τ_{xz} , nous ne discuterons pas ici la renormalisation par U_t puisqu'elle ne fonctionnait déjà pas bien en eau pure pour ce rapport d'aspect de conduite 6. On remarque que le profil de τ_{xz} en solution de polymère est systématiquement inscrit dans celui du cas eau pure. Ceci vient probablement de l'interaction entre les polymères et les parois latérales. Tout se passe comme si la section efficace de la conduite était plus faible.

Enfin, puisque les solutions de polymères diluées devraient également induire une perturbation des fluctuations de vitesse, intéressons-nous aux profils des composantes du tenseur de Reynolds τ_{xx} et τ_{zz} , figure 10.7. Les choix de couleurs et de symboles sont les mêmes que sur la figure 10.5(a). Les profils de τ_{xx} paraissent plus aplatis au centre en présence de polymères.

Le cas des profils de τ_{zz} est également intéressant. Les profils obtenus en présence de polymères présentent une bosse prononcée au centre. Ceci est à rapprocher de ce qui avait été constaté à basse puissance (20 W) dans le cas eau pure, figure 6.10. On remarque également que la renormalisation des profils de τ_{zz} par U_t^2 ne fonctionne pas dans le cas avec polymères, le profil à 60 W est passé au



FIGURE 10.6 – Cisaillement τ_{xz} renormalisé par $\tau_{xz_{max}}$ afin de mettre en avant l'allure du profil.

dessus de celui à 80 W. Or, la renormalisation par U_t^2 des profils de fluctuations de vitesse est une signature d'un état de Turbulence Inertielle, on a donc perdu cette signature de ce régime.

Nous n'avons pu mettre en évidence que des différences minimes sur les profils de fluctuations et de cisaillement. Nous pouvons tout de même regarder les statistiques de fluctuations de vitesse (PDF).

10.3.2 PDF de fluctuations

Les figures 10.8(a) et 10.8(b) présentent les PDF de fluctuations de vitesse v'_i . On retrouve l'allure gaussienne attendue pour ces PDF. Il n'y a pas de différences significatives entre les solutions de polymères et les résultats en eau pure sur ces figures.

10.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés au comportement d'une conduite thermique à bas nombre de Reynolds en présence d'une faible concentration de polymères souples de type PEO. Cet ajout de polymère en faible concentration permet d'introduire un fluide viscoélastique dans la conduite sans modifier les propriétés de base du solvant. Nous avons pu ainsi nous placer dans des conditions proches de celles considérées dans la DNS proposée par Benzi *et al* dans l'article [62]. Cette DNS montre une augmentation du transfert thermique dans ce cas. Nous avons conduit des mesures de transfert thermique et de PIV. Les premières ont permis de mettre en évidence une diminution significative du gradient de température, jusqu'à 15% pour une puissance injectée de 80 W. Cela s'accompagne d'une augmentation des fluctuations de température à gradient constant. La comparaison avec la DNS de Benzi *et al* montre un accord qualitatif satisfaisant.

Nous avons également effectué une étude de la vitesse par PIV. Les profils de vitesse ne montrent pas de différences significatives entre l'eau pure et la solution de polymères. Le profil de cisaillement est également très proche, cependant on a remarqué qu'en présence de polymères ce profil est toujours contenu dans le profil eau pure. Les composantes diagonales du tenseurs de Reynolds ont montré des modifications marginales en présence de polymères. Le profil de la composante τ_{xx} est plus plat au centre en présence de polymères et la renormalisation par U_t^2 des profils de τ_{zz} fonctionne mal avec



FIGURE 10.7 – Composantes diagonales du tenseur de Reynolds.



FIGURE 10.8 – PDF des fluctuations de vitesse v'_i . Comparaison solution de polymère/eau pure.

les polymères. Enfin, nous avons analysé les PDF de ces fluctuations $p(v'_i)$ sur lesquelles nous n'avons pas décelé de différences entre la solution de polymère et l'eau pure. Ceci peut s'expliquer par le fait que bien que l'on induise une modification du comportement thermique de la conduite, l'effet reste modéré, il est donc possible que d'éventuelles variations de la vitesse ne soient pas suffisamment prononcées pour être détectées par la PIV.

L'utilisation de polymères à plus grandes chaînes comme le HPAM permettrait d'amplifier l'effet thermique et donc d'augmenter les effets observés sur la vitesse afin de confirmer les impressions issues de ces résultats de PIV. De plus, il serait également intéressant d'effectuer une étude systématique des fluctuations de température grâce à une sonde thermistance isolée à haute fréquence (40 Hz par exemple) afin d'observer les effets des polymères sur les spectres de température, les PDF ou les fonctions de structures. On peut également envisager d'effectuer une étude avec l'inclinaison de l'influence des polymères sur les résultats présentés dans l'ensemble de cette thèse.

Conclusion générale

L'objet de cette thèse est l'étude des échanges en convection thermique turbulente. Pour étudier ce problème, nous avons choisi deux approches opposées et complémentaires : l'étude d'une cellule de Rayleigh-Bénard perturbée par des rugosités qui permet de mettre en avant les échanges entre couche limite et cœur de convection, et l'étude de plusieurs conduites thermiques qui permettent une approche de la physique du cœur de la convection.

Rugosités dans une cellule de Rayleigh-Bénard

La première partie de ce manuscrit est consacrée au cas de la perturbation d'une cellule de Rayleigh-Bénard en eau par ajout de rugosités. Nous avons choisi d'introduire une dissymétrie dans cette expérience, plaque chaude rugueuse et plaque froide lisse, afin de pouvoir procéder à des comparaisons in-situ du comportement de ces plaques. Cela est rendu possible par l'indépendance au premier ordre des plaques. Afin de poursuivre l'étude menée par J.C. Tisserand, nous avons introduit des rugosités homothétiques dont la taille a été doublée et ainsi d'augmenter artificiellement l'importance du phénomène d'accroissement de transfert tout en restant dans la gamme de nombres de Rayleigh accessibles à l'expérience. L'étude de transfert thermique a permis de confirmer qu'une longueur caractéristique est la hauteur des rugosités. En basant le nombre de Rayleigh sur cette longueur, Ra_{h_0} , nous avons pu obtenir une bonne superposition de nos mesures et de celles de J.C. Tisserand. Dans cette représentation, nos rugosités montrent l'apparition d'une saturation de l'accroissement aux grands Ra_{h_0} . L'exposant α_{exp} de la loi de comportement (Nu,Ra) descend d'environ 1/2 à 1/3. Le transfert thermique dans la zone saturée plafonne à 1.6 fois le nombre de Nusselt associé à la cellule symétrique lisse de référence, soit bien au delà des 40% d'augmentation de surface induite par l'ajout des rugosités.

L'apparition de cette saturation peut être induite par plusieurs mécanismes. Bien que nous ayons des pistes de réflexion quant à son origine, nous ne pouvons pas attribuer la saturation à un mécanisme en particulier. Les deux pistes avancées sont liées à l'augmentation du nombre de Reynolds de l'expérience et donc à la diminution des couches limites. Dans une première interprétation, nous supposons qu'à mesure que le nombre de Reynolds augmente, l'interaction entre le fluide et les structures à la surface de la plaque chaude n'est plus une interaction couche limite/rugosité mais devient une interaction cœur / obstacle. Dans ce cas, la traînée augmente ce qui fait saturer le transfert thermique. Dans une seconde interprétation qui reste relativement proche, on suppose qu'à mesure que les couches limites diminuent, l'écoulement interagit avec la plaque chaude comme si elle n'était composée que d'une succession de petites plaques lisses.

La problématique des cellules de Rayleigh-Bénard en présence de rugosités demeure donc ouverte. Nous proposons deux mécanismes de saturation mais il nous est impossible d'affirmer lequel des deux est à l'œuvre. Afin de trancher cette question, une mesure précise de la vitesse de l'écoulement paraît nécessaire.

Un second point mérite également une investigation plus avant. Dans la mesure où les rugosités utilisées dans cette thèse sont homothétiques de celles utilisées par J.C. Tisserand, toutes choses étant égales par ailleurs, nous ne pouvons pas nous prononcer quant à l'importance de l'espacement entre les rugosités sur le transfert.

Conduites thermiques

Parallèlement, nous nous sommes consacrés à l'étude d'un cœur de convection naturelle par l'intermédiaire de conduites thermiques à bas nombre de Reynolds et à nombre de Reynolds modéré, parties II et III. Ces conduites permettent par leur géométrie de s'affranchir des conditions aux limites à l'injection du flux de chaleur. Cet écoulement permet donc de dissocier la physique du cœur de celle des couches limites thermiques. En nous offrant la possibilité d'incliner ces expériences, nous avons également pu étudier l'influence de la stratification dans ce type d'écoulement. De précédentes études avaient permis de mettre en évidence l'existence de quatre régimes en fonction du couple puissance injectée/inclinaison choisi.

L'inclinaison dans le régime de Turbulence Inertielle induit une déformation des profils de vitesse longitudinale. Cette déformation est reliée au cisaillement τ_{xz} . Nous avons proposé une modélisation de ce phénomène. Pour ce faire, les équations de Navier-Stokes sont fermées par une viscosité turbulente basée sur une longueur de mélange et sur une fréquence caractéristique. Cette fréquence est choisie comme la racine de la somme du carré de la fréquence des gradients de vitesse et du carré d'une fréquence de Brunt-Väisälä. Cette dernière permet de tenir compte de la stratification. Le modèle comporte deux paramètres ajustables qui sont déterminés sur cette expérience. Les profils obtenus par ce modèle capturent à la fois l'allure des profils expérimentaux et leur évolution avec l'inclinaison. La mise en place d'une expérience à plus haut nombre de Reynolds nous a permis d'étendre ce résultat pour de plus fortes inclinaisons. Le modèle acquiert alors un caractère prédictif puisque sans changer les paramètres ajustables déterminés précédemment, nous avons pu retrouver les valeurs de plusieurs coefficients directeurs de l'écoulement dans cette nouvelle expérience.

Le profil de vitesse dans le régime laminaire a également fait l'objet d'une modélisation où l'écoulement est interprété comme deux jets indépendants. Ceci nous a permis d'aborder le problème en utilisant les équations d'un panache isolé dans un fluide au repos. Le résultat du modèle est également convaincant. Puis en se basant sur cette interprétation nous avons pu modéliser les perturbations du régime Intermittent comme des perturbations de la fonction courant issue du cas Laminaire. L'allure des perturbations obtenues est fidèle à ce qui a été observé dans l'expérience.

Statistiques turbulentes des conduites thermiques

Les mesures de vitesse dans la conduite Attila 1, ont montré un régime inertiel dont l'étendue est tout à fait conforme à ce que l'on attend pour un $R_{\lambda} \approx 100$. La loi d'échelle obtenue est de type Kolmogorov. Nous avons également conduit des mesures de température locales à petite échelle qui ont mis en évidence une loi d'échelle de Bolgiano ce qui conduit à une apparente incompatibilité des mesures. Pourtant, en admettant que cela corresponde à l'existence de deux fréquences caractéristiques de l'écoulement, une pour les fluctuations de vitesse et une autre pour celles de température, on est en mesure d'évaluer l'apparition d'effets de stratification dans l'expérience pour un angle de 4° ce qui est en parfait accord avec les résultats grandes échelles obtenus par ailleurs. De plus, nous avons estimé que l'angle minimum pour obtenir une cascade d'échelles sur une décade d'échelles en température est proche de 25° ce qui est là encore en bon accord avec les résultats expérimentaux. L'étude des incréments temperels de température pour a

L'étude des incréments temporels de température nous a également permis d'observer les caractéristiques de l'intermittence dans l'expérience.

Les études menées ici se sont arrêtées à une inclinaison de 30° , mais les valeurs de R_{λ} obtenues à cette inclinaison suggèrent que l'on doit pouvoir pousser l'inclinaison plus loin tout en restant dans le régime de Turbulence Inertielle. Il serait alors possible d'étudier une influence plus massive de la stratification sur la turbulence dans cet écoulement.

Ouverture et perspectives

Enfin, dans une quatrième partie, nous avons proposé deux études exploratoires. L'une porte sur la technique de Schlieren BOS, l'autre sur l'étude d'un fluide viscoélastique. Il est manifeste que la technique de Schlieren nécessite des modifications structurelles de nos expériences pour être pleinement exploitable. Néanmoins, nous avons déjà pu étudier les statistiques de fluctuation de gradient de température dans nos conduites ce qui n'avait jamais été fait jusque-là. Les résultats sont prometteurs. On retrouve notamment les lois de comportement attendues des fluctuations quadratiques. Les profils se superposent lorsqu'ils sont renormalisés par U_t^4 ce qui est conforme à ce que l'on attend puisque le gradient se comporte comme U_t^2 . Moyennant quelques améliorations, il est possible que cette méthode devienne une alternative à la méthode électronique de mesure du gradient de température longitudinale. Elle permettrait en plus d'avoir accès à la composante transverse de ce gradient qui n'a pour l'instant fait l'objet d'aucune étude.

Cette méthode permet également un accès aux fluctuations du gradient et donc à leurs statistiques telles que les PDF ou les fonctions de structure. Cette information est également inédite dans ces expériences.

La seconde étude exploratoire portant sur les fluides viscoélastiques a permis de confronter des résultats de DNS obtenus par Benzi, Ching et De Angelis, [62], à des résultats expérimentaux obtenus dans des conditions similaires. L'accord est qualitativement correct. Nous avons notamment retrouvé une augmentation du transfert thermique et des fluctuations de température à gradient constant. Il paraît nécessaire à l'avenir de réussir à améliorer les résultats de DLS afin de connaître avec précision la valeur du Deborah dans l'expérience. De même, l'étude de vitesse par PIV n'a pas permis de mettre en évidence des modifications significatives du champ de vitesse ou de ses fluctuations. Une mesure de Vélocimétrie Laser Doppler pourrait apporter plus d'informations à ce sujet. Cela paraît pertinent puisque la littérature suggère que les fluctuations doivent être affectées par l'ajout des polymères au fluide de travail. On peut également envisager de réitérer l'expérience avec des polymères à plus grandes chaînes comme les HPAM afin d'augmenter encore les effets obtenus jusque-là.

Bibliographie

Thèses précédentes sur des sujets parents

- [1] M. Gibert, "Convection thermique turbulente : panaches et fluctuations" (2007).
- [2] J.-C. Tisserand, "Convection thermique : transport et mélange" (2011).

Ouvrages spécialisés

- [3] P. Huerre and M. Rossi, "Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities", edited by C. Godrèche and P. Manneville (Cambridge University Press), (1998).
- [4] P.K. Kundu, "Fluids Mechanics", Academic Press (2008).
- [5] P. Oswald, "Rhéophysique ou comment coule la matière", Belin (2005).
- [6] S. B. Pope, "Turbulent Flows", (Cambridge University Press), (2000).
- [7] "Handbook of chemistry and physics 89th edition", edited by D.R.Lide (CRC), (2008-2009).

Rayleigh-Bénard

- [8] G. Ahlers, E. Brown, F. Fontenele Araujo, D. Funfschilling, S. Grossmann, D. Lohse, "Non-Oberbeck-Boussinesq effects in strongly turbulent Rayleigh-Bénard convection", J. Fluid Mech. 569, (2006).
- [9] G. Ahlers, D. Funfschilling, E. Bodenschatz, "Transitions in heat transport by turbulent convection at Rayleigh numbers up to 10¹⁵", New. J. Phys. 11, (2009).
- [10] A. Belmonte, A. Tilgner, A. Libchaber, "Temperature and velocity boundary layers in turbulent convection", Phys. Rev. E 50, (1993).
- [11] B. Castaing, G. Gunaratne, F. Heslot, L. Kadanoff, A Libchaber, S. Thomae, X.-Z. Wu, S. Zaleski, G. Zanetti, "Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection", J. Fluid. Mech. 204, (1989).
- [12] X. Chavanne, F. Chillà, B. Chabaud, B. Castaing, B. Hébral, "Turbulent Rayleigh-Bénard convection in gaseous and liquid He", Phys. Fluids 13, (2001).
- [13] F. Chillà and J. Schumacher, "New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection", Eur. Phys. J. E 35, (2012).
- [14] S. Ciliberto and C. Laroche, "Random roughness of boundary increases the turbulent convection scaling exponent", Phys. Rev. Lett. 82, (1999).
- [15] C. R. Doering and P. Constantin, "Variational bounds on energy dissipation in incompressible flows. III Convection.", Phys. Rev. E. 53, (1996).

- [16] Y.-B. Du and P. Tong, "Enhanced Heat Transport in Turbulent Convection over Rough Surface", Phys. Rev. Lett. 81, (1998).
- [17] Y.-B. Du and P. Tong, "Turbulent thermal convection in a cell with ordered rough boundaries", J. Fluid Mech. 407, (2000).
- [18] S. Grossmann and D. Lohse, "Scaling in thermal convection : a unifying theory", J. Fluid Mech. 407, (2000).
- [19] S. Grossmann and D. Lohse, "Multiple scaling in the ultimate regime of thermal convection", Phys. Fluids 23, 045108 (2011).
- [20] X. He, D. Funfschilling, H. Nobach, E. Bodenschatz, G. Ahlers, "Transition to the Ultimate state of turbulent Rayleigh-Bénard Convection", Phys. Rev. Lett. 108, (2012).
- [21] R. H. Kraichnan, "Turbulent Thermal Convection at Arbitrary Prandtl Number", Phys. Fluids 5, 1374 (1962).
- [22] W. V. R. Malkus, "The heat transport and spectrum of thermal turbulence", Proc. R. Soc. London 225, (1954).
- [23] J. J. Niemela, L. Skrbek, K. R. Sreenivasan, R. J. Donnelly, "Turbulent convection at very high Rayleigh numbers", Nature 404, (2000).
- [24] X.-L. Qiu, K.-Q. Xia and P. Tong, "Experimental study of velocity boundary layer near a rough conducting surface in turbulent natural convection", J. of Turb. 6, (2005).
- [25] P.-E. Roche, B. Castaing, B. Chabaud, B. Hébral, "Observation of the 1/2 power law in Rayleigh-Bénard convection", Phys. rev. E 63, (2001).
- [26] P.-E. Roche, B. Castaing, B. Chabaud, B. Hébral, J. Sommeria, "Side wall effects in Rayleigh Bénard experiments", Eur. Phys. J. B 24, (2001).
- [27] P.-E. Roche, F. Gauthier, R. Kaiser, J. Salort, "On the triggering of the Ultimate Regime of convection", New. J. Phys. 12, (2010).
- [28] J. Salort, O. Liot, E. Rusaouen, F. Seychelles, J.-C. Tisserand, M. Creyssels, B. Castaing, F. Chillà, "Thermal boundary layer near roughnesses in turbulent Rayleigh-Bénard convection : flow structure and multistability", Phys. Fluids 26 015112 (2014).
- [29] Y. Shen, P. Tong, K.-Q. Xia, "Turbulent Convection over Rough Surfaces", Phys. Rev. Lett. 76, (1995).
- [30] E. Siggia, "High Rayleigh number Convection", Annu. Rev. Fluid Mech. 26, (1994).
- [31] R. Stevens, D. Lohse, R. Verzicco, "Prandtl and Rayleigh number dependence of heat transport in high Rayleigh number thermal convection", J. Fluid Mech. **688**, (2011).
- [32] R. Stevens, E. van der Poel, S. Grossmann, D. Lohse, "The unifying theory of scaling in thermal convection : the updated prefactors", J. Fluid Mech. 730, (2013).
- [33] J.-C. Tisserand, M. Creyssels, Y. Gasteuil, H. Pabiou, M. Gibert, B. Castaing, F. Chillà, "Comparison between rough and smooth plates within the same Rayleigh-Bénard cell", Phys. Fluids 23, 015105 (2011).
- [34] P. Urban, V. Musilová, L. Skrbek, "Efficiency of Heat Transfer in Turbulent Rayleigh-Bénard Convection", Phys. Rev. Lett. 107, (2011).
- [35] X. Z. Wu and A. Libchaber, "Non-Boussinesq effects in free thermal convection", Phys. Rev. A 43, 2833 (1991).
- [36] X-.Z. Wu and A. Libchaber, "Scaling relations in thermal turbulence : The aspect-ratio dependence", Phys. Rev. A 45, (1992).
- [37] J. Zhang, S. Childress, A. Libchaber, "Non-Boussinesq effect : Thermal convection with broken symmetry", Phys. Fluids 9, 1034 (1997).

Canal thermique

- [38] M. Cholemari and J.H. Arakeri, "Axially homogeneous, zero mean flow buoyancy-driven turbulence in a vertical pipe", J. Fluid. Mech. 621, (2009).
- [39] R. Bolgiano Jr., "Turbulent spectra in a stably stratified atmosphere", J. Geophys. Res. 64, (1959).
- [40] F. H. Champagne, V. G. Harris, S. Corrsin, "Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow", J. Fluid Mech. 41, (1970).
- [41] O. Chanal, B. Chabaud, B. Castaing, B. Hébral, "Intermittency in a turbulent low temperature gaseous helium jet", Eur. Phys. J. B 17, (2000).
- [42] L. Chevillard, B. Castaing, A. Arneodo, E. Lévêque, J.-F. Pinton, S. Roux, "A phenomenological theory of eulerian and lagrangian velocity fluctuations in turbulent flows", C. R. Physique 13, (2012).
- [43] F. Chillà, S. Ciliberto, C. Innocenti, E. Pampaloni, "Boundary layer and scaling properties in turbulent thermal convection", Il Nuovo Cimento 15, (1993).
- [44] T.M. Eidson, "Numerical simulation of the turbulent Rayleigh-Bénard problem", J. Fluid Mech. 158, 245 (1985).
- [45] A. Fincham and G. Delerce, "Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms", Exp. Fluids 29, (2000).
- [46] Y. Gagne, B. Castaing, C. Baudet, Y. Malécot, "Reynolds dependence of the third-order velocity structure functions", Phys. Fluids 16, (2004).
- [47] M. Gibert, H. Pabiou, F. Chillà, B. Castaing, "High-Rayleigh-Number convection in a vertical channel", Phys. Rev. Lett. 96, 084501 (2006).
- [48] M. Gibert, H. Pabiou, J.-C. Tisserand, B. Gertjerenken, B. Castaing, F. Chillà, "Heat convection in a vertical channel : Plumes versus turbulent diffusion", Phys. Fluids 21, 035109 (2009).
- [49] AN. Kolmogorov, "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very lerge Reynolds numbers", Dokl.Akad. SSSR 30, (1941).
- [50] AN. Kolmogorov, "Refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number", J. Fluid Mech. 13, (1962).
- [51] A. Linan, "Laminar free convection induced by a line heat source, and heat transfer from wires at small Grashof numbers", J. Fluid Mech. 362, (1998).
- [52] B.R. Morton, "Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous Sources", Proc. R. Soc. London 234, (1956).
- [53] X. Riedinger, J.-C. Tisserand, F. Seychelles, B. Castaing, F. Chillà, "Heat transport regimes in an inclined channel", Phys. Fluids 25, (2013).
- [54] E. Rusaouen, X. Riedinger, J.-C. Tisserand, F. Seychelles, J. Salort, B. Castaing, F. Chillà, "Laminar and Intermittent flow in a tilted heat pipe", Eur. Phys. J. E. 37, (2014).
- [55] J. Salort, X. Riedinger, E. Rusaouen, J.-C. Tisserand, F. Seychelles, B. Castaing, F. Chillà, "Turbulent velocity profiles in a tilted heat pipe", Phys. Fluids 25, (2013).
- [56] P. Schiebener, J. Straub, J. Levelt Sengers, J. S. Gallagher, "Refractive index of water and steam as a function of wavelength, temperature and density", J. Phys. Chem. Ref. Data 19, (1990).
- [57] S. Tavoularis and S. Corrsin, "Experiments in nearly homogenous turbulent shear flow with uniform mean temperature gradient. Part 1", J. Fluid Mech. 104, (1981).
- [58] J.-C. Tisserand, M. Creyssels, M. Gibert, B. Castaing, F. Chillà, "Convection in a vertical channel", NJP 12,(2010).

- [59] A.A. Townsend, "Turbulent flow in a stably stratified atmosphere", J. Fluid Mech 3, (1958).
- [60] J. Znaien, F. Moisy, J. P. Hulin, "Flow structure and momentum transport for buoyancy driven mixing flows in long tubes at different tilt angles", Phys.Fluids 23, 035105 (2011).

Polymères

- [61] G. Ahlers, A. Nikolaenko, "Effect of a Polymer Additive on Heat Transport in Turbulent Rayleigh-Bénard Convection", Phys. Rev. Lett. 104, (2010).
- [62] R. Benz, E.S.C. Ching, E. De Angelis, "Effect of Polymer Additives in Heat Transport in Turbulent Thermal Convection", Phys. Rev. Lett. 104, (2010).
- [63] D-C Constantin, "Défauts d'équilibre des phases ordonnées et structure du liquide isotrope d'un mélange lyotrope de surfactant non-ionique", (2002).
- [64] M. Graham, "Drag reduction in turbulent flow of polymer solutions", Rheo. Rev., (2004).
- [65] P. Wei, R. Ni, K.-Q. Xia, "Enhanced and reduced heat transport in turbulent thermal convection with polymer additives", Phys. Rev. E. 86, (2012).
- [66] B. Zimm, "Dynamics of Polymer Molecules in Dilute Solution : Viscoelasticity, Flow Birefringence and Dielectric Loss", J. Chem. Phys. 24, (1956).

Instrumentation

[67] J. Salort, A. Monfardini and P. Roche, "Cantilever anemometer based on a superconducting micro-resonator : Application to superfluid turbulence", Rev. Sci. Instrum. 83, 125002 (2012). Cinquième partie

Annexes
Propriétés physiques de l'eau

Ces lois sont issues du Handbook [7]. Viscosité cinématique en $[m^2s^{-1}]$:

$$\begin{split} \nu &= -4.1097\,10^{-16}T^5 + 1.3632\,10^{-13}T^4 - 1.8317\,10^{-11}T^3 + 1.3274\,10^{-9}T^2 - 5.9784\,10^{-8}T + 1.7924\,10^{-6} \\ (10.13) \end{split}$$
 Dilatation/Expansivité thermique en $[K^{-1}]$:

$$\alpha = -5.0521 \ 10^{-12} T^4 + 1.5626 \ 10^{-9} T^3 - 1.9224 \ 10^{-7} T^2 + 1.678 \ 10^{-5} T - 6.5002 \ 10^{-5} \tag{10.14}$$

Diffusivité thermique en $[m^2s^{-1}]$:

$$\kappa = (133.0351 + 0.558647T - 0.002089T^2)10^{-9} \tag{10.15}$$

Conductivité thermique en $[Wm^{-1}K^{-1}]$:

$$\lambda = (560.2797 + 2.124413T - 0.00937413T^2)10^{-3}$$
(10.16)

Résultats complémentaires de PIV : inclinaisons $\psi = 10^{\circ}, 15^{\circ}, 20^{\circ}, \text{ et } 30^{\circ}$

Le chapitre 7 présente l'écoulement moyen dans l'expérience Attila 1. Nous ajoutons, ici quelques informations complémentaires.

Vitesse caractéristique U_t

Voici les valeurs de la vites se caractéristiques U_t mesurées dans cette expérience.

ψ [°]	10				15				20		30			
W_{dc} [W]	938	742	545	348	935	758	550	357	935	348	948	746	547	356
$U_t ~[{ m cm/s}]$	1.48	1.37	1.24	1.07	1.47	1.37	1.23	1.07	1.46	1.05	1.42	1.32	1.19	1.03

TABLE 10.1 – Valeurs de la vitesse caractéristique U_t .



Profils moyens de vitesse verticale U_z

FIGURE 10.9 – Profils de vitesse longitudinale U_z renormalisés par la vitesse caractéristique U_t pour les différentes inclinaisons étudiées.



FIGURE 10.10 – Profils de vitesse longitudinale U_z renormalisés par le maximum $U_{z_{max}}$ pour les différentes inclinaisons étudiées.



Profils des composantes diagonales du tenseur de Reynolds τ_{xx} et τ_{zz} .

FIGURE 10.11 – Composantes diagonales du tenseur de Reynolds à inclinaison fixe renormalisée par la vitesse caractéristique U_t .

Profils du cisaillement τ_{xz}



FIGURE 10.12 – Composante extradiagonale du tenseur de Reynolds $\langle \tau_{xz} \rangle_{t,z}$ renormalisée par la vitesse caractéristique U_t .

Développement d'un capteur de flux de chaleur micrométrique.

Enfin j'aimerais évoquer ici un travail de développement instrumental débuté par Julien Salort lors de son arrivée à l'ENSL et auquel j'ai eu la chance de participer activement. Ce projet est soutenu financièrement par le Labex iMust. Il s'agit du développement d'un capteur de flux de chaleur micro fabriqué en salle blanche. Les photos 10.13 présentent un prototype de ce capteur. Ce capteur est développé en collaboration avec la plate-forme de micro-technologie MIMENTO de Besançon. Le principe du capteur est assez simple, il s'agit d'un dérivé du capteur de vitesse développé par Julien Salort pendant sa thèse, les détails peuvent être trouvé dans Salort, Monfardini et Roche [67]. Il s'agit d'une poutrelle d'oxyde de silicium qui placée dans un écoulement se fléchit sous l'action de la force de l'écoulement incident. Une jauge de contrainte en alliage de Nickel et de Chrome permet de connaitre la flexion de cette poutrelle. La température est mesurée par un dépôt de platine de résistance $10 \, k\Omega$ déposé sur un disque de prise au vent situé au bout de la poutrelle. L'intérêt de ce disque est double, tout d'abord il permet le dépôt du platine pour la mesure de température, ensuite par sa prise au vent il permet d'augmenter la flexion de la poutre. La jauge de contrainte est montée en pont de Wheatstone. Sa résistance est directement reliée à la flexion de la poutre qui dépend de la force exercée par le fluide sur le disque principalement. Cette force est proportionnelle à la vitesse du fluide. On a donc une mesure de vitesse et de température pratiquement au même point. Ce dispositif présente plusieurs avantages :

- Le disque de prise au vent mesure 100 µm de diamètre. Le dépôt de platine occupe tout l'espace de ce disque : il s'agit du capteur de température le plus petit actuellement disponible.
- La poutre peut se fléchir dans un sens ou dans l'autre suivant le sens de l'écoulement incident.
 Le déséquilibre du pont de Wheatstone n'est pas le même suivant que la jauge se déforme dans un sens ou dans l'autre : on a donc accès au signe de la vitesse.
- La mesure conjointe de vitesse et de température permet d'avoir accès au flux de chaleur local.

Les premiers essais de fabrications de ce capteur ont permis d'obtenir des échantillons exploitables. Des tests menés en soufflerie à l'ENSL ont permis d'obtenir une calibration du capteur. Il est bien capable de restituer le signe de la vitesse. Cependant, il s'avère que le signal est assez faible. La calibration de la thermométrie a permit d'obtenir la sensibilité du dépôt de platine qui est conforme à ce que l'on peut obtenir dans le commerce. Des réflexions sont en cours pour augmenter la sensibilité de la jauge de contrainte et ainsi augmenter le signal de flexion de la poutrelle.

La photo 10.13(a) est une vue de la partie supérieure de ce capteur. On aperçoit une structure en forme de cathédrale percée à plusieurs endroits. Cette structure a pour but de minimiser l'invasivité de la sonde. On aperçoit également au bout de cette structure une tige terminée par un disque, c'est la poutrelle avec son disque de prise au vent. Sur cet échantillon la poutrelle mesure 375 µm de long pour 35 µm de large et une épaisseur de 1 µm.

La photo 10.13(b), prise au microscope électronique à balayage (MEB), est un zoom sur une poutrelle de 260 µm. On aperçoit le dépôt thermométrique sur le disque à gauche de l'image. La jauge de contrainte est située sur la partie basse de la poutrelle.

Ce capteur est gravé sur un wafer de silicium oxydé thermiquement. Un masque en résine photosensible est déposé sur le wafer puis les dépôt de Nickel/Chrome, de Platine et d'Or (pistes servant de fils de connexion) sont obtenus par pulvérisation. Une cible du métal choisi est bombardée d'électrons ce qui génère un plasma qui se dépose sur toutes les surfaces exposées. On obtient alors une couche uniforme de métal sur toute la surface du wafer exposée à la cible. Le wafer est ensuite trempé dans un solvant de Lift-Off (ici de l'acétone) qui attaque la couche de résine. En se détachant du wafer la résine emporte le métal déposé à sa surface. Après le Lift-Off, il ne reste que les dépôts sur les zones non enrésinées. On a obtenu les pistes électriques de la sonde.

La structure est ensuite gravée dans le wafer par gravure au plasma. Pour ce faire, une DRIE (Deep Reactive-Ion Etching, gravure ionique réactive profonde), de la marque SPTS, exploite un procédé BOSCH. Il consiste en une série de cycles qui alternent une phase de gravure (en général au SF6) et une phase de passivation pendant laquelle on vient déposer une couche de Téflon pour protéger les flans de gravure. Le wafer est fixé sur un wafer sacrificiel pour permettre la gravure sur toute la profondeur du wafer. Sur la photo 10.13(b), on aperçoit les flancs de gravure particulièrement nets



(a) Vue d'ensemble au microscope 3D.

(b) Zoom sur une poutrelle au MEB



obtenus par ce procédé.

Une fois les échantillons produits, il faut pouvoir les exploiter. Pour cela, on fixe l'échantillon sur un support sur lequel sont déposés des pistes en cuivre. Par Wire-Bonding, on soude des fils d'or entre le capteur et le support, puis on amène des fils entre le support et les appareils de mesure. La première version de ce support était constituée d'une plaque époxy sur laquelle on avait déposé des pistes en cuivre d'1 mm de large. Ce support était produit par dépôt de cuivre au perchlorure. Bien que ce procédé soit facile d'emploi et convienne très bien au développement d'un support pour des prototypes, la résolution du procédé ne permet pas de réduire l'encombrement du support. L'exploitation des sondes à des fins de mesures expérimentales fines nécessite de réduire l'encombrement de ce support. Pour ce faire, nous sommes passé sur une technologie PCB (PolyChloroBiphényle) qui a permis de réduire considérablement la taille du support. L'emploi de cette technologie s'inspire de ce qui a été choisit pour la structure de la sonde de gradient d'Attila 1. Ce choix nous a permis de passer d'un support de 5.5 cm de long sur 2 cm de large à des supports de 3 cm de long et 7 mm de large. Ce support est en plus équipé d'un connecteur de 1.1 cm de long (pins de contact comprises) et 7 mm de large.

<u>Résumé</u>

La problématique des échanges turbulents en convection thermique est abordée au travers de deux écoulements complémentaires en eau, nombre de Prandtl compris entre 2.5 et 6.5.

Le premier est une cellule de Rayleigh-Bénard asymétrique. La plaque chaude située au bas de la cellule présente des rugosités périodiques de taille contrôlée. La plaque froide en haut de la cellule est, au contraire, lisse. Le flux de chaleur est imposé à la plaque chaude. Dans la gamme de forçage explorée dans ce travail, les deux plaques sont indépendantes ce qui permet une comparaison in-situ entre une plaque lisse et une plaque rugueuse. Par comparaison avec des résultats de référence, nous mettons en évidence une augmentation importante du nombre de Nusselt (flux de chaleur adimensionné) associé à la plaque rugueuse alors que celui de la plaque lisse demeure inchangé. Cette augmentation semble pilotée par la hauteur des rugosités choisies.

Le second écoulement étudié ici est un écoulement en canal thermique. La géométrie du dispositif permet de s'affranchir des conditions aux limites à l'injection du flux de chaleur. L'expérience étant inclinable, il est possible d'étudier les effets de la stratification sur l'écoulement, puisqu'elle est de plus en plus importante avec l'augmentation de l'inclinaison. En fonction du couple (flux de chaleur, inclinaison), quatre régimes d'écoulements distincts peuvent apparaître. Nous proposons une modélisation pour trois d'entre eux, dont un modèle d'écoulement turbulent. Ce modèle est ensuite validé à plus haut Reynolds dans une nouvelle expérience à grande échelle, qui permet d'explorer le régime de turbulence inertielle induit par l'écoulement.

Abstract

The question of turbulent exchanges in thermal convection is studied with two kind of complementary flows in water, Prandtl number is kept between 2.5 and 6.5.

The first one is an asymmetrical Rayleigh-Bénard cell. The hot bottom plate of the cell is covered with periodical obstacles of controlled size, whereas the cold top plate is kept smooth. The thermal flux is imposed at the hot plate. Considering the range of thermal forcing imposed to the cell, the two plates can be considered independent, which allows in-situ comparison between the smooth plate and the rough one. Comparison with reference results underlines a huge increase of the Nusslet number (non dimensional thermal transfer) of the rough plate whereas the transfer of the smooth plate remains unchanged. This increase seems to be controlled by the height of the obstacles.

The second flow studied here is a thermal channel. The geometry of the apparatus allows the channel to be free of the influence of boundary conditions. By tilting the experiment, it is possible to study the influence of stratification on the flow. The larger the inclination is, the larger is the stratification. Considering the (heat flux, inclination) couple, four regimes of flow can be identified. We detailed a model for three of them, including a turbulent flow model. This model is then tested at higher Reynolds number in a new experiment at large scale. In this case the inertial range of turbulence is investigated.