Approches innovantes en convection thermique turbulente. Influence des rugosités et étude Lagrangienne.

Olivier Liot

▶ **To cite this version:**

Olivier Liot. Approches innovantes en convection thermique turbulente. Influence des rugosités et étude Lagrangienne.. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Ecole normale supérieure de lyon - ENS LYON, 2015. Français. NNT : 2015ENSL1054 . tel-01244262

HAL Id: tel-01244262

https://theses.hal.science/tel-01244262

Submitted on 15 Dec 2015

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

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

THÈSE

en vue de l'obtention du grade de

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

Discipline : Physique

Laboratoire de Physique de l'ENS de Lyon

École Doctorale PHAST, n° 52

dont la soutenance est prévue le 10 décembre 2015

par Monsieur Olivier Liot

Approches innovantes en convection thermique turbulente. Influence des rugosités et étude Lagrangienne.

Directrice de thèse : Mme Francesca Chillà
Co-encadrant : M. Mickaël Bourgoin

Devant la commission d'examen formée de :

M. Mickaël Bourgoin	LEGI/LPENSL	Co-Encadrant
M. Javier Burguete	Université de Navarre	Examinateur
Mme. Francesca Chillà	LPENSL	Directrice
Mme. Luminita Danaila	CORIA	Examinatrice
M. Hamid Kellay	LOMA	Rapporteur
M. Hervé Pabiou	CETHIL	Examinateur
M. Maurice Rossi	IJLRA	Rapporteur

À mes parents,

Remerciements

Ces trois années de thèse ont été pour moi un moment d'épanouissement scientifique sans égal. Enfin confronté sur le long terme au monde de la recherche, j'ai pu en saisir nombre de ses spécificités et de ses subtilités et développer des projets scientifiques passionnants. Mais cela n'a pu être possible qu'avec le concours d'un certain nombre de personnes qu'il est temps de remercier.

En tout premier lieu je tiens à remercier chaleureusement mes deux directeurs de thèse, Francesca et Mickaël, pour m'avoir proposé ce sujet et pour m'avoir encadré. J'ai pu découvrir à l'été 2011, aux côtés de Francesca la convection thermique turbulente lors d'un stage de M1 et c'est tout naturellement que je suis retourné faire ma thèse dans son équipe. Je voudrais vous remercier pour m'avoir laissé une grande liberté dans mes travaux et m'avoir donné la possibilité de travailler sur de nombreux projets. Les différentes conversations que nous avons pu avoir, et pas seulement scientifiques, m'ont toujours beaucoup apporté. J'en profite pour remercier Thierry Dauxois pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse au sein de son laboratoire.

Je remercie Hamid Kellay et Maurice Rossi d'avoir accepté la lourde tâche de rapporter mon manuscrit. Mes remerciements vont également à Javier Burguete, Luminita Danaila et Hervé Pabiou pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

L'équipe de Convection s'est constituée, au fil de ces trois années, de nombreuses personnes précieuses pour ma thèse. Tout d'abord je tiens à remercier vivement Julien pour les innombrables conseils scientifiques et techniques qu'il a su me prodiguer et pour son aide précieuse concernant l'étude des couches limites. Sans lui je n'aurais pas pu mener une thèse de la sorte. J'ai également été accueilli dans l'équipe par Fanny qui m'a donné toutes les clés pour utiliser la particule instrumentée et que je tiens à remercier. Éléonore m'a également permis, par son enthousiasme sans nul autre pareil, de me sentir très rapidement à l'aise au laboratoire et de découvrir toutes les ficelles du « métier » de thésard. Son apport tant technique que scientifique m'a été primordial. Merci beaucoup ! Enfin, comment ne pas remercier Bernard dont la passion pour la physique est communicative et qui sait si bien rendre accessibles des questions complexes.

Ces trois ans de thèse ont été l'occasion d'accueillir de nombreux stagiaires. Deux d'entre eux m'ont été d'une grande aide et je les en remercie du fond du cœur. Quentin, merci pour ta créativité et ta passion pour les enceintes ; Amélie, merci pour ta rigueur et ton opiniâtreté. Ce fut également un plaisir d'interagir avec les autres stagiaires que furent Guillaume, Paul, Thibault et Ulysse.

J'ai beaucoup appris au contact de l'équipe Turbulence. Je tiens donc à remercier Romain pour ses conseils et ses pistes d'analyse sur les écoulements inhomogènes ; Nathanaël pour m'avoir fait découvrir le suivi Lagrangien et pour les nombreuses conférences que nous avons arpentées ensemble ; Miguel pour m'avoir expliqué le principe de la calibration sans modèle ; Peter et Thomas pour les différentes discussions que nous avons pu avoir.

Certaines personnes du laboratoire sont indispensables pour nous faciliter la vie. Je tiens à remercier chaleureusement les différents services commun du laboratoire : le secrétariat, l'atelier de mécanique, le service électronique et le service informatique. En particulier un grand merci à Fatiha pour son efficacité et sa disponibilité, Marc pour son travail formidable sur la nouvelle cellule tout comme Denis pour son support indispensable. Merci également à Marius, toujours là pour remettre sur pied la particule instrumentée.

Ces trois années furent l'occasion de nouer des collaborations particulièrement intéressantes. Aussi je voudrais remercier Ronald du Puits et Robert Kaiser pour m'avoir accueilli à Ilmenau ainsi que Sergio Chibbaro et Francesco Zonta pour leur formidable travail numérique concernant la particule instrumentée. J'en profite pour remercier le comité d'organisation d'ETC 14 pour m'avoir inclus dans les discussions et donné des responsabilités lors de cette conférence organisée à l'ENS. Enfin, merci aux différents responsables des enseignements, notamment Cendrine, Philippe et Sylvain. Ces trois années m'ont permis de prendre goût à la transmission du savoir et m'ont fait découvrir une

multitude de formes d'enseignement.

La thèse c'est également les discussions autour d'un café, d'une ou plusieurs bières ou d'un ballon. Le temps est donc venu de remercier toutes les personnes avec qui j'ai interagi en dehors du cadre du travail. Je voudrais donc remercier vivement Éric et Sylvain pour leur bonne humeur et leurs histoires croustillantes ; Angel pour l'organisation des matchs de football ; mais aussi les différentes personnes qui se sont succédées sur la brulante mezzanine « convection » : Julien, Éléonore, Ignacio, Paco et Sanders. Un grand merci aux autres thésards avec qui j'ai pu partager les joies et les peines de notre « métier » : JD, Paco, Raf, Sylvain, Christophe, Nathanaël, Éléonore, Baptiste, Chris et tous ceux que j'oublie.

Autour du laboratoire, et durant mes six années à Lyon, j'ai eu la chance d'avoir un environnement social richissime, composé de personne étonnantes et passionnantes. Je voudrais ici remercier les différents amis avec qui j'ai partagé un appartement : Alex, Loulou, Sonic, Pinouze et Antoine. On se sera bien amusé même si certains lendemain furent compliqués ! Merci également à tous mes amis avec qui j'ai tant partagé à Lyon. Je ne citerai personne pour n'en oublier aucun mais je pense à vous. Merci également au XV de l'ENS pour la bonne ambiance qui y règne et les belles raclées qu'on s'est prises ! Merci à mes sœurs, Sophie et Cécile, pour leur soutien dans les moments les plus durs. Enfin, merci à Lucie d'être de nouveau à mes côtés, et également pour la relecture attentive de mon manuscrit.

Table des matières

1 Introduction générale **7**
1.1 Un problème si simple à décrire... 8
1.1.1 Première approche 8
1.1.2 Omniprésence de la convection 8
1.2 ...et pourtant si riche 9
1.2.1 La convection de Rayleigh-Bénard 10
1.2.2 Des couches limites à l'écoulement global : les échelles en convection turbulente 12
1.3 État de l'art en convection de Rayleign-Bénard turbulente 15
1.3.1 Les régimes de transfert thermique 15
1.3.2 Les structures grande échelle 17
1.3.3 La convection vue aux petites échelles 17
1.3.4 Les nouvelles approches 18
1.4 Motivations et objectifs 20

2 Mesures Lagrangiennes conjointes de température et de vitesse **23**
2.1 Description du dispositif expérimental 24
2.1.1 La cellule de convection et les conditions expérimentales 24
2.1.2 La particule instrumentée 24
2.2 Résultats et analyse 27
2.2.1 Trajectoires 27
2.2.2 Cartes pseudo-Eulériennes 27
2.2.3 Statistiques Lagrangiennes de l'écoulement 32
2.3 Confinement : structure et influence de l'écoulement grande échelle 44
2.3.1 Étude de l'écoulement par zones 44
2.3.2 Interactions entre les fluctuations et l'écoulement moyen 46
2.4 Discussion et conclusion 52

3 Étude des statistiques Lagrangiennes par suivi de particules **55**
3.1 Une expérience et des méthodes dédiées 56
3.1.1 Description de la cellule de convection 56
3.1.2 Méthode d'acquisition et conditions expérimentales 57
3.1.3 Calibration des caméras : une méthode innovante 59
3.1.4 Suivi de particules en trois dimensions 61
3.2 Résultats et analyse 66
3.2.1 Distributions 66
3.2.2 Statistiques à deux temps 72
3.2.3 Dispersion de paires 78
3.3 Discussion et conclusion 82

4 Étude d'une couche limite déstabilisée par des rugosités contrôlées 85
4.1 Étude préalable de la couche limite thermique 86
4.1.1 Cellule de convection et méthode de mesure 86
4.1.2 Observations expérimentales 87
4.1.3 Augmentation du transfert thermique : un modèle phénoménologique 89
4.2 Étude de la structure de la couche limite visqueuse 93
4.2.1 Un dispositif expérimental adapté 94
4.2.2 Structure de l'écoulement dans le creux 98
4.2.3 Profils de vitesse avant la transition 99
4.2.4 Après la transition 101
4.3 Discussion et conclusion 105

5 Écoulement grande échelle en présence de rugosités 107
5.1 Étude du champ de vitesse global 108
5.1.1 Méthode de mesure 108
5.1.2 Influence des rugosités sur l'écoulement moyen 110
5.2 Analyse statistique de l'écoulement 115
5.2.1 Densités de probabilité 115
5.2.2 Les échelles de l'écoulement turbulent 121
5.3 Retour au voisinage des rugosités 124
5.3.1 Vélocimétrie au voisinage des plaques 124
5.3.2 Profils de vitesse 126
5.4 Discussion et conclusion 130

Conclusions et perspectives 133

Bibliographie 137

Chapitre 1

Introduction générale

Sommaire

1.1 Un problème si simple à décrire... 8
1.1.1 Première approche 8
1.1.2 Omniprésence de la convection 8
1.2 ...et pourtant si riche 9
1.2.1 La convection de Rayleigh-Bénard 10
1.2.1.1 Le principe 10
1.2.1.2 Les équations du mouvement 10
1.2.1.3 Les nombres sans dimension 11
1.2.1.4 Du régime conductif à la turbulence 12
1.2.2 Des couches limites à l'écoulement global : les échelles en convection turbulente 12
1.2.2.1 Les couches limites 12
1.2.2.2 Les panaches thermiques 13
1.2.2.3 L'écoulement à grande échelle 14
1.3 État de l'art en convection de Rayleign-Bénard turbulente 15
1.3.1 Les régimes de transfert thermique 15
1.3.2 Les structures grande échelle 17
1.3.3 La convection vue aux petites échelles 17
1.3.4 Les nouvelles approches 18
1.3.4.1 Introduction de rugosités. 18
1.3.4.2 Approche Lagrangienne. 19
1.4 Motivations et objectifs 20

Il serait illusoire de vouloir dresser une liste exhaustive des phénomènes naturels pour lesquels la convection thermique intervient. De même, il est très difficile d'établir un inventaire complet des études menées à ce sujet. Mais en s'appuyant sur des exemples concrets et des études représentatives, nous allons établir le contexte général et les motivations qui ont amené ce travail de thèse.

1.1 Un problème si simple à décrire...

1.1.1 Première approche

Prenons un fluide au repos et de masse volumique homogène. Immergeons dans ce fluide un objet de densité différente : il va couler si sa masse volumique est plus importante que celle du fluide ou flotter dans le cas contraire. Maintenant, cet objet est une particule de fluide. Si sa masse volumique diffère de celle du fluide environnant à cause d'un écart de température relativement à la température du fluide qui l'entoure, alors le comportement sera identique. L'équilibre entre le poids de la particule et la poussée d'Archimède est en effet rompu, provoquant le mouvement de cette dernière (figure 1.1). Ainsi, si un système extérieur impose des variations de température inhomogènes au fluide, on pourra observer une éventuelle déstabilisation de ce dernier pouvant mener à un écoulement.

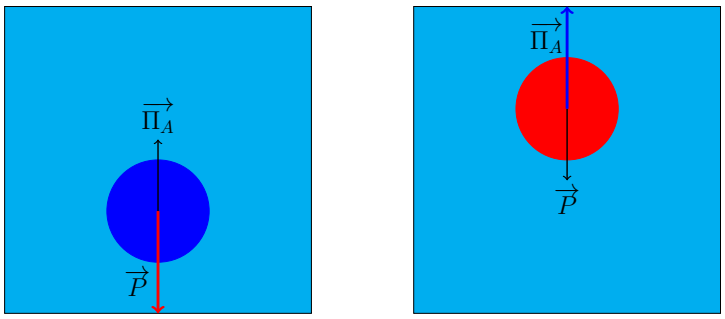

Figure 1.1 – À gauche, la particule de fluide plus froide - donc plus dense - que le fluide environnant est soumise à une force résultante vers le bas : le poids $\overrightarrow{P}$ l'emporte. À droite, la situation est inversée : la poussée d'Archimède $\overrightarrow{\Pi_A}$ l'emporte et la particule de fluide monte.

Ce phénomène est appelé *convection thermique*. Dans le cas d'un fluide simple, tel que l'eau sous forme liquide, il suffit de chauffer par le bas tout en refroidissant par le haut pour voir apparaitre – sous certaines conditions – un tel mouvement convectif. L'eau plus chaude va monter prendre la place de l'eau plus froide qui descendra à son tour [1]. La particularité de cet écoulement réside dans le fait qu'un fluide initialement au repos est mis en mouvement sans aucune action mécanique. Cela fait de la convection thermique naturelle un des écoulements les plus présents dans l'environnement.

1.1.2 Omniprésence de la convection

La convection thermique est présente dans nombre de phénomènes naturels. On peut citer les gaz sous haute pression constituant les planètes géantes (Jupiter, Neptune, ...), l'air dans l'atmosphère terrestre, l'eau des océans ou les roches et métaux fondus qui constituent le manteau et le noyau de certaines planètes telluriques. Les manifestations de la convection sont alors multiples. Ainsi, sur Jupiter, la tempête à l'origine de la Grande Tâche Rouge a entre autres pour origine des phénomènes convectifs dans l'atmosphère jovienne. Plus proche de nous, les cumulonimbus sont également provoqués par des mouvements de convection : l'air se réchauffe au contact du sol et remonte avant de rencontrer des courants froids en altitude, conduisant à la formation de ces nuages à la forme bien

1. À condition que la température de l'eau soit toujours supérieure à 4°C

caractéristique. On peut également citer un autre phénomène moins visible mais tout aussi remarquable : les mouvements induits par la convection mantellique sont les moteurs de la tectonique des plaques.

De nombreux systèmes artificiels – de la vie courante ou industriels – permettent d'observer ce type d'écoulement. Il suffit simplement de regarder une soupe au vermicelle qui chauffe sur un feu pour voir apparaitre les pâtes se mettre en mouvement du fait de la convection thermique. Par ailleurs, l'efficacité du transfert thermique par convection comparée à un transfert thermique par conduction en fait un outil majeur dans le refroidissement industriel, comme par exemple dans les échangeurs primaires de centrale nucléaire. La figure 1.2 illustre deux phénomènes de convection observables dans la nature : convection dans la lave et brise marine.

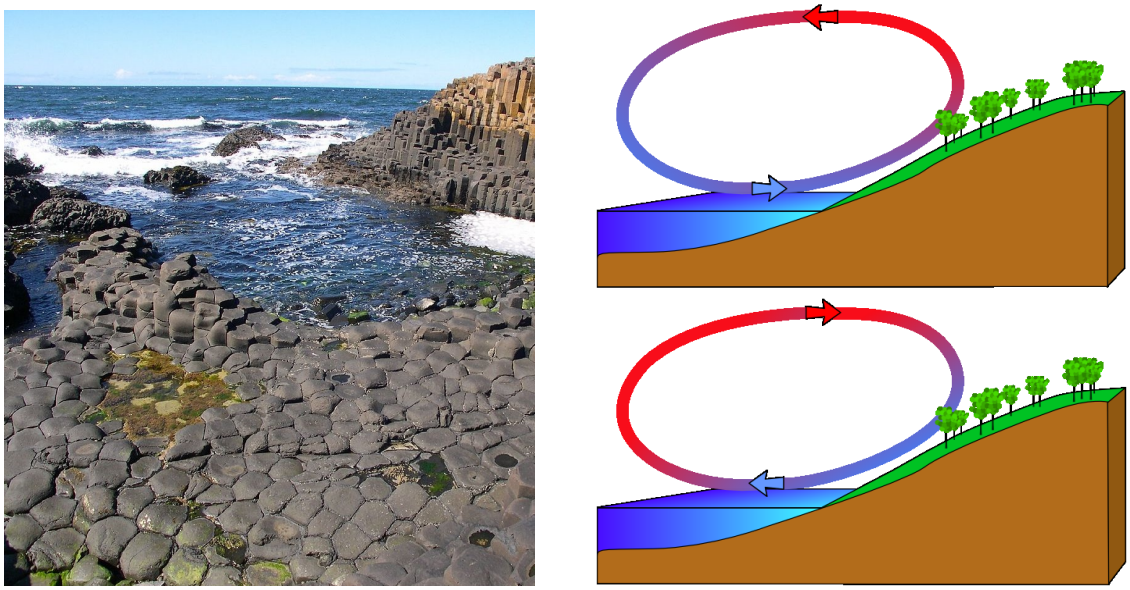

FIGURE 1.2 – À gauche, de la lave en surface était soumise à un écoulement de convection sous forme de motifs en polygones qui se sont figés lors du refroidissement. À droite, le soleil réchauffant plus vite la terre que la mer en journée, l'air qui monte provoque une dépression et donc une brise marine (en haut). La nuit le phénomène s'inverse. Photographie et schémas issus de *Wikipédia*[2].

1.2 ...et pourtant si riche

Malgré cette apparente accessibilité et la simplicité de son origine (une simple différence de température), la convection thermique recèle encore de nombreux mystères pour les scientifiques. La non-linéarité des équations la régissant provoque en effet des comportements variés et difficilement prédictibles. De plus, les systèmes de convection peuvent avoir des formes variées allant de l'échangeur thermique au manteau terrestre. Aussi, afin de mieux cerner et maitriser de ce phénomène, les scientifiques utilisent des systèmes modèles dotés d'hypothèses simplificatrices bien contrôlées. On citera par exemple la cavité différentiellement chauffée ou la convection en cheminée. Pour notre part nous allons nous intéresser au modèle de Rayleigh-Bénard, qui est le plus répandu car la valeur du seuil de l'instabilité associée est bien connue.

2. Photo de gauche : `https://fr.wikipedia.org/wiki/Chaussée_des_Géants`, page consultée le 29/09/2015 ; photo de droite : `https://fr.wikipedia.org/wiki/Convection`, page consultée le 29/09/2015

1.2.1 La convection de Rayleigh-Bénard

1.2.1.1 Le principe

Depuis le début du XX$^{\text{ème}}$ siècle, après les études de Henri Bénard et Lord Rayleigh [Bénard, 1901 ; Rayleigh, 1916], l'étude de la convection thermique s'est considérablement développée. Pour cela, un modèle simple a été imaginé : une couche de fluide infinie est confinée entre deux plaques horizontales. Une différence de température est alors appliquée entre les deux plaques. Si celle-ci est suffisante et correctement orientée (de telle façon que le fluide le plus dense soit en haut), un écoulement de convection apparait. Un flux thermique convectif se met alors en place (voir figure 1.3) et remplace le flux thermique conductif.

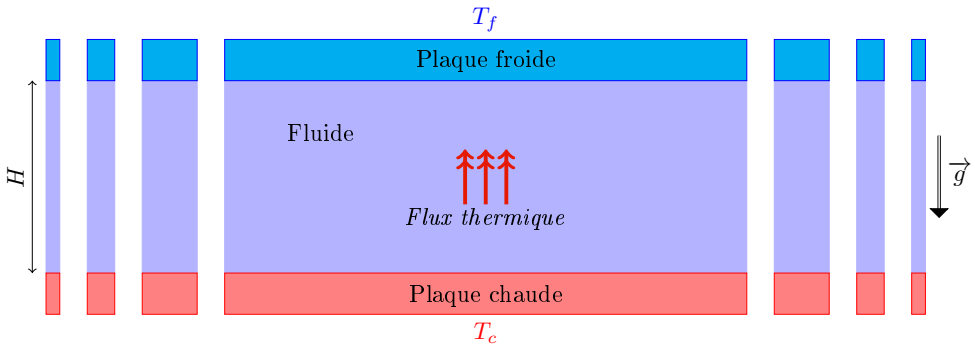

Figure 1.3 – Illustration du principe général de la convection de Rayleigh-Bénard. La gravité est représentée par $\vec{g}$.

L'intérêt de ce modèle réside dans sa simplicité : il est bidimensionnel et invariant par translation horizontale et les conditions limites aux plaques sont telles que la vitesse est nulle au contact. Enfin, les plaques sont des conductrices thermiques parfaites. En pratique, au laboratoire, il est bien sûr inévitable d'avoir un confinement latéral et de travailler en trois dimensions. Cela induit l'apparition d'un premier nombre caractéristique sans dimension, le rapport d'aspect :

$$\Gamma = \frac{L}{H}, \tag{1.1}$$

où H est la hauteur de la cellule et L une de ses dimensions transverses caractéristique (le diamètre pour une cellule cylindrique par exemple). Ce paramètre a d'importantes répercussions sur la forme globale pouvant être prise par les écoulements.

1.2.1.2 Les équations du mouvement

Plusieurs équations entrent en jeu pour l'analyse de cet écoulement. Celui-ci étant provoqué par des variations de température, l'équation de la chaleur s'ajoute à l'équation de base en mécanique des fluides : l'équation de Navier-Stokes. Afin de simplifier le problème, on se place la plupart du temps dans **l'approximation de Boussinesq**. On considère que seule la masse volumique du fluide dépend de la température T, les autres grandeurs restant constantes vis-à-vis de ce paramètre, et que cette dépendance n'intervient que dans le terme de poussée d'Archimède. Au premier ordre, la masse volumique s'écrit alors :

$$\rho(T) = \rho_m(1 - \alpha(T_m - T)), \tag{1.2}$$

où T_m est la température moyenne de l'écoulement, ρ_m la masse volumique du fluide à T_m et α son expansivité thermique. Ainsi, un terme de poussée additionnel apparait. Sous cette approximation,

on peut alors écrire le système d'équations du mouvement :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \overrightarrow{v}}{\partial t} + \overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{\nabla}\overrightarrow{v} = -\dfrac{\overrightarrow{\nabla} P}{\rho_m} + \nu \overrightarrow{\nabla}^2 \overrightarrow{v} + \alpha(T - T_m)\overrightarrow{g}, \\ \dfrac{\partial T}{\partial t} + \overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{\nabla} T = \kappa \overrightarrow{\nabla}^2 T, \\ \overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{v} = 0. \end{cases} \tag{1.3}$$

Les équations sont respectivement l'équation de Navier-Stokes, l'équation de la chaleur et l'équation d'incompressibilité de l'écoulement. P représente la pression, $\overrightarrow{v}$ le champ de vitesse, t le temps, ν la viscosité cinématique et κ la diffusivité thermique.

1.2.1.3 Les nombres sans dimension

Nous pouvons identifier deux classes de nombres sans dimension en convection thermique : les paramètres de contrôle et les paramètres de réponse. Ainsi, en adimensionnant les équations du mouvement, on fait apparaitre deux paramètres de contrôle qui s'ajoutent au rapport d'aspect. Premièrement le nombre de Rayleigh représente le forçage thermique imposé relativement aux effets dissipatifs que sont la viscosité et la conductivité thermique :

$$Ra = \frac{\text{Flottabilité}}{\text{Effets dissipatifs}} = \frac{g\alpha \Delta T H^3}{\nu\kappa}. \tag{1.4}$$

Le terme ΔT représente la différence de température entre les deux plaques. La compétition entre le « moteur » de la convection et ses « freins » (la viscosité tend à ralentir les mouvements de fluide tandis que la diffusion thermique tend à homogénéiser la température) permet de se rendre compte qualitativement de la présence d'un seuil que l'on notera Ra_c. Si $Ra < Ra_c$, le flux de chaleur sera simplement conductif et le fluide restera au repos ; si $Ra \geqslant Ra_c$, des mouvements convectifs vont apparaitre.

Le nombre de Prandtl compare quant à lui la force des effets dissipatifs entre eux :

$$Pr = \frac{\text{Viscosité}}{\text{Diffusivité thermique}} = \frac{\nu}{\kappa}. \tag{1.5}$$

Changer de fluide d'étude ou faire varier les propriétés du fluide avec la température permettent de jouer sur ce paramètre. Les nombres de Prandtl peuvent s'étendre sur des gammes très importantes. On citera pour exemple le mercure pour lequel $Pr \approx 0{,}015$ et le glycérol ($Pr \approx 1800$). Ce paramètre revêt une importance cruciale car il influence fortement les structures de l'écoulement et le transfert thermique.

Par ailleurs, deux nombres sans dimension peuvent être définis comme étant des paramètres de réponse du système. Le premier est le nombre de Nusselt qui compare le transfert de chaleur convectif au transfert de chaleur qui existerait si celui-ci était purement conductif :

$$Nu = \frac{\text{Transfert total}}{\text{Transfert conductif}} = \frac{QH}{\lambda \Delta T}, \tag{1.6}$$

où Q est le flux thermique qui traverse le fluide et λ sa conductivité thermique. Ainsi, si $Ra < Ra_c$, le nombre de Nusselt sera égal à 1 ; il deviendra supérieur à 1 après le seuil. On peut également ajouter le nombre de Reynolds qui compare les effets inertiels aux effets visqueux et caractérise la turbulence de l'écoulement :

$$Re = \frac{\text{Inertie}}{\text{Viscosité}} = \frac{UL}{\nu}, \tag{1.7}$$

où U représente une vitesse caractéristique de l'écoulement et L une longueur caractéristique.

1.2.1.4 Du régime conductif à la turbulence

Comme évoqué précédemment, un seuil d'apparition de la convection thermique (Ra_c) existe. Il s'agit là d'un premier seuil d'instabilité qui se caractérise par l'apparition de rouleaux de diamètre semblable à la hauteur de la cellule de convection. Ce seuil vaut environ 1700. Le comportement de cette transition a été largement étudié tant du point de vue théorique [Malkus, 1954b] qu'expérimental [Malkus, 1954a ; Krishnamurti, 1973]. Par ailleurs, l'évolution dans l'espace des phases constitué par les nombres de Rayleigh et de Prandtl voit apparaitre un grand nombre d'écoulements distincts. La figure 1.4 donne un aperçu de ces régimes.

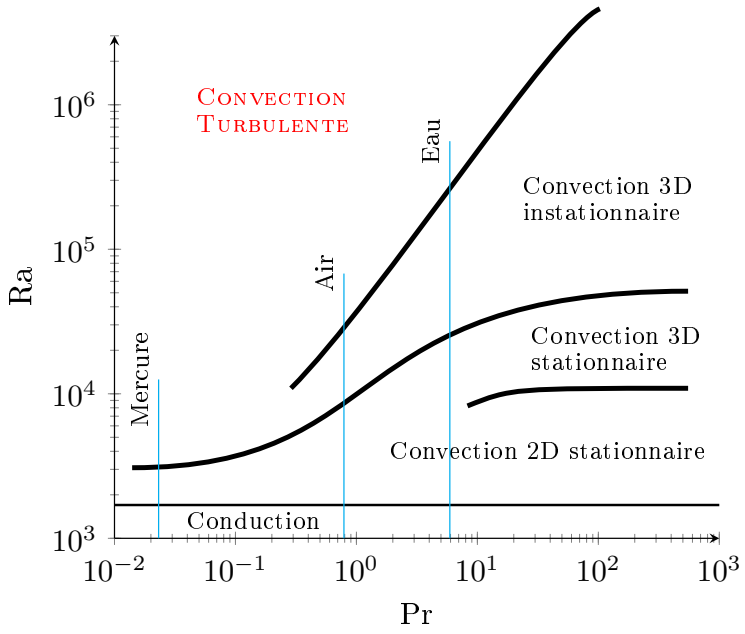

Figure 1.4 – Les différents régimes de convection dans le diagramme de phase [Ra, Pr]. Graphique adapté de l'article [Krishnamurti, 1973].

Au-delà de $Ra \approx 10^6$, pour des nombres de Prandtl de l'ordre de 1, la convection thermique devient turbulente. C'est ce régime qui nous intéresse tout particulièrement. Tout d'abord car c'est le plus présent dans la nature et dans l'industrie, ensuite car la composante turbulente de l'écoulement reste un vaste champ d'explorations. La turbulence se caractérise par le comportement erratique et difficilement prédictible de l'écoulement. Afin de profiter pleinement de cette caractéristique, nous avons utilisé, dans ce travail de thèse, de l'air ($Pr = 0{,}7$) et de l'eau ($Pr \in [2,7]$) et avons atteint des nombres de Rayleigh compris entre 10^9 et 10^{11}.

1.2.2 Des couches limites à l'écoulement global : les échelles en convection turbulente

Afin de définir le vocabulaire que nous allons utiliser tout au long de ce travail, intéressons-nous aux différentes échelles présentes dans la convection thermique turbulente.

1.2.2.1 Les couches limites

Couche limite visqueuse. Dans un écoulement visqueux et en présence d'une paroi, une couche limite va se développer le long de celle-ci. C'est cette couche limite qui assure le raccordement entre une vitesse nulle à la paroi et la vitesse au loin sous forme d'un gradient de vitesse possédant

un profil caractéristique. Dans le cas d'un écoulement lointain turbulent, la couche limite visqueuse est la partie de l'écoulement laminaire près des plaques. On peut estimer sa taille dans le modèle de Prandtl-Blasius : $\delta_v = \frac{H}{Re^{1/2}}$ [Landau & Lifshitz, 1987]. Toutefois, la couche limite peut soit être pleinement laminaire, soit posséder une partie supérieure turbulente. Une couche limite visqueuse est schématisée figure 1.5(a). Nous verrons plus tard comment estimer la taille de cette couche limite ; mais aussi l'importance que peut avoir le type de couche limite dans le transfert thermique.

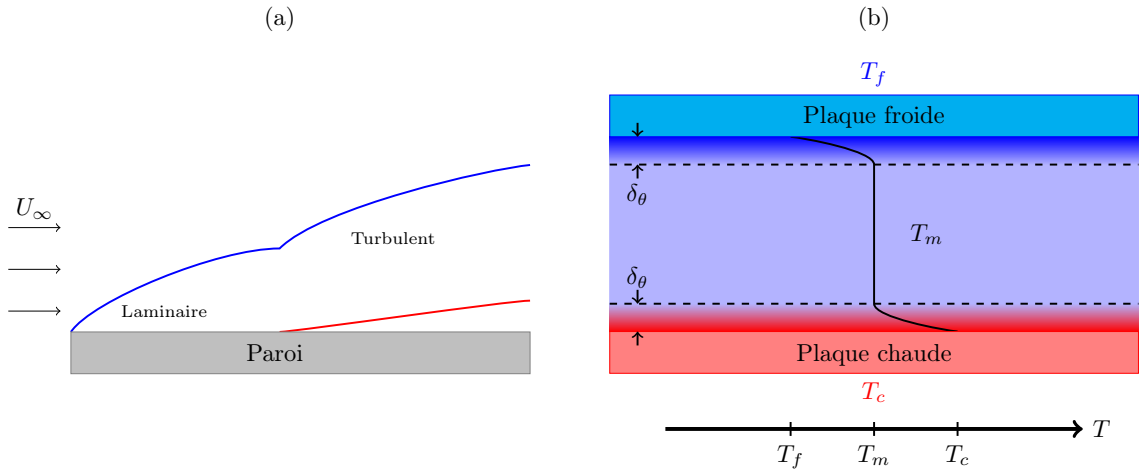

FIGURE 1.5 – (a) Schéma du développement d'une couche limite le long d'une paroi. Lorsque la couche limite devient turbulente, une sous-couche visqueuse apparait (en rouge sur le schéma). (b) Schéma du profil de température dans une cellule de Rayleigh-Bénard turbulente ($Ra > 10^6$). L'intégralité du gradient de température est confiné dans les couches limites thermiques laissant au cœur une température homogène T_m.

Couche limite thermique. La couche limite thermique est d'une importance cruciale dans la compréhension du phénomène. En convection thermique turbulente, le mélange permet l'homogénéisation de la température du fluide à une température moyenne T_m. Subsistent alors près des plaques deux minces zones de raccordement où le gradient de température est important : la température passe en effet de $T_m \pm \frac{\Delta T}{2}$ à T_m. La figure 1.5(b) illustre ceci.

On peut estimer la taille de ces couches limites en considérant que le transfert thermique y est uniquement conductif. La conservation du flux de chaleur exprimé par le nombre de Nusselt permet d'écrire sa taille :

$$\delta_\theta = \frac{H}{2Nu}. \tag{1.8}$$

On voit alors que l'exploration de cette couche limite nécessite des expériences suffisamment grandes tout en conservant des nombres de Nusselt suffisamment faibles, ainsi que du matériel très précis pour être correctement résolue.

1.2.2.2 Les panaches thermiques

Des instabilités peuvent se développer dans les couches limites thermiques et visqueuses. Des morceaux de ces dernières peuvent alors se détacher donnant lieu au développement de structures cohérentes en forme de champignons appelées *panaches thermiques*. Ces structures jouent un rôle prépondérant dans la compréhension de la convection thermique turbulente. Ils sont en effet le principal vecteur du transfert de chaleur entre les deux plaques horizontales. De plus ils symbolisent la dualité du rôle de la température dans ce phénomène. D'une part ce sont les moteurs de l'écoulement :

les panaches possédant une densité différente du cœur entrainent le fluide dans leur montée ou leur chute. D'autre part, ils sont advectés par l'écoulement moyen présent dans la cellule de convection : le « vent » les déforme et influe sur leur trajectoire. Leur différence de température avec l'écoulement de cœur a pour effet de provoquer des changements d'indice dans le milieu et donc de dévier les rayons lumineux. Il est de ce fait assez facile de les observer. Deux exemples de visualisation de panaches sont présentés figure 1.6.

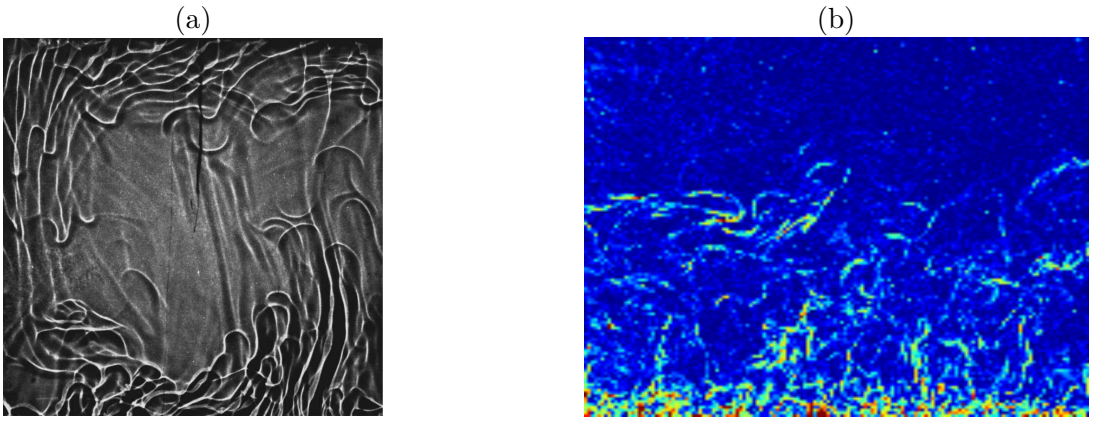

Figure 1.6 – (a) Mouvements de panaches dans du glycérol observés par ombroscopie [Zhang *et al.*, 1997]. Le nombre de Prandtl étant très grand devant 1, les panaches entrainent beaucoup de fluide avec eux si bien qu'ils sont très étirés. (b) Visualisation de panaches dans de l'eau [Salort *et al.*, 2014]. Il s'agit du champ de gradient de la moyenne quadratique de la température. Les zones les plus « chaudes » correspondent à la frontière des panaches. L'image a été obtenue par schlieren synthétique [Sutherland *et al.*, 1999].

Étant des structures cohérentes, les panaches ont une dynamique interne particulière. Lorsqu'il s'élèvent ou tombent, leur « chapeau » est le siège d'une recirculation. L'étude de ces panaches est primordiale. En particulier la compréhension de leur mécanisme d'émission ainsi que de leur interaction avec le reste de l'écoulement sont indispensables à l'étude du transfert thermique et de la structure moyenne de l'écoulement.

1.2.2.3 L'écoulement à grande échelle

L'émission des panaches thermiques va entrainer le fluide environnant conduisant à un écoulement global à grande échelle. Dans une cellule de convection de rapport d'aspect $\Gamma \approx 1$, celui-ci prend la forme d'un rouleau. Des jets chaud (montant) et froid (descendant) apparaissent alors. Si le rapport d'aspect diffère de l'unité, on peut observer le développement de plusieurs rouleaux. Dans des cellules de convection dont la section est cylindrique, ce rouleau peut avoir un mouvement de précession. Dans des cellules de section rectangulaires, il est bloqué suivant la plus grande dimension horizontale de la cellule. On peut toutefois observer des retournements spontanés du sens de rotation provoqués par les fluctuations turbulentes de l'écoulement [Sarson & Jones, 1999].

Les études de l'écoulement grande échelle (ou circulation grande échelle) sont très répandues dans la communauté de la convection thermique (on citera pour exemple es articles [Xia *et al.*, 2003 ; Brown & Ahlers, 2006]). Il est en effet lié au confinement des expériences de laboratoire. De plus, les couches limites et les panaches interagissent fortement avec cet écoulement qu'on appelle parfois le vent moyen. Il peut à la fois stabiliser les couches limites et limiter l'émission de panaches [Scagliarini *et al.*, 2014] ou bien favoriser sa déstabilisation dans certaines conditions [Salort *et al.*, 2014 ; Liot *et al.*, 2016]. Il est aussi intrinsèquement lié aux panaches thermiques puisque ce sont eux qui le provoquent avant que celui-ci n'influe sur leurs mouvements. Enfin, l'écoulement grande échelle dans une cellule de convection thermique est un très bon exemple d'écoulement turbulent inhomogène et anisotrope.

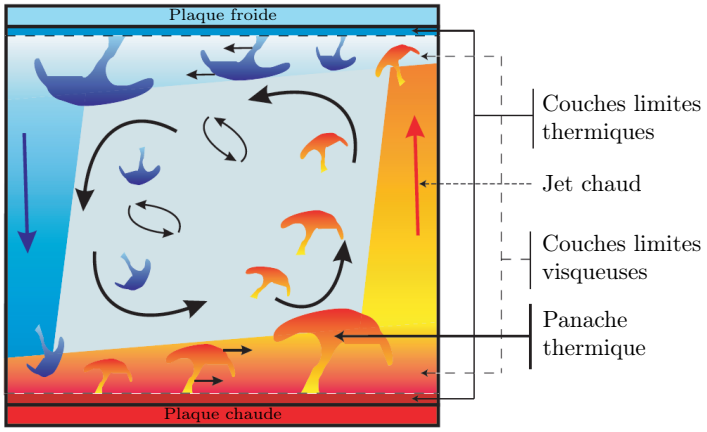

Figure 1.7 – Vision schématique des structures en convection thermique turbulente. Schéma adapté de l'article [Kadanoff, 2001].

Ces différentes échelles en convection thermique sont résumées sur le schéma de la figure 1.7. Elles font l'objet de nombreuses études dont nous allons avoir un aperçu.

1.3 État de l'art en convection de Rayleign-Bénard turbulente

Le champ d'études de la convection de Rayleigh-Bénard turbulente est vaste. On peut distinguer trois axes de recherches principaux. Le premier concerne l'étude des relations globales entre les paramètres de contrôle (Ra, Pr, Γ) et les paramètres de réponse (Nu, Re) du système. Le second se rattache à l'étude des grandes structures que sont les panaches et l'écoulement à grande échelle. Le troisième se concentre sur les structures à petite échelle et leurs fluctuations ainsi que sur les couches limites. La complexité du phénomène a par ailleurs poussé la communauté à mettre en œuvre des méthodes originales et innovantes pour aborder la convection thermique turbulente.

1.3.1 Les régimes de transfert thermique

La quantification du transfert thermique est primordiale pour la description et la compréhension de la convection thermique turbulente. Une façon intuitive consiste à relier le nombre de Nusselt aux paramètres du problème, en particulier les nombres de Prandtl et de Rayleigh, par une loi de puissance :

$$Nu \propto \mathcal{B} Ra^a Pr^b. \tag{1.9}$$

À grand nombre de Rayleigh (en pratique $Ra > 10^8$), trois principaux régimes ont été décrits.

Le premier, $Nu \propto Ra^{2/7}$, a été proposé par Castaing *et al.* [Castaing *et al.*, 1989]. Pour cela, on considère que l'écoulement se distingue entre couches limites et écoulement de cœur. Les panaches se décrochent des couches limites à faible vitesse avant d'être advectés par l'écoulement moyen puis d'interagir avec les panaches de la plaque opposée. On peut alors considérer qu'une couche de mélange apparait et en déduire cette loi d'échelle. Une autre étude [Shraiman & Siggia, 1990] montre que pour $Pr > 1$, la loi d'échelle peut s'écrire $Nu \approx 0{,}27\, Pr^{-1/7} Ra^{2/7}$.

Le second, $Nu \propto Ra^{1/3}$, a été proposé par Malkus [Malkus, 1954b]. Ici, les plaques sont considérées comme indépendantes. Ainsi, vues les expressions des nombres de Rayleigh (équation 1.4, proportionnel à H^3) et de Nusselt (équation 1.6, proportionnel à H), on obtient immédiatement ce régime. Ces deux comportements ont bien été observés expérimentalement.

Un troisième régime à très grand forçage ($Ra > 10^{12}$) est sujet à de nombreuses controverses. Il a été décrit théoriquement par Kraichnan [Kraichnan, 1962]. Tout repose ici sur une transition des couches limites qui deviennent turbulentes. Le nombre de Nusselt suit alors la loi asymptotique avec corrections logarithmiques :

$$Nu \propto \frac{Ra^{1/2}}{(\ln(Ra))^{3/2}}, \tag{1.10}$$

tandis que $Re^2 \ln Re \propto Ra/\left[Pr \log Ra\right]^{1/2}$. La transition vers ce régime — appelé « régime Ultime » — a été observée pour la première fois par Chavanne *et al.* [Chavanne *et al.*, 1997] dans de l'hélium cryogénique gazeux. Un comportement similaire a ensuite été observé par He *et al.* [He *et al.*, 2012] dans du SF_6 pressurisé. Néanmoins, l'origine de cette transition est encore largement discutée dans la communauté.

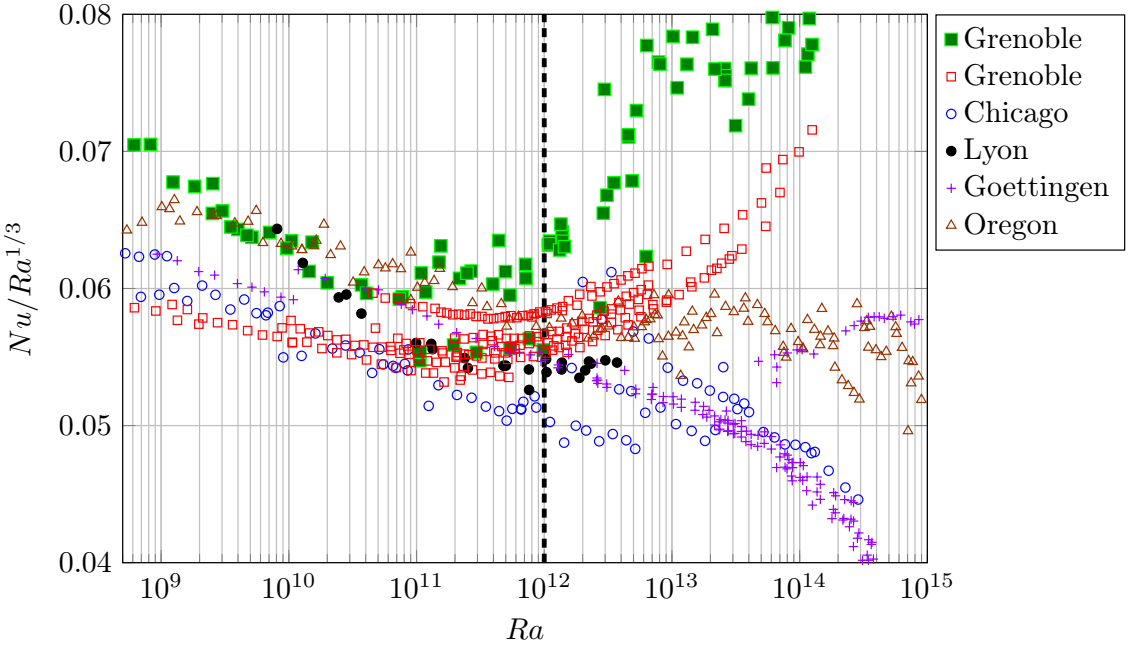

Figure 1.8 – Flux thermique adimensionné compensé en fonction du forçage pour des expériences effectuées dans différents laboratoires. Origine des données de haut en bas dans la légende : [Chavanne *et al.*, 2001], [Roche *et al.*, 2010], [Wu, 1991] [Tisserand *et al.*, 2011], [Ahlers *et al.*, 2009a], [Niemela *et al.*, 2000].

La recherche du régime Ultime a donné lieu à un grand nombre d'expériences dans différents fluides d'étude (SF_6, ^{4}He, eau, air). La figure 1.8 montre l'évolution du nombre de Nusselt compensé par $Ra^{1/3}$ en fonction du nombre de Rayleigh pour diverses expériences et simulations numériques. On observe que, si dans la partie gauche l'accord est assez bon, une forte divergence apparait au-delà de $Ra = 10^{12}$. Un modèle permettant d'unifier les différents résultats, en tout cas pour des nombres de Rayleigh inférieurs à 10^{11}, a alors été proposé par Grossmann et Lohse en 2000 [Grossmann & Lohse, 2000]. En décomposant les taux de dissipation thermique et visqueuse en une contribution due à la couche limite et une autre due à l'écoulement de cœur, ils parviennent à une loi reliant les nombres de Rayleigh, Prandtl et Nusselt *via* six pré-facteurs déterminés à l'aide de certaines expériences caractéristiques [Stevens *et al.*, 2013]. Cette théorie supposait initialement que, pour $Pr < 1$, les couches limites restent laminaires même à grand forçage, amenant à l'absence de correction logarithmique pour le régime Ultime : $Nu \propto Ra^{1/2}$. Toutefois de récentes avancées de cette théorie prenant en compte une couche limite turbulente ont permis l'apparition de corrections lo-

garithmiques [Grossmann & Lohse, 2011]. Malgré des avancées théoriques, on observe qu'à grand forçage les résultats expérimentaux divergent fortement. Par conséquent les recherches sont encore très ouvertes sur ce sujet, et notamment concernant l'influence des conditions aux limites.

1.3.2 Les structures grande échelle

Une seconde approche classique consiste à étudier les grandes structures cohérentes de la convection thermique turbulente. La forme de la cellule de convection a un impact fort sur la circulation grande échelle. Dans une cellule cylindrique, la mise en place d'un écoulement global brise la symétrie de révolution. Afin de conserver une symétrie globale, des mouvements de précession, des changements d'orientation ou des oscillations du rouleau ont été observés par de nombreuses expériences et simulations numériques [Sreenivasan *et al.*, 2002 ; Ahlers *et al.*, 2009b]. De plus, une diminution du rapport d'aspect Γ provoque l'apparition d'un second rouleau de convection [Xi & Xia, 2008]. Des recirculations au voisinage des parois latérales ont également été observées numériquement [Verzicco & Camussi, 2003] et expérimentalement [Sun *et al.*, 2005a] pour des nombres de Prandtl respectifs de 0,7 et 5,3. Dans des géométries carrées ou rectangulaires, l'écoulement à grande échelle s'accroche suivant une diagonale [Daya & Ecke, 2001]. Par conséquent, des retournements spontanés apparaissent pour conserver la symétrie. Des modèles tant stochastiques que déterministes ont été proposés [Ahlers *et al.*, 2009a].

La circulation à grande échelle a pour origine l'organisation et la synchronisation de l'émission des panaches thermiques [Sun *et al.*, 2005b]. Ces structures cohérentes issues de la couche limite thermique ont donc une importance cruciale dans l'établissement et la persistance de l'écoulement à grande échelle. Les premières études de la structure des panaches ont été menées dans les années 1960 [Spangenberg & Rowland, 1961 ; Sparrow *et al.*, 1970]. En règle générale, les panaches prennent la forme de champignons. Toutefois, l'influence du nombre de Prandtl est considérable. Par exemple, si celui-ci est grand devant 1, le détachement du panache va entrainer une grande quantité de fluide dans son sillage lui conférant un « pied » très long [Zhang *et al.*, 1997]. Leur dynamique interne présente, outre une recirculation dans le chapeau, une vorticité verticale forte [Zhou *et al.*, 2007] ; autrement dit ils tournent sur eux même dans le plan horizontal lors de leur déplacement. Toutefois, s'ils sont assez facilement observables par des méthodes optiques ou thermométriques, leur quantification reste un problème délicat et ouvert [Chillà & Schumacher, 2012].

1.3.3 La convection vue aux petites échelles

La dernière approche, très développée, consiste à observer les fluctuations à petite échelle des champs de vitesse et de température. Une des grandes questions concerne les régimes de turbulence en cours dans une cellule de convection. Deux régimes principaux pourraient y être observés : le régime de Kolmogorov (K41) [Kolmogorov, 1941] et celui de Bolgiano-Obukhov (BO59) [Bolgiano, 1959 ; Obukhov, 1959]. Ces deux régimes ne sont pas incompatibles mais dépendent de l'échelle à laquelle on observe l'écoulement. On peut définir deux longueurs L_B et L_η qui sont respectivement la longueur de Bolgiano et la longueur de Kolmogorov. On attend le régime BO59 pour des dimensions comprises entre la longueur caractéristique d'injection d'énergie à grande échelle L et L_B. On attend le régime K41 entre L_B et L_η (voir figure 1.9). Le régime K41 est établi pour un écoulement turbulent homogène et isotrope en l'absence de transport de scalaire tandis que le régime BO59 est déduit d'une analyse dimensionnelle dans le cas d'un écoulement en milieu stratifié (originellement l'atmosphère) et peut être appliqué à la convection de Rayleigh-Bénard. La séparation d'échelles entre L_B et L est délicate en convection thermique ce qui rend difficile l'observation du régime BO59 [Benzi *et al.*, 1998 ; Calzavarini *et al.*, 2002]. La difficulté réside en fait dans la forte inhomogénéité de l'écoulement. La longueur L_B peut donc être définie à différents endroits de l'écoulement. Dans le cœur de l'écoulement, L_B est de l'ordre de la hauteur de la cellule tandis que près des plaques

cette longueur devient bien plus faible rendant plus facile l'observation de ce comportement [Ahlers *et al.*, 2009a ; Lohse & Xia, 2010]. Toutefois, l'observation des différents régimes de turbulence en convection thermique reste un domaine en pleine effervescence [Gibert *et al.*, 2006 ; Rusaouën, 2014].

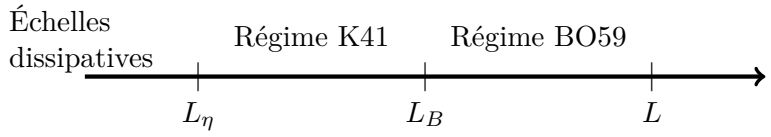

Figure 1.9 – Régimes de turbulence selon l'échelle.

Les tentatives d'observation de ces différents régimes de turbulence [Castaing *et al.*, 1989 ; Chillá *et al.*, 1993] ont amené de nombreuses questions autour de la conversion du domaine temporel vers le domaine spatial. L'hypothèse de la turbulence gelée de Taylor [Taylor, 1938] permet de convertir des séries temporelles de vitesse en série spatiales à condition que la vitesse moyenne de l'écoulement soit bien plus grande que ses fluctuations. Toutefois, si cette condition n'est pas vérifiée, l'hypothèse de Taylor locale peut être utilisée [Tennekes & Lumley, 1987]. Cette méthode a été testée dans des écoulements tourbillonnaires [Pinton & Labbé, 1994] avant d'être utilisée avec des résultats intéressants dans la convection de Rayleigh-Bénard [Sun *et al.*, 2006]. Une autre théorie, dite *approximation elliptique* a été développée [He & Zhang, 2006]. Appliquée expérimentalement à des mesures Eulériennes locales de température, elle a permis avec succès de reconstruire le spectre spatial à partir de mesures temporelles [He *et al.*, 2010].

Les investigations au voisinage des plaques sont également nombreuses, afin de déterminer la structure des couches limites thermiques et visqueuses. Certains travaux basés sur des mesures thermométriques ont permis d'établir des profils et d'étudier les distributions de température dans et au voisinage de la couche limite thermique [Tilgner *et al.*, 1993 ; Belmonte *et al.*, 1994]. Par ailleurs, de récentes expériences et simulations numériques [Li *et al.*, 2012 ; du Puits *et al.*, 2013] ont permis la visualisation et l'étude des couches limites visqueuses et de leurs propriétés. Enfin, l'observation de couches limites en transition vers la turbulence sur des plaques lisses — ce qui est attendu dans le régime « Ultime » [Kraichnan, 1962] — commence tout juste à émerger [Willert *et al.*, 2014]. La compréhension des couches limites et de la façon dont elles transitent vers la turbulence est un domaine très actif dans la communauté.

1.3.4 Les nouvelles approches

Pour aller plus loin dans la compréhension du phénomène, de nouvelles approches ont été proposées ces dernières années. Nous allons en présenter deux auxquelles on pourrait ajouter les écoulements convectifs en cheminée [Gibert *et al.*, 2006 ; Gibert, 2007 ; Rusaouën, 2014] ou bien l'ajout de polymères [Benzi *et al.*, 2010 ; Ahlers & Nikolaenko, 2010].

1.3.4.1 Introduction de rugosités.

Nous avons vu le rôle majeur joué par les couches limites dans le transfert thermique et l'écoulement. Aussi une idée, développée en premier par Shen *et al.* [Shen *et al.*, 1996], consiste à introduire des rugosités sur une ou sur les deux plaques horizontales. La déstabilisation espérée de la couche limite est une façon de mieux appréhender son comportement et ses interactions avec l'écoulement de cœur.

Dans un premier temps, des mesures de transfert thermiques ont été menées. Il s'est avéré que l'introduction de rugosités augmente le transfert thermique à partir d'un certain forçage. Ce dernier correspond au moment où la taille de la couche limite thermique devient de la taille des rugosités. Toutefois, deux paramètres peuvent varier : le préfacteur $\mathcal{B}$ ou la loi d'échelle de l'équation 1.9. La

première expérience en présence de rugosités [Shen *et al.*, 1996] a mis en évidence une transition de régime :

$$Nu = 0{,}16\, Ra^{0{,}281} \Longrightarrow Nu = 0{,}19\, Ra^{0{,}281}. \tag{1.11}$$

D'autres expériences, avec des formes de rugosités différentes, ont quant à elles mis en évidence un changement dans la loi d'échelle amenant des exposants a compris entre 0,35 et 0,5 [Ciliberto & Laroche, 1999 ; Du & Tong, 2000 ; Qiu *et al.*, 2005 ; Tisserand *et al.*, 2011]. La figure 1.10 représente le nombre de Nusselt rugueux[3] Nu_r compensé par le nombre de Rayleigh à la puissance 1/3 en fonction du nombre de Rayleigh renormalisé par la hauteur des rugosité et la hauteur de la cellule pour un certain nombre d'expériences. On observe le passage d'un plateau (autrement dit d'une loi $Nu \propto Ra^{1/3}$) à une loi de puissance supérieure puis, pour certaines expériences, à une saturation et un retour vers un plateau. On a donc une amélioration cruciale du flux thermique à travers la cellule de convection, qui ne peut être imputable uniquement à l'agrandissement de la surface d'échange avec les rugosités. On observe en effet que cette augmentation de transfert va bien au-delà. Différents mécanismes explicatifs ont été proposés allant de l'augmentation de l'émission de panaches [Du & Tong, 2000], à la mise en place d'une petite cellule de convection entre les rugosités [Tisserand *et al.*, 2011] jusqu'à une transition vers une couche limite partiellement turbulente [Salort *et al.*, 2014 ; Liot *et al.*, 2016]. Il est également possible que ces trois mécanismes agissent simultanément.

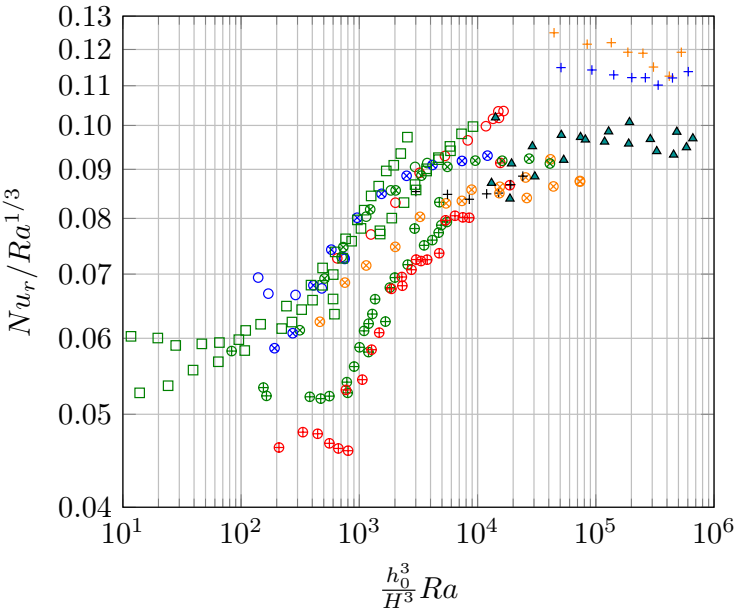

Figure 1.10 – Flux thermique adimensionné compensé en fonction du forçage normalisé par la hauteur des rugosités h_0 pour différentes expériences. Symboles circulaires : expériences menées à Lyon pour des rugosités de 2 et 4 mm à différents Pr [Tisserand *et al.*, 2011 ; Rusaouën, 2014]. Croix : rugosités de 9 mm [Du & Tong, 2000]. Carrés : rugosités de 100 µm [Roche *et al.*, 2001]. Triangles : rugosités de 8 mm [Qiu *et al.*, 2005].

1.3.4.2 Approche Lagrangienne.

L'approche Lagrangienne consiste à suivre une ou plusieurs particules advectées par un écoulement et donc de reconstruire leur trajectoire. On peut avoir ainsi accès à des statistiques de vitesse

3. On définit le nombre de Nusselt rugueux avec la différence de température entre la plaque rugueuse et le cœur de l'écoulement. On se base sur l'hypothèse d'indépendance des plaques [Malkus, 1954b].

ou d'accélération notamment, mais aussi à des statistiques multi-particules. Là où les observation Eulériennes permettent d'observer la vitesse ou un scalaire en un point fixe de l'écoulement, le point de vue Lagrangien propose de suivre les particules de fluide dans leur mouvement. Cette approche est particulièrement adapté à l'étude des phénomènes de transport tels que la convection thermique. Grâce aux nombreux développements dans les domaines de la puissance de calcul et des capacités de stockage, de grandes avancées ont eu lieu dans l'approche Lagrangienne [Toschi & Bodenschatz, 2008]. Des expériences de suivi Lagrangien de la turbulence ont vu le jour grâce à des méthodes optiques [La Porta *et al.*, 2001 ; Voth *et al.*, 2002] ou acoustiques [Mordant *et al.*, 2001] mettant en lumière des comportements statistiques spécifiques. Des modèles stochastiques de la turbulence sont développés du point de vue Lagrangien [Sawford, 1991] proposent des prédictions que l'on peut comparer aux résultats expérimentaux. Enfin, la possibilité de suivre plusieurs particules simultanément a permis de développer des statistiques multi-particules telles que la dispersion de paires [Bourgoin *et al.*, 2006].

Malgré ces développements, l'approche Lagrangienne de la convection thermique est un domaine encore embryonnaire. La première expérience avec une seule particule (inertielle mais instrumentée) a été menée en 2007 au laboratoire [Gasteuil *et al.*, 2007]. Il s'agissait d'obtenir simultanément la trajectoire et la température de la particule se déplaçant au gré de l'écoulement. Il a fallu attendre 2012 pour voir apparaitre une première étude expérimentale Lagrangienne avec de nombreuses particules sub-millimétriques dans une cellule de Rayleigh-Bénard [Ni *et al.*, 2012]. Quelques études numériques ont permis d'étudier en particulier la dispersion de paires et le transfert thermique d'un point de vue Lagrangien [Schumacher, 2008 ; Schumacher, 2009]. Toutefois des données Lagrangiennes expérimentales manquent encore à ce jour.

1.4 Motivations et objectifs

Comme nous l'avons vu, la convection thermique est présente à la fois dans la nature et dans les activités humaines. Pour autant, sa compréhension reste partielle. La combinaison d'un écoulement turbulent et d'un scalaire qui n'est ni vraiment passif, ni vraiment actif, ainsi que l'inhomogénéité et l'anisotropie de l'écoulement, rendent délicate une description unifiée du phénomène. Aussi, la motivation de cette thèse est d'apporter une avancée dans la compréhension du phénomène en passant par des méthodes soit innovantes, soit indirectes. Toutefois, ces méthodes appliquées à la convection ont également un intérêt en elles-mêmes.

Les deux premiers chapitres proposent une approche Lagrangienne de la convection thermique turbulente dans la configuration de Rayleigh-Bénard. L'intérêt réside dans l'étude des interactions entre vitesse et température, de l'écoulement à grande échelle et des fluctuations turbulentes à petite échelle. En premier lieu, une particule instrumentée — possédant quatre thermistances embarquées — est immergée dans l'écoulement. Nous sommes alors en mesure d'étudier simultanément la vitesse et la température de l'écoulement et donc le transfert thermique Lagrangien local. Nous verrons que ces mesures peuvent être comparées à des mesures Euleriennes. De plus, des comportements statistiques anisotropes et inattendus sont mis en évidence. Enfin, nous nous sommes intéressés aux interactions entre les fluctuations turbulentes et la structure globale de l'écoulement. Dans un second temps, nous avons voulu observer des échelles plus petites de l'écoulement. Une expérience a été conçue permettant de suivre des particules sub-millimétriques en trois dimensions à l'aide de plusieurs caméras. Nous avons pu à la fois confirmer des résultats antérieurs obtenus dans d'autres études, ainsi que démontrer l'impact de la circulation grande échelle sur les statistiques de vitesse. Pour finir, nous avons effectué une étude des statistiques à deux temps et à deux particules.

Les deux derniers chapitres de ce manuscrit concernent l'étude de cellules qui possèdent des rugosités contrôlées sur la plaque du bas. L'augmentation de transfert thermique est bien connue et est largement documentée. Aussi, la motivation de cette étude consiste dans un premier temps à

comprendre en détail le comportement des couches limites thermique et visqueuse au voisinage des rugosités et dans un second temps d'observer leur impact sur l'écoulement à grande échelle. L'objectif est d'une part d'établir les mécanismes susceptibles d'expliquer ce changement de régime de transfert thermique ; d'autre part de mieux comprendre les interactions entre l'écoulement à grande échelle et les couches limites. En s'appuyant sur des mesures thermométriques locales, des mesures de vitesse ont montré que les couches limites changent radicalement de structure. Le modèle bâti sur les données thermométriques a été conforté par ces données vélocimétriques. L'apport au flux thermique global est alors considérable. Nous verrons que plusieurs phénomènes sont à l'œuvre, en particulier une transition vers la turbulence des couches limites. Ces changements dans la structure des couches limites doivent avoir un impact sur l'écoulement à grande échelle. C'est ce que nous avons voulu savoir en comparant l'écoulement dans des cellules lisse-lisse et rugueuse-lisse. Nous verrons que l'effet des rugosités sur les fluctuations de vitesse est considérable. De plus, une étude statistique par zones de l'écoulement a permis de mettre en avant des changements dans la structure et l'émission des panaches, ainsi que dans les régimes de turbulence.

Chapitre 2

Mesures Lagrangiennes conjointes de température et de vitesse

Sommaire

2.1 Description du dispositif expérimental 24
2.1.1 La cellule de convection et les conditions expérimentales 24
2.1.2 La particule instrumentée 24
Description générale et étanchéité. 24
L'isodensité. 25
Acquisition de la température. 26
Acquisition de la vitesse. 26
2.2 Résultats et analyse 27
2.2.1 Trajectoires 27
2.2.2 Cartes pseudo-Eulériennes 27
2.2.2.1 Méthodologie et mesures de vitesses par imagerie de particules . . . 28
2.2.2.2 Fluctuations de vitesse 29
2.2.2.3 Cartes de température et de flux thermique 31
2.2.3 Statistiques Lagrangiennes de l'écoulement 32
2.2.3.1 Densités de probabilité 32
Température et flux thermique. 32
Vitesse et accélération 33
2.2.3.2 Analyse spectrale 36
2.2.3.3 Fonctions de structure Lagrangiennes 38
2.2.3.4 Corrélations 39
2.2.3.5 Intermittence de la vitesse et de la température 41
2.3 Confinement : structure et influence de l'écoulement grande échelle . . . 44
2.3.1 Étude de l'écoulement par zones 44
Vitesse 45
Température et flux thermique 45
2.3.2 Interactions entre les fluctuations et l'écoulement moyen 46
2.3.2.1 Séparation des fluctuations et de la structure grande échelle 46
2.3.2.2 Spectres 48
2.3.2.3 Corrélations 49
2.3.2.4 Retour sur le découpage par zones 51
2.4 Discussion et conclusion 52

Ce chapitre traite d'une approche innovante développée au laboratoire depuis le milieu des années 2000 [Shew *et al.*, 2007]. L'idée consiste d'une part à effectuer un suivi Lagrangien de l'écoulement engendré par le forçage thermique et d'autre part à obtenir des mesures simultanées de vitesse et de température. Ceci est devenu possible grâce au développement d'une instrumentation *ad hoc* : une particule instrumentée. Munie de quatre thermistances et amenée à la densité du fluide étudié, elle donne une description assez fidèle de l'écoulement et du champ de température associé.

Les mesures ont été menées dans une cellule parallélépipédique de rapport d'aspect 1 et ayant une profondeur suffisamment faible pour supposer un écoulement moyen quasi-bidimensionnel. L'augmentation de l'autonomie temporelle de la particule relativement aux premières mesures [Gasteuil *et al.*, 2007] nous a permis d'atteindre des statistiques satisfaisantes tant pour une étude des fluctuations que pour obtenir des cartes pseudo-eulériennes de température ou de flux thermique suffisamment convergées.

2.1 Description du dispositif expérimental

2.1.1 La cellule de convection et les conditions expérimentales

La cellule de convection (voir figure 2.1) est la même que celle utilisée par Mathieu Gibert lors de ses travaux de thèse [Gibert, 2007]. Elle consiste en un parallélépipède de 41,5 cm de haut, 41,5 cm de large et 10 cm de profondeur. Les parois de 2,5 cm d'épaisseur sont en polyméthacrylate de méthyle (PMMA). Les plaques, de 1,3 cm d'épaisseur, sont en cuivre et recouvertes d'une fine couche de nickel. Sous la plaque du bas, cinq résistances d'environ 60 Ω sont alimentées à l'aide d'une source de puissance *Agilent* 6030A. La plaque du haut est usinée pour accueillir un circuit d'eau dont la température est régulée à l'aide d'un bain thermostaté *LAUDA Master* RP-845. Quatre tiges filetées permettent d'enserrer les parois entre les plaques dont la température est contrôlée à l'aide de quatre thermomètres de platine Pt100 branchés en 4-fils et lus à l'aide d'un multiplexeur *Keithley* 2700. La puissance et et la température du bain sont asservies à l'aide d'un programme écrit sous *Octave* et la boite à outils *Oct-MI* développée par Julien Salort.

La cellule est remplie d'eau déionisée et dégazée portée à une température moyenne T_m comprise entre 37,05 et 38,35°C selon les acquisitions. Les nombres de Prandtl correspondants sont compris entre 4,62 et 4,49. Les autres paramètres pertinents sont regroupés dans le tableau 2.1

Puissance (W)	$\Delta T = T_b - T_h$(°C)	Ra	Nu
200	13,15	$3{,}5 \times 10^{10}$	230
300	18,60	$5{,}0 \times 10^{10}$	244
400	22,90	$6{,}2 \times 10^{10}$	264

Tableau 2.1 – Valeurs des différents paramètres lors des acquisitions. La puissance est la puissance électrique imposée.

2.1.2 La particule instrumentée

Description générale et étanchéité. La particule instrumentée est une sphère de 2,1 cm de diamètre. La coque est constituée de PVC. Elle peut s'ouvrir en deux grâce à un filetage, permettant d'accéder aux composants internes. Afin d'éviter toute infiltration d'eau, un gel silicone est déposé à la jonction des deux hémisphères. Par ailleurs, quatre thermistances dépassent de 0,5 mm de la coque. L'étanchéité est assurée par la présence de *Stycast* qui enrobe ces dernières. L'intérieur de la particule est composé de deux parties. Le premier hémisphère est dédié aux piles, au nombre de deux. Il s'agit de deux piles industrielles type « bouton » *Panasonic* BR-1225/BN. L'autre hémisphère abrite le

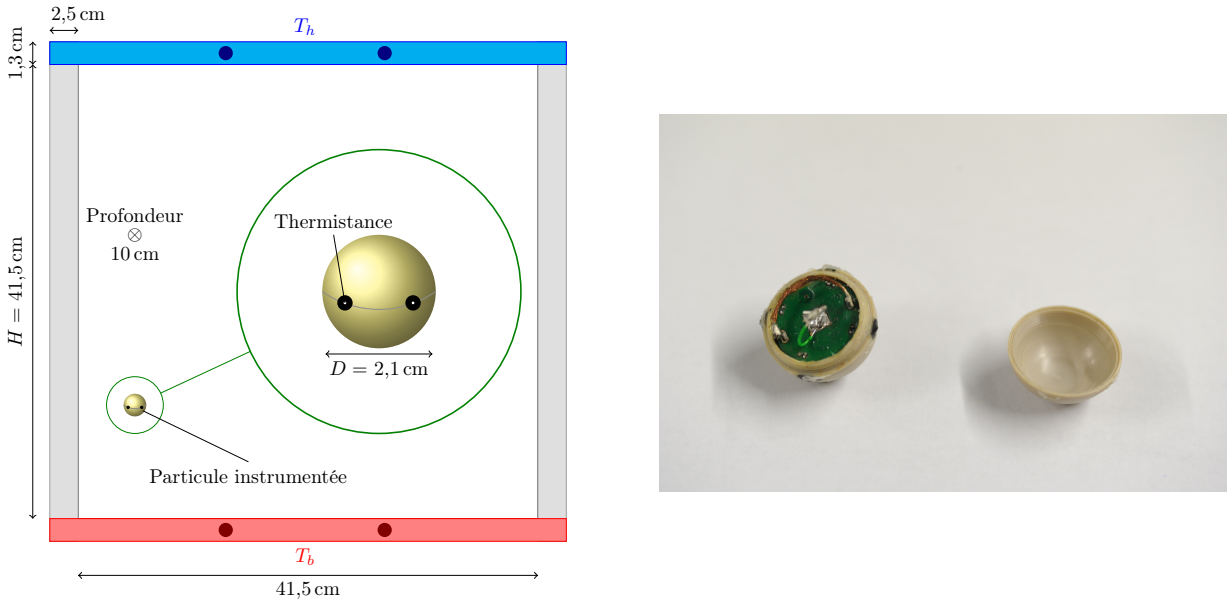

Figure 2.1 – Gauche : schéma de principe de la cellule de convection utilisée. Les cercles plus foncés représentent les Pt100 utilisées pour contrôler la température des plaques. La particule instrumentée est représentée à l'échelle de la cellule. Sur le zoom, les points blancs entourés de noir représentent les thermistances entourées de *Stycast*. Droite : photographie de la particule ouverte. On voit l'emplacement et les contacts qui accueillent les piles.

circuit électronique de mesure et de modulation ainsi que l'antenne nécessaire à une transmission radio-fréquence en temps réel. La disposition et le poids des piles permettent de fixer un axe de rotation. Les thermistances sont donc toujours sur un même plan horizontal et la particule ne peut tourner sur elle-même qu'autour d'un axe vertical. La figure 2.1 montre une photo de la particule ouverte ainsi qu'un schéma de celle-ci fermée. L'autonomie de la particule peut atteindre environ vingt-quatre heures.

L'isodensité. Une fois étanchéifiée, la particule est rendue isodense vis-à-vis de l'eau dans laquelle on va l'immerger par l'ajout sur la coque de pâte de tungstène *Molly Peel*. La procédure est délicate car un écart de densité supérieur à 0,05% induit un biais dans la trajectoire de la particule. La figure 2.2 montre l'asymétrie (le moment d'ordre trois divisé par la variance à la puissance 3/2) des distributions de probabilité des positions horizontale et verticale de la particule pour différentes températures moyennes de la cellule. En raison de la symétrie du système, on s'attend à ce que l'isodensité parfaite corresponde à une symétrie des distributions des positions horizontale et verticale par rapport au centre de la cellule. Ceci est le cas pour $T_m = 37{,}5$°C. En revanche, on observe qu'un écart de la température moyenne de quelques dixièmes de degré Celsius par rapport à la température d'isodensité provoque une asymétrie non négligeable des distributions de position. La particule va alors privilégier certaines zones de l'écoulement par rapport à d'autres provoquant un biais de mesure. Si elle est moins dense que le fluide environnant, alors la particule privilégiera la partie gauche et la partie haute de la cellule (voir figure 2.1) amenant une asymétrie positive pour les distributions des deux composantes de la position. Si elle est plus dense que l'écoulement, l'effet sera inversé.

Ce phénomène est plus marqué sur la position horizontale, ce qui peut paraitre surprenant : on s'attend à ce qu'une particule trop dense préfère rester plus longtemps en bas sans privilégier particulièrement la droite ou la gauche de la cellule. Or quand cette particule se déplace le long de la plaque du haut, elle est facilement advectée par les panaches froids : la particule part vers le bas plus tôt durant son parcours le long de la plaque. Quand elle se déplace le long de la plaque du bas, sa densité va rendre plus difficile l'advection par les panaches chauds et elle ne parviendra à

monter qu'après avoir atteint l'extrémité de la plaque du bas. Par conséquent, la position horizontale moyenne de la particule est déplacée vers la paroi latérale le long de laquelle les panaches chauds montent. Le raisonnement est transposable pour une particule moins dense que le fluide.

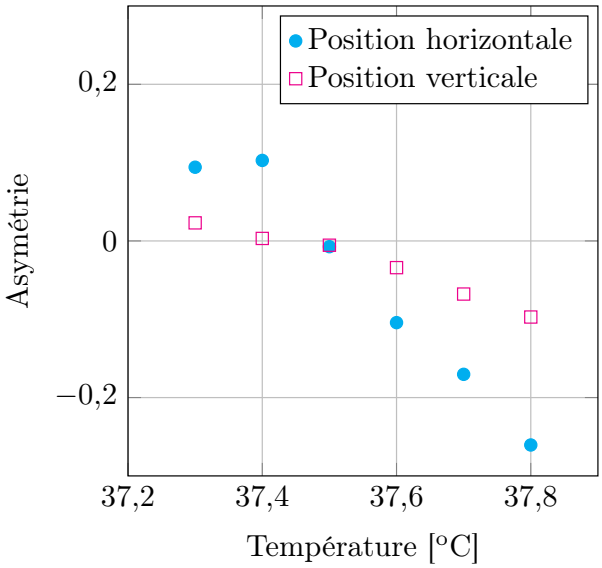

Figure 2.2 – Asymétrie des distributions des positions horizontale et verticale de la particule en fonction de la température moyenne de la cellule mesurée grâce aux Pt100.

Acquisition de la température. Les thermistances utilisées mesurent 800 µm de long pour 400 µm de diamètre. Leur résistance à 20°C est de 230 kΩ. Leur temps de réponse dans l'eau est de 0,06 s. Le circuit électronique intégré commence par mesurer la résistance moyenne des quatre thermistances. Ensuite, un oscillateur à résistance contrôlée est utilisé pour créer un signal créneau dont la fréquence dépend de cette résistance. Ce signal sert ensuite à moduler une onde radio de fréquence 315 MHz émise par l'émetteur radio-fréquence qui est réceptionnée à la volée, à une fréquence de 20 Hz, par une antenne fixée contre la cellule de convection. La démodulation s'effectue directement à la sortie de l'antenne et l'on récupère la fréquence du signal créneau à l'aide d'une carte d'acquisition *PXI* pilotée par une routine *Labview*. Pour obtenir la correspondance avec la température mesurée, la particule est étalonnée dans un bain thermostaté sur une gamme de température allant de T_b à T_h environ, sachant que les variations effectives de température vues par la particule sont comprises entre $T_m - 1{,}5$°C et $T_m + 1{,}5$°C.

Acquisition de la vitesse. L'acquisition de la vitesse se fait à l'aide d'une caméra digitale. Les premières mesures ont été faites avec une simple webcam (la vitesse d'acquisition n'ayant pas besoin d'être élevée) puis avec une caméra Stingray fabriquée par *Allied Vision Technologies*. Leur résolution sont respectivement 640×480 pixels^2 et 1296×966 pixels^2. Étant donné que la cellule est bien moins profonde qu'elle n'est large et haute, on peut affirmer que l'écoulement moyen est quasiment bidimensionnel. Aussi, nous filmons le mouvement de la particule uniquement dans le plus grand plan. Une nappe électroluminescente *FlexLedLight* est installée derrière la cellule afin d'obtenir un contraste élevé et homogène entre la particule et le fond. Les images sont acquises à une fréquence de 5 Hz.

Le traitement est effectué soit en temps réel, soit après coup, à l'aide de routines développées sur *Matlab*. Elles consistent simplement en la détection de la particule par seuillage des images puis

détermination du centre de la sphère. La trajectoire peut alors être reconstituée et aucun filtrage n'est nécessaire pour l'obtention de la vitesse qui peut alors être déterminée par différence finie. L'échantillonnage à faible fréquence permet en effet de lisser directement le signal de vitesse, ce qui s'ajoute à la taille de la particule qui facilite une détection sous-pixel du centre. Enfin, les données de vitesse et de température sont interpolées sur une grille temporelle commune de fréquence 10 Hz afin de les synchroniser.

2.2 Résultats et analyse

Nous avons effectué trois mesures de six heures aux conditions regroupées dans le tableau 2.1, ainsi qu'une acquisition de 20,3 heures au nombre de Rayleigh intermédiaire ($Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$).

2.2.1 Trajectoires

On s'intéresse ici à l'acquisition de 6 heures effectuée à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$. La figure 2.3 (a) montre un exemple de trajectoire combinée à la température mesurée par la particule. On observe que la particule suit un cheminement globalement dans le sens trigonométrique (sens qui diffère suivant les acquisitions). Sa vitesse moyenne le long de sa trajectoire est de 1 cm/s tandis que proche des parois et des plaques la particule atteint des vitesses de l'ordre de 2 à 3 cm/s. Les fluctuations de température observées sont de l'ordre 1°C bien que la différence de température entre les plaques soit de 18,15°C. On rappelle en effet que l'épaisseur des couches limites est donnée par $\delta_\theta = \frac{H}{2Nu}$. Dans notre cellule, la taille des couches limites thermiques est de l'ordre du millimètre, si bien que la particule ne peut y pénétrer. Ainsi, la plupart des fluctuations de température observées sont dues aux panaches. Néanmoins, la répartition de ces fluctuations dans l'espace laisse penser que la particule est advectée par l'écoulement moyen plus que par les panaches, hormis près des parois latérales.

Connaissant la vitesse et la température mesurées par la particule, on peut calculer le flux thermique Lagrangien. Pour cela on utilise le nombre de Nusselt vertical [Ching *et al.*, 2004 ; Grossmann & Lohse, 2004] :

$$Nu_z^L(t) = 1 + \frac{H}{\kappa \Delta T} \left(T(t) - \langle T(t) \rangle_t\right) v_z(t), \tag{2.1}$$

où $T(t)$ est la température instantanée mesurée par la particule, $\langle T(t) \rangle_t$ sa moyenne temporelle le long de la trajectoire et $v_z(t)$ la vitesse verticale. La figure 2.3 (b) montre Nu_z^L le long de la trajectoire. La plupart du flux thermique vertical est concentré le long des parois verticales, ce qui correspond à des panaches où l'écart à la température moyenne le long de la trajectoire et la vitesse verticale ont le même signe. De plus, le flux thermique vertical est fortement dissymétrique du côté des valeurs positives, jusqu'à trente fois la valeur moyenne : $\langle Nu_z^L \rangle_t = 138$. Ceci est cohérent avec le fait que le flux thermique global est orienté vers le haut.

2.2.2 Cartes pseudo-Eulériennes

Les trajectoires Lagrangiennes obtenues nous permettent de calculer des cartes pseudo-Eulériennes de certaines grandeurs de l'écoulement. Néanmoins il est indispensable d'avoir un temps de mesure suffisamment long pour parcourir toutes les zones de l'écoulement. En effet, la région centrale de la cellule peut être considérée comme en rotation solide ce qui rend son accès difficile à la particule. C'est pourquoi on utilise ici l'acquisition de 20,3 heures.

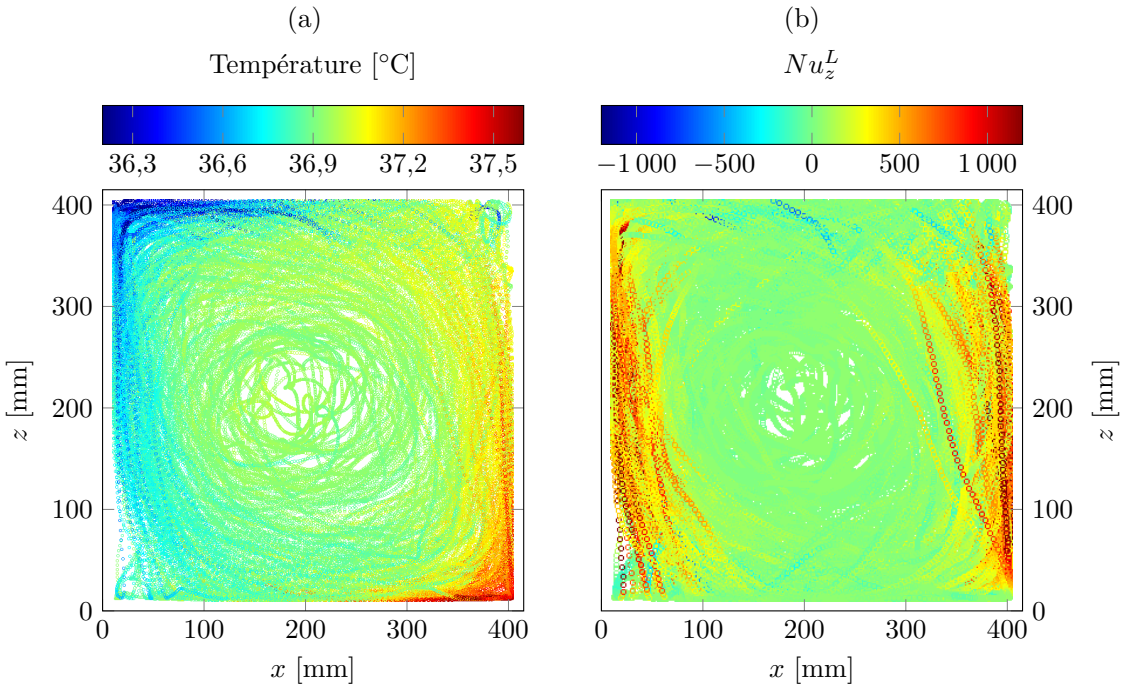

Figure 2.3 – (a) Température de l'écoulement le long de la trajectoire de la particule. (b) Flux thermique Lagrangien vertical Nu_z^L correspondant. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$, acquisition de six heures. Les trajectoires sont sous-échantillonnées pour plus de lisibilité, le rouleau a un sens de rotation global trigonométrique.

2.2.2.1 Méthodologie et mesures de vitesses par imagerie de particules

Nous cherchons à réaliser des cartes pseudo-Eulériennes de plusieurs grandeurs telles que température, vitesse ou flux thermique Lagrangien. Pour cela, la cellule est virtuellement découpée en carrés de $1{,}04 \times 1{,}04\,\mathrm{cm}^2$. On calcule ensuite dans chacun de ces carrés la moyenne de la quantité voulue parmi les morceaux de trajectoire qui y passent.

Afin de s'assurer de la pertinence de cette méthode, nous avons comparé les cartes pseudo-Eulériennes de vitesses obtenues à des cartes de vitesses Eulériennes réalisées par vélocimétrie par images de particules (*Particle Image Velocimetry, PIV*). Dans notre cas, nous avons utilisé un laser continu Nd : YVO_4 de 1,2 W de marque *Melles Griot* et une lentille plan-concave cylindrique afin d'éclairer l'ensemble de la cellule. L'écoulement a été ensemencé avec des particules de verre *Sphericel* 110P8 de diamètre moyen 12 µm et de densité $1{,}10 \pm 0{,}05$. Durant dix heures, une paire d'images (séparées de 50 ms) a été acquise toutes les dix secondes. La caméra *Allied Vision Technologies* était la même que celle utilisée pour le suivi de la particule. Nous avons utilisé le logiciel CIVx [Fincham & Delerce, 2000 ; Sommeria, 2003] pour le traitement des images par corrélation croisée de chaque paire d'images. L'algorithme a été appliqué à plusieurs reprises. Lors de la première, l'image a été découpée en boites de $30 \times 30\,\mathrm{pixels}^2$ avec un recouvrement de 50% entre celles-ci. Les zones de recherche pour la corrélation croisée entre images était une fois et demi plus grande.

La figure 2.4 permet de comparer le champ du module de vitesse pseudo-Eulérien obtenu avec la particule et le champ Eulérien obtenu par PIV. Tout d'abord, il convient de remarquer que le champ Eulérien est conforme aux observations de Xia *at al.* [Xia *et al.*, 2003] effectuées dans des cellules aux dimensions similaires. On observe la présence de deux jets où le fluide atteint les plus grandes vitesses verticales. Celui de droite, montant, est appelé jet chaud tandis que celui de gauche, descendant, est nommé jet froid. Les vitesses observées dans ces jets se propagent horizontalement au contact des plaques. L'ensemble fait que l'écoulement global tourne dans le sens trigonométrique.

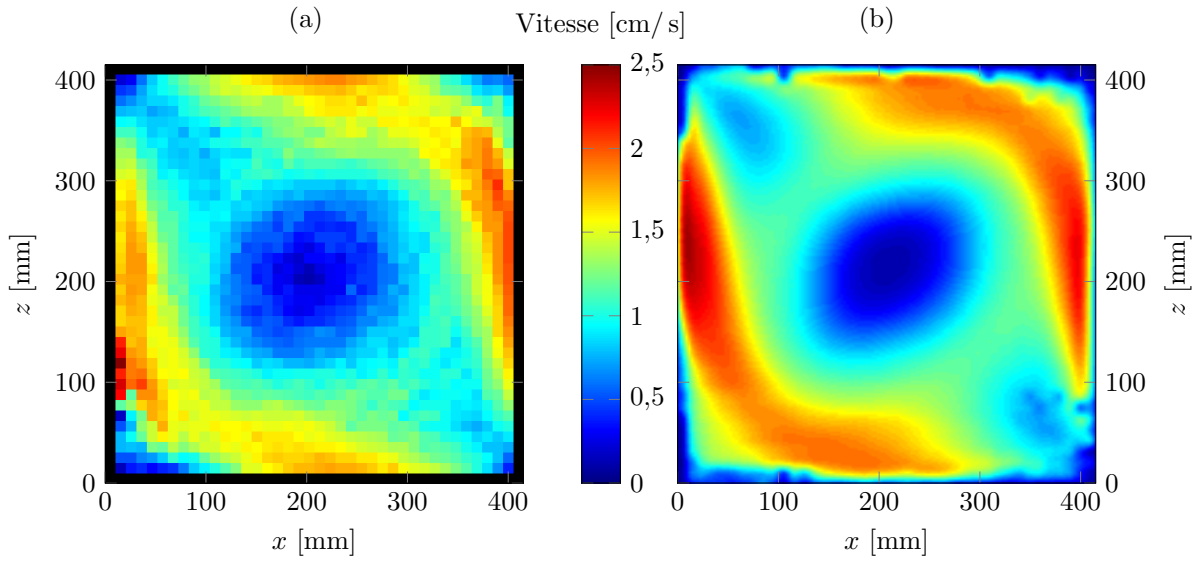

Figure 2.4 – (a) Champ pseudo-Eulérien du module de vitesse obtenu avec les données Lagrangiennes, $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$. (b) Champ Eulérien du module de vitesse obtenu par PIV, $Ra = 5{,}6 \times 10^{10}$. L'écoulement global tourne dans le sens trigonométrique.

Le centre est quant à lui plus calme. On constate par ailleurs que la vitesse observée avec la particule est plus faible que celle observée par PIV. En premier lieu, le nombre de Rayleigh est légèrement plus grand dans le cas de la PIV que dans le cas de la particule ($5{,}6 \times 10^{10}$ contre $5{,}0 \times 10^{10}$). Sachant que $Re \propto Ra^{1/2}$ [Chavanne *et al.*, 2001], cela correspond à une augmentation de vitesse d'environ 6%. Le glissement du fluide à la surface de la particule pourrait également expliquer cet écart. Toutefois, la structure de l'écoulement vue par cette dernière est fidèle à celle observée par PIV ce qui permet de valider la méthode de traitement.

2.2.2.2 Fluctuations de vitesse

On s'intéresse dans un premier temps aux cartes de fluctuations de vitesses. Pour cela, à partir des cartes pseudo-Eulériennes de vitesse moyenne, on calcule des cartes interpolées des champs moyens des vitesses horizontale et verticale afin de lisser les cartes pseudo-Eulériennes. Pour chaque point (x,z) de la grille d'interpolation, on note cette vitesse $v_i^E(x,z)$ où $i = x,z$ relativement aux directions horizontale et verticale. Ainsi, dans chaque carré s décrit plus haut, pour toute coordonnée Lagrangienne (x_s,y_s) de la trajectoire incluse dans ce carré, on a :

$$v_{i,s}^{RMS} = \sqrt{\langle \left(v_i^L(x_s,z_s) - v_i^E(x_s,z_s)\right)^2 \rangle_{x_s,y_s}}, \tag{2.2}$$

où $v_i^L(x_s,z_s)$ est la vitesse Lagrangienne dans le carré considéré et $\langle \cdot \rangle_s$ la moyenne de ces événements. On peut l'assimiler à la moyenne quadratique (RMS) de vitesse Eulérienne obtenue par PIV pour tout (x,y) dans la cellule :

$$v_i^{RMS}(x,z) = \sqrt{\langle \left(v_i(x,z,t) - \langle v_i(x,z,t) \rangle_t\right)^2 \rangle_t}. \tag{2.3}$$

Dans ces deux définitions, $v_i^E(x,z)$ et $\langle v_i(x,z,t) \rangle_t$ représentent le champ moyen en (x,z). Mais comme on compare une mesure déduite d'un suivi Lagrangien et une mesure Eulérienne globale obtenue par PIV, nous n'avons ni le même nombre d'événements ni la même fréquence d'échantillonnage dans

chaque carré s. Nous devons donc utiliser une définition des fluctuations basée sur les événements pour les données Lagrangiennes.

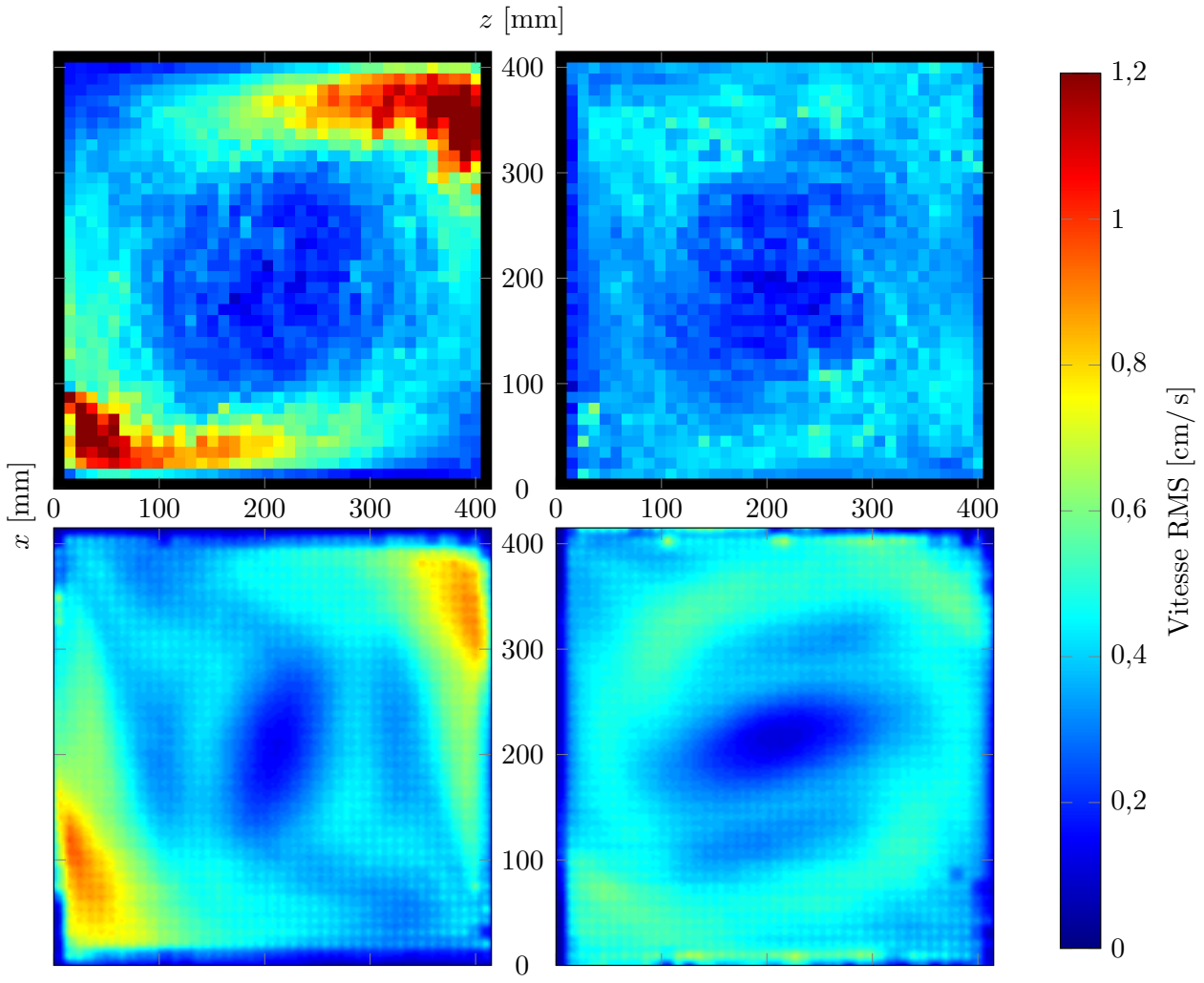

Figure 2.5 – Haut-gauche : carte pseudo-Eulérienne de la moyenne quadratique de la vitesse verticale ; haut-droite : carte pseudo-Eulérienne de la moyenne quadratique de la vitesse horizontale. Bas-gauche : carte Eulérienne de la moyenne quadratique de la vitesse verticale obtenue par PIV ; bas-droite : carte Eulérienne de la moyenne quadratique de la vitesse horizontale obtenue par PIV. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$ pour les cartes pseudo-Eulériennes et $Ra = 5{,}6 \times 10^{10}$ pour les champs obtenus par PIV. La trame observable sur les données de PIV est un artefact dû à la grille sur laquelle est calculé le champ de PIV lors du traitement des images.

La figure 2.5 compare les fluctuations des vitesses verticale et horizontale (à gauche et à droite respectivement) obtenues par la particule et par PIV. La répartition spatiale des fluctuations de vitesse horizontale est similaire dans les deux cas, mais celles-ci sont de moindre amplitude avec la particule (diminution d'environ 20 à 30%). On observe donc un filtrage des statistiques de l'écoulement par rapport aux traceurs utilisés pour la PIV : les événements aux échelles plus petites que la taille de la particule ne sont pas mesurés par celle-ci. De plus, le glissement du fluide sur la particule agit comme un filtre spatial. On retrouve cet effet sur les fluctuations de vitesse verticale. Les deux zones de plus fortes fluctuations correspondent aux zones d'impact des jets avec les plaques. Cela provoque une plus forte turbulence visible sur la vitesse verticale. Mais cette zone est plus intense dans le cas de la particule et se développe le long des plaques. Nous attribuons cela aux rebonds de la particule sur

celles-ci. On suppose que les chocs sont élastiques. On estime, en regardant les changements brusques de signe de la vitesse, que ceux-ci ont lieu environ tous les deux temps de retournement de l'écoulement sur chaque plaque. Quand le fluide impacte celle-ci, il acquiert une vitesse principalement horizontale, tandis que la particule conserve une vitesse verticale de sens opposé en raison de son incompressibilité. Ainsi, dans le cas d'un rebond, la contribution aux fluctuations est double pour la particule par rapport au fluide. Cela amène à une augmentation de 50% des fluctuations dans les zones où les rebonds ont lieu, ce qui correspond à l'ordre de grandeur des différences observées sur les cartes.

2.2.2.3 Cartes de température et de flux thermique

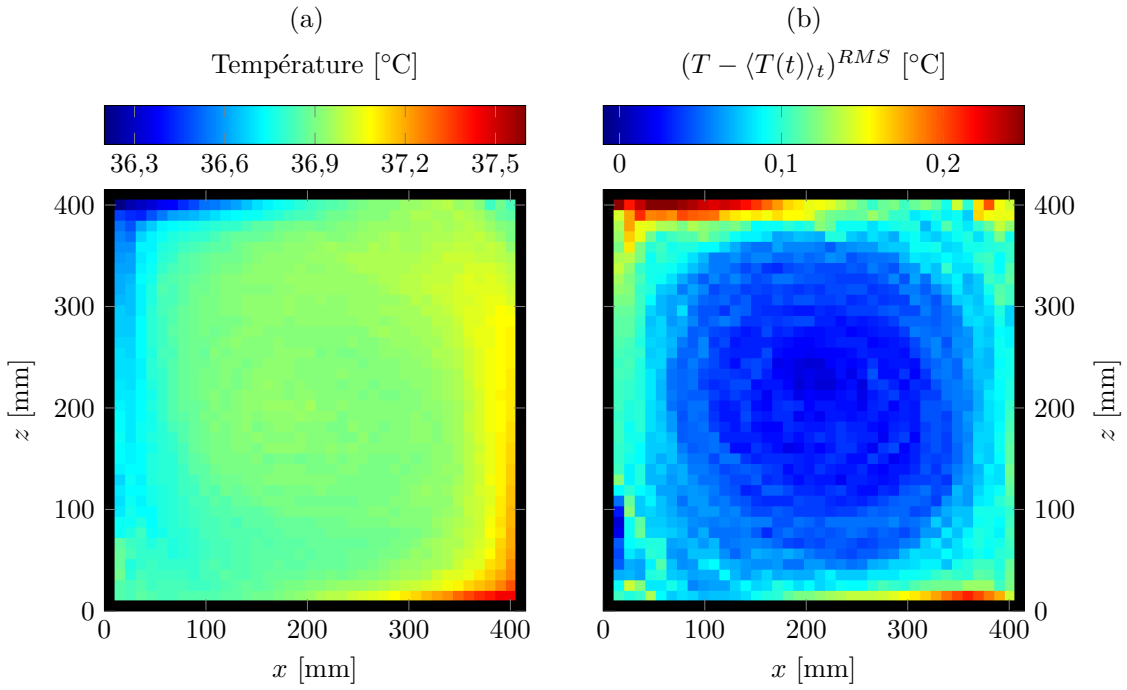

Figure 2.6 – Champs pseudo-Eulériens de (a) température et de (b) la moyenne quadratique de l'écart de température à la température moyenne le long de le trajectoire, $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

Cette méthode est un moyen très intéressant d'obtenir une carte de la température dans la cellule entière, représentée figure 2.6 (a). On observe l'homogénéité de l'écoulement de cœur et les jets chaud et froid le long des parois. Les écarts de température à la température moyenne sont observés tout particulièrement dans les coins haut-gauche et bas-droite, zones de départ des jets où les panaches ont une trajectoire verticale. Pour autant les panaches peuvent partir de tout endroit des plaques. Mais en dehors de ces zones, les panaches semblent advectés par le vent moyen vers le pied des jets. Cela provoque un mélange important et donc un écart de température à la moyenne moindre. Toutefois nous verrons qu'un autre phénomène peut apparaitre. Cette explication est confortée par la figure 2.6 (b) qui représente la carte de la moyenne quadratique de l'écart de la température à la température moyenne mesurée le long de la trajectoire $(T - \langle T(t)\rangle_t)^{RMS}$. Le calcul de cette dernière est effectué par une méthode identique à celle effectuée plus haut pour la vitesse. On observe de larges fluctuations dans les coins évoqués et de bien plus faibles dans les jets et le long des plaques. La faible dissymétrie observée est un effet dû à un léger défaut d'isodensité, bien plus visible sur les fluctuations que sur les moyennes.

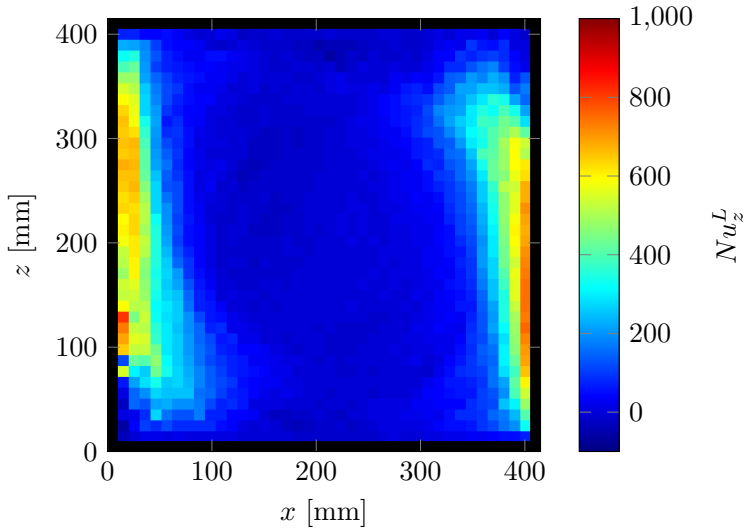

Figure 2.7 – Carte pseudo-Eulérienne du nombre de Nusselt Lagrangien Nu_z^L à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

Les mesures jointes de température et de vitesse nous permettent également de proposer une carte pseudo-Eulérienne du transport de chaleur local Nu_z^L, figure 2.7. Le transfert thermique Lagrangien est le plus important dans les jets, où la vitesse verticale v_z domine. Cette répartition spatiale montre la domination du rôle des panaches dans le transfert thermique. Nous avons vu que les panaches semblent advectés par le vent de la convection provoquant du mélange. Mais bien que les panaches puissent *a priori* partir de tout endroit des plaques, on peut également avancer l'hypothèse selon laquelle le vent moyen agit comme un stabilisateur de la couche limite diminuant l'émission de panaches dans la partie centrale des plaques [Scagliarini *et al.*, 2014].

2.2.3 Statistiques Lagrangiennes de l'écoulement

2.2.3.1 Densités de probabilité

Température et flux thermique. Nous étudions maintenant les distributions de probabilité des données Lagrangiennes. La figure 2.8 (a) montre la fonction de densité de probabilité (PDF) de la température Lagrangienne à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$ pour différents temps d'observation (pour la même acquisition). On observe une convergence rapide qui vient renforcer la première étude menée sur le sujet [Gasteuil *et al.*, 2007]. En effet, avec la première version de la particule, le temps d'acquisition était seulement de deux heures. La forme assez symétrique, attendue, est la signature d'une bonne isodensité. De plus, la distribution est assez piquée ce qui est cohérent avec de précédentes mesures Eulériennes menées dans l'air à $Ra = 4{,}8 \times 10^7$ loin des couches limites [Belmonte *et al.*, 1994]. Les ailes sont plus larges en raison de la présence des panaches dans les jets. Rappelons néanmoins qu'en raison de l'inhomogénéité de l'écoulement, on remarque la difficulté à comparer des mesures Eulériennes et Lagrangiennes. Ainsi, le choix de l'endroit où l'on effectue des mesures Euleriennes est fondamental.

La figure 2.8 (b) compare la distribution normalisée de température de la particule à des données numériques. Dans le cadre d'une collaboration, une simulation numérique a été menée par S. Chibbaro et F. Zonta. Elle consiste à suivre des traceurs ponctuels dans un domaine borné verticalement et périodique horizontalement. Le détail de la simulation est disponible dans un article écrit conjointement et actuellement soumis à *Journal of Fluid Mechanics* [Liot *et al.*, 2015]. Bien que les nombres de Rayleigh utilisés pour les simulations numériques sont un ou plusieurs ordres de grandeur plus

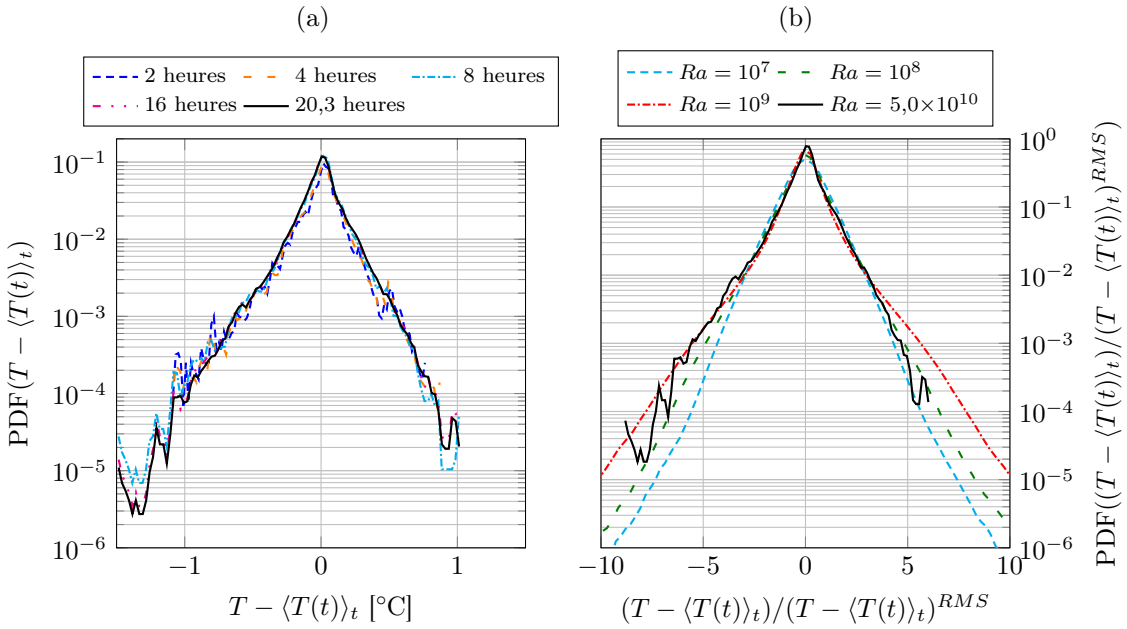

Figure 2.8 – (a) PDF des fluctuations de température $T-\langle T(t)\rangle_t$ à $Ra = 5{,}0\times10^{10}$ pour différents temps d'observation. (b) Comparaison des PDF des fluctuations de température $T - \langle T(t)\rangle_t$ normalisées par la moyenne quadratique. Les lignes pleines représentent l'expérience, les lignes pointillées la simulation (courbes courtoisement fournies par F. Zonta et S. Chibbaro).

bas que les données expérimentales, nous observons un excellent accord entre les différentes données. Les fortes fluctuations ne sont pas accessibles à la particule car la température est moyennée sur les quatre thermistances, contrairement aux traceurs ponctuels utilisés dans la simulation. Cet effet se retrouve également dans la largeur de la distribution expérimentale. L'augmentation du nombre de Rayleigh provoque un élargissement de la distribution dans les simulations. On pourrait donc attendre une distribution plus large avec la particule qu'avec les simulations car le nombre de Rayleigh est plus d'un ordre de grandeur plus grand. Or ce n'est pas le cas.

La figure 2.9 (a) montre la distribution du Nusselt vertical $Nu_z^L(t)$ pour les trois acquisitions de six heures à trois nombres de Rayleigh différents. Tout comme les premières mesures effectuées avec cette particule [Gasteuil *et al.*, 2007], nous observons une grande aile positive qui provient des événements les plus intenses qui ont lieu près des parois verticales. La valeur la plus probable est 0 ce qui correspond aux parties horizontales de la trajectoire et aux parties où la particule est advectée verticalement par l'écoulement moyen loin des parois. Quand le nombre de Rayleigh augmente, la forme globale est inchangée, mais on observe des événements plus intenses à haut Ra. La figure 2.9 (b) compare la distribution normalisée de $Nu_z^L(t)$ pour l'acquisition de 20,3 heures avec celles obtenues par simulation numérique. Là encore, l'accord est très bon et on retrouve l'effet du nombre de Rayleigh sur les grandes fluctuations.

Vitesse et accélération On s'intéresse maintenant aux distributions de vitesse. Les figures 2.10 (a) et (b) représentent les PDF des vitesses normalisées, horizontale et verticale respectivement. On y compare les données expérimentales (acquisition de 20,3 heures à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$) aux données numériques. En premier lieu, on observe un excellent accord malgré un nombre de Rayleigh plus élevé pour la mesure expérimentale. De plus, les distributions issues des simulations sont fidèlement ajustées par une gaussienne. Toutefois, on observe un décrochage des distributions expérimentales pour $|v_{x,z}/v_{x,z}^{RMS}| > 2{,}5$. Trois explications peuvent être avancées. Les événements les plus intenses,

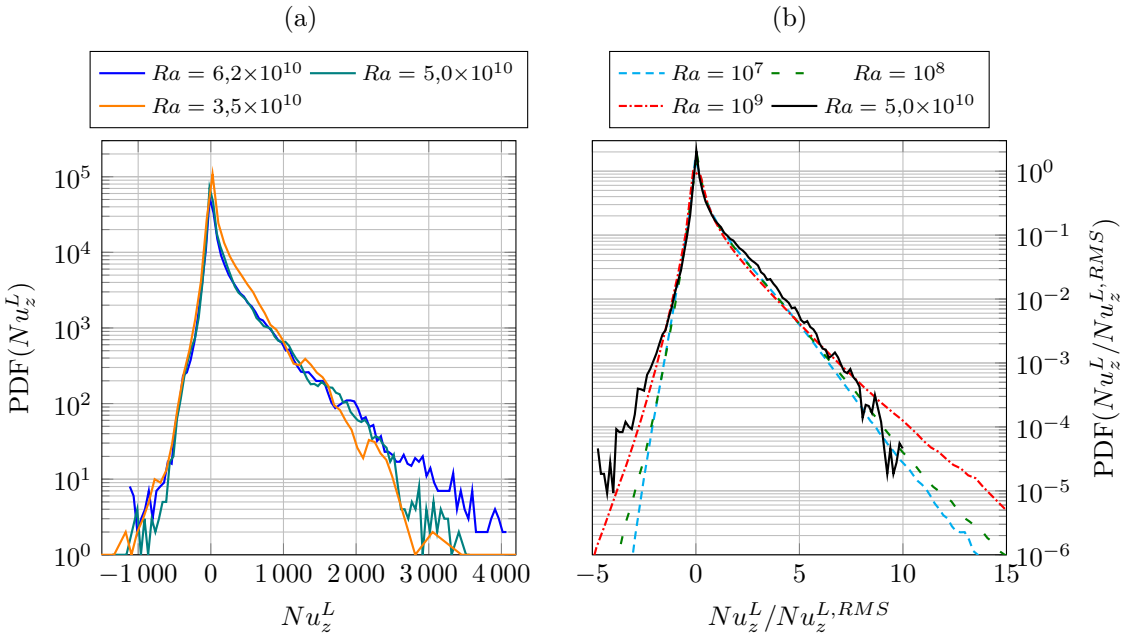

Figure 2.9 – (a) PDF du flux thermique Lagrangien Nu_z^L pour différents Ra ; mesures de six heures. (b) Comparaison de distributions de Nu_z^L normalisé par la moyenne quadratique $Nu_z^{L,RMS}$; les lignes pleines représentent l'expérience, les lignes pointillées la simulation (courbes courtoisement fournies par F. Zonta et S. Chibbaro).

qui sont aussi ceux aux échelles spatiales les plus petites, sont filtrés par la taille de la particule. De plus, dans les zones de fortes vitesses le long des parois et des plaques, l'encombrement de la particule ne lui permet pas de voir les vitesses les plus intenses que l'on peut apercevoir sur les champs de PIV figure 2.4. Enfin, cet écart à la gaussienne a également été observé avec des particules de grande taille devant l'échelle dissipative [1] de l'écoulement dans un écoulement de Von-Kármán [Volk *et al.*, 2011]. L'écoulement moyen inhomogène a sans doute également une influence sur la forme des distributions de vitesse. Par ailleurs, si les formes des ailes des distributions sont similaires pour les deux composantes de la vitesse, on observe une pointe à 0 mm/s sur la distribution de vitesse verticale, tant sur les données expérimentales que numériques. On a une signature supplémentaire du comportement différent déjà observé entre les composantes de la vitesse. Une explication physique pourrait être que la particule instrumentée passe plus de temps le long des plaques horizontales que le long des parois verticales, comme le laisse penser la (figure 2.4 (a)) qui montre la carte pseudo-Eulérienne de la norme de la vitesse. Aussi, le temps supplémentaire passé avec une vitesse horizontale va augmenter les statistiques de vitesse verticale autour de 0 mm/s. Cet effet est également présent dans les simulations numériques, les traceurs passant plus de temps en mouvement horizontal que vertical.

On souhaite désormais s'intéresser aux distributions d'accélération. Il est nécessaire pour cela de prendre quelques précautions. Un bruit de mesure existe lors de la détection de la position de la particule. Étant donnée la taille de celle-ci, ce bruit est faible et la vitesse a pu être calculée par différence finie des positions. Hélas, si l'on détermine de la même manière l'accélération, le bruit va être amplifié de manière déraisonnable si bien que les statistiques vont faire apparaitre une forte composante non physique. Nous avons alors pris le parti de filtrer la trajectoire à l'aide d'un noyau gaussien (pour plus de précisions sur la procédure de filtrage, se référer au chapitre 3). Les figures 2.11 (a) et (b) montrent respectivement les PDF des accélérations et des accélérations normalisées

1. L'échelle dissipative correspond à l'échelle où les effets de viscosité et d'inertie de l'écoulement sont du même ordre.

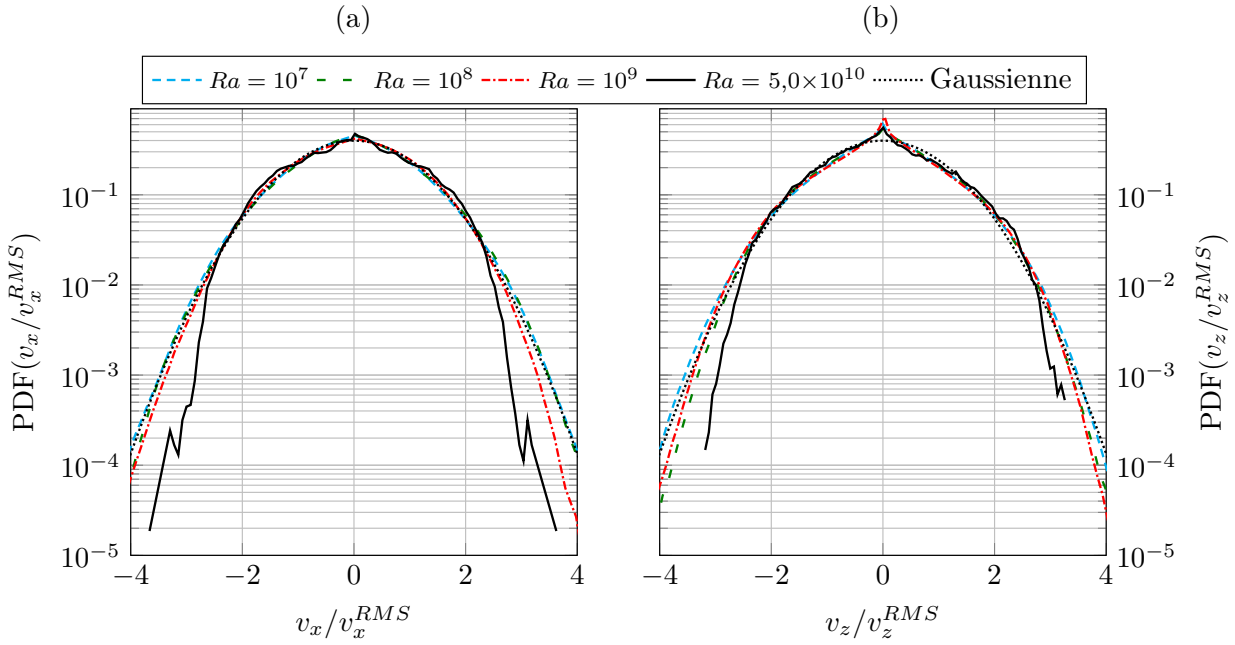

Figure 2.10 – Comparaison des PDF de vitesse (a) horizontale et (b) verticale normalisées par la moyenne quadratique correspondante. Les lignes pleines représentent l'expérience, les lignes pointillées colorées la simulation (courbes courtoisement fournies par F. Zonta et S. Chibbaro).

par la moyenne quadratique $a_{x,z}^{RMS}$.

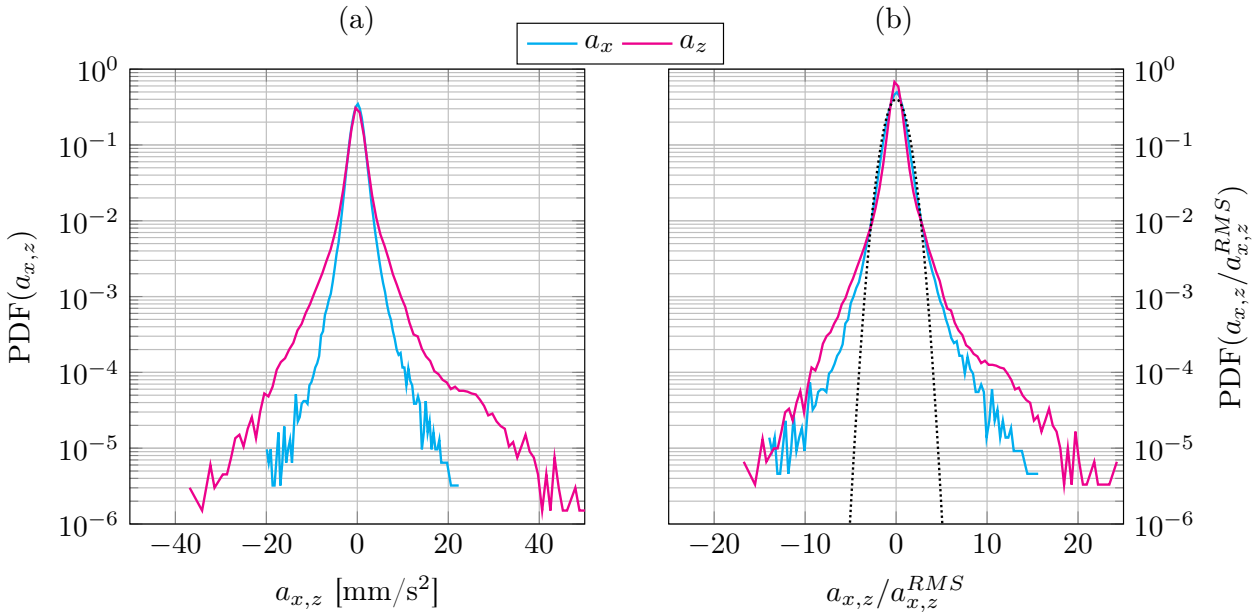

Figure 2.11 – (a) PDF des accélérations horizontale et verticale. (b) PDF des accélérations horizontale et verticale normalisées par leur moyenne quadratique. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

On voit tout d'abord que les distributions d'accélération diffèrent d'une distribution gaussienne comme observé dans de précédentes études en turbulence développée [La Porta *et al.*, 2001 ; Voth

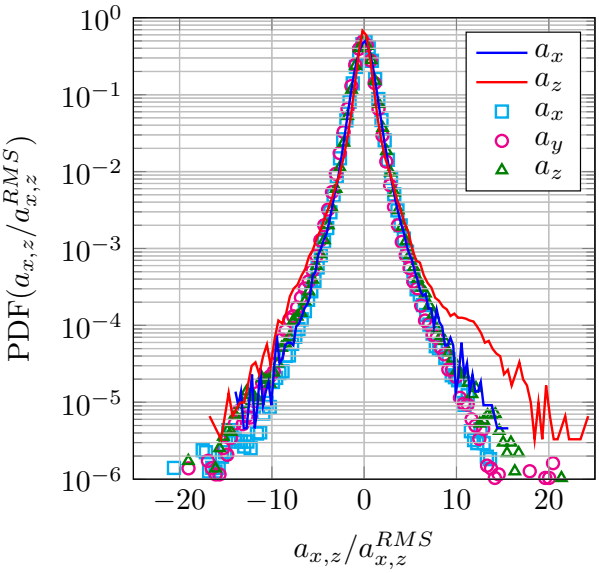

Figure 2.12 – Comparaison des PDF d'accélération de la particule instrumentée (lignes pleines) aux PDF d'accélération obtenues avec des particules sub-millimétriques (symboles vides).

et al., 2002]. La particule est donc capable de voir des fluctuations turbulentes d'accélération. On observe par ailleurs que la PDF non normalisée de l'accélération verticale fait apparaitre des événements plus intenses que celle de l'accélération horizontale. Les fluctuations d'accélération ressenties par la particule sont principalement d'origine turbulente pour la composante horizontale tandis que la composante verticale est également alimentée par le déplacement des panaches. De plus, une dissymétrie de la distribution apparait au-delà de $10\,a_z^{RMS}$ au profit des accélérations positives. L'asymétrie de la position verticale de la particule est de 0,03 et celle de la position horizontale de 0,06. Cela correspond, si l'on se réfère à la figure 2.2, à un écart de la température moyenne pour une isodensité parfaite d'environ +0,05°C. La particule est alors un tout petit peu plus légère et donc plus sensible aux accélérations positives : les panaches montant ont une influence plus forte que les panaches descendants.

Si l'on compare ces PDF à celles obtenues en suivant en trois dimensions des particules sub-millimétriques (le chapitre suivant est dédié à ce point), on constate un accord excellent hormis l'aile évoquée plus haut (figure 2.12). Ce résultat est cohérent avec des travaux expérimentaux menés en turbulence homogène et isotrope avec des particules de taille finie isodenses [Qureshi *et al.*, 2007 ; Volk *et al.*, 2011]. Cela appuie la pertinence de l'utilisation de cette particule instrumentée pour étudier la convection thermique turbulente.

2.2.3.2 Analyse spectrale

Nous présentons maintenant une analyse spectrale des données Lagrangiennes à différents nombres de Rayleigh. Les densités spectrales de puissance (PSD) ont été calculées par la méthode de Welch [Welch, 1967]. Les données sont découpées en morceaux de 2^{13} points (soit environ dix temps de retournement de l'écoulement) avec un recouvrement de 50%. La transformée de Fourier de chaque segment est calculée puis une moyenne est effectuée. Les comportements des vitesses horizontale et verticale et de la température sont surprenants. Les figures 2.13 (a), 2.13 (b) et 2.14 représentent les spectres de ces grandeurs, respectivement. Trois caractéristiques sont communes aux trois spectres. Tout d'abord, un pic apparait autour de $1{,}25\times10^{-2}$ Hz (80 s), ce qui représente le temps de retournement de l'écoulement à l'échelle de la cellule. De plus, quand Ra augmente, les spectres montrent

une augmentation de la dynamique. Enfin, une coupure apparait autour de 0,15 Hz pour la vitesse et 0,5 Hz pour la température. Il s'agit d'un effet de taille finie, moins marqué pour la température en raison de la petite taille des thermistances et leur positionnement constant dans un plan horizontal commun.

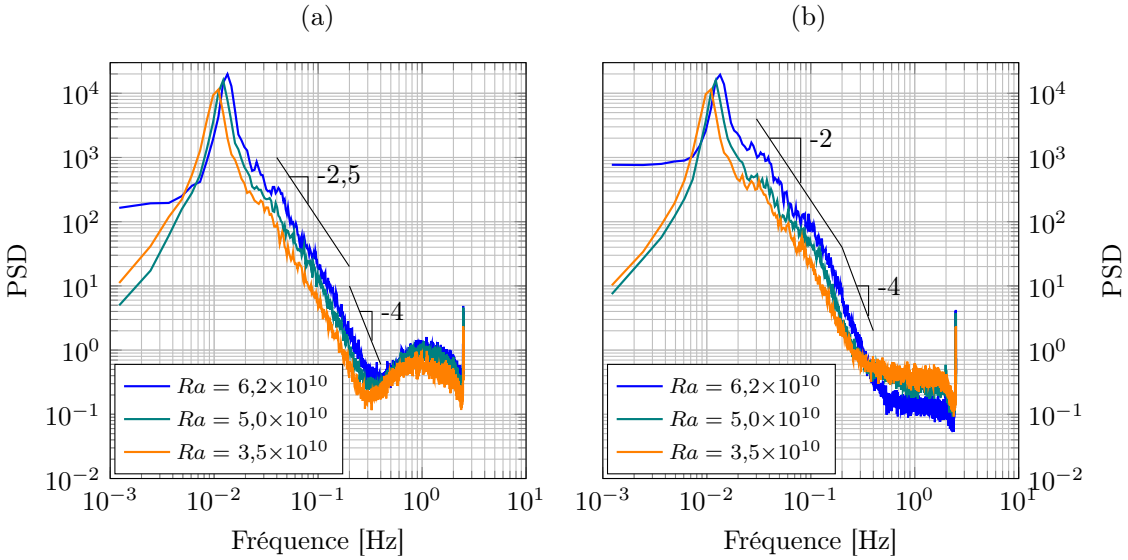

Figure 2.13 – Spectres de vitesse (a) horizontale et (b) verticale à différents nombre de Rayleigh.

Si l'on observe les lois d'échelles, il y a des différences remarquables. Une loi de puissance en f^{-2} caractérise le spectre de la vitesse verticale alors que le spectre de la vitesse horizontale est gouvernée par une loi en $f^{-2,5}$. Une telle anisotropie a déjà été observée dans un écoulement de Von-Kàrmàn [Ouellette *et al.*, 2006b], très inhomogène lui aussi. On propose une explication plus fine que les rebonds de la particule sur les plaques. La particule voit essentiellement des vitesses verticales quand elle est advectée par les panaches, donc dans les jets. Au contraire, les mouvements horizontaux sont principalement dus à une advection par l'écoulement moyen. Les cartes de température (figures 2.3(a) et 2.6(a)) montrent en effet que les écarts à la température moyenne sont concentrés dans les jets. Cette anisotropie peut expliquer cette différence des lois d'échelle : les fluctuations sont plus importantes dans les jets en raison des panaches, si bien que la pente observée dans le spectre est plus faible. Toutefois la loi d'échelle attendue pour la vitesse en turbulence homogène isotrope est f^{-2}. Il est donc surprenant de retrouver cette loi pour la vitesse verticale. Les fluctuations plus fortes observées dans les jets permettent sans doute de se rapprocher du modèle canonique : la structure a un effet moindre sur la vitesse verticale que sur la vitesse horizontale. On verra plus loin les effets de la structure grande échelle plus en détail. Après la coupure, les spectres de vitesses observent une loi d'échelle en f^{-4}, probablement conséquence du filtrage lié à la taille de la particule.

La loi de puissance observée pour la température est en $f^{-2,5}$. Il est normal de ne pas retrouver le résultat Lagrangien pour les scalaires passifs en turbulence homogène et isotrope en f^{-2}. D'une part l'écoulement est inhomogène et anisotrope, d'autre part la température a un comportement à la fois passif et actif en convection thermique turbulente. Malheureusement, nous n'avons pas d'explication quantitative pour ces différentes lois d'échelle. Une étude plus poussée de l'interaction entre structure grande échelle et fluctuations pourrait néanmoins apporter un éclairage différent.

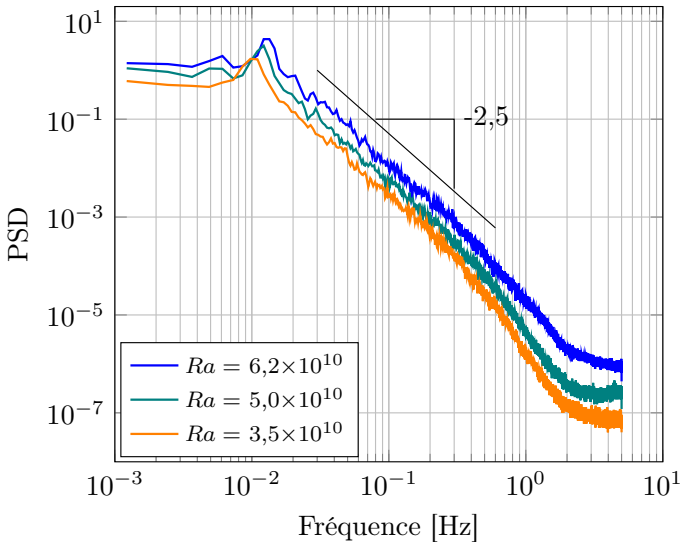

Figure 2.14 – Spectres de température à différents nombres de Rayleigh.

2.2.3.3 Fonctions de structure Lagrangiennes

Une quantité liée aux spectres mais dans le domaine physique est intéressante à étudier, il s'agit des fonctions de structure Lagrangiennes. Pour cela on définit l'incrément de vitesse le long de la trajectoire pour un intervalle de temps τ :

$$\delta v_{x,z}(\tau) = v_{x,z}(t+\tau) - v_{x,z}(t), \tag{2.4}$$

où $v_{x,z}$ représente une composante de la vitesse. On définit alors la fonction de structure Lagrangienne d'ordre ζ comme la moyenne temporelle des incréments de vitesse élevés à la puissance ζ :

$$S^{\zeta}_{v_{x,z}}(\tau) = \langle |\delta v_{x,z}(\tau)|^{\zeta} \rangle_t. \tag{2.5}$$

De la même manière, on peut définir des fonctions de structure pour la température :

$$S^{\zeta}_{T}(\tau) = \langle |\delta T(\tau)|^{\zeta} \rangle_t = \langle |T(t+\tau) - T(t)|^{\zeta} \rangle_t. \tag{2.6}$$

La figure 2.15 (a) présente les fonctions de structure d'ordre deux pour les vitesses horizontale et verticale. On voit apparaitre là encore une forte anisotropie. Tout d'abord, la fonction de structure de la vitesse verticale atteint son maximum pour un incrément temporel $\tau \approx 10\,\mathrm{s}$ tandis que celle de la vitesse horizontale l'atteint pour $\tau \approx 20\,\mathrm{s}$. Cette différence est le signe que le temps passé par la particule dans les jets, où la vitesse verticale et les panaches dominent, est bien inférieur à celui passé le long des plaques horizontales, où la vitesse horizontale domine. Par ailleurs, la fonction de structure de la vitesse horizontale est environ un ordre de grandeur plus haut que celle de la vitesse verticale. On remarque qu'aux petits incréments, les fonctions de structure des vitesses suivent un régime balistique en τ^2. Ce régime est trivial et toujours observé dans les écoulements turbulents [2]. En revanche on n'observe pas réellement de régime inertiel en τ aux grands incréments en raison de la faible turbulence de l'écoulement (voir chapitre 5). Ceci pourrait être un effet de la structure grande échelle.

La figure 2.15 (b) présente la fonction de structure Lagrangienne de la température mesurée par la particule instrumentée. Le maximum est atteint pour des incréments $\tau \approx 40\,\mathrm{s}$. L'explication vient du

2. Il est obtenu en faisant un développement de Taylor aux petits incréments temporels.

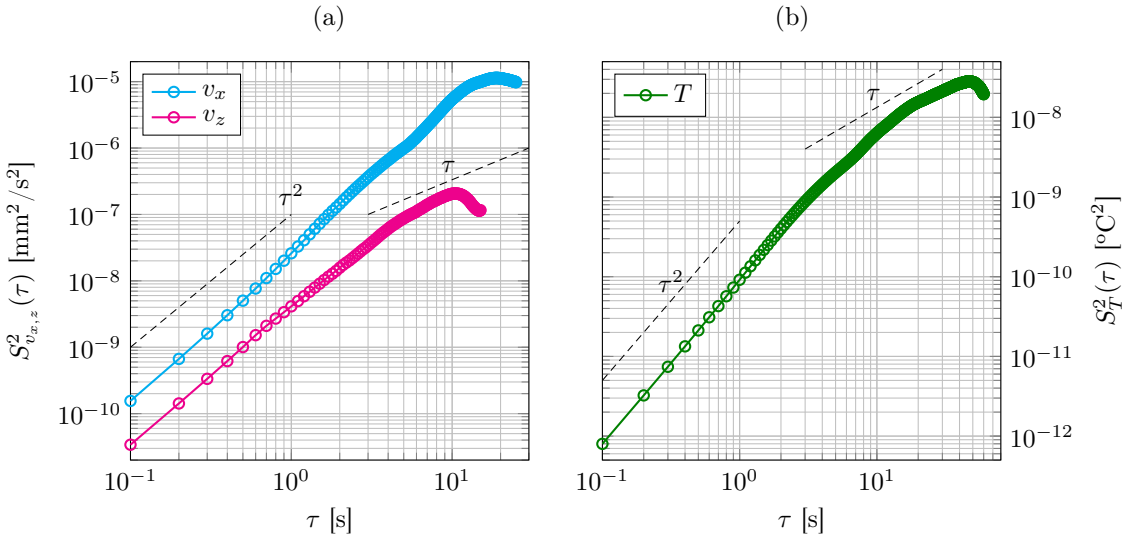

Figure 2.15 – (a) Fonctions de structure Lagrangiennes d'ordre deux (a) des vitesses horizontale (v_x) et verticale (v_z) et (b) de la température. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

fait que contrairement à la vitesse, la température est un scalaire : alors que la vitesse horizontale se transforme en vitesse verticale ou inversement lorsque la particule arrive au voisinage d'une plaque ou d'un paroi, la température peut continuer à être mesurée (sans être nulle) quelle que soit la position de la particule dans la cellule. On constate également que le régime balistique est toujours présent tandis qu'un régime diffusif semble s'esquisser pour des incréments temporels supérieurs à 15.

2.2.3.4 Corrélations

On s'intéresse ensuite aux corrélations de vitesse, de température et de flux thermique ainsi qu'aux corrélations croisées entre ces grandeurs. On définit dans un premier temps la fonction d'autocorrélation normalisée pour une grandeur A :

$$R_A(\tau) = \frac{\langle A(t)A(t+\tau)\rangle_t}{\langle A(t)^2\rangle_t}. \tag{2.7}$$

Pour la température T et le flux de chaleur Lagrangien vertical Nu_z^L, on utilise l'écart à la moyenne temporelle comme grandeur pour le calcul de la fonction d'autocorrélation. Les figures 2.16 (a) et (b) montrent les fonctions d'autocorrélation normalisées pour les vitesses horizontale et verticale respectivement. Les figures 2.17 (a) et (b) montrent les fonctions d'autocorrelation normalisées pour la température et le transfert thermique Lagrangien vertical Nu_z^L respectivement. Pour l'ensemble de ces quatre figures, trois expériences de 6 heures à des nombres de Rayleigh différents sont présentées. Les incréments temporels τ sont normalisés par le temps de retournement de l'écoulement à l'échelle de la cellule T_r estimé à l'aide du pic observé sur les spectres Lagrangiens.

La forme oscillante des fonctions d'autocorrélation a pour origine la forme « périodique » de l'écoulement. On constate d'ailleurs que les pics de corrélation apparaissent autour des temps multiples de T_r. La forme des courbes reste globalement inchangée : le nombre de Rayleigh a un faible impact sur les fonctions d'autocorrélation. Si $R_{v_{x,z}}$ oscille pour de grands incréments temporels, les fonctions d'autocorrélation de la température et du flux thermique Lagrangien vertical se décorrèlent plus rapidement. Les variations de température ont en effet pour origine les panaches, qui provoquent également le transfert de chaleur. Aussi, alors que la vitesse se corrèle aux temps longs *via* la struc-

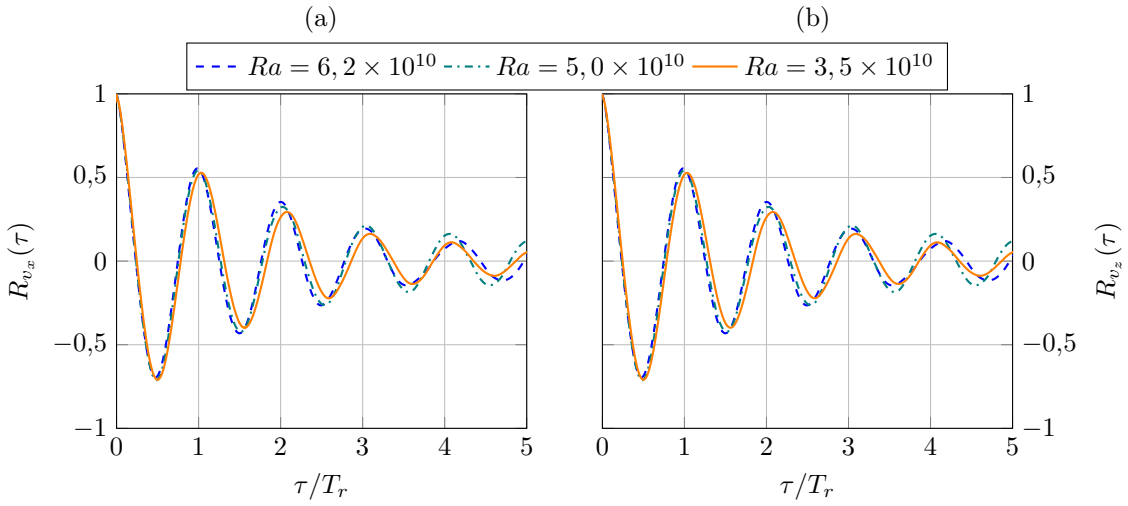

Figure 2.16 – Fonctions d'autocorrélation normalisées des vitesses (a) horizontale et (b) verticale pour différents nombres de Rayleigh.

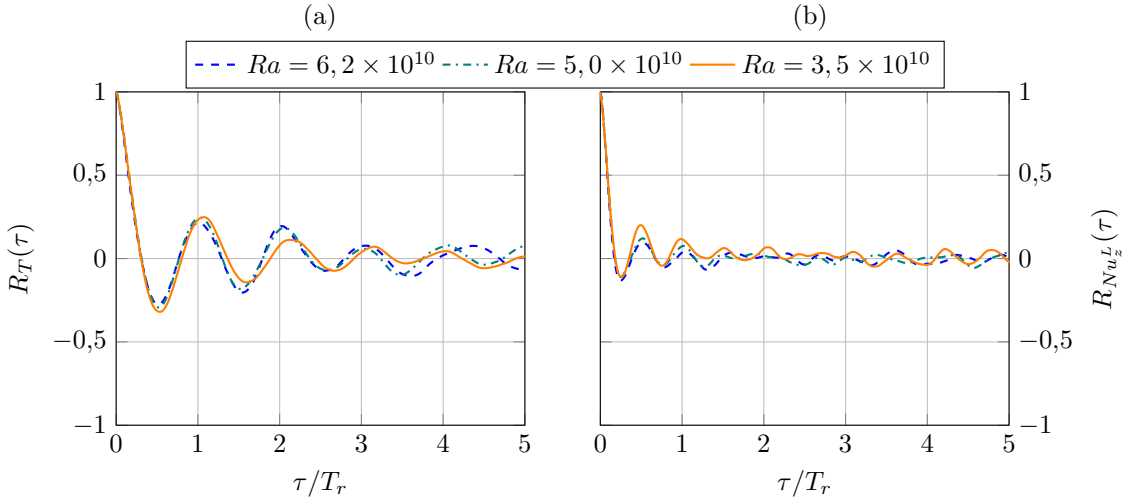

Figure 2.17 – Fonctions d'autocorrélation normalisées de (a) la température et (b) le transfert thermique Lagrangien vertical pour différents nombres de Rayleigh.

ture grande échelle, c'est beaucoup moins le cas de la température et du flux thermique qui sont soumis à des événements ponctuels.

On définit désormais les corrélations croisées entre deux grandeurs A et B (identiques à celles évoquées au-dessus) :

$$C_{AB}(\tau) = \langle A(t)B(t+\tau)\rangle_t. \tag{2.8}$$

Les figures 2.18 (a) et (b) montrent les différentes corrélations croisées entre v_x, v_z et $T - \langle T\rangle_t$ pour l'expérience de 20,3 heures à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$. Les corrélations croisées de température et de vitesse verticale sont plus importantes que celles liant la température et la vitesse horizontale. Les panaches ont en effet une plus forte composante verticale. Le léger décalage du maximum de C_{Tv_z} vient du fait que la particule rencontre des zones de fortes températures alors qu'elle ne possède pas encore de forte vitesse verticale, comme on peut le voir sur la carte de température figure 2.6 (a). La corrélation

croisée C_{Tv_x} possède un décalage d'environ $T_r/4$ ce qui correspond à la quadrature de phase entre v_x et v_z lié à la forme carrée de la cellule. On retrouve cet effet sur la corrélation croisée entre les deux composantes de la vitesse.

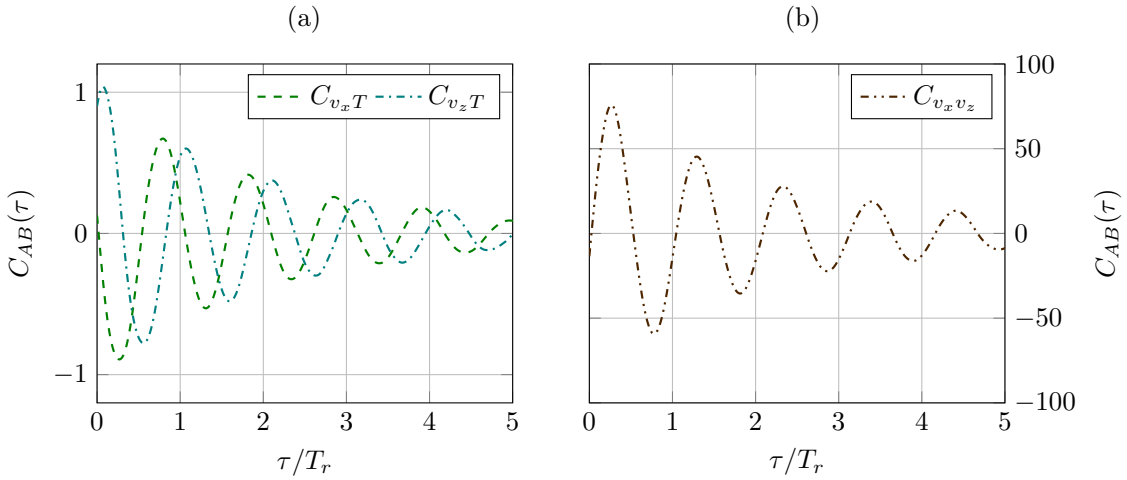

Figure 2.18 – Corrélations croisées entre les grandeurs v_x, v_z et $T - \langle T \rangle_t$.

2.2.3.5 Intermittence de la vitesse et de la température

Nous avons défini au paragraphe 2.2.3.3 les incréments de vitesse $\delta v_{x,z}(\tau)$ et de température $\delta T(\tau)$ pour tracer des fonctions de structure Lagrangiennes. On peut s'intéresser maintenant aux distributions de ces incréments. On définit pour cela le temps de dissipation visqueuse, dit temps de Kolmogorov [3]. Dans notre cas, il vaut $\tau_\eta = 0{,}31\,\mathrm{s}$ (se référer au chapitre 3 pour de plus amples détails). On présente figure 2.19 (a) et (b) les PDF des incréments de vitesse horizontale et verticale respectivement, pour différents incréments temporels allant de 0,32 à 32,47 τ_η. On constate que dans les deux cas, les ailes de la distribution s'écartent de plus en plus de façon monotone vers des événements intenses. Les PDF relatives au plus petit incrément temporel correspondent en réalité aux PDF d'accélération présentées figure 2.11 (sans le filtrage). Une telle évolution des distributions d'incréments de vitesse correspond à la signature de l'intermittence de la turbulence [Frisch, 1995].

On constate également que les distributions de la vitesse verticale n'atteignent pas une forme aussi arrondie que celles de la vitesse horizontale. De larges ailes sont toujours présentes, y compris pour des incréments temporels importants. Si l'on normalise ces courbes (figure 2.20), on voit bien que la distribution aux incréments élevés tend vers une distribution gaussienne — signe d'une décorrélation des vitesses aux grands incréments temporels — en passant par une distribution de type exponentielle. La persistance d'ailes plus larges pour la vitesse verticale est due aux panaches. Il s'agit en effet de structures cohérentes qui ont donc un temps de corrélation suffisamment long pour que leur influence se propage sur plusieurs dizaines de fois τ_η. Ici, on se limite à des incréments de dix secondes, ce qui correspond environ au temps que met un panache à se déplacer d'une plaque à l'autre.

Les distributions des incréments de température révèlent un comportement tout à fait différent. La figure 2.21 présente ces distributions non normalisées (a) et normalisées par la moyenne quadratique (b). Les incréments temporels sont compris entre 0,32 et 64,94 τ_η. On a vu en effet sur les fonctions de structure que le temps de corrélation de la température est plus élevé que pour la vitesse. Si l'on conserve un écartement progressif des ailes vers des événements intenses, la forme générale

3. Nous détaillerons cette grandeur dans le chapitre suivant

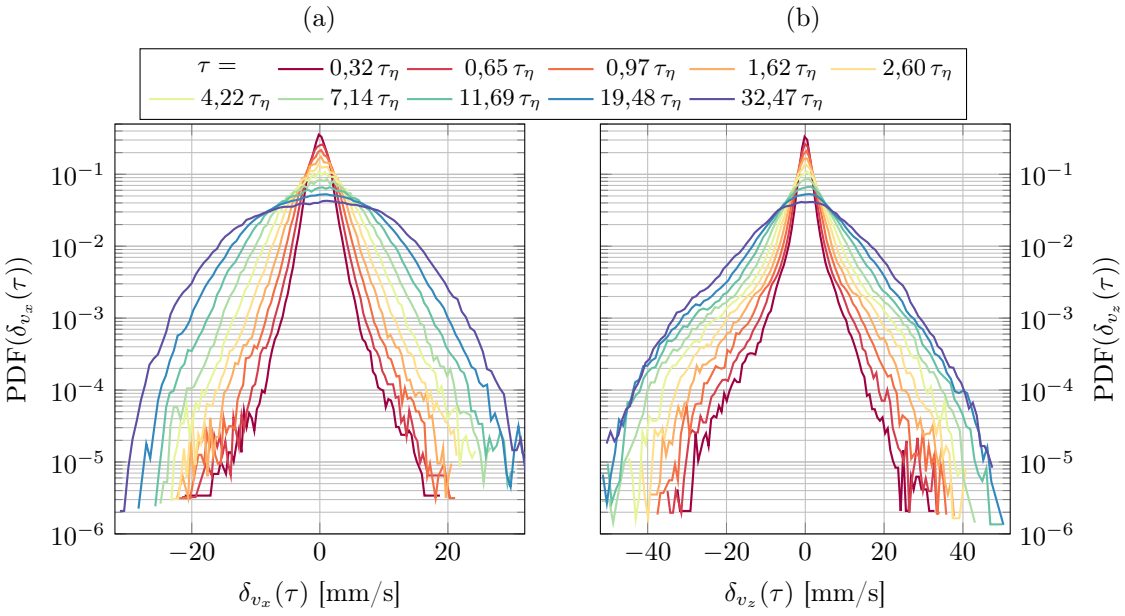

Figure 2.19 – PDF des incréments de vitesse (a) horizontale et (b) verticale. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

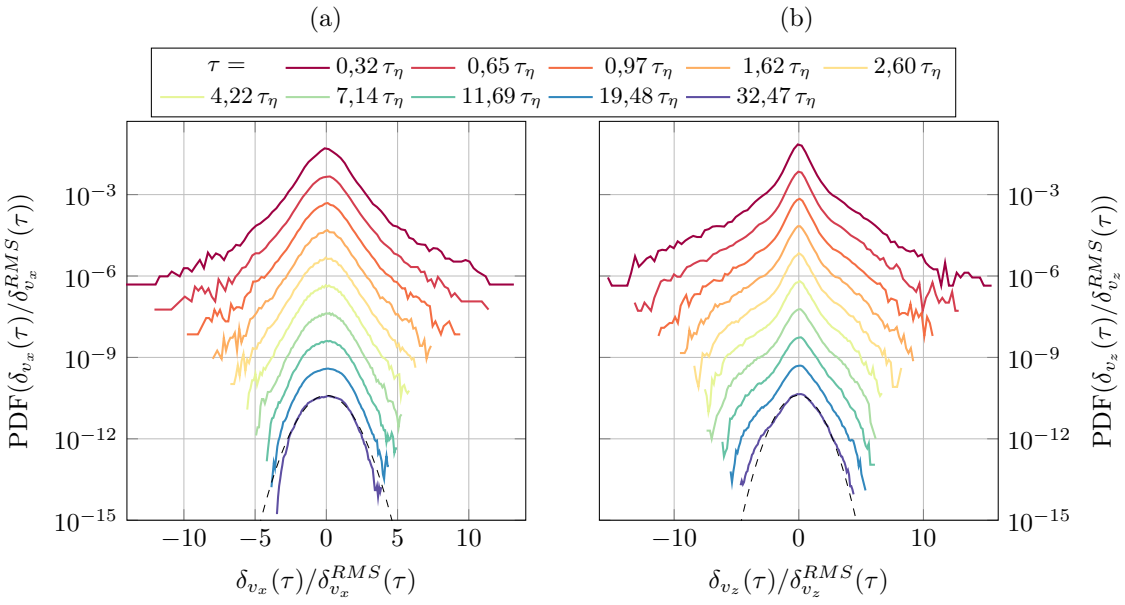

Figure 2.20 – PDF des incréments de vitesse (a) horizontale et (b) verticale normalisées par leur moyenne quadratique. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$. La ligne pointillée noire correspond à une gaussienne. Les courbes sont décalées pour une meilleure lisibilité.

n'évolue pas et ne tend jamais vers une gaussienne comme dans le cas de la vitesse. Étrangement, l'intermittence ne semble pas réellement affecter la température. Nous avons comparé ces incréments avec ceux obtenus suite à une mesure de température au centre de la cellule, 13 cm au-dessus de la plaque du bas. Une thermistance *Betatherm* GR2KM3187J15 de 400 µm de diamètre a été utilisée, pilotée à l'aide d'un Multiplexeur *Agilent* 34970A. L'acquisition a été faite sur 96 heures à une fréquence de 2 Hz. La figure 2.22 montre les PDF des incréments temporels de température observés

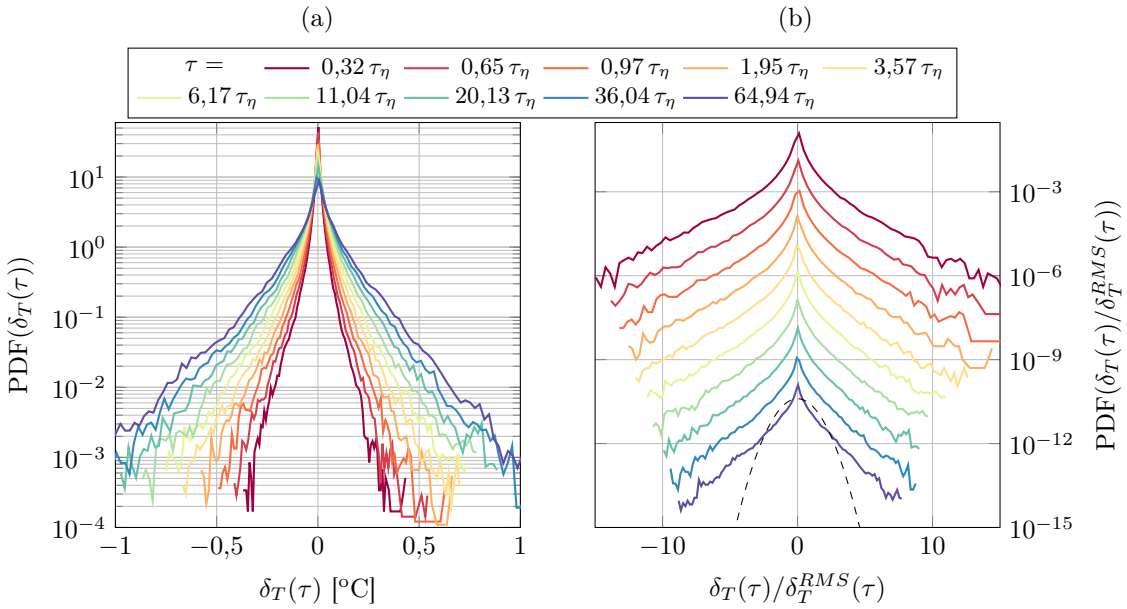

Figure 2.21 – PDF des incréments de (a) température et (b) de température normalisée par la moyenne quadratique. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$. La ligne pointillée noire correspond à une gaussienne. Les courbes normalisées sont décalées pour une meilleure lisibilité.

pour les même incréments temporels que dans le cas de la particule instrumentée.

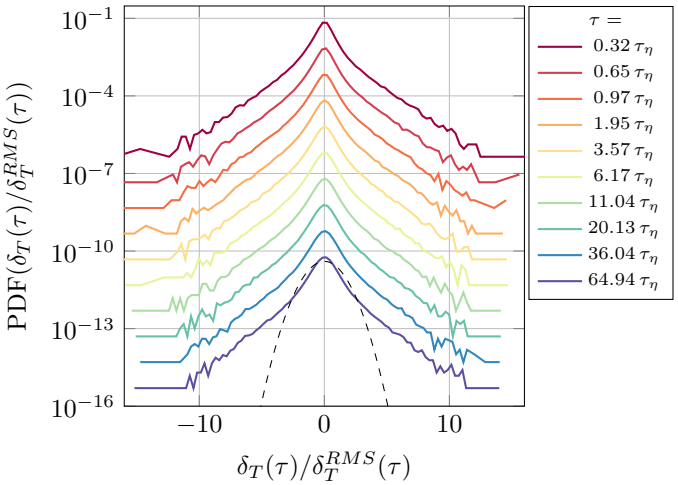

Figure 2.22 – PDF des incréments de température normalisée par la moyenne quadratique obtenus à l'aide d'une thermistance placée dans l'écoulement à 13 cm de la plaque du bas et centrée horizontalement. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$. La ligne pointillée noire correspond à une distribution gaussienne. Les courbes sont décalées pour une meilleure lisibilité.

On remarque que les PDF conservent leur forme, tout comme dans la figure 2.21. Cela appuie donc les mesures de la particule instrumentée. Toutefois, dans des écoulements convectifs, des mesures de température ont mis en évidence un effet d'intermittence sur la température, mais dans un cadre différent [Rusaouën, 2014]. Des mesures Eulériennes ont été effectuées dans une cellule de Rayleigh-Bénard dont le centre a été « cintré » afin de s'affranchir de l'influence des couches limites dans la partie centrale. On observe alors uniquement les jets. Les distributions des incréments temporels de

température présentent dans ce cas des formes caractéristiques de l'intermittence, du même type que celles que l'on peut observer pour les incréments de vitesse dans notre cas. Nous avons peut-être un signe de la différence fondamentale de l'approche Lagrangienne par rapport à l'approche Eulérienne. Comme la particule évolue dans l'écoulement, si elle est advectée par un panache elle reste à la température du panache pendant des temps assez longs. En revanche un thermomètre placé dans une zones à forte concentration de panaches verra lui de fortes fluctuations de température à des temps courts car il ne suivra pas les panaches. L'absence d'intermittence sur les données du capteur de température fixe vient sans doute du fait qu'il est situé dans une zone avec très peu de panaches (comme on peut le voir sur la carte de température figure 2.6 (a)) contrairement au cas évoqué plus haut de l'écoulement en cheminée [Rusaouën, 2014].

2.3 Confinement : structure et influence de l'écoulement grande échelle

La convection turbulente telle qu'on l'étudie en laboratoire est confinée entre des parois latérales, contrairement au cas modèle de Rayleigh-Bénard. Aussi l'écoulement possède une structure grande échelle qui lui confère une dimension fortement inhomogène et anisotrope. Nous avons esquissé dans la partie précédente l'importance à la fois des fluctuations turbulentes et de la structure globale. L'étude des différentes zones de l'écoulement et des interactions entre la circulation grande échelle et les fluctuations apporte un éclairage intéressant sur le phénomène, comme le suggère une précédente étude dans un écoulement de Von-Kármán, lui aussi grandement inhomogène [Machicoane, 2014 ; Machicoane & Volk, 2015].

2.3.1 Étude de l'écoulement par zones

Dans un premier temps on peut découper l'écoulement en plusieurs zones caractéristiques. Cela permet de séparer les différentes contributions d'un écoulement fortement inhomogène. Le découpage des zones est effectué en se basant sur les mesures de flux thermique Lagrangien vertical (figure 2.23). Deux zones de 10 cm de large correspondent aux jets et s'étendent sur toute la hauteur de la cellule tandis que deux autres de 10 cm de haut et 21,5 cm de large sont choisies près des deux plaques horizontales. Il reste alors la zone centrale, un carré de 21,5 cm de côté. On utilise les données de l'expérience de 20,3 heures à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

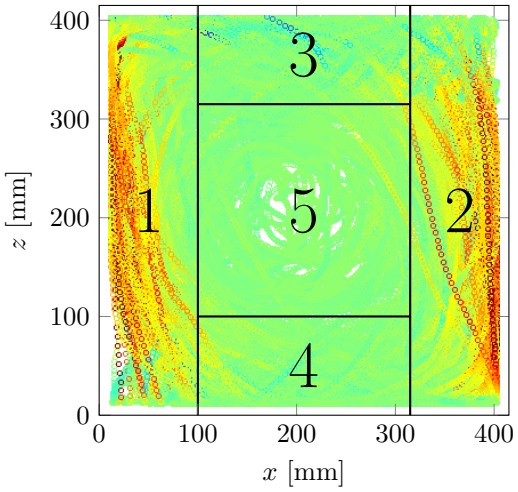

Figure 2.23 – Choix des différentes zones basé sur la répartition spatiale du flux thermique Lagrangien vertical.

Vitesse On présente figures 2.24 (a) et (b) les fonctions densité de probabilités des vitesses horizontale et verticale respectivement. Dans les deux cas la zone 5 présente une distribution symétrique assez proche d'une gaussienne de même écart-type (en pointillé noir sur les courbes). Dans le cas de la vitesse horizontale, les distributions dans les zones 3 et 4 sont centrées sur des valeurs non nulles de part et d'autre de 0. Cela correspond à des zones où la vitesse possède une forte composante moyenne horizontale. Dans les zones 1 et 2, dominées par un écoulement vertical, les distributions de v_x sont centrées sur 0 avec une forme proche d'une distribution gaussienne correspondant à des fluctuations turbulentes. Concernant la vitesse verticale, le raisonnement est symétrique : les zones 1 et 2 jouent le rôle des zones 3 et 4 et *vice versa*. Toutefois, les distributions dans les jets (zones 1 et 2) sont bien plus larges que pour la vitesse horizontale le long des plaque (zones 3 et 4). On voit ici la signature particulière des panaches.

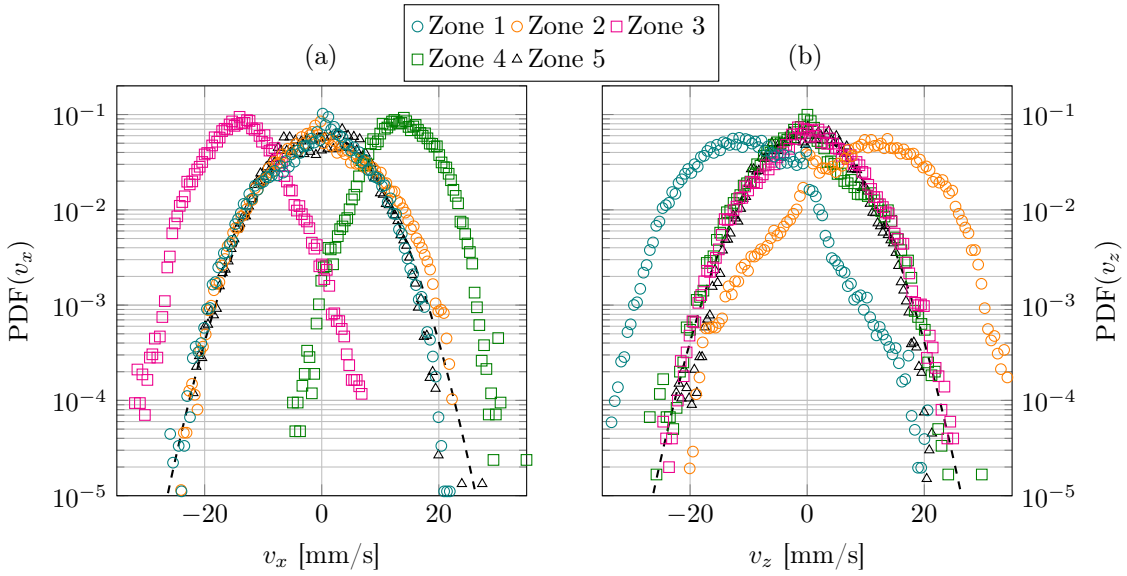

Figure 2.24 – Fonctions densité de probabilités des vitesses (a) horizontale et (b) verticale dans chacune des zones décrites figure 2.23. En pointillé : une distribution gaussienne d'écart-type 6,3 mm/s et de moyenne nulle.

Température et flux thermique Les figures 2.25 (a) et (b) montrent respectivement les distributions de température et de Nu_z^L dans les cinq zones considérées. Concernant la température, la zone 5 présente une distribution très piquée comparable à des mesures faites avec un capteur fixe dans le centre d'une cellule de convection [Belmonte *et al.*, 1994]. Comme on se situe dans une zone calme à l'écart des jets et relativement homogène, il n'est pas étonnant de retrouver un comportement proche d'une mesure Eulérienne locale. Dans les zones 1 et 3 on constate une aile froide, symétrique des zones 2 et 4. Comme la circulation grande échelle se fait dans le sens trigonométrique, il est cohérent de retrouver des températures froides près de la plaque froide et dans le jet froid ; et inversement pour les températures chaudes. Si l'on s'intéresse au flux thermique, on constate que dans les jets (zones 1 et 2) apparaissent les événements les plus intenses. La zone 5 présente de très faibles ailes, qui sont le résultat du passage de rares panaches dans cette zone. Les zones 3 et 4 ressemblent fortement à la zone 5 : le transfert thermique Lagrangien vertical est nul en moyenne ne présentant que des fluctuations dues au passage de quelques panaches.

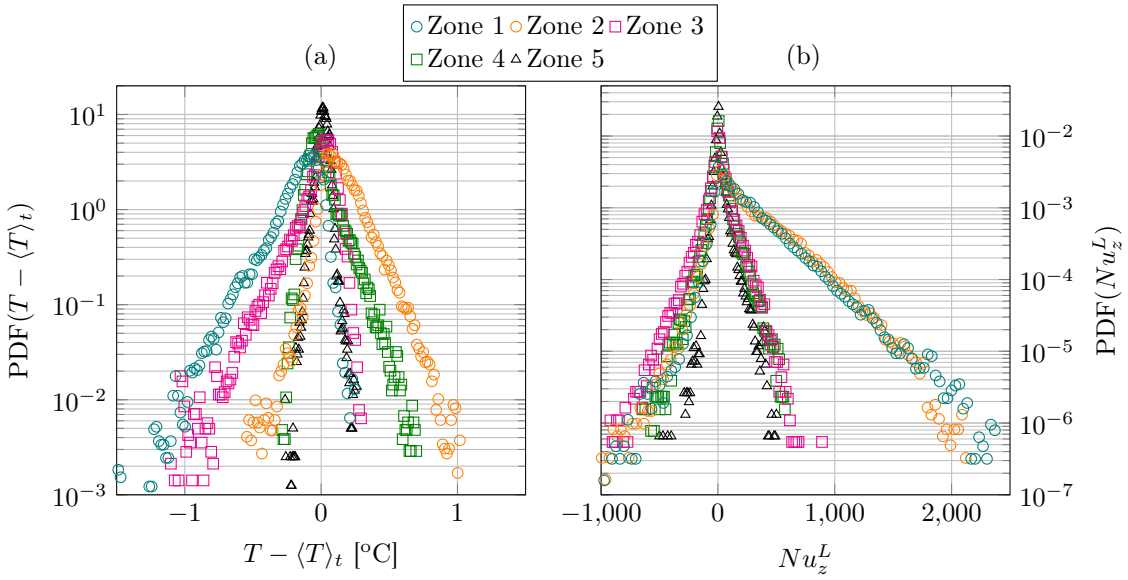

Figure 2.25 – Fonctions densité de probabilités de (a) la température et (b) du transfert thermique Lagrangien vertical dans chacune des zones décrites au-dessus.

2.3.2 Interactions entre les fluctuations et l'écoulement moyen

On s'intéresse désormais aux fluctuations locales observées par la particule lors de son déplacement. Pour cela on utilise une méthode utilisée au laboratoire [Machicoane, 2014 ; Machicoane & Volk, 2015] dans le cadre d'un écoulement de Von-Kàrmàn.

2.3.2.1 Séparation des fluctuations et de la structure grande échelle

Les mesures Lagrangiennes de vitesse et de température par la particule peuvent être utilisées pour créer des cartes Eulériennes comme présenté dans la première partie de ce chapitre. Par interpolation on obtient des champs pseudo-Eulériens stationnaires de vitesse et de température :

$$\overrightarrow{v^E}(x,z) = \left(v_x^E(x,z), v_z^E(x,z)\right) \quad \text{et} \quad T^E(x,z). \tag{2.9}$$

On présente figures 2.26 (a) et (b) des cartes de ces champs dans le cas de la température et de la vitesse horizontale respectivement. On utilise pour cela les données Lagrangiennes de l'expérience de 20,3 heures à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

On peut alors voir la trajectoire de la particule comme le déplacement dans un champ moyen Eulérien de vitesse et de température additionné d'une composante fluctuante Lagrangienne. Les champs moyens obtenus peuvent alors être soustraits à la trajectoire Lagrangienne si bien qu'on obtient les fluctuations locales par rapport au champ moyen à chaque instant de la grandeur mesurée. En termes plus mathématiques, la vitesse le long de la trajectoire s'écrit :

$$\begin{cases} \overrightarrow{v}(t) = \overrightarrow{v^E}(x(t),z(t)) + \overrightarrow{v'}(t), \\ T(t) = T^E(x(t),z(t)) + T'(t), \end{cases} \tag{2.10}$$

où les grandeurs $\overrightarrow{v'}$ et T' représentent les fluctuations Lagrangiennes de vitesse et de température. Les figures 2.27 (a) et (b) montrent un extrait des séries temporelles de chacune des composantes pour l'écart à la température moyenne le long de la trajectoire et la vitesse verticale respectivement. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de séparer la contribution de l'écoulement grande

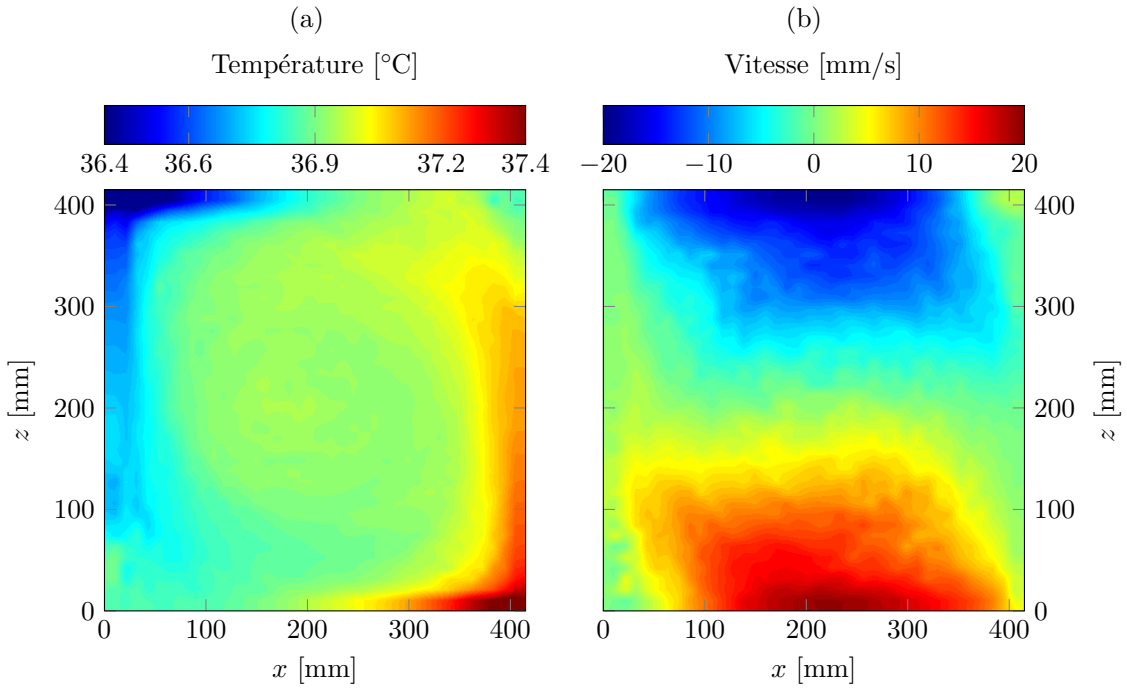

Figure 2.26 – Champs pseudo-Eulériens interpolés de (a) la température et de (b) la vitesse horizontale.

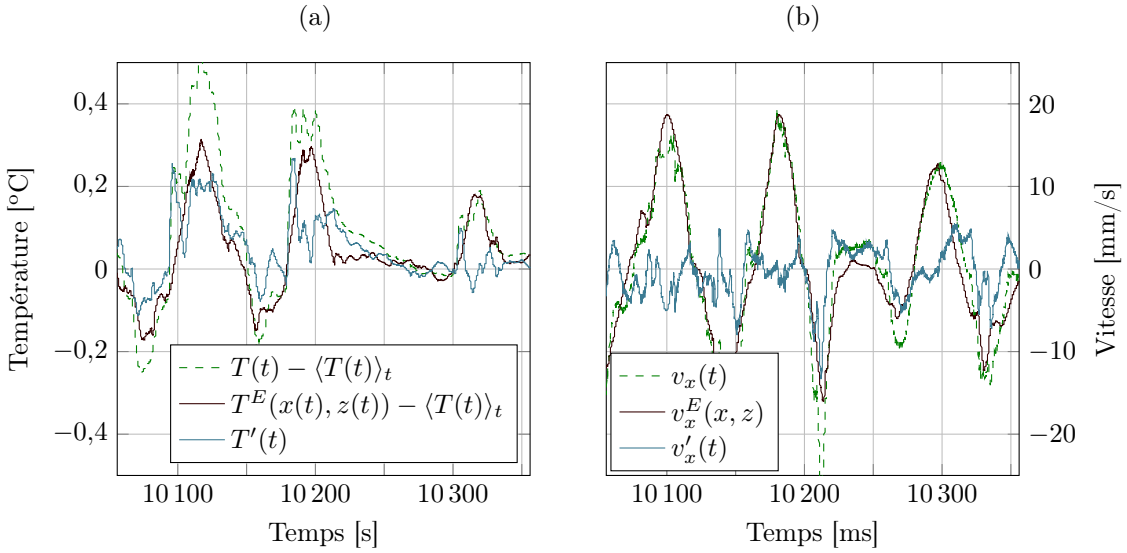

Figure 2.27 – Extrait des séries temporelles du signal global, des fluctuations et du champ moyen pour (a) la température moins la température moyenne le long de la trajectoire et (b) la vitesse verticale.

échelle de la contribution fluctuante d'origine turbulente. Nous allons pouvoir regarder d'une part l'influence de la structure à grande échelle sur les spectres mais aussi sur les corrélations croisées entre les différentes contributions de la vitesse et de la température.

2.3.2.2 Spectres

Dans un premier temps on observe les contributions des fluctuations et de la structure grande échelle sur les spectres de vitesse et de température. Les spectres sont calculés avec la même méthode que pour ceux présentés dans la partie précédente. On note ϕ_x, ϕ_z et ϕ_T les densités spectrales de puissance de la vitesse horizontale, de la vitesse verticale et de la température respectivement. Les figures 2.28 (a) et (b) montrent les spectres du signal complet, des fluctuations et de la structure grande échelle pour les vitesse horizontale et verticale respectivement. La figure 2.29 concerne quant à elle la température. Dans chaque cas, les spectres sont compensés par la loi de puissance correspondante observée sur les figures 2.13 et 2.14.

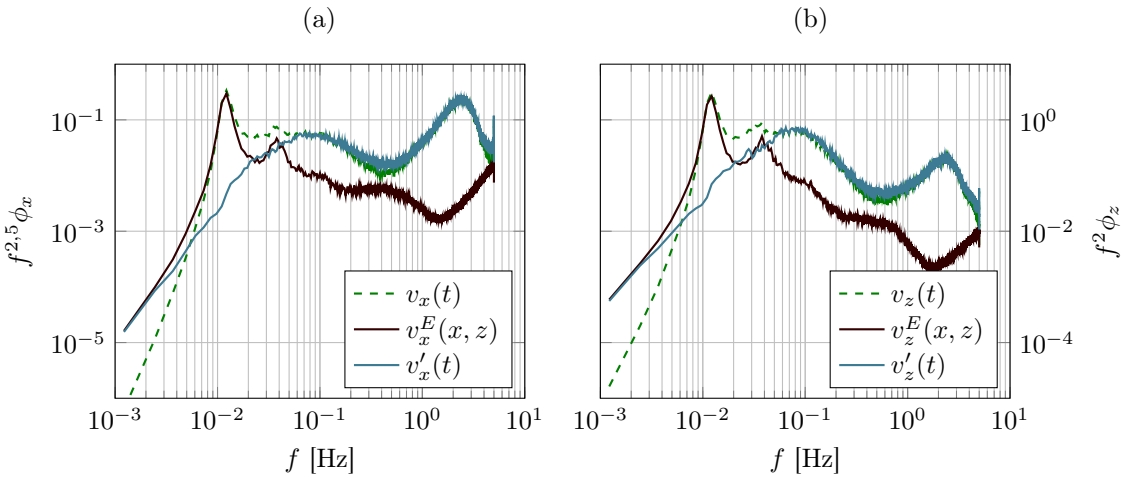

Figure 2.28 – Spectres de (a) la vitesse horizontale et de (b) la vitesse verticale pour les fluctuations, le signal complet et la structure grande échelle. Les ordonnées sont compensées par f^{-2} et $f^{-2,5}$ respectivement. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

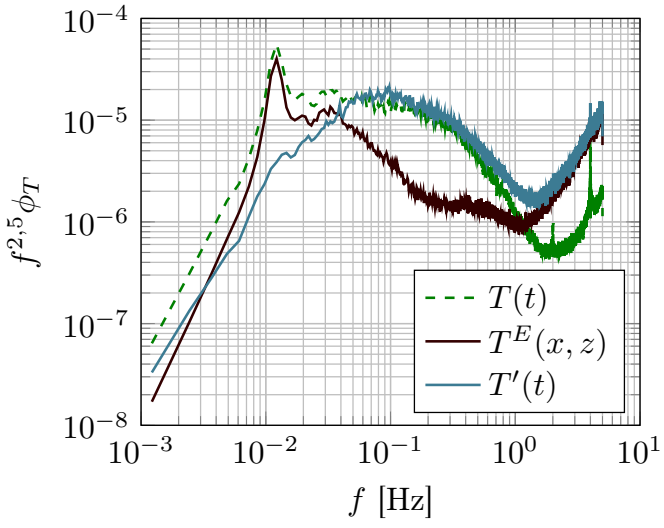

Figure 2.29 – Spectres de la température pour les fluctuations, le signal complet et la structure grande échelle. Les ordonnées sont compensées par $f^{-2,5}$. $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

Les spectres compensés nous permettent de mieux appréhender l'origine des lois d'échelles observées auparavant. On se rend alors compte que pour les spectres de vitesse, les zones avec une loi

d'échelle se développent sur une étendue temporelle moins importante quand on regarde les spectres des fluctuations. Aux plus grandes échelles, le plateau observé sur le signal complet provient en fait d'un pic présent après le pic relatif à la circulation grande échelle. Ce pic secondaire provient peut-être des recirculations observées dans les zones d'impact des jets ou bien correspond à une harmonique de la circulation grande échelle. Aux échelles plus petites, la loi d'échelle est pilotée uniquement par les fluctuations. La turbulence dans cette expérience n'est pas suffisamment développée pour voir se développer une zone inertielle très visible (voir chapitre 3). Les observations sur les spectres de température sont similaires. Toutefois le pic évoqué sur les spectres de vitesse est dans ce cas beaucoup moins marqué.

2.3.2.3 Corrélations

Les fonctions d'autocorrélation de vitesse et de température peuvent être découpées en une somme de contributions dues aux fluctuations et à la structure grande échelle. On peut alors écrire, pour la vitesse :

$$\begin{aligned} R_{v_k} =& \langle v_k(t)v_k(t+\tau)\rangle_t = \langle v_k'(t)v_k'(t+\tau)\rangle_t + \langle v_k^E(x(t),z(t))v_k^E(x(t+\tau),z(t+\tau))\rangle_t + \\ & \langle v_k'(t)v_k^E(x(t+\tau),z(t+\tau))\rangle_t + \langle v_k^E(x(t),z(t))v_k'(t+\tau)\rangle_t, \end{aligned} \tag{2.11}$$

où $k = x,z$. On peut écrire la même décomposition pour la température. On remplacera alors v_k par T. Les figures 2.30 (a) et (b) présentent les différents termes composant les fonctions d'autocorrélation des vitesses horizontale et verticale respectivement. La figure 2.31 présente elle les composantes de la fonction d'autocorrélation de la température. On rappelle que T_r représente le temps de retournement de l'écoulement à l'échelle de la cellule.

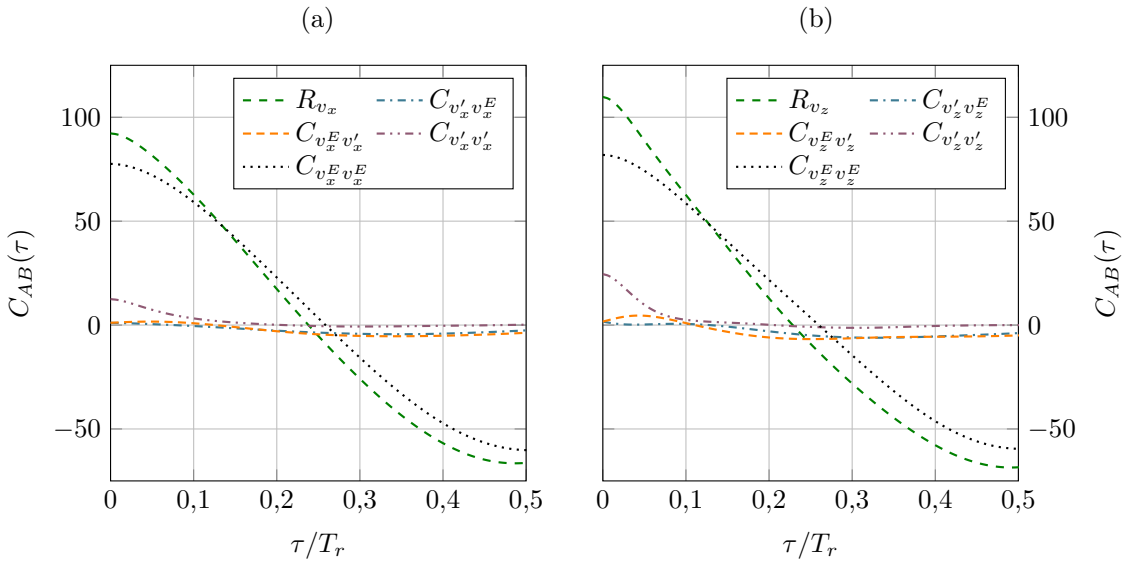

Figure 2.30 – Corrélations croisées des différentes composantes des fonctions d'autocorrélation (a) R_{v_x} et (b) R_{v_z} à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

Sur ces figures on observe que les fonctions d'autocorrélation des vitesses sont principalement dues à la structure grande échelle, contrairement à ce que l'on observe dans un écoulement de von-Kàrmàn [Machicoane, 2014 ; Machicoane & Volk, 2015]. Le reste de la contribution provient majoritairement de la corrélation des fluctuations. De plus on voit que les corrélations croisées $C_{v_k^Ev_k'}$ et $C_{v_k'v_k^E}$ sont bien

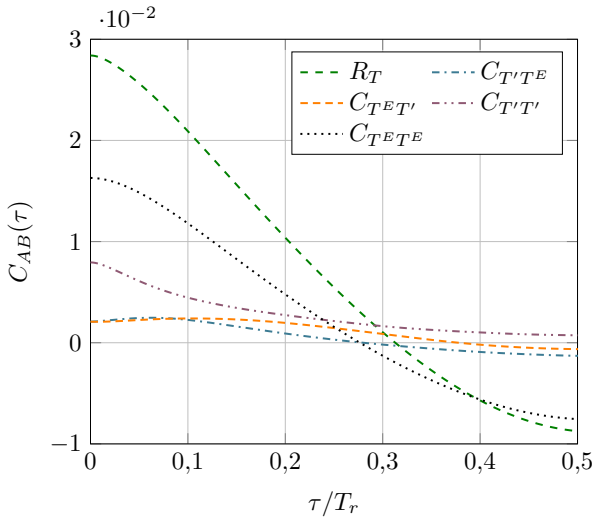

Figure 2.31 – Corrélations des différentes composantes de la fonction d'autocorrélation R_T à $Ra = 5{,}0 \times 10^{10}$.

plus faibles que $C_{v'_k v'_k}$ et $C_{v^E_k v^E_k}$. Cela signifie que les fluctuations de vitesse observées par la particule ne sont pas corrélées avec leur dynamique induite par la structure grande échelle. On constate par ailleurs que l'importance des fluctuations dans les fonctions d'autocorrélation est plus grande dans le cas de la vitesse verticale. Concernant la température, on constate qu'en proportion la composante due aux fluctuations est bien plus grande. Les corrélations croisées entre fluctuations et structure grande échelle sont plus importantes que dans le cas de la vitesse. Autrement dit, les fluctuations de température sont en partie corrélées à la distribution spatiale moyenne de la température. Cette forte différence de comportement entre température et vitesse peut s'expliquer. Les fluctuations de température sont l'œuvre exclusive de panaches qui sont des structures à grande échelle que détecte facilement la particule. Ceux-ci sont localisés dans les jets si bien que les fluctuations sont concentrées dans des endroits précis vis-à-vis de l'écoulement grande échelle. Les fluctuations de vitesse sont en revanche réparties relativement uniformément dans la cellule. Toutefois, dans le cas de la vitesse verticale, les fluctuations sont en partie dues aux panaches ce qui explique que les interactions entre fluctuations et structure grande échelle soient plus importantes que pour la vitesse horizontale.

Pour finir, on peut définir le temps de corrélation pour les fluctuations de vitesse et de température :

$$\tau'_c = \int_0^{\tau'_{95}} R_{A'}(\tau)\mathrm{d}\tau \tag{2.12}$$

où τ'_{95} est le temps nécessaire à $(R_{A'})$ pour diminuer de 95%. L'évolution en fonction du nombre de Rayleigh de cette grandeur (normalisée par T_r) pour les vitesses horizontale et verticale ainsi que pour la température est visible figure 2.32. On observe que pour les vitesses, τ'_c se stabilise avec l'augmentation du nombre de Rayleigh tandis qu'il décroit rapidement pour la température. Cette différence de comportement peut-être attribuée à la taille de la particule et au glissement du fluide à sa surface qui provoquent un filtrage des fluctuations de vitesse. En revanche, la taille des thermistances permettent une résolution plus fine des fluctuations de température. La décroissance du temps de corrélation peut être reliée à l'augmentation de l'intensité des fluctuations : plus les fluctuations vont être rapides, plus la décorrélation va se faire vite. Le fait que ce phénomène soit plus visible pour la température dénote que les fluctuations sont dues principalement aux panaches thermiques qui sont plus facilement détectés par la particule que les fluctuations turbulentes de vitesse. Enfin, on constate une légère anisotropie entre v_x et v_z : on retrouve le fait que l'écoulement

est plus intense (et donc se décorrèle plus vite) dans les jets que le long des plaques.

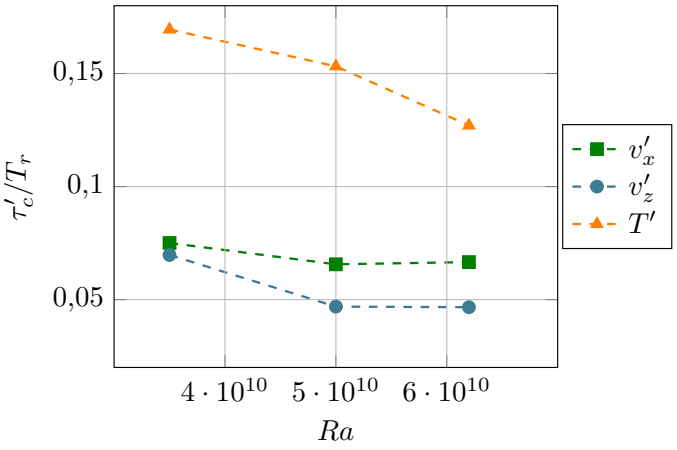

Figure 2.32 – Temps de corrélation des fluctuations de vitesse et de température en fonction du nombre de Rayleigh.

2.3.2.4 Retour sur le découpage par zones

On peut étendre cette étude aux zones définies au début de cette partie (figure 2.23). Les figures 2.33 (a) et (b) représentent les fonctions densité de probabilité des distributions des fluctuations des vitesses horizontale et verticale respectivement dans les cinq zones concernées. La figure 2.34 représente la même chose pour les fluctuations de température.

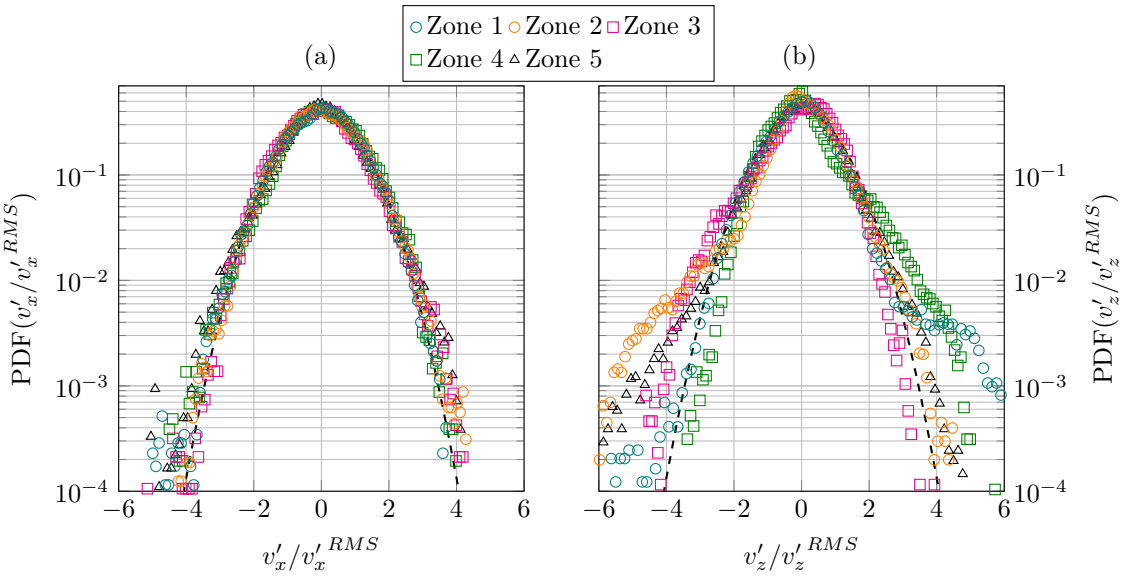

Figure 2.33 – Fonctions densité de probabilités des fluctuations des vitesses (a) horizontale et (b) verticale dans chacune des zones, normalisées par la moyenne quadratique correspondante. En pointillé : une distribution gaussienne d'écart-type 1 et de moyenne nulle.

On constate immédiatement que dans toutes les zones les fluctuations de vitesse horizontale sont gaussiennes. À l'échelle de la particule (c'est à dire pour des échelles supérieure à 2,1 cm), les fluctuations de vitesse sont uniquement d'origine turbulente : les composantes horizontales de la vitesse liées à la dynamique interne des panaches (notamment la recirculation dans le chapeau) sont

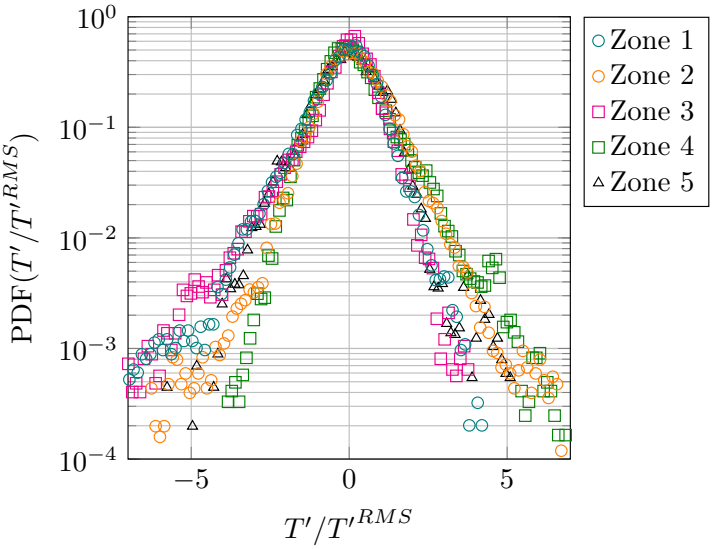

Figure 2.34 – Fonctions densité de probabilités des fluctuations de température dans chacune des zones normalisées par la moyenne quadratique correspondante.

filtrées. En revanche, sur la vitesse verticale, de fortes ailes apparaissent dans l'ensemble des zones. En particulier, dans les zones correspondant aux jets, au-delà de $3\,v_z'^{RMS}$ des ailes positives dans le jet descendant et négatives dans le jet montant apparaissent. On peut les attribuer notamment aux rebonds de la particule sur les plaques. Les ailes négatives près de la plaque du haut (zone 3) et positives près de la plaque du bas (zone 4) sont la signature du départ de panaches qui frappent la particule. Concernant les fluctuations de température, les distributions dans les jets possèdent une aile positive dans le jet chaud et négative dans le jet froid, ce qui est cohérent. Dans les zones près des plaques, les ailes correspondent également au départ de panaches.

2.4 Discussion et conclusion

L'utilisation d'une particule instrumentée dédiée à l'exploration Lagrangienne d'un écoulement turbulent constitue une technique innovante développée uniquement au laboratoire [Shew *et al.*, 2007 ; Zimmermann *et al.*, 2013]. Dans le cadre de la convection thermique turbulente, l'approche Lagrangienne est toute indiquée pour étudier le transport de chaleur en particulier si l'on a accès à la température. C'est avec une particule de 2,1 cm de diamètre munie de quatre thermistances que nous avons pu étudier précisément l'écoulement turbulent provoqué par un forçage thermique dans une cellule de convection parallélépipédique. L'autonomie accrue de la particule relativement aux premières mesures [Gasteuil *et al.*, 2007] nous a permis d'accéder à une statistique suffisamment convergée pour mener une étude poussée des différentes grandeurs mesurées, tant dans l'espace physique que dans l'espace de Fourier. Nous avons également pu mettre en œuvre une méthode originale de traitement d'un écoulement inhomogène en étudiant la structure à grande échelle et ses interactions avec les fluctuations turbulentes.

Les trajectoires obtenues (de 300 à 1 000 fois le temps de retournement de l'écoulement) ont permis de mesurer la température et le flux thermique Lagrangien avec une bonne résolution temporelle. Les statistiques accumulées ont permis de construire des cartes pseudo-Eulériennes de différentes grandeurs. En particulier nous avons observé que le transfert thermique se fait tout particulièrement le long des parois, autrement dit dans la zone où les panaches sont les plus nombreux. L'étude des cartes des fluctuations de vitesse a mis en évidence un artefact lié à la méthode de mesure :

la particule effectue parfois des rebonds sur les plaques horizontales lorsqu'elle y est projetée par les jets. Toutefois, en effectuant des comparaisons avec des champs Eulériens obtenus par PIV, il s'avère que dans le reste de l'écoulement la structure spatiales moyenne des fluctuations est assez fidèlement mesurée bien que l'intensité de celles-ci soit environ 20 à 30% plus faibles qu'avec les mesures de PIV. L'étude des distributions des différentes grandeurs étudiées (vitesse, accélération, température, flux thermique Lagrangien) a pu s'appuyer sur des résultats numériques obtenus par Francesco Zonta et Sergio Chibbaro dans le cadre d'une collaboration. À chaque fois les résultats sont en très bon accord. L'analyse spectrale a elle mis en évidence l'anisotropie de l'écoulement : les lois d'échelle suivies par les vitesses horizontale et verticale diffèrent passant respectivement d'une pente en $f^{-2,5}$ à une pente en f^{-2}. Cela dénote la différence de structure des zones de l'écoulement concernées d'une part par les vitesses horizontales et d'autre part par les vitesses verticales. Alors que le long des plaques horizontales l'écoulement est principalement piloté par la structure à grande échelle, le long des parois verticales les panaches dominent. Cette assertion a été appuyée par l'étude des fonctions de structure Largangiennes et des incréments temporels notamment, ainsi que par une décomposition de la cellule en plusieurs zones spécifiques.

L'étude des incréments temporels et des corrélations a également mis en évidence le rôle très actif de la température dans l'écoulement. Alors qu'on détecte de l'intermittence sur les données de vitesse, celle-ci semble absente sur les données de température. Ces fluctuations sont en effet uniquement dues aux panaches qui sont des structures cohérentes et qui advectent la particule. Aussi pour quelques dizaines de fois le temps de Kolmogorov, la décorrélation de la température n'a pas eu lieu car la particule évolue toujours dans le même panache. En revanche, l'étude des fonctions d'autocorrélation nous montre que la température et le flux thermique Lagrangien se décorrèlent plus vite que la vitesse. La cause provient encore de la structure grande échelle. Alors que les vitesses vues par la particule sont imposées de prime abord par la circulation globale qui impose une trajectoire assez périodique, la température, dont dépend le flux thermique, a pour origine les panaches qui sont émis de manière ponctuelle et aléatoire, bien que ceux-ci semblent être émis prioritairement au bas des jets.

La place prédominante de la structure grande échelle dans la convection thermique turbulente, en raison du confinement, nous a amené à décomposer le signal obtenu par la particule en une composante grande échelle Eulérienne stationnaire et une composante temporelle fluctuante. Ces travaux ont été guidés par une étude menée au laboratoire dans un écoulement de Von-Kàrmàn [Machicoane, 2014 ; Machicoane & Volk, 2015]. Nous avons alors observé que les zones inertielles des spectres, bien que toujours présentes sur les spectres de fluctuations, sont artificiellement prolongées vers les grandes échelles par l'effet de la structure globale. La turbulence est assez peu développée dans notre écoulement, aussi il pouvait paraitre surprenant de trouver une zone inertielle si bien développée [Chanal *et al.*, 2000]. Par ailleurs, la décomposition des fonctions d'autocorrélation basée sur la décomposition du signal de vitesse a permis de voir que le poids de la structure grande échelle est particulièrement important comparé aux fluctuations dans la dynamique de la vitesse. En revanche, dans le cas de la température, les fluctuations présentent une part non négligeable de la dynamique. Le fait d'être dans un fluide dont le nombre de Prandtl est supérieur à 1 favorise en effet le développement d'une structure globale de vitesse plutôt qu'un champ global de température.

Les résultats accessibles par la particule sont nombreux et diversifiés. Toutefois on peut s'interroger sur les limitations de cette méthode. Pour commencer, la taille constitue un obstacle majeur à l'étude des petites échelles de l'écoulement. Les structures telles que les couches limites ne sont pas vues dans le cadre de ces expériences. De plus la grande taille de la particule devant les échelles dissipatives de l'écoulement opère un filtrage spatial. Afin d'essayer de quantifier ces effets de taille, on définit le nombre de Stokes qui caractérise une particule suspendue dans un écoulement, dans le

cas où la particule a la même densité que le fluide [Qureshi *et al.*, 2008 ; Xu & Bodenschatz, 2008] :

$$St = \frac{d_p^{4/3}}{12 L_\eta^{4/3}}, \tag{2.13}$$

où d_p est le diamètre de la particule et L_η l'échelle dissipative caractéristique de l'écoulement [4]. Dans le cas de faibles nombres de Reynolds pour une turbulence homogène et isotrope, on peut appliquer une correction à cette estimation [Cisse *et al.*, 2013]. Dans notre cas, on trouve un nombre de Stokes d'environ 2, ce qui appuie le fait que la particule n'est pas un traceur. Toutefois, les comparaisons menées avec des mesures de PIV (donc des traceurs) et des simulations numériques (également avec des traceurs) ont mis en évidence une bonne fidélité de la particule avec l'écoulement. Cela est cohérent avec d'autres études concernant des billes de grande taille dans des écoulements turbulents. Il apparait que pour le cas de particules isodenses, tant dans des travaux expérimentaux [Qureshi *et al.*, 2007 ; Qureshi *et al.*, 2008] que numériques [Lucci *et al.*, 2011], le nombre de Stokes n'influe pas clairement sur la dynamique de la particule. Toutefois un filtrage spatial apparait du fait du moyennage des gradients de pression à l'échelle de la particule. Nous avons également vu que la particule, en raison de sa taille, son incompressibilité et du fait qu'elle ne suive pas parfaitement l'écoulement, rebondit parfois sur les plaques horizontales. Bien que cela ait un impact sur les fluctuations de vitesse verticale à l'arrivée des deux jets, il ne semble pas que l'effet se répercute au-delà. Nous avons aussi fait l'hypothèse que l'écoulement moyen est bidimensionnel. Cela ne prend pas en compte les fluctuations le long de la troisième dimension que la particule ressent mais que l'on ne mesure pas (pour ce qui est de la vitesse). Enfin, l'isodensité reste le point le plus crucial. Nous avons vu dans quelle mesure le moindre écart d'isodensité biaise le déplacement de la particule dans la cellule. Les expériences que nous avons menées l'ont été avec le plus grand soin si bien que l'isodensité semble assurée lorsque l'on regarde les trajectoires. Toutefois, les petits écarts inévitables (de l'ordre de 0,05°C par rapport à la température d'isodensité parfaite soit un écart de densité d'environ 0,002%) apparaissent dès que l'on regarde des grandeurs dérivées ou des fluctuations. Mais le biais est facilement identifiable et ne vient pas réellement perturber les résultats, à condition qu'il reste le plus faible possible.

Ces différentes limitations, plus ou moins importantes, ne doivent pas faire oublier que la particule instrumentée reproduit suffisamment fidèlement l'écoulement pour présenter une méthode robuste, fiable, et originale pour étudier la convection thermique turbulente. On pourrait d'ailleurs imaginer suivre la particule dans un écoulement réellement tridimensionnel tel que présenté au chapitre 3 ou bien dans la même cellule mais en présence de rugosités telle que celle étudiée au chapitre 5.

4. Nous verrons au chapitre 3 une définition précise de cette grandeur.

Chapitre 3

Étude des statistiques Lagrangiennes par suivi de particules

Sommaire

3.1 Une expérience et des méthodes dédiées 56
3.1.1 Description de la cellule de convection 56
3.1.2 Méthode d'acquisition et conditions expérimentales 57
3.1.3 Calibration des caméras : une méthode innovante 59
Différentes méthodes de calibration. 59
Une innovation : des caméras sans modèle. 59
Procédure de calibration. 60
3.1.4 Suivi de particules en trois dimensions 61
3.1.4.1 Correspondance à trois dimensions et suivi des particules 61
3.1.4.2 Vitesse d'acquisition et filtrage 63
3.1.4.3 Influence des panaches sur la visualisation 64
3.2 Résultats et analyse 66
3.2.1 Distributions 66
3.2.1.1 Vitesse 66
3.2.1.2 Accélération 70
3.2.2 Statistiques à deux temps 72
3.2.2.1 Fonctions de structure d'ordre deux 72
3.2.2.2 Corrélations 73
3.2.2.3 Intermittence 76
3.2.3 Dispersion de paires 78
3.3 Discussion et conclusion 82

On a vu dans le chapitre précédent que la grande taille de la particule instrumentée ne permet pas une résolution suffisamment détaillée des statistiques de l'écoulement à petite échelle : des filtrages spatiaux et temporels sont inévitables. En particulier, des coupures apparaissent sur les spectres et certaines distributions. Or la description de la turbulence repose notamment sur une phénoménologie appelé *cascade de Richardson* [Richardson, 1922]. Schématiquement, les gros tourbillons amenés par l'injection d'énergie à grande échelle se disloquent en de plus petits tourbillons (c'est le régime inertiel) jusqu'à être dissipés par les contraintes internes au fluide : la viscosité. La longueur caractéristique des plus petits tourbillons, dite *longueur de Kolmogorov*, correspond à la longueur telle que les forces inertielles et de viscosité s'équilibrent. En première approximation, on a donc $L_\eta = \nu/u_\eta$ où u_η est la vitesse caractéristique des plus petites échelles de l'écoulement et ν la viscosité cinématique du fluide. Toutefois, il est difficile de déterminer cette vitesse u_η. Aussi on utilise une définition énergétique liant L_η au taux de dissipation d'énergie cinétique par unité de masse ϵ, en turbulence homogène et isotrope :

$$L_\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4}. \tag{3.1}$$

Or en convection thermique, la grandeur ϵ peut-être déterminée de manière analytique dans l'approximation de Boussinesq et en l'absence de pertes [Shraiman & Siggia, 1990] :

$$\epsilon = \frac{\nu^3}{H^4} RaPr^{-2}\,(Nu - 1)\,. \tag{3.2}$$

Dans l'expérience présentée dans le chapitre précédent, la longueur de Kolmogorov est de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres. La dynamique de la particule instrumentée ne peut donc pas rendre compte compte de celle des plus petites échelles de l'écoulement. De plus, en l'état, nous ne sommes pas en mesure de mettre deux particules instrumentées dans l'écoulement, nous ne pouvons donc pas étudier de statistiques à deux particules. C'est pourquoi nous avons conçu et mis au point une expérience pour pouvoir suivre des particules de taille inférieure à cette longueur de Kolmogorov et étudier les statistiques de vitesse et d'accélération jusqu'aux plus petites échelles de l'écoulement ainsi que les statistiques multi-particules.

3.1 Une expérience et des méthodes dédiées

À l'aide de l'atelier de mécanique du laboratoire, nous avons conçu et fabriqué une nouvelle expérience spécialement imaginée pour effectuer des suivis de particules à tout endroit de l'écoulement avec plusieurs caméras. Celles-ci ont été calibrées à l'aide d'une méthode développée en parallèle au laboratoire.

3.1.1 Description de la cellule de convection

La conception d'une telle expérience se doit de concilier plusieurs contraintes. Tout d'abord le nombre de Rayleigh doit être suffisant pour que l'écoulement soit turbulent et il doit être comparable aux nombres de Rayleigh obtenus dans la cellule du chapitre précédent, toujours avec de l'eau. Nous avons alors le choix entre jouer sur la hauteur et/ou sur la différence de température imposée. La hauteur est limitée à quelques dizaines de centimètres tant pour des raisons d'encombrement que de manutention. Par ailleurs, nous souhaitions que les champs de vue dans la cellule soient le plus large possible pour les caméras. Afin de limiter les problèmes liés à la réfraction lors du passage des rayons lumineux à travers les parois, nous avons opté pour des parois planes. Ainsi, des parois en PMMA à huit faces ont été conçues et fabriquées afin de maximiser le nombre d'angles de vue pour les caméras et pour l'éclairage. Leur largeur est de 16 cm (figure 3.1). Ces parois sont collées à une

bride de même matière en haut et en bas afin de les solidariser avec les plaques. Leur épaisseur est de 2,5 cm tandis que leur hauteur (et donc la distance entre les plaques) est de 30 cm.

Ces dernières sont en aluminium anodisé en noir (pour limiter d'éventuelles réflexions lors de l'illumination). Elles mesurent 4 cm d'épaisseur pour 40 cm de diamètre. Sous la plaque du bas est collée une nappe en silicone de même diamètre fabriquée sur mesure par *Vulcanic* dans laquelle serpente un fil chauffant. Son impédance est de 50 Ω et sa puissance maximale admissible est de 800 W. La plaque du haut est régulée en température par un circuit de refroidissement usiné dans celle-ci et alimenté par de l'eau glycolée. Un bain thermostaté *LAUDA Master* RP-845 assure l'asservissement en température. La cellule est fixée à un socle en téflon pour assurer une bonne isolation thermique vis-à-vis de la paillasse. La figure 3.1 montre une vue tridimensionnelle et une vue en perspective de la cellule de convection.

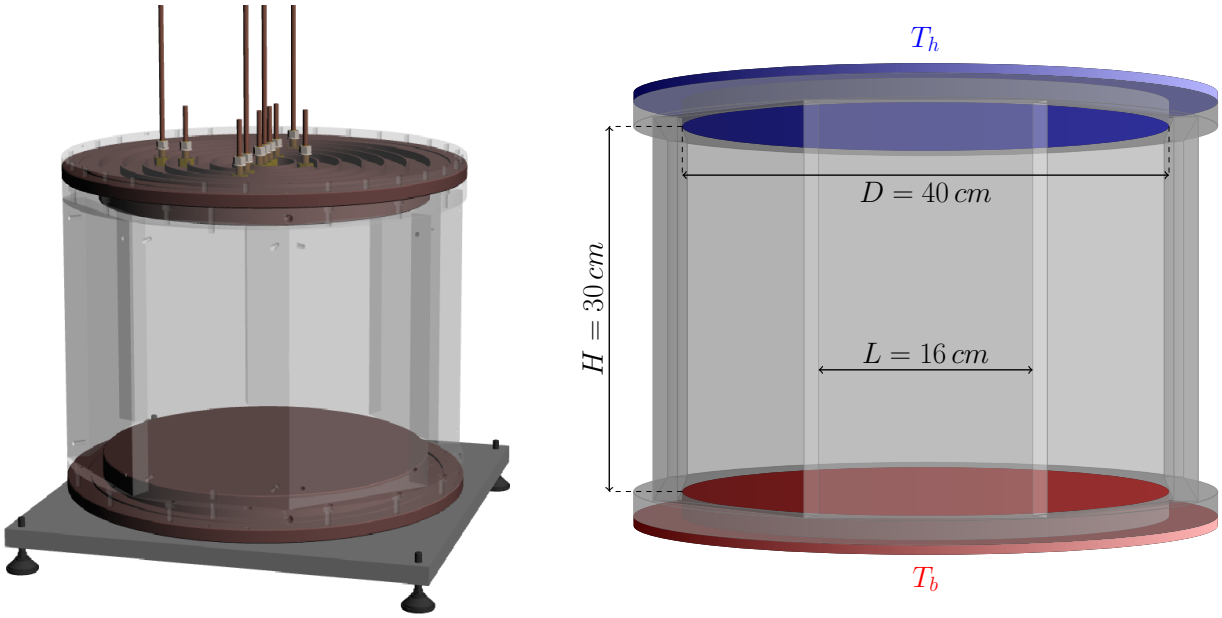

Figure 3.1 – Gauche : vue tri-dimensionnelle de la cellule. Les plaques sont représentées en marron. Les tuyaux sur la plaque supérieure sont les passages étanches et les passages de sonde. Droite : schéma de la cellule vue de côté.

La cellule est contrôlée grâce à quatre thermomètres de platine PT100 insérés dans chaque plaque dont la résistance est mesurée à l'aide d'un multiplexeur *Agilent* 34970A. Quatre passages étanches sur la plaque du haut et un sur la plaque du bas permettent de brancher un trop-plein pour absorber la dilatation de l'eau lorsqu'on la chauffe, d'insérer une sonde de température et d'ensemencer l'écoulement avec des particules.

3.1.2 Méthode d'acquisition et conditions expérimentales

Les méthodes de suivi Lagrangien ont connu au cours de la dernière décennie des progrès importants tant du point de vue du matériel que des algorithmes. Cela en fait désormais l'une des techniques de mesure les plus précises en terme de résolution spatio-temporelle de la turbulence [Ouellette *et al.*, 2006a].

Matériel d'acquisition. Pour effectuer un suivi en trois dimensions des particules, au moins deux caméras sont nécessaires. Celles-ci sont placées de telle façon que leur axe optique soit perpendiculaire à une des faces de la cellule. Les caméras utilisées sont des *Flare-2M360-CL* de IO Industries. Elles possèdent un capteur CMOS de résolution 2048×1088 pixels^2. Nous acquérons avec 8 bits de profondeur de gris. Leur vitesse d'acquisition peut alors atteindre 338,2 Hz. Les caméras sont reliées

à une baie (appelée *Core*) de quatre disques SSD de 128 à 256 Go chacun grâce à un ou deux câbles *CameraLink*. Le logiciel d'acquisition est celui fourni pour le pilotage des baies. Les objectifs utilisés sont des modèles *Tamron* 23FM255P et *Fujinon* HF25SA-1 de 25 mm de longueur focale. Le volume observable mesure environ 11 cm de largeur, 11 cm de profondeur et 17 cm de hauteur. L'éclairage des particules est assuré par plusieurs barreaux de six diodes électroluminescentes blanches *Oslon 150*. Montés sur des bâtis en aluminium et placés autour de la cellule, ils fournissent 824 lumens chacun.

Les particules. Les particules introduites sont des billes de polystyrène de densité 1,03 et de 250 µm de diamètre de la marque *Alliplast*. Avant d'être introduites elles sont mélangées à de l'eau déionisée et dégazée à laquelle est ajoutée une très faible quantité de détergent. Cela a pour but d'éviter que ces dernières ne s'agglomèrent. L'introduction se fait par un ou deux passages étanches simultanément, à l'aide d'une seringue. L'objectif est que chaque caméra voie entre quelques centaines et quelques milliers de particules. L'inconvénient de celles-ci réside dans leur écart de densité par rapport à l'eau. En effet, elles ont tendance à sédimenter si bien que leur concentration dans l'écoulement diminue rapidement. Aussi, selon les acquisitions, plusieurs séries de prises de vue de 180 à 300 secondes sont effectuées avec un ajout de particules entre chaque. Il convient après chaque injection d'attendre que les particules se soient réparties de manière assez homogène. Cette procédure d'acquisition est similaire à celle utilisée dans la première expérience de suivi de particules en convection thermique turbulente menée par Ni *et al.* [Ni *et al.*, 2012].

Conditions expérimentales. La cellule est remplie d'eau déionisée et dégazée. Les acquisitions sont effectuées à une température moyenne de 40,0°C. La puissance électrique imposée est de 600 W. La différence de température qui en découle est de 19,3°C. On atteint ainsi un nombre de Rayleigh de $2{,}0\times10^{10}$ et un nombre de Prandtl de 4,35. Le nombre de Nusselt, en supposant qu'il n'y a pas de pertes, est estimé à 118. Le taux de dissipation d'énergie cinétique s'élève alors à 4×10^{-6}. Par conséquent, la longueur de Kolmogorov est égale à 0,5 mm, ce qui est plus grand que le diamètre des particules. Nous sommes donc en mesure de sonder les plus petites échelles inertielles de l'écoulement. Il convient toutefois de se demander si les particules suivent fidèlement l'écoulement. Le nombre de Stokes défini par l'équation 2.13 est de l'ordre de 3×10^{-3} donc très petit devant 1. On peut alors considérer que les particules se comportent comme des traceurs.

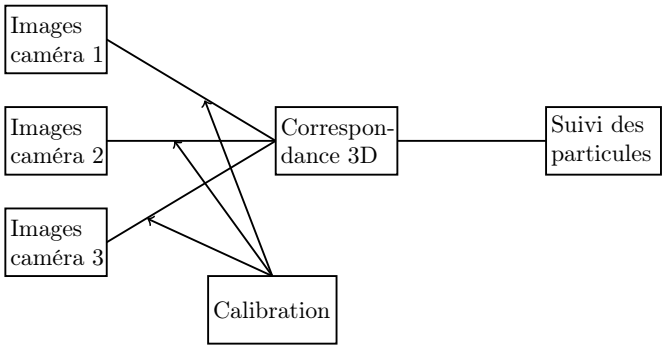

Figure 3.2 – Déroulement de la procédure de suivi des particules dans le volume de mesure.

Procédure de traitement. Obtenir la trajectoire des particules dans l'écoulement nécessite quatre étapes (voir figure 3.2). En premier lieu il faut détecter précisément le centre des particules sur les caméras. Ensuite celles-ci doivent être calibrées précisément. Cette calibration permet alors de déterminer la position tri-dimensionnelle des particules. Enfin ces dernières peuvent être suivies

entre prises de vue successives. Ces différentes étapes vont être décrites dans les paragraphes qui suivent.

3.1.3 Calibration des caméras : une méthode innovante

Différentes méthodes de calibration. Le premier obstacle technique au suivi de particules en trois dimensions réside dans la calibration des caméras. La projection de l'espace réel sur un capteur bidimensionnel entraine une perte d'informations qu'il faut compenser par une redondance d'informations, c'est à dire plusieurs caméras. La méthode la plus utilisée repose sur le modèle de Tsai [Tsai, 1987]. La caméra est considérée comme un capteur d'où les rayons lumineux issus du volume de mesure sont projetés par l'intermédiaire d'un diaphragme ponctuel. Bien que très efficace, cette méthode ne prend pas en compte d'éventuelles imperfections des surfaces ainsi que l'astigmatisme des dioptres plans et suppose que la lumière provient directement du milieu étudié sans aucun système optique ou dioptre avant la caméra. La calibration consiste alors à prendre une image d'une mire tridimensionnelle pour laquelle la position des points de visée est bien connue. On peut alors savoir à quel ligne dans le volume de mesure un point sur le capteur de la caméra correspond.

Une méthode alternative a été développée par Svoboda *et al.* [Svoboda *et al.*, 2005]. Elle consiste à suivre un point se déplaçant dans l'espace avec plus de caméras que celles utilisées pour les acquisitions. L'intérêt dans notre cas est que cela ne nécessite pas de mire à installer dans le volume de mesure qui est clos. Les caméras s'auto-calibrent alors en utilisant la redondance d'information obtenue avec le surplus de caméras. Ceci permet également d'auto-calibrer en temps réel le système optique au cours des acquisitions. Toutefois, c'est toujours le modèle de Tsaï qui est utilisé. Nous avons essayé de mettre en place cette méthode dans notre cas de figure. Elle s'est avérée inopérante. Nos caméras d'acquisition sont en effet, quelque soit leur nombre, dans un même plan de l'espace si bien que même avec des caméras supplémentaires placées hors de ce plan, l'algorithme ne permettait pas d'obtenir une calibration correcte.

Une innovation : des caméras sans modèle. Une nouvelle méthode, développée au laboratoire par Miguel Lopez-Caballero, Romain Volk et Mickaël Bourgoin consiste à s'affranchir de modèle pour la caméra. La seule hypothèse est que, dans le milieu étudié, les rayons lumineux se déplacent en ligne droite [1]. Sous cette hypothèse, le trajet des rayons lumineux entre sa sortie du milieu et son arrivée sur le capteur n'a aucune importance. En théorie, si le système est stigmatique, l'image d'un point de l'espace est un point sur le capteur de la caméra. En pratique, en raison de la profondeur de champ, le lieu des points de l'espace réel où se trouve une particule détectée par la caméra constitue une ligne. Le système optique conjugue chaque pixel à une ligne de l'espace réel. La figure 3.5 illustre le propos.

La méthode de calibration consiste alors à trouver, pour chaque caméra, une correspondance entre chaque pixel du capteur (qui reçoit le signal) et la ligne conjuguée dans le milieu étudié. Pour cela on utilise une mire bidimensionnelle sur laquelle sont tracés des points dont on connait précisément l'écartement. Après plusieurs essais sur des mires en papier plastifié et pour différents écartements de points, nous avons opté pour une mire usinée dans une plaque de PVC avec des points écartés de 20 mm. Cette matière assure une planéité de la mire. Les deux côtés de la plaque contiennent des points aux même positions. La figure 3.3 montre le schéma de cette mire qui est ensuite fixée sur une platine de translation *Dylin SVW* munie d'un compteur. L'ensemble est fixé à la cellule de convection dont on a enlevé la plaque du haut. Afin de prendre en compte les contraintes imposées aux parois en PMMA par le chauffage, la calibration est effectuée juste après les acquisitions alors que la cellule est toujours chauffée.

1. Dans le cas d'un milieu stratifié on pourrait modéliser le trajet d'un rayon lumineux s'y propageant et utiliser cette même méthode.

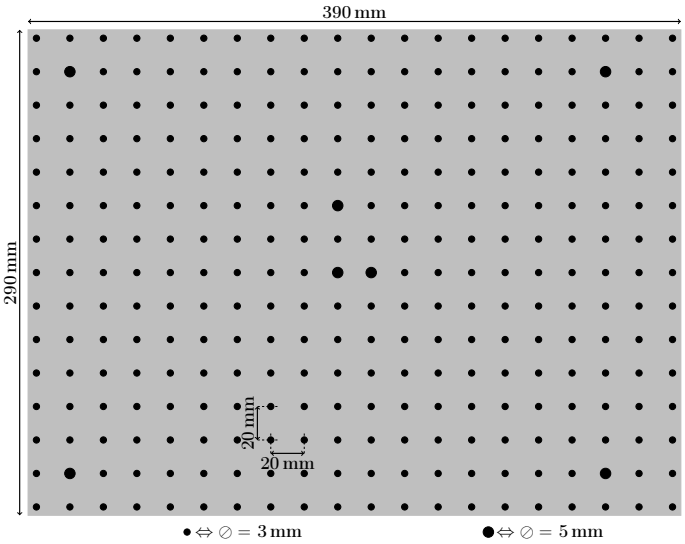

Figure 3.3 – Plan de la plaque de calibration avec les différentes dimensions. Les trois points plus larges au centre permettent de définir l'origine et les axes qui portent X et Y. Les quatre autres à la périphérie sont des points de repères.

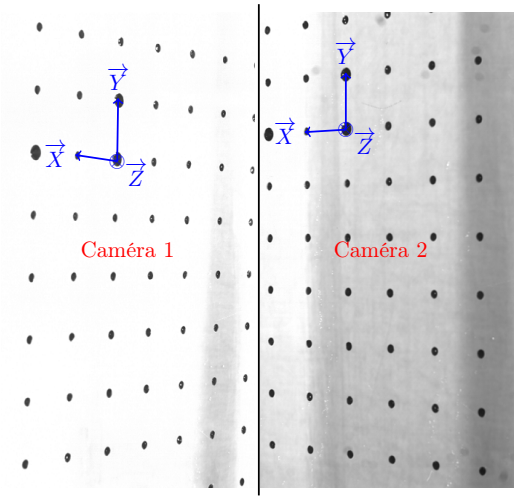

Figure 3.4 – Images de la mire prises par deux caméras perpendiculaires. Les axes sont indiqués.

Procédure de calibration. La calibration se déroule en quatre étapes.

(i) Après avoir installé la mire, quelques dizaines d'images de celle-ci sont prises par chaque caméra. La mire est ensuite translatée et une nouvelle séquence d'images est prise. Cette opération est faite pour au moins trois positions. Ces positions sont centrées autour d'une valeur moyenne pour faciliter le traitement. Pour avoir la meilleure calibration possible il est préférable que la mire parcoure une large part du volume de mesure. Chaque série d'images est ensuite moyennée afin d'avoir une image par caméra et par position de la mire (voir figure 3.4). La suite du traitement est ensuite effectué sous *Matlab*.

(ii) La seconde étape consiste, pour chaque doublet caméra/position, à calculer la transformation permettant de passer des positions en pixels sur le capteurs (X_p,Y_p) aux positions dans le volume de mesure $(X,\ Y)$; ainsi que la transformation inverse. Pour cela, une première projection est faite en indiquant un rectangle sur les images. Cela permet une détection plus aisée des points et la correspondance de ces points à leur position réelle. Les directions $\vec{X}$ et $\vec{Y}$ sont déterminées à l'aide de trois points de repère sur la plaque permettant de fixer l'origine et les axes. Connaissant les positions dans l'espace des points présents sur le capteur, on calcule la transformation projective passant du capteur au volume de mesure. Un correction non-linéaire d'ordre trois permet de corriger, pour chaque position de la mire de calibration, d'éventuelles aberrations sphériques.

(iii) La troisième partie du traitement considère chaque caméra indépendamment des autres. Les transformations effectuées précédemment permettent d'assigner à chaque pixel de la caméra une position dans le mode réel à laquelle on ajoute la position Z lue sur la platine de translation. Ainsi, sous l'hypothèse édictée plus haut, le lieu des points dans le monde réel correspondant à un même pixel pour chaque position de la mire décrit un segment de droite dont on peut déterminer un point de passage et le vecteur directeur.

(iiii) Ce calcul est en fait effectué pour tout ou partie des pixels. Un interpolant est enfin construit permettant d'assigner un couple {point de passage-vecteur directeur} y compris à des valeurs de pixel non entières. L'erreur mesurée sur l'interpolant est alors de l'ordre de 0,1 mm au maximum, ce qui est inférieur au diamètre des particules que nous allons suivre. On considère

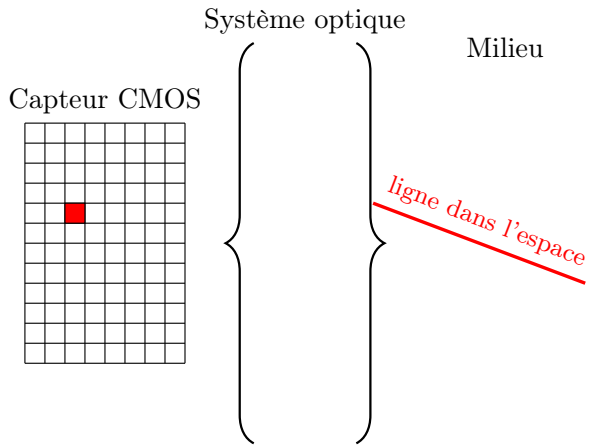

Figure 3.5 – Schéma de principe de la correspondance entre pixel et ligne de l'espace où est situé l'objet observé.

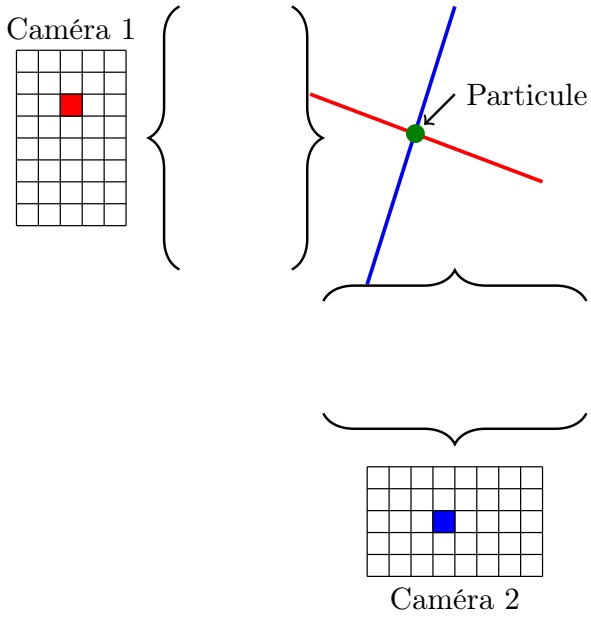

Figure 3.6 – Schéma de la correspondance tridimensionnelle d'une particule avec deux caméras. Le principe est extensible à un plus grand nombre de caméras.

cela comme acceptable, d'autant plus comparé au volume de mesure. Par ailleurs, les fluctuations de température dues aux panaches entrainent des fluctuations d'indice qui viennent à l'encontre de l'hypothèse selon laquelle la lumière se déplace en ligne droite dans le milieu. Nous discuterons ce point au paragraphe 3.1.4.3.

3.1.4 Suivi de particules en trois dimensions

Une fois les images acquises et les caméras calibrées, il convient de déterminer la position en trois dimensions des particules ainsi que leur trajectoire. Les routines *Matlab* ont été fournies gracieusement par Miguel Lopez-Caballero. Nous les avons ensuite réécrites en *Python* afin que le traitement puisse être parallélisé sur les fermes de calcul du Pôle Scientifique de Simulation Numérique (PSMN). On commence par effectuer une détection des particules sur les images. Elles font typiquement entre 5 et 10 pixels de diamètre. Après avoir retiré l'arrière plan, on applique aux images un filtre passe-bande afin d'éliminer le bruit et de lisser l'image, permettant ensuite une détection sous-pixel. L'image est ensuite seuillée et rendue binaire pour supprimer le bruit et détecter les centres des particules. Il faut ensuite reconstituer leur position en trois dimensions. La figure 3.7 illustre ceci.

3.1.4.1 Correspondance à trois dimensions et suivi des particules

Nous avons vu qu'à partir des positions des particules sur le capteur, l'interpolant lié à chaque caméra nous permet de connaitre les coordonnées de la droite sur laquelle se situe la particule. La présence d'au moins deux caméras est alors indispensable. En traçant pour chaque caméra (virtuellement) la droite sur laquelle se situe la particule en question, on obtient sa position en trois dimensions par l'intersection des droites issues de chaque caméra. En réalité, on ne cherche pas une intersection mais une distance minimale entre ces droites. On fixe également un critère de distance au-delà duquel deux droites ne peuvent pas être assignées à la même particule, typiquement de 400 à 800 μm. Afin de réduire le temps de calcul, chaque droite issue de la première caméra est projetée sur les autres

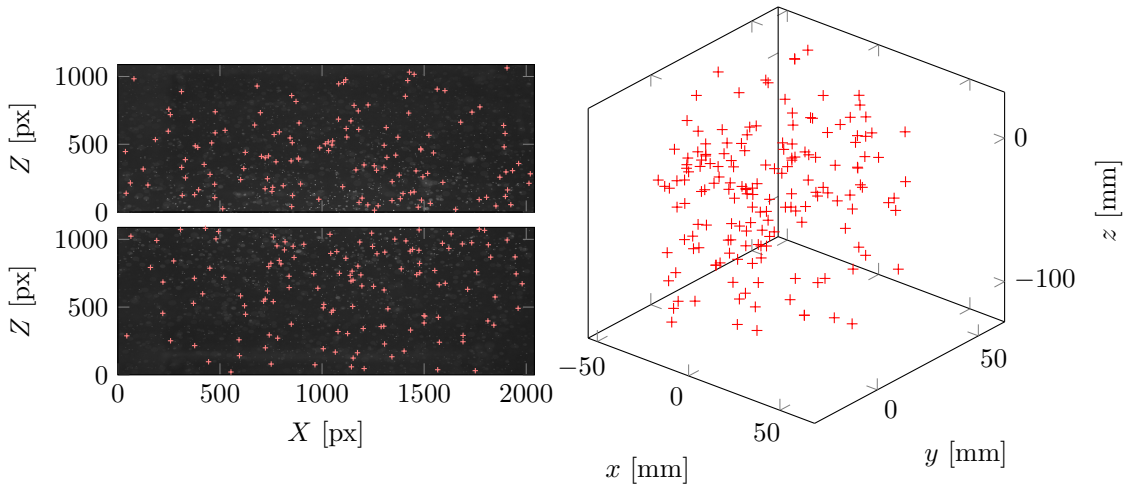

Figure 3.7 – Passage de la détection sur les caméras (à gauche) à la correspondance en trois dimensions (à droite). Seule une partie des particules réellement détectées est représentée.

caméras. Les particules qui se trouvent au voisinage de cette droite projetée sont sélectionnées et leur droite d'origine est tracée dans l'espace pour chercher la plus petite distance avec la droite issue de la première caméra. Ainsi on s'affranchit de la comparaison de chaque droite issue de la première caméra avec toutes celles issues des autres caméras. La figure 3.6 illustre cette technique. Toutefois celle-ci ne fonctionne pas de manière idéale. Avec seulement deux caméras et un grand nombre de particules, les situations ambigües sont nombreuses. Une droite issue d'une caméra peut passer au voisinage de plusieurs droites de l'autre caméra conduisant à des erreurs de détection. En présence de trois caméras, ces ambiguïtés sont en grande partie levées mais il en subsiste. C'est alors en essayant de suivre les particules sur deux pas de temps consécutifs que les dernières ambiguïtés sont levées.

Une fois obtenues les positions en trois dimensions des particules sur l'ensemble de l'acquisition, on cherche à déterminer les trajectoires de celles-ci. Le suivi dans l'espace en trois dimensions nécessite moins de précautions que celui en deux dimensions [Ouellette *et al.*, 2006a ; Machicoane, 2014] car les particules sont suffisamment diluées (c'est à dire suffisamment éloignées les unes des autres) par l'ajout de cette dimension supplémentaire. Aussi, au premier ordre, la recherche du plus proche voisin entre deux images consécutives est suffisante, à condition que la fréquence d'échantillonnage soit assez élevée pour que le déplacement des particules sur un pas de temps n'excède pas la moitié de la distance moyenne entre particules. En pratique, on détermine la distance maximale d_{max} que peut parcourir une particule dans l'intervalle de temps correspondant à cette fréquence. Pour l'obtenir on estime la vitesse maximale que peut atteindre une particule dans cette zone. Les mesures effectuées au chapitre précédent dans une expérience avec un nombre de Rayleigh plus grand indiquent que dans la zone centrale la norme de la vitesse moyenne est de l'ordre de 1 cm/s. Nous avons décidé de prendre une vitesse maximale [2] de 2 cm/s ce qui mène à $d_{max} = 0{,}1$ mm. On construit un ensemble de distances comprises d_i entre 0 mm et d_{max} espacées de façon logarithmique. Ensuite, pour chaque particule issue de la première image, on détermine l'ensemble des particules issues de l'image suivante qui sont dans la sphère de rayon d_i autour de cette particule. La particule correspondante est alors celle qui est la plus proche. Si aucune n'est trouvée, la procédure est répétée pour les particules restantes et la distance d_i suivante. L'utilisation de cette échelle de distances permet de limiter les erreurs de suivi qui peuvent apparaitre si l'on relie deux particules qui n'appartiennent pas à la même trajectoire. En effectuant cette procédure sur chaque paire d'images on peut reconstruire les trajectoires des particules. Toutefois, avec seulement deux caméras, cette méthode s'avère très

2. Nous verrons plus tard à l'aide des distributions de vitesses que cette valeur est adaptée.

limitée, et il est nécessaire d'ajouter une troisième caméra pour obtenir des trajectoires suffisamment longues.

3.1.4.2 Vitesse d'acquisition et filtrage

La convection thermique est un phénomène lent. Toutefois, il est empiriquement considéré que la résolution précise de l'accélération nécessite qu'un pas de temps entre deux images contienne au minimum 25 fois le temps de Kolmogorov [Mordant *et al.*, 2004a]. On définit ce dernier comme :

$$\tau_\eta = \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}}. \tag{3.3}$$

En utilisant la formule 3.2, on obtient $\tau_\eta = 0{,}39\,\mathrm{s}$. La fréquence d'acquisition minimale doit alors être de 65 Hz. Toutefois, afin d'améliorer la résolution temporelle des statistiques Lagrangiennes, en particulier celle des données d'accélération, une fréquence d'acquisition de 200 Hz est préférable et a été utilisée pour les différentes acquisitions. Le sur-échantillonnage facilite de plus le filtrage et la gestion du bruit que nous allons voir.

Le filtrage est en effet primordial. La vitesse et *a fortiori* l'accélération sont en effet des grandeurs dérivées qui amplifient le bruit sur la trajectoire. Aussi il est indispensable de filtrer les trajectoires afin de limiter l'effet du bruit sur les estimations statistiques de la vitesse et de l'accélération. Pour cela on convolue les trajectoires avec un noyau gaussien de largeur τ_f, chose possible car l'acquisition est sur-échantillonnée par rapport à τ_η. Selon que l'on veut obtenir la position, la vitesse ou l'accélération filtrée, le noyau est dérivé zéro, une ou deux fois avant la convolution. Par ailleurs, les trajectoires sont discrètes et de longueur finie. Aussi il convient de fixer une longueur au noyau gaussien. On prend ici $N = 3\tau_f$. Les noyaux respectifs ont la forme suivante :

— pour la position :

$$g_p(t) = \begin{cases} A_p \exp\left(-\dfrac{t^2}{\tau_f^2}\right) & \text{si } |t| \leq \tau_f, \\ 0 & \text{si } |t| > \tau_f, \end{cases} \tag{3.4}$$

— pour la vitesse :

$$g_v(t) = \begin{cases} A_v t \exp\left(-\dfrac{t^2}{\tau_f^2}\right) & \text{si } |t| \leq \tau_f, \\ 0 & \text{si } |t| > \tau_f, \end{cases} \tag{3.5}$$

— pour l'accélération :

$$g_a(t) = \begin{cases} A_a \left(2\dfrac{t^2}{\tau_f^2} - 1\right) \exp\left(-\dfrac{t^2}{\tau_f^2}\right) + B_a & \text{si } |t| \leq \tau_f, \\ 0 & \text{si } |t| > \tau_f. \end{cases} \tag{3.6}$$

La constante de normalisation B_a provient de la longueur finie du filtre [Mordant *et al.*, 2004a]. Cette dernière ainsi que A_p, A_v et A_a sont déterminées à l'aide des relations suivantes ($\bigstar$ représente le produit de convolution) :

$$\begin{cases} g_p(t) \bigstar 1 &= 1, \\ g_v(t) \bigstar t &= 1, \\ g_a(t) \bigstar 1 &= 0, \\ g_a(t) \bigstar t^2 &= 2. \end{cases} \tag{3.7}$$

Il convient de bien choisir la largeur du filtre pour affecter le moins possible le vrai signal. Pour cela, on s'intéresse généralement [Voth *et al.*, 2002] à la variance de l'accélération en fonction de τ_f

(figure 3.8). On observe une rapide décroissance de la variance avec la largeur du filtre avant un coude vers une décroissance bien plus lente. La première décroissance est due au filtrage du bruit tandis qu'après le coude, c'est le signal réel qui est lissé par le noyau gaussien. En extrapolant la seconde partie de la courbe par une droite, on considère que la largeur τ_f optimale du filtre correspond au moment où la courbe décroche de cette droite. Dans le cas présenté figure 3.8, on a donc $\tau_f = 0{,}29\,\tau_\eta$.

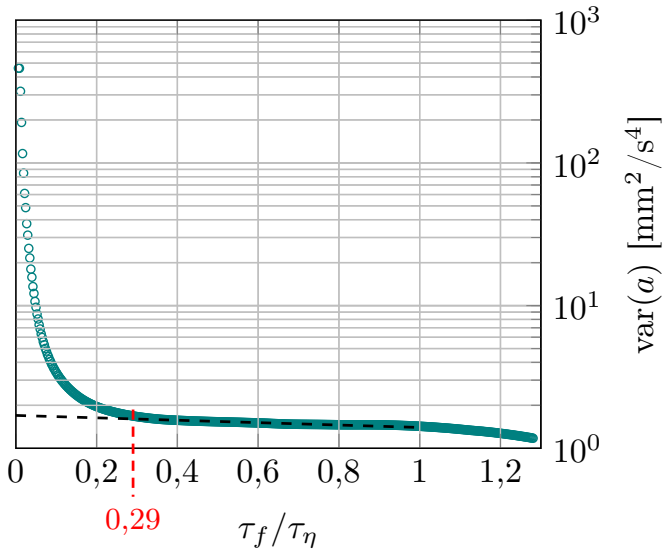

Figure 3.8 – Variance de l'accélération en fonction de la largeur du filtre.

La figure 3.9 présente un morceau de trajectoire brute et la trajectoire filtrée correspondante. La série temporelle de la vitesse filtrée correspondante et celle calculée par différence finie sur la position brute sont présentées figure 3.10. La vitesse filtrée est tronquée au début de la trajectoire car la convolution avec un noyau de taille finie nous impose de supprimer les extrémités de celle-ci. On observe une très forte diminution du bruit grâce au filtrage qui s'avère donc indispensable.

3.1.4.3 Influence des panaches sur la visualisation

Comme nous l'avons vu, la calibration se base sur l'hypothèse qu'à chaque pixel sur le capteur de la caméra on peut associer une droite dans le volume de mesure. Cette hypothèse peut être mise en défaut si la lumière ne parcourt pas le milieu en ligne droite, autrement dit si l'indice optique varie dans l'espace et/ou le temps. Or en convection thermique, les panaches sont des zones où la température, donc la masse volumique et finalement l'indice optique diffèrent du reste de l'écoulement. Se pose alors la question de l'impact de ces panaches sur la détection des particules. Nous avons donc pris des images de la mire de calibration pendant 3 minutes à une fréquence de 200 Hz avec un forçage thermique de 600 W pour une température moyenne du milieu de 40°C et sans forçage thermique pour une température de 30°C. Nous avons alors pu comparer la position détectée des points de la mire à la position réelle obtenue en moyennant les images. Les figures 3.11 (a) et (b) montrent respectivement les distributions de probabilité de l'écart à la moyenne de la composante verticale de la position en trois dimensions ΔZ des points sur la mire sans et avec forçage thermique (autrement dit en l'absence ou en présence de panaches).

On constate qu'un léger bruit apparait en l'absence de forçage. Il correspond au bruit électronique du capteur. Lorsqu'on met la cellule en fonctionnement, ce bruit augmente d'un facteur deux environ et s'accompagne d'une légère dissymétrie. Bien que le bruit reste faible (quelques dizaines de micromètres à comparer aux 250 μm de diamètre des particules et à leur déplacement typique),

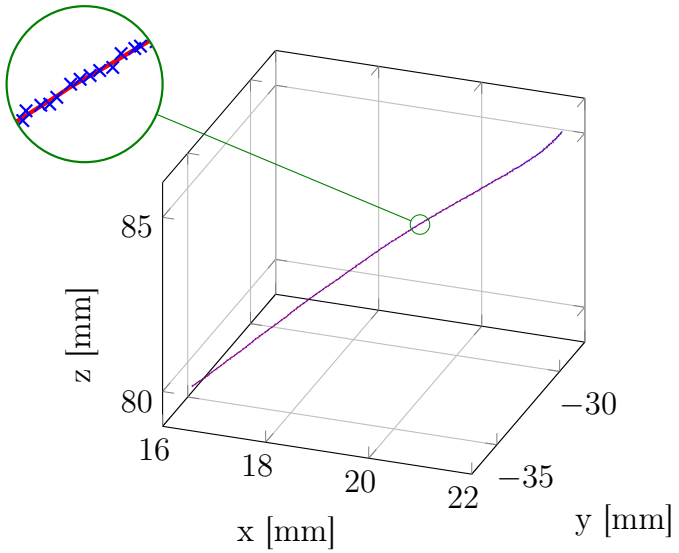

Figure 3.9 – Élément de trajectoire sur 1,5 s. Les croix bleues représentent le signal brut tandis que le trait rouge représente la trajectoire filtrée avec un noyau gaussien.

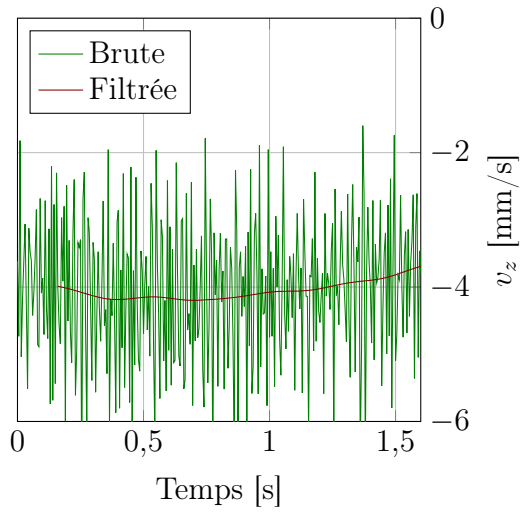

Figure 3.10 – Comparaison entre la vitesse calculée par différence finie de la position et celles calculée avec filtrage.

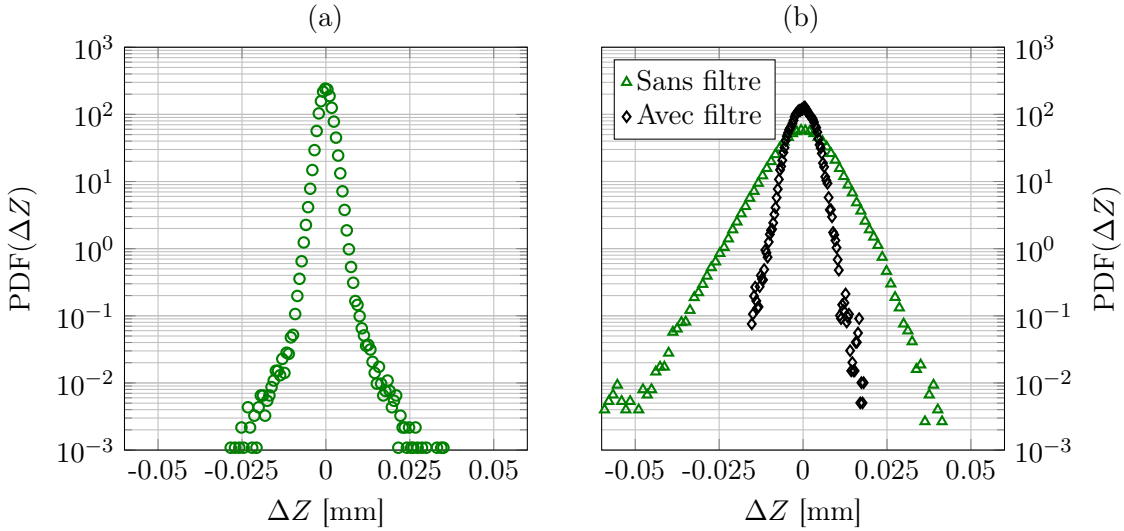

Figure 3.11 – PDF de l'écart à la position verticale moyenne des points détectés sur la mire (a) sans et (b) avec forçage thermique.

la dissymétrie ainsi que la recherche d'une meilleure précision nous poussent à essayer de le réduire. Le filtrage évoqué plus haut s'avère très efficace. En filtrant l'évolution temporelle de la position des différents points de la mire, on constate une diminution du bruit comme le montre la PDF de la figure 3.11(b,diamants noirs). La moyenne quadratique de la distribution de ΔZ passe de $3{,}2 \times 10^{-3}$ mm sans filtrage à $1{,}8 \times 10^{-3}$ mm avec filtrage. Celui-ci est fortement diminué y compris le bruit d'origine électronique. L'utilisation du noyau gaussien pour filtrer les trajectoires s'avère donc une bonne manière de s'affranchir de l'effet des panaches sur la visualisation. Ce résultat est également en total accord avec une étude similaire en convection thermique turbulente [Ni *et al.*, 2012].

3.2 Résultats et analyse

La méthode exposée précédemment a permis de reconstituer plusieurs dizaines de milliers de trajectoires suivant les différentes acquisitions. Les premières expériences ont été menées avec deux caméras, les suivantes avec trois caméras. La figure 3.12 montre une vue de dessus du volume observé dans les deux configurations. L'ajout d'une troisième caméra ne diminue pas radicalement le volume de mesure. En revanche il permet de réduire fortement les ambiguïtés observées lors de la correspondance en trois dimensions. Nous avons constaté que la longueur des trajectoires reconstruites n'excédait pas 2 secondes avec deux caméras alors qu'elle atteint jusqu'à 15 secondes avec une troisième caméra. L'impact de trajectoires courtes est protéiforme. D'une part elles ne présentent généralement pas de changements brutaux de direction, qui sont corrélés aux grandes accélérations. D'autre part, les statistiques à deux temps ou à deux particules essentielles aux analyses multi-échelles, comme les fonctions de structure ou la dispersion de paires, sont limitées en extension temporelle. Enfin, de plus longues trajectoires c'est aussi un plus grand nombre d'événements. L'une d'entre elles est présentée figure 3.13. La norme de la vitesse est représentée en couleur.

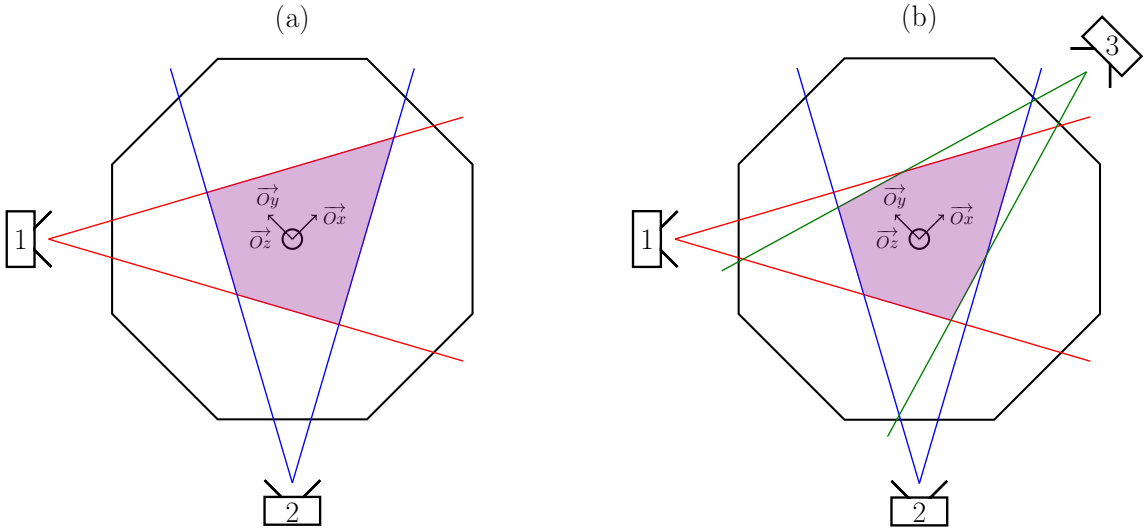

Figure 3.12 – Vue de dessus du champ observé par (a) deux caméras et (b) trois caméras.

3.2.1 Distributions

Dans un premier temps nous nous intéressons aux distributions de vitesse et d'accélération dans le volume de mesure ce qui nous amène à observer l'influence de la structure grande échelle et des panaches.

3.2.1.1 Vitesse

On calcule les fonctions de densité de probabilité (PDF) sur la vitesse obtenue après filtrage. Les figure 3.14 (a) et (b) représentent respectivement les PDF de chaque composante de la vitesse dimensionnées et normalisées par la moyenne quadratique correspondante. On constate que les distributions n'atteignent pas $\pm 20\,\mathrm{mm/s}$. Autrement dit, le critère utilisé pour suivre les particules entre prises de vue successives n'est pas trop strict car il n'élimine pas certaines valeurs de vitesses, mais sans être trop lâche car il ne permet pas l'apparition de faux positifs dans le suivi de particules

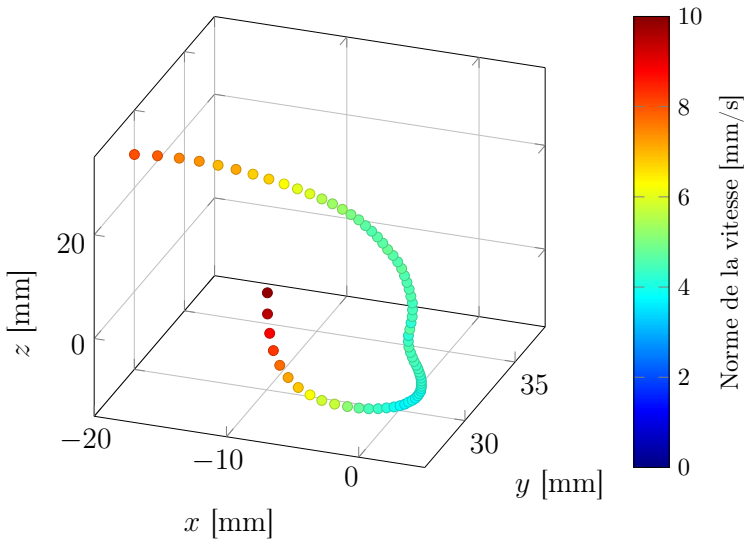

Figure 3.13 – Exemple de trajectoire d'une particule. Seul une position sur 40 est représentée. La durée de la trajectoire est d'environ 14 secondes.

qui se traduiraient par une discontinuité dans les distributions de vitesse. Par ailleurs, la PDF de la vitesse verticale v_z est peu affectée par le critère choisi pour le suivi. On constate une forte différence entre les distributions de vitesse. D'une part elles ne sont pas toutes centrées sur un moyenne nulle. D'autre part, la distribution de vitesse verticale v_z a une forme plus proche de la gaussienne que les composantes horizontales.

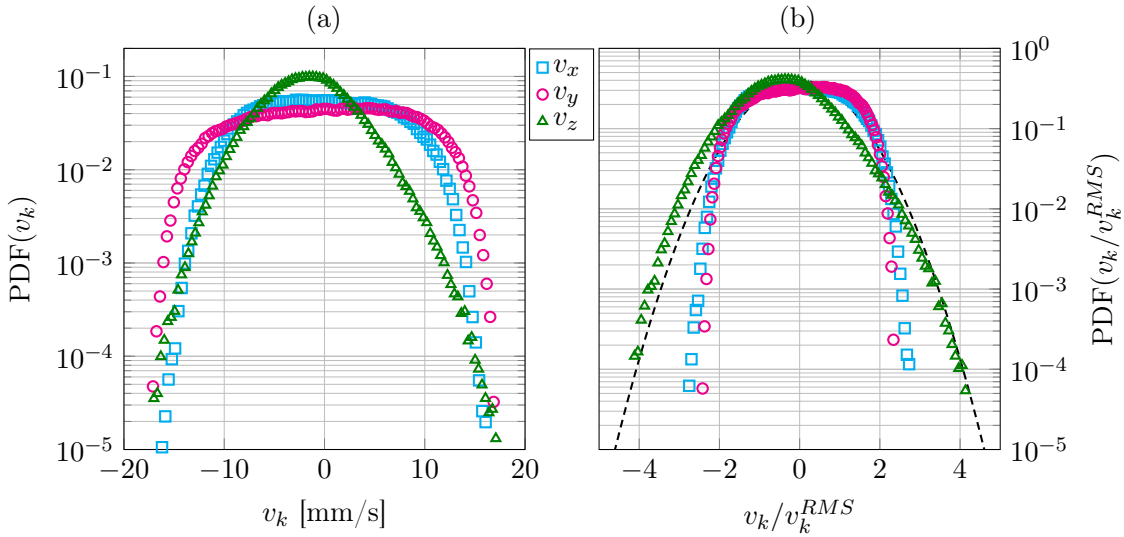

Figure 3.14 – PDF des composantes de la vitesse $v_{k=x,y,z}$ (a) dimensionnées et (b) normalisées par la moyenne quadratique correspondante. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne d'écart-type 1 et de moyenne nulle.

Cette observation a pour origine l'écoulement à grande échelle qui impacte fortement les distributions de vitesse. Le volume de mesure est en effet plus haut que large. De plus la cellule est moins haute que large. Aussi le volume de mesure chevauche la partie horizontale de la structure grande échelle qui est en place dans la cellule sous forme d'un large rouleau. Les vitesses horizontales

observées ont en grande partie pour origine cette structure grande échelle et non des fluctuations turbulentes. Enfin, si la distribution de vitesse verticale s'approche plus de celle de fluctuations turbulentes classiques, on constate qu'elle est décalée vers les vitesses négatives. On voit alors la signature d'un volume de mesure irrégulier. On observe sur la figure 3.12 que celui-ci est plus étendu vers la caméra 3, il se peut qu'il observe préférentiellement une partie des panaches, en l'occurrence les panaches descendants. Les panaches sont en effet particulièrement concentrés près des parois.

Pour mieux comprendre cet effet, nous avons effectué un traitement similaire à celui effectué dans le chapitre 2. Rappelons que l'on peut écrire la vitesse le long d'une trajectoire comme la somme d'une composante Eulérienne moyenne et de fluctuations Lagrangiennes :

$$\overrightarrow{v}(t) = \overrightarrow{v^E}\,(x(t),y(t),z(t)) + \overrightarrow{v'}(t). \tag{3.8}$$

Les données Lagrangiennes ont été moyennées dans l'espace à l'aide d'un pavage tridimensionnel composé de cubes de 1 cm de côté. Le résultat a alors été interpolé pour obtenir une carte lissée, tridimensionnelle et Eulérienne du champ de vitesse moyenne. Les figures 3.15 (a) et (b) montrent des tranches des champs moyens pour les vitesses v_x et v_y respectivement. On observe bien la structure consécutive à l'écoulement grande échelle avec des vitesses positives dans la partie haute et négatives dans la partie basse pour v_y. Pour v_x l'intensité des vitesses est beaucoup plus faible que pour v_y. On peut en déduire que l'axe de rotation du rouleau de convection est proche de l'axe $\overrightarrow{X}$. De plus les fluctuations sont assez homogènes comme on peut le voir sue la figure 3.16 qui montre des tranches du champ moyen de la moyenne quadratique de v_y. Les champs de chaque composante de la vitesse ont alors pu être retranchés à chacune des données de vitesse Lagrangiennes correspondantes. On obtient donc les fluctuations des composantes de la vitesse, débarrassées des effets de la structure grande échelle. On présente les PDF des grandeurs normalisées correspondantes figure 3.17.

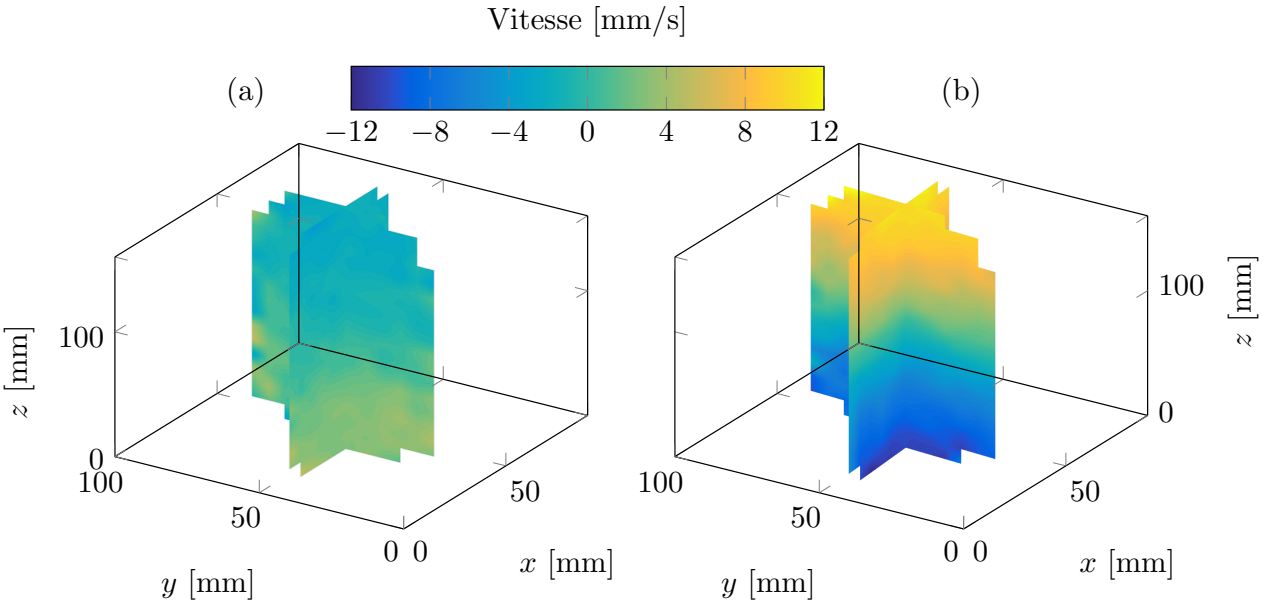

Figure 3.15 – Tranches verticales des champs moyens pour les vitesses (a) v_x et (b) v_y.

On constate que les distributions de probabilité de v'_y et v'_z sont alors très bien ajustées par une gaussienne d'écart-type 1 et de moyenne nulle. Cela démontre bien que l'on peut isoler les composantes fluctuantes et que celles-ci correspondent à des fluctuations d'origine turbulente. On constate toutefois qu'à partir de $3\,v'^{RMS}_k$ la composante verticale s'écarte légèrement d'une distribution gaussienne. On peut interpréter cela comme une conséquence de la dynamique des panaches, notamment

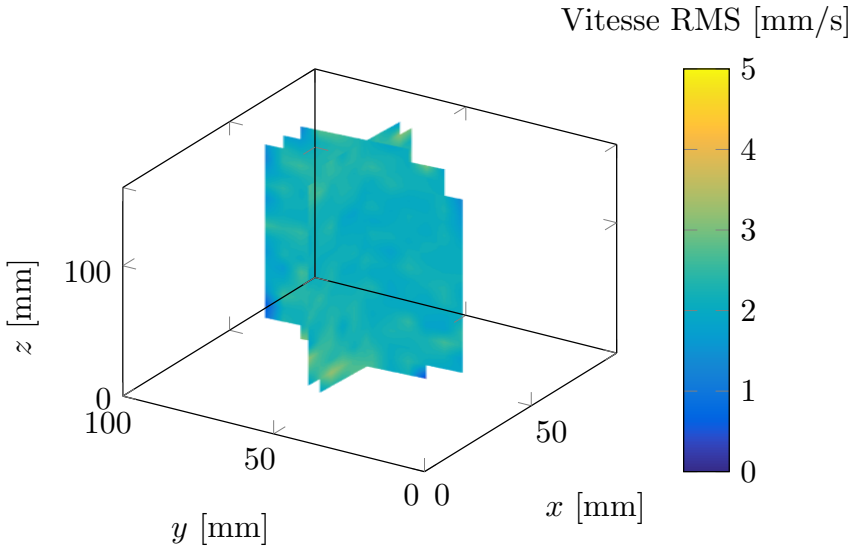

Figure 3.16 – Tranches verticales du champ de moyenne quadratique de v_y.

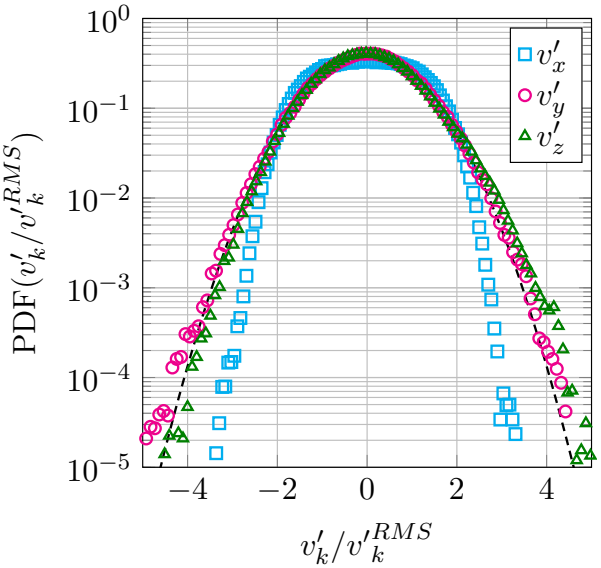

Figure 3.17 – PDF des composantes de la vitesse fluctuante $v'_{k=x,y,z}$ normalisées par la moyenne quadratique correspondante. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne d'écart-type 1 et de moyenne nulle.

de la recirculation de leur chapeau. On a vu figure 3.14 (a) que la composante verticale de la vitesse a des valeurs plus probables négatives. Cela signifie qu'elle voit plus particulièrement des zones de l'écoulement — et donc des panaches — allant vers le bas. La recirculation du chapeau provoque des vitesses qui vont à l'encontre de la vitesse globale du panache, provoquant le décalage observé sur la PDF. On verra au chapitre 5 que ce phénomène est aussi observé avec des mesures Eulériennes dans une cellule différente.

On constate en revanche que la distribution de v'_x ne s'ajuste pas par une gaussienne et ne subit que peu de changement par rapport à celle de v_x. Nous envisagions initialement un artefact de détection. Toutefois cet effet se conserve avec plus ou moins d'importance avec une autre calibration

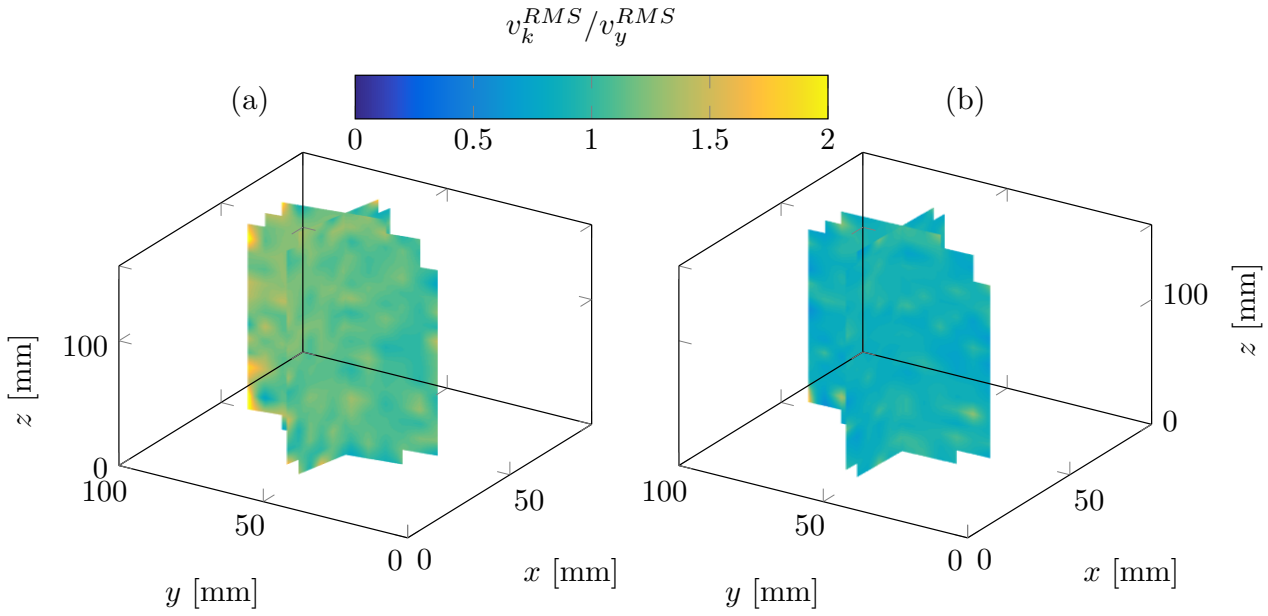

Figure 3.18 – Tranches verticales des champs des rapports de moyenne quadratique (a) v_x^{RMS}/v_y^{RMS} et (b) v_z^{RMS}/v_y^{RMS}.

(autrement dit en changeant la position des axes) ou bien avec deux caméras. Il semblerait donc que l'origine soit physique. On peut alors invoquer l'oscillation du rouleau de convection. La forme octogonale de la cellule ne permet pas une précession du rouleau mais nous avons pu observer par ombroscopie que celui-ci est confiné entre deux faces diamétralement opposées et oscille autour de l'axe vertical. Ainsi, en calculant le champ de vitesse moyen, on ne prend pas en compte cet effet aux temps longs. L'oscillation a un effet indécelable sur la structure moyenne et n'est donc pas retiré des données Lagrangiennes de vitesse lors du calcul de v_x'. De plus nous avons vu que le champ moyen de vitesse est plus intense pour v_y que pour v_x. En revanche on attend des fluctuations turbulentes du même ordre selon les deux directions. On s'attendrait alors à un impact moindre de la structure moyenne par rapport à celles-ci sur v_x que sur v_y ce qui n'est pas le cas sur les distributions de probabilité de vitesse. Enfin, en raison de la position du rouleau, une oscillation de celui-ci autour de l'axe $\overrightarrow{Z}$ a quant à elle un fort impact sur v_x' qui peut changer régulièrement de signe en conséquence contrairement à v_y'. On observe d'ailleurs cela en s'intéressant aux champs des rapports v_x^{RMS}/v_y^{RMS} et v_z^{RMS}/v_y^{RMS} visibles sur les figures 3.18 (a) et (b). Les fluctuations de v_z sont du même ordre que celles de v_y tandis que celles de v_x sont environ 30 à 40% supérieures. Cela constitue donc un argument supplémentaire quant à l'oscillation du rouleau de convection autour de l'axe vertical.

3.2.1.2 Accélération

On s'intéresse désormais aux données d'accélération. Les variances de a_x, a_y et a_z valent respectivement 6,23 $\mathrm{mm}^2/\mathrm{s}^4$, 5,08 $\mathrm{mm}^2/\mathrm{s}^4$ et 3,93 $\mathrm{mm}^2/\mathrm{s}^4$. Nous évoquerons plus bas ces différences. On peut relier ces variances au taux de dissipation d'énergie cinétique [Voth *et al.*, 2002] :

$$\mathrm{var}(a) = a_0 \epsilon^{3/2} \nu^{-1/2}. \tag{3.9}$$

En turbulence pleinement développée, dans la limite des hauts nombres de Reynolds, la valeur attendue de a_0 est d'environ 6 [Voth *et al.*, 2002]. Dans notre cas nous obtenons $a_{0,x} = 0{,}63$, $a_{0,y} =$

0,52 et $a_{0,z} = 0{,}40$. Or ici le nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor [3] s'élève seulement à $R_\lambda = 75$. Aussi, on attend une valeur de l'ordre de l'unité, a_0 reflétant l'anisotropie grande échelle de l'écoulement [Voth *et al.*, 2002]. Nous avons donc un accord qualitatif acceptable.

Les figures 3.19 (a) et (b) montent les PDF de chaque composante de l'accélération dimensionnée et normalisée par la moyenne quadratique correspondante, respectivement. Les accélérations s'étendent entre -40 et 40 mm/s^2. On constate dans un premier temps que les distributions sont toutes très similaires. Comme observé dans d'autres systèmes turbulents [La Porta *et al.*, 2001 ; Mordant *et al.*, 2004b], elles s'écartent fortement d'une distribution gaussienne pour $a_k > 3\,a_k^{RMS}$. Ces distributions exponentielles très étirées sont la conséquence de la grande intermittence de l'accélération. L'accord avec la précédente étude similaire en convection thermique [Ni *et al.*, 2012] est très bon.

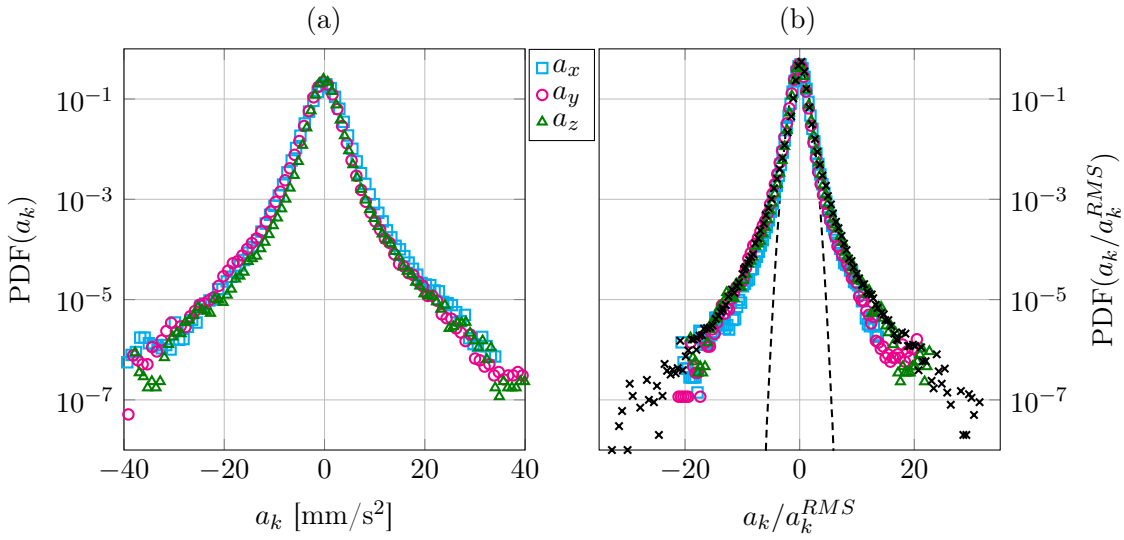

Figure 3.19 – PDF des composantes de l'accélération $a_{k=x,y,z}$ (a) dimensionnées et (b) normalisées par la moyenne quadratique correspondante. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne d'écart-type 1 et de moyenne nulle. Les croix noires correspondent à l'accélération verticale dans l'expérience de Ni *et al.* à $Ra = 4 \times 10^9$ [Ni *et al.*, 2012].

On constate ici que la structure grande échelle n'a pas d'impact visible sur les distributions d'accélération. Le temps de corrélation de cette quantité est en effet faible si bien qu'elle ne « voit » pas les structures grande échelle. On peut alors se poser la question de l'isotropie. L'écoulement dans une cellule de Rayleigh-Bénard est fortement anisotrope en raison des panaches et de l'écoulement global. Les simulations numériques menées par Schumacher [Schumacher, 2008] ont montré que les distributions de probabilité des accélérations horizontales normalisées présentent des ailes plus larges que pour l'accélération verticale normalisée au-delà de $10\,a_k^{RMS}$. Pour mettre ce point en évidence, on peut s'intéresser à l'aplatissement (le moment d'ordre quatre divisé par le carré de la variance) de la distribution. Celui-ci peut s'écrire sous la forme :

$$\mathrm{F}(a_k) = \int_{-\infty}^{\infty} (a_k - \langle a_k \rangle)^4 \,\mathrm{PDF}(a_k)\mathrm{d}a_k. \tag{3.10}$$

En traçant l'intégrande en fonction de l'accélération on connaitra la contribution de chaque valeur de cette dernière à l'aplatissement de la distribution de l'accélération — représentée par l'aire sous la courbe. On présente cette courbe figure 3.20. On observe une relativement bonne convergence du moment d'ordre quatre de la distribution. On constate de plus que les pics correspondant aux

3. Voir équations 5.11 et 5.12 au chapitre 5 pour plus de détails.

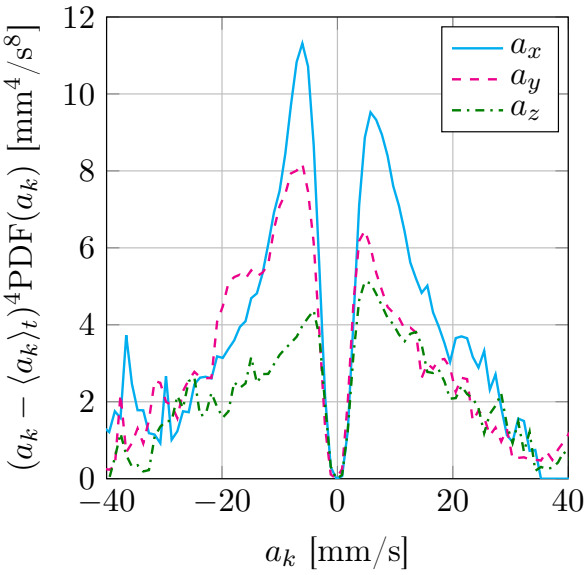

Figure 3.20 – Contributions à l'aplatissement des distributions des trois composantes de l'accélération.

composantes horizontales sont plus hauts et plus loin de 0 que celui correspondant à la composante verticale. Cela signifie qu'il y a plus de chance d'avoir de fortes accélérations horizontales que verticales. Le résultat est cohérent avec les résultats obtenus dans [Ni *et al.*, 2012]. Une interprétation possible pourrait être la suivante. Le chapeau des panaches possède un mouvement de rotation autour d'un axe vertical [Zhou *et al.*, 2007] lui conférant une forte vorticité verticale. Cela confère aux particules de fluide au voisinage des panaches une forte accélération horizontale que nous retrouvons ici. Si les études numériques [Schumacher, 2008] sont en mesure d'observer ce phénomène directement sur les distributions de probabilité, c'est que le volume d'étude consiste en l'ensemble d'une cellule de convection cylindrique. Aussi les zones contenant le plus de panaches (les jets) sont bien explorées ce qui amplifie le phénomène.

3.2.2 Statistiques à deux temps

Afin de mener une étude sur les statistiques à deux points, nous commençons par définir les incréments temporels de vitesses :

$$\delta v_k(\tau) = v_k(t+\tau) - v_k(t). \tag{3.11}$$

3.2.2.1 Fonctions de structure d'ordre deux

Dans un premier temps on étudie les fonctions de structure Lagrangiennes d'ordre deux. Rappelons qu'on définit la fonction de structure Lagrangienne d'ordre ζ pour une composante $k = x,y,z$ de la vitesse comme :

$$S^{\zeta}_{v_k}(\tau) = \langle |\delta v_{y,z}(\tau)|^{\zeta} \rangle_t, \tag{3.12}$$

avec τ un incrément temporel. Pour $\zeta = 2$ on s'attend à deux régimes : un régime balistique aux temps courts et un régime inertiel aux temps longs. On a alors respectivement :

$$S^2_{v_k}(\tau) = \sigma^2_{a_k}\tau^2 \quad \text{et} \quad S^2_{v_k}(\tau) \propto \tau, \tag{3.13}$$

où $\sigma_{a_k}^2$ représente la variance de l'accélération.

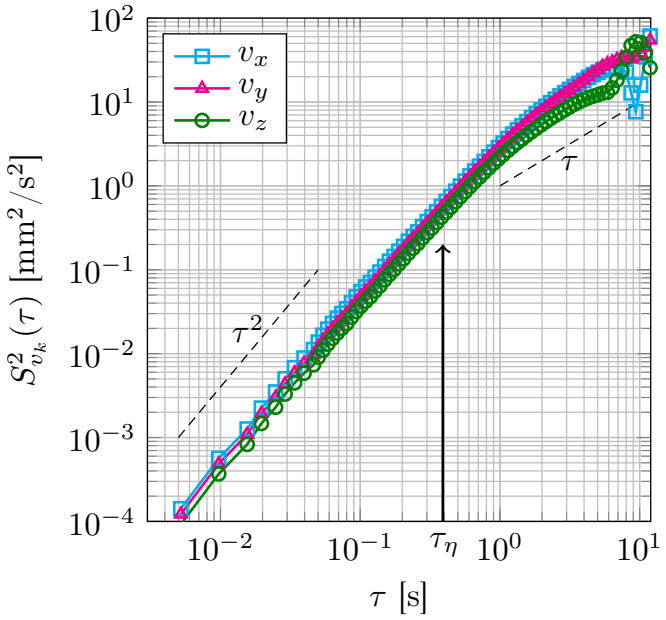

Figure 3.21 – (a) Fonctions de structure d'ordre deux des trois composantes de la vitesse.

On présente figure 3.21 les fonctions de structure d'ordre deux des vitesses v_x, v_y et v_z. Aux petits incréments de temps on voit apparaitre le régime balistique correspondant aux échelles diffusives (le temps de Kolmogorov est indiqué). La pente alors attendue correspond à la variance de l'accélération. L'accord est très bon : on mesure une pente de 5,98 mm^2/s^4 et 5,17 mm^2/s^4 pour les composantes horizontales et 3,93 mm^2/s^4 pour la composante verticale alors que les variances des accélérations obtenues en dérivant les trajectoires par convolution gaussienne correspondantes valent 6,23 mm^2/s^4, 5,08 mm^2/s^4 et 3,93 mm^2/s^4. Une zone de transition vers le régime inertiel apparait vers 2-3 τ_η avec une pente qui s'approche de τ. Cette zone est faiblement marqué car la turbulence n'est pas suffisamment forte. Rappelons que le nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor s'élève à 75 ce qui ne permet pas un développement de la zone inertielle sur une grande gamme d'échelles. Enfin, en turbulence homogène et isotrope, la fonction de structure d'ordre deux doit saturer à $2\,\sigma_k^2$ où $\sigma_k = v_k^{RMS}$. Dans notre cas $2\,\sigma_x^2 = 69$ mm^2/s^2, $2\,\sigma_y^2 = 104$ mm^2/s^2 et $2\sigma_z^2 = 34$ mm^2/s^2 ce qui est compatible avec le haut de nos fonctions de structure. Nous n'observons pas cette saturation car nous n'avons pas suffisamment de statistiques aux grands incréments temporels.

3.2.2.2 Corrélations

Les fonctions d'autotcorrélation peuvent être obtenues avec précision à partir des fonctions de structure [Sawford, 1991 ; Mordant, 2001]. Le développement de la fonction de structure Lagrangienne d'ordre deux S_A^2 sous l'hypothèse de stationnarité nous amène au résultat suivant :

$$R_A = 1 - \frac{S_A^2}{2\sigma_A^2}, \tag{3.14}$$

où on note σ_A la moyenne quadratique de A. Cela permet, sur l'étendue temporelle où se développent les fonctions de structure, d'avoir une estimation de l'allure des fonctions d'autocorrélation. On présente respectivement figure 3.22 (a) et (b) les fonctions d'autocorrélation ainsi calculées pour les trois composantes de la vitesse globale v_k et de la vitesse fluctuante v'_k. Les fonctions d'autocorrélation

obtenues à l'aide de la particule instrumentée au chapitre précédent pour les fluctuations de vitesse sont aussi présentées.

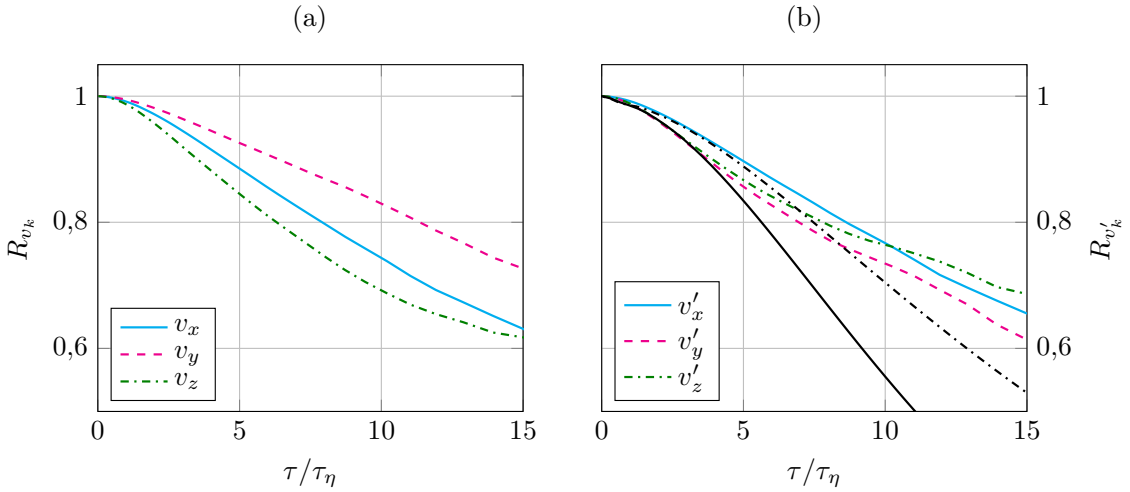

Figure 3.22 – Fonctions d'autocorrélation (a) des composantes de la vitesse et (b) des fluctuations correspondantes. La ligne pointillée noire représente la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesse horizontale obtenue avec le particule instrumentée (chapitre 2), la ligne pleine noire celle pour les fluctuations de vitesse verticale.

On constate dans un premier temps que pour les vitesses globales (c'est-à-dire sans enlever la structure moyenne de l'écoulement), les courbes sont séparées. Les vitesses v_y sont corrélées plus longtemps que les vitesses v_x et *a fortiori* les vitesses v_z. Cela est cohérent avec le fait que le champ moyen de vitesse le plus intense est celui de v_y. En revanche, si l'on fait la même opération sur les vitesses fluctuantes, les fonctions d'autocorrélations sont semblables. Nous parvenons donc à retrouver l'isotropie sur les fonctions d'autocorrélation en enlevant le champ moyen de vitesse. La fonction d'autocorrélation pour les fluctuations de vitesse horizontale observées avec la particule instrumentée est assez proche de celle calculée ici tandis que celle pour les fluctuations de vitesse verticale s'en écarte. Ceci est cohérent avec le fait que nous visualisons une zone avec peu de panaches et que ceux-ci possèdent surtout une vitesse verticale.

Dans le modèle stochastique à deux temps développé par Sawford [Sawford, 1991], les fonctions d'autocorrélation ont une forme parabolique aux temps très courts (reliée à la dépendance triviale aux temps courts en τ^2 des fonctions de structure d'ordre deux) avant une décroissance exponentielle jusqu'à atteindre 0 au-delà de $2\,T_L$. En théorie T_L correspond à l'intégrale de 0 à l'infini de la fonction d'autocorrélation de la vitesse. Or ici nous n'avons pas accès à la totalité de cette dernière. Dans le modèle de Sawford, la fonction d'autocorrélation de la vitesse s'écrit :

$$R_v = \frac{\beta_2 \exp(\beta_1 \tau) - \beta_1 \exp(\beta_2 \tau)}{\beta_2 - \beta_1}, \tag{3.15}$$

où les coefficients β_1 et β_2 sont reliés aux paramètres de l'écoulement :

$$\begin{cases} \beta_1 = -\dfrac{1 + C_0^2 \tau_\eta / 4 a_0 T_E}{T_L}, \\ \beta_2 = -\dfrac{2\sigma_a^2}{C_0 \epsilon}. \end{cases} \tag{3.16}$$

σ_a^2 représente ici la variance de l'accélération tandis que C_0 est la constante de Kolmogorov de la fonction de structure Lagrangienne. T_E représente le temps intégral Eulérien qui peut être estimé par :

$$T_E \sim \frac{\left(v^{RMS}\right)^2}{\epsilon}. \tag{3.17}$$

Dans notre cas cela nous obtenons $T_E \sim 14$ s. Ce temps est similaire à celui que l'on obtient avec la particule instrumentée utilisée au chapitre précédent à savoir $T_E^{particule} \sim 13\,\mathrm{s}$. Enfin a_0 est la constante qui relie la variance de l'accélération au taux de dissipation d'énergie cinétique et à la viscosité (équation 3.9).

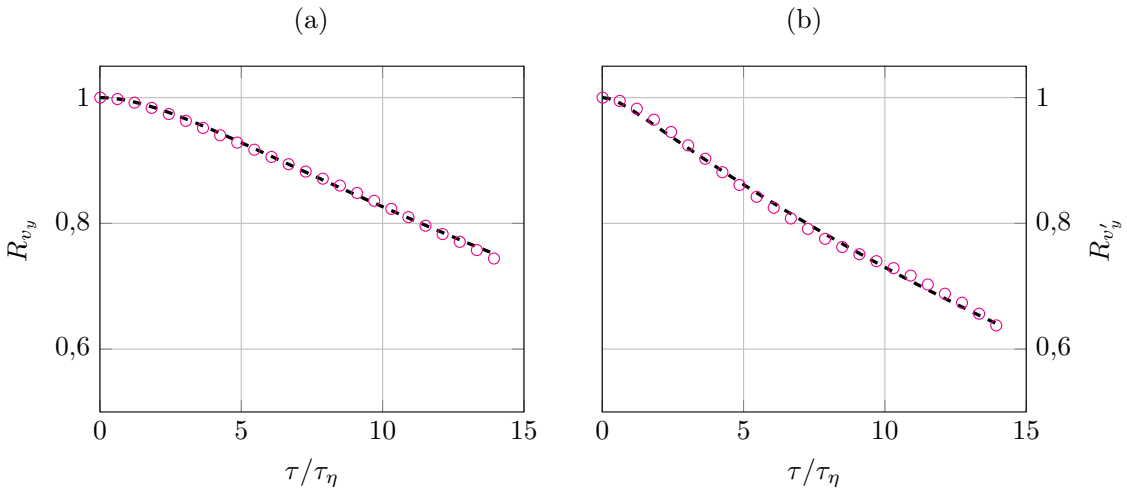

Figure 3.23 – Fonctions d'autocorrélation (a) de v_y et (b) de v'_y ainsi que les ajustements obtenus avec l'équation 3.15.

On présente figure 3.23 (a) et (b) l'ajustement obtenu à l'aide de l'équation 3.15 des fonctions d'autocorrélations de la vitesse v_y et de sa composante fluctuante v'_y respectivement. On constate un assez bon accord dans les deux cas. Les valeurs des coefficients nous permettent de remonter au temps Lagrangien intégral d'une part et au taux de dissipation d'énergie cinétique d'autre part. La constante de Kolmogorov C_0 a été estimée à environ 3 par Sawford à partir de simulations numériques [Yeung & Pope, 1989] dans notre gamme de R_λ. Le tableau 3.1 résume les différentes valeurs. D'après le modèle de Sawford, $T_L = 2\,T_E/C_0$. Nous sommes donc dans des ordres de grandeur comparables. On constate que le temps intégral Lagrangien est plus élevé si l'on conserve le champ moyen de vitesse, ce qui est cohérent avec le fait que la vitesse se décorrèle plus lentement dans ce cas. Les valeurs trouvées pour ϵ sont également d'un ordre de grandeur comparable avec l'estimation obtenue grâce à l'équation 3.2 ($\epsilon \approx 4 \times 10^{-6}\,\mathrm{m^2/s^3}$). L'estimation est plus grande si l'on conserve le champ moyen. C'est assez cohérent étant donné qu'on conserve la totalité du signal de la vitesse qui est directement liée à l'énergie cinétique.

	β_1 (s^{-1})	β_2 (s^{-1})	T_L (s)	ϵ ($\mathrm{m^2/s^3}$)
v_y	-0,064±0,002	-1,23±0,1	17±0,3	$2{,}8 \pm 0{,}2 \times 10^{-6}$
v'_y	-0,085±0,002	-5,07±1,2	13±0,3	$6{,}7 \pm 1{,}5 \times 10^{-7}$

Tableau 3.1 – Valeurs des paramètres de l'équation 3.15 et des grandeurs qui en découlent.

Les corrélations d'accélération ont également été observées. Le modèle stochastique évoqué plus haut [Sawford, 1991] prédit que la fonction d'autocorrélation de l'accélération doit couper 0 pour 2-3 τ_η. La figure 3.24 montre les fonctions d'autocorrélation de l'accélération obtenues à partir des

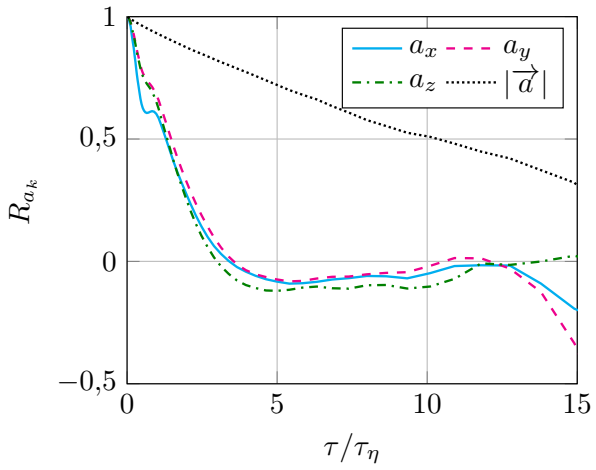

Figure 3.24 – Fonctions d'autocorrélation de l'accélération. La petite bosse observée aux temps très courts est la signature d'un résidu de bruit.

fonctions de structure. On observe que l'accélération se décorréle autour de $3\,\tau_\eta$ ce qui est en bon accord avec le modèle évoqué ainsi que les simulations numériques et les expériences en turbulence homogène et isotrope. De plus on remarque que la norme de l'accélération se décorrèle beaucoup moins vite. On voit peut-être ici la signature des panaches. Si une particule est prise dans le chapeau d'un panache, la recirculation de celui-ci lui confère une accélération dont la norme évolue peu mais dont les composantes évoluent rapidement. Cet effet pourrait s'ajouter à une autre interprétation [Mordant *et al.*, 2004b] : les particules sont piégées dans des tourbillons qui provoquent sur leur accélération un effet similaires aux panaches. Toutefois cette effet est relativement faible vue la valeur du nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor. Enfin, la structure grande échelle pourrait également être à l'origine de cette observation. Dans le rouleau de convection, si l'on exclut les fluctuations turbulentes, les particules subissent une accélération d'intensité relativement constante mais de direction changeante.

3.2.2.3 Intermittence

Les écoulements turbulents peuvent présenter un comportement intermittent c'est-à-dire une irrégularité spatio-temporelle de la dissipation d'énergie cinétique. Afin d'étudier l'intermittence de l'écoulement nous nous intéressons aux PDF des incréments de vitesses ainsi qu'aux fonctions de structure Lagrangiennes d'ordre deux et au-delà. La figure 3.25 (a) montre les fonctions de structure d'ordre deux à huit de la vitesse verticale. Pour la fonction de structure d'ordre huit on s'attend, dans la zone inertielle, à une loi d'échelle en τ^4. Or la loi d'échelle visible semble nettement inférieure bien qu'à cet ordre la convergence devienne délicate. Ceci est un signe de l'intermittence de la turbulence [Mordant *et al.*, 2001 ; Xu *et al.*, 2006]. Les zones inertielles sont peu développées sur les fonctions de structure car nous avons $R_\lambda \approx 75$. On peut toutefois tenter de les ajuster par une loi de puissance pour les différents ordres des fonctions de structure.

La figure 3.26(b) montre les valeurs des lois de puissance χ^ζ obtenues dans les zones inertielles divisées par celle pour l'ordre deux en fonction de l'ordre de la fonction de structure. Cette technique, introduite par Benzi *et al.* [Benzi *et al.*, 1993], est appelée auto-similarité étendue. La théorie de Kolmogorov (K41) prédit dans le régime inertiel une loi de puissance en $\zeta/2$ ou ζ est l'ordre de la fonction de structure. On constate que cette loi n'est plus suivie au-delà de l'ordre trois ce qui est une signature de l'intermittence. Le rapport χ^ζ/χ^2 semble atteindre un plateau autour de 2,3. Toutefois l'intermittence semble moins forte que dans des expériences effectuées au centre d'un écoulement de

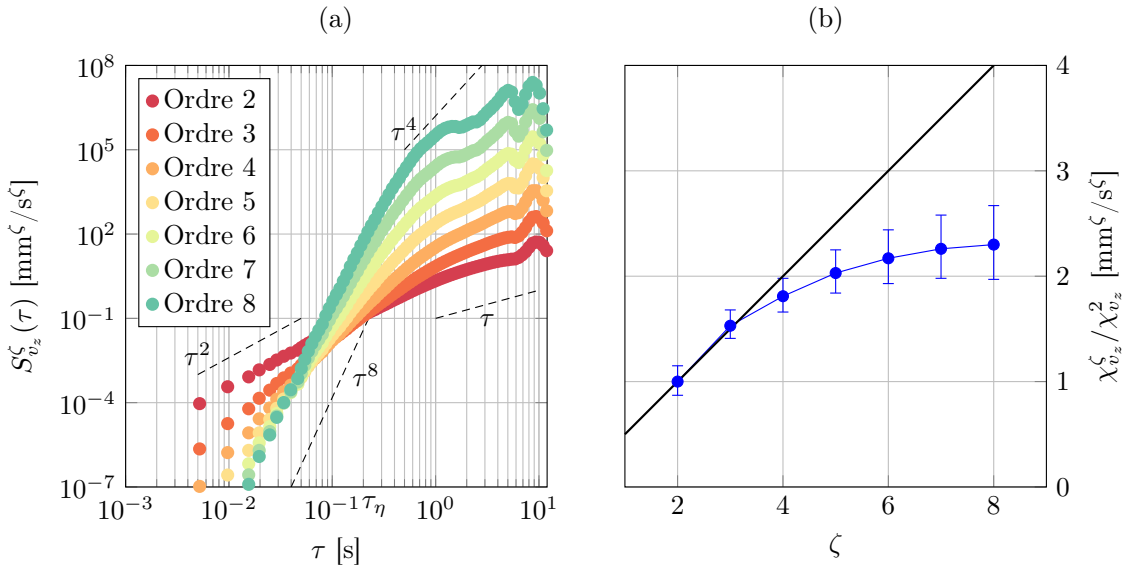

Figure 3.25 – (a) Fonctions de structures Lagrangiennes de l'ordre deux à huit. (b) Rapport entre la loi de puissance obtenue dans la zone inertielle de ces fonctions de structure et la même loi de puissance pour la fonction de structure d'ordre deux en fonction de l'ordre ζ. La ligne pleine représente la théorie K41.

Von-Kármán. Dans ce cas il a été observé que le plateau atteint est d'environ 1,5 à $R_\lambda = 200$ et 2 pour $R_\lambda = 690$ [Xu *et al.*, 2006]. La plus faible turbulence dans notre cas peut expliquer ceci.

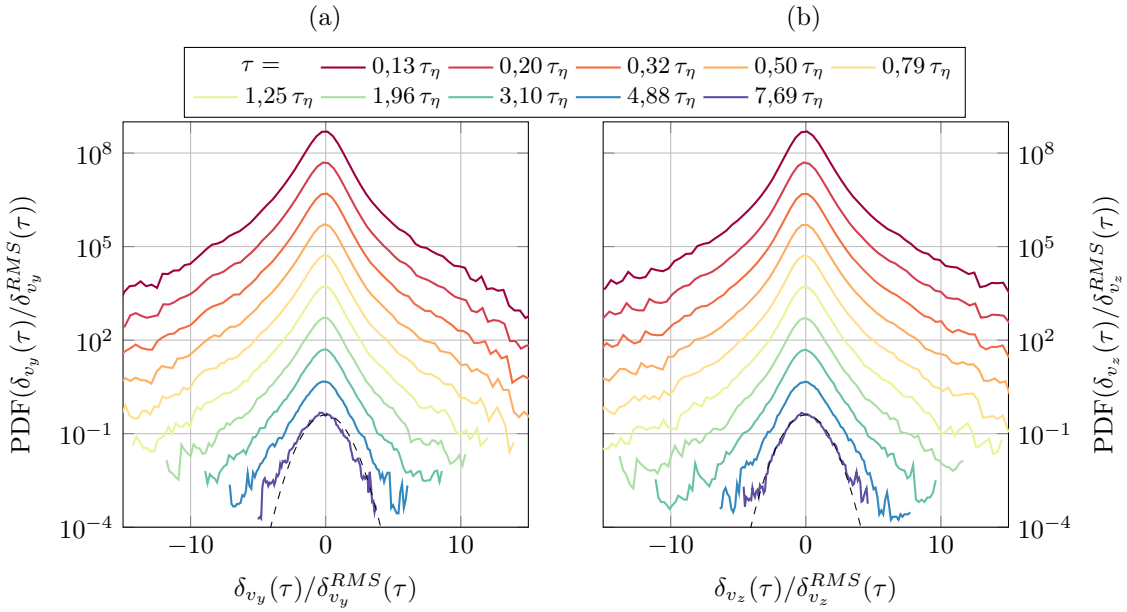

Figure 3.26 – PDF des incréments de vitesse (a) horizontale (v_y) et (b) verticale normalisés par la moyenne quadratique correspondante. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne. Les courbes sont décalées pour une meilleure lisibilité.

Les figures 3.26 (a) et (b) présentent les PDF des incréments de vitesse normalisés par la moyenne

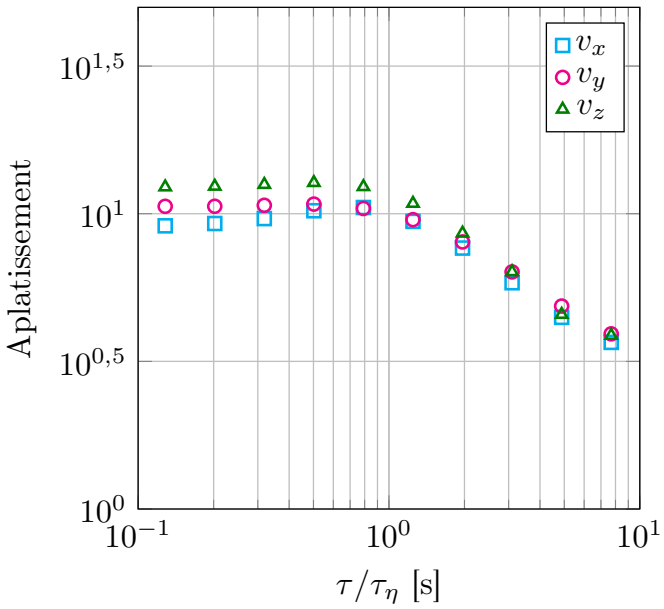

Figure 3.27 – Moment d'ordre quatre des distributions d'incréments de vitesse en fonction de l'incrément temporel associé.

quadratique correspondante pour les vitesses v_y et v_z respectivement. Les incréments temporels [4] s'étalent de 0,13 τ_η à 7,69 τ_η. Jusqu'à 1 ou 2 τ_η la forme des PDF change peu car nous sommes encore aux petites échelles (les statistiques des incréments sont alors représentatives de l'accélération). Au-delà de 2 τ_η les distributions se rapprochent peu à peu d'une distribution gaussienne. Il n'y a pas assez de trajectoires longues pour que les PDF soient convergées à de plus grands incréments temporels. Pour confirmer cette évolution on trace figure 3.27 le moment d'ordre quatre (l'aplatisement) des distributions d'incréments de vitesses pour les différents incréments temporels. On rappelle que l'aplatissement d'un distribution gaussienne vaut 3. Il s'avère que le moment d'ordre quatre des distributions d'incréments de vitesse est constant jusqu'à τ_η avant de décroitre pour se rapprocher de 3. Cette évolution est bien la signature de l'intermittence de l'écoulement qui ne démarre que pour des échelles plus grandes que les échelles dissipatives. Toutefois, contrairement à ce qui a été observé avec la particule instrumentée au chapitre précédent (figure 2.20), les comportements de la composante verticale et de la composante horizontale semblent similaires. Cette différence peut être attribuée à de possibles effets de taille si bien que la particule est beaucoup plus sensible aux panaches qu'aux fluctuations turbulentes, mais aussi au fait que le volume de mesure ne couvre pas la totalité de la cellule si bien que l'influence des panaches est amplement réduite.

3.2.3 Dispersion de paires

La dispersion de paires consiste à étudier la façon dont deux particules fluides (et donc deux traceurs) s'éloignent l'une de l'autre au cours du temps dans un écoulement turbulent. C'est un outil très intéressant pour étudier la diffusion de polluants par exemple, mais aussi pour mieux comprendre le mélange turbulent. Si les prédictions théoriques sont assez anciennes [Richardson, 1926 ; Obukhov, 1941 ; Batchelor, 1950], ce n'est que récemment qu'il a été possible d'apporter des confirmations expérimentales dans des écoulements fortement turbulents [Bourgoin *et al.*, 2006]. En convection thermique, seules des études numériques se sont intéressées à ce problème [Schumacher, 2008 ; Schumacher, 2009]. On définit la dispersion de paires comme :

4. On rappelle que $\tau_\eta \approx 0{,}39\,\mathrm{s}$.

$$\begin{aligned} D^2_{\Delta_0}(t) &= \left\langle \left(\overrightarrow{\Delta}(t) - \overrightarrow{\Delta_0}\right)^2 \right\rangle, \\ R^2_{\Delta_{0,k}}(t) &= \left\langle (\Delta_k(t) - \Delta_{0,k})^2 \right\rangle, \end{aligned} \tag{3.18}$$

où $\overrightarrow{\Delta}(t)$ et $\overrightarrow{\Delta_0}$ sont respectivement les vecteurs reliant deux particules fluides (ou deux traceurs) à l'instant t et à l'instant initial t_0 comme indiqué sur le schéma présenté figure 3.28. Δ_k et $\Delta_{0,k}$ pour $k = x,y,z$ sont les projections de $\overrightarrow{\Delta}$ et $\overrightarrow{\Delta_0}$ tandis que $\langle \cdot \rangle$ représente ici la moyenne sur les paires de trajectoires.

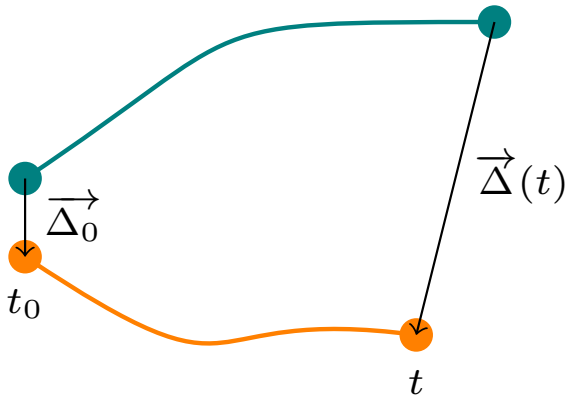

Figure 3.28 – Représentation de deux particules le long de leur trajectoire entre les instants t_0 et t.

Lorsqu'on s'intéresse à l'évolution dans le temps de la distance séparant deux particules de fluide, trois régimes se succèdent [Bourgoin *et al.*, 2006]. Le premier, aux temps courts, est un régime balistique — dit de Batchelor :

$$D^2_{\Delta_0} \propto S^2_{\overrightarrow{v}}(\Delta_0)\, t^2 \quad \text{pour} \quad t < t^* = \left(\frac{\Delta_0^2}{\epsilon}\right)^{1/3}, \tag{3.19}$$

où $S^2_{\overrightarrow{v}}(\Delta_0)$ représente la fonction de structure Eulérienne de la vitesse pur une séparation Δ_0. Le temps t^* peut être interprété comme le temps au-delà duquel les deux particules fluides n'ont plus mémoire de leurs vitesses relatives initiales. Au-delà de ce temps t^*, une régime super-diffusif, dit de Richardson-Obukhov, apparait :

$$D^2_{\Delta_0} \propto \epsilon t^3 \quad \text{pour} \quad t^* < t < T_L, \tag{3.20}$$

où T_L est le temps intégral Lagrangien. Enfin, aux grandes séparations temporelles et spatiales, on observe un régime diffusif turbulent classique :

$$D^2_{\Delta_0} \propto \sigma_v^2 t \quad \text{pour} \quad t > T_L. \tag{3.21}$$

Les simulations menées en convection thermique turbulente [Schumacher, 2008] ont montré la présence de ces trois régimes.

En pratique, il s'agit de calculer pour chaque paire de trajectoires détectée dans notre écoulement leur séparation au cours du temps tout en connaissant leur séparation initiale. On présente figure 3.29 (a) l'évolution temporelle de la dispersion de paires pour différentes séparations initiales. Les dispersions de paires suivant les différentes composantes pour une séparation initiale de 20 mm sont présentées figure 3.29 (b). On constate que $D^2_{\Delta_0}$ suit bien un régime balistique en t^2 aux temps courts.

On remarque également que cette dépendance en t^2 est conservée sur la dispersion de paires suivant les différentes composantes. Mais comme dans l'expérience de Bourgoin *et al.* [Bourgoin *et al.*, 2006] nous ne sommes pas en mesure de voir apparaitre le régime super-diffusif. Le temps sur lesquels nous suivons les paires de particules s'avère en effet trop court. Les simulations numériques portant sur le sujet [Schumacher, 2008] ont mis en évidence l'apparition de ce régime autour de $4\,\tau_\eta$. Dans notre cas, au-delà de 2-3 τ_η la statistique n'est plus suffisamment convergée. C'est toutefois le temps t^* qui intervient dans l'apparition du régime super-diffusif. Ce dernier est compris entre $4{,}5\,\tau_\eta$ et $34{,}5\,\tau_\eta$ pour des séparations initiales comprises entre 5 et 100 mm. Nous ne sommes donc pas en mesure de voir apparaitre ce régime.

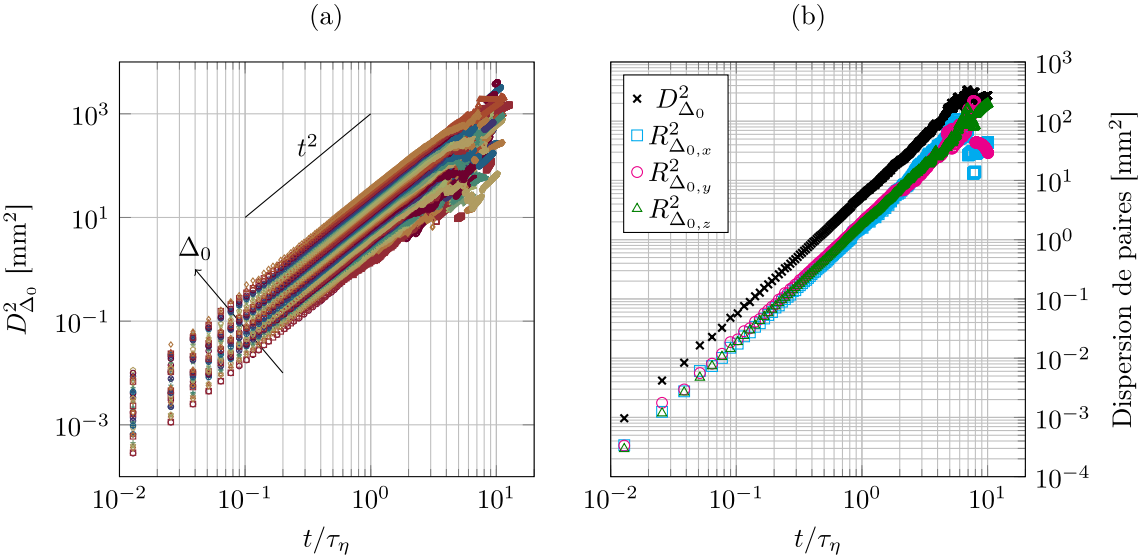

Figure 3.29 – Dispersions de paires (a) pour différentes séparations initiales Δ_0 et (b) suivant les trois composantes pour une séparation initiale de 20 mm.

On peut s'intéresser plus précisément au régime balistique que nous observons. Celui-ci peut nous permettre d'avoir accès à la fonction de structure Eulérienne de la vitesse sans jamais opérer de dérivation, simplement à partir des données de position (équation 3.19). Pour cela on ajuste la séparation de paires aux temps courts par une parabole. On peut alors reconstruire la fonction de structure Eulérienne d'ordre deux dans l'écoulement observé. La figure 3.30 (a) montre les fonctions de structure Eulériennes suivant les différentes composantes $S^2_{v_k}(\Delta_0)$ en fonction de la dispersion initiale Δ_0. Le graphe est compensé par $\Delta_0^{2/3}$ afin d'être comparé au régime de Kolmogorov. Les fonctions de structure Eulériennes attendues dans ce cas doivent suivre une loi de puissance dans la zone inertielle en :

$$S^2_{\vec{v}}(\Delta_0) \propto (\epsilon\Delta_0)^{2/3}\,. \tag{3.22}$$

On constate que pour v_x et v_z les fonctions de structures compensées laissent apparaitre un plateau compatible avec un régime de Kolmogorov, plus étendu pour v_z. L'extension spatiale du régime inertielle est surprenante au vu de la valeur de R_λ. Néanmoins la différence entre le couple $\{v_x, v_z\}$ et v_y est forte et relève sans doute d'un effet physique. On peut de nouveau s'appuyer sur l'inhomogénéité de l'écoulement. Il peut être surprenant que la fonction de structure Eulérienne de v_x suive une loi compatible avec le régime de Kolmogorov en raison de l'oscillation du rouleau de convection. Toutefois ce phénomène s'opère à des temps plus longs que le temps de suivi des paires de trajectoires, si bien que cela n'influe pas sur la déduction de la fonction de structure Eulérienne.

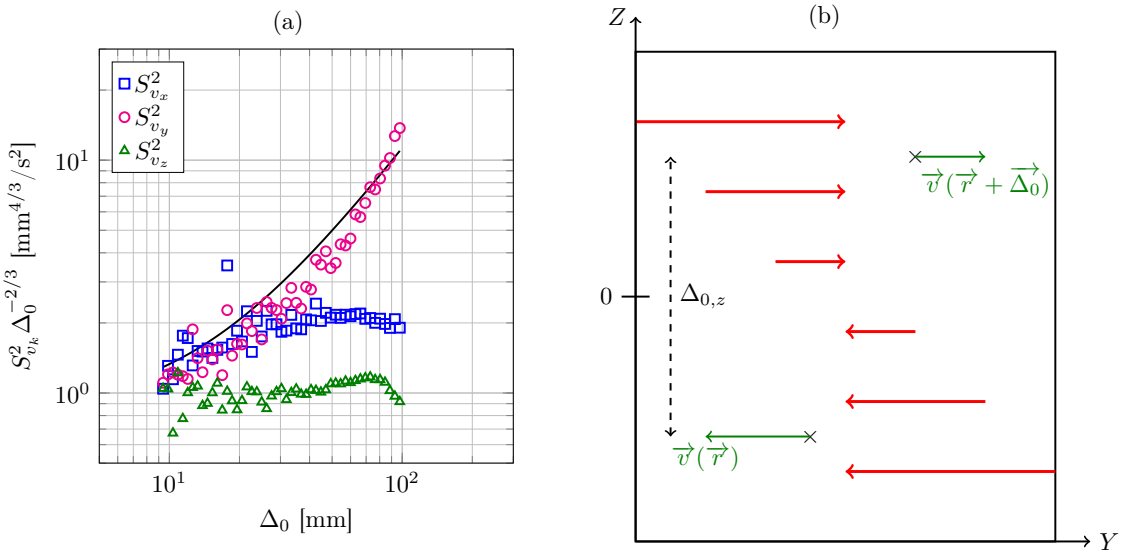

Figure 3.30 – (a) Fonctions de structure Eulériennes d'ordre deux des trois composantes de la vitesse déduites de la dispersion de paires. La ligne pleine correspond à l'ajustement de $S^2_{v_y}$ par l'équation 3.27. (b) Schéma du champ de vitesse moyen v_y pour une coordonnée X quelconque dans le volume de mesure.

La forte composante moyenne de vitesse selon $\vec{Y}$ a sans doute un impact fort sur la comportement de la fonction de structure Eulérienne associée. On constate qu'aux plus grande échelles la fonction de structure compensée pour v_y est compatible avec un comportement en $\Delta_0^{4/3}$ ce qui signifie un comportement en Δ_0^2 en non compensé. Nous proposons un petit modèle basé sur l'inhomogénéité de l'écoulement pour expliquer cela. Au vu de la forme de l'écoulement à grande échelle (voir figure 3.15(b)), on peut modéliser le champ moyen de vitesse v_y comme un simple écoulement de cisaillement avec un point d'arrêt au centre de la cellule et des vitesses opposées dans les parties haute et basse (voir figure 3.30(b)). En décomposant la vitesse v_y en une partie Eulérienne moyenne et une partie fluctuante (voir équation 3.8) la fonction de structure Eulériennes d'ordre deux correspondante peut se réécrire comme :

$$S^2_{v_y}(\Delta_0) = \left\langle \left(v_y^E(\vec{r}+\vec{\Delta_0}) - v_y^E(\vec{r})\right)^2 \right\rangle_{\vec{r}} + \left\langle \left(v'_y(\vec{r}+\vec{\Delta_0}) - v'_y(\vec{r})\right)^2 \right\rangle_{\vec{r}} + 2\left\langle \left(v_y^E(\vec{r}+\vec{\Delta_0}) - v_y^E(\vec{r})\right)\left(v'_y(\vec{r}+\vec{\Delta_0}) - v'_y(\vec{r})\right) \right\rangle_{\vec{r}}. \quad (3.23)$$

Nous avons vu dans le chapitre précédent (paragraphe 2.3.2.3) que les corrélations entre structure grande échelle et fluctuations sont très faibles. On peut donc négliger le dernier terme du développement. Par ailleurs le champ de vitesse étant considéré comme un cisaillement on peut écrire, en se basant sur le repère et les notations de la figure 3.30(b) :

$$v_y^E(\vec{r}) = \beta Z. \quad (3.24)$$

On estime le taux de cisaillement β à partir du champ moyen de vitesse v_y à $\beta = 0{,}15\,\mathrm{s}^{-1}$. Le premier terme de l'équation 3.23 se réécrit :

$$\left\langle \left(v_y^E(\vec{r}+\vec{\Delta_0}) - v_y^E(\vec{r})\right)^2 \right\rangle_{\vec{r}} = \beta^2 \Delta_{0,z}^2. \quad (3.25)$$

Les séparations de paires sont échantillonnées de telle façon que $\Delta_{0,z}$ et Δ_0 soient similaires. On peut donc remplacer $\Delta_{0,z}$ par Δ_0. Enfin le second terme de l'équation 3.23 peut être estimé dans le cadre de la théorie de Kolmogorov :

$$\left\langle \left(v'_y(\overrightarrow{r} + \overrightarrow{\Delta_0}) - v'_y(\overrightarrow{r}) \right)^2 \right\rangle_{\overrightarrow{r}} = \mathcal{A}\Delta_0^{2/3}. \tag{3.26}$$

En régime inertiel la théorie K41 prédit que $\mathcal{A} = 11/9\, C_2\, \epsilon^{2/3}$ avec $C_2 \approx 2$ pour une turbulence homogène et isotrope [Sreenivasan, 1995]. Cela mènerait à $\mathcal{A} \approx 6\,\mathrm{mm}^{4/3}/\mathrm{s}^2$. Seulement dans notre cas nous ne sommes ni homogène ni isotrope et la valeur de ϵ n'est pas connue avec une grande précision. Aussi nous prendrons $\mathcal{A}$ comme un paramètre d'ajustement. Finalement le modèle proposé ici pour ajuster la fonction de structure Eulérienne d'ordre deux de la vitesse v_y s'écrit :

$$S^2_{v_y}(\Delta_0) = \beta^2\Delta_0^2 + \mathcal{A}\Delta_0^{2/3}. \tag{3.27}$$

L'ajustement correspondant est tracé sur la figure 3.30 (a) et s'avère relativement correct. Le paramètre d'ajustement vaut $\mathcal{A} = 0{,}85 \pm 0{,}35\,\mathrm{mm}^{4/3}/\mathrm{s}^2$. Ce modèle, bien que simpliste, donne une première explication valable à la forme de la fonction de structure Eulérienne de v_y. L'étude de la dispersion de paires est donc un développement très intéressant pour obtenir des informations sur l'écoulement à partir de la position des particules (sans dériver) qui sera approfondi dans les travaux à venir.

3.3 Discussion et conclusion

Le travail effectué dans ce chapitre est venu à la suite de l'étude menée avec la particule instrumentée. Il s'est avéré indispensable de pouvoir sonder les petites échelles de l'écoulement pour avoir un meilleur aperçu de la turbulence Lagrangienne en convection thermique. Seulement, la mise en œuvre d'une expérience de suivi de particules en trois dimensions demeure délicate relativement au suivi d'une seule particule en deux dimensions. Une nouvelle cellule de convection nous a permis d'effectuer le suivi de plusieurs centaines de particules à l'aide de deux ou trois caméras. Les caractéristiques de la turbulence dans cette nouvelle cellule sont similaires à celles observées dans la cellule utilisée pour la particule instrumentée : les temps de Kolmogorov valent respectivement 0,39 s et 0,31 s tandis que l'on peut estimer les temps intégraux Lagrangiens à 9 s et 10 s. Une méthode originale de calibration a été développée au laboratoire afin de faire le lien entre la détection de particules sur les capteurs et leur position réelle dans l'espace. Chaque particule fut suivie sur un temps comparable mais inférieur au temps intégral Lagrangien de l'expérience. Hélas, les différentes difficultés rencontrées au cours de l'élaboration du protocole expérimental nous ont cantonné à l'étude présentée ici. Néanmoins les statistiques obtenues ont permis une étude relativement détaillée de l'écoulement.

Les distributions d'accélération se sont avérées similaires à celles obtenues expérimentalement ou numériquement dans d'autres écoulements soit en turbulence pure [Mordant *et al.*, 2001 ; Voth *et al.*, 2002], soit en convection thermique [Schumacher, 2008 ; Ni *et al.*, 2012]. C'est un point crucial quant à la justesse de notre technique de suivi de particules. Nous avons également observé une légère anisotropie du moment d'ordre quatre des distributions d'accélération. De plus, nous pouvons constater que la densité de probabilité obtenue pour l'accélération de la particule instrumentée au chapitre précédent possède une forme similaire à ce que nous avons observé ici. Les distributions de vitesse ont elles révélé un comportement fortement non gaussien pour les composantes horizontales, en tout cas bien plus marqué qu'avec la particule instrumentée. Nous avons vu que la composante v_x possède la signature de l'oscillation du rouleau de convection. Cette composante correspond à celle que nous ne mesurons pas avec la particule instrumentée. La seconde composante horizontale v_y

s'écarte fortement de la gaussienne en raison de l'inhomogénéité de l'écoulement. Or la composante correspondante avec la particule instrumentée en est beaucoup plus proche. L'explication vient sans doute du fait que la particule instrumentée est suivie sur la totalité de la cellule. La suppression du champ Eulérien moyen de vitesse a permis de récupérer une distribution gaussienne pour une des deux composantes horizontales de la vitesse, la seconde conservant la signature d'un effet probable d'oscillation du rouleau de convection autour de l'axe vertical.

Les statistiques à deux temps se sont elles avérées similaires aux prédictions théoriques et aux observations expérimentales en turbulence homogène et isotrope. Le régime balistique est très bien observé sur les fonctions de structure Lagrangiennes mais la faible turbulence dans notre écoulement (rappelons que $R_\lambda \approx 75$ ici) ne permet pas de voir apparaitre le régime inertiel sur une grande étendue temporelle. Les fonctions de structure nous ont ensuite permis de retrouver les fonctions d'autocorrélations qui révèlent l'isotropie des fluctuations de vitesse et s'avèrent en assez bon accord avec le modèle stochastique de Sawford [Sawford, 1991]. Cela nous a permis d'estimer le temps intégral Lagrangien. Nous retrouvons également l'intermittence de l'écoulement au travers des incréments de vitesse. Toutefois nous ne retrouvons pas les différences constatées entre vitesse horizontale et verticale avec la particule instrumentée. Dans notre cas l'intermittence semble isotrope et similaire à la vitesse horizontale avec la particule instrumentée. La présence d'assez peu de panaches dans le volume d'observation comparé à l'intégralité de la cellule peut en être la cause. Nous n'observons pas les jets contrairement à la particule instrumentée. Enfin il ne nous a pas été possible d'effectuer une étude spectrale en raison de la taille trop courte des trajectoires.

La dispersion de paires nous a finalement permis de retrouver l'allure de la fonction de structure Eulérienne des vitesses à partir de la position des particules, sans jamais dériver. Toutefois nous ne sommes pas en mesure d'exploiter plus avant cette grandeur en raison de la longueur de nos trajectoires. Il nous est en effet délicat de suivre des paires de trajectoires sur des temps très grands devant le temps de Kolmogorov, si bien que le régime super-diffusif de Richardson-Obhukov ne nous est pas accessible. Des trajectoires plus longues nous permettraient une meilleure caractérisation de la dispersion aux temps longs et donc aux propriétés plus fines du transport et du mélange du scalaire (la température) en convection thermique turbulente. Toutefois une étude préliminaire encourageante a pu être menée quant au calcul de la fonction de structure Eulérienne de la vitesse à partir de donnée Lagrangiennes de position. Une autre extension possible concerne l'asymétrie temporelle qui permet une mesure précise du taux de dissipation d'énergie cinétique [Jucha *et al.*, 2014 ; Bourgoin, 2015]. Cela nous amène à évoquer les améliorations et les perspectives liées à cette expérience. Les différentes acquisitions menées ont révélé l'existence probable un optimum de particules à injecter et à suivre afin d'avoir des trajectoires les plus longues possibles que nous n'avons réussi à atteindre. Nous avons également vu l'importance de l'inhomogénéité de l'écoulement dans les résultats. Aussi il serait très intéressant de réitérer le suivi de particules dans différentes zones de la cellule : non loin des plaques ou dans les jets chaud et froid. Enfin une comparaison plus poussée entre les données de la particule instrumentée et les petites particules ne pourrait être possible qu'en les immergeant dans le même écoulement et en étant capable de les suivre sur la même portion de celui-ci.

Chapitre 4

Étude d'une couche limite déstabilisée par des rugosités contrôlées

Sommaire

4.1 Étude préalable de la couche limite thermique 86
4.1.1 Cellule de convection et méthode de mesure 86
4.1.2 Observations expérimentales 87
4.1.3 Augmentation du transfert thermique : un modèle phénoménologique 89
4.1.3.1 Une couche limite laminaire au-dessus des obstacles ? 89
4.1.3.2 Structure de la couche limite au-dessus des obstacles 90
4.1.3.3 Une déstabilisation partielle de la couche limite 91
4.2 Étude de la structure de la couche limite visqueuse 93
4.2.1 Un dispositif expérimental adapté 94
4.2.1.1 Présentation de la cellule 94
4.2.1.2 Flux thermique et vélocimétrie 95
Flux thermique à travers la cellule. 95
Mesures de vitesse. 97
4.2.1.3 Notations et mesure de couche limite 97
4.2.2 Structure de l'écoulement dans le creux 98
4.2.3 Profils de vitesse avant la transition 99
4.2.4 Après la transition 101
4.2.4.1 Profils de vitesse 101
4.2.4.2 Tenseur de Reynolds 102
4.2.4.3 Une couche limite turbulente 102
4.2.4.4 Comparaison avec les mesures de couche limite thermique 103
4.3 Discussion et conclusion 105

Comme indiqué en introduction, l'ajout de rugosités sur une ou sur les deux plaques horizontales provoque une augmentation du transfert thermique à forçage identique, à partir d'un nombre de Rayleigh dit de transition Ra_t. Un nouveau régime dans la relation entre Nu et Ra apparait alors. Expérimentalement, cela correspond au moment où la couche limite thermique devient plus petite que la hauteur caractéristique des rugosités [Tisserand *et al.*, 2011]. Le nombre de Nusselt correspondant s'écrit donc $Nu_t = H/2\,h_0$. Afin d'étudier le mécanisme d'augmentation du transfert et de la saturation, nous proposons d'utiliser des rugosités contrôlées en forme de parallélépipède telles que $h_0 \ll H$.

Le travail décrit ici a été mené en collaboration avec Julien Salort, alors en post-doctorat dans l'équipe. Des mesures de fluctuations de température ont été menées préalablement afin d'étudier la couche limite thermique. Ensuite, dans une expérience homothétique, des mesures de vélocimétrie ont permis de conforter les conclusions de l'étude thermométrique en mettant en évidence le caractère turbulent de la couche limite visqueuse.

4.1 Étude préalable de la couche limite thermique

Dans un premier temps, une étude de la couche limite thermique près des rugosités a été menée. Les mesures thermométriques ont permis d'élaborer un modèle phénoménologique expliquant l'augmentation de transfert thermique observée en présence de rugosités dans cette cellule.

4.1.1 Cellule de convection et méthode de mesure

La cellule de convection. La cellule de convection utilisée ici est similaire dans ses dimensions à celle évoquée dans le chapitre 2. Il s'agit d'une cellule de 41,5 cm de hauteur, 41,5 cm de largeur et 10,5 cm de profondeur (figure 4.1). Les plaques de 4 cm d'épaisseur sont en cuivre nickelé. Les parois en PMMA, de 2,5 cm d'épaisseur, sont collées à une bride de la même matière afin que les plaques s'imbriquent dedans. Le flux thermique est imposé par la plaque du bas à l'aide de deux feuilles chauffantes *MINCO* Thermofoil HK5179R82.7L12 alimentées par une source de puissance TDK Lambda. La régulation en température de la plaque du haut ainsi que le contrôle en température de la cellule sont effectués de la même manière que pour la cellule utilisée dans le chapitre 2.

Le fluide d'étude est de l'eau dégazée et déionisée. La différence de température entre les plaques est d'environ 20°C ce qui correspond à $Ra \approx 5{,}4 \times 10^{10}$ et $Nu \approx 250$. La température moyenne attendue qui correspond à $(T_h + T_b)/2$ est de 40°C, néanmoins, en raison de la présence de rugosités, la température moyenne effective est légèrement supérieure de 1 à 2°C [Tisserand *et al.*, 2011].

Les rugosités. La particularité de cette expérience réside dans la présence sur la plaque du bas de rugosités contrôlées. Ces rugosités sont usinées à même la plaque (voir zoom figure 4.1). Il s'agit de parallélépipèdes de 5 mm de côté et 2 mm de hauteur régulièrement espacés de 5 mm. En considérant un écoulement en moyenne bidimensionnel, on peut définir trois zones distinctes où les mesures ont été menées (figure 4.2). Le sens de l'écoulement permet de distinguer des zones exposées au vent moyen, appelées *sillons*, et des zones qui en sont protégées, les *creux*. Enfin, la troisième zone est celle au-dessus des obstacles. L'intérêt d'une telle cellule (dite rugueuse-lisse) vient de la possibilité d'étudier à la fois une plaque lisse et une plaque rugueuse indépendamment. Dans cette cellule, le flux thermique suit en effet le régime $Nu \propto Ra^{1/3}$. Or on a vu que cela correspond à l'indépendance des plaques dans le cas d'une cellule lisse-lisse [Malkus, 1954a]. Toutefois dans une cellule rugueuse-lisse cette propriété pourrait être mise en défaut. Or une étude expérimentale antérieure a montré qu'elle était conservée [Tisserand *et al.*, 2011].

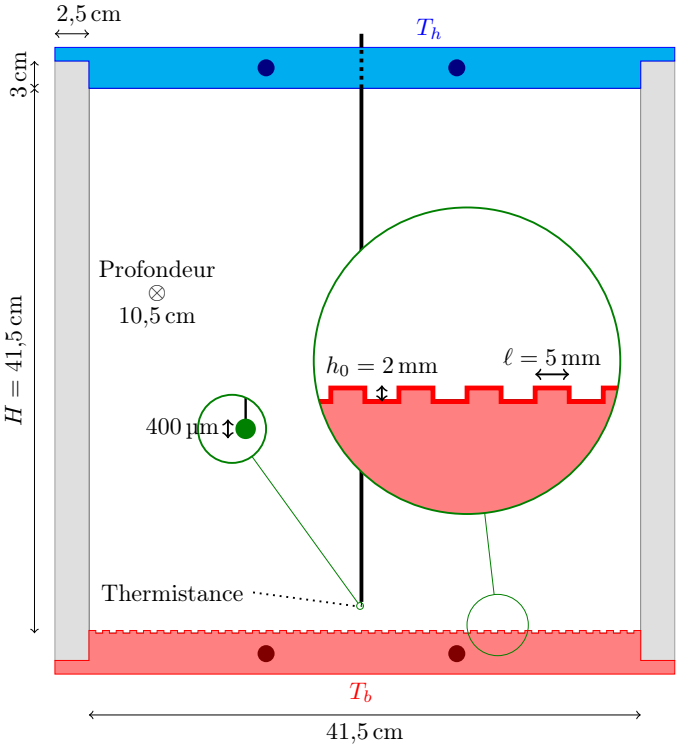

Figure 4.1 – Schéma de la cellule de convection. La disposition des rugosités et la thermistance sont représentées.

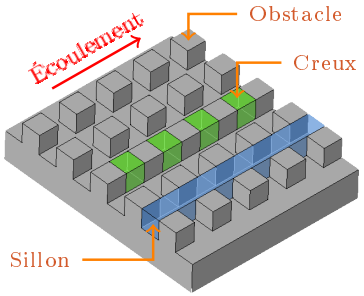

Figure 4.2 – Vue schématique tridimensionnelle des rugosités et de la définition des différentes zones considérées.

Mesures thermométriques. Les mesures thermométriques ont été réalisées à l'aide d'une thermistance *Betatherm* GR2KM3187J15 de 400 µm de diamètre. Soudée en 4-fils afin de ne pas prendre en compte la résistance des fils, elle était accrochée à une tige en laiton fixée à une platine de translation munie d'un système permettant de contrôler ses déplacements verticaux (voir figure 4.3). De plus, la tige était légèrement tordue ce qui permettait de positionner la thermistance horizontalement au voisinage de la mi-largeur de le cellule. Les acquisitions ont été faites à l'aide d'une Multiplexeur *Agilent* 34970A. Nous avons ainsi pu effectuer des mesures de température aussi bien près de la plaque lisse que dans les différentes zones de la plaque rugueuse.

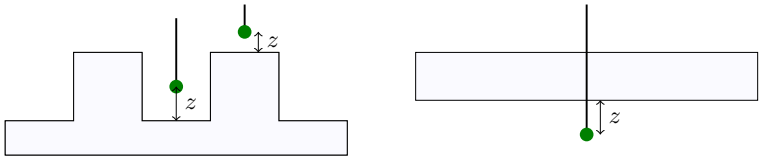

Figure 4.3 – Définition de la distance z entre la thermistance et les différentes zones de mesure - plaque du bas à gauche et plaque du haut à droite. Les schémas ne sont pas à l'échelle.

4.1.2 Observations expérimentales

La durée des mesures (environ dix-sept heures soit huit-cents temps de retournement) nous permet de calculer les fonctions densité de probabilités (PDF) pour différentes distances des plaques. La figure 4.5 montre les PDF de température dans un creux à différentes hauteurs z tandis que les figures 4.6 (a) et (b) représentent les PDF de température prises à différentes distances de la plaque lisse

et au-dessus de l'obstacle respectivement. Dans le cadre de l'indépendance des plaques, les mesures effectuées au voisinage de la plaque lisse servent de point de comparaison avec la plaque rugueuse. De plus elles peuvent être comparées à des mesures de référence [Tilgner *et al.*, 1993 ; Belmonte *et al.*, 1994]. La figure 4.4 reprend les PDF de température obtenues par Belmonte *et al.* [Belmonte *et al.*, 1994] près de la plaque froide dans une cellule lisse-lisse remplie d'eau à $Ra = 4{,}8 \times 10^7$. Cela nous permet d'affirmer qu'une PDF de forme gaussienne est la signature que la thermistance se trouve à l'intérieur de la couche limite. L'apparition d'un point d'inflexion signifie la sortie de la couche limite. L'aile (froide en l'occurrence) est la marque du passage des panaches tandis que lorsqu'on s'éloigne de la couche limite, cette signature disparait laissant place à une distribution très piquée.

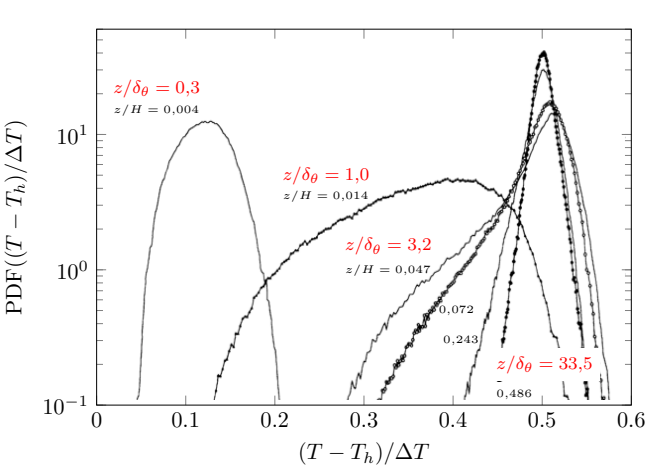

Figure 4.4 – PDF de température au voisinage d'une plaque lisse pour différentes hauteurs z. Figure adaptée des travaux de Belmonte *et al.* [Belmonte *et al.*, 1994] dans l'eau à $Ra = 4{,}8 \times 10^7$.

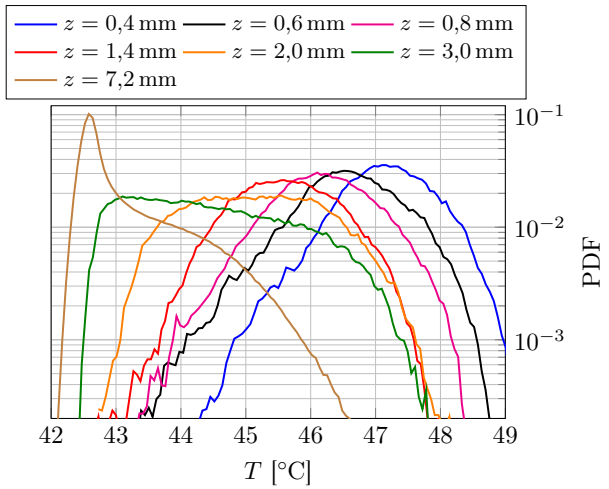

Figure 4.5 – PDF de température à différentes distances dans un creux.

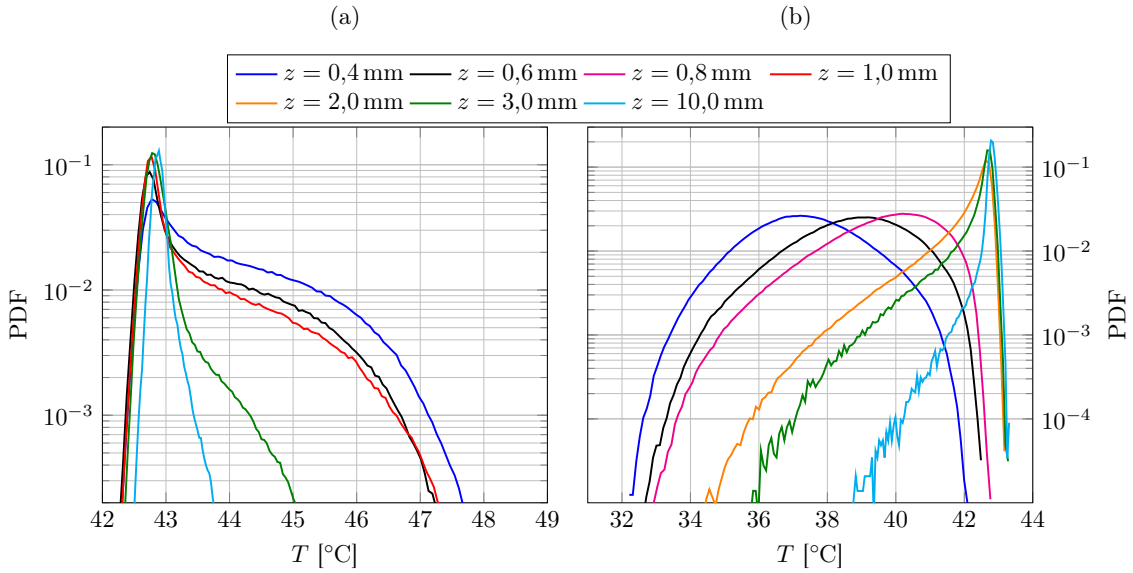

Figure 4.6 – PDF de température à différentes distances (a) au-dessus d'un obstacle et (b) en-dessous de la plaque lisse.

À la lumière de ces résultats, on peut affirmer plusieurs choses. D'une part, le creux se comporte comme une épaisse couche limite de la hauteur des rugosités. On observe en effet que la distribution est symétrique tant que $z \leq 2\,\text{mm}$ avant de prendre la forme typique d'une distribution juste au-dessus de la couche limite. Mais l'information la plus intéressante concerne le comportement au-dessus de l'obstacle. On remarque que contrairement aux mesures effectuées près de la plaque lisse (passage d'une distribution avec point d'inflexion à une distribution gaussienne), on ne retrouve jamais de distribution représentative de l'entrée dans la couche limite thermique (persistance du point d'inflexion). On en déduit donc :

$$\delta_\theta^{obstacle} \lesssim 0{,}4\,\text{mm} \quad \text{alors que} \quad \delta_\theta^{lisse} \approx 0{,}8\,\text{mm}. \tag{4.1}$$

Ces observations ont une importance cruciale pour le transfert thermique. Le nombre de Nusselt est en effet relié à la taille de la couche limite thermique : $Nu = H/2\,\delta_\theta$. Ainsi, le transfert thermique au-dessus d'un obstacle est supérieur à ce qu'il serait si la plaque était lisse tandis que le fluide dans le creux crée une résistance thermique qui sans doute ne contribue pas fortement à l'augmentation de transfert thermique.

4.1.3 Augmentation du transfert thermique : un modèle phénoménologique

Les observations expérimentales décrites ci-dessus nous ont amené à élaborer un modèle phénoménologique pour expliquer l'augmentation de transfert thermique observée dans la cellule.

4.1.3.1 Une couche limite laminaire au-dessus des obstacles ?

Une première hypothèse pourrait être que les obstacles agissent simplement comme si des portions de la plaque lisse étaient déplacées vers le cœur de l'écoulement. Par conséquent la couche limite se développe sur chaque obstacle et non sur l'intégralité de la plaque. On peut alors supposer que sur chaque obstacle la couche limite qui se développe est laminaire. Dans ce cas, représenté figure 4.7, l'épaisseur de la couche limite visqueuse peut-être déduite des équations de Prandtl-Blasius [Landau & Lifshitz, 1987] :

$$\delta_v(x) \approx 3{,}0\sqrt{\frac{xU}{\nu}}, \tag{4.2}$$

où U est la vitesse de l'écoulement au-dessus des rugosités. De plus, comme $Pr > 1$, la couche limite visqueuse est plus épaisse que la couche limite thermique. Dans le cadre de Prandtl-Blasius, on a :

$$\delta_\theta = Pr^{-1/3}\delta_v. \tag{4.3}$$

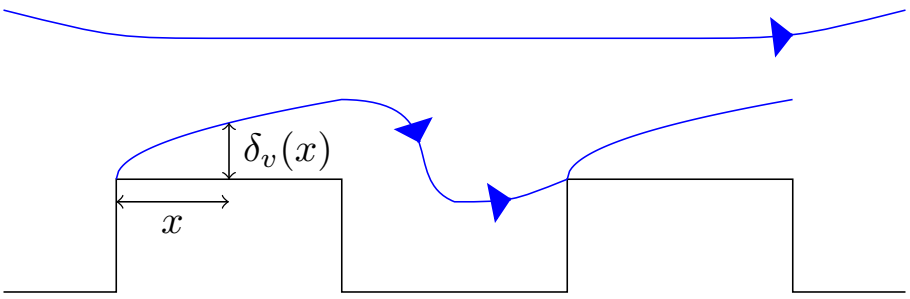

Figure 4.7 – Schéma de la couche limite dans l'hypothèse laminaire.

Ainsi, à l'extrémité avale de l'obstacle, la taille de la couche limite peut être estimée par :

$$\delta_\theta^{obstacle} \approx 3{,}0\,\sqrt{\ell H} Re^{-1/2} Pr^{-1/3} \tag{4.4}$$

où on rappelle que ℓ est la largeur des obstacles. La vitesse $U \approx 2\,\mathrm{cm/s}$ est évaluée grâce aux mesures de PIV évoquées dans le chapitre 2. On obtient alors une épaisseur de couche limite $\delta_\theta^{obstacle} \approx 0{,}7\,\mathrm{mm}$. Ceci est bien supérieur à ce qui a été mesuré. Ainsi l'hypothèse laminaire est à rejeter.

4.1.3.2 Structure de la couche limite au-dessus des obstacles

Des mesures ont été effectuées à différents endroits au-dessus d'un obstacle et ont montré que l'épaisseur de la couche limite thermique est presque uniforme sur sa surface. Cela laisse à penser que la couche limite est déstabilisée. Elle ne peut se développer le long de l'obstacle. Le vent moyen au-dessus de l'obstacle et l'angle aigu porté par les rugosités peuvent en être à l'origine. Un critère pour discuter de cette déstabilisation est le nombre de Reynolds de cisaillement défini par :

$$Re_s = \frac{U\delta_v}{\nu}. \tag{4.5}$$

Il existe un nombre de Reynolds de cisaillement critique au-delà duquel la couche limite devient turbulente. Des mesures de Re_s été menées à Ilmenau dans une cellule cylindrique de rapport d'aspect 1 remplie d'air à $Ra = 1{,}42 \times 10^{10}$ [Li *et al.*, 2012]. Ils trouvent $Re_s = 79$ ce qui correspond à une couche limite laminaire. Bien que nous soyons dans une cellule rectangulaire, l'ordre de grandeur du Re_s critique est vraisemblablement similaire. Toutefois, plusieurs études ont mis en évidence que la présence de rugosités pouvait abaisser le seuil de transition vers une couche limite turbulente [Schlichting & Gersten, 2000]. Le modèle proposé ici est basé sur celui élaboré par Kraichnan [Kraichnan, 1962].

Au nombre de Reynolds de cisaillement Re_s s'ajoute le nombre de Péclet Pe. Il compare le transfert thermique convectif et le transfert thermique conductif pour un point de distance à la plaque donné :

$$Pe(z) = \frac{u(z)z}{\kappa}. \tag{4.6}$$

On peut alors définir la couche limite comme l'endroit où la convection prend le pas sur la conduction. Cela nous amène à définir un nombre de Péclet critique :

$$Pe_T = \frac{U(\delta_\theta)\delta_\theta}{\kappa}. \tag{4.7}$$

Comme $Pr > 1$, la couche limite thermique est incluse dans la couche limite visqueuse si bien que $U(\delta_\theta) = U\delta_\theta/\delta_v$. Par ailleurs, comme le nombre de Nusselt est relié à la couche limite thermique ($Nu = H/2\,\delta_\theta$), on obtient finalement :

$$Nu = \frac{1}{2} Re Pr^{1/2} \left(Pe_T Re_s\right)^{-1/2}. \tag{4.8}$$

De manière différente à la théorie de Kraichnan, la déstabilisation de la couche limite se fait pour des raisons géométriques et non à cause de l'élévation du nombre de Reynolds (et donc de la turbulence) dans l'écoulement. La transition apparait lorsque la couche limite thermique atteint la taille des rugosités h_0. Ainsi les valeurs critiques du nombre de Péclet, du nombre de Reynolds de cisaillement et du nombre de Nusselt s'écrivent respectivement :

$$Pe_T = \frac{U_t h_0^2}{\kappa\delta_{v,t}},\ Re_s = \frac{U_t\delta_{v,t}}{\nu} \text{ et } Nu_t = \frac{H}{2\,h_0}, \tag{4.9}$$

où U_t et $\delta_{v,t}$ représentent les valeurs critiques de U et δ_v (l'indice t représentant désormais une grandeur prise à la transition de régime). En utilisant les expressions de Pe_T et Re_s pour les réintroduire dans l'équation 4.8, on obtient :

$$Nu = \frac{H}{2\,h_0}\frac{Re}{Re_t}. \tag{4.10}$$

Or, comme $Pr \gtrsim 1$, on peut écrire $Re \propto Ra^{1/2}Pr^{-3/4}$ [Chavanne *et al.*, 2001]. On arrive donc à :

$$Nu = \frac{H}{2\,h_0}\frac{Ra^{1/2}}{Ra_t^{1/2}}. \tag{4.11}$$

Par ailleurs, avant la transition et dans cette gamme de nombre de Rayleigh, on a la dépendance $Nu = \sigma Ra^{1/3}$. Cette relation reste valable, par continuité, pour la transition. On peut donc écrire à partir de l'équation 4.11 et de l'expression du nombre de Nusselt de transition :

$$Nu^{obstacle} = \frac{(2\,\sigma)^{3/2}}{2}\left(\frac{h_0}{H}\right)^{1/2} Ra^{1/2}. \tag{4.12}$$

On obtient ainsi une relation entre transfert thermique au-dessus de l'obstacle et forçage thermique avec un paramètre à déterminer : σ. On peut le déterminer à partir des données de transfert thermique obtenues avant la transition. L'ajustement de ces données permet d'obtenir $\sigma = 0{,}065$.

4.1.3.3 Une déstabilisation partielle de la couche limite

Afin d'établir un modèle complet de couche limite au-dessus des rugosités, il convient de s'intéresser à toutes les zones définies près de celles-ci. En effet, la déstabilisation de la couche limite ne se fait peut-être qu'au-dessus des obstacles. L'occupation spatiale des trois zones considérées permet d'écrire :

$$Nu = \frac{1}{4}Nu^{obstacle} + \frac{1}{4}Nu^{creux} + \frac{1}{2}Nu^{sillon}. \tag{4.13}$$

Dans le creux, la couche limite est très épaisse. Néanmoins, le fluide y est confiné entre une plaque chaude en bas et du fluide froid au-dessus. Il peut alors être vu comme un petit système de Rayleigh-Bénard. On peut donc prendre en compte le transfert créé par cette petite cellule de convection. On écrit le nombre de Rayleigh relatif à celle-ci (en négligeant l'écart de la température moyenne de la cellule T_m à $(T_h + T_b)/2$) :

$$Ra_{h_0} = \frac{1}{2}\left(\frac{h_0}{H}\right)^3 Ra. \tag{4.14}$$

Pour relier ce nombre de Rayleigh au transfert de chaleur provoqué, on pose f la fonction reliant le nombre de Nusselt du creux à Ra_{h_0} :

$$Nu_{h_0} = \frac{Q^{creux}h_0}{\lambda(T_b - T_m)} = f\left(\frac{1}{2}\left(\frac{h_0}{H}\right)^3 Ra\right), \tag{4.15}$$

On peut également écrire :

$$Nu^{creux} = \frac{Q^{creux}H}{\lambda(T_b - T_h)}. \tag{4.16}$$

Ainsi, en gardant l'hypothèse que $T_m \approx (T_h + T_b)/2$, on obtient :

$$Nu^{creux} = \frac{H}{2\,h_0} f\left(\frac{1}{2}\left(\frac{h_0}{H}\right)^3 Ra\right). \tag{4.17}$$

Avant la transition, les rugosités se comportent comme une plaque lisse. De plus, comme nous nous trouvons à des nombres de Rayleigh modérés, nous pouvons utiliser le modèle de Grossmann-Lohse [Grossmann & Lohse, 2000] actualisé [Stevens *et al.*, 2013]. Après la transition, Ra_{h_0} dépasse le seuil à partir duquel la convection se met en place. Mais il est trop faible pour pouvoir utiliser le modèle de Grossmann-Lohse. Aussi nous utilisons une interpolation des données de Chavanne *et al.* juste après le seuil [Chavanne *et al.*, 2001] pour estimer f. On peut alors écrire l'équation 4.17 plus explicitement en utilisant f_{GL} avant la transition et f_C après :

$$Nu^{creux} = \begin{cases} f_{GL}(Ra) & \text{si } \; Nu < H/2\,h_0 \\ \dfrac{H}{2\,h_0} f_C\left(\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{h_0}{H}\right)^3 Ra\right) & \text{si } \; Nu > H/2\,h_0 \end{cases} \tag{4.18}$$

Enfin, on estime le nombre Nusselt local pour les sillons Nu^{sillon}. On suppose que les sillons se comportent comme une plaque lisse avec une contribution supplémentaire due aux surfaces latérales verticales des rugosités. De cette façon, le nombre de Nusselt local dû aux sillons est égal à celui dû à une plaque lisse multiplié par le rapport des surfaces contributrices. On a alors :

$$Nu^{sillon} = f_{GL}(Ra)\frac{S_{sillon}}{S_{lisse}} = f_{GL}(Ra)\frac{2\ell^2 + 2\ell(h_0 - \delta_\theta)}{2\ell^2} = \left(1 + \frac{h_0}{\ell}\right) f_{GL}(Ra) - \frac{H}{2\ell} \tag{4.19}$$

.

On peut désormais comparer ce modèle à diverses expériences de transfert thermique menées dans des cellules lisses-lisses et rugueuses-lisses. Afin que ces dernières se regroupent indépendamment de la hauteur des rugosités utilisées, on utilise des variables réduites qui permettent de remplacer la hauteur de la cellule par celle de rugosités dans les expressions de Nu et Ra :

$$n = \frac{2\,h_0}{H} Nu \;, \;\; r = \left(\frac{h_0}{H}\right)^3 Ra. \tag{4.20}$$

Grâce à cette formulation, et si le modèle est correct, on obtient une loi reliant le transfert thermique au forçage au-dessus des rugosités qui ne dépend pas de la hauteur des rugosités h_0 :

$$n = \begin{cases} 2\,\sigma r^{1/3} & \text{avant la transition,} \\ (2\,\sigma)^{3/2}\, r^{1/2} & \text{après la transition.} \end{cases} \tag{4.21}$$

La figure 4.8 représente le transfert thermique en fonction du forçage en variables réduites. Deux expériences distinctes sont présentées : la cellule dans laquelle les mesures thermométriques ont été menées et une cellule cylindrique de rapport d'aspect 0,5 présente à Lyon [Tisserand *et al.*, 2011]. A chaque fois, les mesures en lisse-lisse et en rugueux-lisse sont présentées. Dans les deux cas les rugosités sont parallélépipédiques. On constate respectivement un très bon accord entre ces mesures de transfert thermique avec le modèle de Grossmann-Lohse et le modèle présenté ici. On regarde également la taille de la couche limite thermique déduite des deux modèles. La figure 4.9 représente en variables réduites la taille de la couche limite thermique en fonction du produit du nombre de Nusselt et du nombre de Rayleigh pour le modèle de Grossmann-Lohse (plaque lisse) et notre modèle (creux et obstacle). Dans les conditions de nos mesures thermométriques, on remarque que les valeurs de taille de couche limite thermique sont en bon accord avec les mesures expérimentales. On peut donc déduire que dans notre géométrie de rugosités, le modèle phénoménologique proposé ici représente correctement la réalité.

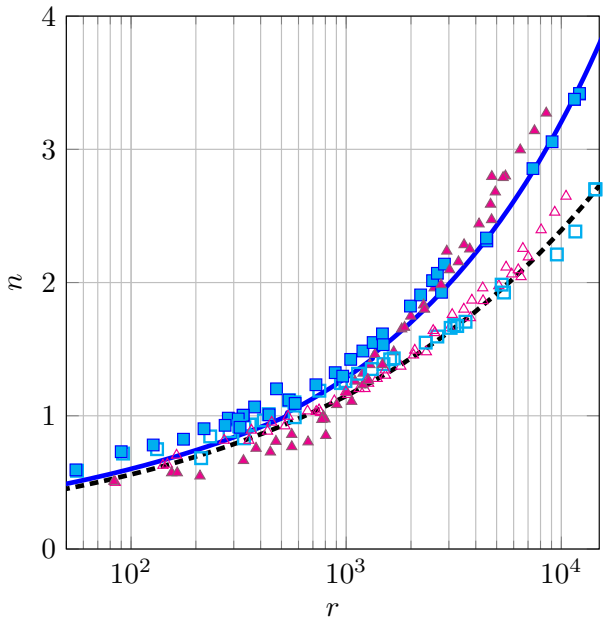

Figure 4.8 – Mesures expérimentales de transfert thermique. Les symboles vides sont des mesures correspondant à la plaque lisse, les symboles pleins à celle rugueuse. Les triangles sont les mesures effectuées par Tisserand *et al.* en géométrie cylindrique [Tisserand *et al.*, 2011] et les cercles celles effectuées sur la cellule décrite ici. Le trait plein représente le modèle proposé ici (équation 4.13) et le trait pointillé le modèle de Grossmann-Lohse.

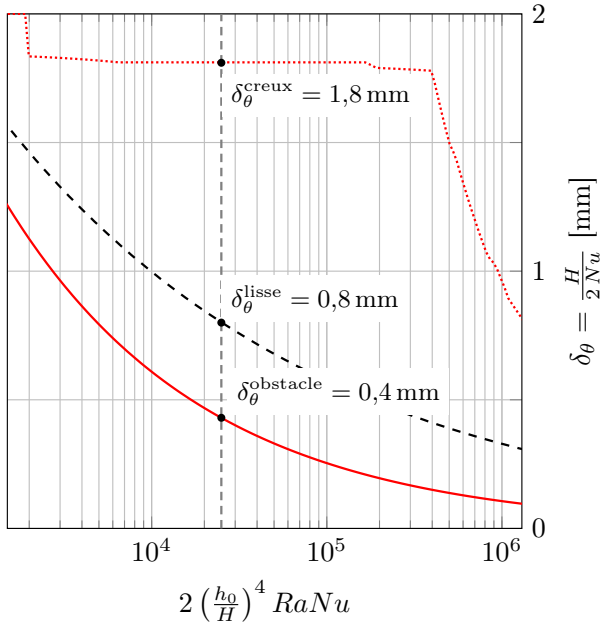

Figure 4.9 – Épaisseur de la couche limite thermique au-dessus de l'obstacle (trait plein rouge), dans le creux (pointillés rouge) et près de la plaque lisse (ligne pointillée noire). Ces épaisseurs sont tracées à partir de l'équation 4.12, de l'équation 4.18 et du modèle de Grossmann-Lohse, respectivement.

Pour aller plus loin, on peut s'intéresser à d'autres expériences effectuées avec d'autres types de rugosités. Les expériences de Du et Tong [Du & Tong, 2000] ainsi que de Qiu *et al.* [Qiu *et al.*, 2005] montrent respectivement une augmentation du transfert sans changement de loi d'échelle dans la relation liant flux thermique et forçage thermique ($Nu \propto Ra^{2/7}$), et une loi d'échelle en $Nu \propto Ra^{0,35}$ qui est proche du cas où les couches limites sont laminaires. Cela laisse penser que leurs expériences n'ont pas transité vers une couche limite turbulente, même partiellement. On peut expliquer cela par la forme des rugosités : elles sont pyramidales. Ainsi, seule la pointe de la rugosité est balayée par le vent moyen ce qui ne permet pas le développement d'une couche limite déstabilisée. Ils expliquent alors leur augmentation de transfert par une augmentation du nombre de panaches en raison de la singularité que forme le haut d'une pyramide.

4.2 Étude de la structure de la couche limite visqueuse

Les études thermométriques sont limitées en résolution et en extension spatiales. Aussi, une étude vélocimétrique devient indispensable pour en conforter et en affiner les déductions. Seulement, étant donnée la taille des rugosités, la visualisation précise et localisée devient délicate. Pour cela, une collaboration a été lancée avec l'Université d'Ilmenau, en Allemagne. Une cellule homothétique à la cellule lyonnaise a été construite dans le cadre de la collaboration européenne *European High-Performance Infrastructures in Turbulence (EuHIT)* et a permis une analyse fine des champs de vitesse et de la couche limite visqueuse au voisinage des rugosités.

4.2.1 Un dispositif expérimental adapté

4.2.1.1 Présentation de la cellule

Le *Barrel of Ilmenau (BOI).* En bordure de forêt, un silo utilisé lors d'activités minières au temps de la RDA a été reconverti en expérience géante de convection thermique. Il s'agit de la plus grande cellule de convection au monde. Le fluide d'étude est l'air et le nombre de Prandtl vaut 0,71. La figure 4.10 montre une vue schématique de celle-ci. Il s'agit d'un cylindre de 7,15 m de diamètre pouvant varier de 15 cm à 6,3 m de hauteur [du Puits *et al.*, 2013]. La plaque du bas est fixe tandis que celle du haut est suspendue — ce qui permet d'ajuster la hauteur. Le flux thermique est imposé par effet Joule *via* la plaque du bas, constituée de seize segments en aluminium de taille égale en forme de quartier. Une circulation d'eau est également présente pour uniformiser la température sur toute la plaque. La plaque du haut est refroidie par une circulation répartie dans les seize segments en aluminium qui la composent. Les parois sont isolées par 28 cm d'isolant thermique dans lequel est inséré un circuit électrique permettant de maintenir les parois à la température moyenne de la cellule et donc éviter des pertes latérales de chaleur.

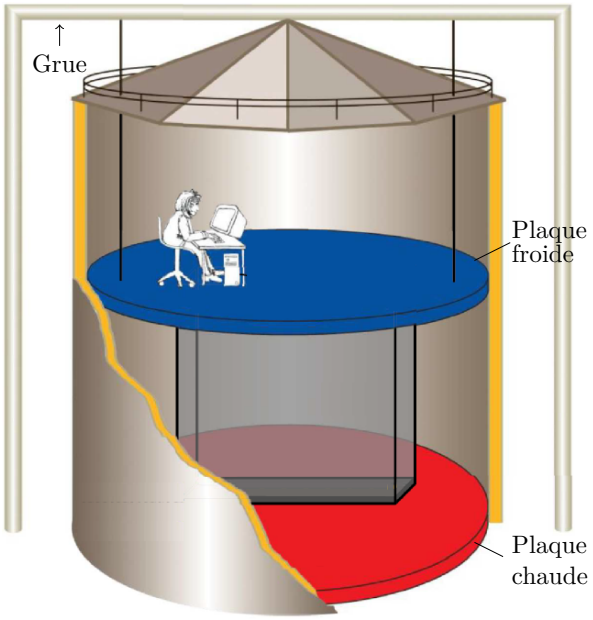

Figure 4.10 – Schéma du *Barrel of Ilmenau* et de la cellule parallélépipédique insérée dedans. Image courtoisement fournie par R. du Puits.

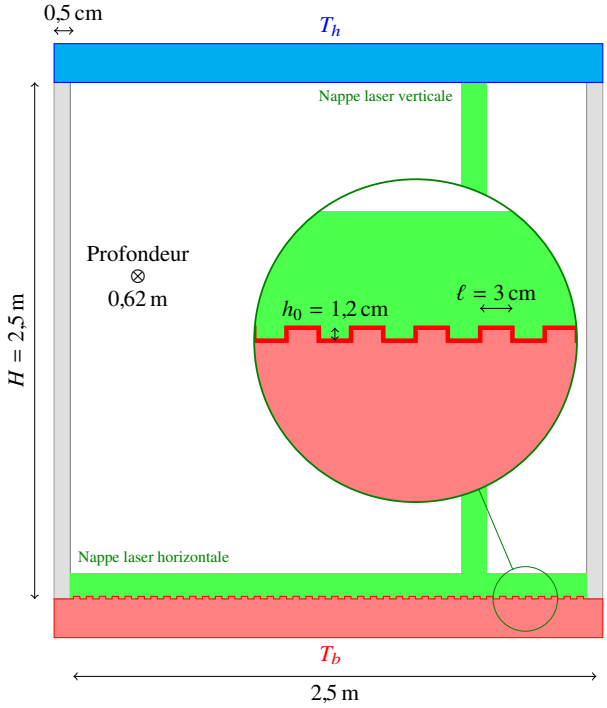

Figure 4.11 – Schéma de la cellule construite à l'intérieur du *BOI*. La taille des rugosités est indiquée dans le zoom tandis que les nappes lasers sont schématisées en vert.

Une cellule homothétique à celle de Lyon. À l'intérieur même du *BOI*, une cellule homothétique à celle utilisée pour les mesures thermométriques a été montée (voir figure 4.10). Les plaques horizontales sont celles du *BOI* et des parois en verre et en plexiglas ont été ajoutées pour modeler une cellule six fois plus grande que celle de Lyon évoquée dans la partie précédente, y compris pour les rugosités. La cellule résultante, représentée figure 4.11 et photographiée figure 4.12 à gauche, mesure donc 2,50 m de haut et de large pour 62 cm de profondeur. Les rugosités en aluminium collées sur la plaque du bas mesurent alors 1,2 cm de haut pour 3,0 cm de large et sont espacées d'autant. On définit des zones aux alentours des rugosités de la même façon que lors des mesures thermométriques

(voir figure 4.2 et la photo de droite figure 4.12). Cette expérience permet d'atteindre des nombres de Rayleigh similaires à ceux obtenus à Lyon tout en ayant une couche limite visqueuse bien plus épaisse. Les conditions expérimentales sont réunies dans le tableau 4.1.

Mesures	ΔT	T_m	Puissance	Ra
PIV/MFT	3,0°C	22,0°C	200 W	$4{,}66 \times 10^9$
MFT	10,0°C	20,9°C	619 W	$1{,}59 \times 10^{10}$
PIV	20,0°C	27,0°C	1700 W	$2{,}80 \times 10^{10}$
MFT	30,2°C	38,1°C	2090 W	$3{,}64 \times 10^{10}$
PIV/IR	35,0°C	41,0°C	4090 W	$4{,}04 \times 10^{10}$

Tableau 4.1 – Valeurs des différents paramètres lors des mesures de flux thermiques (MFT), de température à l'aide d'une caméra Infrarouge (IR) et de vélocimétrie près des rugosités (PIV). La puissance est la puissance électrique imposée.

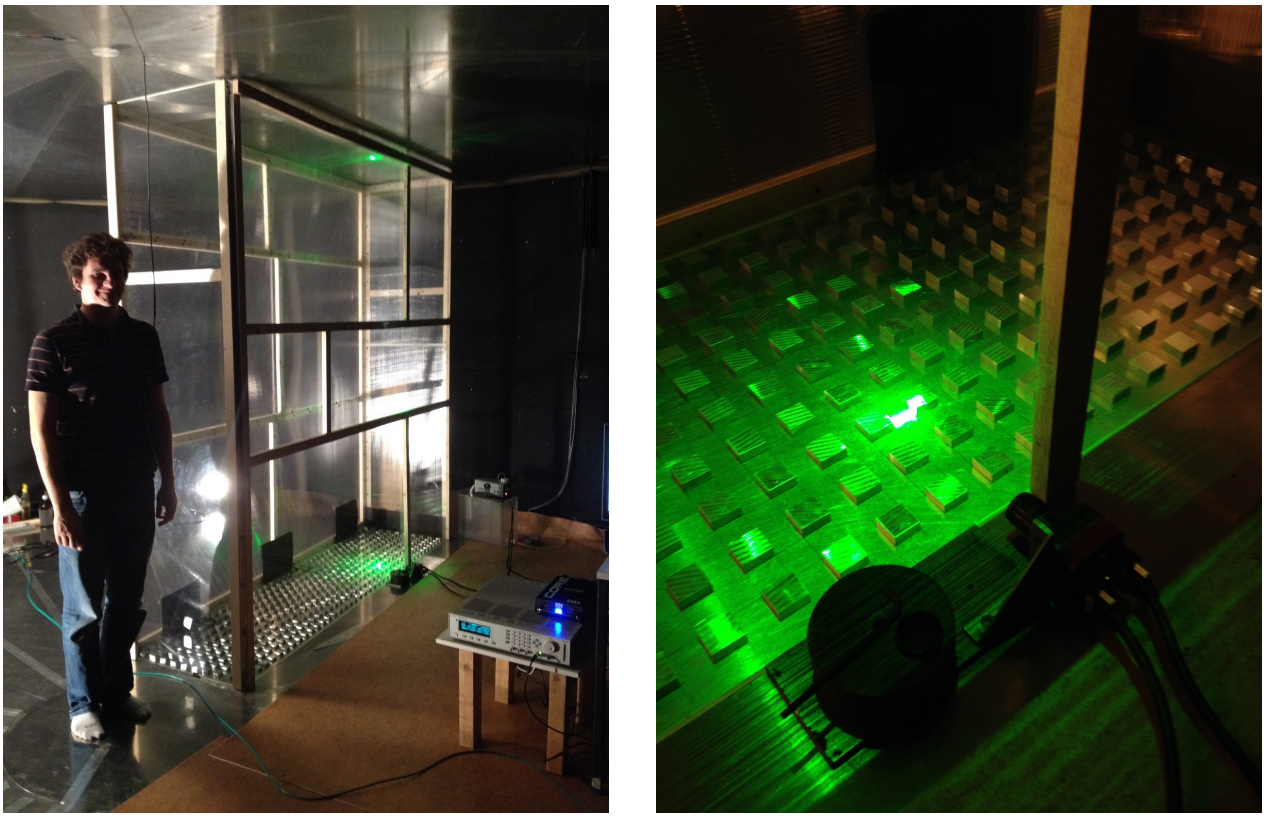

Figure 4.12 – À gauche : photographie de la cellule construite dans le *BOI*. À droite : détail de la plaque du bas ; on distingue l'arrivée de la nappe laser sur la plaque ainsi que la caméra.

4.2.1.2 Flux thermique et vélocimétrie

Flux thermique à travers la cellule. Bien que l'objectif ici ne soit pas une étude précise du flux thermique, nous avons effectué quelques mesures pour fixer les idées, notamment vérifier que l'on atteint des nombres de Nusselt aussi bien avant qu'après le nombre de Nusselt de transition Nu_t. On effectue cela avec des capteurs de flux collés dans les trois zones des rugosités. Deux types de capteurs ont été utilisés : un *Newport Omega* HFS4 et un *Phymeas GBR* FQA020C déjà utilisés

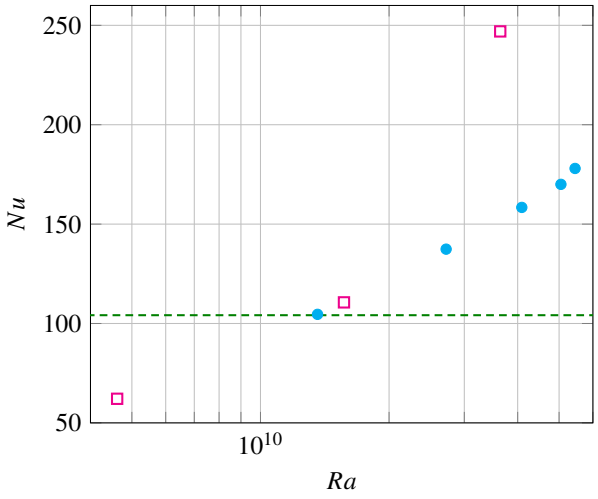

Figure 4.13 – Flux thermique adimensionné en fonction du nombre de Rayleigh. Les carrés magenta représentent les mesures effectuées avec les rugosités et les ronds cyan celles avec une plaque lisse [Kaiser & du Puits, 2014]. Le pointillé horizontal représente Nu_t.

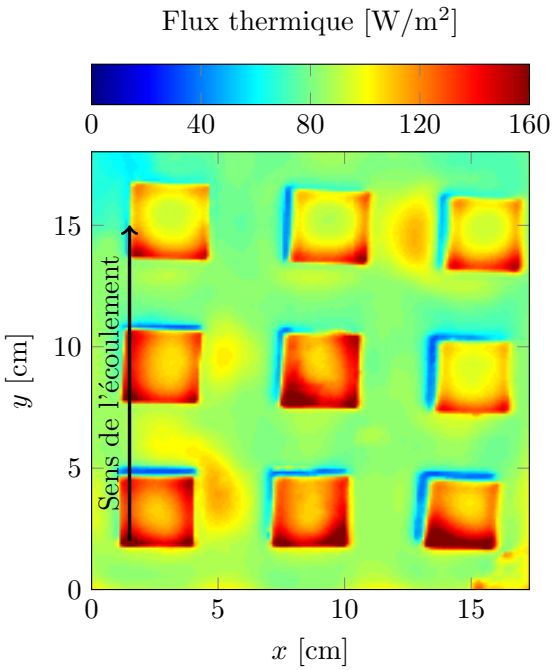

Figure 4.14 – Flux thermique à travers la plaque du bas mesuré à l'aide d'une caméra infrarouge. Le sens de l'écoulement est indiqué. Neuf obstacles sont facilement identifiables.

dans de précédents travaux [du Puits *et al.*, 2010 ; Kaiser & du Puits, 2014]. Le transfert thermique par radiation n'est pas négligeable ici. Aussi, afin d'avoir une mesure plus précise du nombre de Nusselt, on soustrait un flux radiatif estimé à l'aide du modèle proposé par Kayser et du Puits [Kaiser & du Puits, 2014]. Les émissivités sont alors $\epsilon_h = 0{,}05$ pour la plaque du haut, $\epsilon_b = 0{,}07$ pour celle du bas et $\epsilon_p = 0{,}24$ pour les parois latérales. Ces dernières étaient recouvertes d'un fine feuille d'aluminium lors de ces mesures. Les conditions expérimentales de ces mesures sont regroupées dans le tableau 4.1. La figure 4.13 compare les flux thermiques adimensionnés obtenus en présence de rugosités avec ceux obtenus à l'aide d'une caméra infrarouge (voir paragraphe suivant pour plus de détails) dans la même cellule sans rugosités [Kaiser & du Puits, 2014]. On rappelle que la transition à partir de laquelle une augmentation de transfert thermique est attendue avec des rugosités correspond à $Nu_t = H/2\,\delta_\theta$. Cela est cohérent avec les mesures attendues et la comparaison des couches limites visqueuses dans les deux régimes est possible.

D'autre part, quelques mesures de flux thermique sur la plaque du bas ont été effectuées à l'aide d'une caméra infrarouge *VarioCam* hr head 600. Une portion de la plaque du bas a été recouverte par un adhésif noir de 4 mm d'épaisseur et de conductivité thermique $\lambda_a = 0{,}12\,\mathrm{W/mK}$. Cette précaution permet d'ajouter une impédance thermique et d'éviter un « éblouissement » du capteur. Une seule mesure effectuée avec la caméra à l'intérieur de le cellule présente une résolution spatiale suffisante pour être exploitée. Le nombre de Rayleigh valait alors $4{,}04 \times 10^{10}$. Après calibration de la caméra grâce aux capteurs de flux disposés sur la plaque, la mesure a été effectuée à une fréquence d'acquisition de 2 Hz pendant 55 minutes. On retrouve figure 4.14 le flux thermique moyen après traitement de la température de l'adhésif mesurée par la caméra. On observe que le flux thermique sur le haut des obstacles est plus important que sur le reste de la plaque. Hélas, il est difficile de tirer de plus amples conclusions des observations dans les sillons et les creux, le flux thermique semblant homogène contrairement à ce qui est observé et proposé dans la partie précédente. Des

effets d'ombrage de la caméra, un effet négatif du scotch apposé sur la plaque ou un problème de calibration de la caméra pourraient en être à l'origine.

Mesures de vitesse. Les mesures de vitesse se font par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). Une nappe (représentée figure 4.11) de 2 mm d'épaisseur et 7 cm de large, issue d'un laser continu de 2 W, est utilisée pour éclairer des particules de Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat de 1 à 2 µm de diamètre en moyenne. Le mouvement des particules est acquis à l'aide d'une caméra *IO Industries* Flare 2M360CL de résolution maximale 2048×1088 pixels^2 pour une fréquence d'acquisition de 338,2 Hz pouvant monter à 902,5 Hz si la résolution est abaissée à 2048×400 pixels^2. La profondeur de gris accessible est de 8 bits. Les images sont acquises en continu soit sur des séquences de 10 à 20 secondes toutes les 5 minutes, soit sur des séquences de 1 à 2 secondes toutes les minutes. Le temps d'acquisition total est alors compris entre 90 et 180 secondes.

Le traitement des images par PIV est effectué grâce au logiciel CIVx [Fincham & Delerce, 2000 ; Sommeria, 2003] par corrélation croisée de paires d'image. Afin d'affiner la résolution, plusieurs passages sont nécessaires. On commence par chercher les corrélations sur des boites de 64×64 pixels^2 avec des zones de recherche une fois et demi plus grande. Après avoir éliminé les vecteurs faux (corrélation trop faible ou vitesse de direction ou de module absurde), on effectue un deuxième passage où le champ de corrélation obtenu précédemment est utilisé pour déterminer la corrélation maximale à proximité du résultat précédent. Cette procédure est ensuite répétée trois fois supplémentaires en divisant par deux la taille des boites et des zones de recherche à chaque fois.

Le jeu de paramètres pour l'acquisition et le traitement conviennent autour d'une certaine vitesse de fluide. Comme on en fait l'hypothèse indirectement avec les mesures thermométriques, le fluide dans le creux a une vitesse très faible relativement au fluide au-dessus des rugosités. C'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer des acquisitions à des fréquences différentes dans le creux et au-dessus afin d'avoir une mesure de la vitesse la plus juste possible.

4.2.1.3 Notations et mesure de couche limite

Nous cherchons à comparer l'écoulement près d'une plaque rugueuse ainsi que l'épaisseur des couches limites et les fluctuations turbulentes aux études sur plaque lisse et à des profils de vitesse classiques dans les couches limites [Schlichting & Gersten, 2000]. Il convient donc de s'accorder sur les paramètres adimensionnés utilisés ainsi que sur la définition de l'épaisseur de la couche limite.

Afin de faire une comparaison avec le profil de Prandtl-Blasius, nous devrions utiliser le paramètre d'échelle $\eta = z\sqrt{u_{max}/\nu x}$ où u_{max} est la vitesse horizontale loin de la plaque, z la coordonnée verticale et x la coordonnée horizontale [du Puits *et al.*, 2007]. Nous pourrions également, comme supposé implicitement par Grossmann et Lohse [Grossmann & Lohse, 2000], utiliser le fait que la couche limite débute sur le bord de la cellule, à l'arrivée du jet froid. Toutefois des désaccords persistent sur la forme des profils de couche limite observés en convection thermique turbulente. Certains s'écartent fortement du profil de Prandtl-Blasius [du Puits *et al.*, 2007 ; Li *et al.*, 2012] tandis que d'autres l'épousent significativement [Sun *et al.*, 2008]. Pour autant, la comparaison serait possible à condition que les profils soient renormalisés en $z/\delta_\times$. On détermine $\delta_\times$ comme la distance à la plaque où s'intersectent u_{max} et l'extrapolation de la tangente au profil de vitesse à $z = 0$ [Sun *et al.*, 2008 ; Zhou & Xia, 2010]. Or, dans notre cas, il est parfois difficile de définir $\mathrm{d}u/\mathrm{d}z|_{z=0}$ en raison d'un manque de résolution et d'une forme des profils ne permettant pas de déterminer cette grandeur de façon univoque, en particulier au-delà de Nu_t. On utilise alors une définition alternative :

$$\delta_{déplacement}(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\langle u(x,z,t)\rangle_t}{u_{max}}\right) dz, \tag{4.22}$$

où $\langle\cdot\rangle_t$ représente a moyenne temporelle. La vitesse maximale correspond en pratique à celle mesurée en haut des images prises par les caméras.

Pour effectuer des comparaisons avec des profils logarithmiques d'écoulements cisaillés turbulents classiques, on définit $z^+ = zU^*/\nu$, où U^* est la vitesse caractéristique de l'écoulement turbulent considéré, définie à partir du taux de cisaillement [Landau & Lifshitz, 1987] :

$$\tau = \rho U^{*2}. \tag{4.23}$$

On relie τ au terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds et au gradient de vitesse :

$$\tau = \rho \langle u'v' \rangle_t + \rho\nu \frac{\partial u}{\partial z}, \tag{4.24}$$

où u' et v' représentent les fluctuations temporelles de u et v respectivement. Dans notre cas, on on calcule le taux de cisaillement loin de la plaque en raison de la mauvaise définition du gradient de vitesse près de celle-ci. Aussi, la viscosité devient négligeable et on obtient finalement :

$$U^* = \sqrt{\langle u'v' \rangle_t}. \tag{4.25}$$

4.2.2 Structure de l'écoulement dans le creux

On peut considérer trois structures d'écoulement différentes dans le creux. Elles sont schématisées sur la figure 4.15. La première (a) représente un fluide dont la température est uniforme et égale ou légèrement plus basse que la température de la plaque dans la partie inférieure du creux avec une vitesse dans le haut du creux très faible. Cette situation modélise le cas d'une vitesse de l'écoulement global assez basse pour que le cisaillement soit insuffisant pour mettre en mouvement l'intégralité du fluide dans le creux. Cela peut alors amener une réduction du transfert thermique par rapport à une plaque lisse : le fluide au repos présent dans le creux possède une conductivité bien moindre que l'aluminium qui constitue les plaques ($0{,}6\,\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$ contre $237\,\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$). Cette diminution du flux thermique a déjà été observée pour une cellule cylindrique remplie d'eau avec des rugosités identiques à celles utilisées pour les mesures thermométriques [Tisserand *et al.*, 2011]. Nous n'observons pas ce régime dans nos mesures car nous travaillons à des nombres de Rayleigh trop importants. Dans la deuxième situation (b), on observe une lente recirculation due au cisaillement à l'intérieur du creux, mais sans échange de fluide avec l'extérieur. Cela amène une faible résistance thermique supplémentaire si bien que la condition aux limites en $z = 0$ est similaire à celle au-dessus des obstacles. Enfin, la dernière situation (c) montre une convection externe accompagné d'un fort échange de fluide avec l'écoulement de cœur. Le creux peut alors participer à l'augmentation de transfert ou à l'émission de panaches.

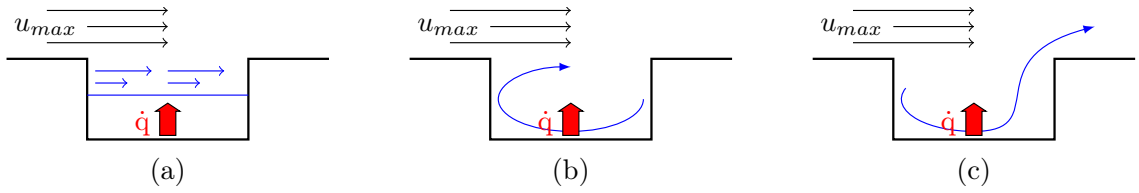

Figure 4.15 – Trois structures d'écoulement dans le creux où $\dot{q}$ représente le transfert de chaleur. Voir les détails des situations dans le texte.

On présente figure 4.16 les champs de vitesse expérimentaux avant et après la transition colonne de gauche et de droite respectivement. Dans le creux, on observe un passage de la configuration (b) à $Ra = 4{,}66 \times 10^9$ vers la configuration (c) à $Ra = 4{,}04 \times 10^{10}$. Cela a été observé lors de simulations numériques [Wagner & Shishkina, 2015] et dans d'autres expériences [Du & Tong, 2000].

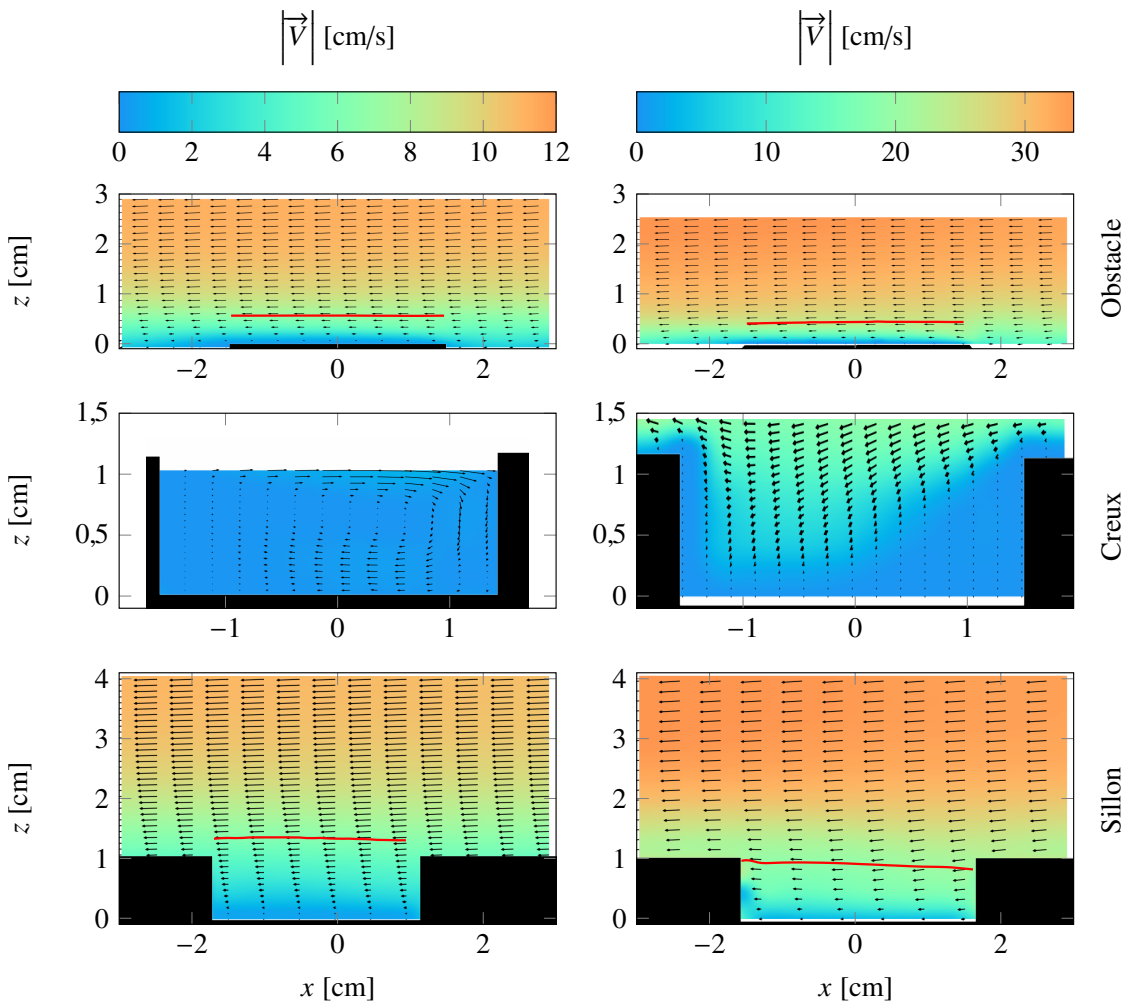

Figure 4.16 – Champs moyens de vitesse à $Ra = 4{,}66 \times 10^9$ (gauche) et $Ra = 4{,}04 \times 10^{10}$ (droite). Les trois positions sont représentées de haut en bas : au-dessus d'un obstacle, dans le creux et dans le sillon. L'échelle des flèches est arbitraire de façon à permettre une meilleure visualisation. Les lignes rouges représentent l'épaisseur de déplacement $\delta_{déplacement}$ (voir equation 4.22).

4.2.3 Profils de vitesse avant la transition

Pour aller plus loin, on s'intéresse aux profils de vitesse au-dessus des rugosités. La figure 4.17 montre ces profils avant la transition ($Ra = 4{,}66 \times 10^9$) et les compare à des profils obtenus auparavant dans des cellules lisse-lisse [du Puits *et al.*, 2007 ; Sun *et al.*, 2008 ; Li *et al.*, 2012]. On observe des vitesses négatives dans le creux (pour z compris entre 0 et 0,5 cm) qui sont la signature d'une lente recirculation. Au-dessus des rugosités, les profils se rejoignent rapidement et atteignent une vitesse asymptotique d'environ 11 cm/s. Pour $z > h_0$, les profils au-dessus d'un obstacle et au-dessus d'un creux sont très similaires. En effet, la condition sur la vitesse en $z = h_0$ est proche : nulle au-dessus de l'obstacle et quasi-nulle au-dessus du creux. De plus, ces deux profils sont plus raides que celui dans le sillon. En effet, pour atteindre une vitesse identique (u_{max}) à la même distance du bas des rugosités (z_{max}), les profils au-dessus du creux et de l'obstacle partent de $z = h_0$ au-lieu de $z = 0$ pour le sillon. Pour le creux, on définit ces épaisseurs en considérant uniquement le profil pour $z > h_0$. Néanmoins, l'épaisseur réelle de la couche limite dans le creux doit prendre en compte le fluide qui est contenu dans le creux, soit une épaisseur supplémentaire d'environ h_0. Les valeurs de $\delta_{déplacement}$

obtenues sont de 0,56 cm au-dessus de l'obstacle, 0,70 cm au-dessus du creux et 1,40 cm dans le sillon.

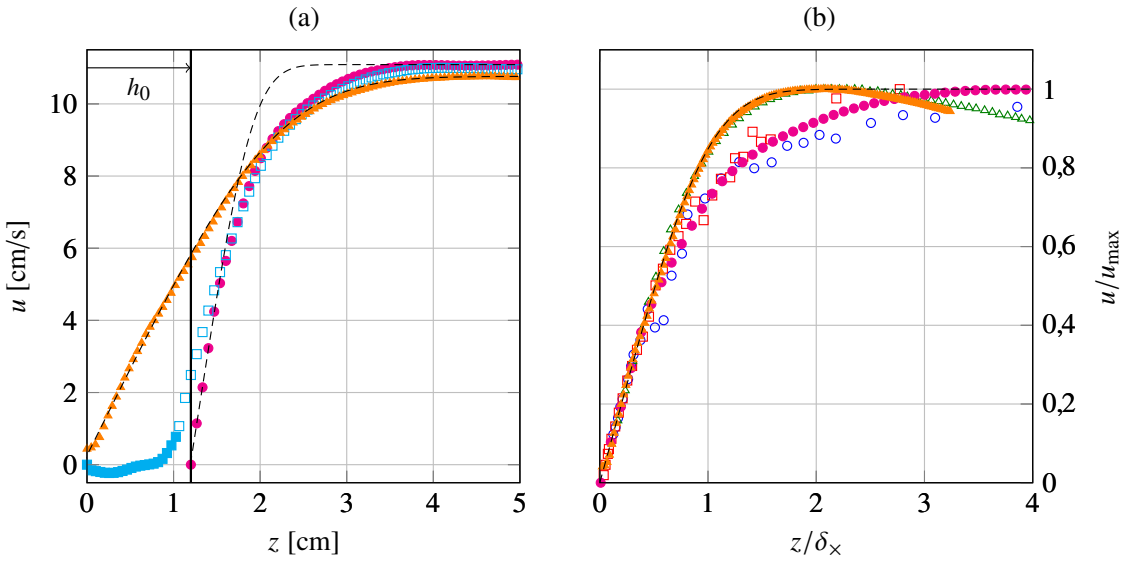

Figure 4.17 – Profils de vitesse au-dessus des rugosités à $Ra = 4{,}66 \times 10^9$ dans le sillon (triangles orange), au-dessus de l'obstacle (cercles magenta) et dans le creux (carrés cyans pleins pour une acquisition dans le creux à basse vitesse et vides pour une acquisition au-dessus à haute vitesse). Les lignes pointillées noires représentent le profil de Prandtl-Blasius. (a) Profils dimensionnés avec pour origine le bas des rugosités. (b) Mêmes profils adimensionnés comparés à des expériences sur plaque lisse. Cercles bleus et vides : $Ra = 7{,}48 \times 10^{11}$ [du Puits *et al.*, 2007] ; triangles verts et vides : $Ra = 5{,}3 \times 10^9$ [Sun *et al.*, 2008] ; carrés rouges et vides : $Ra = 3 \times 10^9$ [Li *et al.*, 2012].

Concernant les profils adimensionnés, la renormalisation en $z/\delta_\times$ ainsi que que le décalage vers $z = 0$ du profil au-dessus de l'obstacle permettent aux pentes à l'origine des profils de se confondre (figure 4.17 (b)). Ceux-ci peuvent alors être comparés à la littérature ainsi qu'au profil théorique de Prandtl-Blasius. Au-dessus d'un obstacle, le profil de vitesse diffère de ce dernier tout comme dans de précédentes expériences dans le *BOI* [du Puits *et al.*, 2007 ; Li *et al.*, 2012]. Par ailleurs, dans le sillon, le profil est très proche de celui de Prandtl-Blasius et des observation de Sun *et al.* [Sun *et al.*, 2008]. Une explication se trouve sans doute dans la présence des parois verticales des rugosités qui, localement, peuvent réduire le nombre de Reynolds par une trainée induite supplémentaire. Cela favorise alors un écoulement plus laminaire ce qui nous rapproche du modèle de Prandtl-Blasius. On notera que la décroissance observée à la fin du profil dans le sillon résulte d'un artefact de la PIV : la fréquence d'acquisition est optimale pour une certaine vitesse du fluide ce qui peut amener un biais si les vitesses observées s'en écartent trop.

L'épaisseur de déplacement $\delta_{déplacement}$ est tracée figure 4.16. Elle vaut 1,4 cm dans le sillon et est de 0,7 cm et 0,56 cm en plus de h_0, au-dessus du creux et de l'obstacle respectivement. L'épaisseur de la couche limite visqueuse δ_v (définie depuis $z = 0$) varie donc de 1,4 cm à 1,9 cm. Pour comparer ces observations aux mesures thermométriques effectuées précédemment il est nécessaire d'estimer la taille de la couche limite thermique. Un nombre de Prandtl inférieur à 1 signifie que celle-ci est plus épaisse que la couche limite visqueuse. Dans le cadre de Prandtl-Blasius, on peut montrer que :

$$\delta_\theta \approx Pr^{-1/3}\delta_v \text{ pour } Pr \gg 1 \quad \text{et} \quad \delta_\theta \approx Pr^{-1/2}\delta_v \text{ pour } Pr \ll 1. \tag{4.26}$$

Dans notre cas le nombre de Prandtl est intermédiaire ($Pr = 0{,}7$). Aussi, on se base sur des simulations numériques pour estimer la taille de la couche limite visqueuse près du centre de la cellule

[Shishkina *et al.*, 2013] :

$$\delta_\theta \approx 2{,}0\ \delta_v. \tag{4.27}$$

Aussi, on vérifie bien que pour $Nu < Nu_t$, la couche limite thermique est plus épaisse que la hauteur des rugosités. Cette estimation du rapport des tailles des couches limites thermique et visqueuse n'est valable que dans le cas d'une couche limite laminaire. Enfin, le calcul du nombre de Reynolds de cisaillement (qui est utilisé lorsque le cisaillement est responsable de la déstabilisation de la couche limite), défini par

$$Re_s = \frac{\delta_v u_{max}}{\nu}, \tag{4.28}$$

est de l'ordre de 100 ce qui est cohérent avec des mesures effectuées dans des conditions identiques mais avec une plaque lisse [Willert *et al.*, 2014].

4.2.4 Après la transition

4.2.4.1 Profils de vitesse

Les mesures thermométriques préalables avaient permis de mettre en évidence une couche limite au-dessus des obstacles plus fine qu'au-dessus d'une plaque lisse. Le modèle expliquant l'augmentation de transfert était alors basé sur une déstabilisation partielle de la couche limite par ces rugosités. On s'attend dans cette cellule à observer un mécanisme similaire, bien que le fluide ne soit pas le même. Le nombre de Prandtl dans l'air vaut 0,71 tandis que celui dans les expériences menées à Lyon dans l'eau se situe entre 4 et 8. Toutefois, ces nombres de Prandtl sont tous de l'ordre de 1 et les ordres de grandeurs liés aux mécanismes observés devraient être similaires. La couche limite au-dessus des obstacles après la transition peut être interprétée comme la superposition d'une sous-couche visqueuse et d'une couche limite turbulente. La connaissance du nombre de Prandtl permet de plus de connaitre la couche limite thermique.

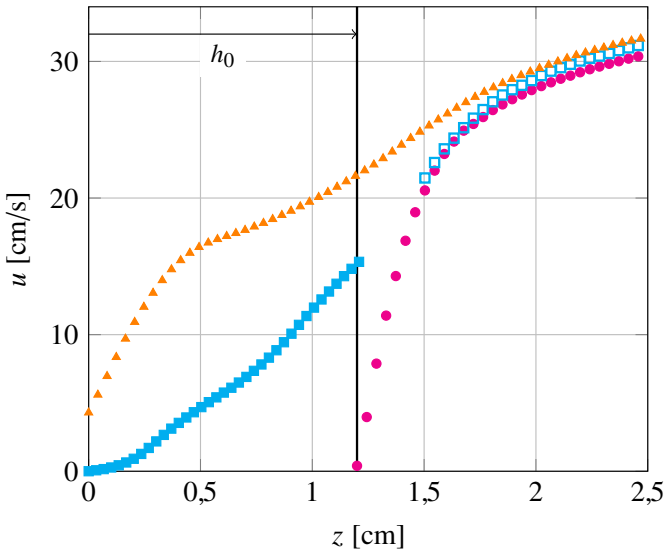

Figure 4.18 – Profils de vitesse près de la plaque rugueuse à $Ra = 4{,}04 \times 10^{10}$, au-dessus d'un obstacle (cercles magenta), dans le sillon (triangles orange) et dans le creux (carrés cyans pleins pour l'acquisition dans le creux à basse vitesse et vides pour l'acquisition au-dessus du creux à haute vitesse).

La figure 4.18 montre des changements significatifs, tant qualitatifs que quantitatifs, sur les profils de vitesse après la transition. Dans le sillon, on voit apparaitre un point d'inflexion qui est sans doute dû à l'augmentation de trainée induite par les parois verticales des rugosités. La couche limite est en effet moins épaisse que h_0 si bien qu'une couche limite visqueuse verticale peut faire son apparition contre les rugosités. Par ailleurs, la forme des profils ne nous permet pas ici de déterminer $\delta_\times$. En effet, le gradient de vitesse au niveau de la plaque est mal défini et l'on n'observe pas de vitesse asymptotique. On peut néanmoins calculer l'épaisseur de déplacement en intégrant le profil de vitesse jusqu'à aussi loin que possible de la plaque (voir équation 4.22). Aussi, les valeurs sont légèrement sous-évaluées. On trouve ainsi $\delta_{déplacement} = 0{,}90\,\text{cm}$ dans le sillon (ce qui est inférieur à h_0) et $\delta_{déplacement} = 0{,}47\,\text{cm}$ au-dessus de l'obstacle.

4.2.4.2 Tenseur de Reynolds

La figure 4.19 montre les champs du terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds avant et après la transition pour les trois positions proches des rugosités. Bien que nous ne connaissions pas la vitesse maximale de l'écoulement à $Ra = 4{,}04 \times 10^{10}$, on observe que celle-ci est environ trois à quatre fois plus grande que pour $Ra = 4{,}66 \times 10^9$. Or les fluctuations turbulentes, représentées par le tenseur de Reynolds sont environ cinquante fois plus importantes. D'autre part, on voit apparaitre après la transition des zones de forte valeur de $\langle u'v' \rangle_t$, en particulier en aval des obstacles. Cela produit des zones de fortes fluctuations près du haut de ceux-ci. De plus les valeurs caractéristiques des fluctuations sont semblables pour les trois positions. Dans le sillon, la zone de fluctuations se déploie en aval de l'obstacle. On observe sans doute là un sillage dû aux obstacles qui est advecté par le vent moyen. Ces observations suggèrent une transition vers une couche limite turbulente comme évoqué lors des mesures thermométriques [Salort *et al.*, 2014].

4.2.4.3 Une couche limite turbulente

Nous cherchons maintenant des indices quantitatifs permettant de montrer que la couche limite a transité vers une couche limite turbulente au-dessus des obstacles. Pour cela on peut évaluer U^* à l'aide du maximum du terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds. On obtient $U^* = 4{,}96\,\text{cm/s}$ après la transition contre $U^* = 0{,}77\,\text{cm/s}$ avant la transition. On définit une échelle de longueur z^* définie comme :

$$z^* = \frac{\nu}{U^*}. \tag{4.29}$$

L'épaisseur δ_{sc} de la sous-couche visqueuse peut alors être estimée comme [Tennekes & Lumley, 1987] :

$$\delta_{sc} \approx 5z^*, \tag{4.30}$$

ce qui nous amène à $\delta_{sc} \approx 1{,}7\,\text{mm}$.

Afin de savoir si les sillages turbulents provoqués par les rugosités font transiter la couche limite au-dessus de la plaque rugueuse, on compare sur la figure 4.20 les profils de vitesse obtenus avec une prédiction classique, valable pour $z^+ > 30$ où $z^+ = z/z^*$. Le profil attendu est alors logarithmique de la forme [Tennekes & Lumley, 1987] :

$$u = U^* \left(2{,}40 \ln z^+ + B\right), \tag{4.31}$$

où $B = 5{,}84$ dans le cas d'une surface lisse.

La surface peut être considérée comme rugueuse si l'épaisseur de la sous-couche visqueuse est inférieure à la taille caractéristique des rugosités. C'est le cas ici puisque l'épaisseur de la sous-couche

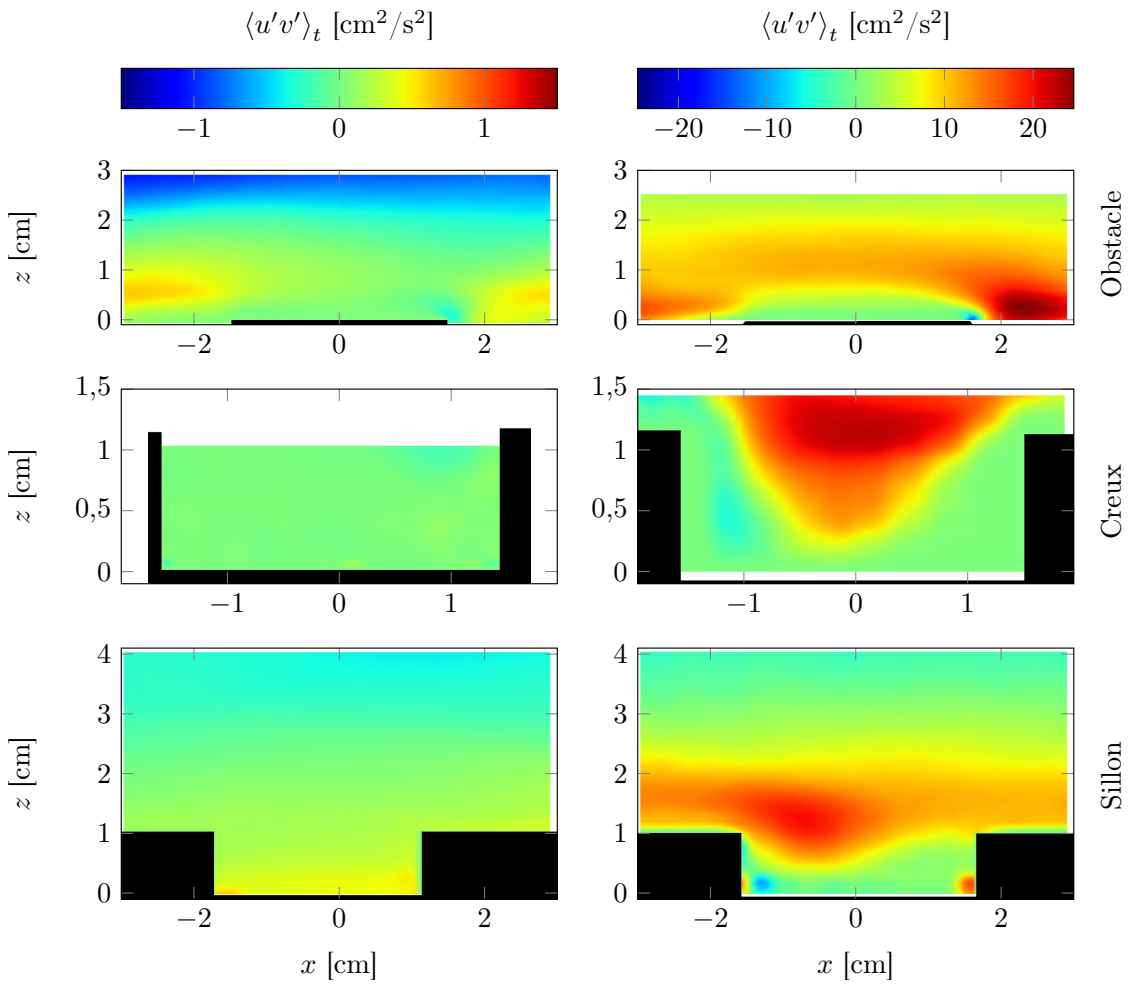

Figure 4.19 – Champs du terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds à $Ra = 4{,}66 \times 10^9$ (gauche) et $Ra = 4{,}04 \times 10^{10}$ (droite). Les trois positions sont représentées de haut en bas : au-dessus d'un obstacle, dans le creux et dans le sillon.

visqueuse est bien plus faible ($\delta_{sc} \approx 1{,}7\,\text{mm}$) que la hauteur des rugosités ($h_0 = 1{,}2\,\text{cm}$). Ainsi, B est fonction de k^+ défini par :

$$k^+ = \frac{h_0}{\delta_{sc}} = \frac{h_0 U^*}{\nu}. \tag{4.32}$$

Ici, k^+ est de l'ordre de 40. On est alors dans un régime de « transition ». Le régime pleinement rugueux est atteint lorsque $k^+ \gg 100$ [Tennekes & Lumley, 1987 ; Schlichting & Gersten, 2000]. Dans ce régime de transition, la valeur de B est comprise entre -5 et 5 dans le cas de rugosités sous formes de grains. Cette valeur peut être différente dans le cas de rugosités parallélépipédiques. Sur la figure 4.20, la ligne pointillée verte est tracée avec $B = -3$. Les observations sont compatibles avec cette prévision de profil logarithmique sur l'intervalle de z^+ accessible.

4.2.4.4 Comparaison avec les mesures de couche limite thermique

Nous pouvons pour finir comparer ces résultats avec ceux obtenus dans la cellule remplie d'eau. Nous avions mis en évidence dans ce cas que :

$$\delta_\theta^{obstacle} \lesssim 0{,}4\,\text{mm} \tag{4.33}$$

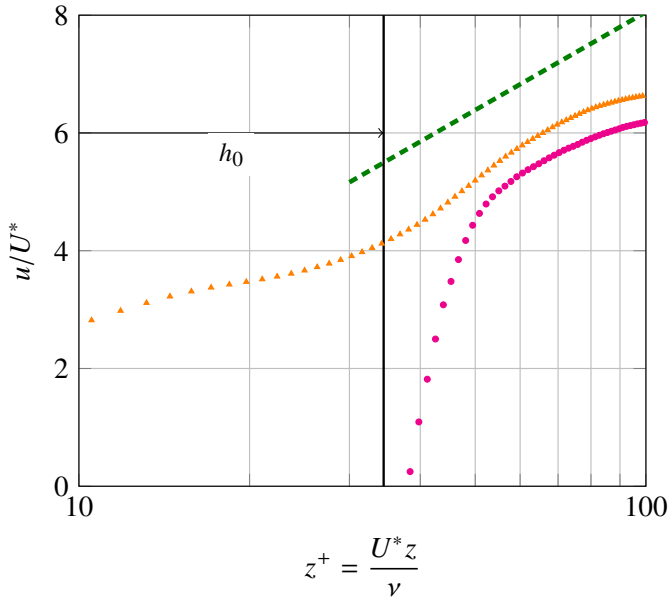

Figure 4.20 – Comparaison des profils de vitesse renormalisés (cercles magenta : au-dessus de l'obstacle ; triangles orange : dans le sillon) avec un profil logarithmique $u/U* = 2{,}40 \ln z^+ - 3$ (pointillé vert) à $Ra = 4{,}04 \times 10^{10}$.

ce qui est plus fin que ce qui est attendu dans ces conditions sur une plaque lisse.

Comme les nombres de Prandtl de l'air et de l'eau aux températures considérées sont proches, on s'attend à ce que le mécanisme d'augmentation du flux thermique soit similaire, bien que la structure de l'écoulement au voisinage des rugosités puisse légèrement différer. La couche limite observée à l'aide les mesures par PIV se décompose en une partie supérieure turbulente et une sous-couche visqueuse. Le fort mélange dans la couche limite turbulente permet de supposer que la majorité du gradient de température entre la plaque et le cœur de l'écoulement est confiné dans la sous-couche visqueuse. Comme $Pr < 1$, cette dernière devrait être toutefois plus fine que la couche limite thermique. Mais l'estimation de son épaisseur s'avère délicate et nous nous limiterons à des ordres de grandeur. L'étude numérique et analytique de Shishkina *et al.* [Shishkina *et al.*, 2013] a montré que le rapport entre l'épaisseur des couches limites thermique et visqueuse dans le cas d'une couche limite laminaire dépend fortement de l'angle β d'attaque de l'écoulement sur la plaque. Pour $Pr = 0{,}79$ cette étude montre que δ_θ/δ_v passe de 1,08 pour $\beta = \pi/2$ à 2,37 pour $\beta = \pi$. On peut considérer que l'écoulement dans la couche limite turbulente ne possède pas un angle d'attaque constant et uniforme. Aussi cela nous permet seulement d'écrire :

$$1{,}8 \text{ mm} \ < \ \delta_\theta \ < \ 4{,}0 \text{ mm}. \tag{4.34}$$

Par ailleurs, l'épaisseur de la couche limite thermique est simplement reliée au nombre de Nusselt par $Nu = H/2\,\delta_\theta$. Or les nombres de Rayleigh utilisés lors des mesures thermométriques sont similaires à ceux utilisés ici. Comme les nombres de Prandtl de l'air et de l'eau sont similaires, les nombres de Nusselt résultants le sont aussi (en supposant qu'ils ne dépendent que de Pr et Ra). On voit donc, toutes choses égales par ailleurs, que la taille de la couche limite est proportionnelle à la hauteur de la cellule H. Par conséquent, on peut se servir de l'estimation de la borne supérieure de l'épaisseur de la couche limite thermique obtenue par mesures thermométriques dans la cellule remplie d'eau. Nous avions obtenu $\delta_\theta^{obstacle} \lesssim 0{,}4\,\text{mm}$ [Salort *et al.*, 2014]. Comme les deux cellules sont homothétiques de rapport 6, on obtient dans le cas de la cellule de Ilmenau $\delta_\theta^{obstacle} \lesssim 2{,}4\,\text{mm}$. Ceci est compatible avec l'estimation ci-dessus (équation 4.34).

4.3 Discussion et conclusion

Les deux études menées ici sont en tous points complémentaires. La première, effectuée dans une cellule remplie d'eau, a permis d'estimer l'épaisseur de la couche limite thermique au-dessus des rugosités à l'aide de mesures thermométriques [Salort *et al.*, 2014]. Nous avons alors pu élaborer un modèle qui explique l'augmentation de transfert thermique. La seconde a permis, dans une cellule remplie d'air et grâce à des mesures de vitesse par PIV, d'observer des évolutions notoires de la structure de l'écoulement et de la couche limite visqueuse au voisinage des rugosités [Liot *et al.*, 2016].

Les mesures thermométriques ont montré que la couche limite thermique est plus fine au-dessus des obstacles qu'elle ne l'est près de la plaque du haut qui est lisse. De plus, le fluide dans le creux semble presque au repos. Après avoir démontré que la couche limite au-dessus des obstacles ne peut pas être laminaire, un modèle phénoménologique a été élaboré en se basant sur la théorie de Kraichnan [Kraichnan, 1962]. L'hypothèse a été faite que la couche limite est partiellement déstabilisée si bien qu'elle devient turbulente au-dessus de l'obstacle. Le creux est quant à lui considéré comme une petite cellule de convection pour laquelle nous avons utilisé les données de Chavanne *et al.* [Chavanne *et al.*, 2001] pour déterminer sa participation au transfert thermique. Enfin, le sillon se comporte comme une plaque lisse pour laquelle les parois verticales des rugosités entrent en jeu. Finalement, la relation entre nombre de Nusselt et nombre de Rayleigh obtenue est en accord avec les mesures de transfert thermique effectuées dans la cellule. Toutefois, si l'augmentation de transfert en présence de rugosités est globalement reconnue, les formes qu'elle prend sont diverses. Différents types de rugosités ont été utilisés dans la littérature : des pyramides [Shen *et al.*, 1996 ; Qiu *et al.*, 2005], des rugosités aléatoires [Ciliberto & Laroche, 1999], des sillons en V [Roche *et al.*, 2001 ; Stringano *et al.*, 2006] ou des parallélépipèdes [Tisserand *et al.*, 2011]. Certaines observations sont communes, notamment le changement de régime lorsque l'épaisseur de la couche limite thermique devient plus faible que la hauteur des rugosités. De plus, l'augmentation de transfert thermique est supérieure à l'augmentation de surface induite par les rugosités. En revanche, cette augmentation peut prendre différentes formes. Certaines observations font état d'une simple augmentation du préfacteur $\mathcal{B}$. D'autres voient une augmentation de la loi d'échelle pouvant aller jusqu'à $Nu \propto Ra^{1/2}$. Cette différence a sans doute son origine dans la mise en place d'un second mécanisme en plus de la transition turbulente de la couche limite : l'augmentation de l'émission de panaches thermiques.

Pour compléter les mesures thermométriques et valider la déstabilisation turbulente de la couche limite au-dessus des obstacles, une seconde étude a été menée. Dans le *Barrel of Ilmenau*, une cellule six fois plus grande remplie d'air a été construite afin de faciliter la visualisation de la couche limite visqueuse par PIV hautement résolue. Avant la transition, les profils de vitesse sont semblables pour toutes les positions observées et se comportent d'une façon similaire à ceux obtenus au-dessus d'une plaque lisse. De plus, les quantités statistiques de l'écoulement telles que les profils de vitesse ou le tenseur de Reynolds sont influencées par les rugosités uniquement à proximité immédiate de celles-ci. La structure de l'écoulement est fortement modifiée après la transition. D'une recirculation convective dans le creux on passe à une forte incursion de l'écoulement de cœur dans celui-ci, favorisant l'échange de chaleur. Par ailleurs, les profils de vitesse changent radicalement en passant la transition. D'une forme plus ou moins proche du profil de Prandtl-Blasius, ils changent pour un profil logarithmique ; signature d'une transition vers une couche limite turbulente. D'autre part, un sillage turbulent apparait en aval des obstacles. Par ailleurs, l'observation des vitesses moyennes et du terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds ont permis d'estimer un ordre de grandeur de la taille de la sous-couche visqueuse et de la couche limite thermique. Elles sont en accord avec les prédictions obtenues grâce aux mesures menées dans l'eau.

Toutefois, de nouvelles perspectives s'ouvrent suite à ces résultats.

— L'augmentation du rapport Nu/Nu_t permettrait de savoir jusqu'à quel point l'écoulement est

modifié entre les rugosités. Cela serait accessible en augmentant la taille des rugosités. Il a été proposé récemment [Wagner & Shishkina, 2015] que lorsque l'écoulement balaye complètement l'espace entre les rugosités l'augmentation de flux sature et revient à une loi de puissance en $Ra^{1/3}$. Toutefois la gamme de Rayleigh utilisée (10^6 – 10^8) laisse penser que l'augmentation observée puis la saturation sont un simple effet de l'augmentation de la surface d'échange.

— Par ailleurs, des mesures vélocimétriques supplémentaires plus éloignées des rugosités permettraient d'observer sur une plus grande distance le profil logarithmique de la couche limite visqueuse après la transition.

— De plus, une étude des fluctuations transverses de l'écoulement, c'est à dire en observant perpendiculairement à ce qui a été fait ici, amènerait sans doute un éclairage supplémentaire sur l'effet de sillage en aval des rugosités.

— Il serait également intéressant de renouveler les mesures thermométriques dans la cellule en air afin de les comparer à celles menées à Lyon.

— On pourrait enfin imaginer des mesures locales conjointes de température et de vitesse à l'aide de capteurs micrométriques dédiés développés au laboratoire.

L'étude vélocimétrique autour des rugosités dans la cellule remplie d'eau reste quant à elle, nous le verrons plus loin, délicate à mener.

Chapitre 5

Écoulement grande échelle en présence de rugosités

Sommaire

5.1 Étude du champ de vitesse global 108
5.1.1 Méthode de mesure 108
5.1.1.1 Cellules et mesures vélocimétriques 108
5.1.1.2 Biais de mesure dû au laser 109
5.1.2 Influence des rugosités sur l'écoulement moyen 110
5.1.2.1 Champs de vitesse 110
5.1.2.2 Fluctuations de vitesse 112
5.2 Analyse statistique de l'écoulement 115
5.2.1 Densités de probabilité 115
5.2.1.1 Dans la cellule entière 115
5.2.1.2 Par zones 117
5.2.2 Les échelles de l'écoulement turbulent 121
5.2.2.1 Fonctions de structure 121
5.2.2.2 Analyse spectrale 123
5.3 Retour au voisinage des rugosités 124
5.3.1 Vélocimétrie au voisinage des plaques 124
5.3.1.1 Le montage expérimental 125
5.3.1.2 Observation des champs de vitesse 125
5.3.2 Profils de vitesse 126
5.3.2.1 Au voisinage de la plaque lisse 127
5.3.2.2 Au voisinage des rugosités 128
5.4 Discussion et conclusion 130

Nous venons de décrire une étude poussée du comportement de l'écoulement et des couches limites thermique et visqueuse au voisinage de rugosités. Il est apparu que la présence de rugosités parallélépipédiques permet de faire transiter la couche limite visqueuse vers une couche limite turbulente ce qui participe sensiblement à l'augmentation de transfert thermique observée dans de telles cellules. On peut alors se demander quel va être l'impact de ces rugosités sur l'écoulement à grande échelle, loin des couches limites. L'interaction entre l'écoulement de cœur et les couches limites, *via* les panaches thermiques, est en effet primordiale en convection thermique turbulente. Aussi, dans le cas de cellules dissymétriques comme celles décrites précédemment, on s'attend à observer des effets importants sur l'écoulement à grande échelle. Après avoir étudié le champ de vitesse global, nous allons nous intéresser aux statistiques de vitesse ce qui nous amènera à nous poser la question de l'influence des rugosités sur la turbulence de l'écoulement. Ces différentes observations seront comparées à des mesures similaires menées dans une cellule lisse-lisse. Enfin, des études exploratoires de visualisation au voisinage des rugosités et de la plaque lisse seront présentées. Afin d'alléger le discours, nous allons utiliser les acronymes $\mathcal{LL}$ pour la cellule lisse-lisse et $\mathcal{RL}$ pour la cellule rugueuse-lisse.

5.1 Étude du champ de vitesse global

Dans un premier temps, après avoir présenté la méthode d'acquisition, nous nous concentrons sur l'étude du champ de vitesse global et de ses fluctuations

5.1.1 Méthode de mesure

5.1.1.1 Cellules et mesures vélocimétriques

Nous réutilisons ici la cellule dans laquelle les mesures thermométriques ont été conduites. Il s'agit de celle décrite dans la partie 4.1.1 et présentée figure 4.1. Nous avons toutefois changé la plaque du bas qui n'est plus en cuivre nickelé mais en aluminium anodisé en noir, afin de limiter les réflexions dans le cadre de mesures près des rugosités. Par ailleurs, un certain nombre de mesures a été effectué dans une cellule identique mais dont la plaque du bas était lisse et en cuivre nickelé. Les conditions expérimentales des différentes expériences menées sont regroupées dans le tableau 5.1.

Type de cellule	ΔT	$T_m = (T_h + T_b)/2$	Puissance	Ra	Pr
$\mathcal{RL}$	25,9°C	40°C	400 W	$7{,}0 \times 10^{10}$	4,35
$\mathcal{RL}$	21,6°C	40°C	300 W	$5{,}8 \times 10^{10}$	4,35
$\mathcal{LL}$	25,7°C	40°C	400 W	$6{,}9 \times 10^{10}$	4,35
$\mathcal{LL}$	21,7°C	40°C	300 W	$5{,}9 \times 10^{10}$	4,35

Tableau 5.1 – Paramètres utilisés pour les cellules $\mathcal{LL}$ et $\mathcal{RL}$. La puissance est la puissance électrique imposée. On rappelle que dans le cas $\mathcal{RL}$, la température moyenne effective de l'écoulement de cœur est légèrement supérieure à T_m de 1 à 2°C ce qui augmente les nombres de Rayleigh de 3 à 4%.

On peut estimer le nombre de Rayleigh correspondant à la transition de régime, Ra_t. On sait en effet que la transition correspond au moment où la couche limite thermique δ_θ devient de la même taille que la hauteur des rugosités h_0 [Tisserand *et al.*, 2011]. Par ailleurs, on a vu au chapitre précédent que les nombres de Nusselt et de Rayleigh sont reliés par la relation $Nu = 0{,}065\, Ra^{1/3}$ dans la cellule $\mathcal{LL}$. Enfin, rappelons que le nombre de Nusselt et la taille de la couche limite thermique sont reliés par la relation $Nu = H/(2\,\delta_\theta)$. On obtient alors :

$$Ra_t = \left(\frac{H}{0{,}13\ h_0}\right)^3 . \tag{5.1}$$

Dans notre situation, le nombre de Rayleigh à la transition Ra_t vaut $4{,}1 \times 10^9$.

Les mesures vélocimétriques ont été menées par imagerie de particules (PIV). Un laser continu *Melles Griot* de puissance 1,2 W a été utilisé pour illuminer des particules de borosilicate *Sphericel* 110P8. Elles ont un diamètre moyen de 12 μm pour une densité de 1,10±0,05. Le faisceau laser traversait une lentille plan-concave cylindrique afin de créer une nappe laser suffisamment étendue pour éclairer toute la cellule. Les images ont été acquises à l'aide d'une caméra *Allied Vision Technologies* Stingray F125-B de résolution 1292×964 pixels^2 et de 16 bits de profondeur de gris. Deux images espacées de 0,05 s ont été acquises toutes les dix secondes pendant dix heures. Le traitement a été fait à l'aide du logiciel CIVx [Fincham & Delerce, 2000 ; Sommeria, 2003]. Des corrélations croisées entre images d'une même paire sont calculées pour obtenir le champ de vitesse instantané. Un premier passage est effectué en découpant les images en boîtes de 64 pixels de côté avec un recouvrement de 50%. La zone de recherche des corrélations s'étale alors sur une fois et demi la taille des boîtes. Un deuxième passage utilisant les résultats du premier permet d'affiner les corrélations trouvées, toujours avec les mêmes paramètres. Enfin, trois passages supplémentaires en réduisant de moitié la taille des boîtes à chaque fois permettent d'affiner la résolution et la précision.

5.1.1.2 Biais de mesure dû au laser

Au cours des acquisitions et des traitements, un biais est apparu sur les champs de vitesse. La vitesse semble toujours plus importante du côté par lequel la nappe laser pénètre dans la cellule. La figure 5.1 présente deux mesures du module de la vitesse moyenne effectuées dans la cellule $\mathcal{RL}$ pour le même nombre de Rayleigh. La circulation grande échelle se fait dans le sens trigonométrique à gauche et dans le sens horaire à droite. On observe clairement que le jet montant est plus intense lorsqu'il est situé contre la paroi de gauche, paroi d'entrée de la nappe laser. C'est également le cas dans une moindre mesure pour le jet descendant.

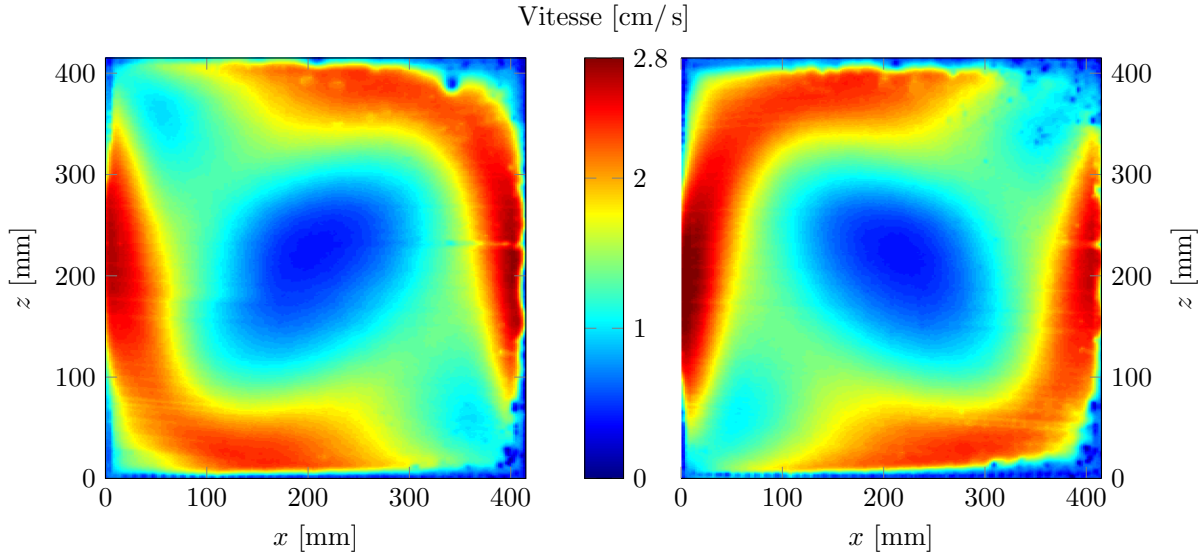

Figure 5.1 – Comparaison du champ moyen des modules de vitesse pour les deux sens de rotation de la circulation grande échelle. Cellule $\mathcal{RL}$, $Ra = 7{,}0 \times 10^{10}$.

L'origine de cette différence de vitesse vient sans doute des inhomogénéïtés d'éclairement dans la cellule. La nappe laser est en effet divergente. Si l'on ajoute à cela l'absorption par le fluide ensemencé par les particules nécessaires à la PIV, on obtient un éclairement bien plus faible dans la partie droite de la cellule que dans la partie gauche. Il semblerait que cette différence d'éclairement provoque un

léger biais dans le calcul des corrélations lors de l'application de l'algorithme de PIV. Aussi, il convient d'en tenir compte lorsqu'on souhaite comparer différentes acquisitions entre elles ou bien détecter une éventuelles dissymétrie des champs de vitesse. Les mesures ont systématiquement été faites pour les deux sens de rotation, celui-ci étant sélectionné au démarrage de la source de puissance en chauffant par rayonnement une partie de la plaque du bas à l'aide d'une lampe quartz-iode.

5.1.2 Influence des rugosités sur l'écoulement moyen

La dissymétrie introduite par les rugosités usinées dans la plaque du bas devrait avoir un effet important sur la structure de l'écoulement moyen. On constate que si l'influence des rugosités est difficilement détectable sur le champ de vitesse moyenne, elle est en revanche très importante sur les fluctuations de vitesse.

5.1.2.1 Champs de vitesse

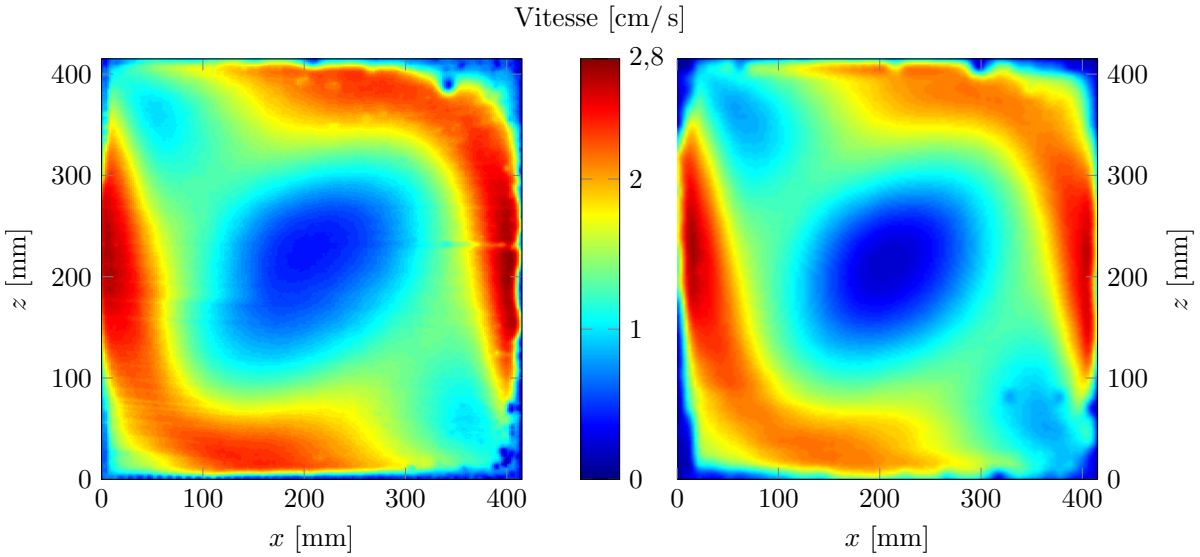

Figure 5.2 – Comparaison du champ moyen des modules de vitesse pour la cellule $\mathcal{RL}$ à gauche et la cellule $\mathcal{LL}$ à droite. Les nombres de Rayleigh sont respectivement de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$ et la circulation grande échelle se fait dans le sens trigonométrique.

On présente sur la figure 5.2 les champs moyens du module de vitesse observés dans la cellule $\mathcal{RL}$ et dans la cellule $\mathcal{LL}$. Les nombre de Rayleigh valent respectivement $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$, autrement dit ils sont très proches ce qui nous permet de mener une comparaison fiable des deux expériences. La circulation à grande échelle s'effectue dans le sens trigonométrique. Les jets chaud et froid se développent respectivement le long des parois de droite et de gauche à des vitesses de l'ordre de 2,5 cm/s tandis que le centre de la cellule est le siège de vitesses moyennes bien inférieures, de l'ordre de 0,5 cm/s. On constate dans un premier temps que le champ observé dans la cellule $\mathcal{LL}$ sont parfaitement similaires aux résultats obtenus par Xia *et al.* [Xia *et al.*, 2003] dans une cellule de convection aux dimensions homothétiques et pour un nombre de Rayleigh de $3{,}5 \times 10^{10}$. Toutefois, les deux champs présentent une structure tout à fait semblable bien que les vitesses observées dans la cellule $\mathcal{RL}$ apparaissent très légèrement supérieures. La vitesse moyenne dans la cellule $\mathcal{LL}$ est de $1{,}36 \pm 0{,}01$ cm/s. Elle augmente de 5% dans la cellule $\mathcal{RL}$ pour atteindre $1{,}43 \pm 0{,}01$ cm/s. Le nombre de Rayleigh dans le cas $\mathcal{RL}$ est légèrement supérieur à celui dans le cas $\mathcal{LL}$ d'environ 1,5% ce

qui provoque une augmentation du nombre de Reynolds [1] de moins de 1% — ce qui est négligeable. L'écart observé pourrait donc être attribué aux rugosités.

Mais cet écart pourrait entrer dans d'éventuelles erreurs dues à la mesure, à l'algorithme de PIV ou au biais laser évoqué plus haut. La figure 5.3 présente les profils de valeur absolue de la vitesse verticale moyennés sur une bande horizontale centrée de 10 cm de hauteur pour les deux cellules. Tout d'abord, on observe que les profils dans la cellule $\mathcal{RL}$ diffèrent selon le sens de rotation de la circulation grande échelle. Dans le sens horaire, le jet chaud (montant) qui est à gauche de la cellule atteint la vitesse maximale de 2,7 cm/s tandis que le jet froid (descendant) qui se situe lui à droite atteint seulement 2,5 cm/s. Dans le sens trigonométrique, les deux jets atteignent la même vitesse de 2,55 cm/s. Or on a vu que le biais laser tend à surestimer les valeurs de vitesse près de la paroi de gauche (là où pénètre la nappe laser) par rapport à celles près de la paroi de droite, comme on peut le voir pour le profil tracé dans la cellule $\mathcal{LL}$. Or cet effet, visible dans la cellule $\mathcal{RL}$ pour le sens horaire, ne l'est plus pour le sens trigonométrique. Des vitesses plus importante dans le jet chaud que dans le jet froid pourraient en être à l'origine. De plus, la position horizontale où le profil s'annule, c'est à dire où le signe de la vitesse verticale change, est décalée sur la gauche pour le sens de rotation trigonométrique et sur la droite pour le sens de rotation horaire par rapport au profil dans la cellule $\mathcal{LL}$ (voir zoom de la figure 5.3).

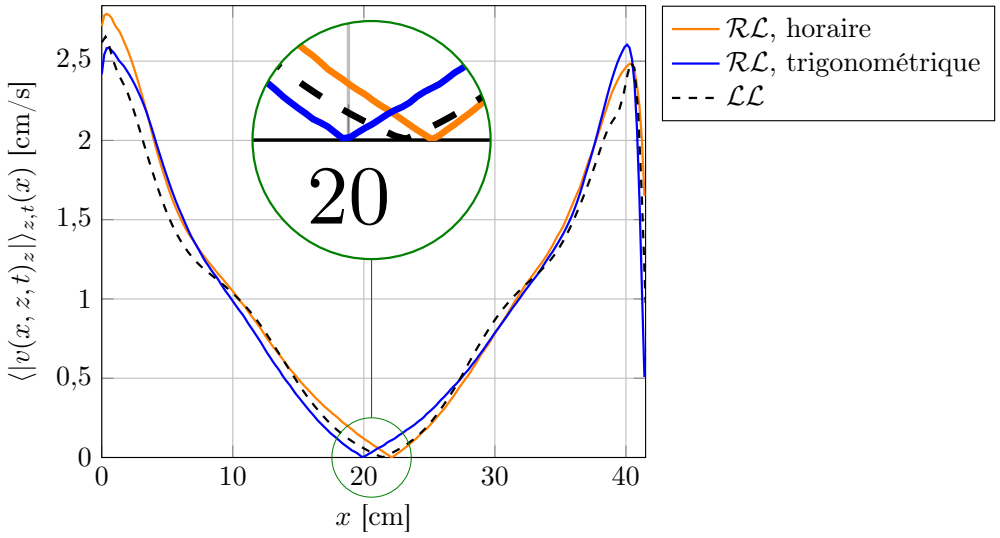

Figure 5.3 – Profils des valeurs absolues de la vitesse verticale moyennés dans une bande horizontale centrée de 10 cm de hauteur pour la $\mathcal{RL}$ ($Ra = 7{,}0 \times 10^{10}$) dans les deux sens de rotation et pour la cellule $\mathcal{LL}$ ($Ra = 6{,}9 \times 10^{10}$) dans le sens trigonométrique. Les barres d'incertitude n'excèdent pas $\pm 0{,}02$ cm/s.

Il peut paraitre surprenant néanmoins que que le jet chaud soit à la fois plus large et plus intense pour le sens de rotation horaire. Si l'on évalue le débit total directionnel vertical dans la cellule $\mathcal{RL}$ basé sur les profils de la figure 5.3, on remarque qu'il est positif pour le sens de rotation horaire et négatif dans le sens de rotation trigonométrique (de l'ordre de 30 mL/s en valeur absolue). Or la conservation de la masse nous permet d'attendre une valeur nulle. Ceci est explicable par le biais laser. Dans le sens horaire, la surestimation de vitesses positives amène un débit positif tandis que la surestimation de vitesses négatives amène un débit négatif dans le sens trigonométrique. Or pour ce dernier, le jet de gauche (descendant) est plus étroit que le jet montant. Pourtant c'est ce dernier qui contribue le plus au débit total ce qui appuie un simple effet du biais laser. Bien que le jet le plus intense en $\mathcal{RL}$ soit aussi le plus large, sa forme permet sans doute d'être compatible avec la

1. On rappelle que $Re \propto Ra^{1/2} Pr^{-3/4}$ [Chavanne *et al.*, 2001]

conservation de la masse.

Ces diverses observations laissent penser à un jet chaud plus intense en présence de rugosités. Mais le biais dû au laser ne permet pas de mettre en lumière un effet sur les champs moyen de manière définitive. Il convient donc de s'intéresser à l'ordre supérieur : les fluctuations.

5.1.2.2 Fluctuations de vitesse

Afin de confirmer ou d'infirmer les suppositions énoncées ci-dessus, nous déterminons la moyenne quadratique des vitesses mesurées dans les cellules. Nous la calculons comme :

$$v_{x,z}^{RMS}(x,z) = \sqrt{\langle (v_{x,z}(x,z,t) - \langle v_{x,z}(x,z,t)\rangle_t)^2\rangle_t}. \tag{5.2}$$

Les figures 5.4 et 5.5 comparent les champs de moyenne quadratique des vitesses horizontale et verticale dans les cellules $\mathcal{RL}$ à gauche et $\mathcal{LL}$ à droite. Ils correspondent aux champs de module de vitesse présentés dans la partie précédente.

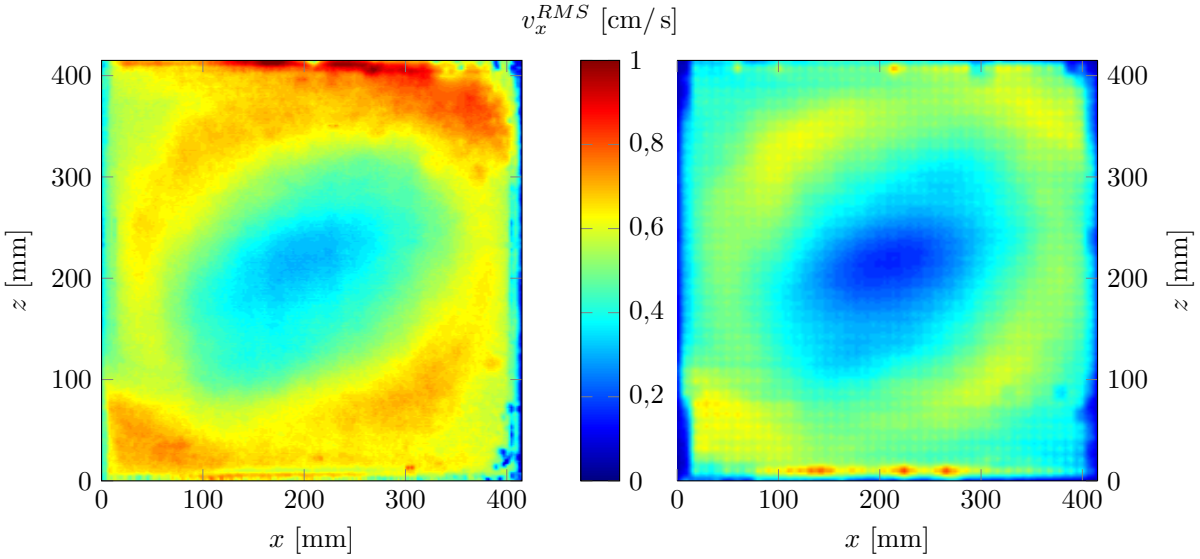

Figure 5.4 – Comparaison du champ de moyenne quadratique de la vitesse horizontale pour la cellule $\mathcal{RL}$ à gauche et la cellule $\mathcal{LL}$ à droite. Les nombres de Rayleigh sont respectivement de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$ et la circulation grande échelle se fait dans le sens trigonométrique.

L'effet des rugosités est ici remarquable. L'intensité des fluctuations est bien plus importantes dans la cellule $\mathcal{RL}$ que dans la cellule $\mathcal{LL}$, y compris dans la partie centrale où elles ne sont plus nulles comme dans la cellule $\mathcal{LL}$. La moyenne quadratique de la vitesse horizontale dans la cellule $\mathcal{LL}$ s'élève en moyenne à $0{,}43 \pm 0{,}01$ cm/s contre $0{,}56 \pm 0{,}01$ cm/s dans la cellule $\mathcal{RL}$. Cela correspond à une augmentation de 30%. Concernant la vitesse verticale, cette augmentation est de 23% (de $0{,}47 \pm 0{,}01$ cm/s à $0{,}58 \pm 0{,}01$ cm/s). La déstabilisation de la couche limite par les rugosités observée dans le chapitre 4 est sans doute à l'origine de cette augmentation. Elle favorise probablement l'émission de panaches plus nombreux et/ou plus intenses si bien que le mélange provoqué amène de plus importantes fluctuations.

La structure spatiale du champ de moyenne quadratique de vitesse horizontale laisse apparaitre une forte dissymétrie haut-bas dans la cellule $\mathcal{RL}$, absente dans la cellule de référence $\mathcal{LL}$. Une zone d'intenses fluctuations apparait à l'endroit où le jet chaud (montant) entre en contact avec la plaque du haut. Ces fortes fluctuations se propagent ensuite le long de celle-ci. On observe un mécanisme similaire dans la zone d'impact du jet froid (descendant) mais avec des fluctuations moindres. Le

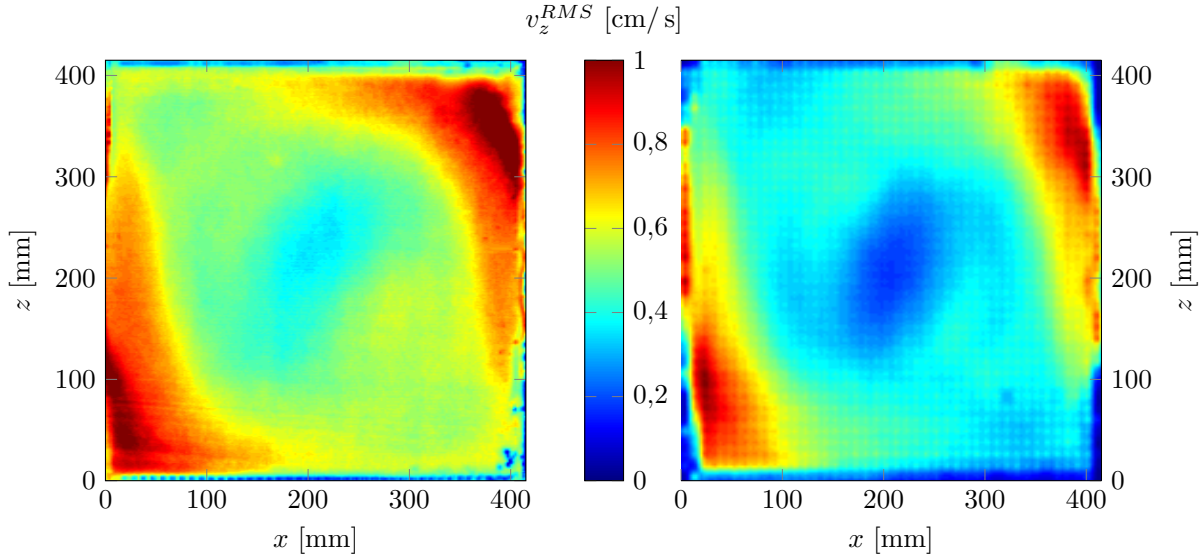

Figure 5.5 – Comparaison du champ de moyenne quadratique de la vitesse verticale pour la cellule $\mathcal{RL}$ à gauche et la cellule $\mathcal{LL}$ à droite. Les nombres de Rayleigh sont respectivement de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$ et la circulation grande échelle se fait dans le sens trigonométrique.

même mécanisme est à l'œuvre dans la cellule $\mathcal{LL}$ mais de manière moins intense et symétrique. On retrouve là la dissymétrie des plaques : une différence notable dans la taille et/ou la distribution des panaches [2] et la destabilisation de la couche limite par les rugosités sont à l'origine de la dissymétrie des champs de moyenne quadratique. On a vu en effet dans le chapitre 2 que les panaches sont principalement émis au point de départ des jets. Ainsi, si cette émission est augmentée en intensité et/ou en quantité, la zone d'impact avec la plaque du haut va subir de plus fortes fluctuations.

Pour aller plus loin, la figure 5.6 montre les profils des champs de moyenne quadratique pour la vitesse horizontale. Pour chaque cellule, ils sont calculés dans une bande horizontale de 10 cm de haut accolée à la plaque du haut et dans une autre bande identique accolée à la plaque du bas. Les profils calculés en bas sont retournés pour pouvoir être facilement comparés. Nous observons bien une augmentation quantitative des fluctuations en présence de rugosités. De plus, les fluctuations de vitesse horizontale dans la partie haute sont jusqu'à 17% plus importantes que dans la partie basse alors qu'il n'y a pas de dissymétrie observable dans le cas $\mathcal{LL}$. Cela confirme les observations sur les champs moyens de moyenne quadratique.

On s'intéresse enfin au terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds. On décompose pour cela la vitesse en une partie moyenne et une partie fluctuante :

$$v_{x,z}(x,z,t) = \langle v_{x,z}(x,z,t)\rangle_t + v'_{x,z}(x,z,t). \tag{5.3}$$

Le terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds est alors défini par :

$$\tau_{xz} = \langle v'_x(x,z,t) v'_z(x,z,t)\rangle_t. \tag{5.4}$$

Il représente le transfert de quantité de mouvement entre les deux composantes de la vitesse, autrement dit la corrélation entre celles-ci. La figure 5.7 compare le champ moyen du terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds dans les cas $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$. On observe que dans les jets τ_{xz} est positif et plus intense dans la cellule $\mathcal{RL}$. Ces zones résultent du cisaillement important dans les jets, en raison

2. L'augmentation de l'émission de panaches est un phénomène déjà observé en présence de rugosités pyramidales [Du & Tong, 2000].

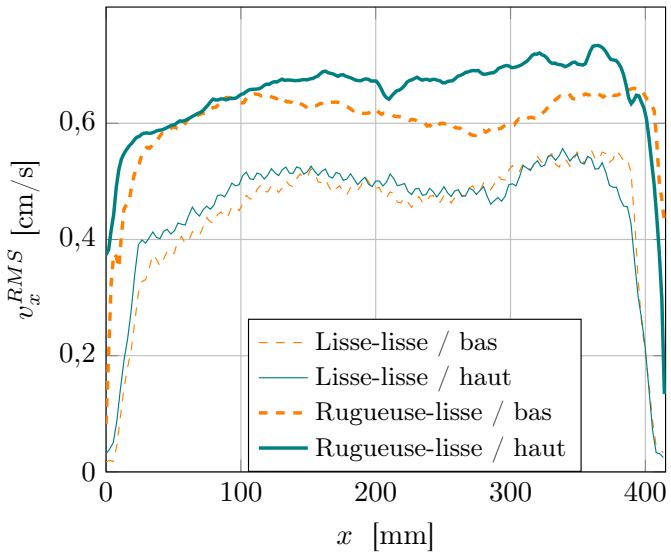

Figure 5.6 – Profils des champs de moyenne quadratique des vitesses horizontale. Les profils de la zone bas a été retourné pour une meilleure comparaison. Les barres d'incertitude n'excèdent pas ±0,02 cm/s. Pour plus de détails sur le calcul de ces profils, se référer au texte.

des parois verticales d'une part et du centre de la cellule qui est assez calme d'autre part. L'absence de zones aussi intenses près des plaques horizontales montre bien une activité bien plus forte et des vitesses bien plus élevées dans les jets. Dans la zone entre ces jets, deux grandes zones négatives de τ_{xz} apparaissent et sont également plus intenses dans la cellule $\mathcal{RL}$. Enfin, on constate une légère dissymétrie dans le cas de la cellule $\mathcal{RL}$: le terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds semble plus élevé dans le jet montant, ce qui est cohérent avec les observations précédentes.

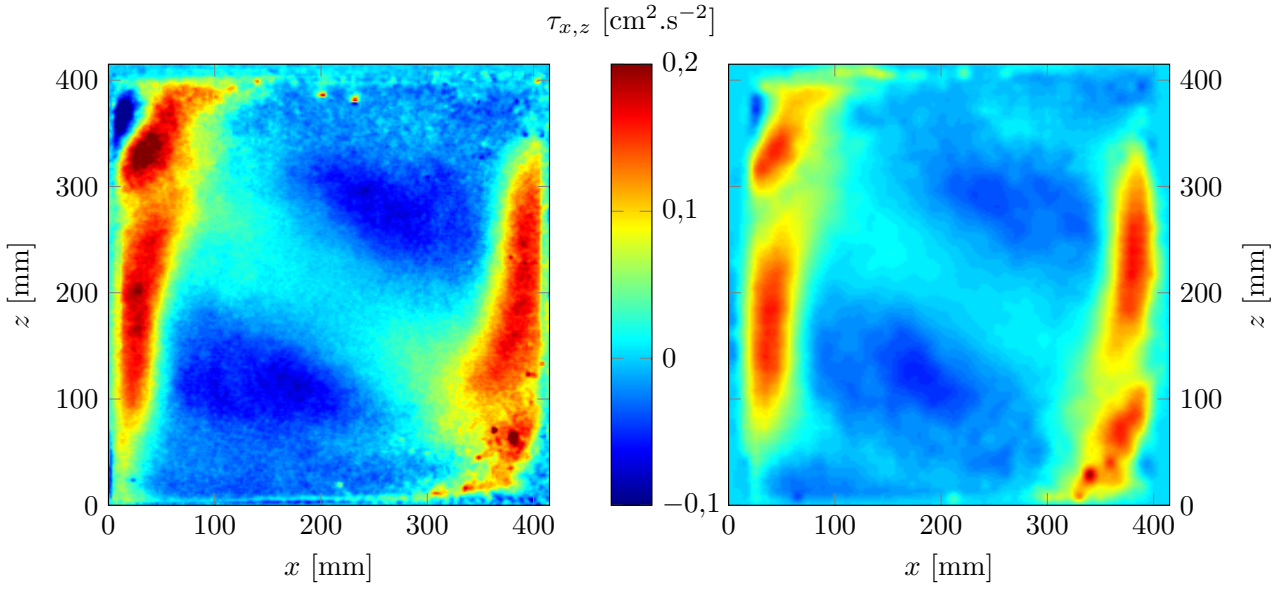

Figure 5.7 – Comparaison des champs moyens du terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds τ_{xz} dans la cellule $\mathcal{RL}$ à gauche et la cellule $\mathcal{LL}$ à droite. Les nombres de Rayleigh sont respectivement de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$ et la circulation grande échelle se fait dans le sens horaire. L'aspect plus granuleux de la figure de gauche est dû à un calcul de PIV effectué sur une grille de maille plus fine par rapport à l'image de droite.

5.2 Analyse statistique de l'écoulement

Une seconde analyse peut être menée grâce aux mesures effectuées dans ces deux cellules. On peut s'intéresser aux statistiques de l'écoulement telles que les densités de probabilités, les spectres et les fonctions de structure spatiales. L'intérêt réside dans la comparaison avec différentes lois prédites et observées en turbulence et en convection thermique.

Étant donnée l'inhomogénéité de l'écoulement, on peut étudier différentes zones d'intérêts soit plus homogènes, soit dont la vitesse moyenne est selon un axe privilégié. Cinq zones ont ainsi été distinguées : les deux jets, les zones le long des plaques et le centre. Les deux premières zones font 10 cm de large pour 21,5 cm de haut, les deux suivantes mesurent 21,5 cm de large pour 10 cm de haut tandis que la zone centrale est un carré de 10 cm de côté au centre de la cellule. Ces zones sont représentées et numérotées sur la figure 5.8.

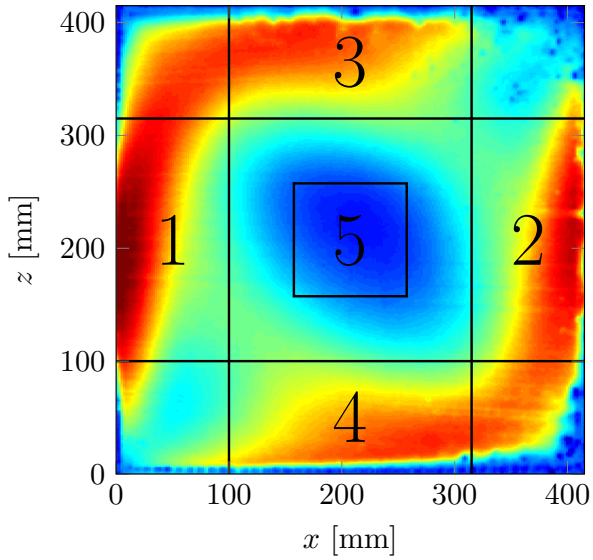

Figure 5.8 – Définition des zones pour l'analyse statistique.

5.2.1 Densités de probabilité

5.2.1.1 Dans la cellule entière

Dans un premier temps nous nous intéressons aux densités de probabilité des fluctuations de vitesse v'_x et v'_z dans la cellule entière. La figure 5.9 présente ces distributions pour les vitesses horizontale et verticale dans les cellules $\mathcal{LL}$ et $\mathcal{RL}$. On remarque que la distribution de v'_x est beaucoup plus large dans la cellule $\mathcal{RL}$ que dans la cellule $\mathcal{LL}$ tandis que les distributions de v'_z sont très proches. Le bout des ailes dans le cas $\mathcal{LL}$ correspond à du bruit de mesure dû à de petites impuretés sur la cellule. La figure 5.10 montre les mêmes distributions mais pour les vitesses normalisées par leur moyenne quadratique. On constate que les formes sont les mêmes ce qui indique bien une augmentation de la moyenne quadratique dans la cellule $\mathcal{RL}$ par rapport à la cellule $\mathcal{LL}$. On constate que les distributions des fluctuations de vitesse s'écartent d'une courbe gaussienne bien que nous ayons pris soin d'enlever la moyenne locale. Or, si l'on se réfère à la figure 2.33 (b), on constate que que des écarts à la gaussienne sont visibles sur les distributions des fluctuations de vitesse. Nous allons voir que la dynamique des panaches explique ceci.

Nous avons par ailleurs évoqué plus haut une augmentation du nombre et/ou de l'intensité des panaches pour expliquer l'augmentation des fluctuations observée en présence de rugosité. Il semble

que les deux phénomènes soient en jeu. Si l'on ne tient pas compte du bruit de mesure observé en $\mathcal{LL}$, les ailes de la distribution de v'_x vont plus loin, signature d'événements plus intenses. De plus, pour une fluctuation de vitesse donnée, les événements sont plus nombreux en présence de rugosités.

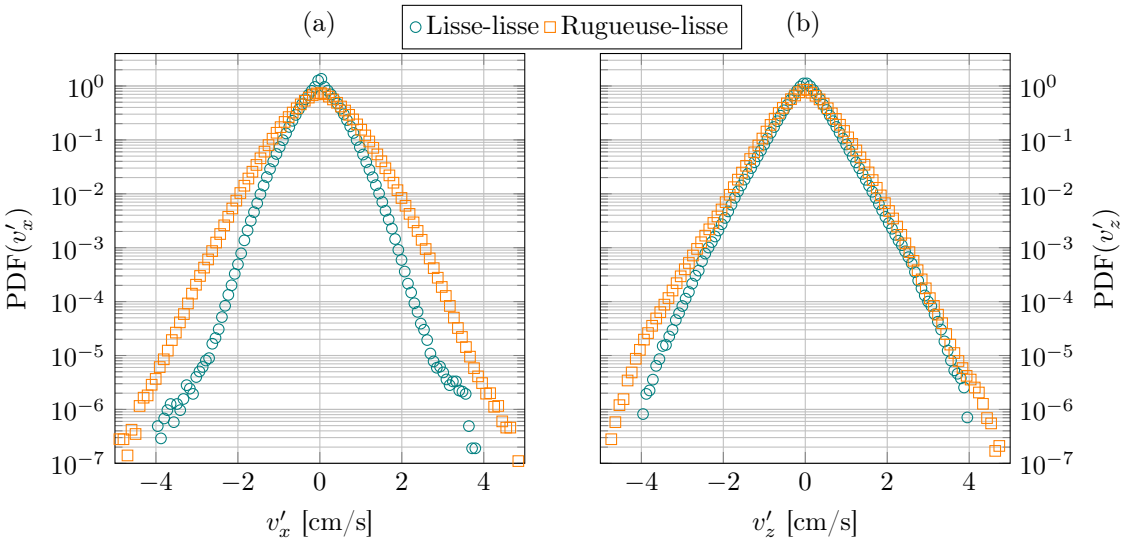

Figure 5.9 – Comparaison des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse (a) horizontale et (b) verticale entre les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ pour des nombres de Rayleigh respectifs de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$.

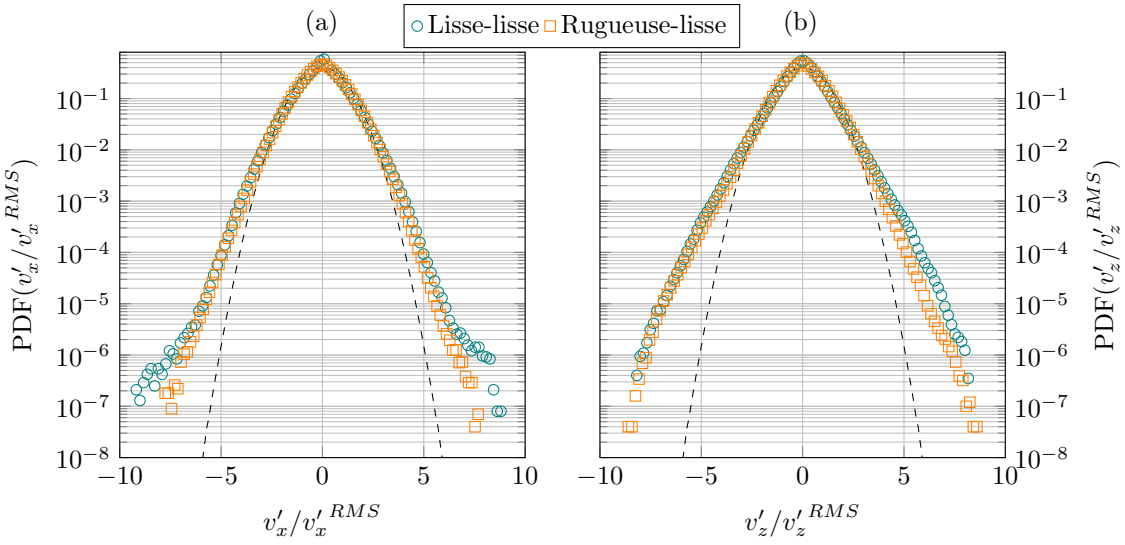

Figure 5.10 – Comparaison des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse normalisées (a) horizontale et (b) verticale entre les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ pour des nombres de Rayleigh respectifs de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne.

La dissymétrie observée sur les cartes de moyenne quadratique figures 5.4 et 5.5 n'apparait pas sur ces distributions en cellule entière. Aussi on peut s'intéresser à différentes zones de l'écoulement pour approfondir cette étude.

5.2.1.2 Par zones

Nous nous intéressons désormais aux densités de probabilité dans les différentes zones définies figure 5.8. On compare de nouveau les observations effectuées dans la cellule $\mathcal{RL}$ avec celles dans la cellule $\mathcal{LL}$. Toutes les figures à venir sont tracées dans des échelles qui ne varient pas suivant les zones pour une comparaison plus aisée. Par ailleurs elles sont normalisées par la moyenne quadratique de la grandeur considérée dans la zone étudiée. La circulation grande échelle se fait dans le sens horaire et un schéma pour rappeler la zone observée est joint pour rappel.

On s'intéresse dans un premier temps aux jets montant et descendant. Les figures 5.11 et 5.12 présentent respectivement les distributions normalisées des fluctuations de vitesse horizontale et verticale dans les zones 1 et 2 correspondant aux jets montant et descendant.

Zone 1 La partie supérieure des distributions de v'_x est gaussienne tandis que les ailes s'en écartent au-delà de $4\,v_x'^{RMS}$. Cet écart, symétrique qui plus est, est la signature de la dynamique des panaches. Il a été observé que les panaches possèdent une forte vorticité verticale [Zhou *et al.*, 2007]. Par conséquent le fluide au voisinage de ceux-ci subit une forte accélération horizontale d'où les ailes observées. Les distributions de v'_z ont une forme semblable en présence ou non de rugosités. Leur aile positive reste gaussienne y compris pour de fortes fluctuations tandis qu'une large aile positive apparait au-delà de $3\,v_z'^{RMS}$. Dans le jet montant il peut paraitre surprenant d'avoir de telles fluctuations négatives sans avoir de fluctuations positives qui diffèrent d'une gaussienne. De fait la montée des panaches correspond à de faibles fluctuations de vitesse verticale car la circulation grande échelle est provoquée par ces derniers. Autrement dit, c'est la vitesse des panaches qui impose la vitesse de la structure grande échelle. Les écarts à cette vitesse moyenne sont de l'ordre de fluctuations turbulentes. En revanche, la dynamique interne des panaches que nous venons d'évoquer pour les fluctuations de v'_x est sans doute à l'origine de cette aile négative : le haut du panache possède systématiquement des vitesses verticales dont le sens est contraire à celui de la vitesse globale du panache. La proximité des parois pourrait aussi être à l'origine de ce phénomène. Toutefois nous avons vu au chapitre 3 que cette signature est présente même dans une zone éloignée des parois.

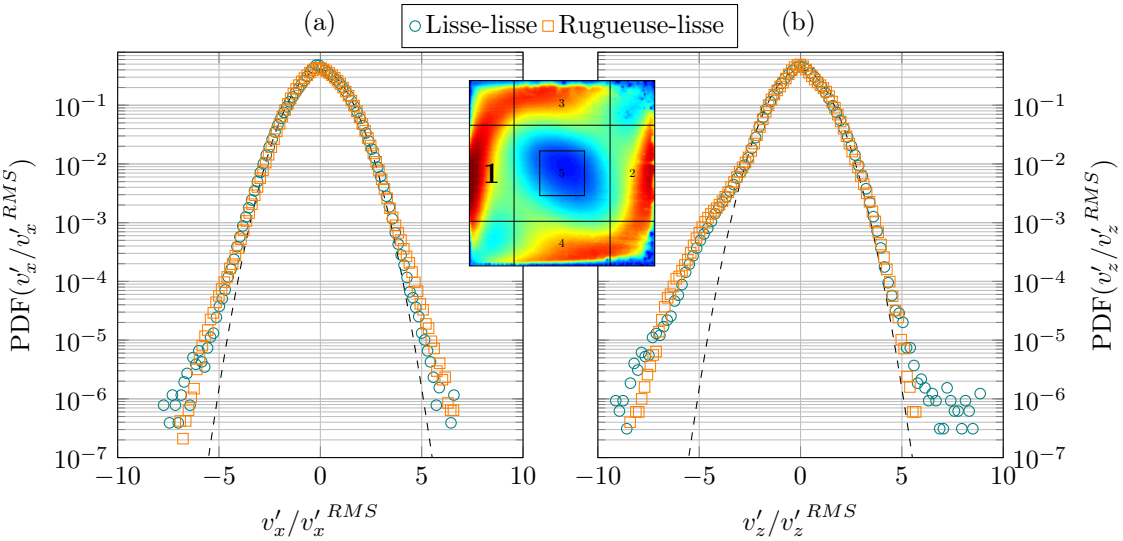

Figure 5.11 – Zone 1 — Comparaison des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse (a) horizontale et (b) verticale entre les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ pour des nombres de Rayleigh respectifs de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne.

Zone 2 Les effets évoqués plus hauts sont moins prononcés dans le jet descendant mais restent présents (figure 5.12). Ceci est peut-être dû au biais laser qui sous-estime les vitesses du côté droit de la cellule.

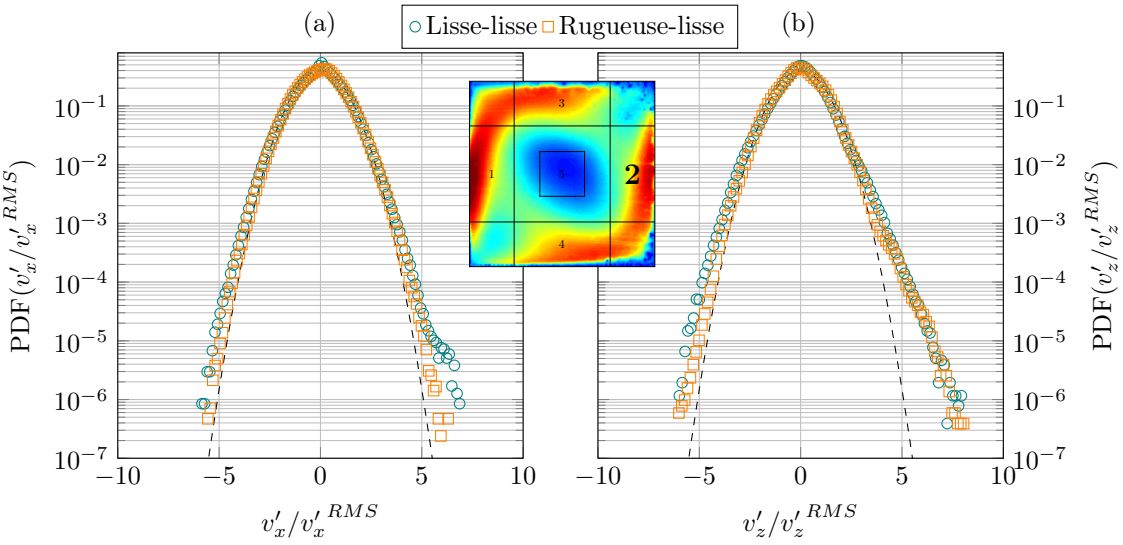

Figure 5.12 – Zone 2 — Comparaison des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse (a) horizontale et (b) verticale entre les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ pour des nombres de Rayleigh respectifs de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne.

Zone 3 Sur la figure 5.13, les fluctuations de v'_x sont quasi gaussiennes (les ailes observées en $\mathcal{LL}$ correspondent à du bruit de mesure). Ceci confirme que les l'écoulement près des plaques est régi par la circulation à grande échelle avec des fluctuations turbulentes similaires au cas canonique homogène et isotrope. Les distributions en v'_z laissent apparaitre de petites ailes (en dehors du bruit de mesure) qui correspondent à des panaches issus de la plaque du haut. Dans cette zone ces panaches se déplacent majoritairement du haut vers le bas ce qui explique la dissymétrie observée en faveur des fluctuations négatives.

Zone 4 Près de la plaque du bas, les distributions (figure 5.14) présentent un comportement symétrique à celui observé près de la plaque du haut.

Zone 5 La figure 5.15 présente pour finir les distributions dans la zone centrale. Cette zone est calme et présente bien moins de fluctuations turulentes, en particulier dans le cas $\mathcal{LL}$. Aussi les ailes observées sont dues aux passages de panaches qui constituent alors des événements très intenses à cet endroit là. Le fait que les ailes soient plus larges dans le cas lisse-lisse provient du fait que la moyenne quadratique est bien plus faible en l'absence de rugosités (voir figures 5.4 et 5.5) si bien que l'impact des panaches est encore plus visible.

Comparaison de zones Nous pouvons maintenant comparer, dans le cas $\mathcal{RL}$, les zones correspondant aux dissymétries observées sur les champs moyens de vitesse quadratique des figures 5.4 et 5.5. On propose dans la figure 5.16 les distributions des fluctuations des vitesses horizontale et verticale dans les zones 3 et 4 dans la cellule $\mathcal{RL}$. Les grandeurs sont dimensionnées car on a vu que les formes des distributions sont inchangées en présence de rugosités. De plus, les distributions dans la zone 4 sont retournées horizontalement pour une meilleure comparaison. On observe que si pour v'_z

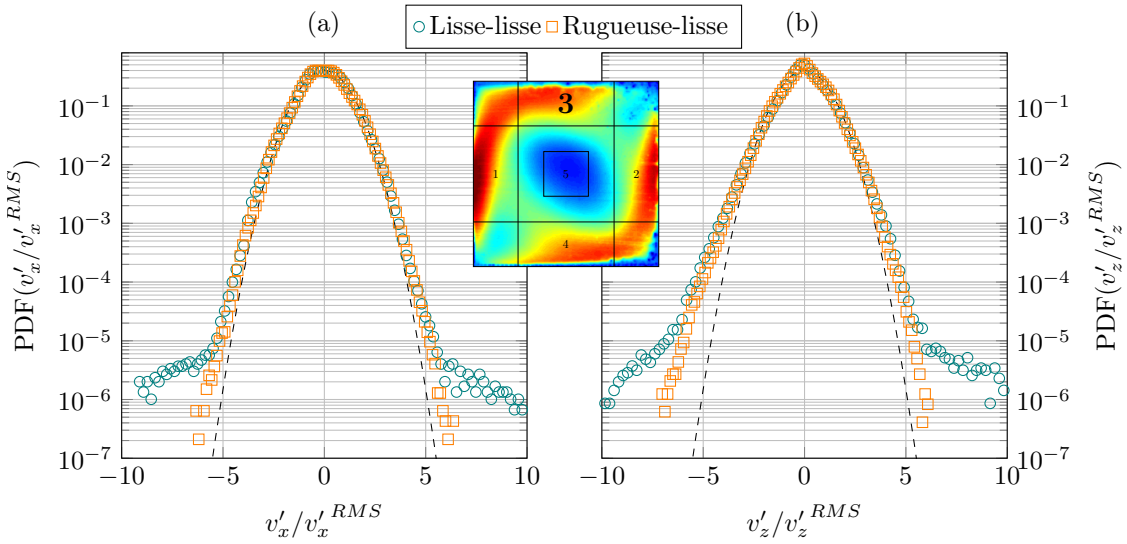

Figure 5.13 – Zone 3 — Comparaison des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse (a) horizontale et (b) verticale entre les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ pour des nombres de Rayleigh respectifs de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne.

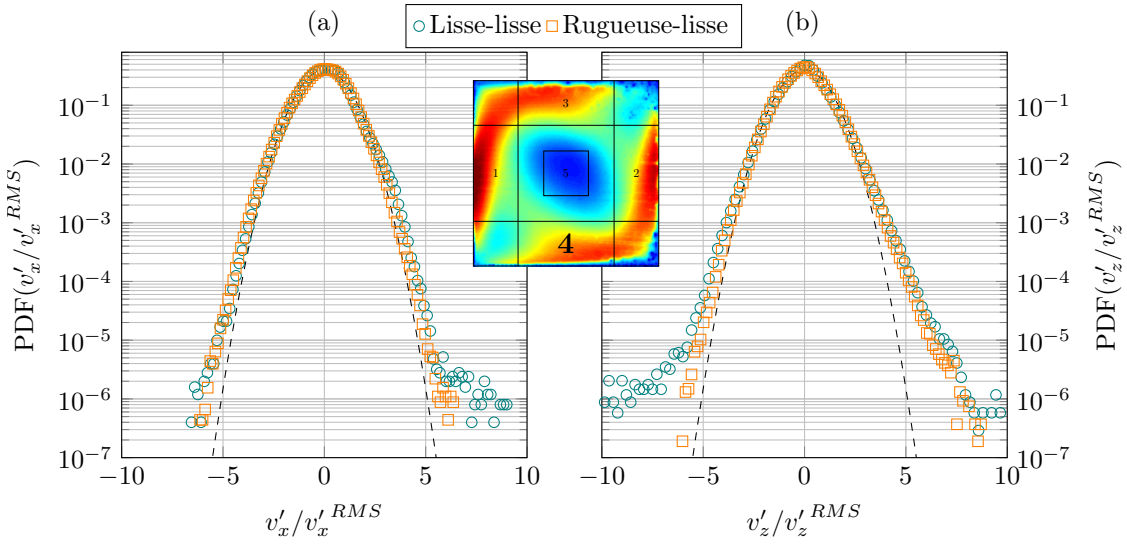

Figure 5.14 – Zone 4 — Comparaison des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse (a) horizontale et (b) verticale entre les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ pour des nombres de Rayleigh respectifs de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne.

il n'y a pas de changement, la distribution de v'_x dans la zone du haut est plus large que dans la zone du bas. On retrouve l'effet de la déstabilisation de la couche limite par les rugosités et de l'impact de panaches plus nombreux et plus intenses sur la plaque du haut qui se propage horizontalement.

Cette étude des distributions de fluctuations de vitesse nous a permis de détecter la signature des panaches dans l'écoulement et en particulier de leur dynamique interne. Ces structures cohérentes sont fondamentales dans le transfert thermique comme le montre la dissymétrie haut-bas observée sur les cartes de moyenne quadratique et confirmée par la comparaison des fluctuations dans ces zones. On constate également que si l'on regarde l'ensemble de l'écoulement, on s'éloigne fortement du cas

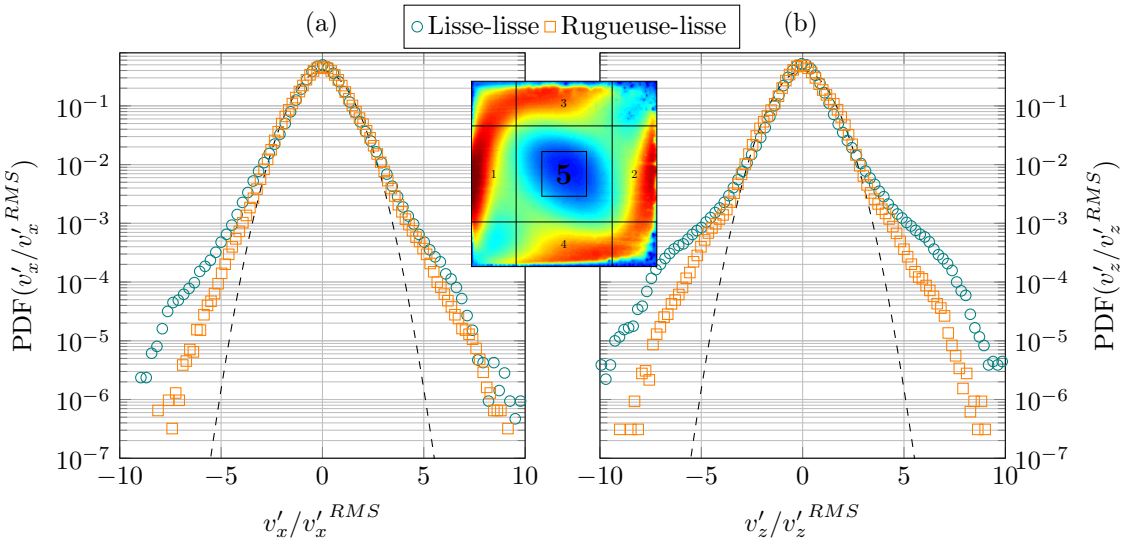

Figure 5.15 – Zone 5 — Comparaison des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse (a) horizontale et (b) verticale entre les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ pour des nombres de Rayleigh respectifs de $7{,}0 \times 10^{10}$ et $6{,}9 \times 10^{10}$. La ligne pointillée représente une distribution gaussienne.

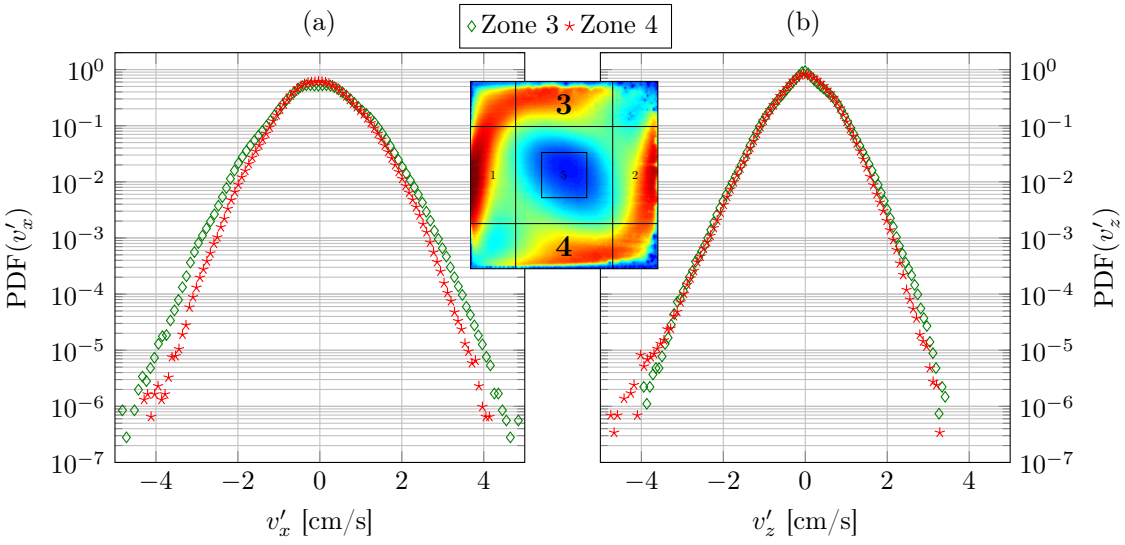

Figure 5.16 – Comparaison des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse (a) horizontale et (b) verticale entre les zones 3 et 4 dans la cellule $\mathcal{RL}$. $Ra = 7{,}0 \times 10^{10}$. Les distributions dans la zone 4 sont retournées pour une meilleure comparaison.

modèle de turbulence homogène et isotrope (THI). Mais si l'on scrute plus précisément différentes portions de l'écoulement, on voit apparaitre qu'à certains endroits les fluctuations de vitesse (c'est-à-dire en s'affranchissant de la structure moyenne) ont un comportement assez proche de celui attendu en THI et que la signature des panaches est localisée. Suivant les zones, les panaches se comportent comme de simples fluctuations turbulentes ou comme de grandes déviations par rapport à celles-ci.

5.2.2 Les échelles de l'écoulement turbulent

Un autre aspect intéressant lorsqu'on s'intéresse à la turbulence concerne les liens entre les différentes échelles de l'écoulement. Deux quantités vont nous intéresser : les fonctions de structure spatiale et les spectres spatiaux. Ces quantités, pour pouvoir être comparées à des comportements connus comme les théories de Kolmogorov (K41) ou de Bolgiano-Obhukov (BO59) [Kolmogorov, 1941 ; Bolgiano, 1959 ; Obukhov, 1959], doivent être calculées dans des zones où l'écoulement est suffisamment homogène. Aussi nous allons conserver les zones proposées dans la partie précédente (figure 5.8).

5.2.2.1 Fonctions de structure

Les fonctions de structure spatiales sont calculées à partir des incréments spatiaux de vitesse. On s'intéresse aux fonctions de structure longitudinales qui sont les seules qui peuvent être suffisamment définies dans les zones considérées et qui présentent une étendue spatiale assez grande. On a donc les fonctions de structure d'ordre p :

$$\left\{ \begin{array}{l} S^p_{v_x} = \langle |v_x\left(x+\ell_x,z,t\right) - v_x\left(x,z,t\right)|^p \rangle_{x,z,t}, \\ S^p_{v_z} = \langle |v_z\left(x,z+\ell_z,t\right) - v_z\left(x,z,t\right)|^p \rangle_{x,z,t}. \end{array} \right. \tag{5.5}$$

Or, dans la théorie de Kolmogorov en turbulence homogène isotrope pleinement développée, les fonctions de structure d'ordre deux dans le régime inertiel ne dépendent que du taux de dissipation d'énergie par unité de masse dans l'écoulement [Pope, 2000] :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} S^2_{v_x} &=& \mathcal{D}_x \left(\epsilon \ell_x\right)^{2/3}, \\ S^2_{v_z} &=& \mathcal{D}_z \left(\epsilon \ell_z\right)^{2/3}. \end{array} \right. \tag{5.6}$$

Les constantes $\mathcal{D}_x$ et $\mathcal{D}_z$ ne sont pas universelles mais peuvent dépendre de l'écoulement considéré. Ces prévisions sont observables si l'écoulement est suffisamment turbulent comme nous le verrons plus loin.

On a vu en introduction qu'en convection thermique, un autre régime de turbulence peut apparaitre, celui de Bolgiano-Obukhov (BO59) [Bolgiano, 1959 ; Obukhov, 1959]. Il fait son apparition à des échelles supérieures à la longueur de Bolgiano définie comme suit :

$$L_B = \epsilon^{5/4} \epsilon_T^{-3/4} \left(\alpha g\right)^{-3/2}. \tag{5.7}$$

Les grandeurs ϵ et ϵ_T représentent respectivement les taux de dissipation massique d'énergie cinétique et thermique. Comme évoqué précédemment, on peut les calculer de façon analytique [Shraiman & Siggia, 1990]. ϵ se déduit de l'équation 3.2 au chapitre 3 tandis que ϵ_T obéit à l'équation :

$$\epsilon_T = \kappa \frac{\Delta T^2}{H^2} Nu. \tag{5.8}$$

Pour l'expérience considérée ici, on en déduit $\epsilon \approx 8 \times 10^{-6}\,\mathrm{m^2/s^3}$ et $\epsilon_T \approx 0{,}1\,\mathrm{m^2/s^3}$. On a par conséquent $L_B \approx 8 \times 10^{-3}\,\mathrm{m}$. Cette longueur est beaucoup trop faible. On s'attend en effet à une longueur proche de H [Lohse & Xia, 2010]. Cet écart provient du calcul de ϵ_T. On a vu que l'écoulement est particulièrement inhomogène. Il convient alors de calculer une longueur de Bolgiano locale et donc des taux de dissipation locaux [Kunnen *et al.*, 2008]. En particulier, le taux de dissipation thermique évalué par simulation numérique s'étale sur quatre ordres de grandeur contre un peu plus de un pour le taux de dissipation visqueuse. Dans les deux cas le taux de dissipation est très grand au voisinage des plaques et des parois. Comme on s'intéresse ici uniquement à l'écoulement de cœur, on peut substituer à ΔT l'écart de température observé au chapitre 2 par la particule instrumentée, soit environ 2°C. On obtient alors $\epsilon_T \approx 8 \times 10^{-4}\,\mathrm{m^2/s^3}$. Concernant le taux de dissipation visqueuse, comme le

nombre de Nusselt est très grand devant 1, ϵ ne dépend pas de ΔT. Aussi nous faisons ici le choix de conserver la valeur précédemment calculée. On obtient alors $L_B \approx 0{,}39$ m ce qui est en accord avec de précédentes observations numériques [Calzavarini *et al.*, 2002]. Toutefois cette longueur de Bolgiano ne devrait pas nous permettre d'observer dans notre expérience les fonctions de structure d'ordre deux associées :

$$\begin{cases} S^2_{v_x} = \mathcal{G}_x \epsilon_T^{2/5} (\alpha g)^{4/5} (\ell_x)^{6/5}, \\ S^2_{v_z} = \mathcal{G}_z \epsilon_T^{2/5} (\alpha g)^{4/5} (\ell_z)^{6/5}. \end{cases} \tag{5.9}$$

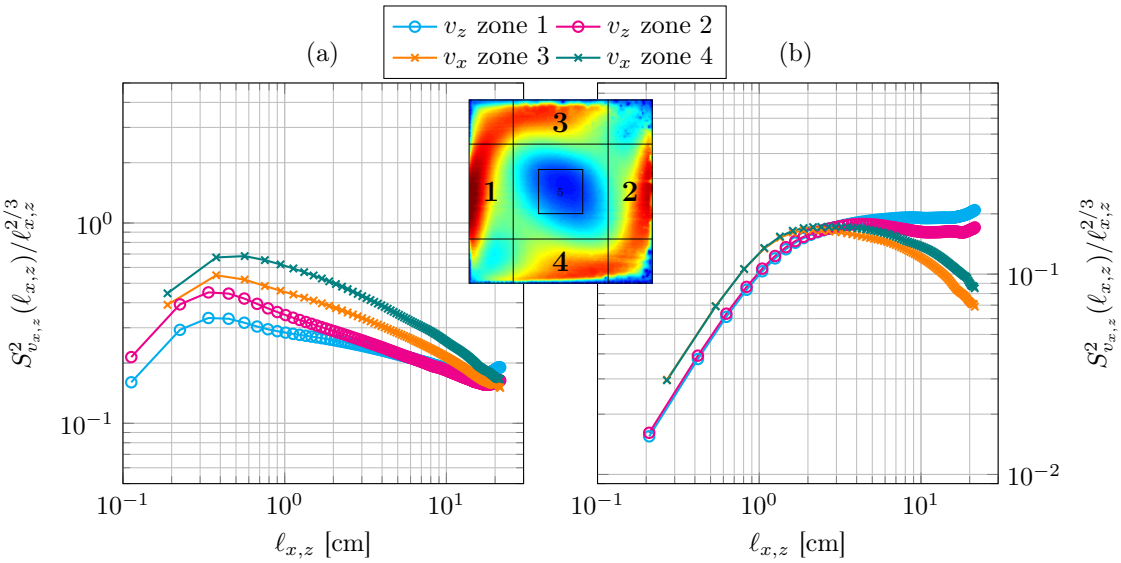

Figure 5.17 – Comparaison des fonctions de structure longitudinales de la vitesse dans les zones 1 à 4 (a) dans la cellule $\mathcal{RL}$ et (b) la cellule $\mathcal{LL}$. Les axes des ordonnées sont compensés par $\ell^{2/3}_{x,z}$.

Les figures 5.17 (a) et (b) présentent les fonctions de structure d'ordre deux de la vitesse verticale dans les zones 1 et 2 ainsi que celles de la vitesse horizontale dans les zones 3 et 4 pour les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ respectivement. Ces dernières sont compensées par $\ell^{2/3}_{x,z}$ pour pouvoir être comparées au régime K41. Dans le cas $\mathcal{LL}$ (figure 5.17 (b)) , une petite partie des courbes semblent compatibles avec cette théorie. Par ailleurs on constate que si les fonctions de structure sont légèrement différentes entre v_x et v_z, elles sont identiques pour une même composante de vitesse et deux zones différentes. Si l'on s'intéresse au cas $\mathcal{RL}$ (figure 5.17 (a)), on observe la disparition du régime proche de celui de Kolmogorov. De plus, pour une même composante de vitesse, les courbes ne se confondent plus, ce qui est cohérent avec les dissymétries observées sur les champs de moyenne quadratique.

Pour aller plus loin, on calcule la dérivée logarithmique des fonctions de structure :

$$D_{log}(S) = \frac{\mathrm{d}\ln(S)}{\mathrm{d}\ln(\ell)}. \tag{5.10}$$

Cela nous permet de lire en ordonnée la valeur locale de la pente de la tangente à la fonction de structure. On présente figures 5.18 (a) et (b) les dérivées logarithmiques des fonctions de structures correspondantes présentées figures 5.17 (a) et (b). On constate que le régime K41 est difficilement observé dans le cas $\mathcal{LL}$, en tout cas sur une très faible étendue. En revanche, dans la situation $\mathcal{RL}$, les fonctions de structure sont assez compatibles avec une loi d'échelle en $r^{2/5}$ sur environ une décade. Seule la fonction de structure dans le jet montant (zone 1) est plus proche d'une loi en $r^{1/2}$. Toutefois les courbes sont trop bruitées pour pouvoir en tirer des conclusions plus fines.

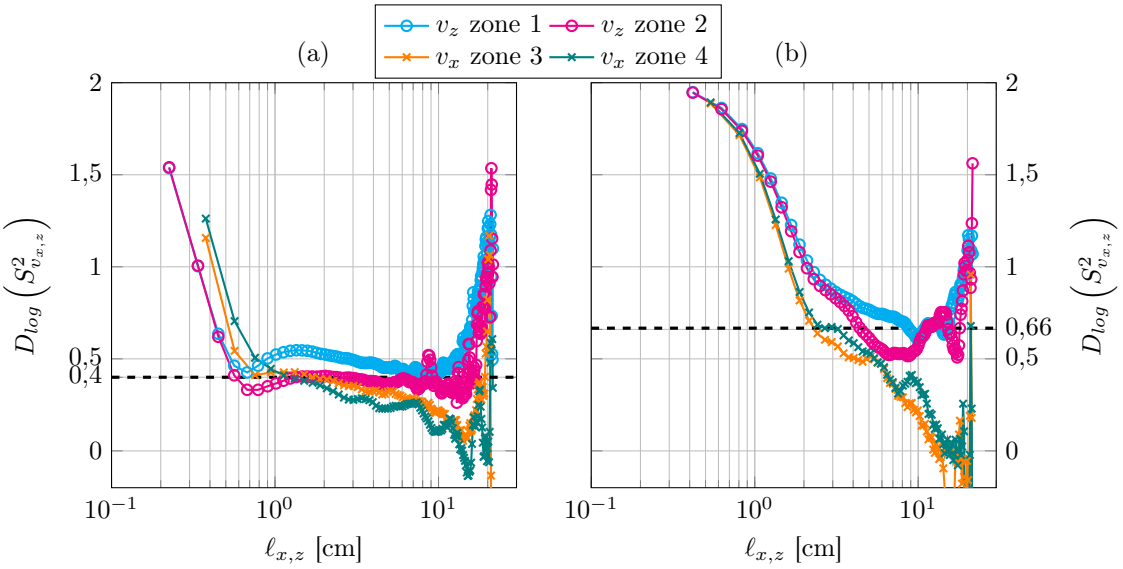

Figure 5.18 – Dérivées logarithmiques des fonctions de structure longitudinales d'ordre 2 dans les zones 1 à 4 pour les vitesses correspondantes. (a) Cellule $\mathcal{RL}$ et (b) cellule $\mathcal{LL}$.

Les lois d'échelle sont peu étendues spatialement. Il faut en effet pour cela que l'écoulement soit suffisamment turbulent pour qu'une cascade d'énergie se mette en place. On peut quantifier cela en calculant le nombre de Reynolds basé sur la longueur de Taylor :

$$R_\lambda = \frac{v^{RMS}\lambda}{\nu}, \tag{5.11}$$

où λ correspond à la longueur de Taylor et v^{RMS} à la moyenne qudratique de la vitesse. Celle-ci est définie comme :

$$\lambda = \sqrt{\frac{15\left(v^{RMS}\right)^2\nu}{\epsilon}}. \tag{5.12}$$

On obtient alors $\lambda \approx 5\,\text{mm}$ et $R_\lambda \approx 35$. Or s'il est admis qu'on entre dans un régime de turbulence inertielle pour $R_\lambda \gtrsim 28$, ce dernier peut s'avérer peu prononcé si $R_\lambda < 200$ [Chanal *et al.*, 2000].

Le comportement de la cellule $\mathcal{RL}$ est particulièrement intéressant. Il ne correspond en effet à aucune théorie connue sur la vitesse et présente une large zone de pente constante. On pourrait évoquer des corrections intermittentes sur la loi de puissance pour expliquer ce comportement. Toutefois, celles-ci ne sont pas assez importantes pour retrouver des modèles connus (K41 et BO59). Les fonctions de structure sont calculées dans des zones de fort mélange accentué par l'intensification des panaches et la déstabilisation de la couche limite par les rugosités, ce qui pourrait être à l'origine de ce phénomène. Toutefois nous n'avons pas d'explication quantitative à avancer.

5.2.2.2 Analyse spectrale

Les observations précédentes l'ont été dans l'espace physique. On peut également observer ce qu'il advient dans l'espace de Fourier. Cela permet par ailleurs d'avoir une meilleure résolution aux petites échelles et amène donc une complémentarité avec les fonctions de structure qui sont bien résolues aux grandes échelles. Les lois d'échelles attendues en régime inertiel pour les spectres de puissance dans le cadre de la théorie de Kolmogorov et de Bolgiano-Obukhov sont respectivement :

$$\mathrm{PSD}_{K41}\left(v_{x,z}\right) \propto k^{-5/3} \quad \text{et} \quad \mathrm{PSD}_{BO59}\left(v_{x,z}\right) \propto k^{-11/5} \tag{5.13}$$

où k représente une fréquence spatiale et PSD signifie *Power Spectral Density* soit le carré de la transformée de Fourier. Les lois de puissances dans les spectres sont reliées au comportement des fonctions de structure. Si ces dernières possèdent une loi de puissance en n dans la zone inertielle, alors les spectres correspondants possèdent une loi de puissance en $-(n+1)$.

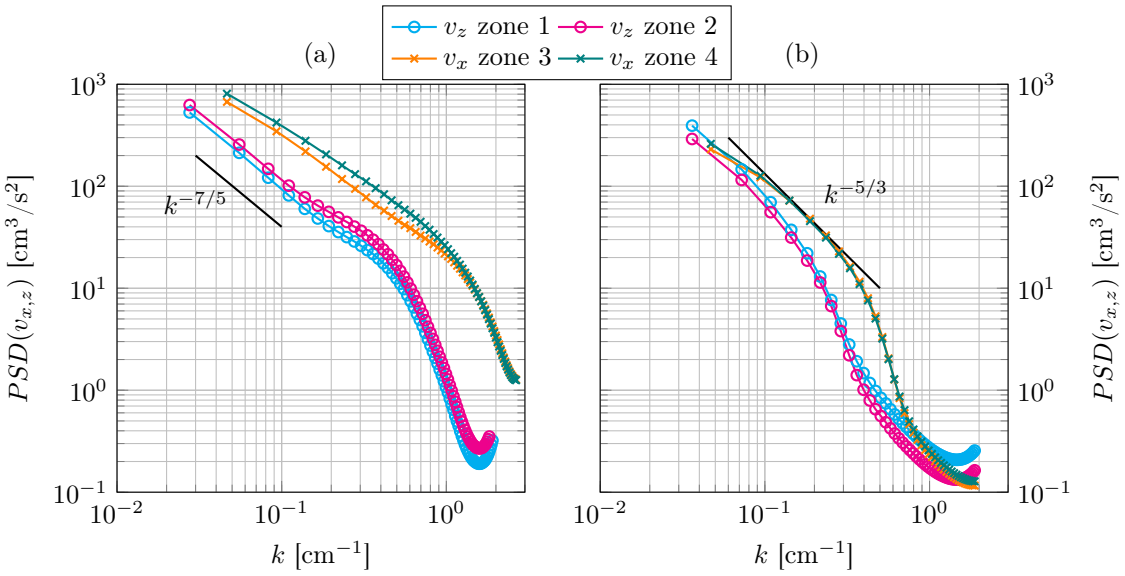

Figure 5.19 – Comparaison des densités spectrales des fluctuations de vitesse verticale et horizontale dans les zones correspondantes dans (a) la cellule $\mathcal{RL}$ et (b) la cellule $\mathcal{LL}$.

Les figures 5.19 (a) et (b) représentent les spectres des vitesses horizontale et verticale dans les zones considérées pour les cellules $\mathcal{RL}$ et $\mathcal{LL}$ respectivement. On constate dans le cas $\mathcal{LL}$ qu'une petite partie des spectres est compatible avec la théorie K41. En revanche, dans le cas $\mathcal{RL}$, une large zone, d'environ une décade, suit une loi de puissance. Cette zone inertielle est sans doute plus visible car l'ajout de rugosités augmente R_λ de 35 à 60. Ce comportement proche de $k^{-7/5}$ ne correspond pas aux théories K41 et BO59 pour la vitesse. Comme observé sur les fonctions de structure, on observe un changement radical de régime de turbulence vers un régime qui ne correspond pas à des théories connues.

5.3 Retour au voisinage des rugosités

Nous présentons ici quelques mesures réalisées au voisinage des plaques lisse et rugueuse. La configuration $\mathcal{RL}$ nous a permis de mener ces expériences dans la même cellule de convection. La petite taille des rugosités rend toutefois difficile une bonne résolution de l'écoulement par endroits.

5.3.1 Vélocimétrie au voisinage des plaques

Nous avons présenté au chapitre 4 des mesures de vitesse au voisinage des rugosités dans une cellule de taille adaptée et remplie d'air. Nous avons voulu essayer de reproduire ces mesures dans la cellule remplie d'eau utilisée pour les mesures globales.

5.3.1.1 Le montage expérimental

La cellule utilisée est la même que celle dans laquelle les mesures de vitesse de l'écoulement global ont été menées. Rappelons que la plaque du bas, qui contient les rugosités contrôlées, est en alliage d'aluminium anodisé en noir. L'objectif est de permettre la visualisation par PIV près des rugosités tout en limitant les réflexions parasites sur la plaque ; tant du point de vue de l'observation que de la sécurité. Il est impossible de faire rentrer une nappe laser verticalement dans la cellule car la plaque du haut est entièrement opaque. C'est pourquoi un montage à base de miroirs plans a permis de séparer la nappe pour éclairer de façon homogène soit le sillon, soit l'ensemble creux-obstacle. L'alignement des deux nappes lasers arrivant sur les rugosités est primordial. Un schéma du montage est présenté figure 5.20, la définition des zones que forment les rugosités est rappelée figure 5.21. Les mesures près de la plaque lisse ont été faites à l'aide d'une simple nappe laser déployée le long de celle-ci.

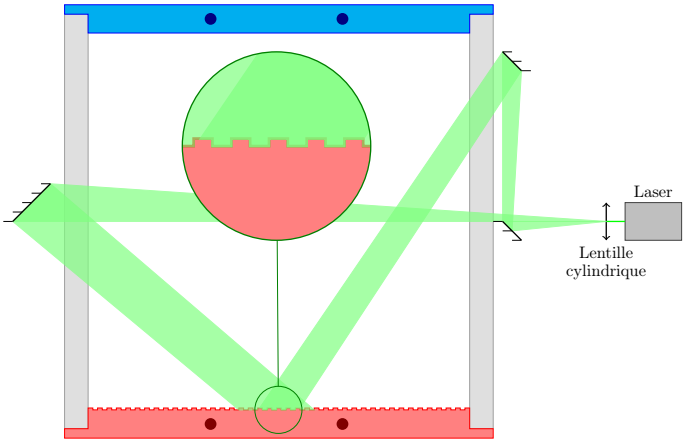

Figure 5.20 – Schéma du montage pour l'illumination des différentes zones à proximité des rugosités par la nappe laser.

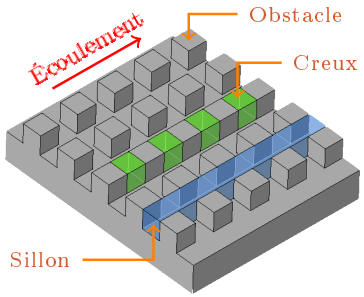

Figure 5.21 – Vue schématique tridimensionnelle des rugosités et de la définition des différentes zones considérées.

L'écoulement a été ensemencé à l'aide des mêmes particules que pour les mesures dans la cellule entière. Les images ont été acquises à l'aide d'une caméra *IO Industries* Flare 2M360CL et d'un objectif *Tamron* 23FM25SP de 25 mm de longueur focale. Un écarteur a été placé entre la caméra et l'objectif afin de pouvoir placer la caméra au plus près de la cellule et des rugosités pour avoir la meilleure résolution. Les images ont été acquises en continu lors de séquences de 20 s espacées de 5 min ou bien lors de séquences de 2 s espacées de 1 min. La liste des expériences et des fréquences correspondantes sont compilées dans le tableau 5.2. Les données ont ensuite été traitées à l'aide de l'algorithme CIVx [Fincham & Delerce, 2000 ; Sommeria, 2003] en parallélisant les calculs sur le Pôle Scientifique de Modélisation Numérique (PSMN).

On rappelle que dans cette cellule la transition apparait pour $Ra_t = 4{,}1 \times 10^9$. Nous n'arrivons donc pas à passer sous la transition dans les conditions expérimentales présentées au tableau 5.2. Il est en effet délicat de diminuer le nombre de Rayleigh sans changer de fluide car la cellule devient alors beaucoup trop sensible aux conditions extérieures — la visualisation nous empêchant d'isoler suffisamment la cellule. Toutefois nous avons une expérience qui se rapproche de la transition.

5.3.1.2 Observation des champs de vitesse

Malgré les précautions prises, les mesures restent délicates. Du fait du zoom effectué dur la zone près des plaques, la concentration effective de particules est assez faible rendant moins précise

Emplacement	ΔT	$T_m = (T_h + T_b)/2$	Puissance	Ra	Pr	Fréq. d'acquisition
Plaque lisse	25,9°C	40,0°C	400 W	$7{,}0 \times 10^{10}$	4,35	300 Hz
Sillon	14.8°C	40,0°C	200 W	$4{,}0 \times 10^{10}$	4,35	200 Hz
Creux-obstacle	14.8°C	40,0°C	200 W	$4{,}0 \times 10^{10}$	4,35	340 Hz
Sillon	8,0°C	14,7°C	40 W	$5{,}0 \times 10^{9}$	8,15	100 Hz
Creux-obstacle	8,0°C	14,7°C	40 W	$5{,}0 \times 10^{9}$	8,15	100 Hz

Tableau 5.2 – Paramètres utilisés lors de la visualisation de l'écoulement au voisinage des plaques lisse et rugueuse. La puissance est la puissance électrique imposée. On rappelle que dans une cellule $\mathcal{RL}$, la température moyenne effective de l'écoulement de cœur est légèrement supérieure de 1 à 2°C à T_m.

l'utilisation de l'algorithme de PIV. De plus, la sédimentation des particules sur la plaque du bas provoque des réflexions parasites et il devient plus difficile de discerner la plaque de l'écoulement. De même, la plaque du haut étant en cuivre nickelé, ces problèmes de réflexion sont aussi présents. Ces limitations sont visibles sur les figures 5.22 (a) et (b) qui présentent des images obtenues avec la caméra après soustraction de l'arrière-plan près de la plaque lisse et dans la zone creux-obstacle respectivement. Les liserés blancs correspondent à la frontière entre l'écoulement et les plaques.

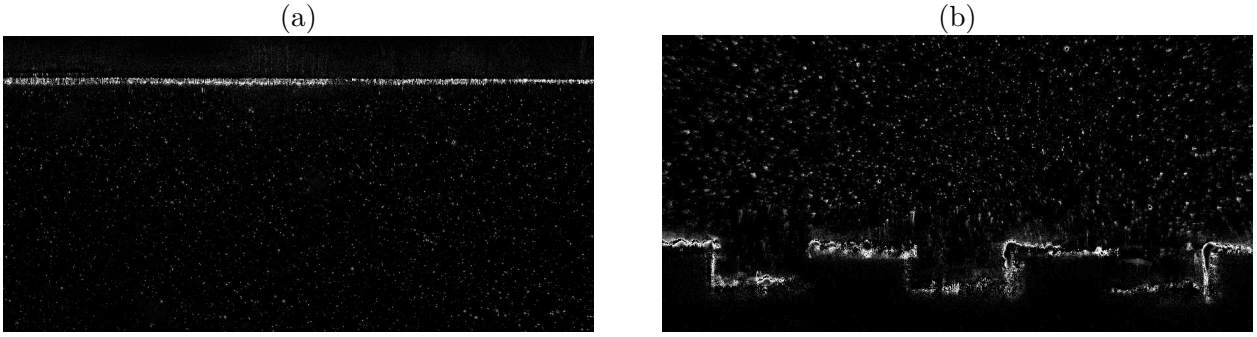

Figure 5.22 – Images de PIV après soustraction de l'arrière-plan au voisinage (a) de la plaque lisse et (b) de la zone creux-obstacle. Contraste et luminosité ont été artificiellement augmentés pour une meilleur lisibilité.

Une autre source d'incertitude est également présente : les distorsions dues aux fluctuations de température, importantes dans ces zones, qui plus est lorsque l'on zoome. Si la fréquence d'acquisition est suffisamment élevée, les champs de vitesse instantanés locaux seront corrects. Toutefois, leur localisation dans le plan pourra être biaisée par les fluctuations d'indices présentes dans le milieu. Ces dernières sont d'autant plus importantes que nous travaillons avec de l'eau, les mesures précédentes ayant été effectuées dans l'air (chapitre 4). Néanmoins, les champs moyennés sont acceptables et l'on en présente deux dans la zone creux-obstacle : le premier, figure 5.23(haut) à $Ra = 5{,}0 \times 10^9$ et le second, figure 5.23(bas) à $Ra = 4{,}0 \times 10^{10}$.

Le manque de résolution ne permet pas de visualiser avec suffisamment de détail ce qu'il se passe dans les creux. L'impact des réflexions parasites par les particules sédimentées y est particulièrement important. Pour les deux nombres de Rayleigh présentés, le fluide semble au repos bien que peut-être un peu plus agité à $Ra = 4{,}0 \times 10^{10}$. Hélas nous ne sommes pas en mesure de mettre en évidence la forme de la recirculation dans le creux.

5.3.2 Profils de vitesse

Par souci de cohérence avec les observations au voisinage des rugosités effectuées au chapitre 4, nous noterons désormais u et v les composantes horizontale et verticale de la vitesse respectivement.

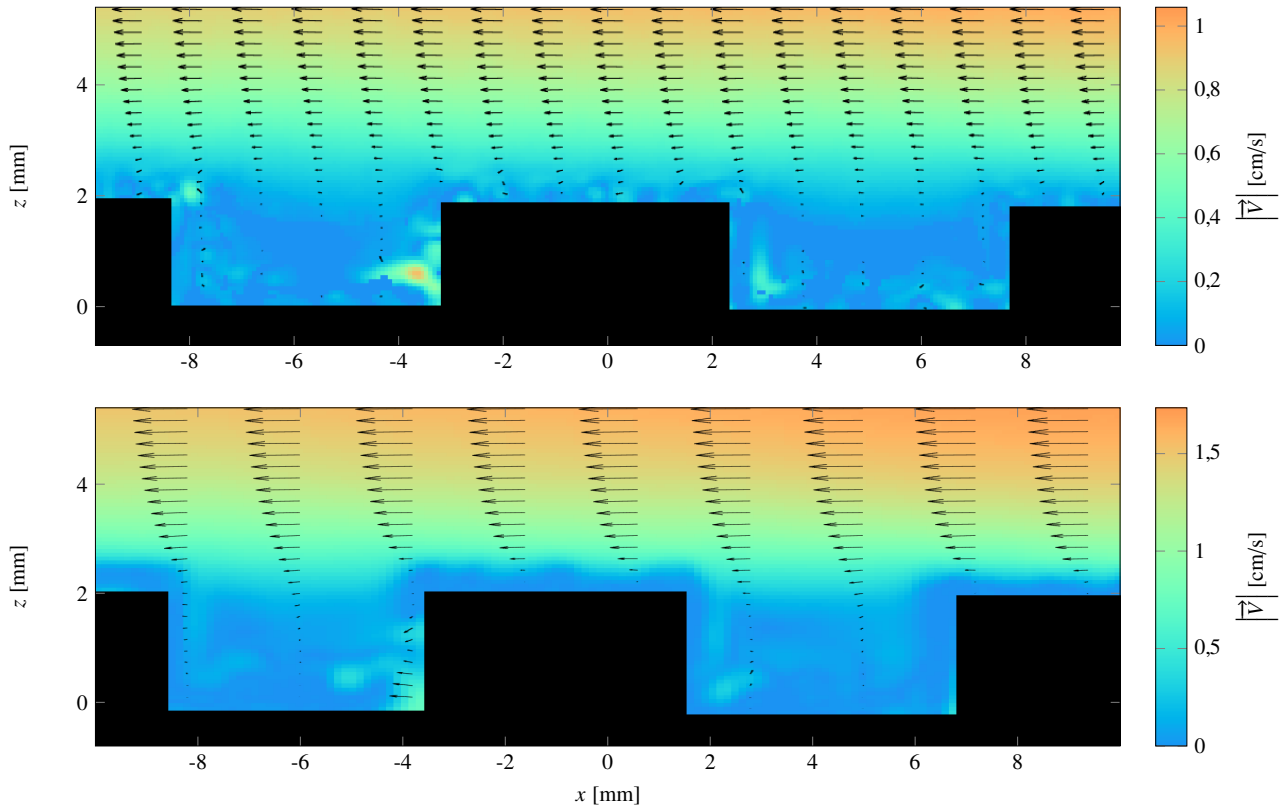

Figure 5.23 – Champs de vitesse dans la zone creux-obstacle. En haut : $Ra = 5{,}0 \times 10^9$. En bas : $Ra = 4{,}0 \times 10^{10}$. La partie haute des champs de vitesse a été retirée pour une meilleure lisibilité.

5.3.2.1 Au voisinage de la plaque lisse

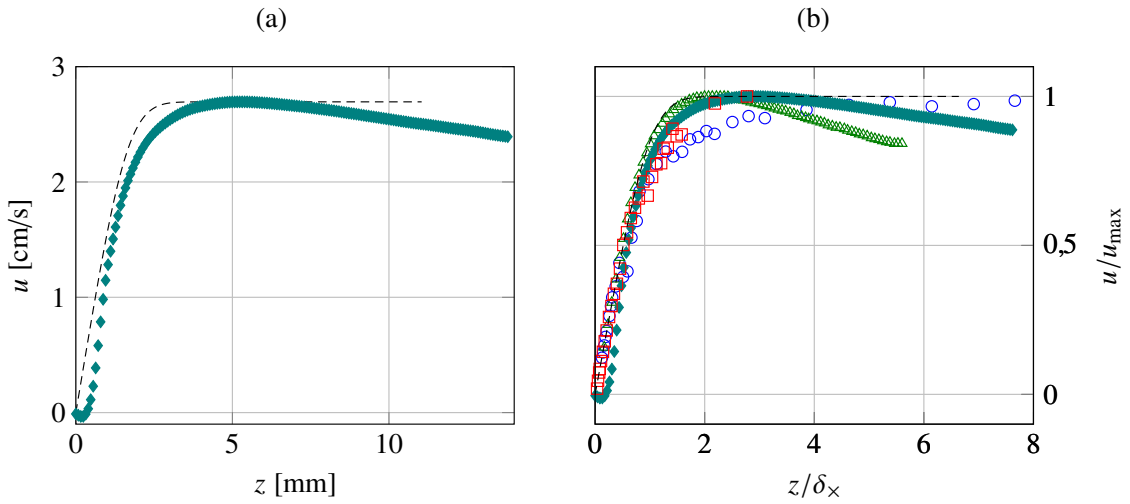

Figure 5.24 – Profil de vitesse à $Ra = 7{,}0 \times 10^{10}$ au voisinage de la plaque lisse (diamants bleu canard). (a) Profil dimensionné. (b) Même profil adimensionné comparé à des expériences en cellule $\mathcal{LL}$. Cercles bleus et vides : $Ra = 7{,}48 \times 10^{11}$ [du Puits *et al.*, 2007] ; triangles verts et vides : $Ra = 5{,}3 \times 10^9$ [Sun *et al.*, 2008] ; carrés rouges et vides : $Ra = 3 \times 10^9$ [Li *et al.*, 2012]. Les pointillés noirs représentent le profil de Prandtl-Blasius.

La présence d'une plaque lisse et d'une plaque rugueuse combinée à la petite taille de l'expérience permet de comparer *in situ* les deux types de surface, grâce à l'indépendance des plaques [Malkus, 1954b ; Tisserand *et al.*, 2011]. Pour commencer, nous nous intéressons aux profils de vitesse au voisinage de la plaque lisse. La figure 5.24 (a) montre un profil de vitesse horizontale au voisinage de celle-ci pour $Ra = 7{,}0 \times 10^{10}$. La figure 5.24 (b) montre quant à elle ce même profil mais adimensionné par la vitesse maximale pour les ordonnées et par $\delta_\times$ pour les abscisses ; $\delta_\times$ est évalué de la même façon qu'au paragraphe 4.2.1.3, mais en excluant les premiers points du profil qui résultent des incertitudes sur la position exacte de la plaque et des problèmes de réflexion. On compare le profil adimensionné à des profils obtenus auparavant dans des cellules $\mathcal{LL}$ [du Puits *et al.*, 2007 ; Sun *et al.*, 2008 ; Li *et al.*, 2012].

On constate tout d'abord que le profil mesuré est assez proche de celui de Prandtl-Blasius. Le décalage vers la droite provient des quelques points du début du profil provoqués par les problèmes de visualisation au ras de la plaque. De plus il est en accord avec des expériences sur plaque lisse menées à des nombres de Rayleigh inférieurs [Sun *et al.*, 2008 ; Li *et al.*, 2012]. En revanche, l'expérience menée à $Ra = 7{,}48 \times 10^{11}$ [du Puits *et al.*, 2007] s'en écarte sensiblement. Un nombre de Rayleigh plus élevé pourrait induire un début de transition vers une couche limite turbulente comme cela semble être le cas dans une cellule homothétique à la notre, $\mathcal{LL}$, construite dans le *Barrel of Ilmenau* et remplie d'air [du Puits *et al.*, 2014]. Si l'on remarque qu'au plus près de la plaque le profil est mal résolu pour les raisons évoquées plus haut, nous avons tout de même pu mesurer un profil de vitesse sur plaque lisse cohérent avec la littérature. D'autre part, le calcul de $\delta_\times$ nous donne une épaisseur de couche limite visqueuse de 1,81 mm. Dans le cadre de Prandtl-Blasius, on peut écrire $\delta_\theta \approx Pr^{-1/3}\delta_\times$. On estime donc l'épaisseur de la couche limite thermique à $\delta_\theta \approx 1{,}1$ mm. Ceci est assez cohérent avec l'estimation de l'épaisseur de la couche limite thermique avec le nombre de Nusselt qui donne une couche limite thermique de l'ordre de 0,9 mm d'épaisseur.

5.3.2.2 Au voisinage des rugosités

Nous nous plaçons désormais au voisinage des rugosités. On a vu au chapitre précédent que la couche limite transite vers une couche limite turbulente. On s'attend à ce que le comportement soit identique ici car nous somme bien au-delà de la transition. Nous allons donc réutiliser les grandeurs définies à cette occasion :

$$U^* = \sqrt{\langle u'v' \rangle_t}, \quad z^* = \frac{\nu}{U^*}, \quad z^+ = \frac{z}{z^*}, \tag{5.14}$$

où u' et v' représentent les fluctuations temporelles de u et v. On estime U^* avec le maximum du terme extra-diagonal du tenseur de Reynolds ce qui nous amène à $U^* = 0{,}31$ cm/s pour $Ra = 4{,}0 \times 10^{10}$ et $U^* = 0{,}094$ cm/s pour $Ra = 5{,}0 \times 10^9$. Les figures 5.25 (a) et (b) montrent respectivement les profils de vitesse horizontale en fonction de la distance à la plaque (l'origine est prise au fond des rugosités) et la vitesse horizontale normalisée par U^* en fonction de z^+. Ils sont comparés à un profil logarithmique de la forme :

$$u/U* = 2{,}40 \ln z^+ - 3. \tag{5.15}$$

On constate en premier lieu une courte zone de vitesse nulle pour les points les plus près de la plaque. Cela est dû aux particules sédimentées et aux réflexions. Par ailleurs, la saturation en vitesse peut être un effet de l'écoulement grande échelle (la vitesse est bornée), mais aussi un artefact dû à la PIV. La fréquence d'acquisition utilisée est optimale pour une certaine vitesse du fluide. Autrement dit, pour des valeurs extrêmes, notamment les grandes valeurs, les vitesses peuvent être légèrement faussées. C'est d'ailleurs pour cela que les trois profils ne se rejoignent pas parfaitement : les fréquences d'acquisition sont différentes entre la zone du sillon et la zone de l'obstacle et du creux.

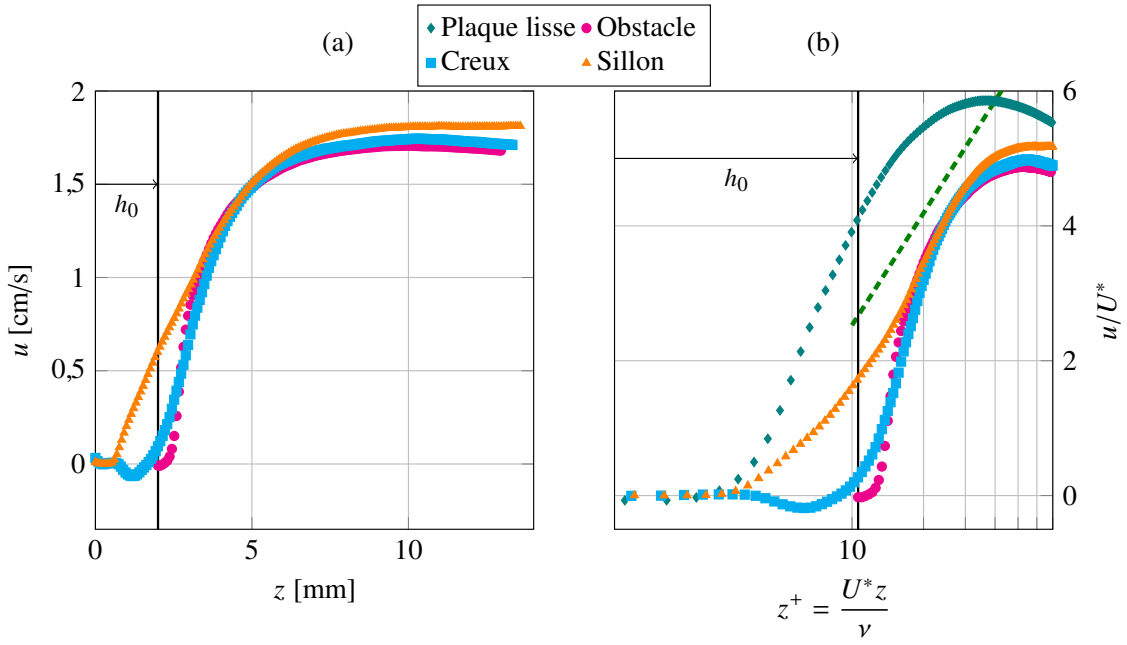

Figure 5.25 – Profils de vitesse au-dessus des rugosités à $Ra = 4{,}0 \times 10^{10}$. (a) Profil dimensionné. (b) Comparaison des profils renormalisés avec un profil logarithmique de la forme $u/U* = 2{,}40 \ln z^+ - 3$ (pointillé vert).

On a vu lors de l'étude des profils de vitesse au voisinage des rugosités dans l'air (paragraphe 4.2.4.3) qu'en présence d'une couche limite turbulente, ceux-ci suivent une loi logarithmique ajouté d'une constante B. Les observations sont tout à fait compatible avec ce régime, bien que celui-ci commence pour $z^+ \approx 20$ et non pour $z^+ \approx 30$. Nous sommes de nouveau dans un régime de transition car ici $k^+ \approx 90$. La ligne pointillée verte tracée sur la figure 5.25 l'est pour $B = -3$ ce qui est plausible. En présence de rugosités sous forme de grains, la valeur de B attendue est comprise entre -5 et 5. Par ailleurs, le profil de vitesse pour la plaque lisse mais pour un nombre de Rayleigh plus élevé ($Ra = 7{,}0 \times 10^{10}$) semble plus arrondi et ne pas suivre encore un profil logarithmique. Toutefois il commence peut-être à s'en rapprocher en raison de l'augmentation du nombre de Rayleigh comme cela a déjà été observé dans le *BOI* [du Puits *et al.*, 2014].

On peut également s'intéresser à la sous-couche visqueuse au-dessus des rugosités, qui nous l'avons vu peut être évaluée par :

$$\delta_{sc} \approx 5 z^*. \tag{5.16}$$

Dans notre cas, cela donne une sous-couche visqueuse de l'ordre de 1,1 mm. On a alors une couche limite thermique de l'ordre de 0,58 mm. Si l'on se base sur le modèle développé dans le chapitre précédent, on peut calculer le nombre de Nusselt associé aux obstacles grâce à l'équation 4.12. On obtient alors une hauteur de couche limite thermique au-dessus des obstacles d'environ 0,64 mm. L'accord est donc assez bon et conforte le modèle de couche limite thermique décrit au chapitre précédent. Toutefois on se base sur le modèle de Prandtl-Blasius pour relier couche limite thermique et couche limite visqueuse. Or on a vu que la couche limite transite vers la turbulence. De plus l'estimation de la taille de la couche limite visqueuse es faite *via* l'estimation de U^* qui reste relativement imprécise en raison du manque de résolution.

La couche limite visqueuse devient turbulente en présence de rugosités si le nombre de Rayleigh est suffisamment éloigné de la transition. Si nous ne sommes pas en mesure de regarder ce qu'il advient avant celle-ci, l'expérience à $Ra = 5{,}0 \times 10^9$ permet de s'en approcher. Les figures 5.26 (a) et

(b) montrent respectivement les profils dimensionnés et renormalisés par z^* et U^*. Une comparaison est faite avec un profil logarithmique similaire à celui vu au-dessus. On constate que les profils ne suivent plus du tout le profil logarithmique attendu pour une couche limite turbulente. On est en effet au tout début de la transition vers la turbulence si bien que celle-ci ne semble pas encore détectable.

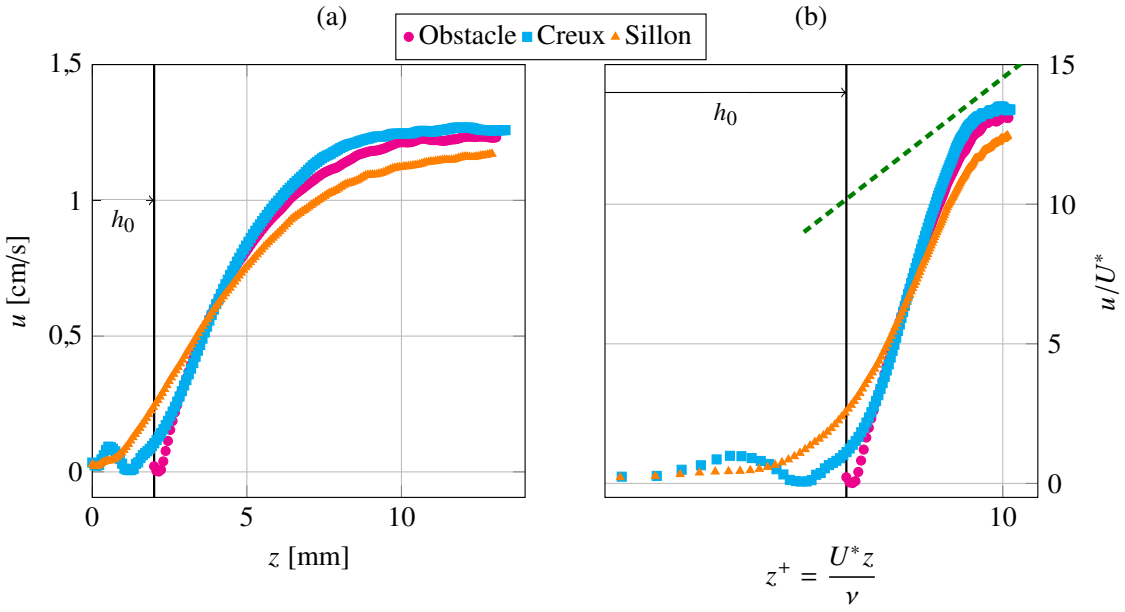

Figure 5.26 – Profils de vitesse au-dessus des rugosités à $Ra = 5{,}0 \times 10^9$. (a) Profil dimensionné. (b) Comparaison des profils renormalisés avec un profil logarithmique de la forme $u/U^* = 2{,}40 \ln z^+ + 9$ (pointillé vert).

5.4 Discussion et conclusion

On a vu au chapitre 4 que les rugosités contrôlées parallélépipédiques périodiquement espacées ont une influence cruciale sur la structure de la couche limite. On pouvait donc s'attendre à ce que cette transition vers une couche limite turbulente et que le comportement du fluide dans les creux puissent avoir une influence sur l'écoulement à grande échelle. Le montage de PIV utilisé a permis d'observer que si l'effet sur l'écoulement moyen ne semble pas significatif, les fluctuations de vitesse sont particulièrement affectées. On constate une augmentation radicale de l'intensité de ces dernières. De plus, ces fluctuations sont plus fortes dans la partie haute de la cellule par rapport à la partie basse. La brisure de symétrie induite par les rugosités se retrouve donc sur les fluctuations plus que sur la structure globale de l'écoulement.

On peut invoquer l'influence des panaches et de la déstabilisation de la couche limite par les rugosités pour expliquer ces observations. En regardant les distributions des fluctuations de vitesse on observe en effet qu'elles sont non seulement plus nombreuses dans le cas $\mathcal{RL}$, mais présentent aussi des événements plus intenses. Deux phénomènes sont alors en jeu : une augmentation du nombre de panaches, ainsi que le développement de panaches plus intenses. En s'appuyant sur de précédents travaux [Scagliarini *et al.*, 2014], on a vu au chapitre 2 que les panaches semblent peu nombreux à se développer dans la partie centrale des plaques et que la cas échéant ils sont rapidement advectés par l'écoulement global. Dans la cellule $\mathcal{RL}$, lorsque l'épaisseur de la couche limite thermique devient inférieure à la hauteur des rugosités, celles-ci se retrouvent exposées au vent moyen. Les couches limites au-dessus des rugosités présentent alors un profil logarithmique. Les creux prennent également une grande importance dans l'émission de panaches : la déstabilisation de la couche limite les incursions

de l'écoulement de cœur dans les creux observées au chapitre précédent en sont probablement un moteur et un amplificateur.

Dans une cellule $\mathcal{LL}$, la largeur caractéristique du pied d'un panache est de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite thermique, soit un peu moins d'un millimètre. Si les panaches sont émis par les creux, alors cette taille caractéristique pourrait devenir la hauteur voire la largeur des rugosités, soit deux ou cinq millimètres dans notre cas. Cette proposition est appuyée par les prises de vue effectuées pour l'étude du chapitre 4 qui montrent le détachement de panaches depuis le creux. Les panaches plus gros possèderont une dynamique interne plus intense que nous avons pu observer sur les distributions de fluctuations de vitesse. De plus, le vent moyen, au lieu de stabiliser la couche limite et limiter l'émission des panaches, la provoque en s'introduisant sporadiquement entre les creux. L'émission de ces panaches semble augmenter légèrement la vitesse du vent moyen sans que cela ne soit parfaitement significatif. De façon plus spectaculaire ces panaches plus intenses provoquent alors de fortes fluctuations dans toute la cellule, en particulier lorsqu'ils percutent la plaque du haut. L'augmentation du transfert thermique est bien expliquée par le modèle basé sur une déstabilisation partielle de la couche limite thermique présenté au chapitre 4. Toutefois, l'augmentation de l'émission de panaches a déjà été invoquée dans de précédentes études [Du & Tong, 2000 ; Qiu *et al.*, 2005]. Aussi la transition vers la turbulence de la couche limite et l'interaction entre le cœur de l'écoulement et les creux favorise l'apparition de panaches plus gros et plus nombreux.

Les expériences de visualisation exploratoires au voisinage des rugosités, dans un environnement moins favorable que dans la cellule en air (rugosités plus petites, distorsions dues aux fluctuations thermiques notamment) ont malgré tout montré un bel accord avec les mesures effectuées dans le chapitre 4. On retrouve des profils de vitesse qui s'écartent fortement de Prandtl-Blasius pour transiter vers ceux d'une couche limite turbulente. La comparaison *in situ* avec la plaque lisse a également montré que la couche limite au voisinage de cette dernière reste laminaire. La similarité des observations pour des fluides (et donc des nombres de Prandtl) différents vient donc renforcer les conclusions autour de l'influence des rugosité sur la structure de la couche limite, mais aussi de leur impact sur l'écoulement global.

Conclusions et perspectives

Au cours de cette thèse nous avons abordé le thème de la convection thermique turbulente. Pour cela, deux approches expérimentales distinctes ont été utilisées : d'une part nous avons effectué des mesures Lagrangiennes dans le cœur de l'écoulement, d'autre part, l'influence de rugosités contrôlées sur la plaque du bas dans différentes cellules de Rayleigh-Bénard a été étudiée, tant du point de vue des couches limites que de celui de la structure grande échelle. Cette double approche amène un éclairage intéressant sur différents constituants spécifiques à la convection thermique turbulente : les couches limites thermiques et visqueuses, les panaches et l'écoulement à grande échelle.

Approche Lagrangienne

L'approche Lagrangienne en convection thermique en est, nous l'avons vu, à ses prémices. D'une part, les travaux menés précédemment au laboratoire [Gasteuil *et al.*, 2007] avec une particule instrumentée capable de mesurer la température Lagrangienne au sein de l'écoulement ont été prolongés et approfondis D'autre part une expérience dédiée au suivi de particules sub-millimétriques a été monté. Les techniques expérimentales utilisées furent radicalement différentes et de complexités diverses. L'utilisation d'une particule centimétrique ne pose pas de problème de détection visuelle mais demande une attention particulière concernant l'isodensité tandis que des particules bien plus petites suivent très facilement l'écoulement mais sont plus délicates à détecter à l'aide de caméras. De plus, si le suivi de la particule instrumentée fut bi-dimensionnel, l'acquisition simultanée de la température ajoute une complexité technique. Au contraire, dans le cas de petites particules, la température n'est pas mesurée mais leur suivi en trois dimensions a demandé la mise en place d'un appareillage et de méthodes dédiés.

Les progrès techniques effectués sur la particule instrumentée ont permis des acquisitions suffisamment longues pour s'appuyer sur des statistiques bien convergées pour calculer des cartes pseudo-Eulériennes de différentes grandeurs, notamment de flux thermique. L'étude spectrale a par ailleurs mis en évidence un comportement anisotrope de la vitesse, la pente des densités spectrales de puissance étant respectivement de -2 et -2,5 pour les vitesses verticale et horizontale ; la température adoptant un comportement similaire à celui de la vitesse horizontale. Parmi les résultats marquants on notera également l'absence de signature de l'intermittence turbulente Lagrangienne sur la température au contraire de la vitesse. Cette première étude a permis de mettre en évidence la forte inhomogénéité ainsi que l'anisotropie de cet écoulement, induites par le confinement. Nous avons alors séparé la composante moyenne des différents signaux de leurs fluctuations turbulentes. Cette distinction a montré que les zones inertielles sont en fait plus courtes qu'observées auparavant, mais également qu'il y a très peu d'échanges entre structure globale et fluctuations pour la vitesse, au contraire de la température. Cela illustre le rôle actif de la température, *via* les panaches thermiques, dans les jets montant et descendant, ainsi que l'importance du rôle de l'écoulement grande échelle dans le transfert thermique en convection turbulente.

La taille de cette particule instrumentée génère un filtrage des plus petites échelles de l'écoulement dont la longueur de Kolmogorov est de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres. Aussi, pour franchir cette limitation, nous avons mis au point une expérience de suivi de particules en trois

dimensions dans une cellule octogonale dédiée. Cela a nécessité l'utilisation de trois caméras dont la calibration a été effectuée à l'aide d'une technique innovante développée au laboratoire. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les précédentes études effectuées en convection thermique turbulente [Schumacher, 2008 ; Schumacher, 2009 ; Ni *et al.*, 2012] tout en étant cohérents avec les résultats de turbulence classique et avec ceux obtenus avec la particule instrumentée. Parmi les résultats marquants nous pouvons citer l'impact fort de l'inhomogénéité de l'écoulement et des panaches sur certaines statistiques de vitesse. La suppression du champ moyen de vitesse a permis de retrouver des statistiques attendues en turbulence homogène et isotrope. Les fonctions de structure Lagrangiennes nous ont, quant à elles, permis d'obtenir les fonctions d'autocorrélations de vitesse et d'accélération qui se sont avérées compatibles avec le modèle stochastique à deux temps pour des nombres de Reynolds finis développé par Sawford [Sawford, 1991]. Néanmoins le suivi des particules peut sans doute être amélioré pour obtenir des trajectoires plus longues en moyenne, notamment pour approfondir l'étude sur la dispersion de paires ébauchée ici. L'obtention des fonctions de structure Eulériennes d'ordre deux des vitesses est en effet possible par ce biais.

Les deux approches Lagrangiennes utilisées dans ce travail ne sont pas seulement complémentaires vis-à-vis des échelles étudiées. Les petites particules nous ont permis un véritable suivi en trois dimensions aux plus petites échelles mettant notamment en évidence une oscillation du rouleau de convection. La cellule de convection bien plus étroite ainsi que le suivi bi-dimensionnel ne nous ont pas permis de voir cet effet avec la particule instrumentée. En revanche celle-ci peut être suivie sur des temps très grands devant le temps Lagrangien intégral permettant une bonne résolution des échelles temporelles au-delà de celle correspondant à la taille de la particule. La similarité de certaines grandeurs, notamment les fonctions de structure Lagrangiennes, est toutefois frappante étant données les tailles respectives des particules. Enfin, si un filtrage existe avec la particule instrumentée il reste par exemple relativement modéré sur les données d'accélération où seule la variance mesurée diminue, la forme de la PDF restant inchangée.

Influence des rugosités

La structure globale de l'écoulement étudié précédemment a pour origine les panaches thermiques eux-même émis par une déstabilisation des couches limites thermiques. Le comportement de ces couches limites est toujours sujet à controverse et l'ajout de rugosités contrôlées permet une déstabilisation artificielle de celles-ci. L'influence sur le flux thermique est une augmentation de celui-ci à partir d'un nombre de Rayleigh de transition correspondant à l'abaissement de la couche limite thermique en-dessous de la hauteur des rugosités [Tisserand *et al.*, 2011]. Nous avons tenté d'amener une explication à ce phénomène ainsi que de visualiser les conséquences sur l'écoulement grande échelle. Une observation fine et résolue à la fois de l'écoulement global et des couches limites au sein d'une même cellule est très difficile en raison des échelles mises en jeu. Aussi deux cellules ont été utilisées : la première remplie d'air a permis une visualisation efficace de la structure de l'écoulement près des rugosités tandis qu'une seconde cellule, six fois plus petite et remplie d'eau, a permis l'étude du champ de vitesse global mais aussi des couches limites thermiques.

Les mesures initiatrices de ce travail ont consisté en une étude thermométrique des couches limites au voisinage de la plaque du haut lisse et de la plaque du bas rugueuse. L'observation d'une couche limite thermique plus fine au-dessus des obstacles qu'au voisinage de la plaque lisse, ainsi que sa taille uniforme sur la surface de l'obstacle, ont permis de décrire un mécanisme d'augmentation de transfert thermique à l'aide d'un modèle phénoménologique. La couche limite devient turbulente au-dessus des obstacles tandis qu'une petite cellule de convection s'active dans les creux. Les différentes données expérimentales de transfert thermique s'ajustent remarquablement bien avec ce modèle. Toutefois, la résolution de la thermistance utilisée ne nous a pas permis une étude plus fine, d'où les nouvelles mesures effectuées au *Barrel of Ilmenau*. Le profil de vitesse logarithmique observé au-dessus des obstacles après la transition de régime du transfert thermique met en évidence une couche limite

turbulente associée à une sous-couche visqueuse. Par ailleurs nous avons observé un changement de structure de l'écoulement au voisinage des rugosités. L'écoulement de cœur s'introduit dans les creux favorisant un meilleur mélange et des sillages turbulents importants apparaissent en aval des rugosités.

Si cette étude nous a permis de mieux comprendre l'origine du changement de régime du transfert thermique, il fut intéressant de regarder les conséquences de cette déstabilisation de la couche limite sur l'écoulement à grande échelle. Les mesures de vitesse comparées entre une cellule lisse-lisse et une cellule rugueuse-lisse ont mis en lumière des comportements radicalement différents. Si l'écoulement moyen semble très peu affecté, les fluctuations de vitesses sont amplement augmentées et deviennent dissymétriques en présence de rugosités. De plus, un changement de régime de turbulence a été observé. L'ajout de rugosités a laissé voir le passage d'un régime compatible, bien que peu développé, avec la théorie de Kolmogorov vers un régime peut-être dû à l'inhomogénéité et l'importance des fluctuations, caractérisé par des fonctions de structure Eulériennes longitudinales suivant une loi de puissance en $\ell_{x,z}^{2/5}$. Par ailleurs, l'analyse de l'écoulement selon différentes zones a mis en évidence la dynamique des panaches tant du point de vue de leur recirculation interne que de leur vorticité verticale. Finalement, des mesures de vitesse au voisinage des rugosités, bien que mal résolues au contact des plaques, ont permis de conforter les mesures de vitesse effectuées dans l'air.

Ouvertures

Nous avons mis en évidence divers mécanismes relatifs à la convection thermique à l'aide de techniques expérimentales très différentes allant de mesures thermométriques à des mesures de vitesse par PIV jusqu'au suivi de particules en trois dimensions. L'importance de l'interaction entre les couches limites et le cœur de l'écoulement, mais aussi son inhomogénéité ont été particulièrement étudiées. Toutefois ce travail n'est nullement exhaustif. Par exemple, une approche esquissée au cours de cette thèse consisterait à immerger la particule instrumentée dans la cellule rugueuse-lisse. On pourrait également s'intéresser à des mesures conjointes de température et de vitesse Eulériennes, soit à l'échelle microscopique à l'aide de micro-poutrelles dédiées [Rusaouën, 2014], soit à l'échelle de la cellule en couplant des mesures de PIV à des mesures de schlieren synthétique. Celles-ci pourraient être comparées aux mesures effectuées avec la particule instrumentée. Les mesures de suivi en trois dimensions peuvent également être approfondies. L'influence de la structure grande échelle pourrait être encore plus importante si l'on observait un volume plus grand ou en se plaçant dans un des jets chaud ou froid. Cela aurait sans doute également des effets visibles sur la dispersion de paires. De plus nous n'avons pas retrouvé le fort impact des panaches sur la particule instrumentée avec les petites particules, ce qui serait possible en s'intéressant aux zones à forte concentration de panaches. Enfin, un balayage des paramètres (les nombres de Rayleigh et de Prandtl) en ajoutant des huiles miscibles à l'eau dans les différentes cellules amènerait probablement de nouveaux indices nécessaires à la compréhension du fonctionnement de la convection thermique turbulente.

Bibliographie

[Ahlers *et al.*, 2009a] Ahlers, G., Funfschilling, D., & Bodenschatz, E. (2009a). Transitions in heat transport by turbulent convection at Rayleigh numbers up to 10^{15}. *New Journal of Physics*, 11(12), 123001.

[Ahlers *et al.*, 2009b] Ahlers, G., Grossmann, S., & Lohse, D. (2009b). Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Reviews of modern physics*, 81(2), 503.

[Ahlers & Nikolaenko, 2010] Ahlers, G. & Nikolaenko, A. (2010). Effect of a polymer additive on heat transport in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review Letters*, 104(3), 034503.

[Batchelor, 1950] Batchelor, G. K. (1950). The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion. *Quaterly Journal of the Royal Meteorology Society*, 76(328), 133–146.

[Belmonte *et al.*, 1994] Belmonte, A., Tilgner, A., & Libchaber, A. (1994). Temperature and velocity boundary layers in turbulent convection. *Physical Review E*, 50(1), 269.

[Bénard, 1901] Bénard, H. (1901). Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. Méthodes optiques d'observation et d'enregistrement. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 10(1), 254–266.

[Benzi *et al.*, 2010] Benzi, R., Ching, E. S. C., & De Angelis, E. (2010). Effect of polymer additives on heat transport in turbulent thermal convection. *Physical Review Letters*, 104(2), 024502.

[Benzi *et al.*, 1993] Benzi, R., Ciliberto, S., Tripiccione, R., Baudet, C., Massaioli, F., & Succi, S. (1993). Extended self-similarity in turbulent flows. *Physical review E*, 48(1), R29.

[Benzi *et al.*, 1998] Benzi, R., Toschi, F., & Tripiccione, R. (1998). On the heat transfer in Rayleigh–Bénard systems. *Journal of statistical physics*, 93(3-4), 901–918.

[Bolgiano, 1959] Bolgiano, R. (1959). Turbulent spectra in a stably stratified atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 64(12), 2226–2229.

[Bourgoin, 2015] Bourgoin, M. (2015). Turbulent pair dispersion as a ballistic cascade phenomenology. *Journal of Fluid Mechanics*, 772, 678–704.

[Bourgoin *et al.*, 2006] Bourgoin, M., Ouellette, N. T., Xu, H., Berg, J., & Bodenschatz, E. (2006). The role of pair dispersion in turbulent flow. *Science*, 311(5762), 835–838.

[Brown & Ahlers, 2006] Brown, E. & Ahlers, G. (2006). Rotations and cessations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh–Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 568, 351–386.

[Calzavarini *et al.*, 2002] Calzavarini, E., Toschi, F., & Tripiccione, R. (2002). Evidences of bolgiano-obhukhov scaling in three-dimensional Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review E*, 66(1), 016304.

[Castaing *et al.*, 1989] Castaing, B., Gunaratne, G., Heslot, F., Kadanoff, L., Libchaber, A., Thomae, S., Wu, X.-Z., Zaleski, S., & Zanetti, G. (1989). Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 204, 1–30.

[Chanal *et al.*, 2000] Chanal, O., Chabaud, B., Castaing, B., & Hébral, B. (2000). Intermittency in a turbulent low temperature gaseous helium jet. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 17(2), 309–317.

[Chavanne *et al.*, 1997] Chavanne, X., Chilla, F., Castaing, B., Hebral, B., Chabaud, B., & Chaussy, J. (1997). Observation of the ultimate regime in Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review Letters*, 79(19), 3648.

[Chavanne *et al.*, 2001] Chavanne, X., Chilla, F., Chabaud, B., Castaing, B., & Hebral, B. (2001). Turbulent Rayleigh–Bénard convection in gaseous and liquid he. *Physics of Fluids*, 13(5), 1300–1320.

[Chillá *et al.*, 1993] Chillá, F., Ciliberto, S., Innocenti, C., & Pampaloni, E. (1993). Boundary layer and scaling properties in turbulent thermal convection. *Il Nuovo Cimento D*, 15(9), 1229–1249.

[Chillà & Schumacher, 2012] Chillà, F. & Schumacher, J. (2012). New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *The European Physical Journal E : Soft Matter and Biological Physics*, 35(7), 1–25.

[Ching *et al.*, 2004] Ching, E. S. C., Guo, H., Shang, X.-D., Tong, P., & Xia, K.-Q. (2004). Extraction of plumes in turbulent thermal convection. *Physical Review Letters*, 93(12), 124501.

[Ciliberto & Laroche, 1999] Ciliberto, S. & Laroche, C. (1999). Random roughness of boundary increases the turbulent convection scaling exponent. *Physical Review Letters*, 82(20), 3998.

[Cisse *et al.*, 2013] Cisse, M., Homann, H., & Bec, J. (2013). Slipping motion of large neutrally buoyant particles in turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 735, R1.

[Daya & Ecke, 2001] Daya, Z. A. & Ecke, R. E. (2001). Does turbulent convection feel the shape of the container ? *Physical Review Letters*, 87(18), 184501.

[Du & Tong, 2000] Du, Y.-B. & Tong, P. (2000). Turbulent thermal convection in a cell with ordered rough boundaries. *Journal of Fluid Mechanics*, 407, 57–84.

[du Puits *et al.*, 2014] du Puits, R., Li, L., Resagk, C., Thess, A., & Willert, C. (2014). Turbulent boundary layer in high Rayleigh number convection in air. *Physical Review Letters*, 112(12), 124301.

[du Puits *et al.*, 2007] du Puits, R., Resagk, C., & Thess, A. (2007). Mean velocity profile in confined turbulent convection. *Physical Review Letters*, 99(23), 234504.

[du Puits *et al.*, 2010] du Puits, R., Resagk, C., & Thess, A. (2010). Measurements of the instantaneous local heat flux in turbulent Rayleigh–Bénard convection. *New Journal of Physics*, 12(7), 075023.

[du Puits *et al.*, 2013] du Puits, R., Resagk, C., & Thess, A. (2013). Thermal boundary layers in turbulent Rayleigh–Bénard convection at aspect ratios between 1 and 9. *New Journal of Physics*, 15(1), 013040.

[Fincham & Delerce, 2000] Fincham, A. & Delerce, G. (2000). Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Experiments in Fluids*, 29(1), S013–S022.

[Frisch, 1995] Frisch, U. (1995). *Turbulence : the legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge university press.

[Gasteuil *et al.*, 2007] Gasteuil, Y., Shew, W. L., Gibert, M., Chilla, F., Castaing, B., & Pinton, J.-F. (2007). Lagrangian temperature, velocity, and local heat flux measurement in Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review Letters*, 99(23), 234302.

[Gibert, 2007] Gibert, M. (2007). *Convection thermique turbulente : Panaches et Fluctuations*. Thèse, ENS de Lyon.

[Gibert *et al.*, 2006] Gibert, M., Pabiou, H., Chilla, F., & Castaing, B. (2006). High-Rayleigh-number convection in a vertical channel. *Physical Review Letters*, 96(8), 084501.

[Grossmann & Lohse, 2000] Grossmann, S. & Lohse, D. (2000). Scaling in thermal convection : a unifying theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 407, 27–56.

[Grossmann & Lohse, 2004] Grossmann, S. & Lohse, D. (2004). Fluctuations in turbulent Rayleigh–Bénard convection : the role of plumes. *Physics of Fluids*, 16(12), 4462–4472.

[Grossmann & Lohse, 2011] Grossmann, S. & Lohse, D. (2011). Multiple scaling in the ultimate regime of thermal convection. *Physics of Fluids*, 23(4), 045108.

[He & Zhang, 2006] He, G.-W. & Zhang, J.-B. (2006). Elliptic model for space-time correlations in turbulent shear flows. *Physical Review E*, 73(5), 055303.

[He *et al.*, 2012] He, X., Funfschilling, D., Nobach, H., Bodenschatz, E., & Ahlers, G. (2012). Transition to the ultimate state of turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review Letters*, 108(2), 024502.

[He *et al.*, 2010] He, X., He, G., & Tong, P. (2010). Small-scale turbulent fluctuations beyond Taylor's frozen-flow hypothesis. *Physical Review E*, 81(6), 065303.

[Jucha *et al.*, 2014] Jucha, J., Xu, H., Pumir, A., & Bodenschatz, E. (2014). Time-reversal-symmetry breaking in turbulence. *Physical Review Letters*, 113(5), 054501.

[Kadanoff, 2001] Kadanoff, L. P. (2001). Turbulent heat flow : Structures and scaling. *Physics Today*, 54(8), 34–39.

[Kaiser & du Puits, 2014] Kaiser, R. & du Puits, R. (2014). Local wall heat flux in confined thermal convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 73, 752–760.

[Kolmogorov, 1941] Kolmogorov, A. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. In *Doklady Akademii Nauk SSSR*, volume 30 (pp. 299–303).

[Kraichnan, 1962] Kraichnan, R. H. (1962). Turbulent thermal convection at arbitrary prandtl number. *Physics of Fluids*, 5(11), 1374–1389.

[Krishnamurti, 1973] Krishnamurti, R. (1973). Some further studies on the transition to turbulent convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 60(02), 285–303.

[Kunnen *et al.*, 2008] Kunnen, R. P. J., Clercx, H. J. H., Geurts, B. J., Van Bokhoven, L. J. A., Akkermans, R. A. D., & Verzicco, R. (2008). Numerical and experimental investigation of structure-function scaling in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review E*, 77(1), 016302.

[La Porta *et al.*, 2001] La Porta, A., Voth, G. A., Crawford, A. M., Alexander, J., & Bodenschatz, E. (2001). Fluid particle accelerations in fully developed turbulence. *Nature*, 409(6823), 1017–1019.

[Landau & Lifshitz, 1987] Landau, L. & Lifshitz, E. M. (1987). *Fluid mechanics : volume 6 (Course of Theoretical Physics)*. Butterworth-Heinemann.

[Li *et al.*, 2012] Li, L., Shi, N., du Puits, R., Resagk, C., Schumacher, J., & Thess, A. (2012). Boundary layer analysis in turbulent Rayleigh-Bénard convection in air : Experiment versus simulation. *Physical Review E*, 86(2), 026315.

[Liot *et al.*, 2016] Liot, O., Salort, J., Kaiser, R., du Puits, R., & Chillà, F. (2016). Boundary layer structure in a rough Rayleigh-Bénard cell filled with air. *Journal of Fluid Mechanics*, 786, 275–293.

[Liot *et al.*, 2015] Liot, O., Seychelles, F., Zonta, F., Chibbaro, S., Coudarchet, T., Gasteuil, Y., Pinton, J.-F., Salort, J., & Chillà, F. (2015). Simultaneous temperature and velocity Lagrangian measurements in turbulent thermal convection. *En cours de révision pour Journal of Fluid Mechanics*.

[Lohse & Xia, 2010] Lohse, D. & Xia, K.-Q. (2010). Small-scale properties of turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42, 335–364.

[Lucci *et al.*, 2011] Lucci, F., Ferrante, A., & Elghobashi, S. (2011). Is stokes number an appropriate indicator for turbulence modulation by particles of taylor-length-scale size ? *Physics of Fluids*, 23(2), 025101.

[Machicoane, 2014] Machicoane, N. (2014). *Particules matérielles en écoulement turbulent. Transport, dynamique aux temps longs et transfert thermique.* Thèse, ENS de Lyon.

[Machicoane & Volk, 2015] Machicoane, N. & Volk, R. (2015). Lagrangian velocity correlations and spectra of large particles in inhomogeneous and anisotropic turbulence. *soumis à Physics of Fluids.*

[Malkus, 1954a] Malkus, W. V. (1954a). Discrete transitions in turbulent convection. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 225(1161), 185–195.

[Malkus, 1954b] Malkus, W. V. (1954b). The heat transport and spectrum of thermal turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 225(1161), 196–212.

[Mordant, 2001] Mordant, N. (2001). *Mesure lagrangienne en turbulence : mise en oeuvre et analyse.* Thèse, ENS de Lyon.

[Mordant *et al.*, 2004a] Mordant, N., Crawford, A. M., & Bodenschatz, E. (2004a). Experimental lagrangian acceleration probability density function measurement. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 193(1), 245–251.

[Mordant *et al.*, 2004b] Mordant, N., Lévêque, E., & Pinton, J.-F. (2004b). Experimental and numerical study of the lagrangian dynamics of high reynolds turbulence. *New Journal of Physics*, 6(1), 116.

[Mordant *et al.*, 2001] Mordant, N., Metz, P., Michel, O., & Pinton, J.-F. (2001). Measurement of lagrangian velocity in fully developed turbulence. *Physical Review Letters*, 87(21), 214501.

[Ni *et al.*, 2012] Ni, R., Huang, S.-D., & Xia, K.-Q. (2012). Lagrangian acceleration measurements in convective thermal turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 692, 395–419.

[Niemela *et al.*, 2000] Niemela, J. J., Skrbek, L., Sreenivasan, K. R., & Donnelly, R. J. (2000). Turbulent convection at very high Rayleigh numbers. *Nature*, 404(6780), 837–840.

[Obukhov, 1941] Obukhov, A. M. (1941). On the energy distribution in the turbulent flow spectrum. *Izv. AN USSR, Ser. Geograf. Geo*, (5), 453–466.

[Obukhov, 1959] Obukhov, A. M. (1959). Effect of archimedean forces on the structure of the temperature field in a turbulent flow. In *Doklady Akademii Nauk SSSR*, volume 125 (pp. 1246).

[Ouellette *et al.*, 2006a] Ouellette, N. T., Xu, H., & Bodenschatz, E. (2006a). A quantitative study of three-dimensional lagrangian particle tracking algorithms. *Experiments in Fluids*, 40(2), 301–313.

[Ouellette *et al.*, 2006b] Ouellette, N. T., Xu, H., Bourgoin, M., & Bodenschatz, E. (2006b). Small-scale anisotropy in lagrangian turbulence. *New Journal of Physics*, 8(6), 102.

[Pinton & Labbé, 1994] Pinton, J.-F. & Labbé, R. (1994). Correction to the Taylor hypothesis in swirling flows. *Journal de Physique II*, 4(9), 1461–1468.

[Pope, 2000] Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows.* Cambridge University Press.

[Qiu *et al.*, 2005] Qiu, X.-L., Xia, K.-Q., & Tong, P. (2005). Experimental study of velocity boundary layer near a rough conducting surface in turbulent natural convection. *Journal of Turbulence*, (30).

[Qureshi *et al.*, 2008] Qureshi, N. M., Arrieta, U., Baudet, C., Cartellier, A., Gagne, Y., & Bourgoin, M. (2008). Acceleration statistics of inertial particles in turbulent flow. *The European Physical Journal B*, 66(4), 531–536.

[Qureshi *et al.*, 2007] Qureshi, N. M., Bourgoin, M., Baudet, C., Cartellier, A., & Gagne, Y. (2007). Turbulent transport of material particles : an experimental study of finite size effects. *Physical Review Letters*, 99(18), 184502.

[Rayleigh, 1916] Rayleigh, L. (1916). On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 32(192), 529–546.

[Richardson, 1922] Richardson, L. F. (1922). *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge : Cambridge University Press.

[Richardson, 1926] Richardson, L. F. (1926). Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, (pp. 709–737).

[Roche *et al.*, 2001] Roche, P.-E., Castaing, B., Chabaud, B., & Hébral, B. (2001). Observation of the 1/2 power law in Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review E*, 63(4), 045303.

[Roche *et al.*, 2010] Roche, P.-E., Gauthier, F., Kaiser, R., & Salort, J. (2010). On the triggering of the ultimate regime of convection. *New Journal of Physics*, 12(8), 085014.

[Rusaouën, 2014] Rusaouën, É. (2014). *Échanges turbulents en convection htermique*. Thèse, ENS de Lyon.

[Salort *et al.*, 2014] Salort, J., Liot, O., Rusaoüen, É., Seychelles, F., Tisserand, J.-C., Creyssels, M., Castaing, B., & Chillà, F. (2014). Thermal boundary layer near roughnesses in turbulent Rayleigh-bénard convection : Flow structure and multistability. *Physics of Fluids*, 26(015112).

[Sarson & Jones, 1999] Sarson, G. R. & Jones, C. A. (1999). A convection driven geodynamo reversal model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 111(1), 3–20.

[Sawford, 1991] Sawford, B. L. (1991). Reynolds number effects in lagrangian stochastic models of turbulent dispersion. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(6), 1577–1586.

[Scagliarini *et al.*, 2014] Scagliarini, A., Gylfason, A., & Toschi, F. (2014). Heat-flux scaling in turbulent Rayleigh-Bénard convection with an imposed longitudinal wind. *Physical Review E*, 89(4), 043012.

[Schlichting & Gersten, 2000] Schlichting, H. & Gersten, K. (2000). *Boundary-layer theory*. Springer Science & Business Media.

[Schumacher, 2008] Schumacher, J. (2008). Lagrangian dispersion and heat transport in convective turbulence. *Physical Review Letters*, 100(134502).

[Schumacher, 2009] Schumacher, J. (2009). Lagrangian studies in convective turbulence. *Physical Review E*, 79(056301).

[Shen *et al.*, 1996] Shen, Y., Tong, P., & Xia, K.-Q. (1996). Turbulent convection over rough surfaces. *Physical Review Letters*, 76(6), 908.

[Shew *et al.*, 2007] Shew, W., Gasteuil, Y., Gibert, M., Metz, P., & Pinton, J.-F. (2007). Instrumented tracer for lagrangian measurements in Rayleigh-Bénard convection. *Review of Scientific Instruments*, 78(065105).

[Shishkina *et al.*, 2013] Shishkina, O., Horn, S., & Wagner, S. (2013). Falkner–skan boundary layer approximation in Rayleigh–Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 730, 442–463.

[Shraiman & Siggia, 1990] Shraiman, B. I. & Siggia, E. D. (1990). Heat transport in high-Rayleigh-number convection. *Physical Review A*, 42(6), 3650.

[Sommeria, 2003] Sommeria, J. (2003). Correlation Imaging Velocimetry at the Coriolis facility. *Documentation en ligne*. `http://www.legi.grenoble-inp.fr/web/IMG/pdf/CIV_doc_lim.pdf`.

[Spangenberg & Rowland, 1961] Spangenberg, W. G. & Rowland, W. R. (1961). Convective circulation in water induced by evaporative cooling. *Physics of Fluids*, 4(6), 743–750.

[Sparrow *et al.*, 1970] Sparrow, E. M., Husar, R. B., & Goldstein, R. J. (1970). Observations and other characteristics of thermals. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(04), 793–800.

[Sreenivasan, 1995] Sreenivasan, K. R. (1995). On the universality of the Kolmogorov constant. *Physics of Fluids*, 7(11), 2778–2784.

[Sreenivasan *et al.*, 2002] Sreenivasan, K. R., Bershadskii, A., & Niemela, J. J. (2002). Mean wind and its reversal in thermal convection. *Physical Review E*, 65(5), 056306.

[Stevens *et al.*, 2013] Stevens, R., van der Poel, E. P., Grossmann, S., & Lohse, D. (2013). The unifying theory of scaling in thermal convection : The updated prefactors. *Journal of fluid mechanics*, 730, 295–308.

[Stringano *et al.*, 2006] Stringano, G., Pascazio, G., & Verzicco, R. (2006). Turbulent thermal convection over grooved plates. *Journal of Fluid Mechanics*, 557, 307–336.

[Sun *et al.*, 2008] Sun, C., Cheung, Y.-H., & Xia, K.-Q. (2008). Experimental studies of the viscous boundary layer properties in turbulent Rayleigh–Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 605, 79–113.

[Sun *et al.*, 2005a] Sun, C., Xi, H.-D., & Xia, K.-Q. (2005a). Azimuthal symmetry, flow dynamics, and heat transport in turbulent thermal convection in a cylinder with an aspect ratio of 0.5. *Physical Review Letters*, 95(7), 074502.

[Sun *et al.*, 2005b] Sun, C., Xia, K.-Q., & Tong, P. (2005b). Three-dimensional flow structures and dynamics of turbulent thermal convection in a cylindrical cell. *Physical Review E*, 72(2), 026302.

[Sun *et al.*, 2006] Sun, C., Zhou, Q., & X., K.-Q. (2006). Cascades of velocity and temperature fluctuations in buoyancy-driven thermal turbulence. *Physical Review Letters*, 97(14), 144504.

[Sutherland *et al.*, 1999] Sutherland, B. R., Dalziel, S. B., Hughes, G. O., & Linden, P. F. (1999). Visualization and measurement of internal waves by 'synthetic schlieren'. part 1. vertically oscillating cylinder. *Journal of fluid mechanics*, 390, 93–126.

[Svoboda *et al.*, 2005] Svoboda, T., Martinec, D., & Pajdla, T. (2005). A convenient multicamera self-calibration for virtual environments. *PRESENCE : teleoperators and virtual environments*, 14(4), 407–422.

[Taylor, 1938] Taylor, G. I. (1938). The spectrum of turbulence. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 164 (pp. 476–490).

[Tennekes & Lumley, 1987] Tennekes, H. & Lumley, J. L. (1987). *A first course in turbulence*. MIT press.

[Tilgner *et al.*, 1993] Tilgner, A., Belmonte, A., & Libchaber, A. (1993). Temperature and velocity profiles of turbulent convection in water. *Physical Review E*, 47, R2253–R2256.

[Tisserand *et al.*, 2011] Tisserand, J.-C., Creyssels, M., Gasteuil, Y., Pabiou, H., Gibert, M., Castaing, B., & Chillà, F. (2011). Comparison between rough and smooth plates within the same Rayleigh–Bénard cell. *Physics of Fluids*, 23(1), 015105.

[Toschi & Bodenschatz, 2008] Toschi, F. & Bodenschatz, E. (2008). Lagrangian properties of particles in turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 41, 375–404.

[Tsai, 1987] Tsai, R. Y. (1987). A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3d machine vision metrology using off-the-shelf tv cameras and lenses. *Robotics and Automation*, 3(4), 323–344.

[Verzicco & Camussi, 2003] Verzicco, R. & Camussi, R. (2003). Numerical experiments on strongly turbulent thermal convection in a slender cylindrical cell. *Journal of Fluid Mechanics*, 477, 19–49.

[Volk *et al.*, 2011] Volk, R., Calzavarini, E., Leveque, E., & Pinton, J.-F. (2011). Dynamics of inertial particles in a turbulent von kármán flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 668, 223–235.

[Voth *et al.*, 2002] Voth, G. A., La Porta, A., Crawford, A. M., Alexender, J., & Bodenschatz, E. (2002). Measurement of particle accelerations in fully developped turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 469, 121–160.

[Wagner & Shishkina, 2015] Wagner, S. & Shishkina, O. (2015). Heat flux enhancement by regular surface roughness in turbulent thermal convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 763, 109–135.

[Welch, 1967] Welch, P. D. (1967). The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics*, 15(2), 70–73.

[Willert *et al.*, 2014] Willert, C., du Puits, R., & Resagk, C. (2014). Investigation of the turbulent boundary layer in high Rayleigh number convection in air using long PIV sequences. In *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.*

[Wu, 1991] Wu, X. Z. (1991). *Along a road to developed turbulence : free thermal convection in low temperature helium gas.* Thèse, University of Chicago, Department of Physics.

[Xi & Xia, 2008] Xi, H.-D. & Xia, K.-Q. (2008). Flow mode transitions in turbulent thermal convection. *Physics of Fluids*, 20(5), 055104.

[Xia *et al.*, 2003] Xia, K.-G., Sun, C., & Zhou, S.-Q. (2003). Particle image velocimetry measurement of the velocity field in turbulent thermal convection. *Physical Review E*, 66(066303).

[Xu & Bodenschatz, 2008] Xu, H. & Bodenschatz, E. (2008). Motion of inertial particles with size larger than kolmogorov scale in turbulent flows. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 237(14), 2095–2100.

[Xu *et al.*, 2006] Xu, H., Bourgoin, M., Ouellette, N. T., & Bodenschatz, E. (2006). High order lagrangian velocity statistics in turbulence. *Physical Review Letters*, 96(2), 024503.

[Yeung & Pope, 1989] Yeung, P. K. & Pope, S. B. (1989). Lagrangian statistics from direct numerical simulations of isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 207, 531–586.

[Zhang *et al.*, 1997] Zhang, J., Childress, S., & Libchaber, A. (1997). Non-boussinesq effect : Thermal convection with broken symmetry. *Physics of Fluids*, 9(4), 1034–1042.

[Zhou *et al.*, 2007] Zhou, Q., Sun, C., & Xia, K.-Q. (2007). Morphological evolution of thermal plumes in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review Letters*, 98(7), 074501.

[Zhou & Xia, 2010] Zhou, Q. & Xia, K.-Q. (2010). Measured instantaneous viscous boundary layer in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review Letters*, 104(10), 104301.

[Zimmermann *et al.*, 2013] Zimmermann, R., Fiabane, L., Gasteuil, Y., Volk, R., & Pinton, J.-F. (2013). Measuring lagrangian accelerations using an instrumented particle. *Physica Scripta*, 2013(T155), 014063.

Résumé

Lors de cette thèse nous avons étudié le phénomène de convection thermique turbulente. La compréhension des mécanismes du flux thermique induit est encore un défi. Dans cette optique, deux approches innovantes ont été utilisées.

La première a consisté en une approche Lagrangienne. Dans un premier temps, nous avons immergé une particule instrumentée munie de capteurs de température. Sa vitesse a été mesurée simultanément afin de calculer le flux thermique local transporté. En comparant les mesures effectuées à des simulations numériques et à des mesures Eulériennes, la pertinence de cette méthode a été révélée. Nous avons ensuite ensemencé l'écoulement avec des particules de diamètre inférieur à l'échelle dissipative du système. Nous avons alors pu effectuer leur suivi en 3D et nous intéresser aux statistiques turbulentes, ainsi qu'à la dispersion de paires.

Nous avons ensuite étudié une configuration où la plaque du bas comporte des rugosités contrôlées. Il est reconnu que cela amène une augmentation du transfert thermique supérieure à celle reliée à l'augmentation de surface. Nous avons mis en évidence des mécanismes possibles qui expliquent ce phénomène. Des mesures thermométriques dans une cellule remplie d'eau ainsi que des mesures vélocimétriques dans une cellule six fois plus grande remplie d'air ont permis d'observer un changement radical de la structure des couches limites au voisinage des rugosités, notamment l'apparition d'une couche limite turbulente. Ces mesures ont été accompagnées de mesures de vitesse de l'écoulement global qui ont révélé une augmentation drastique des fluctuations de vitesse ainsi que l'apparition d'un nouveau régime de turbulence.

Abstract

In this work, turbulent thermal convection is studied. Undestanding the mechanisms of induced thermal flux is still a challenge. In this context we used two innovative approaches.

The first one consists in a Lagrangian approach. An instrumented particle, designed for temperature measurements, is immersed in the flow. The simultaneous measurement of the temperature view from the particle and its velocity allows to obtain local Lagrangian heat flux. By comparing these measurements with numerical simulation and Eulerian investigations we can assert the relevance of this method. Then we seeded the flow with particles whose diameter is smaller than the dissipative scale of the system. We performed 3D tracking to access to turbulent statistics and pair dipersion.

On the other hand we study a configuration with controlled roughness on the bottom plate. It is well-known that it leads to thermal flux enhancement higher than the one linked to the surface increasing. We bring out possible mechanisms to explain this phenomenon. Thermometric measurements in water-filled cell and anemometric measurements in a six-time larger air-filled cell point out a dramatic change of the boundary layers structure close to roughness. Particularly a turbulent viscous boundary layer appears. Theses investigations are supplemented by velocity measurements of the global flow and reveal a large increase of velocity fluctuations and the appearance of a new turbulence regime.

Laboratoire de Physique
École Normale Supérieure de Lyon
46 allée d'Italie
69364 Lyon Cedex 07

École doctorale de PHysique et ASTrophysique de Lyon
4 rue Enrico Fermi
69622 Villeurbanne CEDEX