



HAL
open science

Propriétés de transport de particules et de température de la convection thermique turbulente

Elian Bernard

► **To cite this version:**

Elian Bernard. Propriétés de transport de particules et de température de la convection thermique turbulente. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. École Normale Supérieure de Lyon, 2024. Français. NNT: . tel-04939850

HAL Id: tel-04939850

<https://theses.hal.science/tel-04939850v1>

Submitted on 11 Feb 2025

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.



Numéro National de Thèse :

THÈSE

en vue de l'obtention du grade de Docteur, délivré par
l'École Normale Supérieure De Lyon

École Doctorale n°52

Physique et Astrophysique de Lyon (PHAST)

Discipline : Physique

Soutenue publiquement le 16/12/2024, par :

M. Elian BERNARD

Propriétés de transport de particules et de température de la convection thermique turbulente

Particle and temperature transport in turbulent thermal convection

Devant le jury composé de :

GIBERT Mathieu	<i>Chargé de recherche</i>	<i>Institut Néel</i>	Rapporteur
GALLET Basile	<i>Directeur de recherche</i>	<i>CEA</i>	Rapporteur
LIMARE Angela	<i>Ingénieure de recherche</i>	<i>IPGP</i>	Examinatrice
ALBOUSSIERE Thierry	<i>Directeur de recherche</i>	<i>UCBL</i>	Examinateur
MONCHAUX Romain	<i>Professeur des univ.</i>	<i>ENSTA</i>	Examinateur
CHILLÀ Francesca	<i>Professeure des univ.</i>	<i>ENS de Lyon</i>	Directrice
BOURGOIN Mickaël	<i>Directeur de recherche</i>	<i>ENS de Lyon</i>	Examinateur
SALORT Julien	<i>Chargé de recherche</i>	<i>ENS de Lyon</i>	Examinateur

Laboratoire de Physique de l'ENS de
Lyon
46 All. d'Italie
69007 LYON

Table des matières

1	Introduction générale	1
1.1	La convection naturelle	2
1.2	Modélisation de la convection thermique turbulente	2
1.2.1	Mise en équation du problème	2
1.2.2	Le modèle de Rayleigh-Bénard	3
1.2.3	Conditions limites du système	7
1.3	Approche Lagrangienne de la turbulence	8
1.4	Mesure de température dans les fluides	9
1.5	Caractéristiques de l'écoulement de convection	11
1.6	Objectifs de la thèse	11
2	Moyens expérimentaux de l'étude Lagrangienne	13
2.1	Montage expérimental	14
2.1.1	La cellule de Rayleigh Bénard	14
2.1.2	Les conditions limites du système	15
2.1.3	Les particules	16
2.2	L'algorithme Shake-the-Box et le processus de calibration	18
2.3	Analyse des volumes de Voronoï	20
2.4	Protocole expérimental	21
2.5	Calcul de la vitesse et de l'accélération des particules	25
3	Moyens expérimentaux et algorithmiques de l'étude des cristaux liquides thermochromiques	27
3.1	Les cristaux liquides thermochromiques	28
3.2	Dispositif expérimental	30
3.2.1	Cellule expérimentale	30
3.2.2	Caméra	30
3.2.3	L'éclairage	31
3.3	Calibration des cristaux	32
3.4	Acquisition et traitement d'image	36
3.4.1	Acquisition des images	36
3.4.2	Post processing des images	36
3.4.3	Mesure de température	37
3.4.4	Mesure de vitesse	39
3.5	Conditions expérimentales et acquisition	42
3.6	Le problème du laser	42
4	Résultats des expériences de cristaux liquides thermochromiques	45
4.1	Définition des moyennes	46
4.2	Dans le cœur de la cellule	46

4.2.1	Statistiques de vitesse	47
4.2.2	Statistiques de température	50
4.2.3	Flux de chaleur	51
4.3	Proche de la plaque chaude	53
4.3.1	Statistiques de vitesse	55
4.3.2	Statistiques de température et de flux de chaleur	57
4.3.3	Corrélation vitesse-température et dissipation thermique	62
4.4	Proche de la plaque froide	63
4.4.1	Mesure de température	63
4.5	Comparaison haut et bas des mesures de vitesse	65
4.6	Conclusion sur les mesures de TLC	67
5	Résultat des expériences de suivi Lagrangien	69
5.1	Etude pseudo-Eulérienne	70
5.1.1	Champs de vitesse moyenne	70
5.1.2	Champs de RMS de vitesse	73
5.2	Effet 3D de l'écoulement	75
5.3	Dispersion de paires	78
5.4	Dispersion de paires en remontant le temps	83
5.5	Statistiques Lagrangiennes	86
5.5.1	Distribution de vitesse	86
5.5.2	Autocorrélation	88
5.5.3	Fonctions de structure Lagrangiennes	90
5.6	Conclusion	92
6	Conclusion	93
	Conclusion	93
6.1	Résumé de la thèse et conclusion	94
	Bibliographie	97

CHAPITRE 1

Introduction générale

Sommaire

1.1	La convection naturelle	2
1.2	Modélisation de la convection thermique turbulente	2
1.2.1	Mise en équation du problème	2
1.2.2	Le modèle de Rayleigh-Bénard	3
1.2.3	Conditions limites du système	7
1.3	Approche Lagrangienne de la turbulence	8
1.4	Mesure de température dans les fluides	9
1.5	Caractéristiques de l'écoulement de convection	11
1.6	Objectifs de la thèse	11

1.1 La convection naturelle

La convection thermique est un phénomène présent partout dans l'univers et à de multiples échelles. C'est un phénomène que l'on retrouve dans de nombreux écoulements géophysiques, c'est par exemple la cause principale des vents (Stevens, 2005), ainsi que de la dérive des continents. C'est aussi un phénomène présent dans les étoiles (Jermyn et al., 2020) et les galaxies. Son rôle est également important pour des écoulements industriels, notamment pour les problématiques de refroidissement. Le point commun de tous ces écoulements est la présence de gradients de densité, qui sont dus à des gradients de température au sein du fluide.

En effet, la densité d'un fluide est un paramètre dépendant de la température, comme on peut le voir sur la figure 1.1 pour le cas de l'eau. Au-delà de 4°C, la densité décroît en fonction de la température, de telle sorte que si on imagine un fluide à température ambiante de 20°C soumis à la gravité, dans lequel on introduirait une poche de fluide à 10°C, celle-ci "coulerait" au fond de l'aquarium par effet de poussée d'Archimède avant que la chaleur ne redevienne homogène au sein du fluide par diffusion.

Si l'on imagine maintenant cette eau comprise entre deux plaques, l'une maintenue à 30°C en bas et l'autre maintenue à 10°C en haut, on crée alors un gradient instable et le fluide proche de la paroi froide va se refroidir par diffusion dans un premier temps avant de devenir trop dense et couler dans le fluide à température homogène. De la même façon, en bas, une couche de fluide va se réchauffer avant de s'élever dans le fluide environnant, plus froid.

Passé un régime transitoire, un mouvement global stationnaire va se créer et c'est ainsi que l'on obtient les mouvements du manteau terrestre ou les mouvements de masse d'air de la cellule de Hadley au niveau de l'atmosphère terrestre (Schulman, 1973).

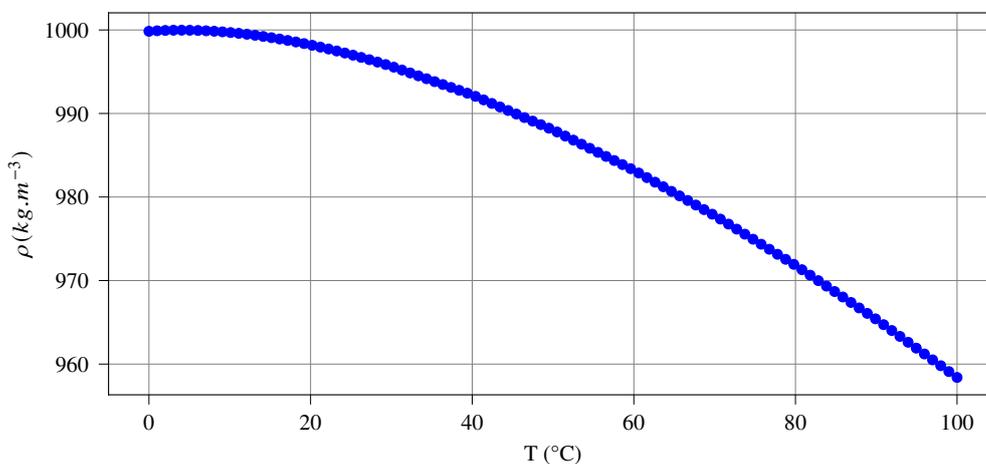


FIGURE 1.1 – Évolution de la masse volumique de l'eau en fonction de sa température.

1.2 Modélisation de la convection thermique turbulente

1.2.1 Mise en équation du problème

L'évolution d'un fluide incompressible newtonien soumis à une force de gravité est décrit par les équations de Navier Stokes avec un terme de poussée d'Archimède :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \mu \Delta v + \rho \mathbf{g} \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1.2)$$

ρ étant la densité du fluide, \mathbf{v} le champ de vitesse, p le champ de pression, μ sa viscosité dynamique et \vec{g} l'accélération de la pesanteur. Comme on le voit sur la figure 1.1, la masse volumique est une fonction de la température mais que l'on peut décomposer en deux termes : une masse volumique moyenne ρ_0 pour une température moyenne T_0 et un terme de variation $\delta\rho$, avec $\delta\rho \ll \rho_0$.

La prise en compte de la température sur les grandeurs physiques telles que ρ et μ dans l'équation (1.1) rend les calculs plus complexes encore, on utilise alors l'hypothèse de Boussinesq. Elle nécessite que la différence de température entre la plaque chaude et la plaque froide reste faible (dans l'eau, on applique généralement $\Delta T < 20^\circ C$), ce qui implique $\delta\rho \ll \rho_0$. D'après l'hypothèse de Boussinesq, on peut alors négliger les fluctuations de température sur les grandeurs physiques du fluide (μ ou κ) à l'exception de la densité que l'on peut écrire au premier ordre comme :

$$\rho = \rho_0[1 + \alpha(T - T_0)] \quad (1.3)$$

Où α est le coefficient de dilatation thermique du fluide. Enfin, on peut ne considérer les variations de densité que sur le terme de force de pesanteur, qui dérive d'un potentiel donc que l'on peut écrire $\mathbf{g} = -\nabla(gz)$. On obtient alors, d'après l'équation (1.1) :

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho_0(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla(p + \rho_0 gz) + \mu \Delta v + \rho_0 \alpha \mathbf{g}(T - T_0) \quad (1.4)$$

On note l'apparition d'un terme de forçage thermique à droite dans l'équation (1.4), via lequel les fluctuations de température vont mettre en mouvement le fluide. Ces équations ne possèdent malheureusement pas de solution analytique non triviale connue.

On peut également écrire l'équation de conservation de la chaleur, dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T = \kappa \nabla^2 T \quad (1.5)$$

1.2.2 Le modèle de Rayleigh-Bénard

Afin de modéliser l'écoulement de convection, on utilise le modèle de Rayleigh-Bénard introduit par Henry Bénard en 1901 (Bénard, 1901) et généralisé par Lord Rayleigh en 1916 (Rayleigh, 1916), schématisé sur la figure 1.2. Ce modèle consiste en une couche de fluide de hauteur H confinée entre deux plaques de longueur L à T_c et T_f avec $T_c > T_f$. On définira la différence de température entre les plaques comme $\Delta T = T_c - T_f$. Passé un temps de convergence, on arrive à un point de fonctionnement avec une circulation grande échelle stable (bistable en réalité car la circulation peut changer de sens

spontanément sur des temps longs) et une température au cœur de la cellule $T_m = \frac{T_f + T_c}{2}$, de telle sorte que l'on ait un transfert thermique global de la plaque chaude vers la plaque froide.

Comme la plupart des problèmes de mécanique des fluides, on peut définir des nombres sans dimension et chercher des lois d'échelle en fonction de ces derniers. Dans notre cas, on peut en définir quatre :

$$Ra = \frac{g\alpha\Delta TH^3}{\nu\kappa} \quad Re = \frac{UH}{\nu} \quad Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad Nu = \frac{QH}{\lambda\Delta T} \quad (1.6)$$

Le nombre de Rayleigh Ra caractérise les forces de flottabilité causées par le forçage thermique, avec \vec{g} l'accélération de la pesanteur et α le coefficient de dilatation thermique, par rapport aux effets diffusifs, avec ν la diffusivité visqueuse cinématique et κ la diffusivité thermique.

Le nombre de Prandtl compare les effets diffusifs visqueux et thermiques entre eux et ne dépend que du fluide, de sa température et de sa pression. Enfin, les rapports d'aspect Γ_{xy} , qui compare la hauteur et la longueur de la cellule, et Γ_{yz} , qui compare la hauteur et la profondeur de la cellule. Dans ce manuscrit on fixera $\Gamma_{xy} = 1$ et $\Gamma_{yz} = \frac{1}{4}$ soit une cellule de Rayleigh Bénard de section carrée, de hauteur H et de profondeur $H/4$.

$$\Gamma_{xy} = \frac{H}{L} \quad \Gamma_{yz} = \frac{d}{L} \quad (1.7)$$

Les nombres de Prandtl, de Rayleigh et les rapports d'aspect sont des paramètres dits de contrôle, dans la mesure où on peut les fixer *a priori* et les imposer à un système de Rayleigh-Bénard.

Le nombre de Nusselt, en revanche, caractérise la réponse du système et compare le flux de chaleur global par rapport à un flux de chaleur purement conductif. A faible nombre de Rayleigh, avec un ΔT très faible par exemple, bien qu'instable, le gradient de densité ne sera pas assez fort pour déclencher un mouvement de convection, le transfert thermique est purement conductif et le nombre de Nusselt vaut 1.

Comme souvent en turbulence, on étudie le nombre de Reynolds qui compare les effets d'inertie par rapport aux effets visqueux. C'est également un paramètre de réponse du système. Expérimentalement, on trouve une loi de puissance en $1/2$ entre le nombre de Rayleigh et le nombre de Reynolds, soit $Re \propto Ra^{1/2}$ (Grossmann and Lohse, 2002).

On atteint ensuite un nombre de Rayleigh critique $Ra_c \approx 1700$, (Pellew and Southwell, 1940) où les premiers mouvements de fluide apparaissent. Ce seuil de convection est très faible, par exemple, dans le cas de l'eau, avec un ΔT de 1°C , à une température moyenne de 20°C , 5 mm de distance entre les plaques suffisent à déclencher la convection.

Ainsi, au-dessus de ce nombre de Rayleigh critique, le fluide se met en mouvement et transporte de la chaleur de la plaque du bas vers la plaque du haut, on a donc $Nu > 1$. Proche du nombre de Rayleigh critique, les mouvements de fluide sont dominés par des effets de viscosité, c'est un régime de convection laminaire.

En augmentant encore le nombre de Rayleigh, on augmente également le nombre de Reynolds et on

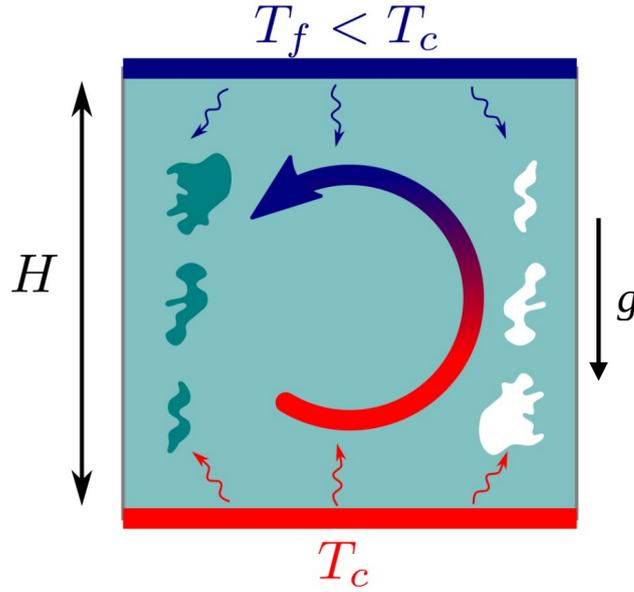


FIGURE 1.2 – Schéma de la cellule de Rayleigh-Bénard.

entre dans la zone de convection turbulente, pour des nombres de Rayleigh de l'ordre de 10^5 . La création de turbulence est synonyme de mélange et se traduit par une homogénéisation de la température dans le cœur de la cellule et le développement de couches limites thermiques de taille caractéristique δ dans lesquelles se concentrent les gradients thermiques, et que l'on définit selon l'équation (1.8).

$$\delta_\theta = \frac{H}{2Nu} \quad (1.8)$$

Une couche limite visqueuse se développe également le long des plaques chaude et froide, dont on peut estimer la taille en fonction du nombre de Reynolds (LANDAU and LIFSHITZ, 1959) :

$$\delta_\nu \approx \frac{H}{Re^{1/2}} \quad (1.9)$$

La structure de l'écoulement établie est alors la suivante : on a une circulation grande échelle, avec un maximum de vitesse horizontale proche des plaques chaude et froide et un maximum de vitesse verticale à mi-hauteur (Méthivier, 2022). Tous ces mouvements de fluide sont alimentés par les panaches, des morceaux de couche limite plus chaud (respectivement froid) émis proche des plaques haute et basse et qui se déplacent verticalement dans le fluide par effet de flottabilité.

Pendant longtemps, les efforts de la communauté se sont concentrés sur une relation entre le nombre de Nusselt et les autres nombres sans dimension du système, de sorte à trouver une relation du type $Nu = Ra^\alpha Pr^\gamma \Gamma^\beta$. Une telle approche s'intéresse au transfert thermique global et non aux transferts thermiques locaux qui se produisent au sein de la cellule, par exemple les interactions entre les panaches et la circulation grande échelle.

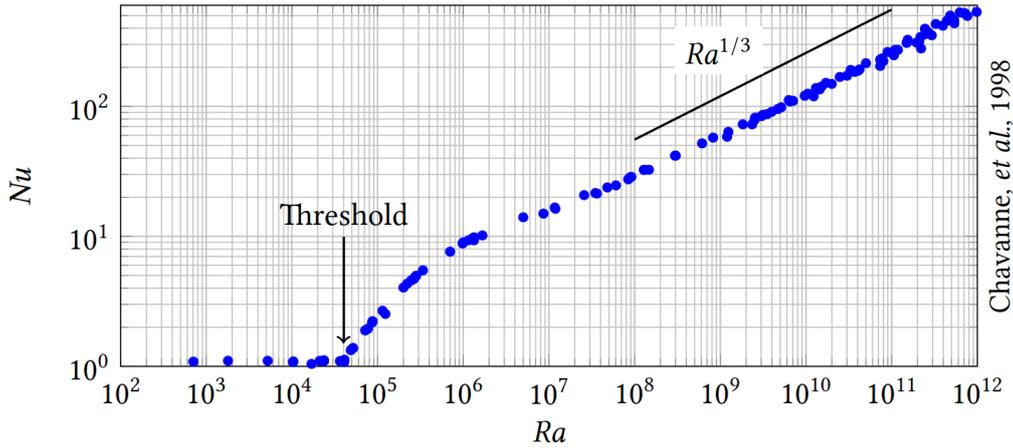


FIGURE 1.3 – Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh, d'après les données de (Chavanne et al., 1997).

Comme on le voit sur la figure 1.3, quand la convection devient turbulente, une loi de puissance avec un exposant $1/3$ semble apparaître de sorte que l'on trouve $Nu \propto Ra^{1/3}$ (Malkus and Chandrasekhar, 1954; Goldstkin and Tokuda, 1980; Funfschilling et al., 2005).

Grossmann and Lohse (2000) ont développé un modèle à deux équations permettant de lier les nombres de Nusselt, Rayleigh et Reynolds entre eux, basé sur 6 paramètres libres qui ont été testés sur des données expérimentales et des simulations (DNS) dans une cuve de Rayleigh-Bénard cylindrique. Ce modèle, qui prévoit notamment la superposition de plusieurs régimes en fonction de un nombre de Rayleigh, fonctionne bien pour des nombres de Rayleigh compris entre 10^6 et 10^{10} . Il prédit notamment un régime à haut nombre de Rayleigh où on obtient bien une dépendance en $1/3$ entre le nombre de Rayleigh et le nombre de Nusselt.

Pour des grands nombres de Rayleigh, au-delà de 10^{12} , un régime asymptotique, dit "ultime", a été théorisé par Kraichnan (1962), avec comme hypothèse la transition des couches limite visqueuse de l'état laminaire à l'état turbulent. D'après Kraichnan, on obtient dans ce cas :

$$Nu \propto Ra^{1/2} (\ln(Ra))^{-3/2} Pr^{-1/4} \quad (1.10)$$

$$Re \propto Ra^{1/2} (\ln(Ra))^{-1/2} Pr^{-1/2} \quad (1.11)$$

Dans ce régime "ultime", on aurait donc une dépendance en loi de puissance d'exposant $1/2$ entre le nombre de Nusselt et le nombre de Rayleigh, ce qui augmenterait drastiquement le transfert thermique. Néanmoins, les données expérimentales ne montrent pas de consensus (Lohse and Shishkina, 2024). La figure 1.4 montre l'évolution du nombre de Nusselt compensé par $Ra^{1/3}$ pour différentes expériences atteignant au moins $Ra = 10^{12}$, où l'on attend la transition vers le régime ultime.

On observe un point d'inflexion aux alentours de $Ra = 10^{11}$ sur certaines séries de points, par exemple Grenoble $\Gamma = 1.14$ ou Trieste $\Gamma = 1$, mais cette transition n'est pas systématique et peut être sous-critique (Roche, 2020), ce qui laisse à penser que la transition vers le régime ultime dépend

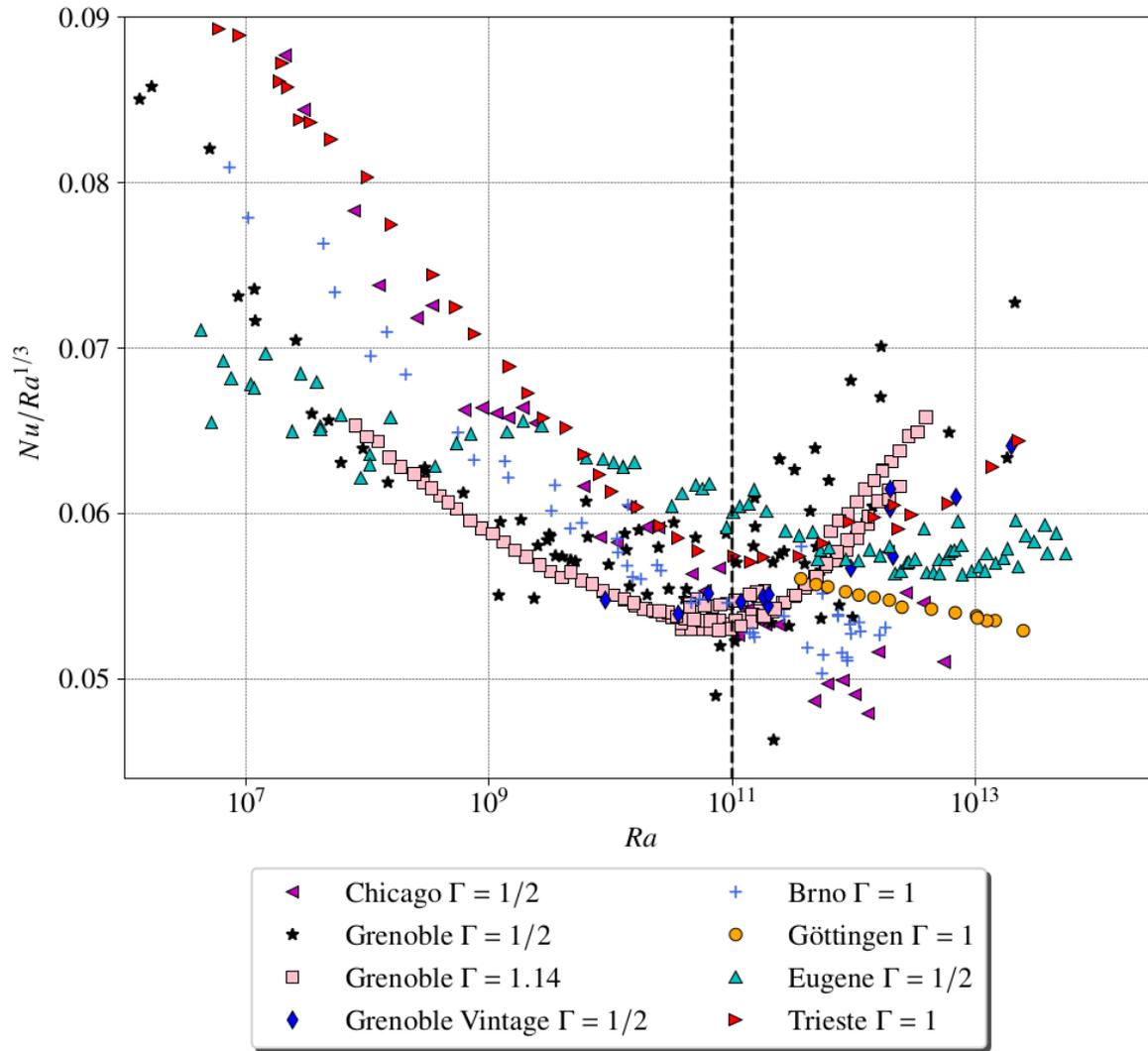


FIGURE 1.4 – Nombre de Nusselt, compensé par $Ra^{1/3}$ en fonction du Reynolds pour différentes expériences (figure tirée de Méthivier (2022)).

d'autres paramètres, comme le nombre de Prandtl ou le rapport d'aspect, par exemple.

D'après Méthivier et al. (2022), une signature plus générale du régime ultime, ou tout du moins de la transition à la turbulence dans les couches limites, serait un plateau qui apparaît lorsque l'on trace $\frac{Nu}{Re^{0.8}Pr^{0.6}}$ en fonction de $RePr$. Dans ce cas, les données convergent et les séries qui n'ont pas transité sur la figure 1.4, comme Göttingen $\Gamma = 1$ par exemple, n'atteignent pas ce plateau.

1.2.3 Conditions limites du système

Le cas canonique de la convection de Rayleigh-Bénard est la cuve cylindrique avec des plaques lisses en haut et en bas. Néanmoins, le régime ultime théorisé par Kraichnan se basant sur la transition des couches limites visqueuses vers un état turbulent, l'ajout de rugosité à la surface des plaques est utilisé comme moyen de favoriser cette transition par Roche et al. (2001). Les rugosités semblent également plus réalistes par rapport aux écoulements géophysiques et industriels, où les surfaces sont

rarement de grandes plaques lisses.

En ajoutant des rugosités à l'une des plaques, une nette augmentation du nombre de Nusselt (Tisserand et al., 2011; Belkadi et al., 2021; Tummers and Steunebrink, 2019) a été observée, par rapport à la même cuve avec des plaques lisses.

Ce phénomène se produit lorsque la couche limite thermique définie par l'équation (1.8) devient de l'ordre de grandeur des rugosités.

La cause de cette augmentation du transfert thermique ne peut pas s'expliquer uniquement par l'augmentation de la surface de la plaque due aux rugosités et suppose une modification dans l'émission ou la dynamique des panaches à proximité de la plaque rugueuse.

1.3 Approche Lagrangienne de la turbulence

La turbulence est souvent décrite d'un point de vue Eulérien, c'est-à-dire que l'on mesure la vitesse à un point fixe, comme avec un anémomètre à fil chaud ou avec une mesure de *Particule Image Vélocimetry* (PIV). L'autre approche, dite Lagrangienne, consiste à se placer du point de vue de la particule fluide et de les suivre dans le temps. Cette approche est particulièrement appropriée quand on s'intéresse aux problématiques de transport liées à la turbulence, comme par exemple le transport de polluants par les vents atmosphériques (Taylor, 1922).

Expérimentalement, la méthode de *Particle Tracking Velocimetry* (PTV), qui consiste à ensemencher un écoulement de particules et reconstituer leur trajectoire dans le temps, s'est grandement développée depuis le début des années 2000. L'augmentation des capacités de stockage et de puissance de calcul ont permis de passer d'un suivi de quelques centaines de particules à plusieurs centaines de milliers simultanément, avec notamment le développement récent de l'algorithme *Shake-the-Box* (Schröder and Schanz, 2023).

Des trajectoires obtenues, on peut étudier de nombreuses statistiques Lagrangiennes, que l'on peut comparer avec quelques résultats théoriques dans le cadre de la turbulence homogène isotrope. Dans le point de vue Eulérien, on utilise souvent la fonction de structure, définie par :

$$S_p^E(\vec{r}) = \langle (\vec{u}(\vec{x} + \vec{r}) - \vec{u}(\vec{x}))^p \rangle \quad (1.12)$$

où \vec{r} est la distance entre deux point de coordonnées \vec{x} et $\vec{x} + \vec{r}$.

En faisant l'hypothèse de turbulence homogène isotrope, on peut relier la fonction de structure au taux de dissipation d'énergie ϵ :

$$S_p^E(\vec{r}) \propto (\epsilon r)^{p/3} \quad (1.13)$$

Si on prend $p = 2$, la fonction de structure d'ordre 2, on obtient globalement la corrélation de vitesse et sa transformée de Fourier permet d'obtenir la densité spectrale de puissance (théorème de Wiener-Kinchine). La relation (1.13) permet donc de déduire la fameuse loi du spectre en $-5/3$

proposée par Kolmogorov (1941).

Dans le cas Lagrangien, on définit la fonction de structure par :

$$S_p^L(\tau) = \langle (\vec{u}(t + \tau) - \vec{u}(t)) \rangle \propto (\epsilon\tau)^{p/2} \quad (1.14)$$

Et dans le cas $p = 2$:

$$S_2^L(\tau) = C_0\epsilon\tau \quad (1.15)$$

C_0 étant une constante qui tend vers 7 quand le nombre de Reynolds tend vers l'infini (Ouellette et al., 2006).

Plusieurs autres statistiques Lagrangiennes, comme l'autocorrélation de vitesse, d'accélération ou la dispersion de paires seront étudiées dans ce manuscrit.

Des expériences de suivi Lagrangien ont déjà été réalisées dans l'équipe, avec les thèses d'Olivier Liot (2015) et de David Dumont (2021), avec pour but d'étudier si une turbulence non homogène et non isotrope générée par la convection de Rayleigh-Bénard obéit aux lois trouvées dans le cadre de la turbulence homogène isotrope et observer l'impact de l'écoulement grande échelle sur les statistiques Lagrangiennes.

Si ces études ont permis de poser des bases de turbulence Lagrangienne en cellule de Rayleigh-Bénard, elles utilisaient des algorithmes développés dans le laboratoire ne permettant pas de suivre un grand nombre de particules en même temps. Elles se sont également concentrées sur une cellule de Rayleigh-Bénard octogonale.

Le projet de cette thèse repose sur l'utilisation d'une nouvelle solution technique et de conduire cette fois l'étude dans une cellule rectangulaire.

1.4 Mesure de température dans les fluides

Les méthodes de mesure de la température dans un fluide sont principalement ponctuelles et reposent principalement sur un composant dont la résistance varie avec la température ou un thermocouple utilisant l'effet Seebeck. Dans les deux cas, on obtient la mesure de température par une mesure de tension.

On peut citer comme exemple de thermo-résistance, les PT-100 dont le platine qui les compose montre une réponse relativement linéaire avec la température (2.1). Les PT-100 sont d'une grande précision mais ont une sensibilité relativement faible ($0.3 \Omega.K^{-1}$).

Les thermistances sont une autre famille de capteurs de température composée le plus souvent d'oxyde métallique, dont les variations de résistivité sont plus abruptes, leur réponse est donc moins linéaire mais offre une meilleure sensibilité, malgré une précision absolue moindre. Elles peuvent également être plus petites que les PT-100, qui peuvent difficilement descendre sous le mm^2 , ce qui en fait de bons capteurs pour mesurer des fluctuations locales (Salort et al., 2014).

Concernant les mesures 2D, on peut citer l'ombroscopie, qui consiste à observer les variations d'indice optique dans un fluide transparent, que l'on peut relier à la dérivée seconde de la température. Les montages les plus courants consistent en une source lumineuse parallèle assez éloignée de l'écoulement pour que l'on puisse considérer les rayons incidents parallèles entre eux. Ces rayons traversent ensuite

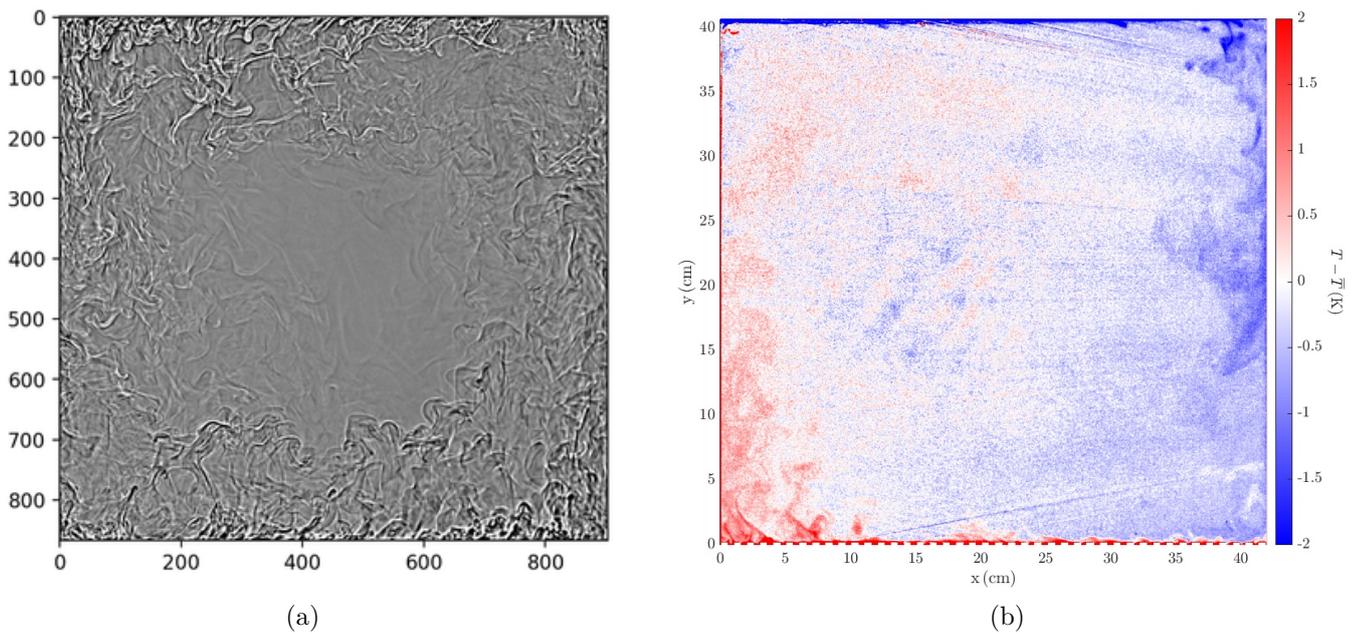


FIGURE 1.5 – (a) Image d’ombroscopie dans la cellule lisse-lisse $Ra = 5 \times 10^{10}$ (figure tiré de Méthivier (2022)) (b) Champs instantané de température mesuré par LIF dans une cellule de Rayleigh-Bénard (source Clément Toupoint).

le fluide et sont déviés par des variations d’indices optiques locaux, elles-mêmes liées à des variations de densité causées par les gradients de température, avant d’atteindre un écran situé derrière l’expérience. À cause de ces déviations de rayon lumineux, on observe alors des zones brillantes et des zones sombres sur l’écran, comme on peut le voir sur la figure 1.5 (a).

Cette méthode présente l’avantage d’être non intrusive, relativement simple à installer, mais ne donne que des renseignements qualitatifs sur la température et intègre les variations thermiques sur la profondeur, ce qui peut poser un problème dans le cas d’un écoulement 3D.

Une autre technique de mesure, quantitative cette fois, repose sur le principe de la LIF, *Laser Induced Fluorescence*, soit l’excitation par laser d’une espèce chimique qui va réémettre spontanément et dont l’intensité de la réémission dépendra de sa concentration locale et donc de la densité du fluide (Sakakibara and Adrian, 1997), soit la température à un coefficient de proportionnalité près (voir équation (1.3)). Des travaux de LIF ont été réalisés dans l’équipe par Clément Toupoint, en utilisant 2 types de rhodamine (rhodamine B et 110), éclairée par une nappe laser bleue, les deux composants différents permettant de réaliser une mesure ratiométrique. Une image de champ thermique instantané est montrée figure 1.5 (b). Si cette méthode offre une excellente résolution spatiale (on connaît la température sur chaque pixel) et permet une précision de l’ordre du dixième de °C, elle est très sensible aux variations de la lumière utilisée pour exciter la rhodamine et à la lumière extérieure, ainsi qu’aux variations locales d’indice optique dues aux panaches qui peuvent créer les stries horizontales que l’on voit sur la figure 1.5 (b). La rhodamine est également une espèce chimique toxique et cancérigène.

Ces dernières années une méthode quantitative basée sur l’usage de cristaux liquides à été mise en place (Smith et al., 2001), donnant des résultats dans des cellules de Rayleigh Bénard jusqu’à $Ra = 10^9$ (Schiepel et al., 2021).

1.5 Caractéristiques de l'écoulement de convection

Nous allons étudier un écoulement de convection dans une cellule de Rayleigh Bénard de rapport d'aspect $\Gamma_{xy} = 1$ et $\Gamma_{yz} = \frac{1}{4}$, qu'Olivier Liot a caractérisé dans sa thèse en faisant des mesures de PIV à mi-profondeur (Liot et al., 2017). Ces données sont présentées sur la figure 1.6, avec les composantes de vitesse horizontale (a), verticale (b) et la norme (c), avec $Ra = 6.9 \times 10^{10}$.

On définit l'axe y comme l'axe vertical, associé à la vitesse verticale v , l'axe x comme l'axe horizontal, avec la vitesse horizontale u et enfin la profondeur est associée à l'axe z , avec la vitesse transverse w .

Cette figure montre bien l'aspect inhomogène et anisotrope de l'écoulement à grande échelle : on observe la présence d'un maximum de vitesse horizontale (en valeur absolue) proche de la plaque chaude et froide, dans une région que l'on nommera le vent. Pour la vitesse verticale, les maxima et minima se trouvent proches des parois dans le plan yz , avec deux structures que l'on nommera jets. Les jets sont légèrement plus chauds pour le jet ascendant et plus froids pour le jet descendant, car ils transportent les panaches émis proches des plaques chaudes et froides.

On constate que le cœur de la cellule est relativement homogène et isotrope, avec une vitesse plus faible que dans les jets ou les vents.

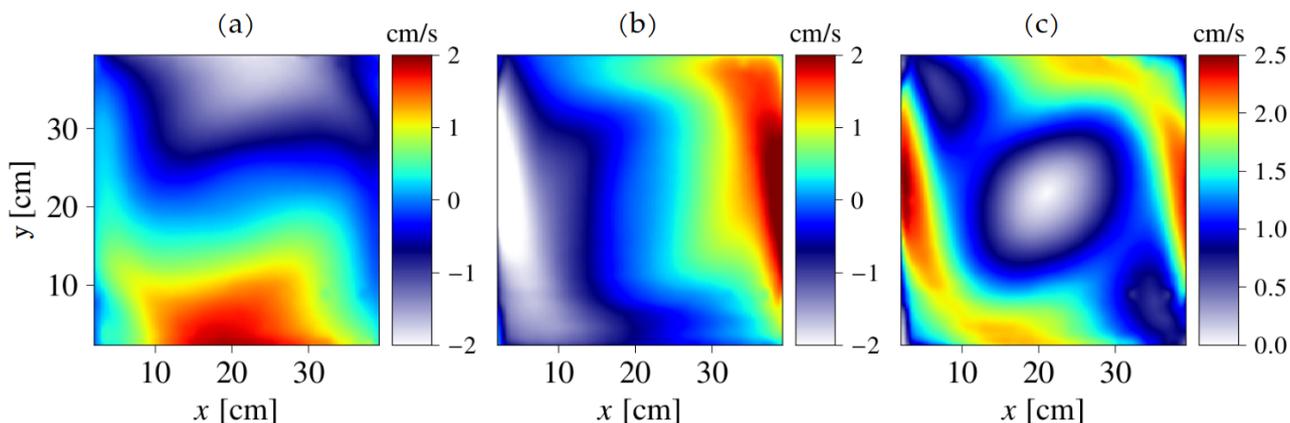


FIGURE 1.6 – Composantes de vitesse (a) horizontale, (b) verticale et (c) norme, obtenues par PIV, dans une cellule de Rayleigh Bénard avec $Ra = 6.9 \times 10^{10}$ (figure tiré de la thèse de Lucas Méthivier (2022)).

1.6 Objectifs de la thèse

La principale question qui a motivé cette thèse est de comprendre la raison de l'augmentation du transfert thermique lors de l'ajout de conditions limites rugueuses, en étudiant la turbulence Lagrangienne et les constantes associées, dans la continuité de la thèse de David Dumont (2021).

La première approche a été de chercher une signature de ces rugosités dans les statistiques Lagrangiennes de vitesse, en comparant une cellule de Rayleigh-Bénard rectangulaire équipée de plaques chaude et froide lisse et la même cellule où on ajoute des rugosités de 2 mm sur la plaque chaude (plaque du bas). Pour cela, nous avons réalisé des expériences de suivi Lagrangien de particule dans les deux cas de cellule, en suivant jusqu'à 16000 particules simultanément, avec l'algorithme Shake-the-Box. Une comparaison des statistiques Lagrangiennes telles que la dispersion de paires ou la fonction

de structure d'ordre 2 a été effectuée dans les deux cas.

Dans un second temps, nous avons développé une méthode de mesure de température 2D dans le fluide à l'aide de cristaux liquides thermochromiques (TLC), à partir desquelles nous avons également mesuré la vitesse par PIV. Cette méthode de mesure à été mise en application dans la cellule de Rayleigh-Bénard équipée d'une plaque rugueuse proche de la plaque chaude et d'une plaque lisse en haut, afin de mesurer le transport de chaleur local par la convection thermique.

Moyens expérimentaux de l'étude Lagrangienne

Sommaire

2.1	Montage expérimental	14
2.1.1	La cellule de Rayleigh Bénard	14
2.1.2	Les conditions limites du système	15
2.1.3	Les particules	16
2.2	L'algorithme Shake-the-Box et le processus de calibration	18
2.3	Analyse des volumes de Voronoï	20
2.4	Protocole expérimental	21
2.5	Calcul de la vitesse et de l'accélération des particules	25

2.1 Montage expérimental

2.1.1 La cellule de Rayleigh Bénard

Pour toutes les expériences décrites dans ce manuscrit, nous utiliserons une cellule de Rayleigh Bénard parallélépipédique de rapport d'aspect $\Gamma_{x,y} = 1$ et $\Gamma_{y,z} = \frac{1}{4}$, de $H = 41.5$ cm de hauteur et $d = 10.5$ cm de profondeur. Ces caractéristiques géométriques nous permettent d'explorer une gamme de nombre de Rayleigh compris entre 10^{10} et 10^{11} dans une cellule remplie d'eau, en restant dans l'approximation de Boussinesq (Gray and Giorgini, 1976), selon laquelle les variations de température ne font qu'ajouter un terme de flottabilité à l'équation de Navier Stokes eq. (1.4) et ne modifient pas les caractéristiques physiques du fluide telle que sa viscosité ou sa capacité thermique. Afin de rester dans le cadre de cette hypothèse, on limitera la différence de température entre les plaques à 25°C maximum.

Les parois sont en verre et d'une épaisseur de 1 cm. La verre favorise l'accès optique par rapport à une paroi en plexiglas, dans laquelle il peut y avoir des gradients d'indice optique locaux (Liot et al., 2019) mais au détriment de l'isolation thermique. Les pertes étant directement reliées à la différence entre la température au cœur de la cellule et celle de l'air à l'extérieur, on place l'expérience dans un caisson en bois afin d'avoir une température la plus homogène possible dans l'air du caisson, au plus proche de la température du cœur de la cellule, et de l'isoler des fluctuations de température de la pièce, lors de l'ouverture de la porte de la salle où se situe l'expérience par exemple.

La plaque du bas est en aluminium anodisé de 4 cm d'épaisseur et est chauffée de façon surfacique à l'aide d'une résistance chauffante flexible en polyamide de la marque *Omega* collée sous la plaque (figure 2.2 (b)). Cette résistance est alimentée par une alimentation continue *Xantrex XDC 300-20* capable de fournir jusqu'à 20A sous 300V, contrôlée par un programme python via un bus GPIB. Cette alimentation est asservie de sorte à fournir une puissance constante, on impose donc un flux constant dans la plaque, ce qui implique que la température de la plaque est moins homogène que dans le cas d'une plaque régulée en température. On observe un gradient maximal de 0.5°C entre les deux extrémités de la plaque, ce qui est acceptable compte tenu du ΔT . La température de la plaque est obtenue à l'aide de trois résistances de platine (PT-100) placées à l'intérieur la plaque via des trous percés à mi-hauteur, on mesure la température globale de la plaque en faisant la moyenne des trois. Les PT-100 sont entourées de pâte thermique afin d'améliorer le contact entre la plaque et le capteur, la présence d'air dans le trou ayant un effet de résistance thermique.

La plaque du haut, en cuivre anodisé et de 4 cm d'épaisseur, est asservie en température et refroidie par un bain thermique *Lauda RP 845*. Un mélange d'éthylène glycol rentre à gauche de la plaque puis circule dans un serpentin usiné dans sa partie supérieure (figure 2.2 (b)) avant de ressortir à l'autre extrémité. La température est définie manuellement sur le bain thermique mais les tuyaux circulant à l'air libre, ils ont des pertes thermiques, la température du liquide de refroidissement quand il rentre dans la plaque est plus chaude que la température de consigne. Deux PT-100 sont placés dans la plaque afin d'en contrôler la température réelle, avec un écart observé entre les deux sondes inférieur à 0.1°C .

Les PT-100 mentionnées plus haut sont des résistances de platine de classe 1/10 B de chez *Radiospare*, ce qui correspond à une résistance à 0°C de $R = 100 \pm 0.01 \Omega$ et à $R = 138.5 \pm 0.03 \Omega$. Entre ces deux températures, la résistance varie selon l'équation (2.1)

$$R(T) = R_0(1 + \alpha T + \beta T^2) \quad (2.1)$$

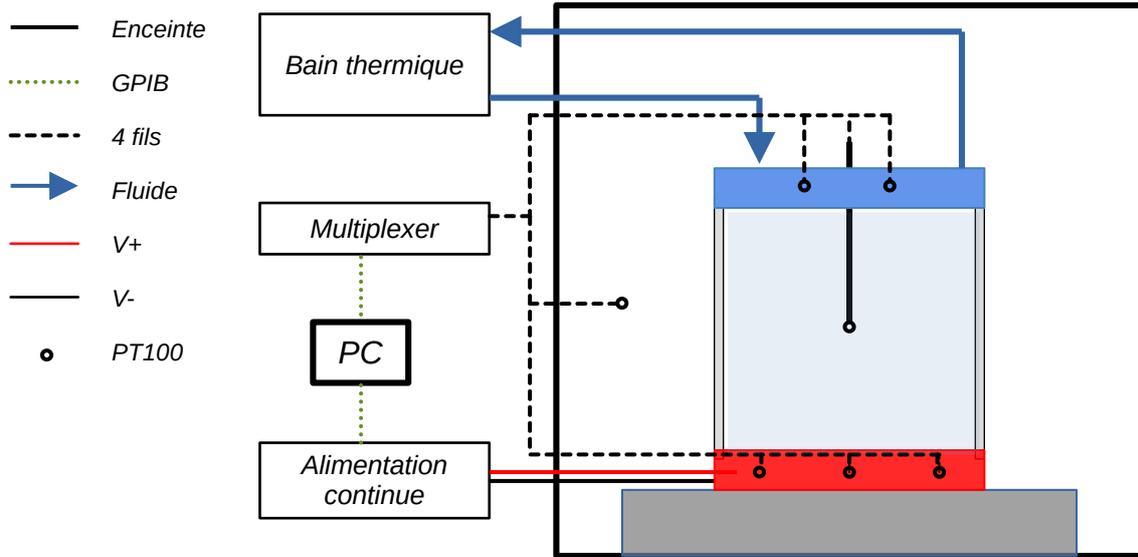


FIGURE 2.1 – Schéma de fonctionnement de notre cellule de Rayleigh Bénard.

Les coefficients standards sont :

$$— \alpha = 3.9083^{\circ}\text{C}^{-1}$$

$$— \beta = -5.775 \times 10^{-7}^{\circ}\text{C}^{-2}$$

La température du cœur de la cellule, $T_{\text{cœur}} = \frac{T_{\text{chaud}} + T_{\text{froid}}}{2}$, n'est pas connue *a priori* car nous n'imposons pas la température de la plaque chaude, c'est pourquoi une dernière PT-100 mobile peut être insérée au centre de la cellule afin de connaître la température du cœur de la cellule, l'état stationnaire étant considéré comme atteint lorsque cette dernière se stabilise. Le réglage du Rayleigh et de la température moyenne se fait donc par un processus itératif sur la puissance en fonction de la température mesurée par la PT-100 placée au centre de la cellule. Une dernière PT-100 est placée à l'air libre dans le caisson afin de mesurer la température dans l'enceinte.

La résistance des fils n'étant pas négligeable devant la résistance des PT-100 (100Ω à 0°C), elles sont branchées en 4 fils, c'est à dire qu'on envoie du courant avec deux fils et on mesure la tension aux bornes de la résistance avec deux autres fils. On n'a donc aucune chute de tension à cause de la résistance des fils car le courant qui circule dans les fils qui mesurent la tension est nul.

Un *Agilent 34970A* sert de multiplexeur et récupère les signaux des PT-100. Il est connecté en GPIB à un ordinateur afin de sauvegarder les signaux des sept PT-100 (trois dans la plaque du bas, deux dans la plaque du haut, une mobile et une extérieure) et la puissance fournie à la plaque du bas par l'alimentation à une fréquence de 0.1 Hz .

Enfin, la cellule est remplie d'eau déionisée afin d'éviter les dépôts de calcaire sur les vitres et dégazée par ébullition pendant 30 minutes afin de limiter l'apparition de bulles qui pourraient s'agréger sous la plaque froide, créant une couche d'air isolante.

L'ensemble du montage est résumé figure 2.1.

2.1.2 Les conditions limites du système

Nous étudierons deux cas de conditions limites dans cette thèse : le cas avec des plaques lisses en haut et en bas de la cellule, cas dit "lisse-lisse" dans la suite, configuration classique dans la convection

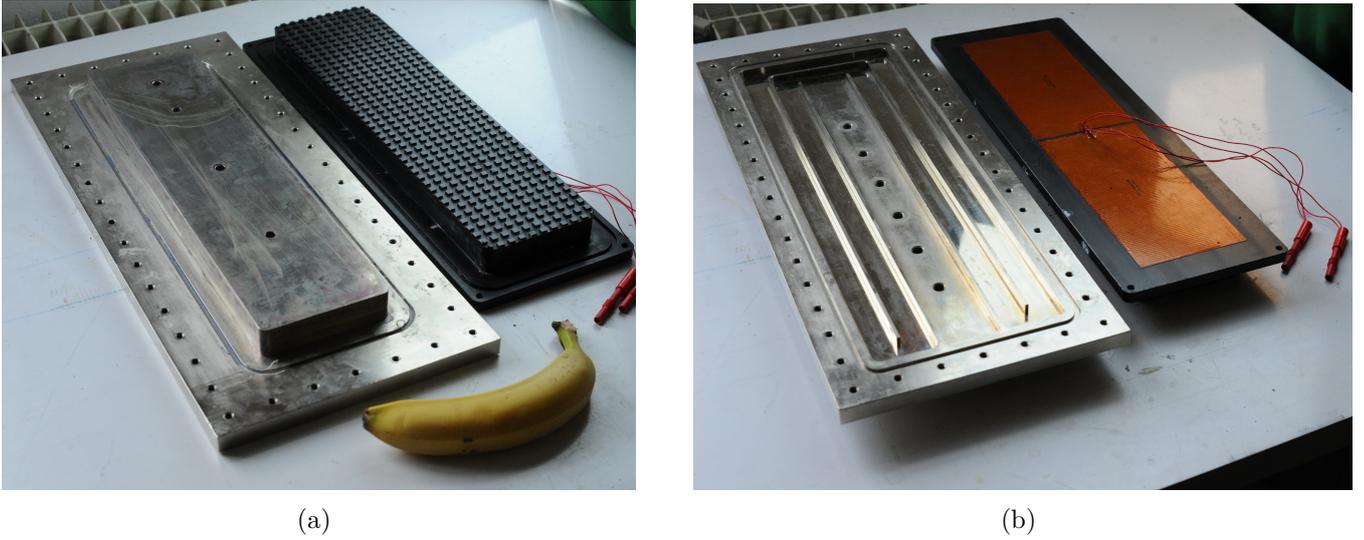


FIGURE 2.2 – (a) Plaque haute lisse (gauche) et basse rugueuse (droite) côté fluide. La banane sert d'échelle. (b) côté régulation thermique, on voit le serpentin de circulation du fluide de refroidissement sur la plaque du haut et la résistance flexible collée sous la plaque du bas.

de Rayleigh Bénard et un cas avec une plaque rugueuse en bas et une plaque lisse en haut, donc des conditions limites dissymétrique, dit "lisse-rugueux". On peut voir les deux types de plaque sur la figure 2.2. Les rugosités sont matérialisées par des petits plots de section carrée de 2 mm de haut et $5 \times 5 \text{ mm}^2$ de surface. Les plots sont espacés de 5 mm dans les deux directions.

Comme on l'a décrit dans la section 1.2.3, l'ajout de ces rugosités pourrait favoriser la déstabilisation de la couche limite afin d'atteindre le régime ultime de la turbulence. Sans chercher à connaître la relation entre le nombre de Rayleigh et de Nusselt, leur ajout conduit à une hausse de transfert thermique, via une hausse du nombre de Nusselt, lorsque la couche limite thermique (équation (1.8)) devient de l'ordre de grandeur des rugosités.

D'après Salort et al. (2014) et Tisserand et al. (2011), l'augmentation du nombre de Nusselt due aux rugosités que nous utilisons se fait aux alentours de $Ra \approx 10^{10}$ et conduit également à une augmentation de la température du cœur de la cellule de sorte que $T_{bulk} > \frac{T_{haut} + T_{bas}}{2}$.

2.1.3 Les particules

Afin de réaliser des expériences de suivi Lagrangien, nous devonsensemencer le fluide avec des particules. Nous avons choisi des billes de polyéthylène vendues par *Cospheric*. Le diamètre des particules est compris entre $212 \mu\text{m}$ et $250 \mu\text{m}$, avec une densité de 0.9953 g/cm^3 et elles sont recouvertes d'un revêtement fluorescent rouge. Nous pouvons calculer le nombre de Stokes (équation (2.2)) d'une particule, qui compare le temps de relaxation d'une particule quand elle est déviée d'une ligne de courant, au temps de Kolmogorov de l'écoulement. Un faible nombre de Stokes signifiant que l'on peut négliger l'inertie des particules et les considérer comme des traceurs, c'est-à-dire qu'elles suivront parfaitement les lignes de courant de l'écoulement. D'après Tropea et al. (2007), un nombre de Stokes inférieur à 0.1 conduit à une erreur inférieure à 1% dans le suivi des lignes de courant.

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_\eta} = \frac{\rho_p}{18\rho_f} \left(\frac{D}{\eta} \right)^2 \quad (2.2)$$

Avec D le diamètre des particules, ρ_p la masse volumique des particules, ρ_f la masse volumique du fluide et η la longueur de Kolmogorov. Dans le cas du nombre de Rayleigh maximal de nos expériences de 6.4×10^{10} , on obtient une longueur de Kolmogorov $\eta = 0.32$ mm (le calcul d' η est détaillé dans la section 5.4). On trouve $St \approx 0.033$, mais ce nombre n'a pas trop de sens dans le cas où $\rho_p \approx \rho_f$, on utilisera alors la règle empirique $D \leq 5\eta$. Dans notre cas on a même $D < \eta$, on peut donc sans problème négliger l'inertie des particules et les considérer comme des traceurs.

Le système d'acquisition d'images Des expériences de suivi 3D de particules en convection ont déjà été réalisées par Olivier Liot et David Dumont (Liot et al., 2019), à l'aide d'une toolbox Matlab open source développée au laboratoire, permettant de suivre jusqu'à 1000 particules simultanément. Pour cette nouvelle étude, nous avons utilisé le système de *Lavision* Shake-the-Box (Schröder and Schanz, 2023) pour la première fois au laboratoire. Le système se compose d'un boîtier contenant 4 caméras, d'un module LED d'éclairage, d'un PC de traitement et d'un module de synchronisation.

L'éclairage : l'éclairage se fait à l'aide du *LED-Flashlight 300*, une unité de 72 LED bleu pulsée capable d'éclairer une section de 300×100 mm² avec une faible divergence de $\pm 5^\circ$, créant une zone d'éclairage homogène dans la cellule (figure 2.3 (a)). La fréquence des impulsions est comprise entre 0 et 20 kHz, avec une durée d'illumination maximum de 350 μ s

Les caméras : l'acquisition d'image se fait à l'aide du *Minishaker* de *Lavision* (figure 2.3 (b)), un boîtier contenant 4 caméras d'une résolution de 1984×1264 px² sur 8 bits, capable d'acquérir des images jusqu'à 121 Hz en pleine résolution. Les 4 caméras sont fixées avec un angle de 10° par rapport à la verticale et par rapport à l'horizontale, de sorte à ce que l'intersection de leurs 4 zones de vision crée un volume de mesure ovoïde dont le centre se situe à 487 mm du boîtier. Les caméras sont équipées d'objectifs de 12 mm en monture C, ainsi que d'un filtre rouge afin d'éliminer la lumière bleue du système d'éclairage ou les éventuelles poussières dans l'eau, les particules fluorescentes émettant dans le rouge (figure 2.3 (a)).

L'ordinateur d'acquisition : l'acquisition se fait sur un ordinateur équipé d'un processeur IntelCore i9 à 20 cœurs et de 250Go de RAM. Les images sont d'abord enregistrées dans la RAM, jusqu'à 16500 en pleine résolution, avant d'être enregistrées dans le disque dur, ce qui prend une dizaine de minutes. Le logiciel *DAVIS10* gère l'intégralité du processus, des réglages de l'éclairage au post-traitement des données de l'algorithme Shake the Box. La synchronisation entre les caméras, l'éclairage et l'ordinateur se fait via l'interface externe PTU X.

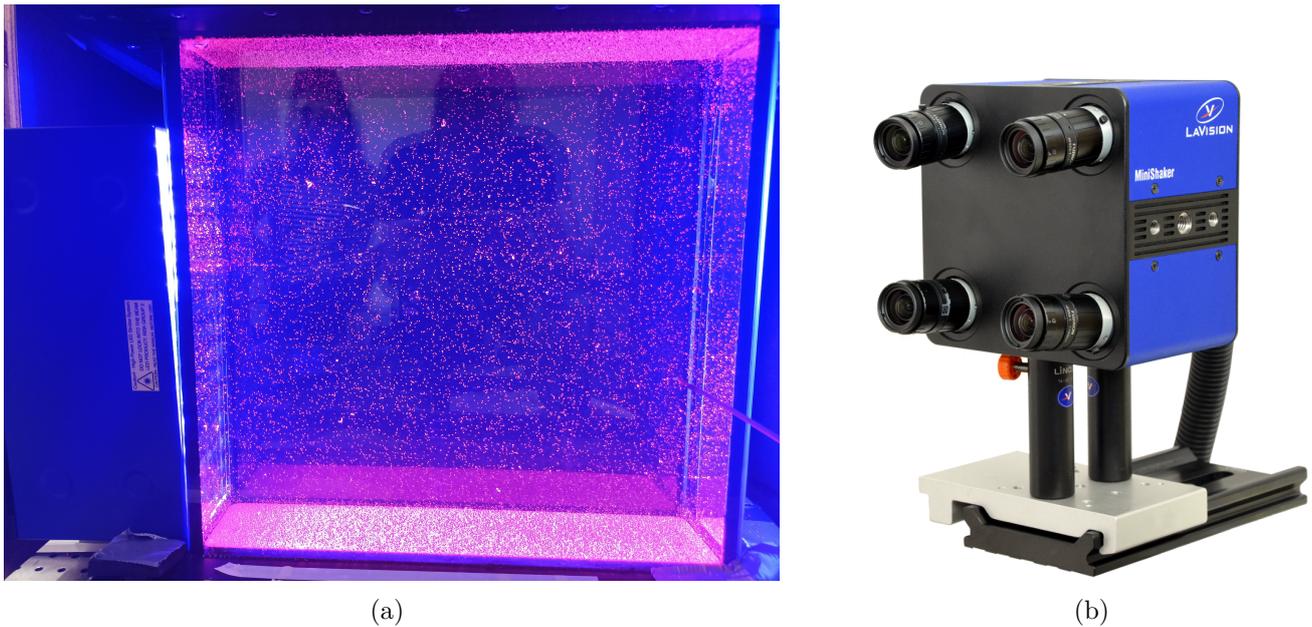


FIGURE 2.3 – (a) Cellule de convection éclairé par le LED Flashlight 300 (à gauche) (b) Minishaker monté sur son rail (source : *Lavisson*).

2.2 L'algorithme Shake-the-Box et le processus de calibration

Contrairement à la technique du stéréomatching utilisée dans les travaux précédents ([Liot et al., 2019](#)), l'algorithme Shake-the-Box procède à une première détection grossière à l'aide d'un modèle de caméra projective avant de créer une particule synthétique à partir de cette position 3D dans l'espace réel, que l'on reprojette sur l'image de chaque caméra. On peut alors mesurer la distance entre le centroïde réel et le centroïde synthétique reprojetté. On définit cette distance comme l'erreur à minimiser en "secouant" la particule synthétique autour de sa position initiale, jusqu'à atteindre la position finale au minimum atteint.

Ceci est une explication globale du système, le logiciel étant propriétaire, il n'est pas possible de connaître avec précision la définition de l'erreur de mesure ainsi que les algorithmes de minimisation exacts utilisés.

La première étape cruciale pour la réalisation d'une expérience de suivi Lagrangien de particules est la calibration spatiale ([Schröder and Schanz, 2023](#)), soit la méthode pour passer de plusieurs images de caméra 2D à l'espace réel 3D. La méthode retenue par *Lavisson* est le modèle de caméra projective à 12 paramètres (que l'on voit sur la figure 2.4 (a)) pour chacune des quatre caméras. Ce modèle est calibré à l'aide d'une mire de calibration 3D de $200 \times 200 \text{ mm}^2$, le modèle 204-15 de *Lavisson*, composé de deux grilles de points sur deux plans séparés de 2 mm, dont on voit une image sur la figure 2.4. Une fois les images de calibration acquises, il suffit de préciser au logiciel le modèle de la mire de calibration et il détecte automatiquement les points et crée les modèles de caméra. Le logiciel calcule également une erreur par rapport au motif de point, dans le cas présenté figure 2.4 on obtient une erreur de 0.33 pixel pour la caméra 2.

On calibre un volume parallélépipédique aux bords légèrement tronqués d'environ $300 \times 200 \times 80 \text{ mm}^3$, centré en x, ce qui signifie que l'on ne capture pas l'intégralité de l'écoulement, la cellule faisant 415 mm de large, il manque 50 mm de chaque côté. Le mini shaker étant déplaçable verticalement, on peut déplacer le volume de mesure en bas, au milieu ou en haut de la cellule, une calibration étant nécessaire à chaque mouvement de caméra.

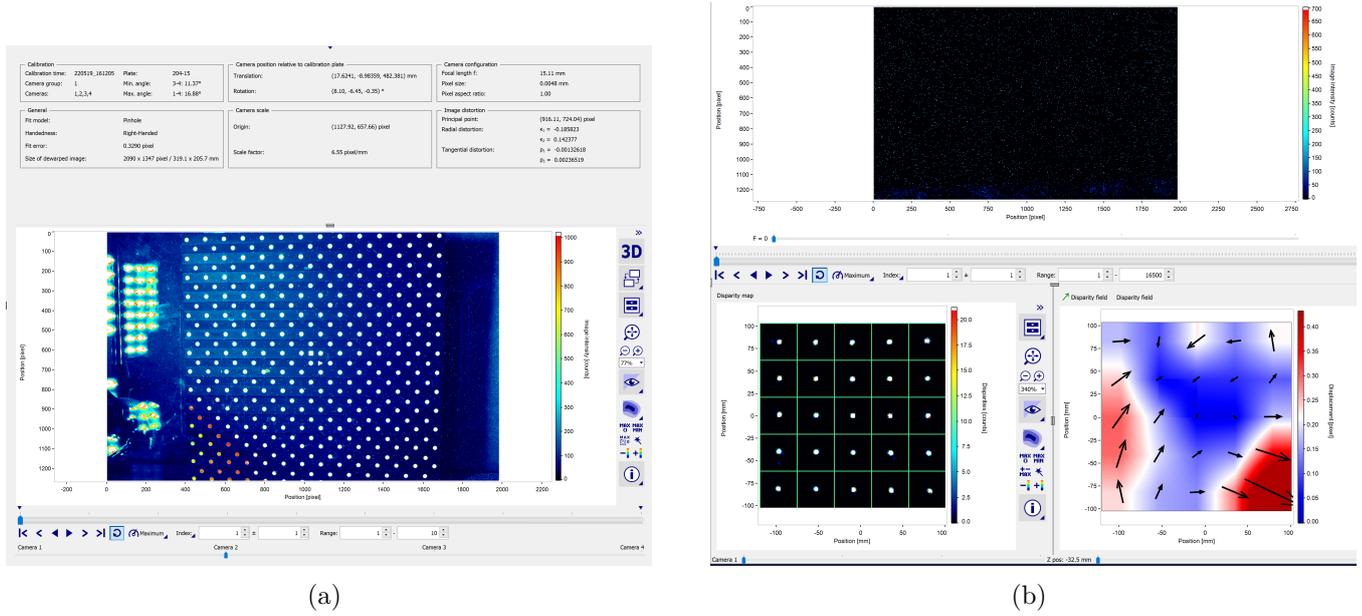


FIGURE 2.4 – (a) Image de la mire de calibration et paramètres de la caméra (b) En haut : l'image expérimentale utilisée pour l'auto calibration, en bas à gauche : la distribution de l'erreur de reprojection sur chaque voxel, en bas à droite : la carte d'erreur moyenne sur chaque voxel en px.

L'algorithme possède une fonctionnalité d'auto-calibration, qui permet d'améliorer la calibration décrite plus haut, à partir d'images expérimentales de l'écoulement ensemençé de particules (figure 2.4 (b) en haut). La procédure commence par subdiviser l'espace en petit sous-volumes 3D que nous appellerons voxels, dans notre cas $5 \times 5 \times 2$ dans lesquels on va venir raffiner le modèle de caméra. Pour cela, on détecte la position des particules dans l'espace, que l'on vient reprojeter sur l'image de chaque caméra, avant de calculer la distance moyenne entre le centroïde détecté sur la caméra et le centroïde reprojété de la particule dans chaque voxel, une image du champ moyen d'erreur étant montré figure 2.4 (b) en bas à droite.

Le processus est itératif et doit être itéré en faisant varier deux paramètres : le nombre de particules détecté et l'erreur de triangulation maximale autorisée, avec comme paramètre de sortie l'erreur moyenne en voxel. Une fois cette valeur minimisée, une nouvelle mesure de l'erreur de l'ajustement de la grille de point sur les images de calibration trouve une valeur de 0.11 pixel.

La dernière étape de la calibration consiste à créer la forme de la particule synthétique dans chacun des voxels, pour cela le logiciel réalise une OTF (optical transfert function) à partir des images expérimentales. Le logiciel utilisant un seul modèle de particule synthétique moyen pour l'ensemble des particules réelles, il est nécessaire d'avoir des particules les plus monodisperses possible et d'éviter la présence d'agrégats de particules sur les images. Une fois encore, l'algorithme d'OTF n'est pas détaillé par le constructeur.

Une fois ce processus de calibration et les acquisitions réalisés, le logiciel *DAVIS10* possède de nombreux outils de prétraitement des images. Dans le cas de nos expériences, nous avons utilisé un lissage par noyau gaussien ainsi qu'une soustraction du fond minimum de chaque pixel sur une période de 15 images plutôt qu'enlever le fond moyen. Le grand nombre de particules présent à l'image laisserait des traces sur une image moyenne. Il est impératif d'effectuer le même traitement sur les images qui servent à la calibration décrite ci-dessus.

Le processus de tracking proprement dit peut alors commencer, avec là encore de nombreux para-

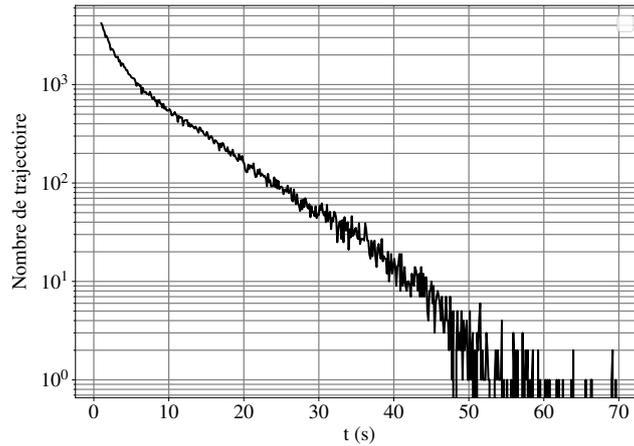


FIGURE 2.5 – Distribution des tailles de trajectoire pour les 10 runs d'une expérience.

mètres possibles à ajuster, comme par exemple l'erreur maximale de triangulation tolérée, la vitesse maximum des particules autorisée, le nombre minimal de pas temporels pour considérer une trajectoire ou le nombre de passes de l'algorithme. Toutes les particules détectées ne sont donc pas forcément sauvegardées dans une trajectoire, notamment si la trajectoire à laquelle elle appartient est trop courte. Sur l'exemple d'un run de l'expérience 1 (tableau 2.4), on trouve environ 4000 particules par image et environ 3500 sont comprises dans des trajectoires, soit plus de 85%, taux que l'on visera pour les autres expériences.

L'objectif du suivi Lagrangien étant d'avoir le plus de trajectoires les plus longues possible, de nombreux tests ont été effectués pour maximiser ce paramètre. La figure 2.5 montre une distribution du nombre de trajectoires en fonction de leurs tailles pour une acquisition de dix runs proches de la plaque haute (expérience 13) avec en moyenne 7500 particules détectées par image, à une fréquence de 100 Hz. On constate que si la majorité des trajectoires sont "courtes" (moins de 10 secondes), les plus longues trajectoires sont supérieures à la minute, soit une particule suivie sur plus de 6000 images. Le volume de mesure étant ouvert, une telle particule a de grandes chances de se situer proche du cœur de la cellule, là où l'effet du vent est plus faible, les particules passant proche du bord subissant un vent dont la vitesse est de l'ordre de 2 cm/s, elles ne restent que quelques secondes dans la zone de mesure.

2.3 Analyse des volumes de Voronoï

Une vérification de l'homogénéité de l'ensemencement de particules est faite à l'aide d'une tessellation de Voronoï, c'est-à-dire un découpage du volume de mesure de sorte à ce que chaque sous-volume ne contienne qu'une particule. C'est un outil souvent utilisé pour caractériser la distribution 3D d'un nuage de points (Ying et al., 2015), en calculant les volumes de Voronoï normalisés par le volume moyen. Dans le cas d'un nuage de points aléatoire uniformément réparti dans l'espace, Járjai-Szabó Ferenc (2007) ont montré que l'on pouvait approcher cette distribution à l'aide d'une fonction gamma, équation (2.3).

$$f(x) = \frac{3125}{24} x^4 e^{-5x} \quad (2.3)$$

Nous avons donc calculé les volumes de Voronoï des particules, à l'aide de la librairie Python *py-Voro*, pour chaque instant sur un run de 16000 images, soit environ 5.8×10^7 volumes, que nous avons comparé avec le modèle obtenu par [Járai-Szabó Ferenc \(2007\)](#) et avec un nuage de points 3D (5×10^7 points), uniformément répartie en x , y et z . Les trois cas sont montrés figure 2.6. Le volume moyen dans le cas des données expérimentales est de 294mm^3

Si nos particules n'ont pas la même distribution que les particules aléatoirement distribuées dans un volume, cela montrerait la présence de clusters et de vides, due à des effets d'inertie des particules ([Monchaux et al., 2010](#)) ou à un biais de mesure de l'algorithme, l'écoulement étant incompressible.

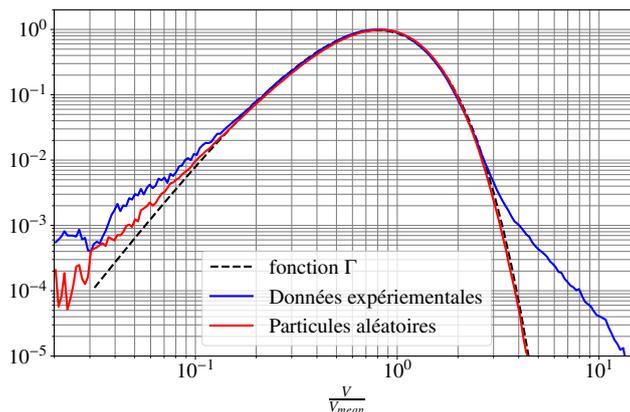


FIGURE 2.6 – Distribution des volumes de Voronoï normalisés par le volume moyen pour un run de l'expérience 17 du tableau 2.4.

Le premier constat est que les particules réparties aléatoirement suivent plutôt bien la formule (2.3) de [Járai-Szabó Ferenc \(2007\)](#), à l'exception des petits volumes où la courbe décolle, comportement que l'on retrouve sur les données expérimentales, cependant les données expérimentales décollent également pour les grands volumes, signifiant des endroits de vide. Cela est sans doute dû au fait que le volume expérimental n'est pas un parallélépipède parfait, comme c'est le cas pour les particules synthétiques, les coins sont arrondis à cause de la forme de l'intersection des cônes de vision des caméras. Les particules sur les bords du volume de mesure ont tendance à générer des très grands volumes de Voronoï.

On considérera que les données expérimentales diffèrent des données des particules synthétiques lorsque l'on observe une différence de plus ou moins 10% entre les deux. On trouve que comme borne inférieure en dessous de laquelle les particules ne sont plus considérées comme aléatoirement distribuées $\frac{V}{V_{mean}} = 0.15$ et comme borne supérieure $\frac{V}{V_{mean}} = 2.5$ pour les grands volumes. En comptant les particules qui se trouvent hors de ces bornes, on obtient 0.15% des particules qui se trouvent dans des clusters et 0.82% qui se trouvent dans des vides. Les clusters pourraient être dus à l'algorithme Shake-the-Box qui détecte, en de très rares occasions, deux particules au lieu d'une.

Après ce test, on peut donc affirmer que l'ensemencement et la détection de particules par l'algorithme Shake-the-Box donnent bien un champ de particules uniformément réparties à chaque instant.

2.4 Protocole expérimental

Nous avons réalisé 2 campagnes d'expériences, une avec les conditions limites lisse-lisse et une avec une plaque rugueuse en bas et lisse en haut. Pour chacune des expériences, nous avons fait des mesures

à quatre nombres de Rayleigh différents et pour chacun de ces points, une série de 10 runs de 16500 images est réalisée. Enfin, on réalise, pour chaque nombre de Rayleigh, une acquisition en haut proche de la plaque froide et une acquisition en bas. Une série au milieu a également été faite dans le cas lisse rugueux. On a au total 20 points de mesure.

Ces runs sont une conséquence de la façon d'enregistrer du système, qui remplit d'abord les 250 gigaoctets de mémoire vive avant de vider les images dans le disque dur de l'ordinateur, ce qui prend une dizaine de minutes. On obtient 10 runs complètement décorrélés, répartis sur environ deux heures par nombre de Rayleigh pour une condition limite donnée.

Une fois le point de fonctionnement atteint est stable, lorsque la température au centre de la cellule ne varie plus pendant au moins deux heures, on injecte des particules et on laisse une dizaine de temps de retournement (un temps de retournement correspondant environ à une minute) avant de lancer le premier run afin d'avoir un ensemencement de particules le plus homogène possible. Des particules seront réinjectées tous les trois à quatre runs en fonction de la sédimentation des particules initialement injectées, profitant des 10 minutes de transfert de données pour les mélanger.

Afin de balayer la gamme de nombre de Rayleigh la plus grande tout en restant dans les conditions de Boussinesq, nous avons visé deux températures au centre de la cellule, 25°C et 40°C. La température au centre de la cellule a dû être augmentée de 25°C à 30°C pour les expériences réalisées en mai-juin à cause d'une température trop élevée dans la pièce. Les nombres de Prandtl de ces expériences se situent donc entre 4 et 6.

Les paramètres des expériences sont résumés dans le tableau 2.4, LR correspond au cas lisse-rugueux, LL au cas lisse-lisse, les températures au milieu sont mesurées à l'aide de la PT-100 mobile avant le début d'une série de run. On mesure la différence de température entre les plaques ΔT en moyennant sur la durée de la série, les températures des PT-100 insérées dans les plaques chaudes et froides. La fréquence d'acquisition a été choisie en fonction du nombre de Rayleigh entre 80 Hz et 100 Hz (fréquence maximale du système de mesure), l'idéal étant d'avoir au plus 25 temps de Kolmogorov τ_η entre deux images afin de bien résoudre l'accélération (Mordant et al., 2004) (équation (2.4)). Dans le cas au Rayleigh le plus élevé, en calculant la dissipation globale à l'aide de l'équation théorique (4.3), on trouve $\tau_\eta = 0.296$ s, ce qui donne une fréquence de 84 Hz minimum afin de respecter le critère ci-dessus.

$$\tau_\eta = \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}} \quad (2.4)$$

Le nombre de Nusselt est calculé à partir de la puissance et de la différence de température entre les plaques ΔT en considérant que l'intégralité de la puissance injectée par la plaque du bas est transportée jusqu'à la plaque du haut, négligeant donc les pertes dans la plaque et sur les parois. On peut néanmoins tenter de vérifier que l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh est cohérente.

On utilise pour cela le modèle de Grossman Lohse (Grossmann and Lohse, 2000), qui propose une loi d'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh et du nombre de Prandtl, avec six paramètres libres ajustés sur des expériences et des simulations numériques.

La figure 2.7 montre une comparaison entre l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh dans le cas de nos expériences lisse-lisse (rond plein) et lisse-rugueux (rond ouvert) et le modèle de Grossman Lohse.

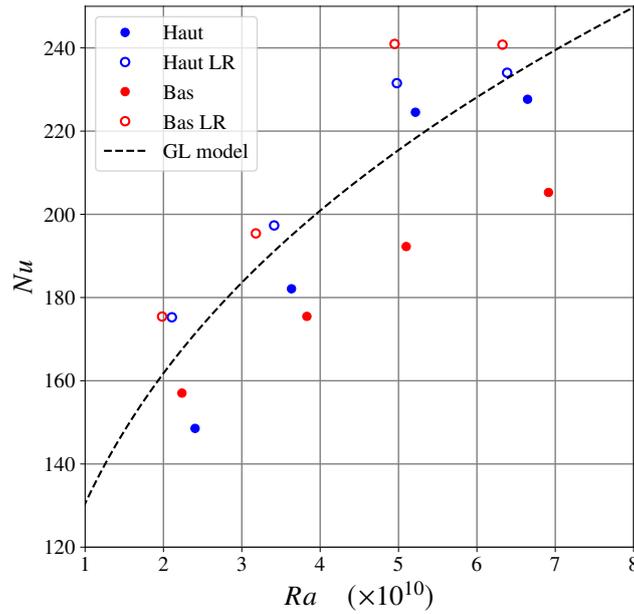


FIGURE 2.7 – Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour les cas lisse-lisse (ronds fermés) et lisse-rugueux (ronds ouverts), la ligne en pointillé représente le modèle de Grossman Lohse.

Les points dans le cas lisse-lisse semblent suivre la même tendance mais sont quasi systématiquement en dessous de la courbe du modèle. On explique cela par le fait que les coefficients du modèle ont été ajustés sur des cuves cylindriques, on s'attend à des coefficients différents pour une cellule rectangulaire.

En comparant le cas lisse-lisse et lisse-rugueux, on constate, comme observé par [Tisserand et al. \(2011\)](#), que le nombre de Nusselt est systématiquement plus élevé dans le cas lisse-rugueux que dans le cas lisse-lisse, on est donc bien dans le cas où les rugosités affectent l'écoulement. Cela est cohérent avec l'épaisseur de couche limite δ , définie à l'équation (1.8), car avec le nombre de Nusselt minimum de 169, on trouve $\delta = 1.2$ mm, ce qui est plus petit que les plots de 2 mm, les rugosités dépassent alors de la couche limite.

TABLE 2.1 – Caractéristiques des expériences de suivi Lagrangien.

N°	Date	Rotation	CL	Puissance (W)	$T_{milieu}(^{\circ}C)$	$\Delta T(^{\circ}C)$	Ra	Pr	Nu	f (Hz)
1	04/03/22		LR milieu	150	26.7	13.8	2.10×10^{10}	5.86	169	80
2	13/03/22		LR milieu	280	26.7	21.4	3.27×10^{10}	5.85	204	90
3	08/03/22		LR milieu	275	39.9	18.8	5.05×10^{10}	4.35	221	100
4	09/03/22		LR milieu	350	39.6	23.8	6.32×10^{10}	4.38	223	100
5	16/03/22	Clock	LR bas	150	26.2	13.4	1.98×10^{10}	5.92	175	80
6	17/03/22	Clock	LR bas	280	25.4	22.4	3.18×10^{10}	6.05	195	90
7	22/03/22	Clock	LR bas	295	39.8	18.5	4.95×10^{10}	4.36	239	100
8	24/03/22	Clock	LR bas	375	39.9	23.5	6.33×10^{10}	4.35	240	100
9	30/03/22	Clock	LR haut	155	26.7	13.8	2.11×10^{10}	5.85	175	80
10	01/04/22	Trigo	LR haut	280	26.9	22.1	3.41×10^{10}	5.82	197	90
11	05/04/22	Clock	LR haut	285	39.8	18.6	4.98×10^{10}	4.36	231	100
12	08/04/22	Clock	LR haut	365	40.1	23.5	6.39×10^{10}	4.33	234	100
13	17/05/22	Trigo	LL haut	130	29.7	13.5	2.40×10^{10}	5.44	148	80
14	12/05/22	Clock	LL haut	245	29.3	20.8	3.63×10^{10}	5.49	182	90
15	09/05/22	Trigo	LL haut	285	40.2	19.2	5.21×10^{10}	4.34	224	100
16	11/05/22	Clock	LL haut	365	40.5	24.2	6.64×10^{10}	4.30	227	100
17	24/05/22	Clock	LL bas	130	29.3	12.8	2.23×10^{10}	5.49	157	80
18	25/05/22	Clock	LL bas	245	29.6	21.6	3.8×10^{10}	5.45	175	90
19	03/06/22	Clock	LL bas	245	39.4	19.3	5.1×10^{10}	4.39	192	100
20	26/08/22	Clock	LL bas	340	40.7	25.0	6.91×10^{10}	4.27	220	100

Une fois l'acquisition faite et le tracking réalisé, on peut exporter les trajectoires au format *hdf5*, on retirera les trajectoires de moins de 100 images (une seconde minimum) afin de ne pas avoir un fichier trop lourd, ce qui nous laisse tout de même entre 100 000 et 500 000 trajectoires par run et des fichiers de trajectoires de plusieurs gigaoctets.

2.5 Calcul de la vitesse et de l'accélération des particules

Une fois les trajectoires obtenues, on calcule la vitesse et l'accélération avec une convolution par noyau gaussien discret de largeur τ_f , expliquée en détail dans la thèse d'Olivier [Liot \(2015\)](#). Cette méthode permet de filtrer les données tout en les dérivant, en utilisant la propriété du produit de convolution montrée équation (2.5). Le filtrage est nécessaire car un bruit de mesure est présent sur la détection des particules, bruit que l'on amplifiera en dérivant une ou deux fois pour obtenir la vitesse et l'accélération.

$$\frac{d(f * g)}{dt} = \frac{df}{dt} * g \quad (2.5)$$

Dans notre cas, f sera un noyau gaussien (équation (2.6) pour un cas continu) et g les données de position d'une particule au cours du temps, soit sa trajectoire. Le noyau gaussien pour un cas continu s'écrit :

$$K(u) = \frac{1}{\tau_f \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{u^2}{2\tau_f^2}} \quad (2.6)$$

Le noyau gaussien est caractérisé par sa largeur τ_f mais nos trajectoires étant discrètes, il faut lui définir une longueur L_f . Comme [Liot \(2015\)](#), on fixera $L_f = 3 \times \tau_f$. Un exemple de noyau de 10 images ($\tau_f = 0.1s$ à 100 Hz) de largeur et donc 30 images de longueur ($\tau_f = 0.3s$) et ses dérivées sont montrées figure 2.8 (a).

Afin d'obtenir la vitesse, on utilisera un noyau dérivé une fois, pour l'accélération, un noyau dérivé deux fois. Si on appelle $x(t_i)$ la position à l'instant t_i d'une particule, on obtient pour la vitesse :

$$v(t_i) = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dK(t_i)}{dt_i} x(t_i) dt_i \quad (2.7)$$

Et pour l'accélération :

$$a(t_i) = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d^2K(t_i)}{dt_i^2} x(t_i) dt_i \quad (2.8)$$

On peut tester l'effet de la largeur du noyau en étudiant l'évolution de la moyenne de la variance de chaque composante de l'accélération en fonction de τ_f , selon la méthode décrite dans la thèse de Ndeye Fatimata Issaga [Sy \(2016\)](#), montrée figure 2.8 (b). Un noyau trop large aura tendance à filtrer du signal physique, baissant donc la variance de l'accélération, quand un noyau trop étroit laissera

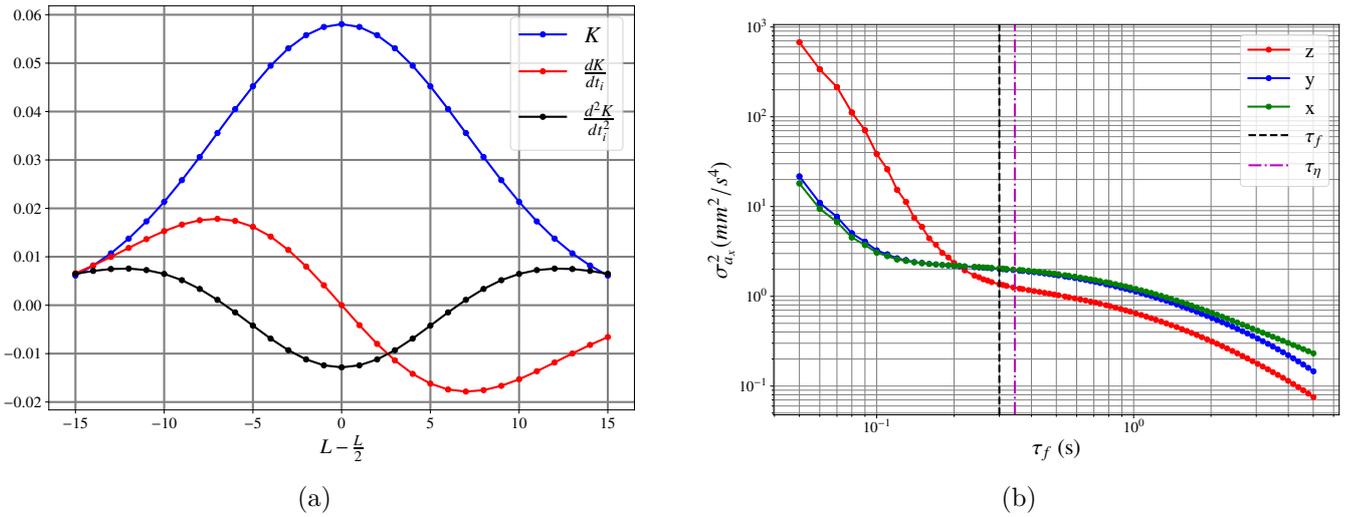


FIGURE 2.8 – (a) Noyau gaussien (courbe bleu), dérivé une fois (courbe rouge) et deux fois courbe (noire). Les dérivées sont multipliées par un gain de 3 et 7 respectivement afin de faciliter la lecture. (b) Variance de l'accélération en fonction de la largeur du filtre τ_f pour le premier run de l'expérience 15 du le tableau 2.4, le trait en pointillé noir correspond à la largeur du filtre retenu, le trait en pointillé-trait correspond au temps de Kolmogorov pour cette expérience.

passer du bruit de mesure, ce qui se traduit par une explosion de la variance de l'accélération.

On constate que l'on atteint un plateau pour les composantes x et y , peu après $\tau_f = \tau_\eta$, quand la composante z peine à atteindre un plateau avant le décollage de la courbe dû au bruit pour les faible filtrage (τ_f petit). Cela signifie que le bruit est plus important sur la composante z (profondeur) que sur les composantes x et y (horizontale et verticale), probablement dû à la disposition des caméras sur le mini shaker (figure 2.3). On peut néanmoins choisir une largeur de filtre τ_f plus faible que le temps de Kolmogorov, avec $\tau_f = 0.3\text{s}$ et $\tau_\eta = 0.34\text{s}$. On refait ce test pour chaque expérience et on peut appliquer ce filtre pour chaque trajectoire, obtenant ainsi sa vitesse et son accélération à chaque instant.

Moyens expérimentaux et algorithmiques de l'étude des cristaux liquides thermochromiques

Sommaire

3.1	Les cristaux liquides thermochromiques	28
3.2	Dispositif expérimental	30
3.2.1	Cellule expérimentale	30
3.2.2	Caméra	30
3.2.3	L'éclairage	31
3.3	Calibration des cristaux	32
3.4	Acquisition et traitement d'image	36
3.4.1	Acquisition des images	36
3.4.2	Post processing des images	36
3.4.3	Mesure de température	37
3.4.4	Mesure de vitesse	39
3.5	Conditions expérimentales et acquisition	42
3.6	Le problème du laser	42

Comme nous l'avons décrit dans la section 1.4, la mesure 2D de température dans les fluides est complexe à mettre en œuvre et peu répandue. Dans ce chapitre, nous présenterons une autre méthode de mesure 2D de température quantitative reposant sur l'utilisation de cristaux liquides thermochromiques (TLC).

3.1 Les cristaux liquides thermochromiques

L'utilisation de cristaux liquides comme moyen de visualiser le champ de température n'est pas nouvelle (Dabiri and Gharib, 1991; Smith et al., 2001; Dabiri, 2009) mais ce n'est que récemment que des mesures quantitatives en convection de Rayleigh Bénard ont été réalisées (Moller et al., 2022; Käufer and Cierpka, 2023).

Les particules que nous utilisons sont des cristaux liquides cholesteriques encapsulés dans des billes de verre de $10\ \mu\text{m}$ de diamètre en moyenne et isodenses avec l'eau. La figure 3.1 (a) répresente une image de microscopie optique des TLC. Les cristaux sont arrangés en hélice, composée de plusieurs couches de molécules nématiques dont la distance intercouche dépend de la température, mais également du cisaillement ou du champ magnétique environnant, le fait de les micro-encapsuler dans du verre les rendant chimiquement plus stable et insensible au cisaillement (Abdullah et al., 2010). La distance entre les couches, fixée par la température, agit comme un réseau et diffracte la lumière. Ainsi, un observateur percevra une couleur dépendant de la température et de l'angle d'observation pour une particule éclairée en lumière blanche.

La figure 3.2 montre des TLC ensemencés dans une petite cellule de Rayleigh Bénard de hauteur $H = 10\ \text{cm}$ et dont les deux plaques sont contrôlées en température. La plaque du bas est à une température de 27°C et la plaque du haut 35°C , créant ainsi une stratification stable. On voit alors un gradient de couleur de rouge (froid) à bleu (chaud) dans la cellule dû aux cristaux. On y aperçoit également l'effet de l'angle entre la source lumineuse et l'observateur. La température variant uniquement selon l'axe vertical, la couleur devrait être homogène le long d'une ligne horizontale, or on constate une différence de couleur entre la face perpendiculaire et parallèle à la lumière, du fait d'un angle d'observation différent.

Produite par la compagnie *Hallcrest*, les cristaux que nous avons utilisés sont désignés par *R30C12W*, ce qui signifie qu'ils sont censés émettre en rouge à partir de 30°C puis devenir bleu jusqu'à redevenir transparent à 42°C , cela étant défini pour un angle de 0° entre l'éclairage et l'observateur. Du fait de leur faible taille et de leur densité, les particules peuvent donc être considérées comme des traceurs et on a donc un intérêt double : on peut obtenir le champ de température en mesurant leur couleur et appliquer l'algorithme de PIV sur les images afin d'obtenir le champ de vitesse.

Plusieurs précautions sont à prendre quant à l'utilisation des cristaux, ils ont notamment tendance à se dégrader avec le temps lorsqu'ils restent en suspension dans l'eau à température ambiante. Dans un écoulement stable où les cristaux émettent du jaune, nous avons constaté un décalage vers le rouge après 2 jours, alors que la température du cœur de la cellule était restée constante. Il est donc impératif de changer les cristaux et donc de vidanger la cellule entre deux acquisitions.

Un autre effet indésirable apparaît lorsque les cristaux explorent des températures hors de leurs gammes de réponse, dans notre cas en dehors de 30°C et 42°C , notamment le cas où ils sont dans un état complètement liquide à haute température (Abdullah et al., 2010). Des effets d'hystérésis apparaissent lorsque l'on répète la transition entre un état cristal liquide et complètement liquide et induit un décalage vers le bleu cette fois.

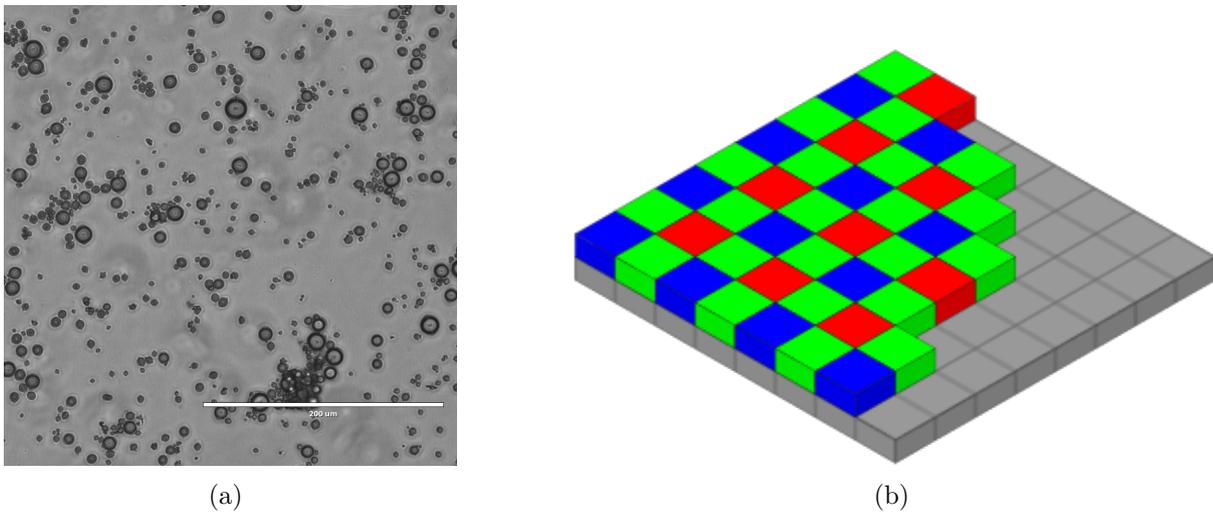


FIGURE 3.1 – (a) Cristaux liquides observés au microscope optique, on aperçoit le cristal au milieu des billes de verre (source François Liénard) (b) Matrice de Bayer GBRG avec les pixels noir et blanc en gris et les filtres colorés au-dessus (source *Wikipédia*).

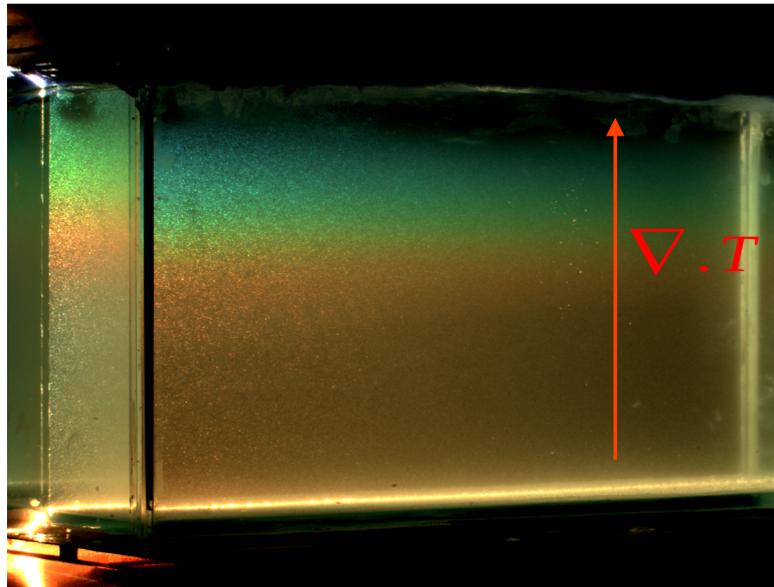


FIGURE 3.2 – Cristaux dans de l'eau stratifiée de façon stable (froid en bas, chaud en haut).

3.2 Dispositif expérimental

3.2.1 Cellule expérimentale

Pour cette campagne d'expérience, nous avons réutilisé la même cellule que celle présentée section 2.1.1, montée avec une plaque basse rugueuse. La mesure de température étant très sensible aux échanges thermiques avec l'extérieur, un contrôle strict de la température de l'air ambiant était nécessaire. Nous avons pour cela installé l'expérience dans un caisson étanche et régulé en température. Le caisson mesure 1,5m de haut sur une base de $1.1 \times 0.6 \text{ m}^2$ et est composé de parois en plexiglas, à l'exception de la paroi face à la caméra, en verre, afin de minimiser les défauts optiques. Le toit du caisson est recouvert d'une couche de mousse de néoprène expansé et un écran de cuivre sur lequel circule un serpentin est fixé à l'intérieur du caisson. Un bain thermique *Lauda RP 845* fait circuler de l'éthylène glycol dans ce serpentin et permet de contrôler la température de l'écran de cuivre afin de créer une stratification thermique stable dans le caisson, que l'on vérifie à l'aide de trois PT-100 fixées respectivement en bas, au milieu et en haut du caisson. On peut alors régler la température de l'écran de cuivre de sorte à avoir moins de 1°C de différence entre la température de l'air du caisson et la température du cœur de la cellule.

3.2.2 Caméra

Les caméras couleur sont en fait constituées d'une matrice de pixels noir et blanc sur laquelle sont posés des filtres colorés rouges, vert et bleu (matrice de Bayer figure 3.1 (b)), l'image couleur, soit l'information RGB sur chaque pixel, étant seulement reconstituée *a posteriori* selon un algorithme propre à chaque caméra. La méthode la plus simple consiste à interpoler sur chaque pixel les deux couleurs manquantes à l'aide des pixels voisins. Ainsi, il est nécessaire que les particules fassent un minimum de $3 \times 3 \text{ px}^2$ si on veut reconstituer correctement leur couleur, sachant que $10 \times 10 \text{ px}^2$ était notre l'objectif afin d'avoir une plus grande précision.

Les particules faisant $10 \mu\text{m}$ en moyenne, il nous faut une grande résolution si l'on veut avoir des particules faisant la bonne taille sur le capteur de la caméra sans avoir à zoomer sur une partie de l'écoulement trop petite, nous avons donc choisi la caméra couleur *Ximea xiB 64* avec un capteur de $5120 \times 5120 \text{ px}^2$, capable d'enregistrer des images en 16 bit et équipée d'un objectif Zeiss de 100 mm.

La réponse des cristaux étant très dépendante de l'angle entre la source lumineuse et l'observateur et leur bande passante diminuant à mesure que l'angle tend vers 90° (Moller et al., 2019), nous avons choisi un angle de 45° entre la caméra et l'éclairage, de sorte à maximiser la bande passante tout en limitant les distorsions de perspective. Cela implique néanmoins que le plan de netteté de l'image, parallèle au capteur, se retrouve également avec un angle de 45° avec la source lumineuse, ce qui donne des images nettes au milieu et floues sur les bords. Nous avons donc utilisé un Scheimpflug (appelé aussi objectif Tilt and Shift dans le milieu de la photographie), qui est un système qui permet d'introduire un angle entre le plan du capteur et le plan de l'objectif, permettant, après un réglage précis, de mettre le plan de netteté de l'appareil dans le plan de la nappe laser et donc d'avoir une image nette même sur les bords.

L'ensemble Scheimpflug et caméra est placé sur un rail (non représenté sur le schéma 3.4) de sorte à pouvoir le déplacer verticalement (selon l'axe \vec{y}) et sonder la cellule proche de la plaque haute, de la plaque basse et au milieu.

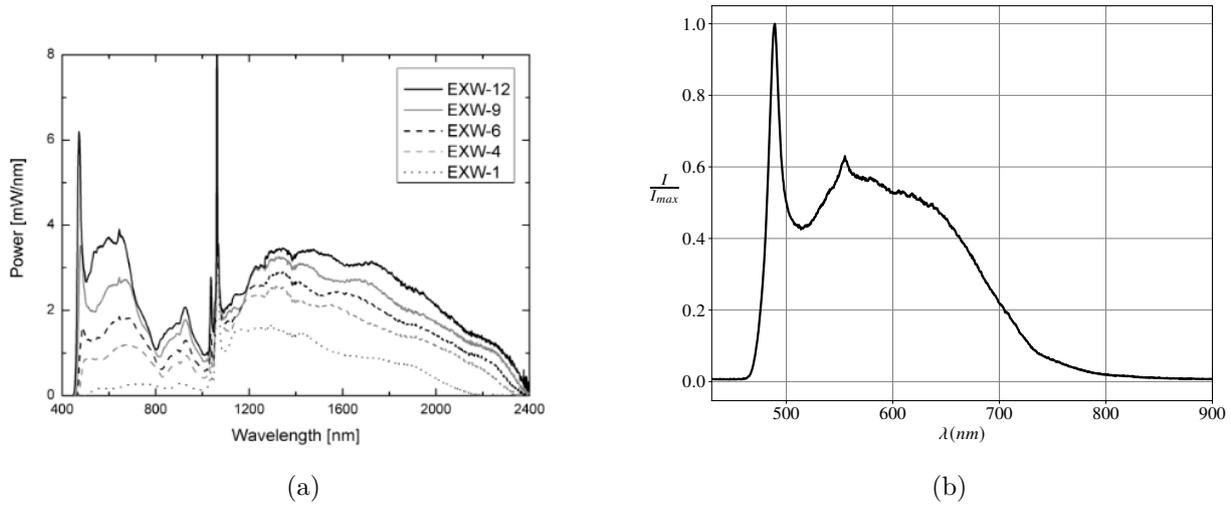


FIGURE 3.3 – (a) Spectre du laser (b) Spectre du laser en sortie du filtre anticalorique.

3.2.3 L'éclairage

La réponse des cristaux étant fortement liée au spectre de la lumière incidente, il est nécessaire de les éclairer avec une lumière blanche la plus homogène possible. Plusieurs méthodes ont été essayées, notamment avec un module LED *Cree XLamp CXA3070* de 9000 lumens pendant le stage de L3 d'Alexandre Barret, en ajoutant une fente devant la LED afin de créer une "nappe" de lumière blanche.

Cette méthode n'étant pas concluante, d'abord en raison du spectre de la LED, trop bleu, mais également en raison de la difficulté à obtenir une nappe homogène avec une source lumineuse non ponctuelle. Nous avons donc par la suite utilisé un laser "blanc" *superK EXW-12* d'une puissance de 10W sur un spectre de 450 nm à 2500 nm et environ 2W dans le visible, prêté par Alice Berthelot de l'Institut Lumière Matière. Il est constitué d'un laser infrarouge que l'on fait passer dans une fibre non linéaire ayant pour effet d'élargir le spectre. Afin de déclencher ces non-linéarités, le laser est pulsé à la picoseconde, de sorte à avoir des impulsions électromagnétiques les plus intenses possible afin de maximiser l'effet des non-linéarités de la fibre. Le spectre du laser à pleine puissance fourni par le constructeur est montré figure 3.3 (a).

La sortie du laser est fibrée et peut être couplée à une lentille de Powell afin de créer une nappe lumineuse d'une épaisseur de moins d'1 mm. Comme on peut le voir sur la figure 3.3 (a), une grande partie du spectre se situe dans l'infrarouge proche (0.78 à 2.5 μm) avec un pic à environ 900 nm qui correspond à la longueur d'onde de pompage. Or ces longueurs d'onde sont absorbées par l'eau, ce qui a pour conséquence de la chauffer localement, c'est pourquoi un filtre anticalorique réflectif est placé entre la lentille de Powell et la cellule. Le spectre du laser après le filtre calorifique mesuré à l'aide d'un spectromètre *océan optiq usb 2000* et montré figure 3.3 (b), on constate effectivement qu'on a complètement éliminé la partie infrarouge du spectre.

L'ensemble du système optique est monté sur un système de guidage linéaire de sorte à pouvoir translater la nappe dans la profondeur (selon l'axe \vec{z}) et sonder l'écoulement au centre ou proche de la paroi.

Un schéma de l'ensemble du montage vu du dessus est montré figure 3.4.

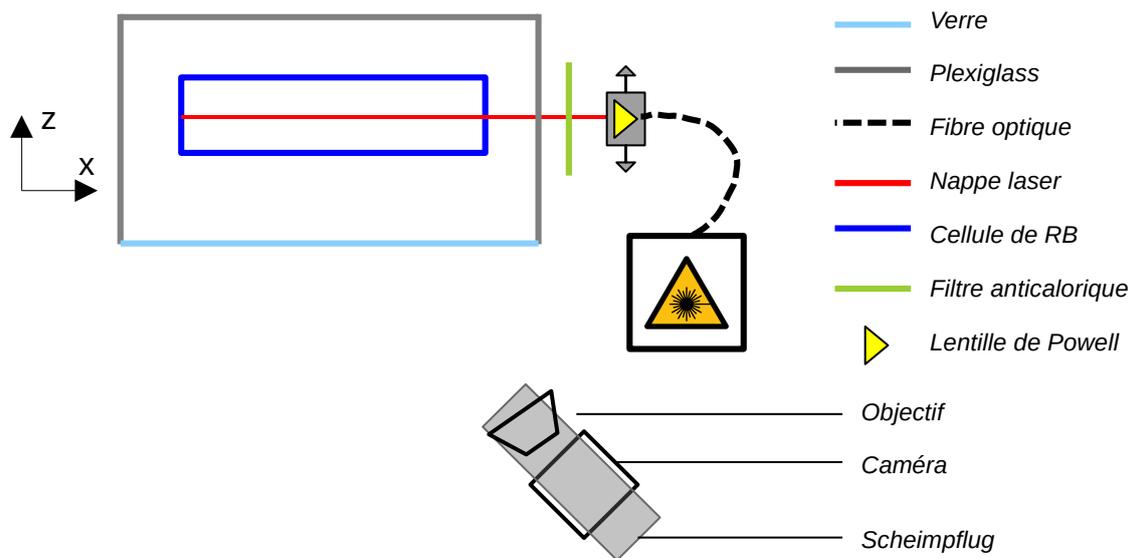


FIGURE 3.4 – Schéma de fonctionnement de la cellule, avec le système d'éclairage et le système d'acquisition d'image.

3.3 Calibration des cristaux

La représentation classique des couleurs se fait dans un espace RGB, c'est-à-dire que la couleur est décomposée sur une base de 3 composantes, équivalent aux coordonnées cartésiennes dans l'espace des couleurs. Dans notre cas, ce système n'est pas judicieux car il implique une calibration à trois paramètres (R, G et B), c'est pourquoi nous allons nous placer dans l'espace colorimétrique HSV (Smith, 1978) (TSV en français) teinte (H), saturation (S), valeur (V) que l'on peut considérer comme un passage d'un système de coordonnées cartésiennes à des coordonnées cylindriques et dont la teinte (H) présente l'avantage de contenir l'information de longueur d'onde. La longueur d'onde étant directement liée à la température dans notre système, on peut donc faire une courbe de calibration $H = f(T)$.

Pour cela, nous avons utilisé la PT-100 mobile (présentée dans la section 2.1) placée au milieu de la cellule et la caméra placée de sorte à centrer la PT-100 sur l'image. Il faut ensuite avoir une eauensemencée de cristaux liquides à température homogène, en balayant la zone de réponse des cristaux. La PT-100 étant référence de température ponctuelle, il est important d'avoir la température la plus homogène possible sur l'image, pour cela nous avons utilisé deux méthodes.

La première consiste à créer une convection faible ($\approx 4^\circ\text{C}$ de ΔT entre les plaques) afin d'avoir une température homogène dans le cœur de la cellule, tout en ayant un peu d'agitation afin de faire bouger les cristaux et d'éviter qu'ils sédimentent. C'est ce qu'a réalisé Alexandre Barret au cours de son stage de L3, dans une cellule de 10 cm de haut dont les deux plaques sont régulées en température, ce qui a pour avantage de connaître la température du cœur *a priori* et de converger plus rapidement que la grosse cellule. Les résultats pour deux angles de caméra sont présentés figure 3.5 (b). On constate qu'un angle plus important réduit drastiquement la bande passante des cristaux (Moller et al., 2019), avec à peine 1°C pour le cas 90° et 1.5°C pour le cas 70° et que les couleurs vont de jaune à bleu car la LED n'a pas assez de rouge dans son spectre d'émission.

Le principal désavantage de cette méthode est le temps qu'elle prend car il faut faire converger la cellule à un point de fonctionnement stable pour chaque point de calibration, ce qui prend plusieurs heures dans la grande cellule et il n'est pas possible d'extrapoler la calibration de la petite cellule, plus rapide

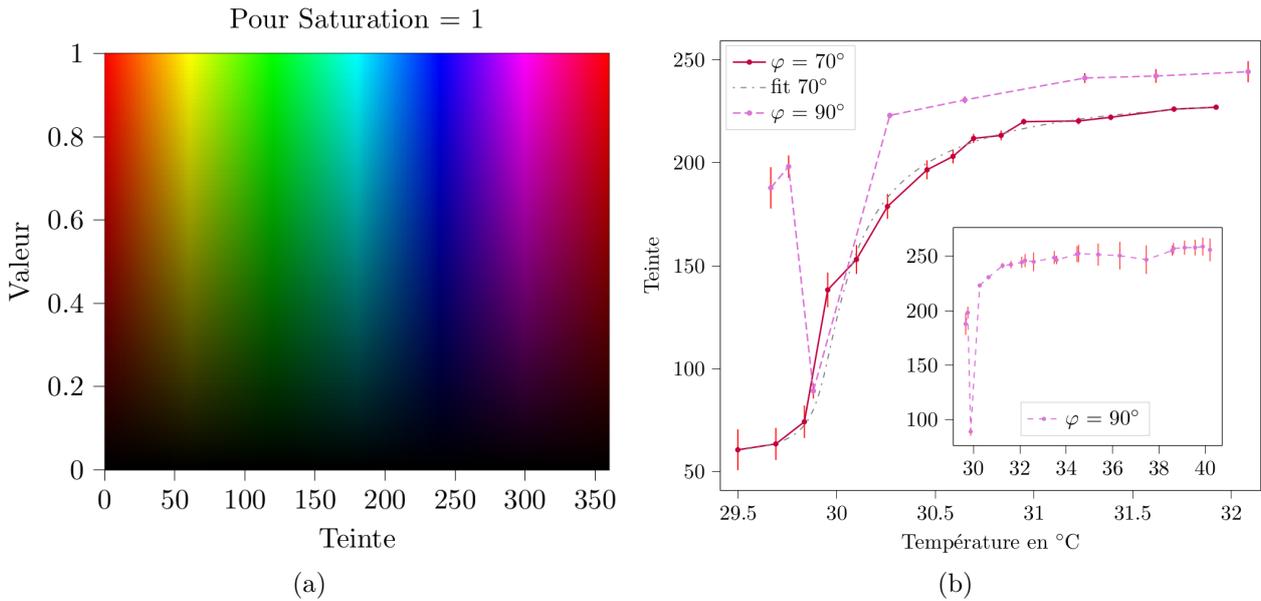


FIGURE 3.5 – (a) Représentation de l’espace de H et V dans le cas où $S=1$ (pas de blanc dans les couleurs) (b) $H=f(T)$ dans la petite cellule pour un angle de calibration de 90° et de 70° .

à faire que dans la grande, tant les cristaux sont sensibles à la moindre variation d’angle ou d’éclairage.

La deuxième technique fut donc de monter le cœur de la cellule à une température de 40°C , en évitant de dépasser 42°C , la limite théorique de la bande passante des cristaux au-delà de laquelle des effets d’hystérésis peuvent apparaître, puis d’injecter les particules avec une convection faible afin de bien les mélanger et enfin de couper le chauffage et de laisser la cellule refroidir jusqu’à 27°C , température de consigne du caisson thermorégulé.

Passé un temps transitoire de 30 minutes, les cristaux s’immobilisent, ce qui signifie qu’il n’y a plus de gradient thermique instable dans la cellule et qu’on a donc une température homogène, le refroidissement s’effectuant par diffusion à travers les parois.

La cellule met environ 12 heures à relaxer de 40°C à 27°C , en prenant une image (figure 3.6) toutes les minutes, on obtient 720 points de calibration sur toute la bande passante des cristaux. Cette méthode permet donc une calibration rapide et précise (720 points en une journée) des cristaux par rapport à la méthode précédente (une dizaine de points en une semaine).

Afin d’obtenir la teinte moyenne des images, on commence par exclure la PT-100 et sa tige, ainsi que le bord de l’image proche de la plaque du haut car nous avons constaté l’existence d’un léger gradient thermique dans le fluide. La zone exclue est en pointillé blanc sur la figure 3.6 (b). On pourrait n’utiliser qu’une petite zone sous la PT-100 mais le fait d’utiliser toute la fenêtre, à l’exception de la zone en pointillé blanche, diminue le bruit, la température étant homogène sur la fenêtre. De plus, cela nous permet de prendre en compte le léger effet de l’angle qui existe entre la droite et la gauche de l’image dans la calibration moyenne.

Le principe du traitement d’image appliqué est de garder les pixels dont l’intensité est au dessus d’un certain seuil et de prendre la médiane, moins sensible que la moyenne aux valeurs extrêmes, de la teinte sur toute la fenêtre, avec l’hypothèse que la température est homogène dans la cellule. On obtient alors des points pour lesquels on peut associer une valeur de teinte à une température (triangle rouge sur la figure 3.7)). Une explication plus précise du traitement d’image effectué est faite dans la

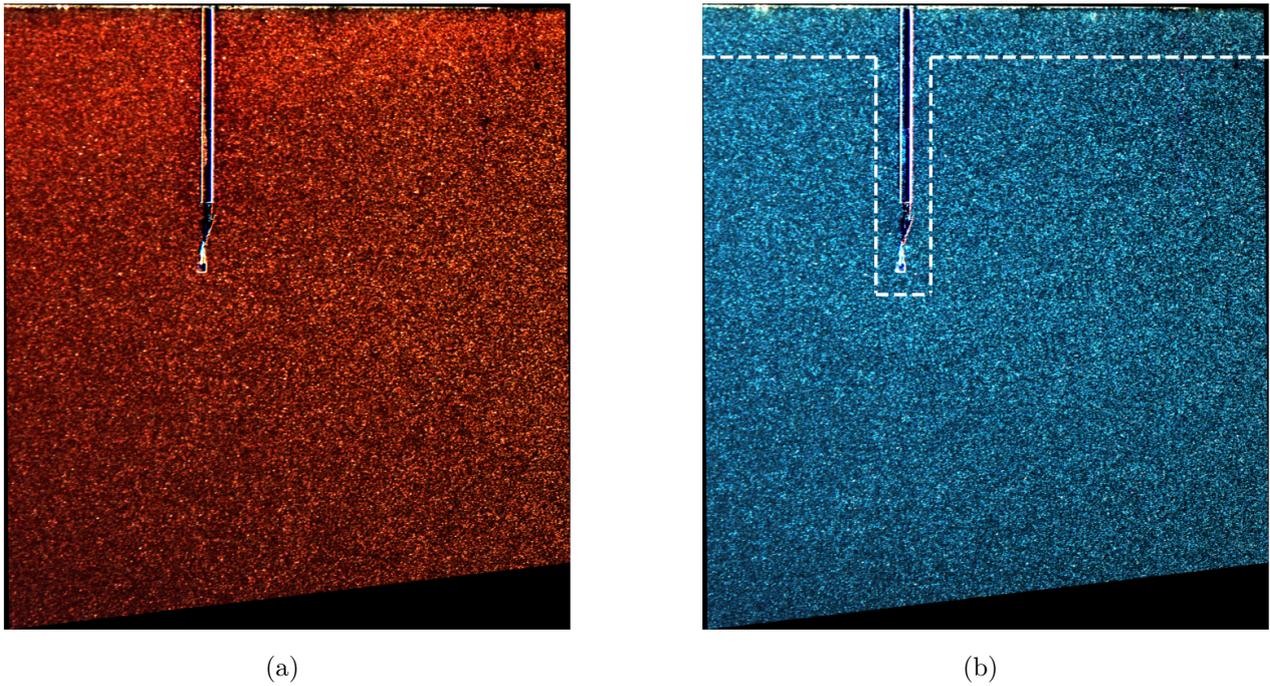


FIGURE 3.6 – Image de calibration pour une température de 29.7°C (a) et 32.54°C (b), respectivement 11h12 et 6h06 après le début du refroidissement.

partie 3.4.2.

On constate que la bande passante est plus grande que dans les cas 90° et 70° réalisés par Alexandre Barret (figure 3.5 (b)), avec une transition du rouge au bleu sur 2.8°C , entre 29.7°C et 32.5°C , ce qui reste loin des 12°C promis par le constructeur.

On crée une courbe de calibration à partir de ces points expérimentaux à l'aide d'un ajustement polynomial d'ordre 8 (courbe bleue sur la figure 3.7), pour des valeurs de teinte comprises entre $[0.06 - 0.56]$ donnant des valeurs de température comprises entre $[29.7^{\circ}\text{C} - 32.5^{\circ}\text{C}]$

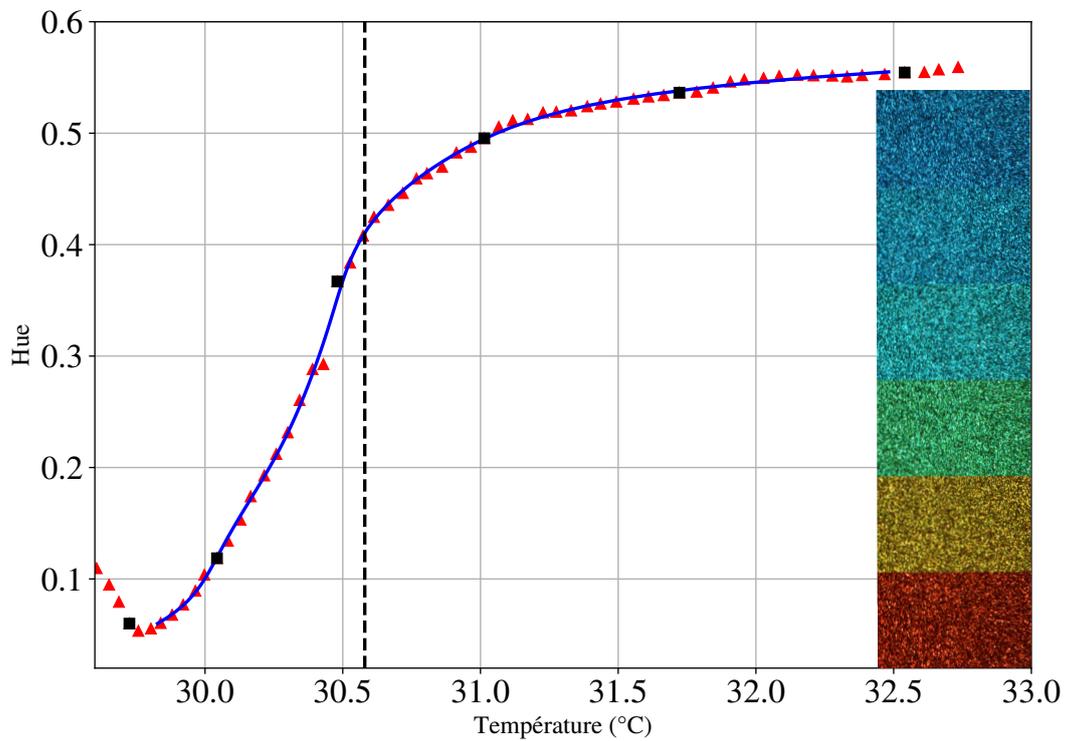


FIGURE 3.7 – Courbe de calibration $H=f(T)$, les triangles rouges sont les points expérimentaux, la courbe bleue représente l'ajustement de ces points par un polynôme d'ordre 8, la ligne en pointillé correspond à la température moyenne de l'acquisition dans le cœur de la cellule. La série d'images présentée à droite montre la couleur des cristaux à six instants choisis, repérés par les carrés noir sur le graphe, chronologiquement du haut vers le bas.

3.4 Acquisition et traitement d'image

3.4.1 Acquisition des images

L'objectif de cette partie est d'obtenir les particules les plus nettes et avec le meilleur rapport signal sur bruit possible en jouant sur plusieurs paramètres. Une première action améliorant la qualité des images fut de mettre une plaque de mousse néoprène expansé à l'arrière de la cellule, afin d'avoir un fond homogène le plus sombre possible.

Concernant la luminosité des particules sur l'image, il faut trouver un compromis sur les paramètres temps d'exposition/ouverture de l'objectif. Nous avons essayé, dans un premier temps d'ouvrir le diaphragme de l'objectif au maximum ($f/1.4$) afin de collecter un maximum de lumière, tout en minimisant le temps d'exposition et donc le flou de bougé des particules. Cela a également pour conséquence de réduire la profondeur de champ, ce qui ne pose finalement pas de problème grâce au Scheimplug, en effet la zone de netteté se situe dans le plan de la nappe laser et une profondeur de champ de quelques millimètres est suffisante. Néanmoins, une ouverture maximale du diaphragme conduit à des aberrations optiques qui vont déformer les particules, comme on peut le voir sur la figure 3.8 (a).

De plus, le temps d'exposition maximum pour éviter le flou de bougé proche de la paroi, où les fluctuations de vitesse sont les plus intenses, avec des vitesses maximum de 4cm/s, est de 30 ms. Nous avons donc réglé l'ouverture du diaphragme à $f/8$, ce qui élimine les aberrations optiques mais réduit également assez drastiquement la luminosité, sachant qu'il y a des fluctuations d'intensité lumineuse importantes entre les grosses particules très brillantes et les petites particules plus sombres, comme on peut le voir sur la figure 3.8 (b). Les images étaient sauvegardées par défaut en 8 bits, pour des raisons d'espace utilisable sur le disque dur mais avons donc décidé de les passer en 16 bits (12 bits de plage dynamique codés sur 16 bits), le maximum de la caméra, afin d'améliorer la dynamique des particules peu lumineuses. Les images de 5120 px^2 en 16 bits font 72Mo.

3.4.2 Post processing des images

Une fois l'image acquise, nous pouvons passer d'une image noir et blanc de $5120 \times 5120 \text{ px}^2$ à une image RGB de la même résolution à travers le processus de débayerisation. Chaque constructeur propose ses propres algorithmes qui sont des boîtes noires, nous avons donc choisi d'exporter les images en format RAW afin de pouvoir mieux contrôler ce processus, en utilisant la fonction de la librairie Python OpenCV, qui ne fait qu'une interpolation au plus proche voisin.

Les images sont maintenant en couleur, une étape de balance des blancs est effectuée, autrement les images apparaîtraient majoritairement vertes, du fait d'une sensibilité plus grande des pixels verts. Pour cela, nous avons ajouté des coefficients multiplicateurs appliqués à chaque canal, notés respectivement C_R , C_G et C_B pour le canal rouge, vert et bleu, de sorte à ce que chaque composante RGB d'un pixel défini comme "blanc", dans notre cas c'est la surface de la PT-100, ait une valeur de 65535 soit $2^{16} - 1$, soit la valeur maximale possible sur 16 bits. On a les coefficients suivants :

- $C_R = 1.75$
- $C_G = 1.0$
- $C_B = 2.75$

Enfin, une correction de perspective est nécessaire afin de corriger la déformation de perspective de l'image due à l'angle de 45°C entre la caméra et la nappe laser. Pour cela, on place une mire de calibration imprimée par *LaserTechno*, il s'agit d'une grille de 40×50 points espacés de 10 mm dans

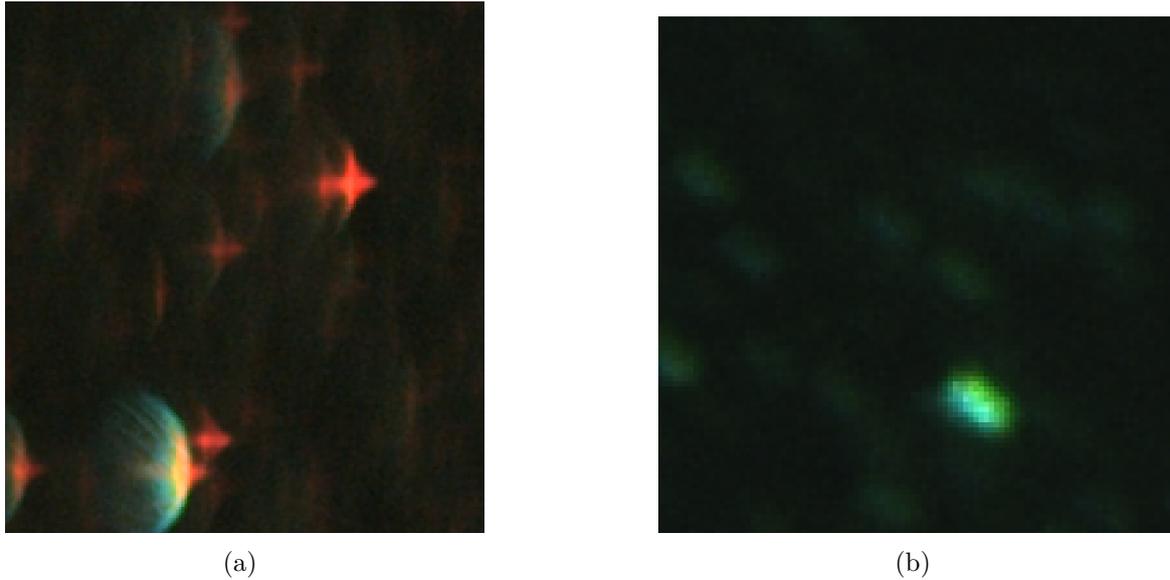


FIGURE 3.8 – (a) Particules déformées par des aberrations optiques (b) Exemple de particules après la débayerisation.

chaque direction que l'on vient coller sur la vitre de la cellule. On utilise ensuite la fonction de transformation linéaire *getPerspectiveTransform* de la librairie openCV afin de rendre les lignes de point de la grille parallèle sur l'image, comme on peut le voir sur la figure 3.9 où les lignes rouges montrent les points utilisés pour effectuer la transformation projective. La grille nous permet également de faire une conversion entre les pixels de la caméra des coordonnées en centimètres, on obtient donc un champ 2D de $14.8 \times 10.9 \text{ cm}^2$.

Enfin, on enlève le fond afin d'améliorer le contraste de particules. La forte densité ne permet pas de retirer un fond moyen sans laisser de trace; on calcule donc pour chaque pixel le minimum d'intensité lumineuse (figure 3.10) sur toute la série d'images de l'acquisition, que l'on retire ensuite à chaque image. Un exemple d'image avec et sans fond moyen est montré figure 3.11.

3.4.3 Mesure de température

L'objectif premier de ces expériences était de réaliser le suivi Lagrangien de particules afin d'obtenir la température le long d'une trajectoire mais cet objectif s'est avéré trop ambitieux, le principal obstacle étant la petite taille des particules qui rendait le suivi trop difficile. Nous nous sommes donc rattachés sur une approche Eulérienne qui consiste à découper l'image en une grille régulière de 100×100 (figure 3.12 (a)) sur laquelle on viendra mesurer la température. Chaque sous-domaine ayant une taille de $1.5 \times 1.1 \text{ mm}^2$, on fait l'hypothèse que la température est constante sur cette surface. On mesure la moyenne d'intensité lumineuse en niveau de gris de chaque carré (figure 3.12 (b) et (c)) et on ne garde que les pixels dont l'intensité est supérieure à cette moyenne (ceux qui correspondent à des particules), puis on effectue la conversion HSV de ces pixels correspondant à des cristaux, dont on extrait la composante H (figure 3.12 (d)). On retiendra enfin la médiane, moins sensible que la moyenne aux valeurs extrêmes, de cette carte de H seuillée (figure 3.12 (e)) que l'on convertit en température à l'aide du polynôme de calibration (figure 3.12 (f)). La figure 3.12 détaille le cas d'un sous-domaine, en faisant sur les 100^2 tuiles, on obtient la carte de température montrée figure 3.13 (a), qui correspond à l'image montrée figure 3.11.

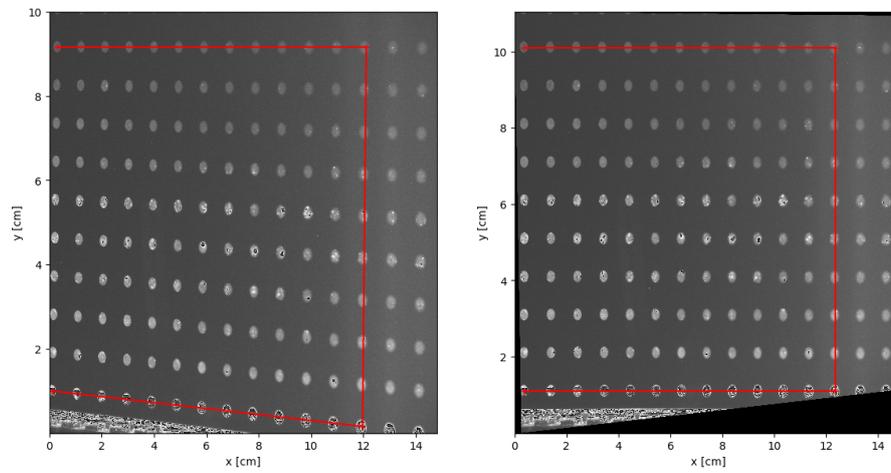


FIGURE 3.9 – Image noir et blanc de la grille collée sur la vitre de la cellule avant (gauche) et après (droite) la transformation projective.

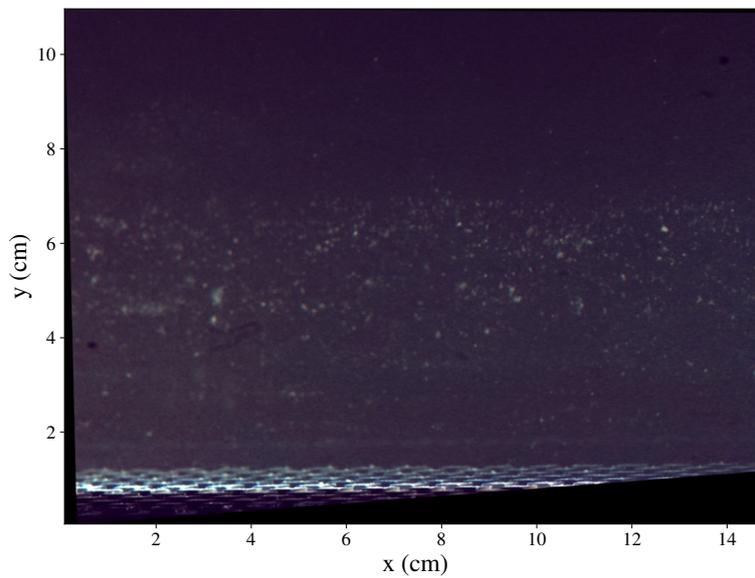


FIGURE 3.10 – Image du fond minimum calculé sur les 2500 premiers runs.

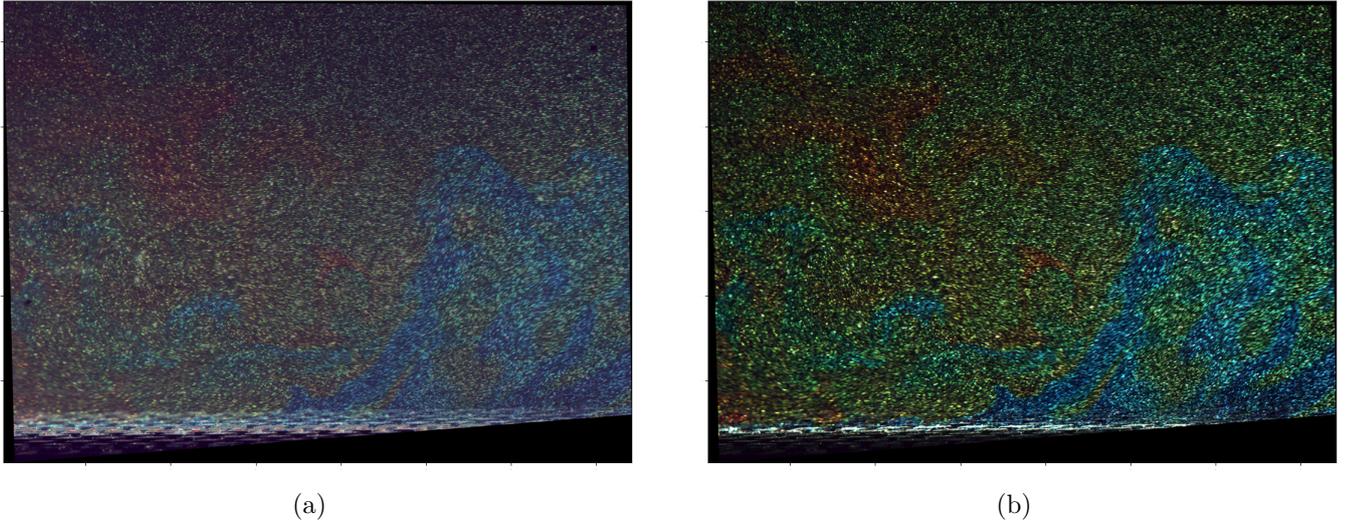


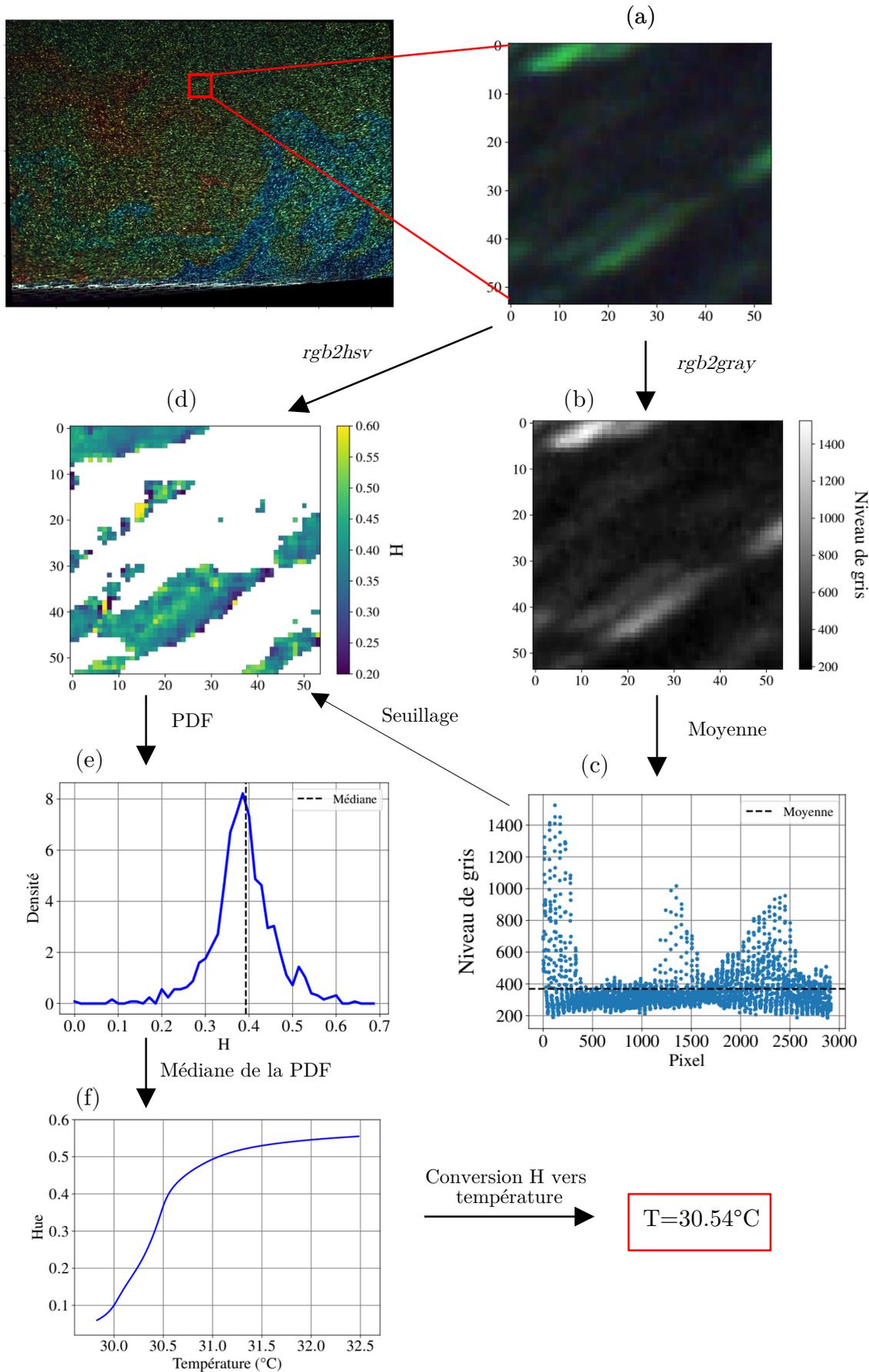
FIGURE 3.11 – (a) Image après la transformation projective et la balance des blancs (multiplié par un gain de 3 afin de mieux distinguer les particules) (b) Même image sans le fond (avec un gain de 5).

Nous avons vérifié le bon fonctionnement des cristaux lors de l'acquisition de 100W au milieu (table 3.1) où la PT-100 mobile était placée juste au-dessus du volume de mesure. Une fois les cartes de température calculées, on ne garde qu'un sous-domaine de 4×4 carreau ($6 \times 4.4 \text{ mm}^2$), sur le bord haut de la carte (le plus proche possible de la PT-100). La température étant très homogène dans cette zone, les températures de ces deux sondes doivent être très proches, ce que l'on peut constater sur la figure 3.14, où les points bleus (cristaux liquides) et rouge (PT-100) sont en moyenne de 0.01°C de différence, avec une RMS de 0.049°C pour la PT-100 contre 0.037°C pour les cristaux, ce qui s'explique par le fait que la PT-100 mesure plus de fluctuations de température, étant moins proche du centre de la cellule.

3.4.4 Mesure de vitesse

Comme décrit dans la partie 3.1, les cristaux sont isodenses avec l'eau et de très petite taille ($10\mu\text{m}$) comparée à la plus petite échelle caractéristique de l'écoulement, ce qui en fait des traceurs à partir desquels on peut réaliser de la PIV. L'idée est de prendre deux images successives avec un Δt choisi de sorte à ce que les particules se déplacent de quelques pixels sur l'image. On crée ensuite des fenêtres d'interrogation de quelques dizaines pixels, de sorte à avoir un motif de plusieurs particules sur la première image, et on vient déplacer cette fenêtre sur la deuxième image afin de trouver le maximum de corrélation qui donnera un vecteur déplacement. En divisant par le Δt , on obtient la vitesse sur une grille Eulérienne formée par toutes les fenêtres d'interrogation.

Le Δt a été contraint par la caméra qui a une fréquence maximum d'acquisition de 20 Hz en pleine résolution et 16 bits, ce qui donne $\Delta t = 0.05\text{s}$ entre deux images. La PIV a été réalisée à l'aide du code *Fluidimage*, un code python open source développé par Pierre Augier au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) (Augier et al., 2016). La corrélation d'image est faite en deux passes, une première avec des fenêtres d'interrogation de $256 \times 256 \text{ px}^2$ et une deuxième de $128 \times 128 \text{ px}^2$, soit $1.8 \times 1.25 \text{ mm}^2$, avec un recouvrement de 50% entre les fenêtres. On obtient une carte de vitesse verticale instantanée, dont on peut voir un exemple figure 3.13 (b) qui correspond à l'image montrée figure 3.11.



40 FIGURE 3.12 – Processus de traitement d'image pour obtenir la température.

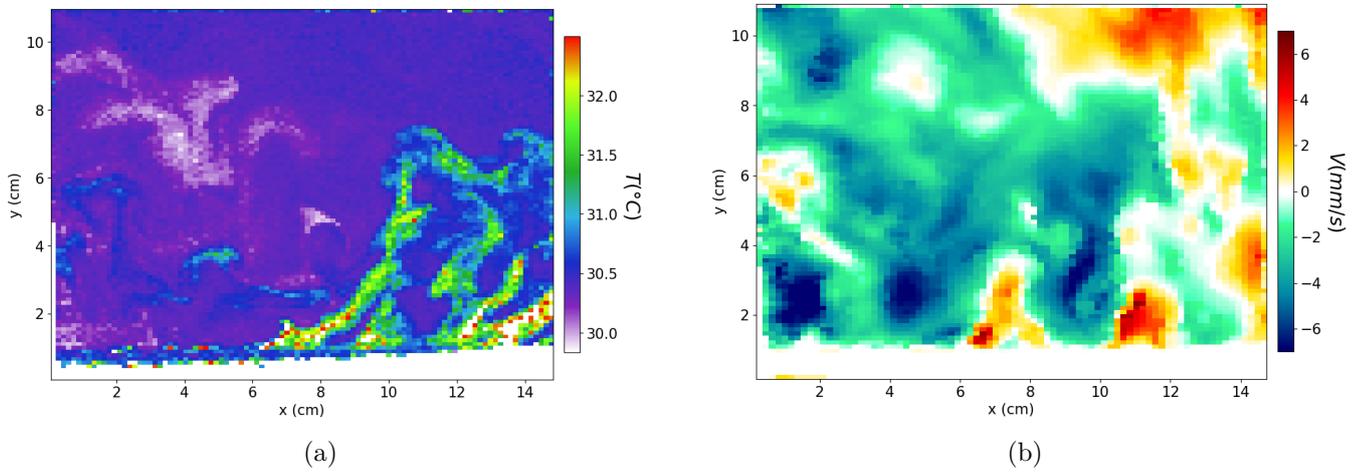


FIGURE 3.13 – (a) Carte de température instantanée obtenue à partir de l'image 3.11 (b) Carte de vitesse verticale obtenue par PIV à partir de la même image.

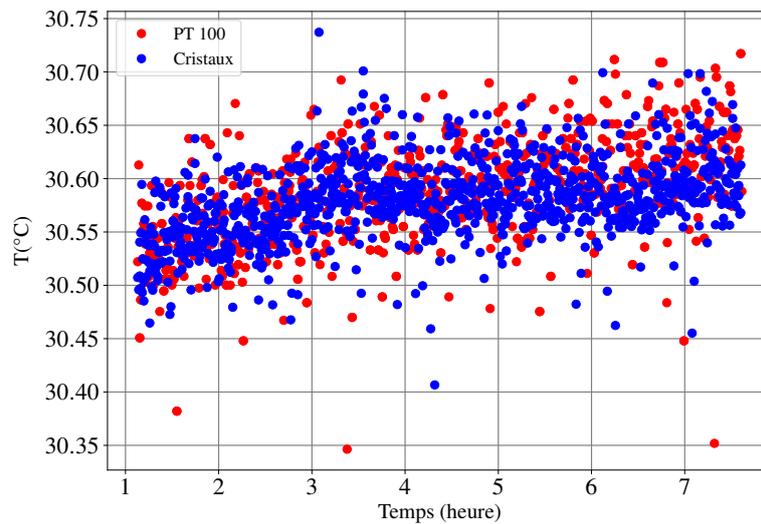


FIGURE 3.14 – Comparaison de mesure de température entre les cristaux liquides et la PT-100 mobile.

3.5 Conditions expérimentales et acquisition

La caméra étant montée sur un rail (section 2.1.1), on peut la translater verticalement sans changer l'angle d'observation et donc ne pas avoir à recalibrer les cristaux à chaque fois. Nous avons donc étudié trois zones de l'écoulement : proche de la paroi basse, de la paroi haute et dans le cœur de la cellule. Une fois la température du cœur de la cellule stabilisée à la température souhaitée, aux alentours de 30.5°C afin d'être au milieu dans la zone maximum de sensibilité des cristaux, on lance une acquisition de 3500 runs (2500 au milieu) de 4 images prises à une fréquence de 20 Hz toutes les 20 secondes. Cela permet d'avoir des runs décorélés entre eux et de capturer la dynamique sur des temps longs, le rouleaux de convection pouvant osciller sur une période de plusieurs heures. On a alors des runs sur une vingtaine d'heures.

Grâce aux PT-100 installé dans les plaques du haut et du bas, on obtient la température des plaques haute et basse, dont on peut définir la moyenne et la variance au cours de l'acquisition (tableau 3.1), on constate que la variance de la plaque du bas est plus grande que celle de la plaque du haut car cette dernière est régulée en température et non en puissance.

La PT-100 mobile permet de mesurer la température du cœur de la cellule dans les cas bas et milieu ; dans le cas haut on la mesure *a posteriori* à l'aide des cristaux. On peut également définir le nombre de Rayleigh et de Nusselt avec le ΔT et la puissance injectée dans la plaque du bas. Ce dernier doit néanmoins être pris avec précaution car il fait l'hypothèse que la puissance injectée en bas est intégralement transportée vers la plaque du haut, ce qui n'est pas le cas à cause des pertes thermiques sur les parois et dans la bride de la plaque.

TABLE 3.1 – Caractéristiques des expériences de TLC.

Zone	Puissance (W)	Ra	Nu	$T_{haut}(^{\circ}\text{C})$	$T_{bas}(^{\circ}\text{C})$	$T_{milieu}(^{\circ}\text{C})$	Rotation
Milieu	100	1.58×10^{10}	177	25.70 ± 0.01	34.45 ± 0.1	30.63 ± 0.06	Clock
Bas	100	1.52×10^{10}	182	25.68 ± 0.01	34.17 ± 0.03	30.26 ± 0.03	Clock
Bas	300	3.56×10^{10}	226	18.89 ± 0.01	39.46 ± 0.11	30.49 ± 0.02	Trigo
Haut	300	3.77×10^{10}	219	19.10 ± 0.01	40.32 ± 0.05	30.84 ± 0.1	Trigo
Haut	100	1.52×10^{10}	187	26.31 ± 0.01	34.58 ± 0.03	30.68 ± 0.04	Clock

3.6 Le problème du laser

Nous avons constaté un défaut sur le laser au cours des expériences, notamment des fluctuations dans le spectre de la lumière blanche. Le spectre du laser étant une fonction non linéaire de la puissance de l'impulsion électronique qui passe dans la fibre optique, nous expliquons ce phénomène par des fluctuations de la puissance de pompage du laser infrarouge en amont, sans doute dues à l'âge du laser (15 ans).

Si les fluctuations sont à peine visibles à l'oeil nu, elles suffisent à impacter la mesure de température car les cristaux sont calibrés en amont pour un spectre défini au moment de la calibration (section 3.3). Du fait de leur grande sensibilité au spectre de la lumière incidente (Moller et al., 2019), la moindre variation du spectre peut conduire à des erreurs allant jusqu'au degré. Nous avons pu le vérifier lors d'une deuxième acquisition à 100W au centre, avec la PT-100 mobile dépassant d'un millimètre dans la fenêtre de mesure et en comparant cette température avec la température mesurée par les cristaux dans la même fenêtre de 4×4 que dans la section 3.4.3.

On observe sur la figure 3.15 (a) que la température mesurée par les cristaux peut augmenter spon-

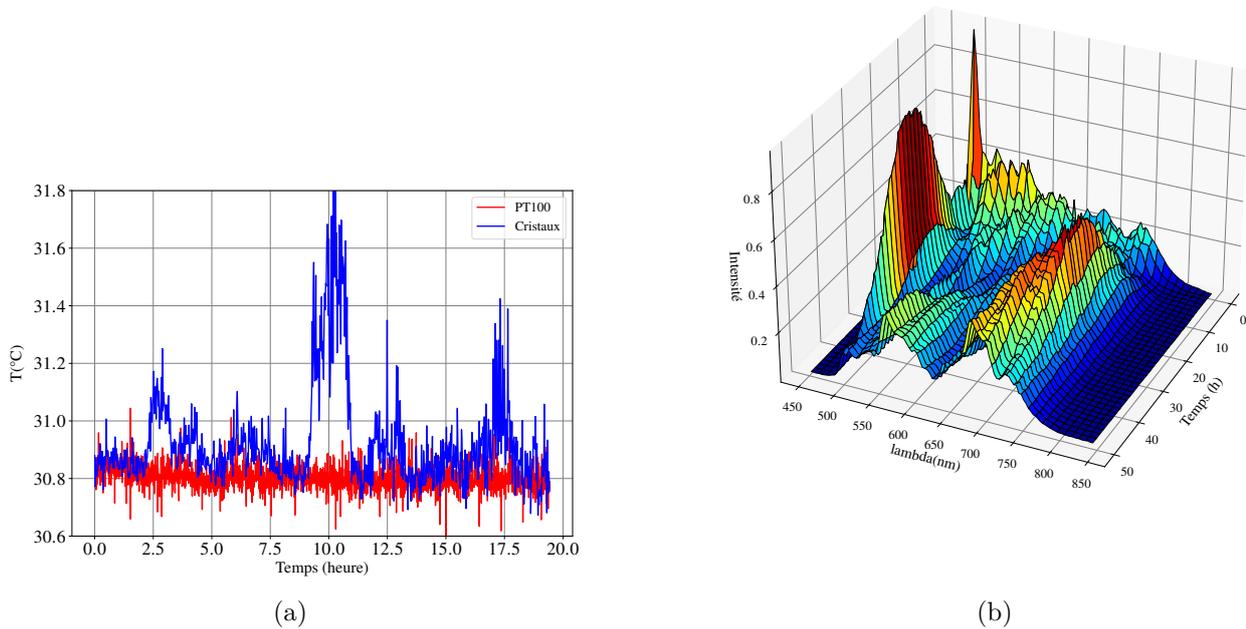


FIGURE 3.15 – (a) Comparaison des signaux de température au cours du temps mesurée par la PT-100 et les cristaux. Les fluctuations importantes de la température mesurée par la couleur des cristaux liquides sont dues aux fluctuations du laser. (b) Evolution du spectre du laser pendant 48h, montrant les fluctuations temporelles importantes rendant les expériences inexploitable.

tanément jusqu'à un degré par rapport à la température de la PT-100, sur des durées de plusieurs heures (de 8h et 11h sur la figure 3.15 (b) par exemple), ce qui exclut l'hypothèse de fluctuations thermiques dans le cœur de la cellule. Le fait que les cristaux retrouvent la même température que la PT-100, entre 13h et 16h par exemple, exclut également l'hypothèse du vieillissement irréversible des cristaux décrit par (Abdullah et al., 2010).

Nous avons donc réutilisé le spectromètre utilisé pour faire la figure 3.3 (b) et avons étudié l'évolution du spectre du laser au cours du temps pendant 48 heures, que l'on peut voir figure 3.15.

Nous avons constaté que ce problème s'est aggravé au cours du temps, rendant les expériences réalisées après septembre 2023 totalement inexploitable, quand pour celles d'avant nous avons pu exploiter tout ou partie des 3500 runs.

Résultats des expériences de cristaux liquides thermochromiques

Sommaire

4.1	Définition des moyennes	46
4.2	Dans le cœur de la cellule	46
4.2.1	Statistiques de vitesse	47
4.2.2	Statistiques de température	50
4.2.3	Flux de chaleur	51
4.3	Proche de la plaque chaude	53
4.3.1	Statistiques de vitesse	55
4.3.2	Statistiques de température et de flux de chaleur	57
4.3.3	Corrélation vitesse-température et dissipation thermique	62
4.4	Proche de la plaque froide	63
4.4.1	Mesure de température	63
4.5	Comparaison haut et bas des mesures de vitesse	65
4.6	Conclusion sur les mesures de TLC	67

Ce chapitre présente les expériences de mesure couplée de température et de vitesse en utilisant les TLC. La cellule a été divisée en 3 sous-volume de mesure : au cœur de la cellule, proche de la plaque chaude rugueuse et proche de la plaque froide. Les volumes de mesure sont montrés à l'échelle sur la figure 4.1. Les flèches noires représentent l'origine du repère xy .

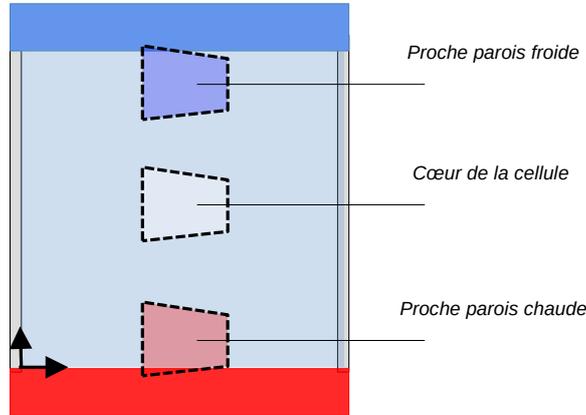


FIGURE 4.1 – Volumes de mesure à l'échelle pour les expériences de TLC.

4.1 Définition des moyennes

Dans toute cette partie, nous utiliserons la décomposition de Reynolds, selon laquelle on peut décomposer les quantités telles que la vitesse ou la température en valeurs moyennes d'ensemble (qui revient à une moyenne temporelle en invoquant l'hypothèse d'ergodicité) et une quantité fluctuante fonction du temps. La valeur moyenne temporelle est définie par une barre horizontale au dessus de la quantité, par exemple \bar{u} pour la vitesse moyenne horizontale. La valeur fluctuante est définie par le signe $'$, de tel sorte que $\overline{u'} = 0$.

On utilisera également les symboles $\langle \cdot \rangle_{x_i}$ afin de définir une moyenne spatiale sur la composante x_i , par exemple la température moyenne mesurée dans le cœur de la cellule à l'aide des cristaux se notera :

$$T_m = \overline{\langle T(x, y, t) \rangle_{xy}} \quad (4.1)$$

Avec $T(x, y, t)$, la carte de température pour un run, comme on peut en voir une figure 3.13 (a). Sans indication de composante, $\langle \cdot \rangle$ représente une moyenne d'ensemble de la quantité entre les crochets.

Enfin, on définira la RMS d'une quantité comme la température ou la vitesse, en un point x, y comme

$$u_{rms}(x, y) = \sqrt{\overline{(u(x, y)')^2}} \quad (4.2)$$

4.2 Dans le cœur de la cellule

Comme on l'a vu dans la section 3.3, la bande passante des cristaux est de 2.8°C , ce qui est plus faible que le ΔT dans chaque cas étudié (voir table 3.1), avec un ΔT minimum de 8.41°C . Néanmoins, d'après Brown and Ahlers (2007), les fluctuations de température dans le cœur de la cellule sont comprises entre 6% et 10% du ΔT , soit dans notre cas moins de 1°C . En choisissant une température au cœur de la cellule de $30,63^\circ\text{C}$ (ligne en pointillé sur la figure 3.7), l'intégralité des fluctuations

devraient tomber dans la bande passante des cristaux.

La fenêtre de mesure a été légèrement recadré afin d'être centrée sur le milieu de la cellule et mesure finalement $10.2 \times 8.4\text{cm}^2$. Dans la suite de cette partie, on affichera les cartes avec des coordonnées absolues (origine en bas à gauche de la cellule) et normalisées par la hauteur H .

L'expérience se compose de 2500 runs de 4 images, répartis sur 17 heures à un nombre de Rayleigh de 1.58×10^{10} et on constate sur la figure 4.2 (a) que la température moyenne mesurée par les TLC sur l'ensemble de la fenêtre (courbe bleue) correspond à la température de la PT-100 (courbe rouge) placée dans l'écoulement juste au-dessus de la fenêtre de mesure pour les 2000 premiers runs. Néanmoins, la RMS de température moyennée sur chaque carte, $\langle T^{Rms}(t) \rangle_{xy}$, montré figure 4.2 (b), est censé correspondre à la RMS temporelle de la PT-100 (ligne en pointillé rouge) car la RMS de température est homogène dans le cœur de la cellule. Cette quantité orrrespond bien à la ligne en pointillé rouge avant le run 1000, après quoi elle diverge.

Nous expliquons ce phénomène par les fluctuations du laser décrites partie 3.6, ce qui serait cohérent avec l'augmentation de la température moyenne mesurée par les cristaux sur les 500 derniers runs ($\approx 3.5\text{h}$) comme sur la figure 3.15 (a).

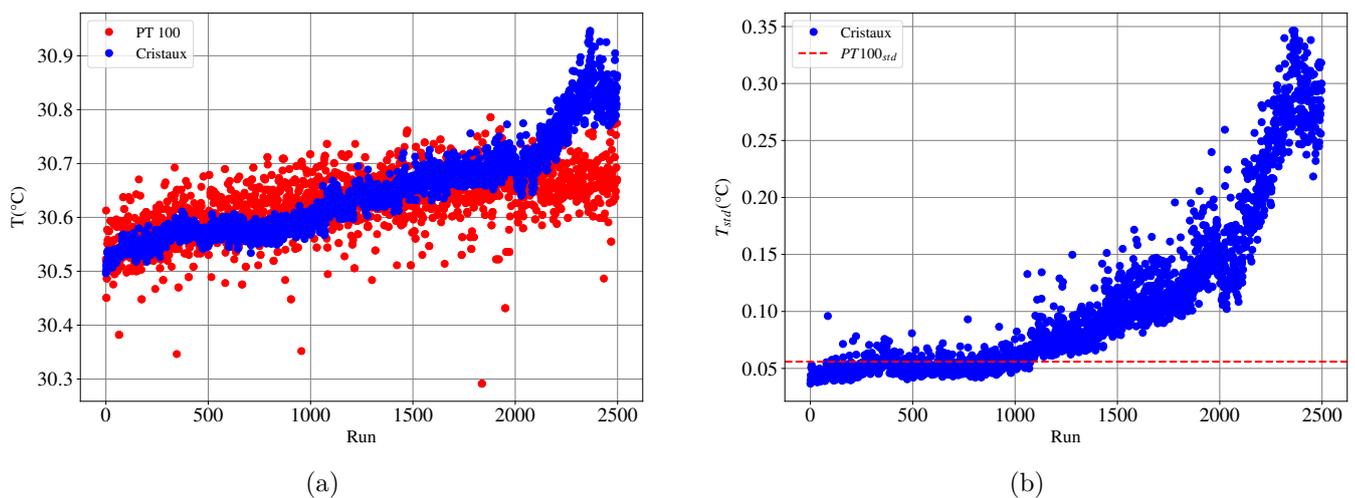


FIGURE 4.2 – (a) Comparaison entre la mesure de la PT-100 et la température moyennée sur la fenêtre de mesure (b) RMS de la température sur la fenêtre de mesure à chaque run.

Nous avons donc décidé de ne garder que les 1000 premiers runs pour les calculs des statistiques de température, les statistiques de vitesse pouvant être calculées sur les 2500 runs car la PIV n'est pas sensible aux variations de couleur des cristaux.

4.2.1 Statistiques de vitesse

A partir des 2500 cartes instantanées de vitesse, on peut réaliser une carte de norme de vitesse moyenne ainsi qu'une carte de RMS de vitesse (figure 4.3 (a) et (b)). Comme indiqué dans le tableau 3.1, la cellule de convection tourne dans le sens horaire sur cette acquisition, c'est-à-dire que le jet chaud est sur la gauche et le jet froid sur la droite des cartes.

La vitesse tend bien vers zéro au centre de la cellule et on y trouve également un minimum dans la RMS de la vitesse comme Liot et al. (2017), avec une valeur globalement homogène. On constate tout

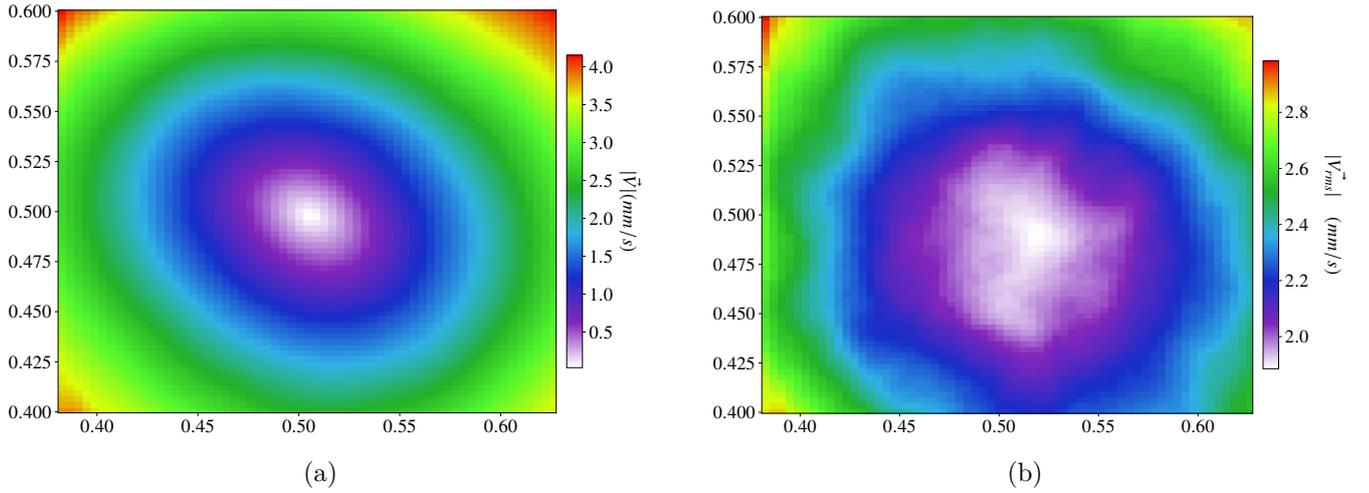


FIGURE 4.3 – (a) Norme de la vitesse moyennée sur 2500 runs (17h) (b) Norme de la RMS 2D de la vitesse.

de même une légère dissymétrie sur la carte de RMS de vitesse entre le haut et le bas.

Pour une comparaison plus précise, les profils de vitesse moyenne sur leurs axes, soit $\langle \bar{u} \rangle_x$ et $\langle \bar{v} \rangle_y$, en fonction de x/h et y/h respectivement, sont tracés sur la figure 4.4 (a). Sur la figure 4.4 (b) sont tracés les profils RMS de vitesse horizontale et verticale moyennés selon leurs axes respectifs (trait plein) ou selon l'axe perpendiculaire (trait pointillé).

On voit sur ces profils que la zone du cœur de la cellule est relativement homogène et isotrope, les deux profils de RMS ayant des valeurs similaires quel que soit l'axe sur lequel on les moyenne. Comme sur la carte de RMS de vitesse figure 4.3 (b), on voit une dyssimétrie sur la composante horizontale, qui peut être due à un jet chaud différent du jet froid à cause des rugosités.

On peut également calculer les PDF des fluctuations de vitesse au milieu, normalisées par leur RMS 4.5 (a) et on constate une forme qui s'approche d'une gaussienne centrée sur zéro pour les faibles valeurs ($-4 < V_i/\sigma < 4$) pour les deux composantes, résultats connus en turbulence homogène isotrope (Gotoh et al., 2002). En revanche pour les grandes valeurs, on constate pour les deux composantes la présence d'ailes qui s'écartent de la distribution gaussienne, que l'on explique par la présence des panaches chaud (ailes positives) et froid (aile négative) qui traversent le cœur de la cellule. On trouve les mêmes PDF dans la thèse de Dumont (2021).

A partir des équations de Boussinesq (1.4), on peut calculer une expression exacte de la dissipation visqueuse moyenne dans la cellule (Shraiman and Siggia, 1990) :

$$\langle \bar{\epsilon} \rangle_{xyz} = \frac{\nu^3}{H^4} (Nu - 1) \frac{Ra}{Pr^2} \quad (4.3)$$

Cette valeur étant moyennée sur le volume, elle inclut les couches limites, qui sont des zones de forte dissipation, et le cœur de la cellule, où la dissipation est plus faible. Dans notre cas, on trouve $\langle \epsilon \rangle_{xyz} = 1.6 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}^3$ en se basant sur les données du tableau 3.1.

La PIV étant bien résolue spatialement, avec une taille de grille de $1.1 \times 1.7 \text{mm}^2$, on peut mesurer les gradients de vitesse et calculer directement la dissipation visqueuse ϵ_{2D} , moyennée sur une surface, grâce à l'expression (4.4) (Tokgoz et al., 2012).

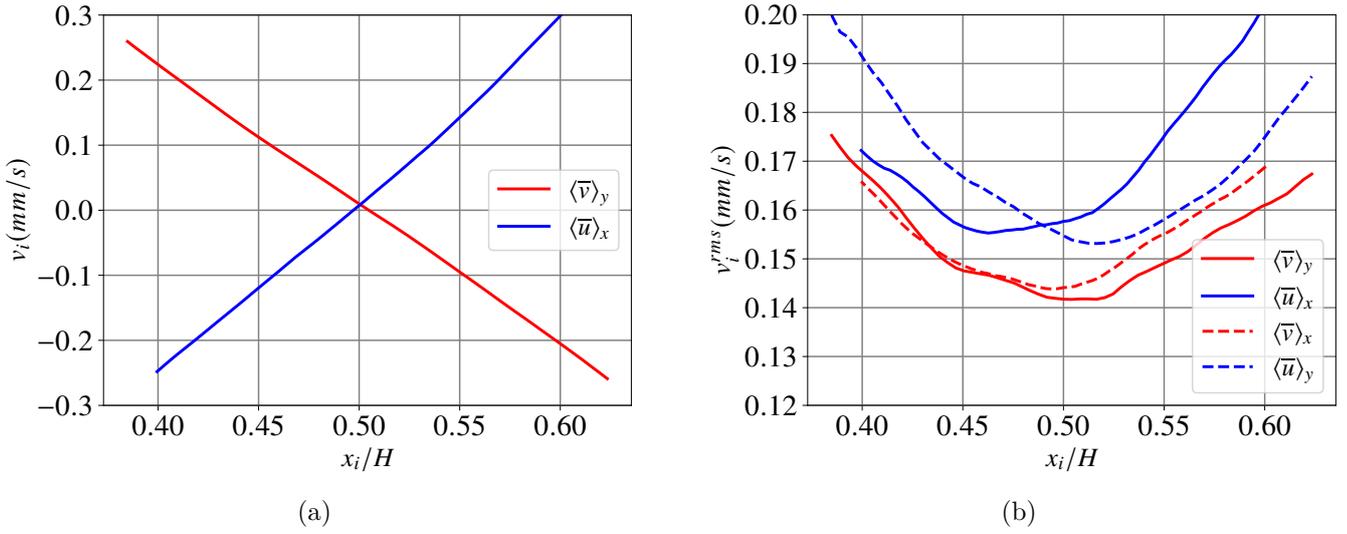


FIGURE 4.4 – (a) Profil de vitesse moyenne horizontale et verticale moyennée selon leurs axes respectifs (b) Profil de RMS de vitesse horizontale et verticale, moyennée selon leurs axes respectifs (trait plein) et les axes perpendiculaire (trait en pointillé).

$$\langle \epsilon \rangle_{xy} = \nu \left\{ 2 \left(\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle_{xy} + \left\langle \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\rangle_{xy} \right) + \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right\rangle_{xy} + \left\langle \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\rangle_{xy} + 2 \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\rangle_{xy} \right\} \quad (4.4)$$

Notons que la valeur sera inférieure à la dissipation 3D dans la mesure où nous n'avons accès qu'à deux composantes sur trois. Néanmoins, dans la mesure où l'on peut considérer l'écoulement au cœur de la cellule comme isotrope, nous devrions trouver 2/3 de la valeur 3D.

La figure 4.5 montre la carte de ϵ_{2D} calculée à partir des gradients. On constate une zone homogène au cœur de la cellule avec une valeur moyenne de $0.9 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}^3$, soit environ 5% du ϵ global.

D'après Xu et al. (2024), on peut mesurer une valeur de $\langle \epsilon \rangle_{xyz}$ dans le centre d'une cellule de Rayleigh-Bénard cylindrique avec la relation suivante :

$$\langle \epsilon \rangle_{xyz} = 9.86 \times \frac{\nu^3}{H^4} 10^{-6} Ra^{1.54 \pm 0.02} \quad (4.5)$$

Dans notre cas, on trouve une valeur de $\langle \epsilon \rangle_{xyz} = 5.1 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}^3$ en utilisant la méthode de (Xu et al., 2024). Cela qui reste assez loin de la valeur que l'on observe, en appliquant avec un facteur 3/2 pour prendre en compte la contribution de la composante transverse, on obtiendrait $1.3 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}^3$. L'écart peut s'expliquer par la différence de géométrie entre la cellule de Xu et al. (2024) et la notre ou par le fait que la PIV n'est pas assez résolue, ce qui ne permet de mesurer correctement les plus petits gradients de vitesse où la dissipation est importante.

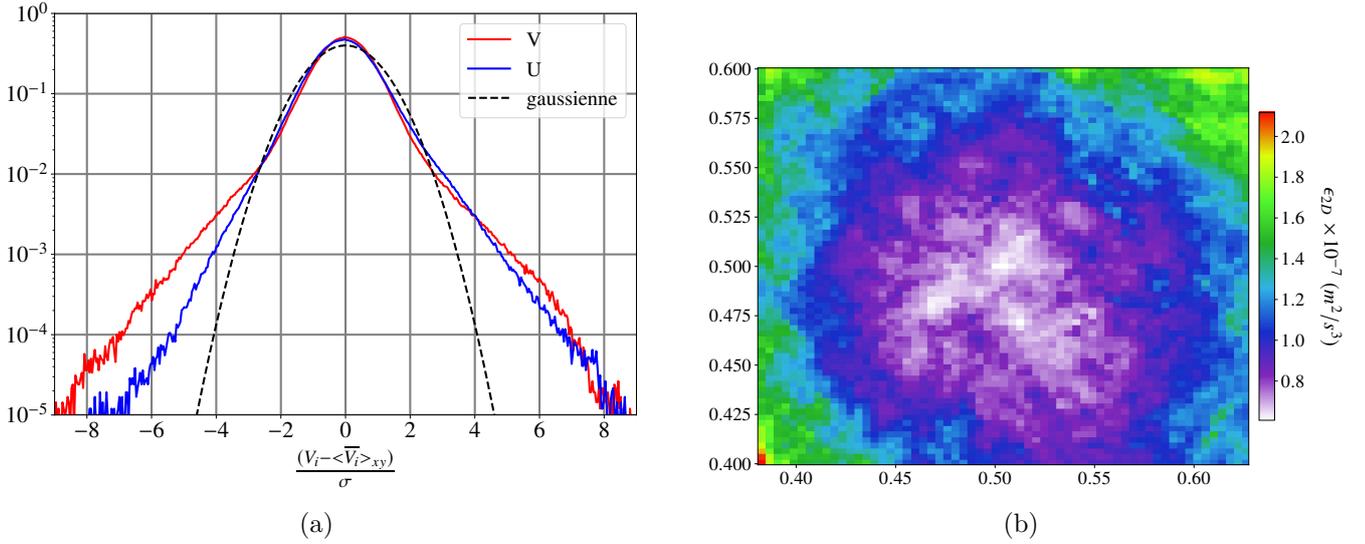


FIGURE 4.5 – (a) PDF de vitesse verticale et horizontale dans le cœur de la cellule (b) Carte de ϵ_{2D} calculé d'après l'équation (4.4).

4.2.2 Statistiques de température

On peut calculer la carte de la moyenne temporelle de la température et de la RMS (figure 4.6 (a) et (b)) de température sur les 1000 premiers runs que l'on considère valides d'après la figure 4.2. On voit que la température, à l'inverse de la vitesse, est en moyenne très homogène au centre de la cellule, ce qui est également le cas de la RMS de la température. Il y a toutefois une dissymétrie horizontale sur la RMS de la température, moins marquée sur la carte de RMS de vitesse, cela pouvant être dû à une dissymétrie des jets chauds et froids en raison des rugosités, le jet chaud transportant plus de fluctuations de chaleur du fait de l'émission de panaches modifié par les rugosités.

On trace les profils de RMS de température, moyennés selon l'axe horizontal et vertical sur la figure 4.7 (a). On obtient effectivement des profils relativement homogènes, avec toutefois un maximum en haut à gauche, là où est situé le jet chaud. La PT-100 mobile est placée juste au-dessus du volume de mesure et la RMS de la température qu'elle mesure est de 0.05°C , ce qui est cohérent avec les profils que l'on obtient.

On remarque sur la figure 4.6, l'existence d'un léger gradient thermique horizontal, environ un dixième de degré, avec des températures plus froides à gauche et plus chaudes à droite. Ce gradient pourrait être dû aux jets mais cela nous semble surprenant étant donné que la cellule tourne dans le sens horaire (cf table 3.1), le jet froid est donc à droite. Si ce gradient était bien un effet des jets, il devrait être orienté dans l'autre sens.

On en conclut qu'il s'agit d'un biais de mesure, pouvant être dû à la variation de l'angle entre la nappe laser et bord gauche et droit de l'image. On pourra éliminer ce biais en utilisant l'équation (4.6) car le biais est présent sur chaque champ instantané mais aussi sur la moyenne temporelle de température.

$$\theta(x, y, t) = T(x, y, t) - \bar{T}(x, y) \quad (4.6)$$

La figure 4.7 (b) montre la PDF des fluctuations de température calculée à partir de l'ensemble des données de température mesurées au milieu. On remarque un comportement exponentiel de la PDF

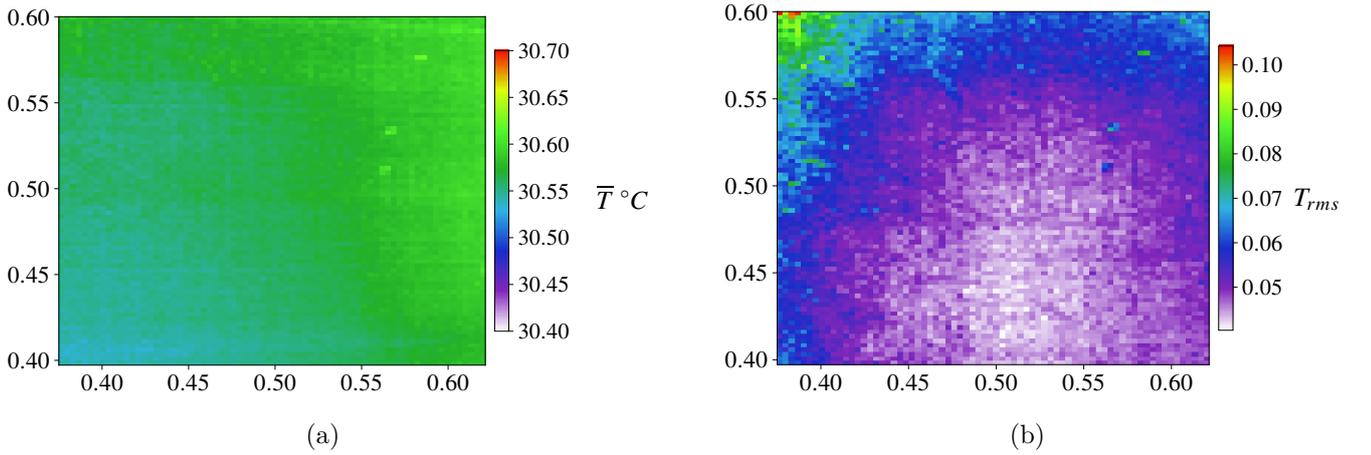


FIGURE 4.6 – (a) Champ de température 2D moyenne calculé sur les 1000 premiers runs (b) Champ de RMS de température 2D calculé sur les 1000 premier runs.

avec large ailes pour les fluctuations positive (température chaude) et négative (température froide), comme observé par des mesures de température expérimentale au centre d’une cellule de Rayleigh Bénard (Liu and Ecke, 2011; Solomon and Gollub, 1990; Liot et al., 2016).

On constate en plus, dans notre cas, une claire dissymétrie entre les températures chaude et froide, ce que nous pouvons attribuer à la présence de rugosité sur la plaque chaude, qui pourrait changer la dynamique des panaches ou leurs tailles, expliquant pourquoi on aurait plus de panaches chaud que froid traversent le cœur de la cellule.

4.2.3 Flux de chaleur

Le fait d’avoir accès à la vitesse et à la température nous permet de calculer le flux de chaleur à chaque instant. L’expression exacte du flux vertical, en dehors des couches limites, peut s’écrire comme un nombre de Nusselt instantanée et local :

$$\begin{aligned} Nu(x, y, t) &= \frac{H}{\kappa \Delta T} v(x, y, t) \theta(x, y, t) \\ Nu'(x, y, t) &= \frac{H}{\kappa \Delta T} v'(x, y, t) \theta(x, y, t) \end{aligned} \quad (4.7)$$

Avec Nu mesurant le flux thermique total, avec la contribution de l’écoulement moyen, Nu' ne prenant en compte que le transfert thermique porté par les fluctuations de vitesse. θ est défini par l’équation (4.6).

Cette définition implique qu’il n’y a pas de contribution de l’écoulement moyen lorsque l’on calcule la moyenne temporelle des équations (4.7), soit $\overline{Nu} = \overline{Nu}'$.

On peut également définir un flux de chaleur horizontal lié aux fluctuations de vitesse horizontales :

$$Nu'_x(x, y, t) = \frac{H}{\kappa \Delta T} u'(x, y, t) \theta(x, y, t) \quad (4.8)$$

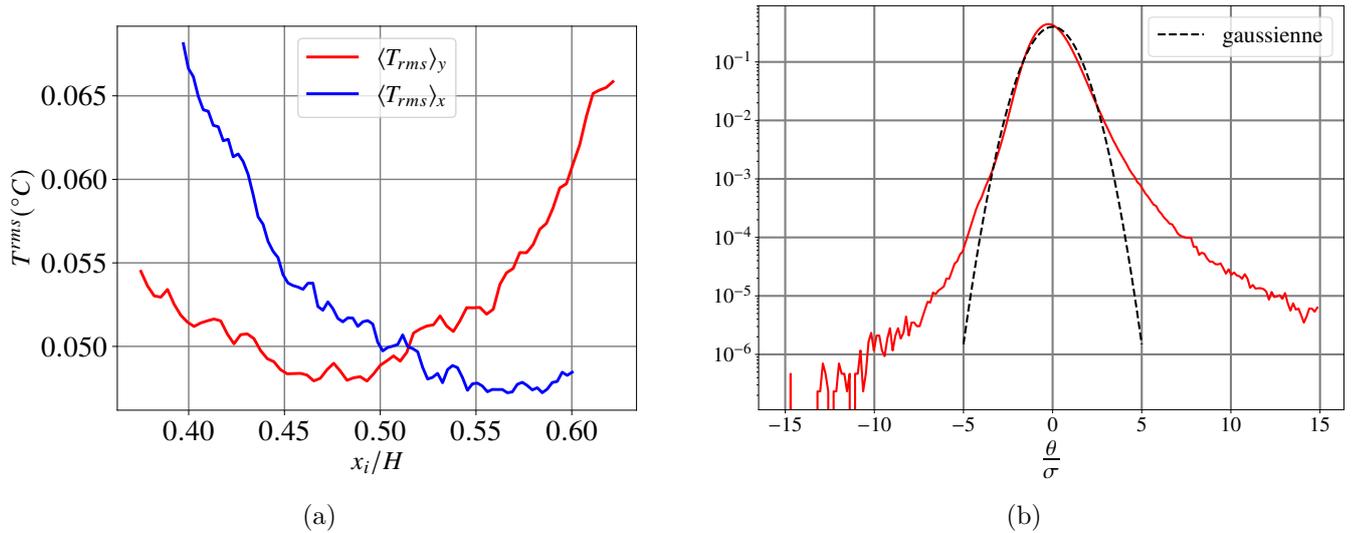


FIGURE 4.7 – (a) Profil de RMS de température moyennée selon l’axe vertical (courbe rouge) et horizontal (courbe rouge) (b) PDF des fluctuations de température normalisées par la RMS au centre de la cellule.

Dans le cas de la vitesse verticale, $v'\theta > 0$ signifie que, sous l’effet des forces de flottabilité et de la turbulence, du fluide chaud monte vers la plaque froide ou du fluide froid descend vers la plaque chaude. Cela correspond à un transfert thermique vertical, ce qui est le cas en moyenne dans la cellule, avec un flux thermique moyen positif caractérisé par le nombre de Nusselt. Il est cependant possible mais moins probable d’avoir $v'\theta < 0$, ce qui signifie que sous l’effet de la turbulence, des particules de fluide chaud soient transportées localement vers la plaque chaude et inversement des particules de fluide froid soient remontées vers la plaque froide.

La figure 4.8 (a) montre la PDF du flux de chaleur verticale (rouge) et horizontale (bleu), dans le cœur de la cellule de Rayleigh Bénard. On constate d’abord que la PDF du flux de chaleur horizontale est symétrique et de moyenne nulle, ce qui est attendu (Shang et al., 2003) dans la mesure où le flux moyen horizontal est nul et que la quantité de chaleur advectée vers la droite ou la gauche du cœur de la cellule de convection est identique en moyenne car uniquement transportée par les fluctuations horizontales de vitesse.

La PDF du flux de chaleur vertical est quant à elle dissymétrique, avec une aile bien plus prononcée vers les valeurs positives (flux de chaleur du bas vers le haut), ce qui est cohérent avec le sens du transfert thermique global. Le nombre de Nusselt moyen dans la zone centrale est de 3.4, ce qui est bien plus faible que le nombre de Nusselt global de 177 car la majorité des panaches qui s’élève de la couche limite thermique sont aspirés vers les parois latérales. Le cœur de la cellule est donc une région de faible transfert thermique, seuls quelques panaches parviennent la traverser, ce qui se traduit par des nombres de Nusselt instantanés très grands, avec des valeurs supérieures à 2000 mais une probabilité très faible.

Un exemple de flux de chaleur instantané pour un panache traversant le cœur de la cellule est montré figure 4.9. On voit effectivement un fond homogène très faible, avec des valeurs de Nusselt instantané localement très élevé.

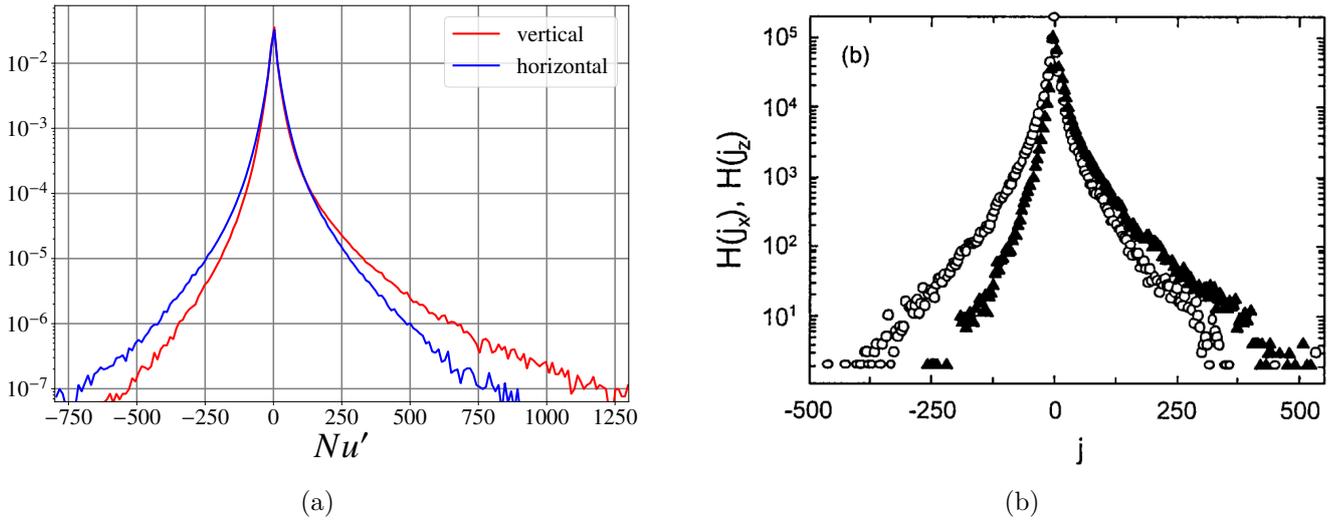


FIGURE 4.8 – (a) PDF de flux de chaleur horizontal et vertical normalisé par leur RMS dans le centre de la cellule (b) PDF de flux de chaleur horizontal (ronds ouverts) et vertical (triangles noirs) mesuré avec un LDV et une sonde température, à $Ra = 2.6 \times 10^9$, tiré de Shang et al. (2003).

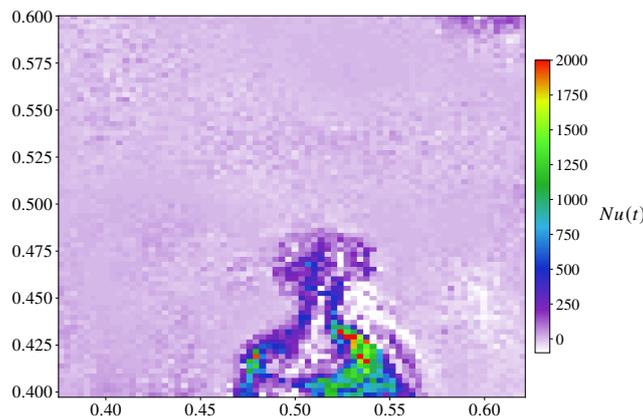


FIGURE 4.9 – Exemple de panache traversant le cœur de la cellule au run 159.

Ces PDF sont très semblable avec celles que l'on peut trouver dans les travaux de Shang et al. (2003), montrés sur la figure 4.8 (b), qui ont réalisé des mesures de flux de chaleur ponctuels dans une cellule de Rayleigh Bénard remplie d'eau ($Pr \approx 5.4$) et des Rayleigh proches des nôtres, de 2.9×10^9 , à l'aide d'une sonde de température couplée à un système de LDV (Laser Doppler Velocimetry). Les valeurs sont légèrement plus grandes dans notre cas comparé au cas de Shang et al. (2003) car leur PDF est mesurée ponctuellement au centre de la cellule quand nous mesurons sur une fenêtre de mesure 2D de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et le nombre de Rayleigh est légèrement plus haut. Elles se comparent également très bien avec les mesures de Liot et al. (2016), où le flux de chaleur est mesuré à l'aide d'une particule instrumentée dans toute la cellule.

4.3 Proche de la plaque chaude

Nous avons ensuite sondé la partie proche de la plaque chaude rugueuse, la zone où se développent les panaches chauds, afin d'y étudier le transfert thermique.

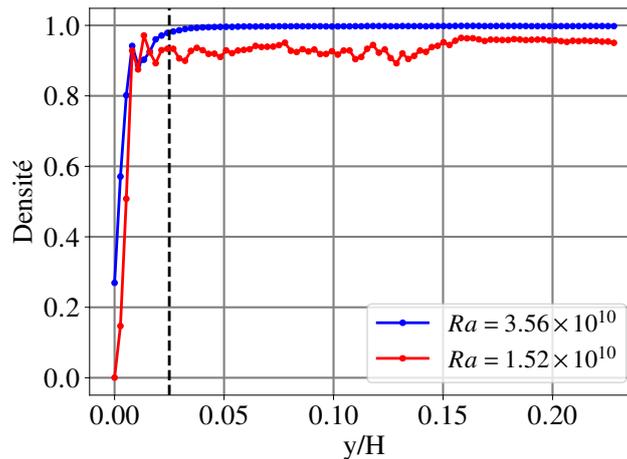


FIGURE 4.10 – (a) Profil de densité moyenne de carreaux résolus dans la bande passante des cristaux pour les deux expériences proches de la plaque chaude. $y = 0$ correspond au haut des rugosités.

Comme détaillé dans le tableau 3.1, nous avons effectué deux expériences à des nombres de Rayleigh de 1.52×10^{10} et 3.56×10^{10} . Malheureusement, comme dans le cas du milieu, des fluctuations du laser sur une partie des runs faussent la mesure de température et nous laissent respectivement 2000 et 2500 runs (11h et 14h d’acquisitions) exploitables.

L’expérience a été réglée de sorte à ce que la température du cœur de la cellule soit positionnée au milieu de la bande passante des cristaux. Néanmoins, la température de la plaque basse étant respectivement de 34.17°C et 39.46°C (tableau 3.1), une partie de l’écoulement, notamment de la couche limite, se trouve hors de la gamme de réponse des cristaux, soit à plus de 2°C de la température moyenne. L’idéal aurait été une différence de température plus faible entre les plaques mais la puissance minimale injecté dans la plaque chaude est de 100W, en dessous les pertes thermiques sont trop importantes et la stabilité de l’écoulement est compromise.

Les cartes instantanées de température étant divisées en carreaux, on peut calculer la densité de carreau résolu, c’est-à-dire pour lesquels on trouve une température comprise entre 29.7°C et 32.5°C , les autres carreaux étant hors de la gamme, on ne leur associe pas de température.

La figure 4.10 montre le profil moyenné sur la durée de l’acquisition et moyenné selon l’axe horizontal de cette densité pour les deux expériences proches de la plaque chaude. Cette approche permet de quantifier à partir de quelle altitude on peut considérer négligeables les cristaux hors gamme et mesurer des quantités comme la RMS de température sans la sous-estimer. Dans toute la suite, le zéro de l’axe des abscisses est défini comme le haut des rugosités.

On constate que la quantité de cristaux hors de la bande passante est localisée proche de la couche limite. Passé 8.2 mm au-dessus des rugosités, 98 % des carreaux des cartes sont dans la gamme en moyenne dans le cas $Ra = 3.56 \times 10^{10}$, les 2% restants étant les cœurs des plus gros panaches, comme on peut le voir sur la carte de température figure 3.13 (a). L’expérience à $Ra = 1.52 \times 10^{10}$ étant plus bruitée à cause d’un dépôt de cristaux sur les parois de la cellule, la courbe de densité ne tend pas exactement vers 1.

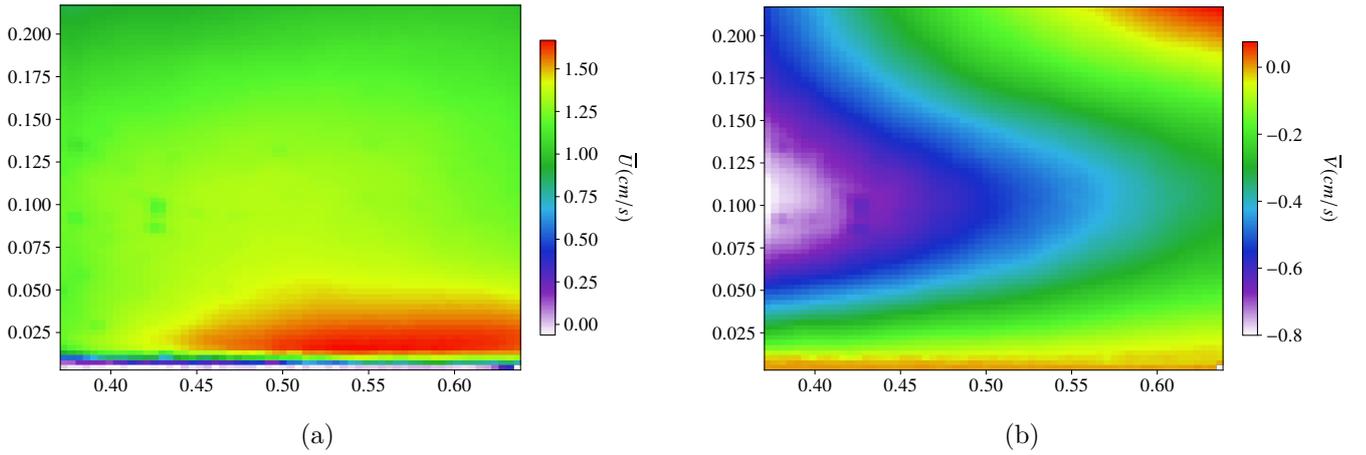


FIGURE 4.11 – Carte de vitesse moyenne horizontale (a) et verticale (b) pour $Ra = 3.56 \times 10^{10}$.

4.3.1 Statistiques de vitesse

Comme dans le cas au milieu, on peut effectuer de la PIV sur les images afin d'obtenir le champ de vitesse moyen (figure 4.11) et de RMS de vitesse (figure 4.12). On constate sur ces deux cartes l'aspect inhomogène de l'écoulement, avec une forte vitesse horizontale proche de la paroi (le vent) et une forte vitesse verticale négative à gauche (le jet froid arrivant sur la plaque chaude). Les RMS des vitesses ont globalement la même allure que les champs moyens, ce qui donne un taux de turbulence (équation (4.9)) assez homogène, avec une valeur d'environ 45% dans la zone observée.

$$\tau_{turbu} = \frac{|\vec{V}_{rms}|}{|\vec{V}|} \quad (4.9)$$

On peut mesurer les gradients et calculer la dissipation visqueuse ϵ d'après l'équation (4.4). Elle est représentée sur la figure 4.13. On constate une zone de forte dissipation localisée proche de la paroi, là où les gradients de vitesse sont les plus importants, avec des valeurs locales proches de la valeur globale calculée avec l'équation (4.3), $\langle \bar{\epsilon} \rangle_{xyz} = 6.2 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}^3$. Les valeurs de dissipation dans la partie supérieure du volume de mesure sont bien plus faibles, de l'ordre de 5% du ϵ_{global} . Ces valeurs sont cohérentes avec les valeurs de ϵ_{loc} mesurées dans le cœur de la cellule (figure 4.5).

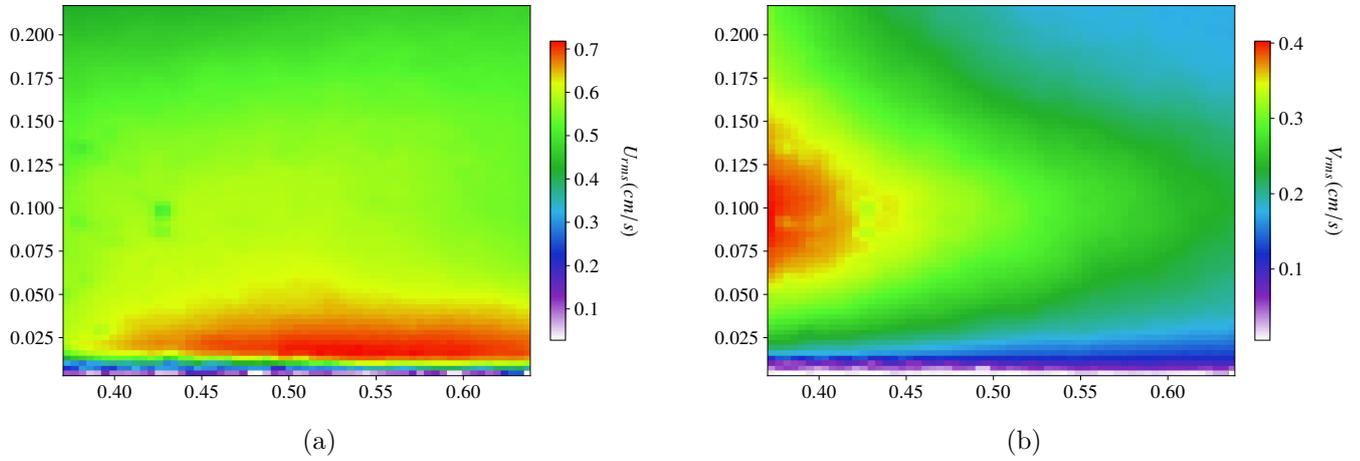


FIGURE 4.12 – Carte de RMS de vitesse moyenne horizontale (a) et verticale (b) pour $Ra = 3.56 \times 10^{10}$. La zone de mesure fait 10.2 cm par 8.4 cm est situé proche de la plaque chaude, au centre de la cellule selon la largeur (axe x).

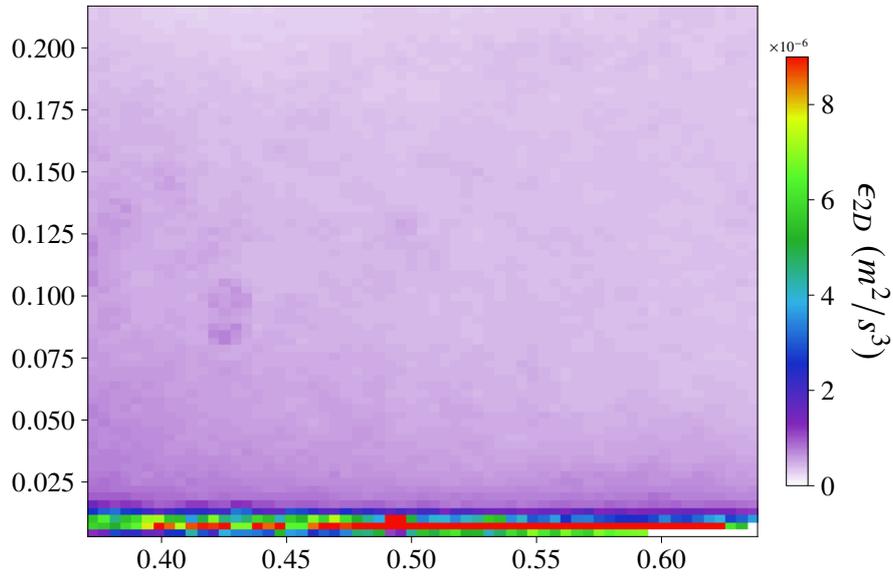


FIGURE 4.13 – Carte de dissipation visqueuse ϵ pour $Ra = 3.56 \times 10^{10}$.

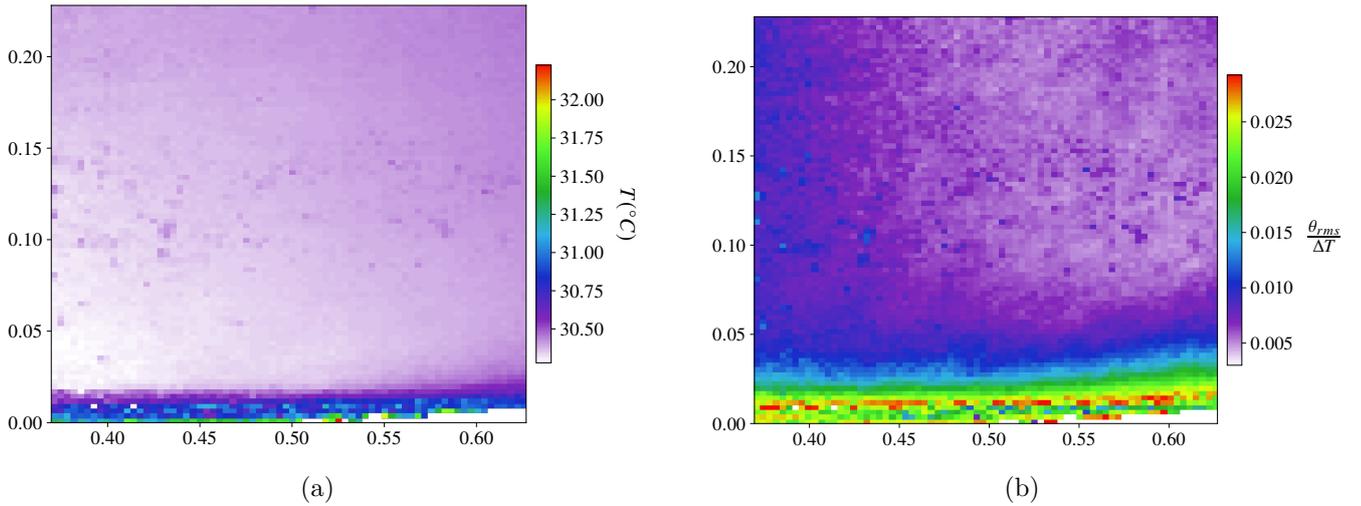


FIGURE 4.14 – (a) Carte de température moyennée sur 2500 runs (14h) (b) Carte de RMS de température moyennée sur les mêmes runs, normalisée par le ΔT global.

4.3.2 Statistiques de température et de flux de chaleur

Les figures 4.14 (a) et (b) montrent les champs de température moyenne et les champs de RMS normalisés par le ΔT dans le cas $Ra = 3.56 \times 10^{10}$, la cellule tourne dans ce cas dans un sens trigonométrique.

On normalise la température par ΔT afin de comparer ces valeurs avec des résultats de DNS effectués au LISN dans le groupe d'Anne Sergent avec une géométrie identique à notre montage expérimental et à un nombre de Rayleigh de 1×10^{10} et un nombre de Prandtl légèrement plus faible de 4.38.

La température est relativement homogène comme dans le cœur de la cellule, à l'exception de la zone de la paroi où l'on voit un fort gradient thermique, qui correspond à une partie de la couche limite thermique que l'on peut résoudre (jusqu'à 32.5°C). On peut également noter un léger gradient horizontal, dû au jet froid qui arrive à gauche de la carte.

On peut séparer la carte de RMS en trois zones, une première à gauche de l'image, qui est due aux fluctuations thermiques transportées par le jet froid. On observe ensuite une zone avec un gradient vertical, plus large que la couche limite, là où se développent les panaches chauds. Enfin, on voit une zone homogène de faible RMS avec des valeurs proches de celles que l'on trouve dans le centre de la cellule.

On peut voir plus précisément le gradient en effectuant un profil moyenné horizontalement comme précédemment, montré figure 4.15 (a). Dans les deux cas, la ligne en pointillé correspondant à la température du cœur de la cellule mesurée par la PT-100. On constate que la température ne varie que très peu en moyenne hors de la couche limite, avec une brutale transition lorsque l'on se rapproche du bord de la plaque. Du fait de la bande passante des cristaux plus petite que ΔT , la température dans la couche limite est sous-estimée (cf. figure 4.10). On voit également que l'expérience avec un nombre de Rayleigh plus faible est plus bruitée que l'autre.

Le profil de RMS de température moyenné sur la fenêtre, $\langle \overline{\theta_{rms}} \rangle_x$, normalisé par le ΔT , est montré figure 4.15 (b), pour les deux expériences et pour un plan au milieu de la cellule dans la simulation

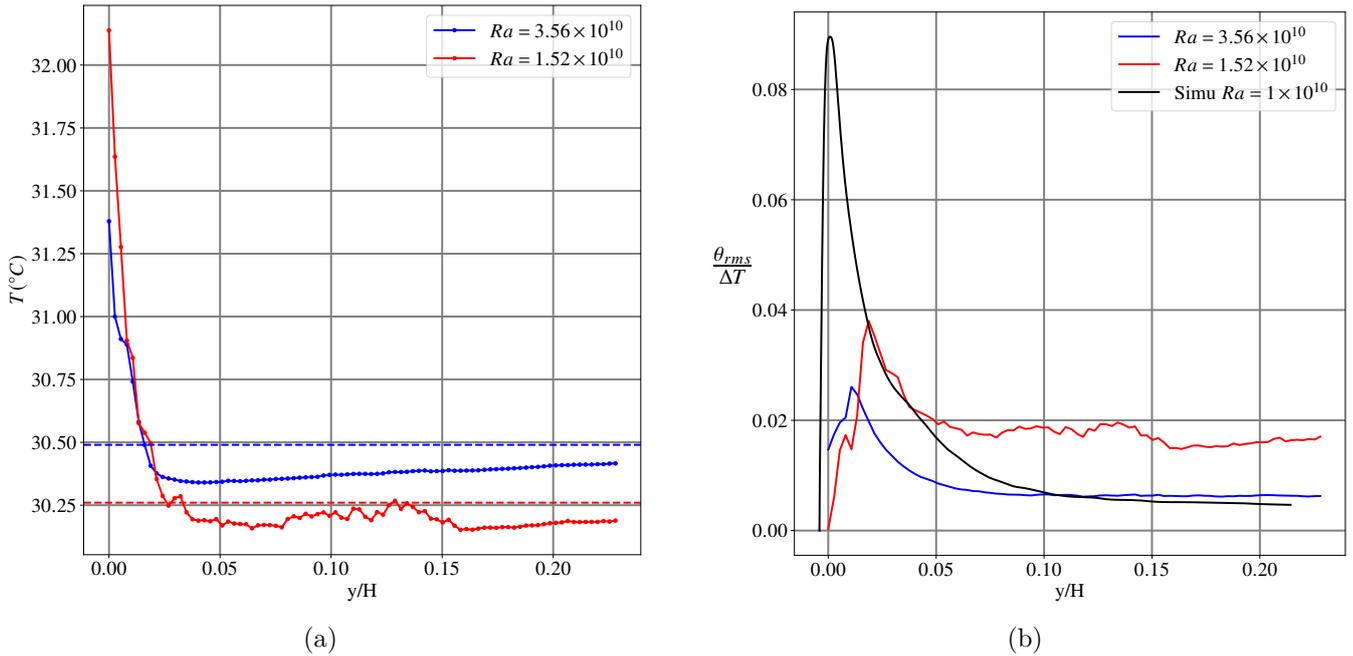


FIGURE 4.15 – (a) Profil de température moyenné horizontalement pour les deux expériences proches de la paroi chaude. Les pointillés correspondent à la température dans le cœur de la cellule mesurée avec la PT-100. (b) Profil de RMS de température moyenné horizontalement, la courbe noire correspond au profil obtenu par simulation DNS.

DNS. Le zéro étant défini à la surface des rugosités (limite du champ de vision expérimental), la courbe de simulation est légèrement décalée car le profil va jusqu'à la surface de la plaque, car le plan est placé entre les rugosités.

On constate dans les trois cas la présence d'un pic quelques millimètres au-dessus des rugosités là où se développent les panaches. Ce pic est néanmoins sous-estimé dans le cas des expériences par rapport à des mesures effectuées avec une thermistance dans la même cellule par [Salort et al. \(2014\)](#), à cause de la bande passante limitée des cristaux. La valeur maximale de RMS est plus importante pour la simulation qui n'a pas ce problème.

Le pic semble néanmoins plus proche de la paroi à mesure que le nombre de Rayleigh augmente, ce qui est logique car l'épaisseur de la couche limite thermique décroît avec l'augmentation de ce dernier. On a également l'impression que, du fait du bruit sur l'expérience à bas Rayleigh, la RMS est surestimée par rapport à l'autre expérience.

Les PDF de température en bas, calculées sur l'intégralité de la fenêtre de mesure et normalisées par leur RMS, sont montrés figure 4.16. Contrairement à la PDF mesurée au centre, figure 4.7 (b), on constate ici une très nette dissymétrie, avec une large aile vers les températures positives, due aux panaches chauds émis proches de la plaque.

La coupure nette observable est due à la limite de la bande passante des cristaux, certains panaches ayant une température de plus de 32.5°C , que les cristaux ne peuvent pas détecter.

Pour le calcul du flux de chaleur, on utilisera $\tilde{\theta}$, défini par l'équation :

$$\tilde{\theta} = T - T_0 \quad (4.10)$$

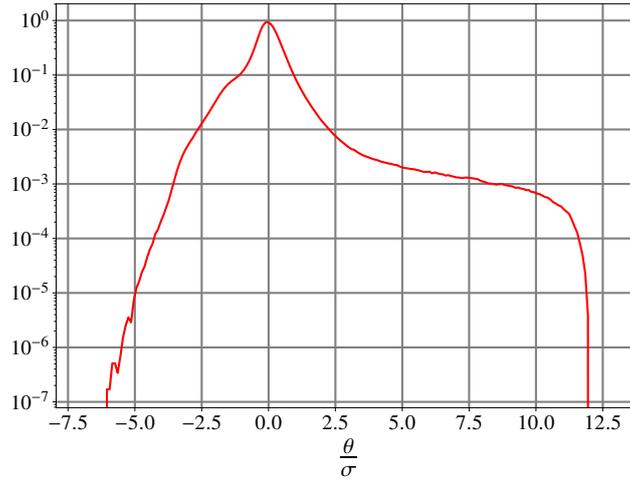


FIGURE 4.16 – PDF des fluctuations de température normalisées par la RMS, dans le bas de la cellule (correspond à la carte montrée figure 4.14 (a)).

avec T_0 la température mesurée dans le cœur de la cellule avec la PT-100 mobile. On peut utiliser cette définition car le gradient de température horizontal artificiel qui posait problème pour la mesure au centre de la cellule est faible devant la valeur des gradients horizontaux et verticaux proches de la plaque chaude.

L'utilisation de $\tilde{\theta}$ (équation (4.10)) n'implique pas l'équivalence des relations (4.7) lorsqu'on les moyenne dans le temps. En développant les produits $V\theta$, équation (4.11) et $V'\theta$ (4.12), on peut séparer deux contributions dans le flux de chaleur moyen : le transport dû à l'écoulement moyen, les jets chauds et froids, et celui dû aux fluctuations thermiques, les panaches.

On peut voir ce deuxième terme comme un terme de production de flux de chaleur et le premier comme un terme de transport pur entre la plaque du haut et la plaque du bas. Un transfert s'effectuant entre ces deux termes afin de passer des panaches aux jets.

$$\overline{\tilde{N}u(x, y, t)} = \frac{H}{\kappa\nu} \overline{(\bar{v}(x, y) + v'(x, y, t))(\bar{T}(x, y) + T'(x, y, t) - T_0)} = \frac{H}{\kappa\nu} \overline{\bar{v}(\bar{T} - T_0)}(x, y) + \overline{v'T'}(x, y) \quad (4.11)$$

$$\overline{\tilde{N}u'(x, y, t)} = \frac{H}{\kappa\nu} \overline{v'(x, y, t)(\bar{T}(x, y) + T'(x, y, t) - T_0)} = \frac{H}{\kappa\nu} \overline{v'T'}(x, y) \quad (4.12)$$

On peut calculer les équations (4.11) et (4.12) à partir des champs de vitesse et de température et on peut isoler les contributions de chacun des termes en soustrayant les équations (4.11) et (4.12).

Ainsi, la figure 4.17 (a) montre la carte de flux due à l'écoulement moyen, soit $\overline{(\bar{v} + v')(\bar{T} + T' - T_0)} - \overline{v'T'}$ et la figure 4.17 (b) la carte de flux de chaleur due aux fluctuations, $\overline{v'T'}$.

On constate une grande similarité entre la carte de vitesse moyenne verticale (figure 4.11 (b)) et la carte de flux de chaleur dû à l'écoulement moyen. La carte de flux de chaleur dû aux fluctuations semble à le même comportement que la carte de RMS de température, figure 4.14 (b).

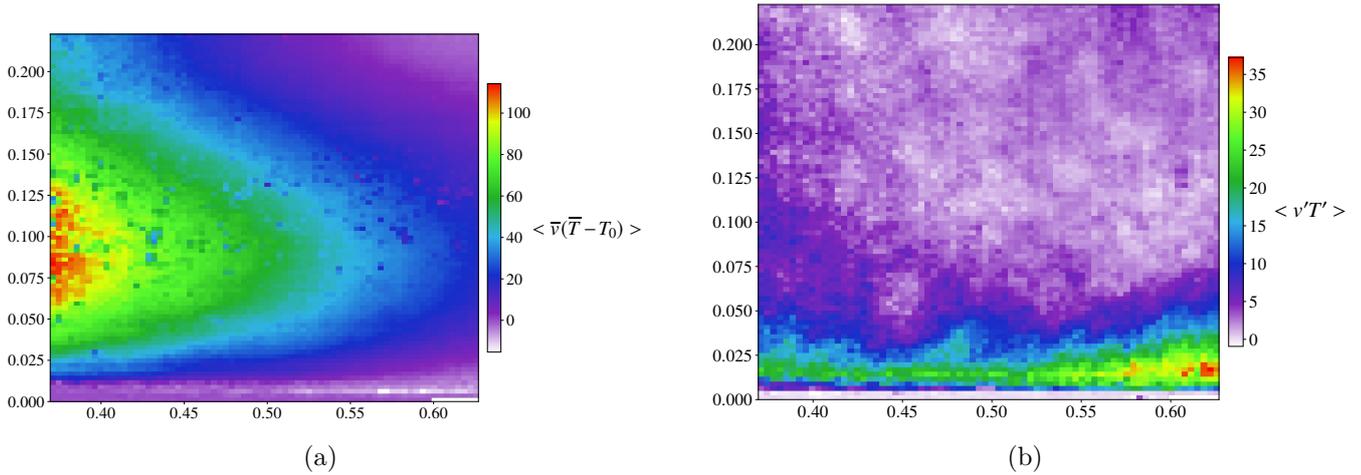


FIGURE 4.17 – (a) Carte de flux de chaleur total moyen à laquelle on a retiré la carte de flux de chaleur dû aux fluctuations de température et de vitesse (b) Carte de flux de chaleur moyen dû aux fluctuations de chaleur et de vitesse.

On peut noter aussi que le flux de chaleur lié aux panaches est très localisé dans une zone de mélange, l'endroit où les panaches perdent leur énergie thermique et se mélangent dans le fluide environnant.

Cette zone s'étend sur 5% de la hauteur de la cellule, soit dans notre cas environ 2 cm. On peut tracer des PDF des fluctuations du flux de chaleur, définies par l'équation (4.12), comme pour la figure 4.8 au milieu, à différentes distances de la plaque chaude. Ces PDF sont montrés figure 4.18

Les zones sont situés entre 0 et 2.7% de la hauteur (0mm et 11mm), courbe rouge, 5% et 8% (22mm et 33mm), courbe bleue et 11% et 13.5% (44mm et 55mm), courbe verte. La courbe en pointillé noire correspond au cœur de la cellule, détaillé dans la section précédente.

La PDF est maximale sur une valeur proche de 0, ce qui est en bon accord avec la carte de flux de chaleur où l'on a un flux moyen dû aux fluctuations très faible, sauf dans la zone de mélange. Quelle que soit l'altitude, la PDF est dissymétrique, mais elle l'est d'autant plus que l'on se rapproche de la plaque. Là encore, elles sont cohérentes avec Shang et al. (2003), qui ont réalisés les mêmes PDF mais de manière ponctuelle avec un système de LDV et une sonde de température.

La figure 4.18 (b) montre un exemple de champ instantané de fluctuations de température $\tilde{\theta}$, pour le run 494. On y voit des panaches chauds s'élever et des fluctuations froides amenées par jet froid. Ces structures sont responsables d'un fort transfert thermique, montré sur la figure 4.19 (a), où l'on voit un fond homogène où le flux est quasiment nul et les panaches qui transportent des quantités de chaleur très importantes.

On aperçoit aussi des zones de transport vertical négatives, les fluctuations froides arrivant du jet se faisant advecter verticalement par la turbulence.

La figure 4.19 (b) montre le flux de chaleur horizontal, défini par l'équation (4.8)

On voit qu'une grande partie des panaches ont un flux horizontal négatif, c'est-à-dire que leur vitesse relative par rapport au vent est négative. Cela est logique car ce sont des morceaux de couche limite qui se détachent et qui rentrent dans le vent avec une vitesse horizontale nulle, ce qui explique la zone de forte RMS de vitesse horizontale proche de la paroi chaude.

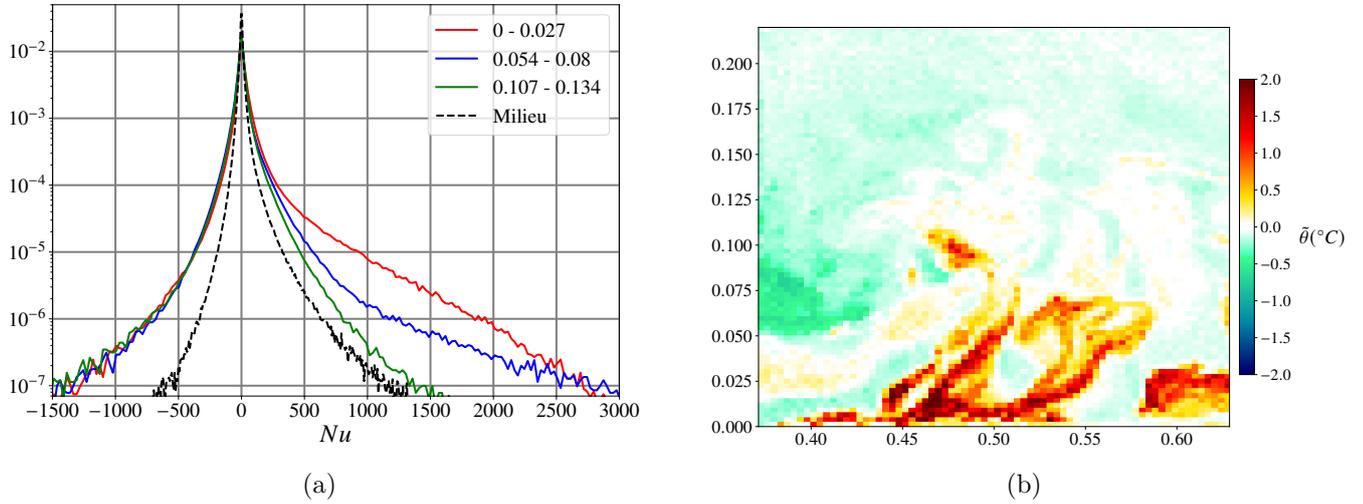


FIGURE 4.18 – (a) PDF de flux de chaleur, équation (4.7), à différentes distances de la plaque chaude (distance normalisée par H) (b) Exemple de champs de température θ instantané pour le run 494.

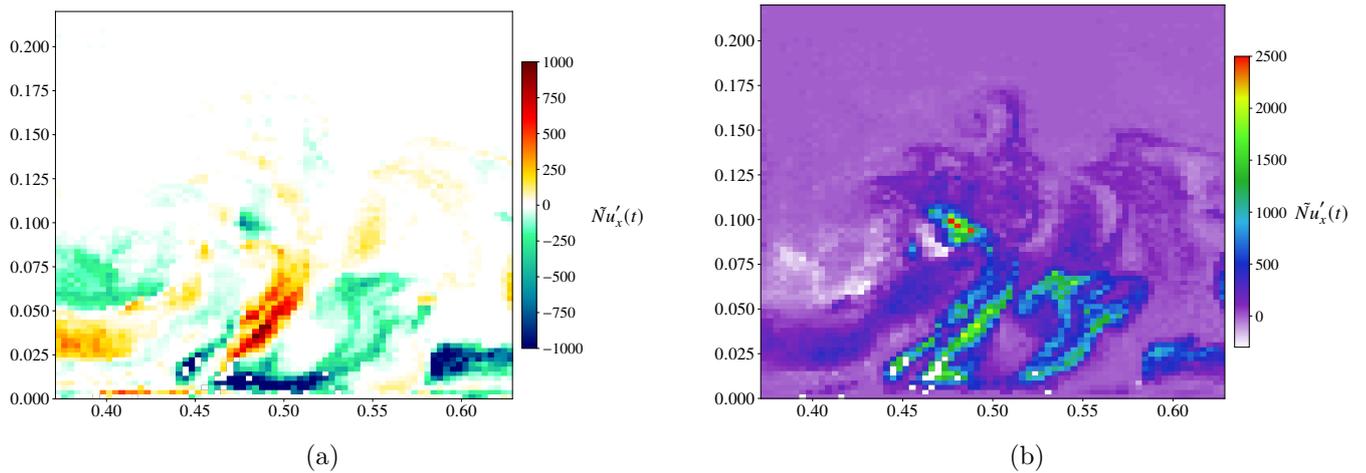


FIGURE 4.19 – Exemple de flux de chaleur instantané (a) horizontal et vertical (b) pour le run 494.

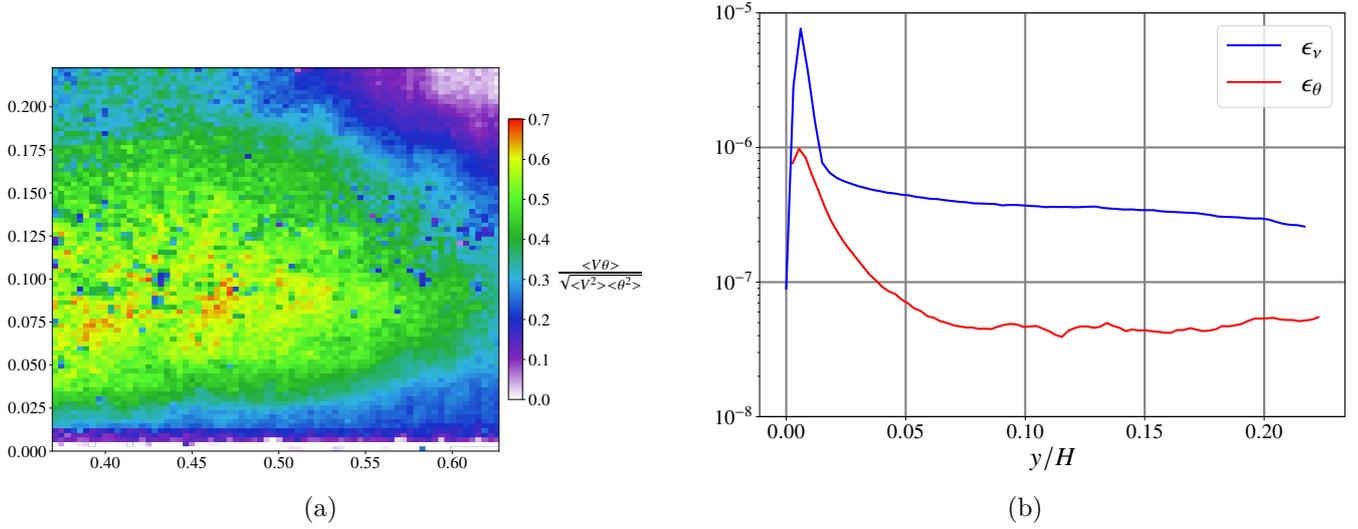


FIGURE 4.20 – (a) Corrélation entre la vitesse verticale et la température (équation (4.13)). (b) Dissipation visqueuse (bleu) et thermique (rouge), moyennée horizontalement.

4.3.3 Corrélation vitesse-température et dissipation thermique

On peut étudier la corrélation entre la vitesse verticale et la température en comparant le flux de chaleur au produit des fluctuations de vitesse et de température.

$$\tau_{Nu} = \frac{\langle v\theta \rangle}{\sqrt{\langle v^2 \rangle} \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}} \quad (4.13)$$

D'après Kraichnan (1962), on aurait $\langle v\theta \rangle \approx \frac{1}{2} \sqrt{\langle v^2 \rangle} \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$ dans ce qu'il définit comme la région III, qui correspond à une région entre le haut de la couche limite visqueuse et le cœur de la cellule. On trace la carte de τ_{Nu} d'après l'équation (4.13) sur la figure 4.20 (a), et effectivement, on constate que la région est relativement homogène, avec une valeur moyenne de 45%, ce qui correspond plutôt bien au modèle de Kraichan. Dans le cœur de la cellule, ce taux tombe plutôt aux alentours de 10%.

Enfin on peut calculer la dissipation thermique, analogue de la dissipation visqueuse, avec l'équation (4.14) :

$$\epsilon_\theta = \kappa \left\langle \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \right\rangle \quad (4.14)$$

Les profils moyennés horizontalement de dissipation visqueuse ϵ et thermiques ϵ_θ sont montrés sur la figure 4.20 (b). On constate que les maxima sont très localisés proches de la paroi, là où l'on trouve les gradients les plus élevés. Le maximum de dissipation visqueuse semble néanmoins plus localisé que la dissipation thermique, ce qui fait sens dans la mesure où les panaches se déplacent verticalement, ce qui crée cette zone de dissipation plus épaisse.

4.4 Proche de la plaque froide

4.4.1 Mesure de température

La même expérience a $Ra = 3.8 \times 10^{10}$ a été faite proche de la plaque froide, avec 3500 runs sur une durée de 20h. Malheureusement, dû au problème du laser détaillé dans la partie 3.6, nous ne pouvons exploiter que les runs de 1000 à 2500. On peut voir un instantané correspondant au run 2500 sur la figure 4.21 (a), avec des panaches froids (rouges) sur un fond de couleur relativement homogène, et la carte de température associée sur la figure 4.22 (a). On observe des panaches rouge foncé avec un cœur noir, car leur température est plus froide que 29.7°C , avec une plaque froide à $19,1^\circ\text{C}$. On observe bien les panaches sur la carte de température, sur un fond à température relativement homogène d'environ 30.7°C , avec une zone plus chaude à droite due à l'arrivée du jet chaud, la cellule tournant dans un sens antihoraire.

On aperçoit bien la couche limite thermique sur l'image moyenne figure 4.21 (b), la fine bande entre le fond homogène bleu-vert et la ligne blanche qui est la réflexion du laser sur la plaque froide. En mesurant la distance entre la ligne blanche, censée être à la température de la plaque, et l'interface entre le rouge, à 29.7°C , et le bleu, à 30.7°C , on trouve une distance de $\delta = 1.8$ mm, que l'on peut comparer avec la formule théorique (1.8).

On peut utiliser la méthode de Tisserand et al. (2011) et définir deux nombres de Nusselt, un pour la plaque du haut et un pour la plaque du bas. Pour cela, on mesure la température au centre de la cellule T_m , à l'aide de la PT-100 mobile et on définit deux ΔT , un pour la demi-cellule haute et un pour la demi-cellule basse.

Dans un cas de convection de Rayleigh-Bénard classique avec des plaques lisses, les deux nombres de Nusselt seraient identiques mais les rugosités impliquent que $T_m > (T_c + T_f)/2$, on a donc deux ΔT différents et un nombre de Nusselt pour chaque demi-cellule.

On mesure le nombre de Nusselt en bas $Nu = 197$ et en haut $Nu = 247$. On peut calculer une hauteur de couche limite thermique $\delta = 1.1$ mm, la différence pouvant s'expliquer par la surestimation du nombre de Nusselt à cause des pertes et également le fait que cette formule est définie pour une cellule lisse-lisse. La méthode utilisée avec les cristaux n'est pas très précise, il aurait fallu zoomer sur la couche limite pour un meilleur résultat.

Cette mesure de température permet de mesurer l'épaisseur de la couche limite, mais on constate un problème : des stries apparaissent sur l'image moyenne, figure 4.21 (b). Si elles sont peu visibles sur la carte instantanée de température 4.22 (a), elles ont pour effet d'augmenter artificiellement les fluctuations dans cette zone, les cristaux étant extrêmement sensibles aux variations d'éclairage. On le constate sur la carte de RMS de température, figure 4.22 (b), sur laquelle on voit les stries, ainsi qu'une RMS qui semble plus élevée autour de ces dernières. On en conclut que la RMS de température est surestimée dans cette zone à cause du bruit.

On peut quand même constater une grande différence avec la carte de RMS obtenue en bas (figure 4.22 (b)), notamment avec une épaisse zone de RMS, où évoluent les panaches chauds, qui semble complètement absente proche de la plaque haute. Néanmoins, même si la température du cœur de la cellule est sensiblement la même, il faut prendre en compte la différence de bande passante des cristaux dans les deux cas : en bas, on observe des températures de panache allant de 32.5°C à 30.7°C , soit quasiment 2°C de bande passante, quand on n'a qu'un degré en haut entre $29,7^\circ\text{C}$ et $30,7^\circ\text{C}$. On ne se risquera donc pas à faire de comparaisons entre les deux cas, du fait de ce biais.

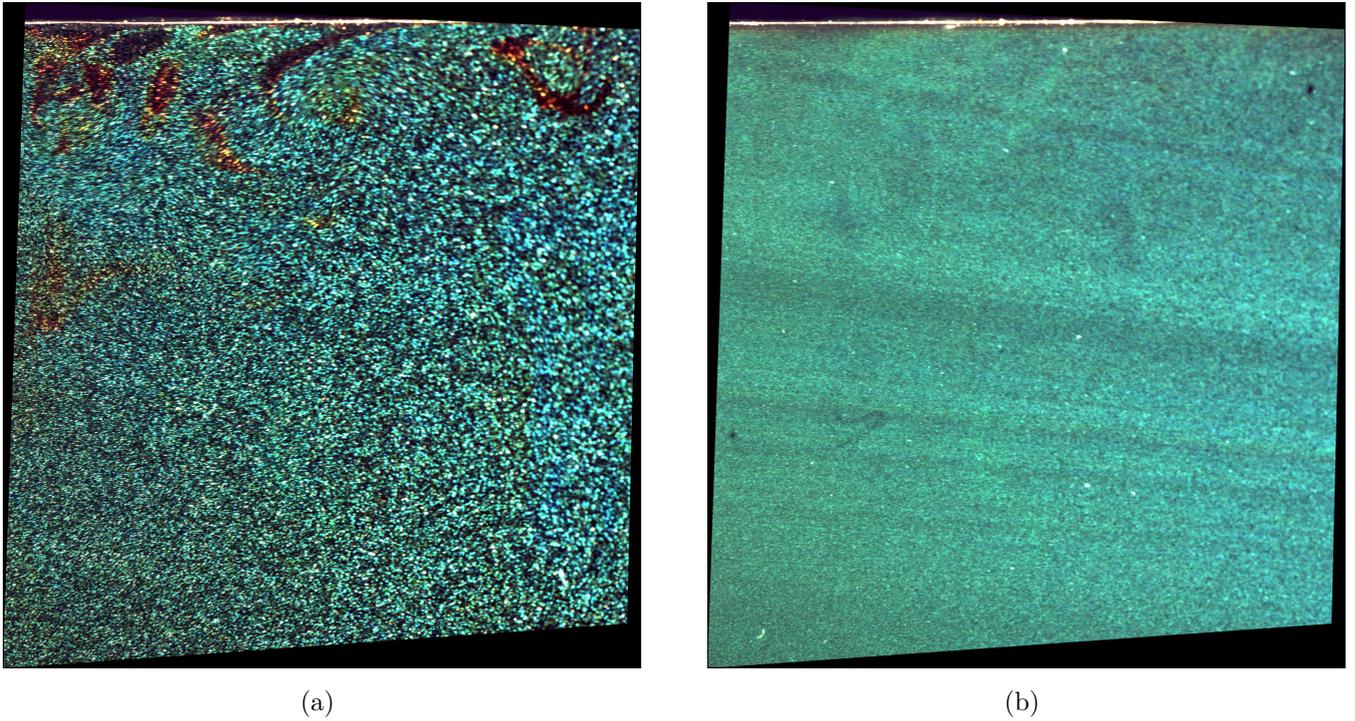


FIGURE 4.21 – (a) Image du run 2500. (b) Image moyenne obtenu sur les runs 1000 à 2500.

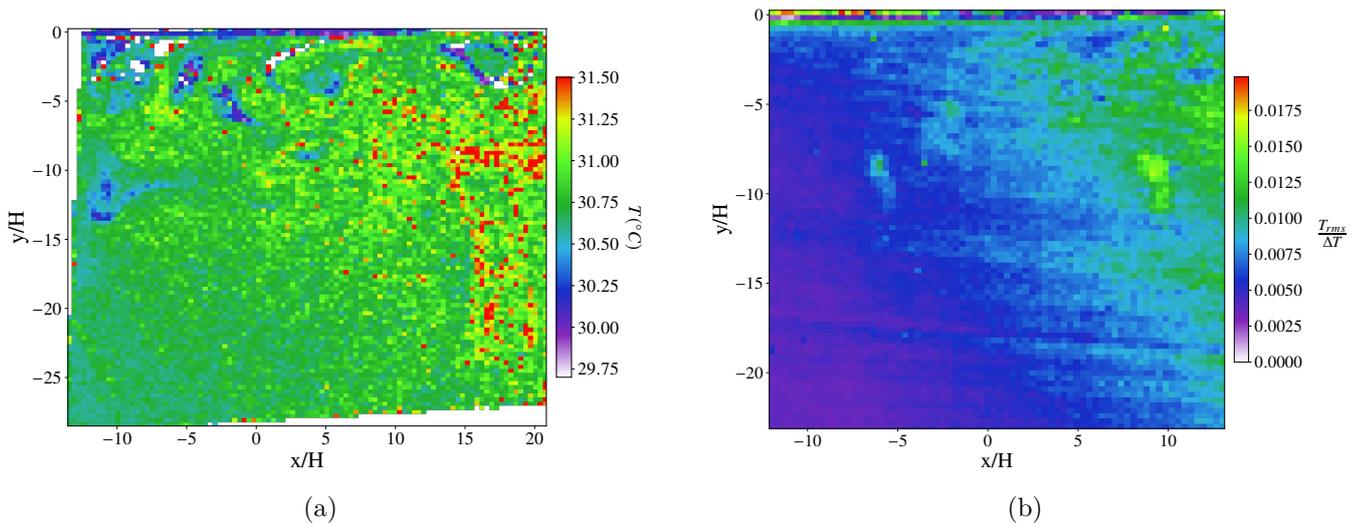


FIGURE 4.22 – (a) Température instantanée du run 2500 (b) RMS de température moyenne normalisé par ΔT sur les runs 1000 à 2500.

4.5 Comparaison haut et bas des mesures de vitesse

La mesure de vitesse en haut par PIV n'est pas affectée par ce problème de bande passante, on peut mesurer la carte de vitesse moyenne, la RMS de vitesse et la dissipation visqueuse ϵ et on peut comparer aux mesures en bas, proche de la plaque rugueuse.

La figure 4.23 montre les profils d'écoulement moyen et de RMS horizontal, moyennés le long de l'axe horizontal. On constate une bonne symétrie entre le haut et le bas sur l'écoulement moyen, les rugosités ne semblant pas avoir d'effet significatif sur la vitesse horizontale. La RMS (figure 4.23 (b)) en revanche présente une forte dissymétrie entre le haut et le bas. Dans les deux cas, on constate un pic proche de la paroi dû à la couche limite, mais ce pic est beaucoup plus large et plus haut proche des rugosités.

L'augmentation de la RMS peut s'expliquer en partie à cause de la présence des rugosités, les obstacles créant des tourbillons qui peuvent augmenter la RMS. Néanmoins, le phénomène n'est pas uniquement localisé proche des rugosités ($y/H = 0.006$), ce qui nous fait dire que la cause de cette augmentation pourrait être due à l'émission des panaches, les rugosités semblant favoriser le décollement des panaches, qui vont donc monter plus haut avant de diffuser leur chaleur. Or, quand ces panaches s'élèvent dans la cellule, ils partent avec une vitesse horizontale nulle et rentrent dans une zone de forte vitesse horizontale (le vent), ce qui favorise la création de turbulence et pourrait expliquer cette augmentation de RMS.

On peut s'intéresser à l'écoulement moyen et à la RMS de la vitesse verticale, moyennée le long de l'axe vertical, figure 4.24. Là encore, on ne voit pas de dyssymétrie significative sur l'écoulement moyen, la cellule tournant dans un sens antihoraire, on a le maximum de vitesse verticale à gauche en bas, là où arrive le jet froid et à droite en haut, là où arrive le jet chaud. Pour la RMS, on trouve un profil décroissant à mesure que l'on s'éloigne du jet chaud ou froid, mais avec des valeurs plus importantes du côté haut.

On peut interpréter cela comme la conséquence d'une émission de panache modifiée proche de la plaque rugueuse, donnant naissance à un jet chaud plus intense que le jet froid.

Enfin, on peut tracer les mêmes profils pour la dissipation visqueuse 2D, calculés d'après l'équation (4.4), affichée figure 4.25, le premier profil ϵ_{2D} est calculé avec la vitesse moyenne et la vitesse fluctuante et le deuxième, ϵ'_{2D} n'utilise que la vitesse fluctuante.

On constate encore une fois une bonne symétrie sur le profil de ϵ_{2D} , avec un pic au niveau de la couche limite, là où les gradients sont les plus importants, et une rapide décroissance ensuite. Pour la partie utilisant la vitesse fluctuante, on trouve le même pic mais avec une valeur plus importante en bas, ce qui est cohérent avec une RMS plus importante.

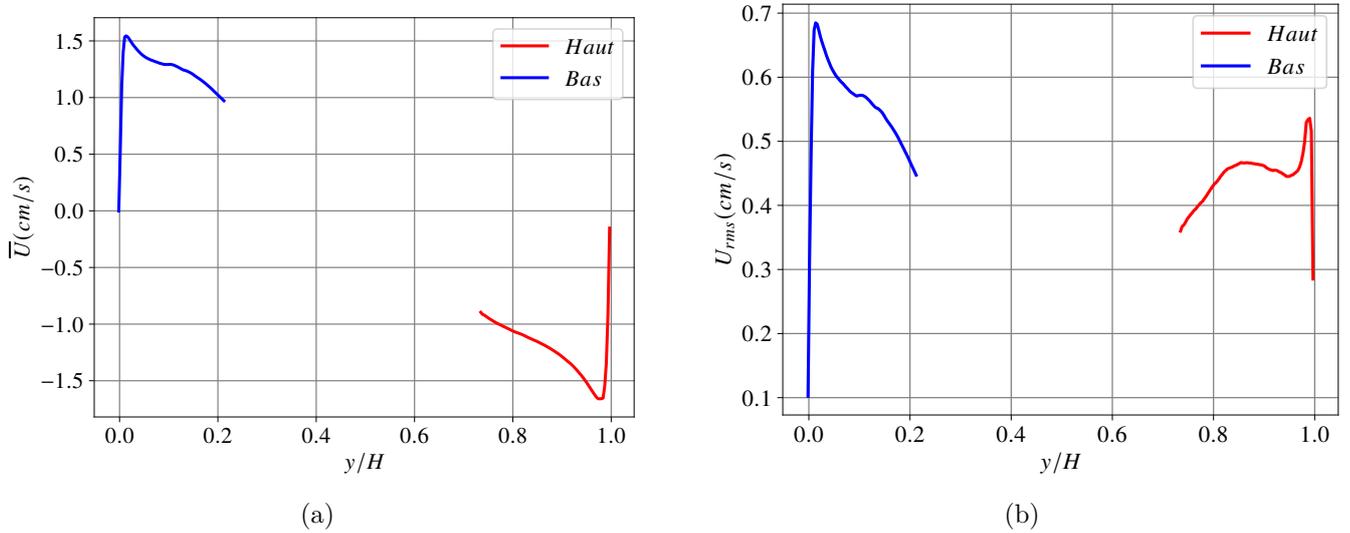


FIGURE 4.23 – (a) Profil de vitesse moyenne horizontale moyenné le long de l'axe horizontal (b) Profil de RMS de vitesse horizontale moyenné le long de l'axe horizontal.

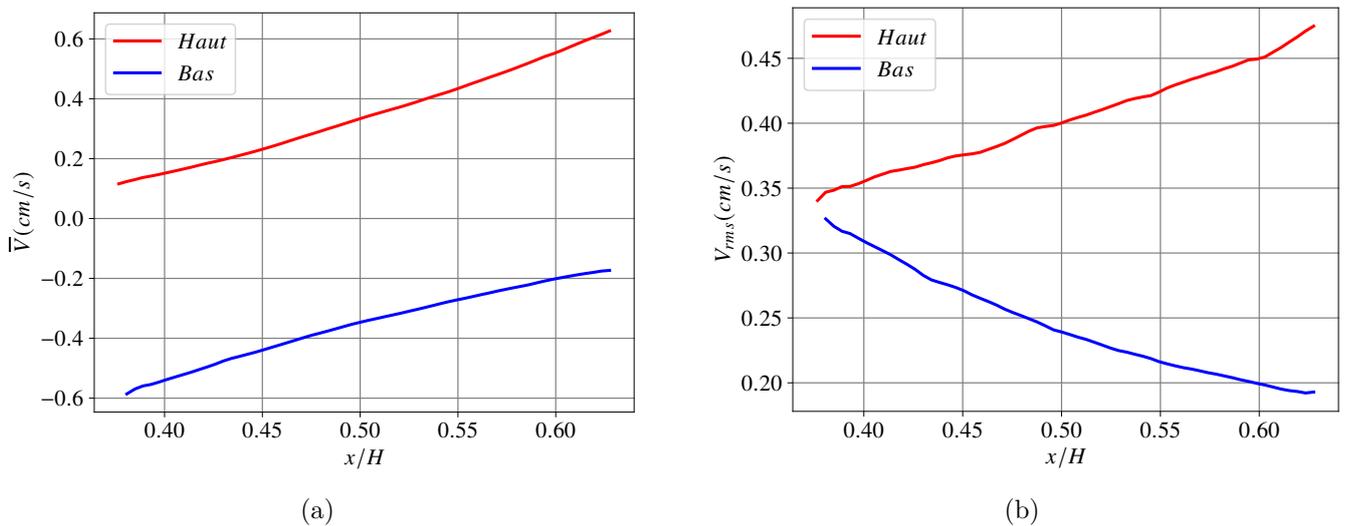


FIGURE 4.24 – (a) Profil de vitesse moyenne verticale moyennée le long de l'axe vertical (b) Profil de RMS de vitesse verticale moyennée le long de l'axe vertical.

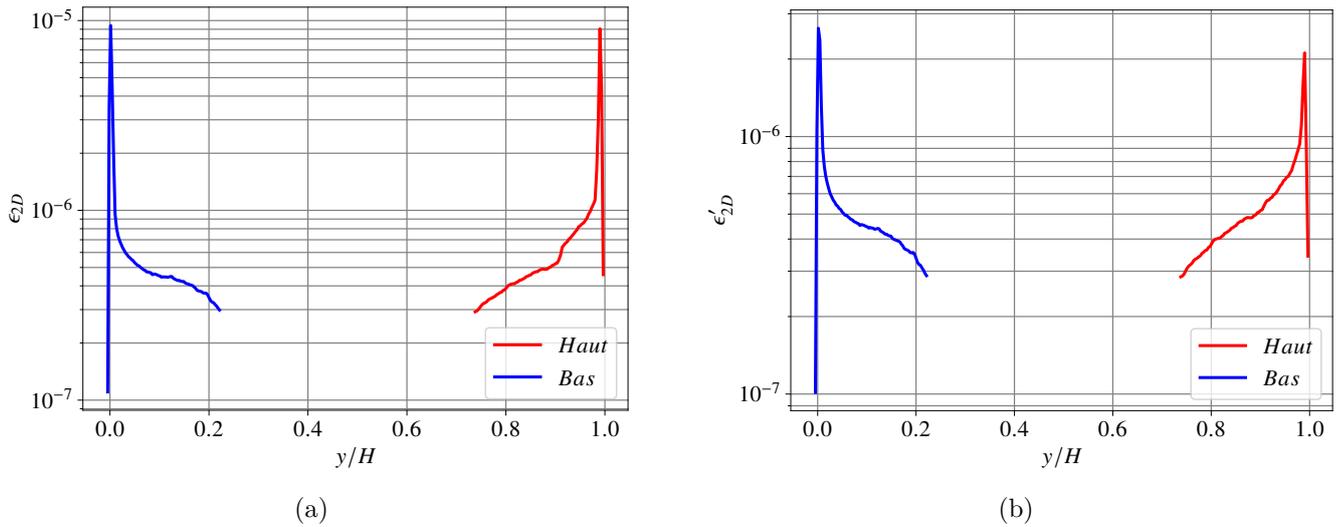


FIGURE 4.25 – (a) Profil de dissipation visqueuse moyenné le long de l’axe horizontal $\langle \epsilon_{2D} \rangle_x$ en prenant le vitesse (a) et seulement la contribution des fluctuations (b).

4.6 Conclusion sur les mesures de TLC

La mesure de température à l’aide de cristaux liquides, malgré les difficultés techniques qu’elle présente, nous a montré de bons résultats et semble prometteuse. Elle s’est avérée particulièrement adaptée dans le cœur de la cellule, où les fluctuations sont très faibles (avec une RMS moyenne de l’ordre du dixième de °C) grâce à la grande sensibilité des cristaux. Le fait de pouvoir faire une mesure de PIV en utilisant les cristaux comme traceur grâce à leur petite taille et leur densité proche de 1, est un gros atout car il permet de faire des mesures de flux de chaleur sur une surface 2D, quantité que l’on mesure habituellement de façon ponctuelle.

Si leur faible bande passante ne permet qu’une mesure partielle dans les zones proches des parois chaudes et froides, elle permet tout de même l’obtention de carte moyenne de flux de chaleur, desquelles on peut bien observer la contribution de l’écoulement moyen et des panaches. On peut également obtenir des informations sur la dissipation thermique, en allant mesurer le gradient de température dans les deux directions.

En revanche, la mesure proche de la paroi froide était trop bruitée et la forme de la courbe de calibration rend la comparaison "toute chose égale par ailleurs" impossible dans notre configuration.

Les mesures proches de la paroi chaude nous ont notamment permis d’obtenir des cartes 2D de température et de flux de chaleur, ainsi que des PDF de flux de chaleur que l’on a pu comparer à la littérature. Elles nous ont permis de mettre en évidence une zone de mélange de quelques centimètres d’épaisseur dans laquelle les panaches se développent. Il serait intéressant de vérifier l’existence ou non d’une telle zone dans le cas de la même cellule équipée de plaque lisse en haut et en bas.

Plusieurs modifications sont possibles afin d’améliorer les mesures effectuées au cours de cette thèse.

Premièrement, un soin particulier doit être apporté à l’éclairage, qui doit être le plus homogène possible, ce qui nous a orientés vers le choix d’un laser. Néanmoins, on voit sur la figure 3.3 que notre source manque de bleu, avec une coupure aux alentours de 450nm. Cela peut en partie expliquer la forme de la courbe de calibration (figure 3.7, qui tend vers un plateau pour $H \approx 0.55$)

Une deuxième modification serait l’utilisation de cristaux ayant une bande passante plus large, afin

d'avoir des mesures plus complètes dans les zones où les fluctuations thermiques sont plus importantes. Il faut tout de même prendre les données constructeur avec prudence, les cristaux étant calibrés pour un angle de 0° entre la source lumineuse et l'observateur, l'évolution de la courbe de calibration en fonction de l'angle n'étant pas linéaire.

Enfin, je pense qu'il est possible d'utiliser la transition brutale des cristaux entre noir et rouge, aux températures où ils commencent à réagir, afin d'aller étudier la couche limite, comme on l'a fait dans le cas haut.

Résultat des expériences de suivi Lagrangien

Sommaire

5.1	Etude pseudo-Eulérienne	70
5.1.1	Champs de vitesse moyenne	70
5.1.2	Champs de RMS de vitesse	73
5.2	Effet 3D de l'écoulement	75
5.3	Dispersion de paires	78
5.4	Dispersion de paires en remontant le temps	83
5.5	Statistiques Lagrangiennes	86
5.5.1	Distribution de vitesse	86
5.5.2	Autocorrélation	88
5.5.3	Fonctions de structure Lagrangiennes	90
5.6	Conclusion	92

Comme décrit dans le chapitre 2, nous avons réalisé des expériences de suivi Lagrangien de particules nous permettant d'obtenir des trajectoires, des vitesses et des accélérations dans un sous-volume de la cellule de convection de $300 \times 200 \times 80 \text{ mm}^3$ (la cellule complète faisant $415 \times 415 \times 100 \text{ mm}^3$), proche de la paroi chaude, froide et dans le cœur de la cellule, pour une gamme de nombres de Rayleigh allant de 1.98×10^{10} à 6.91×10^{10} .

Les volume de visualisation étant plus petits que la cellule totale, nous avons mené une étude proche de la plaque chaude et une étude proche de la plaque froide. Les volumes de mesure sont représentés à l'échelle sur la figure 5.1. On constate qu'on ne capture qu'une partie des jets.

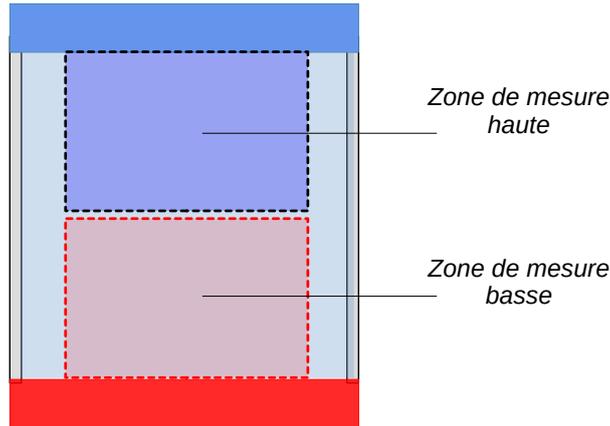


FIGURE 5.1 – Volume de mesure à l'échelle, proche de la plaque chaude (rouge) et froide (bleu).

5.1 Etude pseudo-Eulérienne

5.1.1 Champs de vitesse moyenne

Dans un premier temps, nous pouvons effectuer une étude pseudo-Eulérienne à partir des données Lagrangiennes. Pour cela, on découpe les volumes de mesure en $64 \times 44 \times 16$ voxels, soit $4.6 \times 4.5 \times 5 \text{ mm}^3$ et on considère les trajectoires comme un ensemble de mesures de vitesse aléatoirement réparties dans l'espace à chaque instant, que l'on peut donc associer à un voxel. En supposant l'écoulement stationnaire, on peut faire la moyenne temporelle sur les dix runs d'une expérience et obtenir une carte moyenne 3D de vitesse. La taille des voxels a été choisie de sorte à avoir au minimum 10000 particules dans chaque voxel sur l'ensemble de l'expérience.

La figure 5.2 montre les cartes des vitesses moyennée dans le temps pour chaque composante, (a) pour la composante horizontale, (b) pour la composante verticale, (c) pour la composante transverse, sur une tranche prise à mi-profondeur de l'axe transverse z , pour les expériences 8 et 12 du tableau 2.4, cas lisse-rugueux. Les expériences en haut et en bas étant réalisées à plusieurs jours d'intervalle mais tournant toutes les deux dans le sens horaire, il s'agit bien d'un "collage" de deux cartes moyennes. L'alignement n'étant pas parfait entre les caméras et le cœur de la cellule, nous avons légèrement redimensionné les volumes de sorte à avoir une cellule symétrique de $270 \times 200 \times 80 \text{ mm}^3$.

La figure 5.3 montre la même chose dans le cas lisse-lisse, pour les expériences 16 et 20. Néanmoins, la circulation grande échelle tournant dans des sens opposés lors des expériences en haut et en bas, la 19 en sens horaire et la 15 en sens trigonométrique, nous affichons l'opposé de la vitesse horizontale

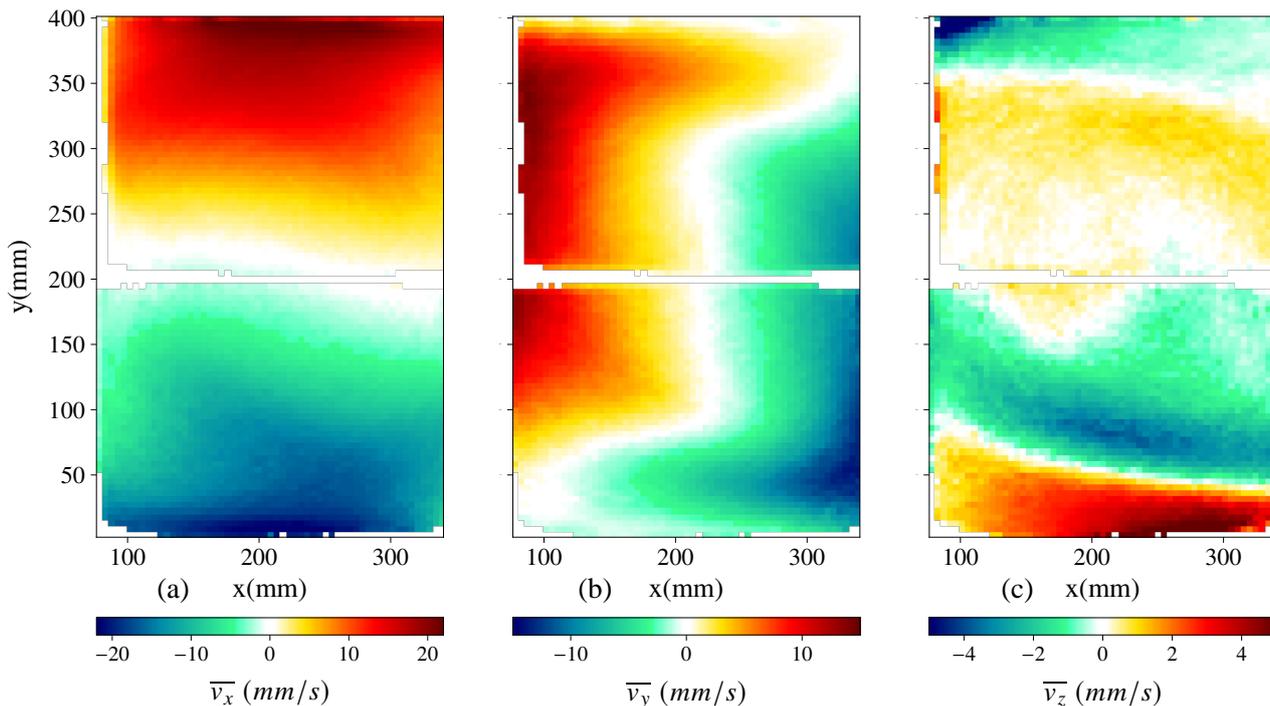


FIGURE 5.2 – Composante de vitesse horizontale, verticale et transverse (en mm/s) des expériences 8 (en bas) et 12 (haut), cas lisse-rugueux, à mi-profondeur de la cellule.

et pris le miroir des cartes pour l'expérience 19 afin de pouvoir comparer les deux cas.

Il est, dans un premier temps, intéressant de constater les effets 3D de l'écoulement. La composante de vitesse horizontale est la plus importante, mais cela est dû au fait qu'il manque une partie des jets chaud et froid sur les cartes, où le maximum de vitesse verticale est censé être similaire au maximum de vitesse horizontale proche de la paroi (on peut le voir sur la figure 1.6). Les vitesses horizontale et verticale sont nettement plus importantes que la vitesse transverse, mais cette dernière n'est pas nulle, notamment proche des plaques avec une zone qui alterne entre positif et négatif, signe qu'il existe deux tourbillons contrarotatifs d'axe horizontal (x), déjà observé par [Xia et al. \(2003\)](#).

On montre sur les figures 5.5 les profils verticaux de vitesse moyennée horizontalement et normalisés par la vitesse de chute libre $U_{ref} = \sqrt{g\alpha\Delta TH}$. Pour chaque composante de vitesse pour l'ensemble des expériences 5 à 20, sur trois tranches dans la profondeur (z), à 2 cm de chaque paroi verticale ($z_1 = 2$ cm et $z_3 = 8$ cm) et à mi-profondeur ($z_2 = 5$ cm).

En reprenant les notations introduites dans le chapitre précédent, on trace sur la première colonne $\langle v_x(y, z_i) \rangle_x$ (a), la première ligne correspondant à z_1 , la deuxième à z_2 et la troisième à z_3 . La deuxième colonne correspond $\langle v_y(y, z_i) \rangle_x$ (b) et la troisième à $\langle v_z(y, z_i) \rangle_x$ (c).

On remarque, dans un premier temps, que le profil de vitesse horizontal v_x semble homogène le long de la profondeur, avec des profils similaires dans les trois cas, dans la configuration lisse-lisse (triangle plein) et lisse-rugueux (rond ouvert). Proche de la paroi rugueuse, on constate une légère augmentation de la vitesse dans le cas lisse-rugueux. On voit cet effet plus nettement sur la figure 5.4, qui montre les minima et maxima pour chacune des composantes de vitesse de la carte 3D dans les cas lisse-lisse et lisse-rugueux : les minima de vitesse horizontale (proche de la paroi chaude) sont systématiquement plus importants dans le cas lisse-rugueux.

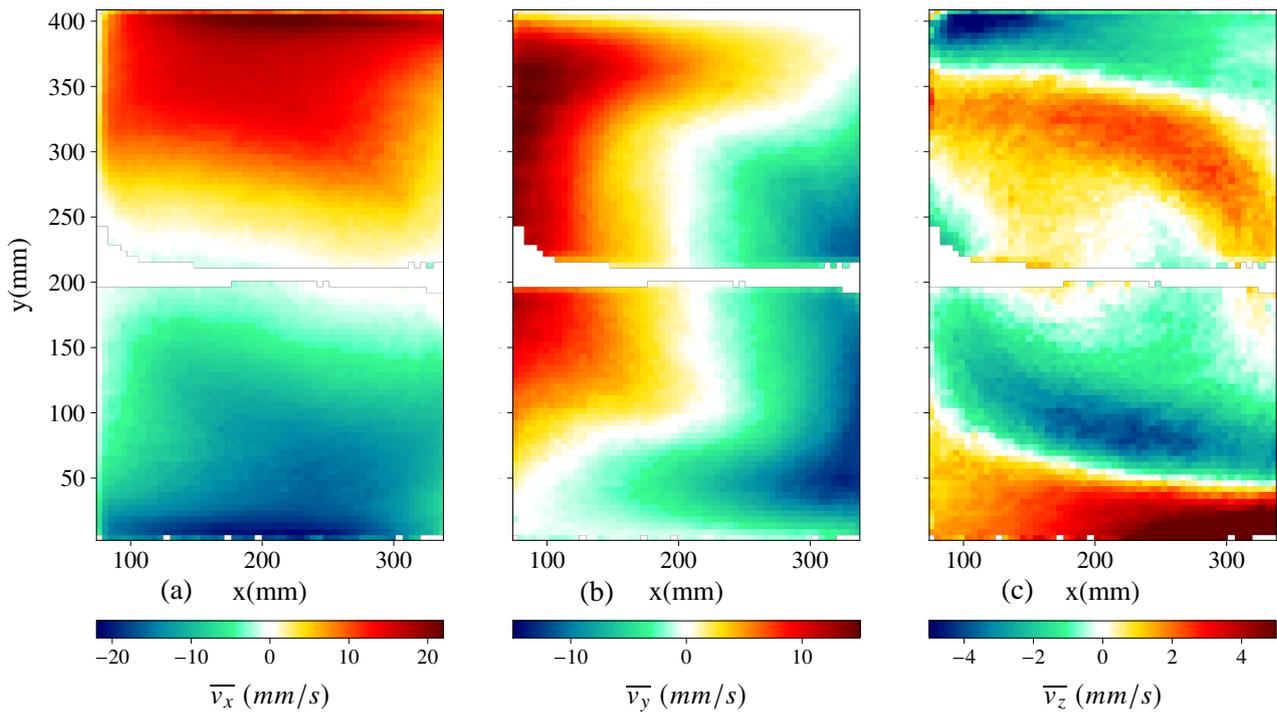


FIGURE 5.3 – Composante de vitesse horizontale, verticale et transverse (en mm/s) de l'expérience 16 (en bas) et 20 (haut), cas lisse-lisse, à mi-profondeur de la cellule.

Les vitesses verticales et transverses ne montrent pas de différence entre les cas lisse-lisse et lisse-rugueux, mais il est intéressant de voir que dans chaque demi-cellule, la vitesse transverse s'inverse le long de l'axe vertical (le phénomène est plus flagrant à mi-profondeur comme on peut le voir sur la figure 5.2 et 5.3) (c), signe de la présence d'un tourbillon d'axe horizontal. De plus, proche des plaques chaude et froide, on voit une inversion du maximum de vitesse transverse en fonction de la profondeur, suggérant la présence de deux vortex contra-rotatifs proches de chaque paroi.

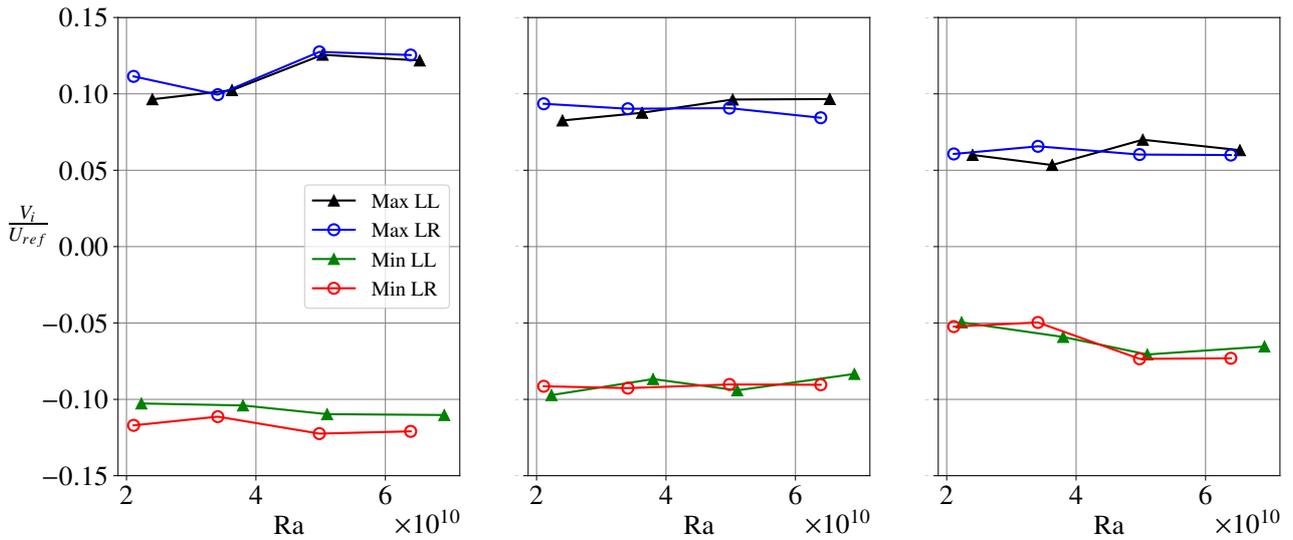


FIGURE 5.4 – Minimum (vert et rouge) et maximum (bleu et noir) des composantes de vitesse, horizontale à gauche, verticale au milieu et transverse à droite, en fonction du nombre de Rayleigh. Les triangles pleins correspondent aux cas lisse-lisse et les cercles ouverts aux cas lisse-rugueux.

5.1.2 Champs de RMS de vitesse

L'obtention de ce champ 3D de vitesse moyenne nous permet de construire un interpolant afin de retirer l'écoulement moyen en chaque point de l'espace et donc de pouvoir obtenir les fluctuations de vitesse de chaque trajectoire. En utilisant les mêmes voxels que pour les figures 5.2, on peut tracer des cartes de RMS de vitesse.

Les figures 5.6 et 5.7 montrent les profils de RMS moyenne sur l'axe horizontal à mi-profondeur (z_2), pour les cas lisse et lisse-rugueux.

Le premier constat est que, pour les trois composantes, la RMS de vitesse est plus grande dans les cas lisse-rugueux que dans le cas lisse-lisse, notamment proche des deux plaques horizontales, avec des augmentations comprises entre 10 % et 20 % lorsque l'on regarde le maximum des cartes moyennées dans la direction transverse. Si on observe une dissymétrie dans les composante de la RMS de vitesse dans les cas lisse-lisse et lisse-rugueux, elles semble plus marqué le cas lisse-rugueux, notamment sur la composante horizontale.

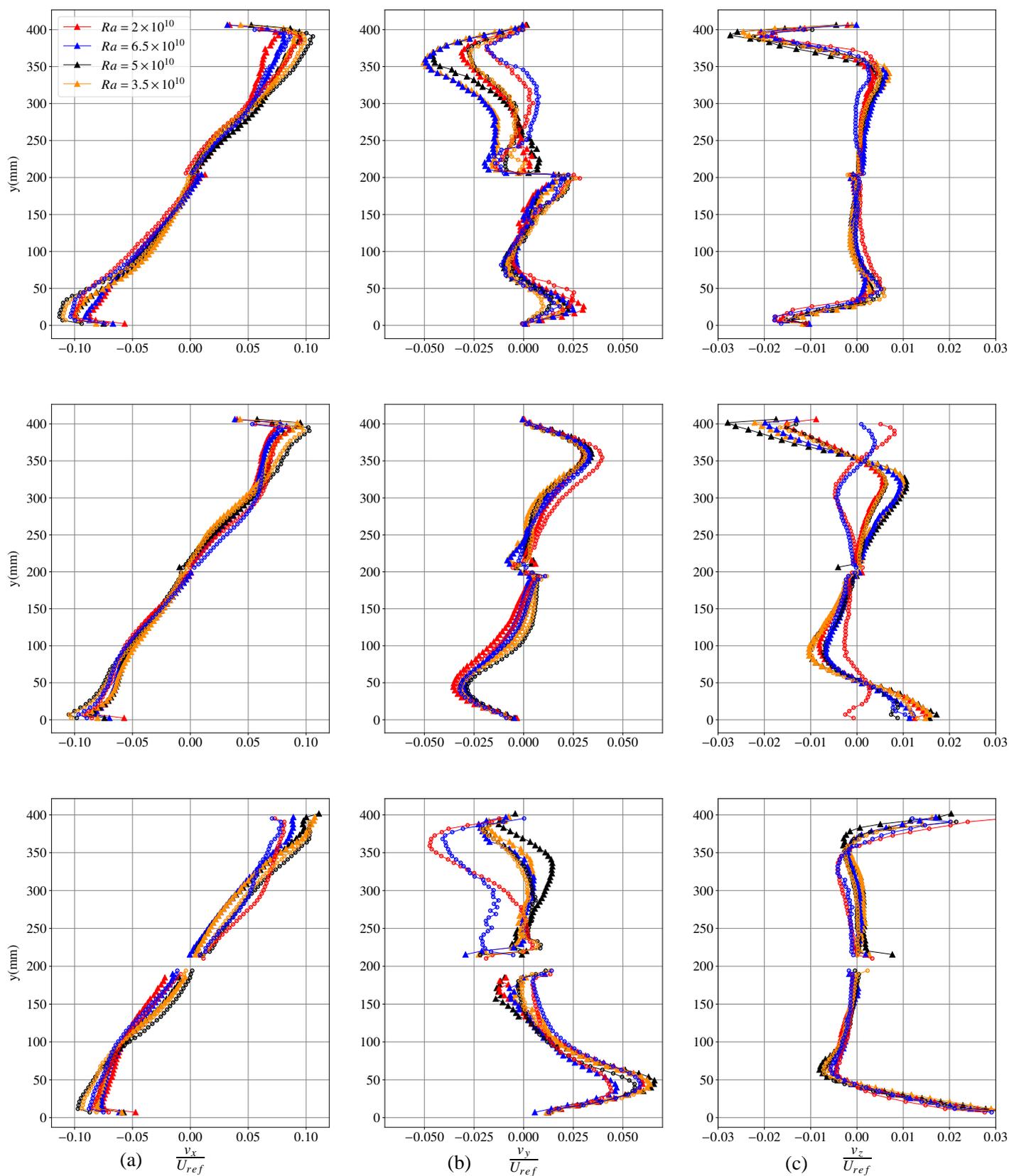


FIGURE 5.5 – Profils verticaux de vitesse moyenne dans la direction horizontale pour chaque composante, normalisés par la vitesse de chute libre, proche de la paroi face caméra (en haut), au milieu et proche de la deuxième paroi (en bas). Les expériences lisse-lisse (13 à 20) sont représentées en triangles pleins, les cas lisse-rugeux (5 à 12) sont montrés en rond ouvert.

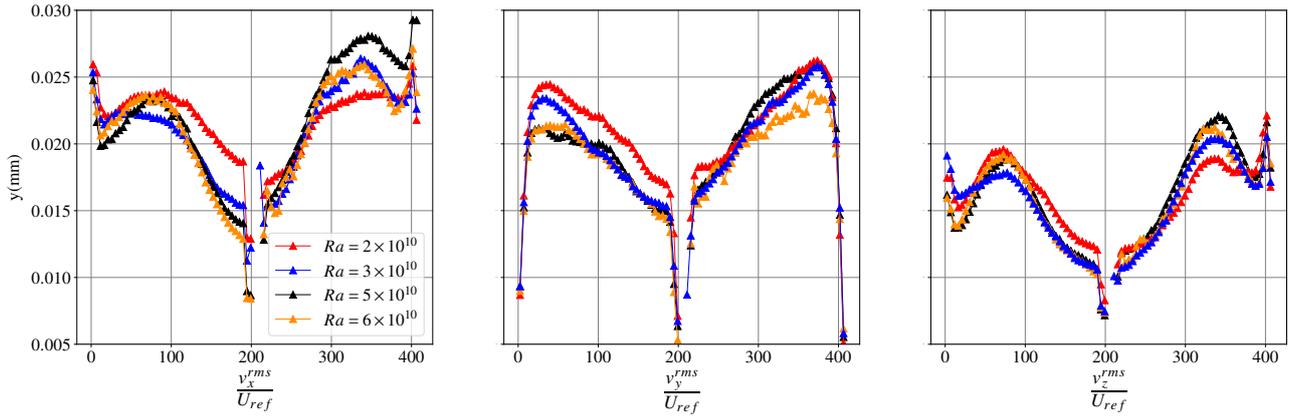


FIGURE 5.6 – Profil de RMS de vitesse à mi-profondeur moyenné horizontalement dans le cas lisse. De gauche à droite : V_x^{rms} , V_y^{rms} et V_z^{rms} .

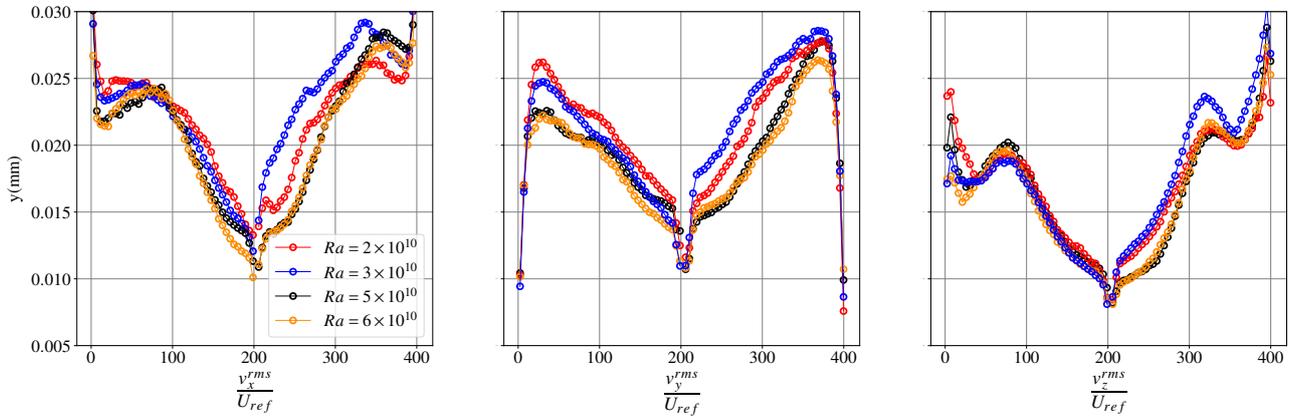


FIGURE 5.7 – Profil de RMS de vitesse à mi-profondeur moyenné horizontalement dans le cas lisse-rougeux. De gauche à droite : V_x^{rms} , V_y^{rms} et V_z^{rms} .

5.2 Effet 3D de l'écoulement

Si on observe un écoulement de convection dans une cellule cylindrique, on peut voir la circulation grand échelle se déformer et osciller autour de l'axe vertical (Brown, 2009). Cet effet est limité par le confinement imposé par la géométrie rectangulaire de notre cellule mais il existe tout de même, le rouleau ayant tendance à osciller selon l'axe horizontal et vertical. On montre un exemple de déformation possible sur la figure 5.8.

On peut voir un effet de la position du rouleau sur la figure 5.5, si l'on regarde la colonne du milieu, qui montre la vitesse verticale sur trois tranches, situées à mi-profondeur et à 2 cm de chaque paroi verticale. On constate que le maximum de vitesse verticale n'est pas situé dans la tranche à mi-profondeur mais proche des parois verticales, ce qui signifie que la rouleau est penché dans le plan yz comme montré figure 5.8.

Ces oscillations ont une dynamique sur des temps longs, de plusieurs heures, les acquisitions faisant elle deux heures. Selon la position du rouleau, on peut trouver différents résultats au même endroit, pour la RMS de la vitesse, ce qui pourrait expliquer par exemple les variabilités des profils de RMS de vitesse à mi-profondeur montré sur les figures 5.6 et 5.7.

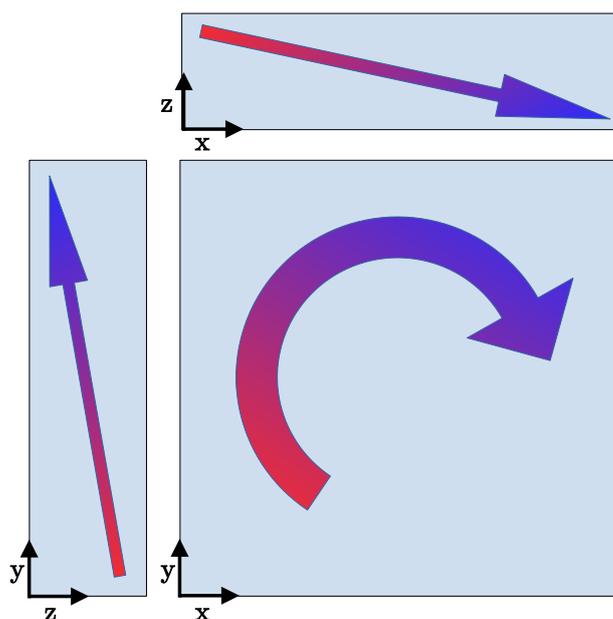


FIGURE 5.8 – Exemple de positions possible de la circulation grande échelle dans la cellule de Rayleigh-Bénard.

Les effets 3D propre à l'écoulement, peuvent être remarqué en traçant des cartes de norme de RMS de vitesse prises dans différents plans yz , montrées figure 5.9.

On s'aperçoit que la RMS, en plus de ne pas être homogène, est moins importante à mi-profondeur que proche des parois verticales à cause de la position de la circulation grande échelle sur cette acquisition. Les maxima semblent localisés là où on observe les tourbillons transverses d'axe horizontal.

On observe également une grande variabilité des profils de RMS en fonction de la tranche z_i choisie. La figure 5.10 montre les profils RMS de vitesse horizontale moyennée horizontalement, pris à différentes profondeurs. On voit une inversion du profil selon la profondeur observée, ce qui signifie que le rouleau est positionné en travers de la cuve et de la même façon pour les deux expériences. Selon, la profondeur étudié et la configuration du rouleau à ce moment, on peut presque passer du simple au double concernant la RMS de vitesse.

Affirmer qu'il y a une augmentation globale de la RMS de vitesse dans le cas lisse-rugueux, décrite dans la section 5.1.2, semble exacte, définir exactement où se situe cette augmentation semble délicat avec ces expériences. Il faudrait les faire sur des temps plus long, au moins 24 heures, comme avec les expériences de cristaux liquides, afin de voir plusieurs oscillations de la circulation grande échelle.

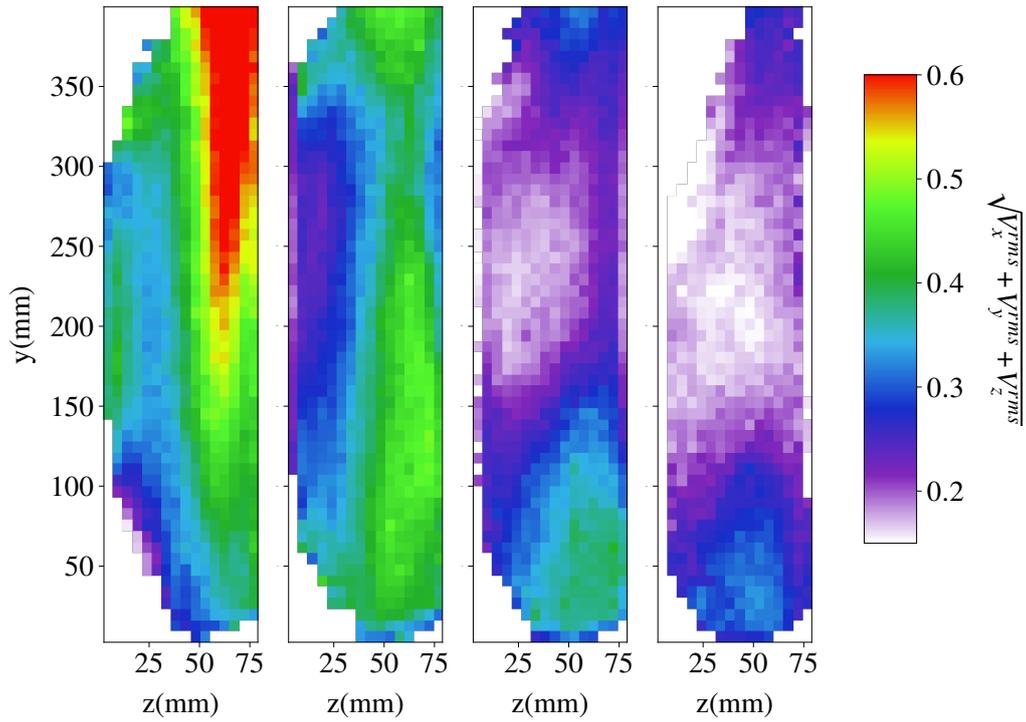


FIGURE 5.9 – Norme de la RMS de vitesse sur plusieurs plans transverses (yz) (de gauche à droite : 10, 15, 22, 25 cm de la paroi verticale) dans un cas lisse-rugeux pour le plus haut nombre de Rayleigh (expérience 8 et 12).

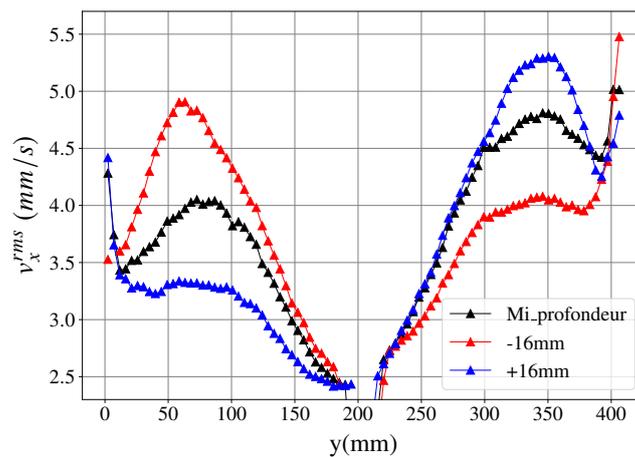


FIGURE 5.10 – Profil des RMS de vitesse horizontale pris à différentes profondeurs, mi-profondeur (noir), 16mm devant (bleu) et 16 mm derrière (rouge), pour les expériences 15 et 19 (cas lisse-lisse).

5.3 Dispersion de paires

La dispersion de paire est un phénomène étudié depuis longtemps, notamment par Richardson en 1926 (Richardson, 1926), car elle est reliée à des problématiques de transport de particules et de mélange, telles que des polluants dans l’océan ou des particules de sable dans l’atmosphère (Shraiman and Siggia, 2000).

Une fois les trajectoires des particules obtenues, on choisit deux particules séparées d’une distance initiale $\vec{\Delta}_0$ à un temps initial t_0 et on suit l’évolution du vecteur séparation $\vec{\Delta}(t)$. On s’intéresse à l’évolution au cours du temps de la variation de séparation, à partir de la grandeur $D_{\Delta_0}^2 = (\vec{\Delta}(t) - \vec{\Delta}_0)^2$ (figure 5.11).

On peut également définir un temps caractéristique $t^* = (\Delta_0^2/\epsilon)^{2/3}$, représentatif de la dynamique temporelle de la turbulence à l’échelle de la séparation initiale, avec $\Delta_0 = |\vec{\Delta}_0|$.

Il existe trois régimes théoriques attendus pour $\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle$, un premier régime balistique tel que $\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle \propto t^2$ pour $t < t^*$ (Bourgoin et al., 2006) pour les temps courts. Un deuxième régime superdiffusif tel que $\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle \propto t^3$, typiquement compris entre t^* et T_l , où T_l est le temps de corrélation Lagrangien. L’apparition de ce régime dépend largement de la séparation initiale Δ_0 , on l’observe principalement pour des séparations initiales de l’ordre de grandeur de la longueur de Kolmogorov (Tan and Ni, 2022), ce qui le rend difficile à capturer expérimentalement. Enfin, le dernier régime est un régime diffusif en t pour les temps longs quand les particules n’ont plus aucune corrélation entre elles.

$$\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle = \begin{cases} S_2^E(\Delta_0)t^2 + O(t^3) & \text{pour } t < t^* \\ g\langle \epsilon \rangle t^3 & \text{pour } t^* < t < T_l \\ 2\sigma_v^2 t & \text{pour } t \gg T_l \end{cases} \quad (5.1)$$

avec g une constante sans dimension, dite de Richardson, σ_v^2 la variance de la vitesse et S_2^E la fonction de structure éulérienne d’ordre 2 (équation (1.12)). L’étude de cette statistique Lagrangienne, en se basant uniquement sur les trajectoires, on arrive à mesurer une quantité Eulérienne. C’est une idée intéressante car, contrairement au calcul direct avec la formule (1.12), on n’a pas besoin de calculer de vitesse et donc de dériver le signal, ce qui augmente généralement le bruit de mesure.

La figure 5.12 (a) montre un exemple d’évolution de $\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle$, en ne prenant que la contribution

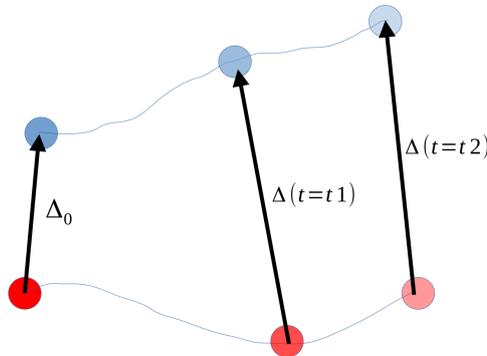


FIGURE 5.11 – Evolution du vecteur $\vec{\Delta}$ pour deux particules.

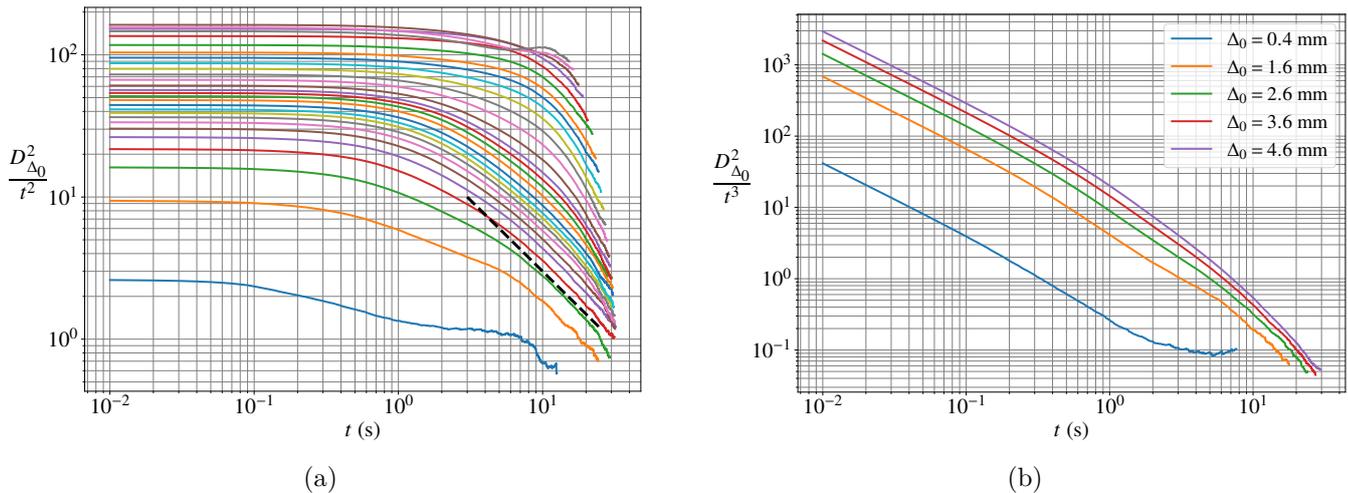


FIGURE 5.12 – (a) $\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle$ selon l'axe horizontal compensé par t^2 pour l'expérience 13 pour des séparations initiales allant de 1mm à 220mm. (b) $\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle$ total compensé par t^3 pour l'expérience 8.

horizontale, soit $\langle (\vec{D}_{\Delta_0} \cdot \vec{x})^2 \rangle$, compensé par t^2 . On étudie une gamme de séparations initiales allant de 1 mm à 220 mm, plus ou moins 0.5 mm pour les dix runs de l'expérience 13. Les séparations initiales les plus faibles sont en bas de la figure. Les trajectoires ont été légèrement filtrées avec un filtre 4 images de largeur (filtre gaussien décrit dans la section 2.5), soit 0.05 s pour les acquisitions à 80 Hz, afin de retirer le bruit sur la position, qui aura un effet important pour les faibles séparations initiales.

Nous avons choisi comme critère de convergence d'avoir au moins 1000 paires par instant, d'où le fait que les premières courbes soient plus courtes (faibles séparations initiales), les paires ayant une séparation faible étant plus rares car elles nécessitent des particules qui se croisent très près.

On trouve effectivement un comportement balistique décrit par l'équation (5.1) avec un plateau pour les petits temps lorsque l'on compense par t^2 , quelque soit la séparation initiale. Pour les temps plus longs, après une seconde, on constate que l'on a bien dépendance en t , tel que $\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle \propto t$, représentée par la ligne en pointillé noire. Cependant, dans les cas des très grandes séparations initiales, de l'ordre la moitié de la taille de la cellule, $\Delta_0 \approx 200$ mm, on voit un régime différent, qui semble plus petit que t^2 . Ce comportement peut s'expliquer par l'effet de la circulation grande échelle qui va créer de la corrélation sur des grandes échelles de temps et d'espace.

Le cas des faibles séparations initiales (les deux premières courbes entre 1 mm et 2 mm) tend également vers une dépendance en temps supérieur à t^2 , ce que l'on attend pour le régime super diffusif en t^3 .

Malheureusement, ce régime n'apparaissant que pour des séparations initiales de l'ordre de grandeur de la longueur de Kolmogorov (Bourgoin, 2015), il est difficile d'avoir assez de paires trajectoires avec une faible séparation initiale suivi sur des temps longs pour voir sans ambiguïté le régime en t^3 .

Une analyse plus précise pour des séparations initiales petites (de 0.4mm à 5mm) pour l'expérience 8, ayant un Rayleigh haut et donc un t^* petit est montré figure 5.12 (b). On constate effectivement un plateau en t^3 à temps long pour la plus faible séparation, de l'ordre de longueur de Kolmogorov η .

D'après l'équation (5.1), en mesurant $\langle D_{\Delta_0}^2 \rangle$ compensé par t^2 à différentes séparations initiales Δ_0 , on peut obtenir la fonction de structure Eulérienne d'ordre 2 $S_2^E(\Delta_0)$, que l'on peut comparer avec la fonction de structure d'ordre 2 obtenue de façon classique :

$$S_p^E(\Delta_0) = \langle (\vec{v}(\vec{\Delta}_0 + \vec{x}) - \vec{v}(\vec{x}))^p \rangle \quad (5.2)$$

La comparaison entre les deux cas pour l'expérience 3 est montrée figure 5.13, le calcul via les paires avec un filtre de 4 images de largeur (ne nécessitant pas de calculer la vitesse des particules mais uniquement de connaître leur séparation à différents instants) est tracé en trait plein, le calcul direct avec le filtre de 30 images de largeur pour mesurer la vitesse est tracé en pointillé. Les courbes sont compensées par $\Delta_0^{2/3}$.

Les deux courbes ont un comportement similaire à grande échelle mais on observe une différence pour les moyennes et petites échelles, avec les paires donnant une valeur de S_2^E supérieur au calcul direct. Cela pourrait être dû au filtre qui lisse les petites fluctuations de vitesse dans le calcul direct de S_2^E et conduit à sous-estimer les fonctions de structure, le filtre étant assez large dans le but d'éliminer le bruit sur la composante transverse de l'accélération. La différence entre les deux cas est de l'ordre de 10% pour les échelles inertielles.

On constate une grosse différence entre les deux méthodes de calcul pour la fonction de structure transverse (selon l'axe z), avec un décalage de la courbe pour les petites échelles dans le cas du calcul avec les paires. Cela s'explique par la présence du bruit plus important sur la position en profondeur, visible sur la figure 2.8. Le filtre de 4 images de largeur ne suffit pas à l'éliminer complètement.

En turbulence homogène isotrope, dans la phénoménologie de Kolmogorov 41 (Kolmogorov, 1941), on peut réécrire la fonction de structure Eulérienne longitudinal d'ordre 2 :

$$S_2^E(\Delta_0) = \frac{11}{3} C_2 \epsilon^{2/3} \Delta_0^{2/3} \quad (5.3)$$

avec C_2 , la constante de Kolmogorov définie pour la fonction de structure Eulérienne longitudinale d'ordre 2. Pour les hauts nombres de Reynolds, on trouve $C_2 \approx 2.1$ (Sreenivasan, 1995). Comme écrit sur l'équation (5.3), on observe bien un "plateau" quand on compense par $\Delta_0^{2/3}$.

On peut également constater l'aspect anisotrope de l'écoulement sur la figure 5.13, avec une composante transverse bien plus faible que les composantes horizontale et verticale (écoulement relativement 2D) et un comportement différent à grande échelle pour la composante horizontale notamment dû à l'effet de l'écoulement à grande échelle. On constate que pour les petites échelles, les composantes horizontale et verticale ont un comportement similaire.

La figure 5.14 montre les fonctions de structure Eulérienne d'ordre 2 total :

$$S_2^E = \sqrt{S_{2vx}^2 + S_{2vy}^2 + S_{2vz}^2} \quad (5.4)$$

obtenue à l'aide de la dispersion de paires pour les cas lisse-lisse (trait plein) et lisse-rugueux (trait pointillé), le cas proche de la paroi chaude est à gauche et celui de la paroi froide est à droite. Les

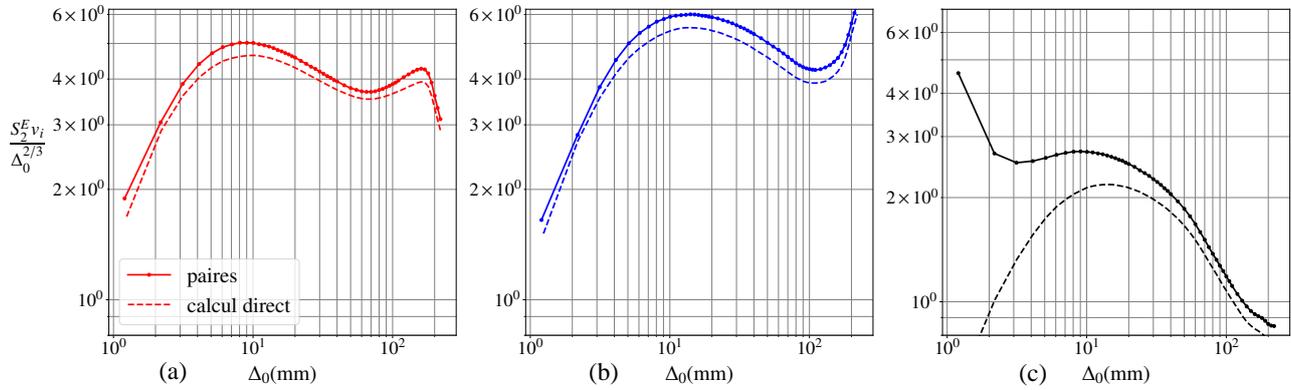


FIGURE 5.13 – Fonction de structure Eulerienne d’ordre 2 pour chaque composante de la vitesse, horizontale (a), verticale (b) et trasverse (c), calculée directement grâce à l’équation (5.2) (trait pointillé) et en effectuant un ajustement du régime balistique (figure 5.11 (b)) de la dispersion de paire (trait plein).

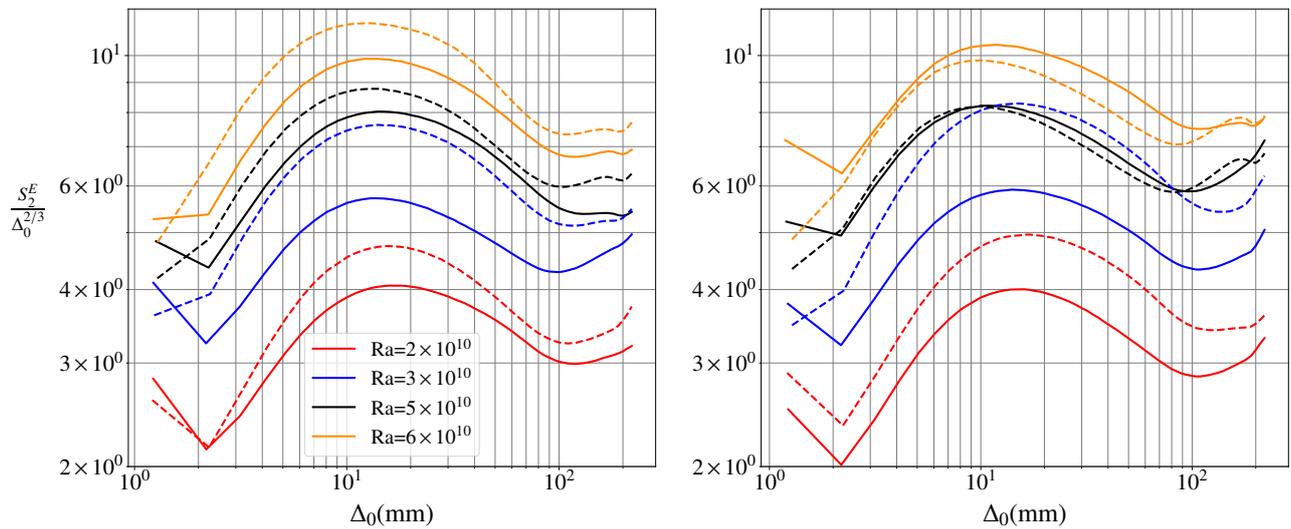


FIGURE 5.14 – Fonction de structure Eulerienne d’ordre 2 obtenue à partir de la dispersion de paires, compensée par $\Delta_0^{2/3}$ proche de la plaque chaude (gauche) et froide (droite) dans le cas lisse-lisse (trait plein) et lisse-rugueux (trait pointillé).

courbes sont compensées par $\Delta_0^{2/3}$.

Premièrement, on peut constater l'effet du bruit, notamment dû à la composante transverse, à petite échelle, dont l'effet semble négligeable passé 5 mm environ. On obtient bien un plateau entre 1 cm et 3 cm, assez peu développé car le nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor n'est pas grand, $Re_\lambda \approx 100$.

Proche de la paroi chaude, les courbes du cas lisse-rugueux sont systématiquement au-dessus du cas lisse-lisse, ce qui n'est pas toujours le cas proche de la plaque froide, la différence étant plus marquée au niveau du plateau. L'effet des rugosités semble donc apparaître à des échelles plus grandes de quelques centimètre, que l'échelle des rugosités (2 mm de hauteur). Leur effet ne serait donc pas uniquement de créer des tourbillons dans leur sillage qui amélioreraient le mélange, mais de favoriser des structures. Une taille caractéristique de quelque centimètre est cohérente avec les panaches que l'on observe à l'aide des cristaux liquides, par exemple ceux que l'on peut voir sur la figure 4.18.

5.4 Dispersion de paires en remontant le temps

Une autre propriété intéressante de la dispersion de paires apparaît quand on s'intéresse à la dispersion de paire inverse, c'est-à-dire que l'on part d'une paire séparée d'une distance initiale Δ_0 et on étudie son évolution mais en remontant le temps. La différence entre le cas où l'on suit les paires dans un sens temporel classique et inverse n'est statistiquement pas nulle, ce qui est une trace de l'irréversibilité de la turbulence et peut s'exprimer à l'aide d'un développement de Taylor à petit temps (Ouellette et al., 2006; Gallon et al., 2024) d'après l'équation (5.5).

$$\Phi(t) = \langle D_{\Delta_0}^2(t_0 + t) - D_{\Delta_0}^2(t_0 - t) \rangle \approx 2 \langle \delta \vec{a}(\Delta_0) \cdot \delta \vec{v}(\Delta_0) \rangle \times t^3 \quad (5.5)$$

Avec $\delta \vec{v}(\Delta_0)$ et $\delta \vec{a}(\Delta_0)$ les incréments de vitesse et d'accélération pour une distance Δ_0 . On montre l'évolution de la fonction $\Phi(t)$ compensée par t^3 pour le cas de l'expérience 12 pour des séparations initiales Δ_0 allant de 1.2mm à 220mm Sur la figure 5.15 (a). On constate effectivement un plateau pour les temps courts et qui semble relativement constant quelque soit l'échelle. A partir de ce plateau, on devrait obtenir $\langle 2\delta \vec{a} \cdot \delta \vec{v} \rangle$.

De plus, dans un cas de turbulence homogène et isotrope, on peut réécrire ces termes selon la dissipation visqueuse pour les échelles inertielles dans la zone observée (Ott and Mann, 2000) :

$$\langle \delta \vec{a}(\Delta_0) \cdot \delta \vec{v}(\Delta_0) \rangle = -2 \langle \epsilon \rangle_{x,y,z} \quad (5.6)$$

En faisant l'hypothèse de dispersion de paires homogène et isotrope, ce qui semble acceptable dans notre cas pour des temps courts, on peut donc obtenir une estimation de la dissipation visqueuse, sans calculer de vitesse ni d'accélération.

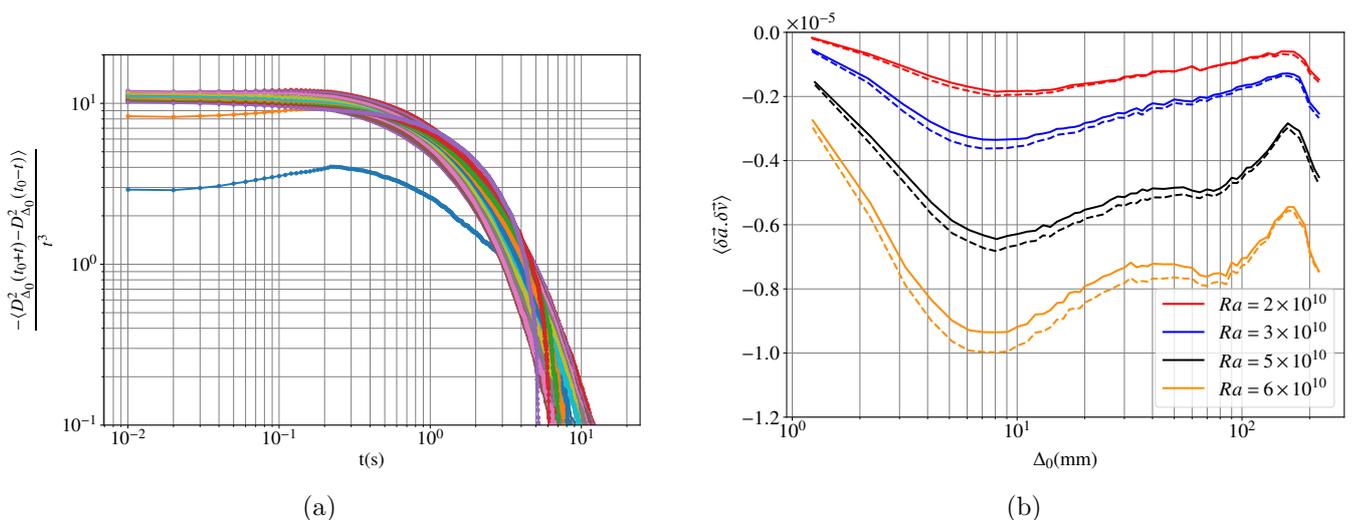


FIGURE 5.15 – (a) Evolution de la fonction Φ (équation (5.5)) compensé par t^3 pour des séparation initiales allant de 1mm à 220mm (b) $\delta \vec{a} \cdot \delta \vec{v}$ avec (trait pointillé) et sans (trait plein) la composante transverse obtenu par calcul direct, les deux autres composantes sont obtenues à l'aide des paires.

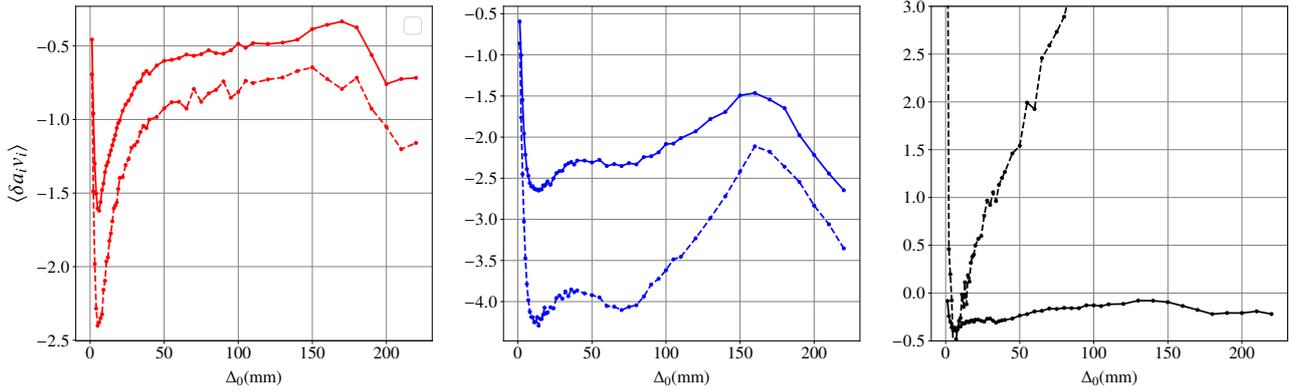


FIGURE 5.16 – $\delta \vec{a} \cdot \delta \vec{v}$ pour chaque composante (de gauche à droite horizontale, verticale et transverse), obtenu en faisant le calcul direct (trait plein) et en utilisant la dispersion de paire (trait pointillé).

Comme pour la fonction de structure Eulérienne d'ordre 2, on peut calculer $\delta \vec{a}(\Delta_0) \cdot \delta \vec{v}(\Delta_0)$ directement à partir des vitesses et des accélérations (obtenues par la convolution des trajectoires avec un noyau gaussien dérivé une ou deux fois) et comparer avec ce que l'on obtient en se basant sur la séparation de paires. La différence entre les deux méthodes est montrée figure 5.16 pour chaque composante. Les composantes horizontales et verticales semblent avoir le même comportement dans les deux cas, bien que, comme pour S_2^E , le calcul direct semble sous-estimer la quantité par rapport au cas calculé en utilisant uniquement les positions, sans doute à cause du filtrage.

La composante transverse semble, elle complètement faussée dans le cas calculé avec les paires, avec des valeurs positives bien plus importantes que dans le cas direct, à cause du bruit qui affecte particulièrement cette composante.

Afin d'estimer ϵ en se basant sur l'équation (5.6), on utilisera les paires pour les composantes horizontales et verticales et le calcul direct pour la composante transverse. Cela semble raisonnable car elle ne contribue qu'assez peu au résultat global, comme on peut le voir sur la figure 5.15 (b), qui compare $\delta \vec{a} \cdot \delta \vec{v}$ avec (trait pointillé) et sans (trait plein) la composante transverse obtenue par calcul direct, pour les 4 nombres de Rayleigh du cas lisse-lisse bas (expérience 17 à 20). On obtiendra $\langle \epsilon \rangle$ moyennée sur le volume de mesure, à un facteur 2 près en mesurant la valeur minimale pour des échelles inertielles.

On pourra comparer ces valeurs à la valeur globale de ϵ obtenue à partir des nombres adimensionnés, équation (4.3), cette valeur étant moyennée dans l'ensemble de la cellule, dans un cas symétrique on devrait trouver une valeur identique dans les deux demi-cellules. Mais on s'attend dans notre cas à une valeur inférieure du fait qu'il manque 5 cm de chaque côté des volumes de mesures haut et bas, les zones manquantes étant des zones de forte dissipation visqueuse.

L'obtention de ϵ nous permet de calculer la longueur de Taylor, définie par l'équation (5.7) :

$$\lambda = \sqrt{15 \frac{\nu}{\epsilon}} v_{rms} \quad (5.7)$$

On peut également définir un nombre de Reynolds basé sur cette échelle de Taylor et la RMS de la vitesse :

$$Re_\lambda = \frac{\lambda v_{rms}}{\nu} = \frac{\sqrt{15}}{\epsilon \nu} v_{rms}^2 \quad (5.8)$$

Etant donné les effets 3D décrits dans la section 5.2, on mesurera la RMS de la vitesse en faisant la moyenne de la RMS sur les 3 tranches du milieu.

Le tableau 5.4 résume les valeurs de ϵ calculées à partir des nombres sans dimension et à partir des paires, ainsi que les valeurs de η , τ_η et Re_λ pour chaque expérience.

Il est surprenant de voir que le nombre de Reynolds Re_λ ne croît pas systématiquement avec le nombre de Rayleigh, ce qui devrait être le cas car on a $Ra \propto Re^{1/2}$ et $Re \propto Re_\lambda^{1/2}$. Le taux de dissipation ϵ calculé à l'aide des paires croît lui systématiquement, la source d'erreur proviendrait alors de la mesure de v_{rms} , la quantité intervenant au carré dans la mesure de Re_λ .

De plus, les expériences Lagrangiennes sont réalisées sur 2 heures environ et il est possible qu'ils y ait des effets sur des temps plus long, avec des augmentation de RMS de vitesse sur plusieurs heures comme observé par Salort et al. (2014), ce qui conduirait à la grande variabilité de la RMS de vitesse.

N°	$\epsilon^{global} \times 10^{-6}$	$\epsilon^{paires} \times 10^{-6}$	$\eta^{loc}(mm)$	$\tau_\eta^{loc}(s)$	$\langle \overline{V_{rms}} \rangle_{xyz}$ (mm/s)	Re_λ
5	2.16	1.44	0.82	0.78	4.13	59.3
6	3.91	3.25	0.68	0.52	5.01	57.5
7	6.12	4.29	0.51	0.39	5.43	67.9
8	7.80	6.49	0.46	0.32	5.93	65.7
9	2.28	1.55	0.80	0.74	4.52	68.7
10	4.14	3.56	0.65	0.49	6.21	85.6
11	5.92	3.96	0.52	0.41	5.93	84.4
12	7.63	5.24	0.48	0.35	6.58	90.4
13	2.10	1.06	0.84	0.87	4.55	86.5
14	3.91	1.83	0.73	0.67	5.65	101.6
15	5.94	3.82	0.52	0.42	6.42	100.8
16	7.67	5.14	0.48	0.36	7.11	107
17	2.08	0.99	0.86	0.90	4.24	77.6
18	3.96	1.81	0.73	0.67	5.05	81.5
19	5.87	3.41	0.54	0.44	5.30	72.3
20	7.19	4.99	0.48	0.36	6.01	79.6

TABLE 5.1 – Résumé des quantités mesurées sur les expériences Lagrangiennes.

5.5 Statistiques Lagrangiennes

5.5.1 Distribution de vitesse

On peut dans un premier temps s'intéresser aux PDF Lagrangiennes des fluctuations de vitesse et d'accélération, en considérant l'ensemble des vitesses à chaque point de chaque trajectoire comme un ensemble de vitesses ayant un échantillonnage aléatoire.

Les PDF de vitesse fluctuante normalisée par sa valeur RMS sont montrées sur la figure 5.17. La ligne du haut présente les PDF proche de la plaque froide, la ligne du bas proche de la plaque chaude, dans le cas lisse-lisse en trait plein et lisse-rugueux en trait pointillé.

On y constate que la vitesse horizontale suit une distribution quasi gaussienne (courbe en pointillé gris), mais que la vitesse verticale s'en éloigne plus, d'autant qu'elle est dissymétrique. Cette dissymétrie s'explique par la présence de panaches plus chauds et plus froids que le fluide environnant, qui vont gagner en vitesse verticale par effet de flottabilité. Ainsi, la PDF de vitesse verticale proche de la paroi froide (en haut sur la figure), montre une dissymétrie vers les valeurs négatives de vitesse (les panaches froids coulent dans le fluide à température homogène) quand la PDF proche de la paroi chaude (en bas) montre une dissymétrie vers les vitesses positives car les panaches chauds vont s'élever dans le fluide environnant.

Toutes ces PDF sont normalisées par leur RMS, qui, on l'a vu, est légèrement plus élevée dans le cas lisse-rugueux, il est néanmoins impossible de voir une différence entre les deux cas sur les distributions de vitesse fluctuante.

La figure 5.18 montre les fluctuations d'accélération pour les mêmes expériences. D'après [Mordant et al. \(2004\)](#), on peut approcher les distributions des composantes de l'accélération par une distribution log-normale de variance s^2 (équation (5.9)).

$$P(a_i) = \frac{e^{s^2/2}}{4m} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\ln\left(\frac{|a_i|}{m} + s^2\right)}{\sqrt{2}s} \right) \right] \quad (5.9)$$

avec $m = \sqrt{3/e^{2s^2}}$ et erf, la fonction d'erreur de Gauss. Dans leur article, la distribution suit cet ajustement pour $s = 1$ pour des traceurs dans un écoulement à haut nombre de Reynolds ($Re_\lambda = 675$) en turbulence homogène isotrope. Pour nos données, la valeur qui donne le meilleur ajustement le mieux est $s = 0.8$ (tracée en vert sur la figure 5.18), la différence pouvant s'expliquer par des nombres de Reynolds plus faibles $Re_\lambda \approx 100$. Une valeur de s plus élevée implique des queues plus larges sur la PDF, ce que l'on peut attendre à plus haut nombre de Reynolds.

Cette équation fonctionne donc bien avec nos données, malgré le caractère anisotrope et inhomogène de l'écoulement.

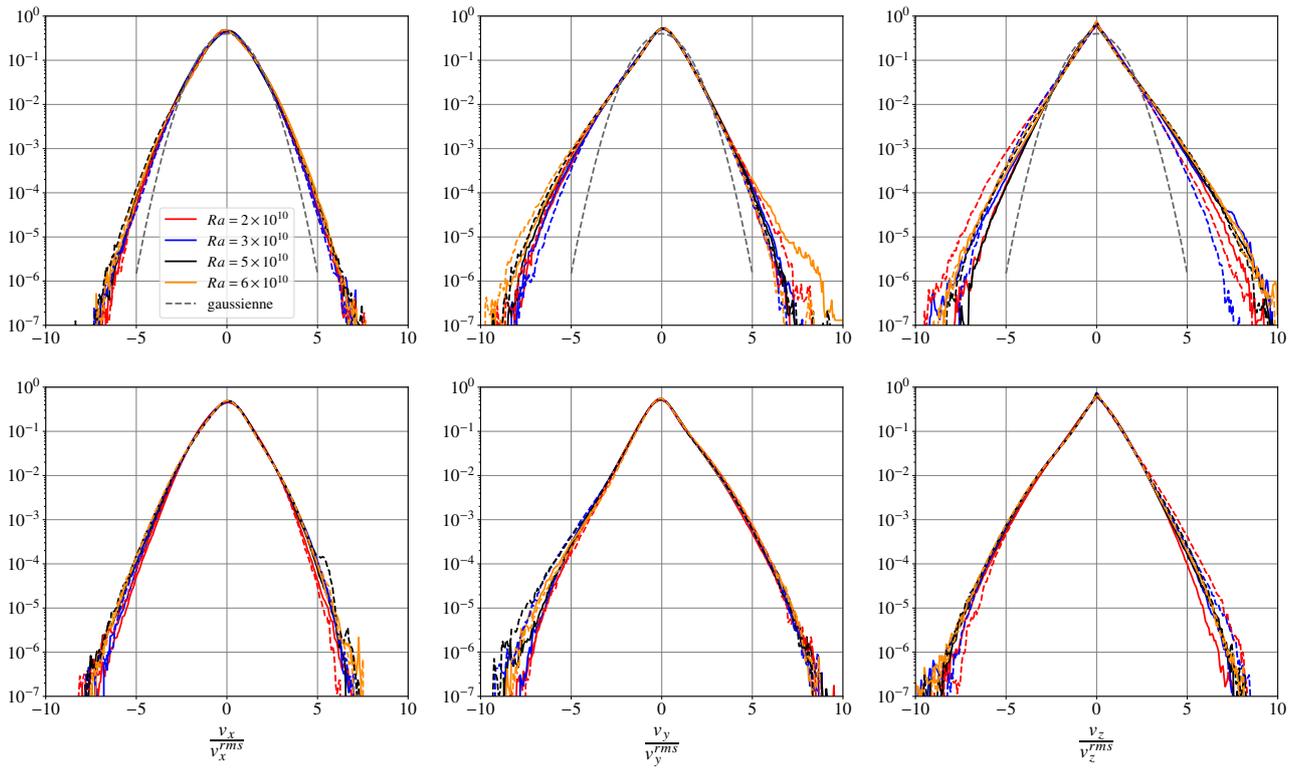


FIGURE 5.17 – PDF des fluctuations de vitesse pour les cas lisse-lisse (trait plein) et lisse-rugueux (pointillé) proche de la plaque froide (en haut) et chaude (en bas).

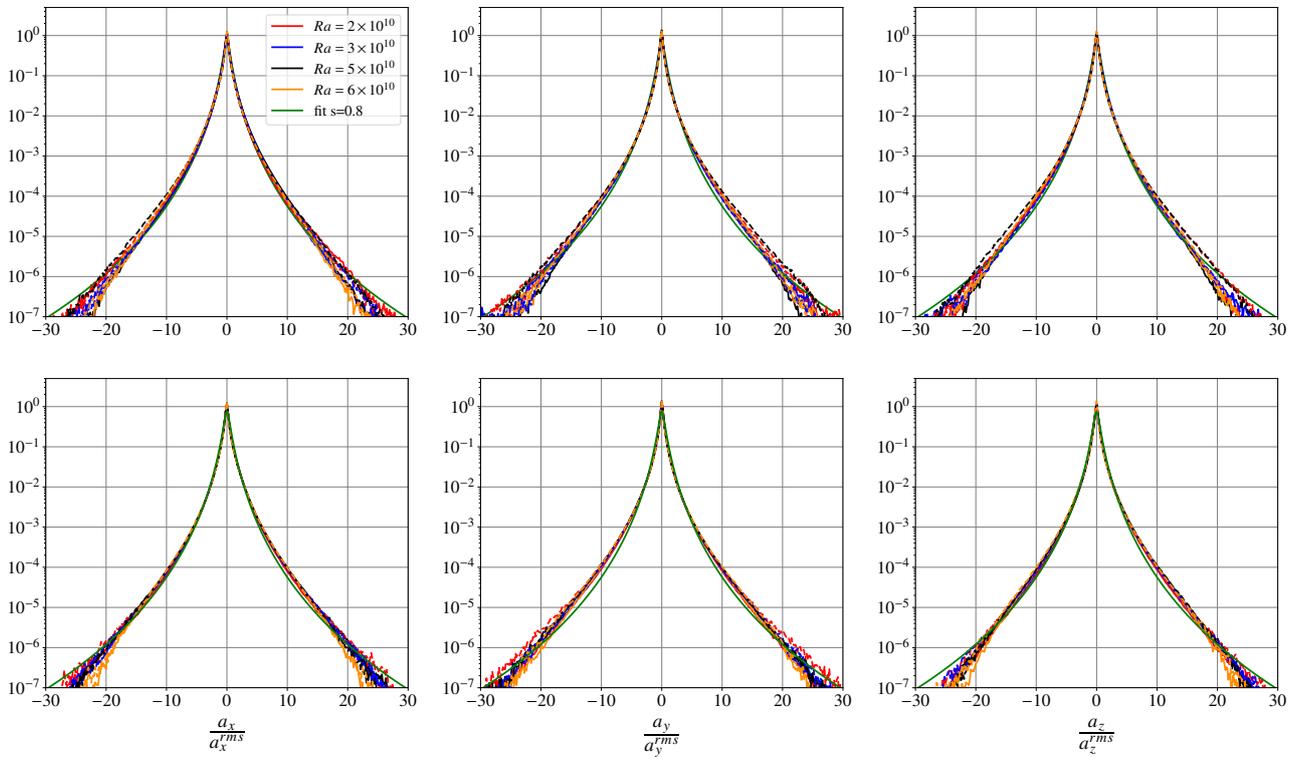


FIGURE 5.18 – PDF de fluctuations d'accélération pour les cas lisse-lisse (trait plein) et lisse-rugueux (pointillé) proche de la plaque froide (en haut) et chaude (en bas).

5.5.2 Autocorrélation

Les fonctions d'autocorrélation de vitesse et d'accélération sont deux caractéristique du signal que l'on peut obtenir à partir des trajectoires, d'après les définitions (5.11) et (5.10).

$$R_{vv} = \left\langle \frac{v(t_0)v(t_0 + \tau)}{v(t_0)^2} \right\rangle \quad (5.10)$$

$$R_{aa} = \left\langle \frac{a(t_0)a(t_0 + \tau)}{a(t_0)^2} \right\rangle \quad (5.11)$$

Sur la figure 5.19 sont montrées les autocorrélations de vitesse et d'accélération, auxquelles on a soustrait le champs moyen $\bar{V}(x, y, z)$, qui peut recréer de la corrélation pour les temps longs. Sont représentées les expériences lisse-lisse (trait plein) et lisse-rugueux (trait pointillé).

On peut observer que les corrélations de vitesses tendent vers 0 au-delà d'une trentaine de τ_η . À partir de cette courbe, on peut calculer le temps intégral Lagrangien, défini par la relation (5.12).

$$T^L = \int_0^\infty R_{vv} d\tau \quad (5.12)$$

On limitera l'intégrale à 50 τ_η , car le nombre de trajectoires diminuant à mesure que l'on regarde loin dans le temps (voir la figure 2.5), le nombre de trajectoires utilisées pour faire la moyenne de l'autocorrélation devient trop faible au-delà de cette limite et la convergence n'est pas atteinte. Les résultats sont montrés figure 5.20, on constate que le temps intégral diminue avec le nombre de Rayleigh (et donc de Reynolds).

Pour l'autocorrélation d'accélération, on constate qu'elle devient négative avant de tendre vers 0 pour une dizaine de τ_η . On peut alors définir le temps dissipatif Lagrangien τ_0 pour lequel l'autocorrélation d'accélération s'annule. D'après le modèle de Sawford (Sawford, 1991), on attend $\tau_0 \approx [2 - 3]\tau_\eta$ et d'après les simulations de Yeung and Pope (1989), on trouve $\tau_0 \approx 2.2\tau_\eta$. Cela est bien vérifié sur la figure 5.20 (b), où l'on trace $\frac{\tau_0}{\tau_\eta}$ pour toutes les expérience du tableau 2.4 et on trouve τ_0 compris entre 1.9 et 2.7 τ_η .

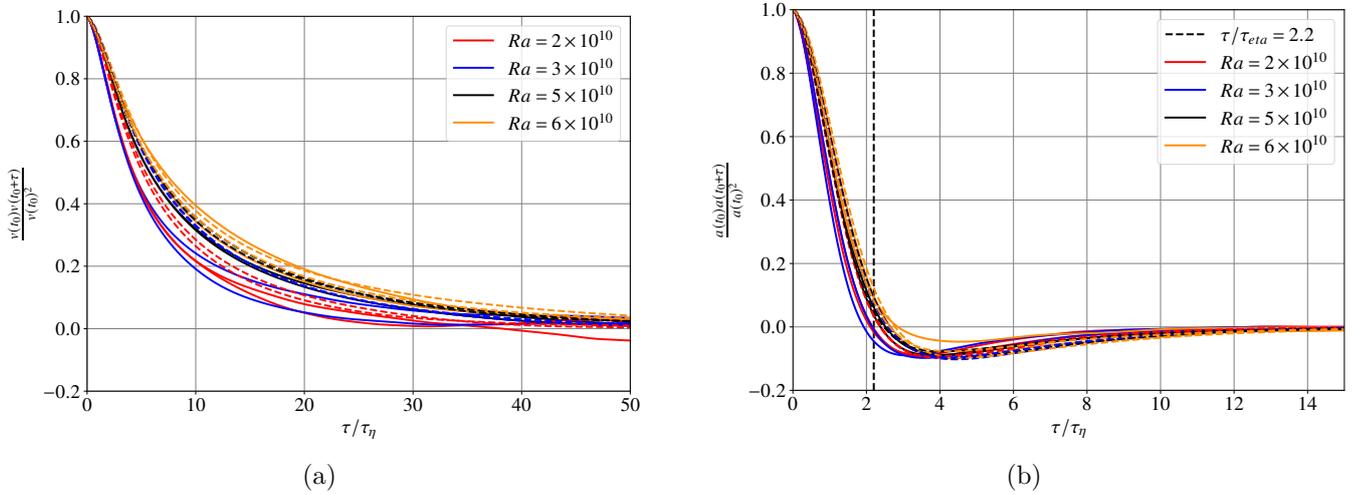


FIGURE 5.19 – (a) Fonction d'autocorrélation de vitesse en fonction de t/τ_η (b) Fonction d'autocorrélation d'accélération en fonction de t/τ_η , le trait vertical en pointillé noir correspondant au point d'intersection observé avec l'abscisse dans la littérature.

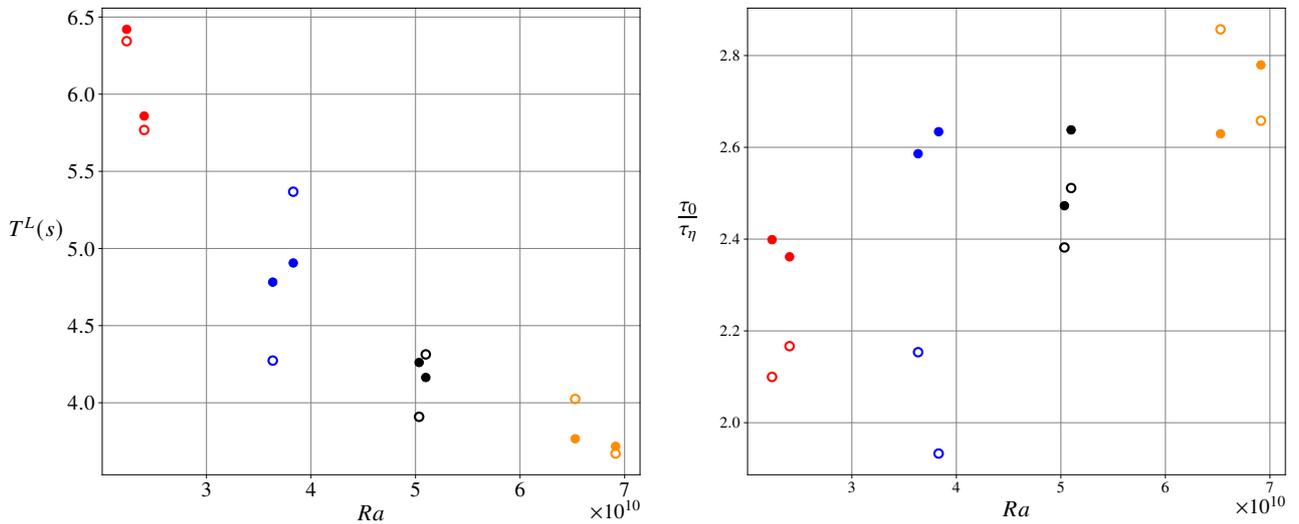


FIGURE 5.20 – (a) Temps intégral Lagrangien défini par l'équation (5.12) pour les expériences lisse-lisse (rond ouvert) et lisse-rugueux (rond fermé) en fonction du nombre de Rayleigh (b) Temps dissipatif Lagrangien compensé par τ_η en fonction du nombre de Rayleigh.

5.5.3 Fonctions de structure Lagrangiennes

Comme pour les fonctions de structure Eulériennes étudiées à l'aide de la dispersion de paire dans la section 5.3, on peut définir des fonctions de structure basées sur l'approche Lagrangienne, définies par l'équation (5.13)

$$S_p^L(\tau) = \langle (\vec{v}(t + \tau) - \vec{v}(t))^p \rangle \quad (5.13)$$

On peut définir plusieurs régimes pour la fonction de structure d'ordre 2. On obtient d'abord un régime balistique tel que $S_2^L \propto \tau^2$ pour les temps de l'ordre de quelques temps de Kolmogorov. Pour les temps inertiels, la fonction de structure varie linéairement en fonction du temps (Paterson, 1976), tel que $S_2^L \propto \tau$, et dépend de ϵ et d'une constante universelle C_0 (équation (5.15)). Sawford propose une loi d'évolution empirique pour l'évolution de C_0 en fonction de Re_λ (Sawford, 1991), équation (5.15)

$$S_2^L(\tau) = \langle (\vec{v}(t + \tau) - \vec{v}(t))^2 \rangle \approx C_0 \epsilon \tau \quad (5.14)$$

$$C_0 = 0.22 \times Re_\lambda^{0.63} \quad (5.15)$$

On trace la fonction de structure compensée par τ sur la figure 5.21 pour l'ensemble des expériences, la ligne en trait-point noire représente le régime balistique en τ^2 .

On constate effectivement l'existence du régime balistique à petit temps, avant l'apparition d'un plateau, qui commence d'autant plus tôt que le nombre de Rayleigh est élevé, et dont la valeur est censée être $C_0 \epsilon$ (d'après (5.14)). En utilisant ϵ mesuré à l'aide de la dispersion de paire (section 5.4), on peut estimer C_0 , que l'on montre sur la figure 5.22.

Les points sont assez dispersés mais les faibles nombres de Rayleigh (bleu et rouge) s'accordent plutôt bien avec l'équation empirique, les hauts nombres de Rayleigh (jaune et noire) s'en écartent davantage, cela peut être dû au filtrage qui sous estimerait les incréments de vitesse dans les échelles inertiels.

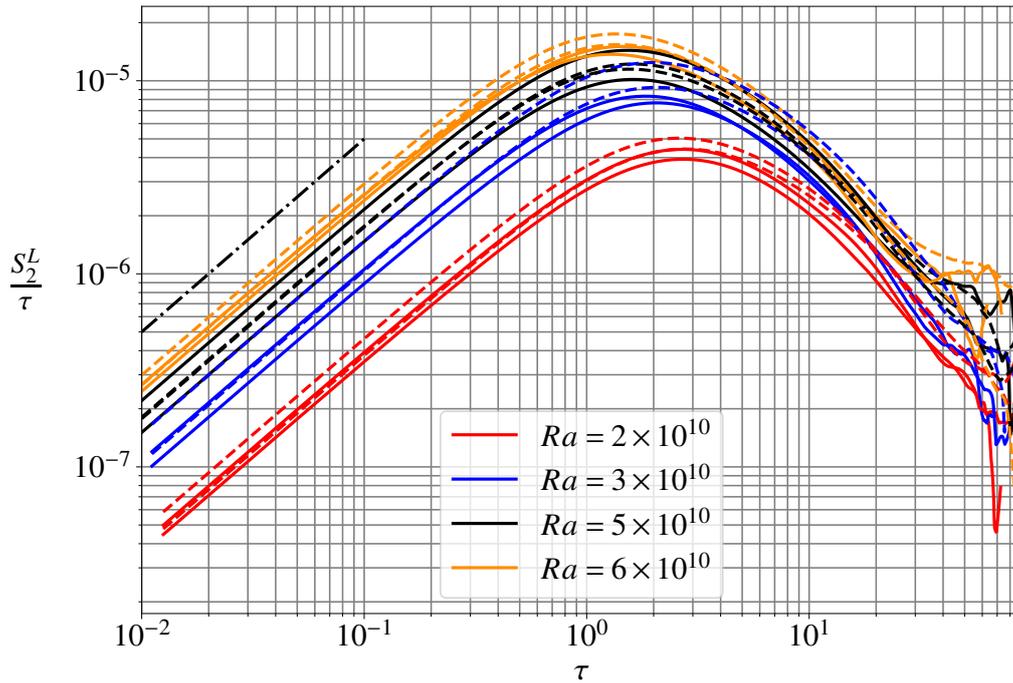


FIGURE 5.21 – Fonction de structure Lagrangienne d'ordre 2, compensée par τ , les traits plein correspondent aux expérience lisse-lisse et les traits pointillés aux expériences lisse-rugueux. Le trait en trait-pointillé correspond au régime balistique $S_2^L \propto \tau^2$.

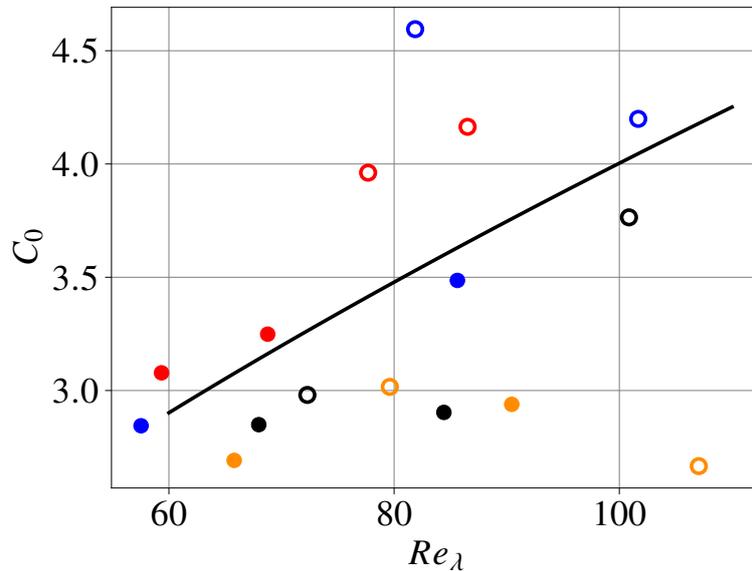


FIGURE 5.22 – Evolution de la constante C_0 en fonction de Re_λ pour l'ensemble des expérience de suivi Lagrangien, le trait plein représente l'équation (5.15). Les ronds fermés correspondent aux cas lisse-rugueux et les ronds ouverts au cas lisse-lisse.

5.6 Conclusion

Nous avons présenté les résultats des expériences de suivi Lagrangien réalisées dans une cellule de Rayleigh Bénard équipée de plaque lisse-lisse ou lisse-rugueux, pour 4 nombre de Rayleigh.

Dans un premier temps, une étude pseudo-éulérienne a permis de montrer l'aspect 3D de l'écoulement, avec des tourbillons d'axes horizontaux proches des plaques chaudes et froides. On a aussi pu constater une augmentation générale de la RMS de vitesse dans le cas lisse-rugueux par rapport au cas lisse-lisse. L'observation de l'inhomogénéité spatiale de la RMS de vitesse ne permet pas cependant de dire si la maximum observé proche de la plaque lisse est représentatif. Des expériences sur des temps plus long (plus de 24 heures) serait nécessaire afin de supprimer en moyenne les effets d'oscillations de la circulations grande échelle.

L'étude de la dispersion de paires nous a permis de mesurer des quantités élémentaires telles que la fonction de structure d'ordre 2 ou le produit $\langle \delta \vec{a} \delta \vec{v} \rangle$, en se basant uniquement sur les positions des particules. On a pu également observé ce qui ressemble à un régime superdiffusif pour des séparations initiales de l'ordre de grandeur de la longueur de Kolmogorov.

L'étude de la fonction de structure éulérienne d'ordre 2 montre des différences entre les cas lisse-lisse et lisse-rugueux à des échelles intermédiaires de l'ordre de quelques centimètres, ce qui est compatible avec une augmentation globale de la RMS de vitesse

L'étude de la dispersion de paires en remontant le temps nous a permis d'avoir une estimation pour ϵ , qui semble cohérente avec la valeur calculée à l'aide des nombres adimensionnés du système (équation (4.3)).

Enfin, l'étude des statistiques Lagrangiennes, notamment les valeurs de la constante C_0 semble en accord avec les résultats connus pour la turbulence homogène isotrope Lagrangienne, tout en ne montrant de différence significative entre le cas lisse-lisse et lisse-rugueux.

CHAPITRE 6

Conclusion

6.1 Résumé de la thèse et conclusion

Dans ce manuscrit, nous avons décrit deux campagnes d'expériences ayant pour but d'expliquer l'augmentation de flux de chaleur observée dans une cellule de Rayleigh-Bénard équipée d'une plaque rugueuse par rapport à la même cellule équipée de plaques lisses.

Pour étudier ce phénomène, nous avons d'abord mené une étude Lagrangienne, à l'aide de l'algorithme Shake-the-Box, en étudiant les trajectoires de traceurs pour quatre nombre de Rayleigh entre 2×10^{10} et 6.9×10^{10} , dans les configurations lisse-lisse et lisse-rugueux.

De ces expériences, nous avons pu faire des cartes 3D de champs de vitesse moyenne et de RMS de vitesse, qui ont mis en lumière les effets 3D de l'écoulement. On a notamment observé la présence de vortex horizontaux proches des plaques chaude et froide. On a également pu observer que la circulation grande échelle pouvait se mettre en travers de la cellule, oscillant sur des temps de plusieurs heures. L'étude de la dispersion de paires nous a permis d'observer ce qui ressemble au régime superdiffusif décrit par [Richardson \(1926\)](#) et d'obtenir la fonction de structure Eulérienne d'ordre 2 sans avoir à calculer de vitesse. La comparaison avec le calcul direct indique que le filtrage des trajectoires avec un noyau gaussien a tendance à filtrer les petites structures et donc à sous-estimer les fonctions de structure.

De plus, l'étude des paires en remontant le temps nous a donné un estimateur de $\langle \delta \vec{a} \cdot \delta \vec{v} \rangle$, là encore sans avoir à calculer de vitesse ou d'accélération. Cette quantité nous a permis d'estimer le taux de dissipation d'énergie ϵ .

L'étude des statistiques Lagrangiennes, telles que les fonctions d'autocorrélation de vitesse et d'accélération et les fonctions de structure de vitesse d'ordre 2, a permis d'obtenir des temps caractéristiques Lagrangiennes et la constante C_0 . Globalement, les statistiques Lagrangiennes que nous avons mesuré ne semblent pas particulièrement affectées par l'aspect inhomogène et anisotrope de l'écoulement et correspondent bien aux résultats théoriques de la littérature. Elles restent néanmoins un bon outil pour caractériser l'écoulement.

De ces expériences, il est difficile de conclure quant à l'effet des rugosités. On constate comme [Liot et al. \(2017\)](#) que la RMS de vitesse augmente dans un cas lisse-rugueux par rapport à un cas lisse-lisse, avec un maximum de RMS localisé proche de la plaque froide. Néanmoins, les effets 3D au sein de la cellule ainsi que la dynamique d'oscillation du rouleau sur des temps longs rendent compliqué de tirer une conclusion, d'autant que les mesures ne sont pas effectuées dans la cellule complète. Une chose est sûre cependant, si les rugosités ont un effet sur l'écoulement, il doit être mesurable et potentiellement plus marqué sur le champ de température.

Nous avons donc, dans un second temps, mis en place une mesure 2D du champ de température en utilisant des cristaux liquides thermochromiques. Cette mesure a été développée durant cette thèse, des tests de sources lumineuses aux algorithmes de traitement, en passant par le processus de calibration.

Malgré une bande passante limitée, les cristaux nous ont permis de faire des mesures de température en 2D et le fait de mesurer également la vitesse par PIV nous a permis d'étudier le transport de température sur un plan, quantité difficilement mesurable expérimentalement. Les résultats sont cohérents avec la littérature et nous permettent de comprendre le processus de développement des panaches. Cette mesure nous a également permis de vérifier une hypothèse de [Kraichnan \(1962\)](#).

Le but premier de ces mesures était de comparer un cas lisse et un cas rugueux sur la même cellule en étudiant séparément la plaque du haut et la plaque du bas, mais les mesures en haut se sont révélées moins précises qu'en bas, notamment à cause de la forme de la courbe de calibration. Il aurait fallu

équiper la cellule d'une plaque lisse en bas et observer la différence par rapport au cas rugueux dans la même gamme de température.

Le défaut du laser a malheureusement empêché ces expériences.

Même si les expériences proches de la plaque lisse avec les cristaux liquides n'ont pas permis d'obtenir les résultats que nous espérions, elles semblent tout de même montrer que l'émission des panaches est grandement modifiée. Pour les avoir regardés pendant des heures, j'ai l'impression que les panaches émis proche de la plaque froide "glissent" sur la paroi mais se détachent uniquement à l'approche du jet. Les panaches émis proche de la plaque chaude, en revanche, semblent se détacher plus tôt, à cause des angles vifs des rugosités, créant la large couche de mélange que l'on voit sur la figure 4.17. De plus, la présence de vortex d'axe horizontal proche des plaques, mis en évidence dans la section 5.2 peut avoir pour effet d'aspirer les panaches, des mesures proches de parois verticales non présentées dans ce manuscrit semblent aller dans ce sens.

Je pense que les TLC sont une bonne méthode de mesure 2D de la température et seraient un bon outil afin d'étudier la dynamique des panaches. Notamment, au vu des effets 3D et afin de tester cette idée selon laquelle le détachement des panaches est différent proche de la plaque rugueuse, étudier une nappe transverse, dans le plan yz , serait intéressant. On pourrait notamment l'utiliser pour observer le nombre de panaches qui la traversent, à différentes altitudes et dans différentes régions. Cette mesure aurait l'avantage de capturer l'intégralité des panaches émis, pour peu que l'on se place assez près des plaques afin qu'ils ne dissipent pas toute leur chaleur avant de franchir la nappe. Cela nécessite un peu de travail afin de trouver les bonnes conditions expérimentales mais devrait donner des résultats intéressants.

- Abdullah, N., Abu Talib, A. R., Jaafar, A. A., Mohd Salleh, M. A., and Chong, W. T. (2010). The basics and issues of thermochromic liquid crystal calibrations. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34(8) :1089–1121.
- Augier, P., Bonamy, C., Campagne, A., and Mohanan, A. V. (2016). FluidImage, a libre framework for scientific treatments of large sets of images. Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL). Poster.
- Belkadi, M., Sergent, A., Fraigneau, Y., and Podvin, B. (2021). On the role of roughness valleys in turbulent rayleigh–bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 923 :A6.
- Bénard, H. (1901). Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. - Méthodes optiques d’observation et d’enregistrement. *J. Phys. Theor. Appl.*, 10(1) :254–266.
- Bourgoin, M. (2015). Turbulent pair dispersion as a ballistic cascade phenomenology. *Journal of Fluid Mechanics*, 772 :678–704.
- Bourgoin, M., Ouellette, N. T., Xu, H., Berg, J., and Bodenschatz, E. (2006). The role of pair dispersion in turbulent flow. *Science*, 311(5762) :835–838.
- Brown, A. (2009). The origin of oscillations of the large-scale circulation of turbulent rayleigh–bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 638 :383–400.
- Brown, E. and Ahlers, G. (2007). Temperature gradients, and search for non-boussinesq effects, in the interior of turbulent rayleigh-bénard convection. *EPL (Europhysics Letters)*, 80 :14001.
- Chavanne, X., Chillà, F., Castaing, B., Hébral, B., Chabaud, B., and Chauussy, J. (1997). Observation of the ultimate regime in rayleigh-bénard convection. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :3648–3651.
- Dabiri, D. (2009). Digital particle image thermometry/velocimetry : A review. exp. *Experiments in Fluids*, 46 :191–241.
- Dabiri, D. and Gharib, M. (1991). Digital particle image thermometry : The method and implementation. *Experiments in Fluids*, 11(2-3) :77-86.
- Dumont, D. (2021). *Etude des échanges énergétiques en convection thermique turbulente*. Theses, Université de Lyon.

- Funfschilling, D., Brown, E., NIKOLAENKO, A., and AHLERS, G. (2005). Heat transport by turbulent rayleigh–bénard convection in cylindrical samples with aspect ratio one and larger. *Journal of Fluid Mechanics*, 536 :145–154.
- Gallon, S., Sozza, A., Feraco, F., Marino, R., and Pumir, A. (2024). Lagrangian irreversibility and energy exchanges in rotating-stratified turbulent flows. *Phys. Rev. Lett.*, 133 :024101.
- Goldstkin, R. and Tokuda, S. (1980). Heat transfer by thermal convection at high rayleigh numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23(5) :738–740.
- Gotoh, T., Fukayama, D., and Nakano, T. (2002). Velocity field statistics in homogeneous steady turbulence obtained using a high-resolution direct numerical simulation. *Physics of Fluids*, 14(3) :1065–1081.
- Gray, D. D. and Giorgini, A. (1976). The validity of the boussinesq approximation for liquids and gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19(5) :545–551.
- Grossmann, S. and Lohse, D. (2000). Scaling in thermal convection : a unifying theory. *J. Fluid Mech.*, 407 :27–56.
- Grossmann, S. and Lohse, D. (2002). Prandtl and rayleigh number dependence of the reynolds number in turbulent thermal convection. *Phys. Rev. E*, 66 :016305.
- Jermyn, A. S., Chitre, S. M., Lesaffre, P., and Tout, C. A. (2020). Convective differential rotation in stars and planets – I. Theory. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498(3) :3758–3781.
- Járai-Szabó Ferenc, Z. N. (2007). On the size distribution of poisson voronoi cells. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, 385(2) :518–526.
- Käufer, T. and Cierpka, C. (2023). Volumetric lagrangian temperature and velocity measurements with thermochromic liquid crystals. *Measurement Science and Technology*, 35.
- Kolmogorov, A. N. (1941). Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and Physical Sciences*, 434 :15 – 17.
- Kraichnan, R. H. (1962). Turbulent Thermal Convection at Arbitrary Prandtl Number. *The Physics of Fluids*, 5(11) :1374–1389.
- LANDAU, L. and LIFSHITZ, E. (1959). Chapter iv - boundary layers. In L.D. Landau, E. L., editor, *Fluid Mechanics*, pages 145–182. Pergamon.
- Liot, O. (2015). *Innovative approaches of turbulent thermal convection. Influence of roughness and Lagrangian study*. PhD thesis.
- Liot, O., Ehlinger, Q., Rusaouën, E., Coudarchet, T., Salort, J., and Chillà, F. (2017). Velocity fluctuations and boundary layer structure in a rough rayleigh–bénard cell filled with water. *Phys. Rev. Fluids*, 2 :044605.
- Liot, O., Martin-Calle, D., Gay, A., Salort, J., Chillà, F., and Bourgoïn, M. (2019). Pair dispersion in inhomogeneous turbulent thermal convection. *Phys. Rev. Fluids*, 4 :094603.
- Liot, O., Seychelles, F., Zonta, F., Chibbaro, S., Coudarchet, T., Gasteuil, Y., Pinton, J.-F., Salort, J., and Chillà, F. (2016). Simultaneous temperature and velocity lagrangian measurements in turbulent thermal convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 794 :655–675.

- Liu, Y. and Ecke, R. E. (2011). Local temperature measurements in turbulent rotating rayleigh-bénard convection. *Phys. Rev. E*, 84 :016311.
- Lohse, D. and Shishkina, O. (2024). Ultimate rayleigh-bénard turbulence. *Rev. Mod. Phys.*, 96 :035001.
- Malkus, W. V. R. and Chandrasekhar, S. (1954). 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.
- Méthivier, L. (2022). *Imagerie d'écoulements convectifs turbulents : du Fluorocarbone à l'hélium liquide*. Theses, Ecole normale supérieure de lyon - ENS LYON.
- Moller, S., Käufer, T., Pandey, A., Schumacher, J., and Cierpka, C. (2022). Combined particle image velocimetry and thermometry of turbulent superstructures in thermal convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 945.
- Moller, S., Thieme, A., Resagk, C., and Cierpka, C. (2019). Simultaneous measurements of velocity and temperature fields in large aspect ratio rayleigh-bénard convection.
- Monchaux, R., Bourgoïn, M., and Cartellier, A. (2010). Preferential concentration of heavy particles : A voronoï analysis. *Physics of Fluids - PHYS FLUIDS*, 22.
- Mordant, N., Crawford, A., and Bodenschatz, E. (2004). Experimental lagrangian acceleration probability density function measurement. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 193(1) :245–251. Anomalous distributions, nonlinear dynamics, and nonextensivity.
- Méthivier, L., Braun, R., Chillà, F., and Salort, J. (2022). Turbulent transition in rayleigh-bénard convection with fluorocarbon (a). *Europhysics Letters*, 136 :10003.
- Ott, S. and Mann, J. (2000). An experimental investigation of the relative diffusion of particle pairs in three-dimensional turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 422 :207–223.
- Ouellette, N., Xu, H., Bourgoïn, M., and Bodenschatz, E. (2006). Small-scale anisotropy in lagrangian turbulence. *New Journal of Physics*, 8.
- Paterson, A. R. (1976). Statistical fluid mechanics : Mechanics of turbulence. vol 2. a. s. monin and a. m. yaglom. mit press, cambridge, massachusetts. 1975. 874 pp. *The Aeronautical Journal*, 80(781) :44–44.
- Pellew, A. and Southwell, R. V. (1940). On maintained convective motion in a fluid heated from below. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 176(966) :312–343.
- Rayleigh, L. (1916). Lix. on convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *Philosophical Magazine Series 1*, 32 :529–546.
- Richardson, L. F. (1926). Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph. *Proceedings of The Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 110 :709–737.
- Roche, P., Castaing, B., Chabaud, B., and Hébral, B. (2001). Observation of the 1/2 power law in rayleigh-benard convection. *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics*, 63 :045303.
- Roche, P.-E. (2020). The ultimate state of convection : a unifying picture of very high Rayleigh numbers experiments. *New Journal of Physics*, 22(7) :073056.

- Sakakibara, J. and Adrian, R. J. (1997). Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 26 :7–15.
- Salort, J., Liot, O., Rusaouen, E., Seychelles, F., Tisserand, J.-C., Creyssels, M., Castaing, B., and Chillà, F. (2014). Thermal boundary layer near roughnesses in turbulent Rayleigh-Bénard convection : Flow structure and multistability. *Physics of Fluids*, 26(1) :015112.
- Sawford, B. L. (1991). Reynolds number effects in Lagrangian stochastic models of turbulent dispersion. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(6) :1577–1586.
- Schiepel, D., Schmeling, D., and Wagner, C. (2021). Simultaneous tomographic particle image velocimetry and thermometry of turbulent rayleigh-bénard convection. *Measurement Science and Technology*, 32.
- Schröder, A. and Schanz, D. (2023). 3d lagrangian particle tracking in fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 55(Volume 55, 2023) :511–540.
- Schulman, L. L. (1973). On the summer hemisphere hadley cell. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 99(419) :197–201.
- Shang, X., Qiu, X.-L., Tong, P., and Xia, K.-Q. (2003). Measured local heat transport in turbulent rayleigh-bénard convection. *Physical review letters*, 90 :074501.
- Shraiman, B. and Siggia, E. (2000). Scalar turbulence. *Nature*, 405 :639–46.
- Shraiman, B. I. and Siggia, E. D. (1990). Heat transport in high-rayleigh-number convection. *Phys. Rev. A*, 42 :3650–3653.
- Smith, A. R. (1978). Color gamut transform pairs. 12(3) :12–19.
- Smith, C., Sabatino, D., and Praisner, T. (2001). Temperature sensing with thermochromic liquid crystals. *Experiments in Fluids*, 30 :190–201.
- Solomon, T. H. and Gollub, J. P. (1990). Sheared boundary layers in turbulent rayleigh-bénard convection. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :2382–2385.
- Sreenivasan, K. R. (1995). On the universality of the Kolmogorov constant. *Physics of Fluids*, 7(11) :2778–2784.
- Stevens, B. (2005). Atmospheric moist convection. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33(Volume 33, 2005) :605–643.
- Sy, N. (2016). *Turbulence de grille oscillante à basses températures*. PhD thesis.
- Tan, S. and Ni, R. (2022). Universality and intermittency of pair dispersion in turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 128 :114502.
- Taylor, G. I. (1922). Diffusion by continuous movements. *Proceedings of the london mathematical society*, 2(1) :196–212.
- Tisserand, J.-C., Creyssels, M., Gasteuil, Y., Pabiou, H., Gibert, M., Castaing, B., and Chillà, F. (2011). Comparison between rough and smooth plates within the same Rayleigh-Bénard cell. *Physics of Fluids*, 23(1) :015105.
- Tokgoz, S., Elsinga, G., Delfos, R., and Westerweel, J. (2012). Spatial resolution and dissipation rate estimation in taylor-couette flow for tomographic piv. *Experiments in Fluids*, 53.

- Tropea, C., Yarin, A., and Foss, J. (2007). *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*.
- Tummers, M. J. and Steunebrink, M. (2019). Effect of surface roughness on heat transfer in rayleigh-bénard convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 139 :1056–1064.
- Xia, K.-Q., Sun, C., and Zhou, S.-Q. (2003). Particle image velocimetry measurement of the velocity field in turbulent thermal convection. *Phys. Rev. E*, 68 :066303.
- Xu, F., Zhang, L., and Xia, K.-Q. (2024). Experimental measurement of spatio-temporally resolved energy dissipation rate in turbulent rayleigh-bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 984 :A8.
- Yeung, P. K. and Pope, S. B. (1989). Lagrangian statistics from direct numerical simulations of isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 207 :531–586.
- Ying, S., Xu, G., Li, C., and Mao, Z. (2015). Point cluster analysis using a 3d voronoi diagram with applications in point cloud segmentation. *ISPRS International Journal of Geo-Information*, 4 :1480–1499.

Résumé : Cette thèse s'intéresse à un écoulement de convection thermique turbulente dans une cellule de Rayleigh-Bénard équipée d'une plaque lisse en haut et d'une plaque rugueuse en bas. En effet, l'ajout de rugosité conduit à une augmentation du transfert thermique, sans que l'on connaisse les signatures de cette augmentation dans l'écoulement.

Pour répondre à cette question, nous avons mené une campagne d'expérience de suivi Lagrangien de particules dans une cellule de Rayleigh-Bénard équipée d'une plaque avec des rugosité de 2 mm de hauteur en bas et d'une plaque lisse en haut, que nous avons comparée à un cas lisse lisse. Des trajectoires des particules, nous avons pu obtenir des cartes 3D de vitesse ainsi que des statistiques lagrangiennes, telles que des fonctions d'autocorrélation ou des fonctions de structure lagrangienne. De la dispersion de paires, nous avons pu calculer la fonction de structure eulérienne d'ordre 2, ainsi qu'une estimation de la dissipation turbulente.

Dans un deuxième temps, nous avons mis en place une mesure couplée de température et de vitesse dans un plan 2D en utilisant des cristaux liquides thermochromiques. Nous avons étudié les statistiques de température et de flux de chaleur dans une cellule lisse rugueuse, en validant la méthode dans le centre de la cellule en comparant ces statistiques avec la littérature, avant de s'intéresser aux panaches proches de la paroi chaude. Cette étude a révélé l'existence d'une zone de mélange proche de la paroi rugueuse où se développent les panaches ainsi que la vérification de la corrélation vitesse-température utilisée dans le modèle de Kraichnan.

Abstract : This thesis is interested in a turbulent thermal convection flow in a Rayleigh-Bénard cell equipped with a smooth plate at the top and a rough plate at the bottom. Indeed, the addition of roughness leads to an increase in thermal transfer, without knowing the signatures of this increase in flow.

In order to try to answer this question, we conducted a campaign of experiment of Lagrangian particle tracking in a Rayleigh-Benard cell equipped with a plate with roughness of 2 mm height at the bottom and a smooth plate at the top, that we compared to a smooth smooth case. From particle trajectories, we were able to obtain 3D velocity maps as well as Lagrangian statistics, such as autocorrelation functions or Lagrangian structure functions. From the pair dispersion, we were able to calculate the second order Eulerian structure function and an estimate of the turbulent dissipation.

In a second step, we implemented a coupled measurement of temperature and speed in a 2D plane using thermochromic liquid crystals. We studied the temperature and heat flow statistics in a rough smooth cell, validating the method in the center of the cell by comparing these statistics with the literature, before focusing on plumes near the hot plate. This study revealed the existence of a mixing zone close to the rough plate where plumes develop as well as the verification of the velocity-temperature correlation used in the Kraichnan model.