

Approches innovantes en convection thermique turbulente

J'ai effectué mes trois années de **thèse** au sein du laboratoire de physique de l'ENS de Lyon dans l'équipe de convection thermique. J'ai été dirigé par Francesca Chillà et co-encadré par Mickaël Bourgoïn. Ma thèse, expérimentale, s'intitule *Approches innovantes en convection thermique turbulente. Influence des rugosités et étude Lagrangienne*.

La convection thermique apparaît lorsqu'on applique une différence verticale de température à une couche de fluide. Si cette différence de température est bien orientée et suffisamment élevée, un écoulement se met en place. Cet écoulement sans forçage mécanique est très présent tant dans la nature (atmosphère, convection mantellique) que dans l'industrie (refroidissement, réacteurs chimiques). On utilise en laboratoire le système modèle de Rayleigh-Bénard où une couche de fluide horizontale est confinée entre une plaque chaude en bas et une plaque froide en haut. On peut alors définir le nombre de Rayleigh qui représente le forçage thermique comparé aux effets diffusifs :

$$Ra = \frac{g\alpha\Delta TH^3}{\nu\kappa}, \quad (1)$$

où g représente l'accélération de pesanteur, H la distance entre les plaques, ΔT leur différence de température, α le coefficient de dilatation thermique isobare du fluide, ν sa viscosité cinématique et κ sa diffusivité thermique. Si le nombre de Rayleigh devient suffisamment élevé, l'écoulement devient turbulent (typiquement $Ra > 10^6$ pour l'eau ou l'air à température ambiante).

On peut alors distinguer différentes échelles qui interagissent entre elles. Au voisinage des plaques apparaissent des couches limites thermiques et visqueuses. La déstabilisation de ces dernières provoque l'apparition de panaches thermiques qui consistent en des poches de fluide plus chaudes ou plus froides que le fluide environnant. Ces panaches entraînent le fluide pour former un écoulement à grande échelle turbulent. Un des points cruciaux en convection thermique turbulente consiste en la compréhension de l'organisation et des propriétés du flux thermique et de la turbulence associée. Bien que ce phénomène soit étudié depuis plusieurs décennies [1], il reste un domaine très actif [2] dont de nombreux aspects restent ouverts [3].

Approche Lagrangienne

Au cours de ma thèse, la première approche a consisté en un suivi Lagrangien de particules dans un écoulement convectif. Cette approche, bien que largement utilisée au cours des deux dernières décennies en turbulence [4] ne l'a été que très peu en convection thermique. On dénombre une étude numérique [5, 6] et deux études expérimentales utilisant respectivement une particule instrumentée [7] et des particules sub-millimétriques [8].

La première cellule utilisée consiste en un parallélépipède de profondeur faible devant sa hauteur et sa largeur (rapport 1/4). Une **particule instrumentée** de 21 mm de diamètre équipée de quatre thermistances [9] immergée dans l'écoulement et suivie en temps réel par une caméra a permis d'obtenir des **mesures Lagrangiennes simultanées** de température et de vitesse sur des temps correspondant à un millier de fois le temps de retournement de l'écoulement (voir figure 1).

Cette statistique a permis d'établir des cartes pseudo-Eulériennes de température et de flux thermique dans la cellule de convection remplie d'eau, mettant en évidence la forte inhomogénéité de l'écoulement. Si la taille de la particule pose question quant à sa capacité à suivre l'écoulement, nous avons pu comparer l'écoulement visualisé par la particule à des mesures Eulériennes par PIV. Un très bon accord a été observé. De plus, une collaboration a été développée avec Francesco Zonta (Université de Udine, Italie) et Sergio Chibbaro (Institut Jean le Rond d'Alembert). Leurs simulations numériques effectuées avec des traceurs ponctuels ont permis d'affirmer la pertinence

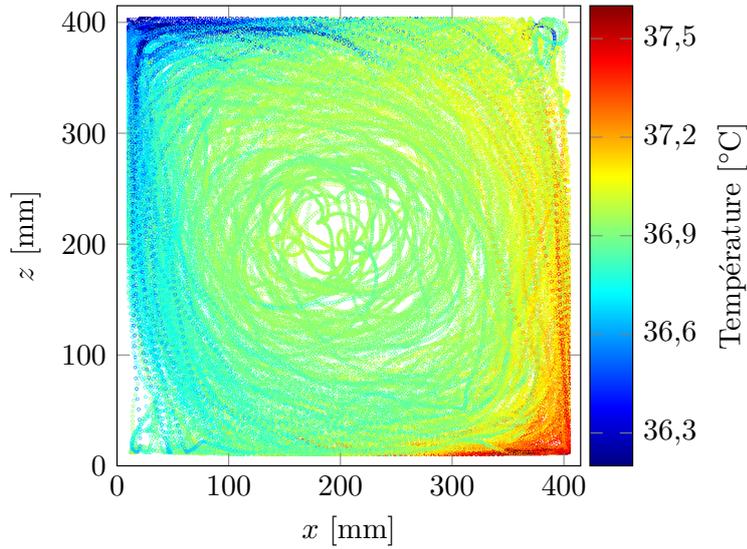


FIGURE 1 – Température mesurée par la particule le long de sa trajectoire. Le mouvement s’effectue dans le sens trigonométrique.

des mesures faites avec la particule instrumentée. On notera par exemple que les distributions de probabilité de vitesse comme de température sont semblables (figure 2).

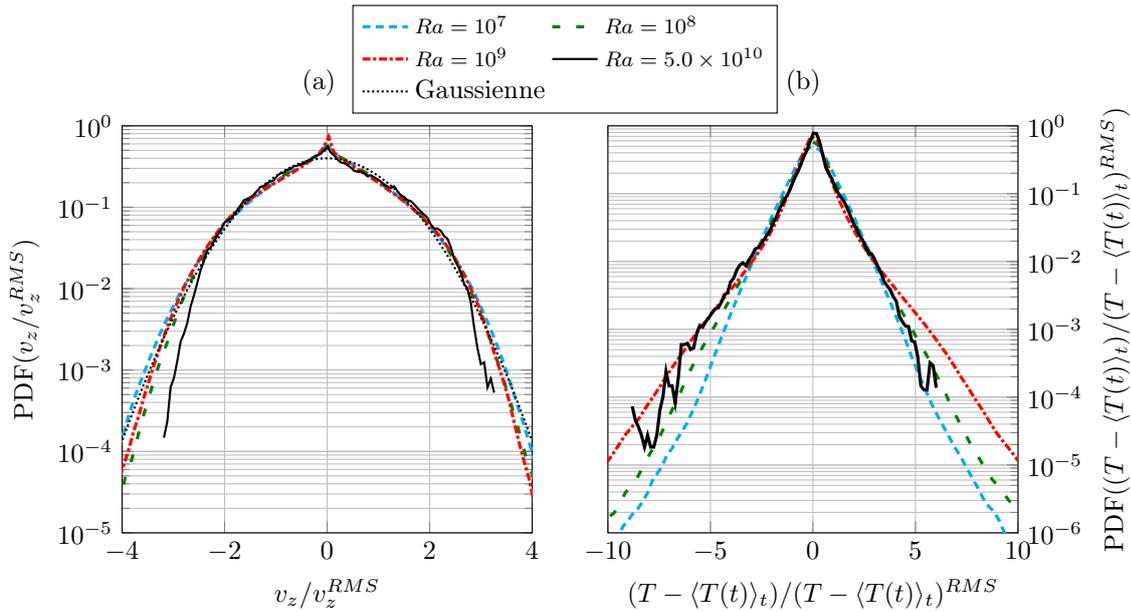


FIGURE 2 – Densités de probabilité de (a) la vitesse verticale et de (b) la température normalisées par la moyenne quadratique correspondante. Les lignes pointillées colorées représentent les résultats issus des simulations numériques, la ligne pleine concerne l’expérience.

L’étude des différentes statistiques turbulentes mesurées par la particule instrumentée a mis en exergue des comportements nouveaux notamment concernant la température. Les lois d’échelle des spectres laissent apparaître une **anisotropie** entre vitesse horizontale et verticale tandis que le spectre de température montre une pente en $f^{-2.5}$, s’écartant de la loi attendue pour un scalaire passif dans le cadre de la théorie de Kolmogorov. Ces résultats ont fait l’objet d’une publication dans *Journal of Fluid Mechanics* [10]. Par ailleurs, la présence d’un écoulement grande échelle rend la turbulence inhomogène et anisotrope. Une séparation de la composante Eulérienne moyenne et des fluctuations Lagrangiennes a permis une mise en évidence des interactions entre ces deux grandeurs. On observe notamment que l’écoulement est dominé par la

composante grande échelle et que celle-ci interagit très peu avec les fluctuations turbulentes. Ces résultats ont été publiés dans *Procedia IUTAM* [11]. Cette particule est donc très intéressante notamment pour un suivi Lagrangien de la température. Toutefois elle ne permet pas de sonder les plus petites échelles turbulentes.

C'est pourquoi, dans le but d'effectuer un **suivi Lagrangien en trois dimensions** de plusieurs centaines de particules sub-millimétriques, une nouvelle cellule de convection adaptée a été conçue. Il s'agit de pouvoir suivre les particules à l'aide de plusieurs caméras simultanément afin d'en déduire leur position 3D. Dans le but d'optimiser le temps de calcul, j'ai mis en place un code de suivi **parallélisé** sur la plateforme du Pôle Scientifique de Modélisation Numérique de Lyon. Cela nous a permis de suivre plusieurs centaines de particules simultanément dans un volume de mesure d'environ 10 cm de côté. De telles dimensions permettent d'observer un écoulement plus large que le centre de l'écoulement. On capture alors une partie du rouleau de convection grande échelle qui se met en place dans la cellule. Cela a une conséquence importante sur les statistiques de vitesse. On remarque notamment que les distributions de vitesse s'éloignent fortement d'une distribution gaussienne (figure 3 (a)). Or la vitesse peut s'écrire comme la somme d'une composante Eulérienne moyenne locale et d'une fluctuation lagrangienne :

$$\vec{v}(t) = \vec{v}^E(x(t), y(t), z(t)) + \vec{v}'(t). \quad (2)$$

Pour deux des trois composantes, la forme gaussienne peut être restaurée en regardant uniquement les fluctuations Lagrangiennes (figure 3 (b)). La composante horizontale suivant x est elle impactée par un mouvement périodique du rouleau, appelé *sloshing*, souvent observé en convection thermique turbulente [12]. Nous avons pu élaborer un **modèle simple** expliquant la forme de la distribution de v'_x . Cette méthode de séparation de l'écoulement grande échelle et des fluctuations Lagrangiennes s'avère alors une façon subtile d'étudier la **mécanique** intrinsèque de l'écoulement. Ces observations ont fait l'objet d'une **publication** dans *Physical Review Fluids* [13].

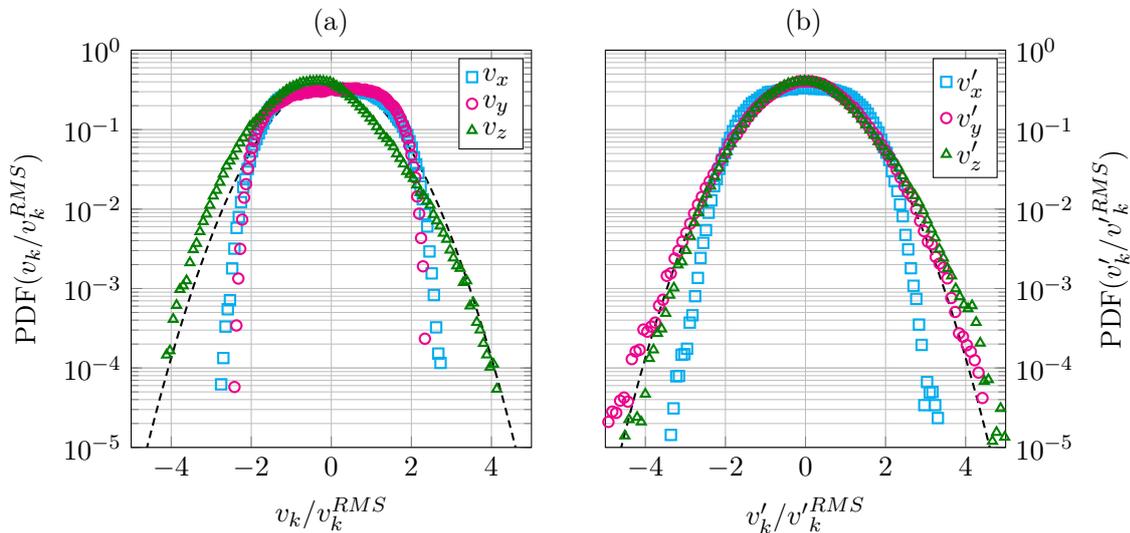


FIGURE 3 – Densités de probabilité des trois composantes normalisées de (a) la vitesse totale et de (b) sa partie fluctuante. La ligne pointillée représente une gaussienne.

Les statistiques turbulentes des fluctuations de vitesse ont mis en évidence un comportement classique de type Kolmogorov avec toutefois une caractéristique intermittente. Ces résultats ont pu être comparés positivement au modèle stochastique de Sawford [14] pour une turbulence homogène et isotrope. Enfin les statistiques d'accélération, non influencées par la structure grande échelle, sont en très bon accord avec de précédentes mesures Lagrangiennes, tant en convection thermique [8] qu'en turbulence classique [15].

Enfin, la manière dont deux particules se déplacent l'une par rapport à l'autre dans cet écoulement turbulent – la **dispersion de paires** – a également été étudiée. Nous avons mis en évidence et modélisé le fort impact de l'écoulement à grande échelle sur la dispersion de paires. L'irréversibilité du transport turbulent a également été observée par ce biais. Ces derniers résultats font l'objet d'un article en préparation.

Influence de rugosités contrôlées

La seconde approche s'est concentrée sur l'influence de l'ajout de rugosités sur la plaque du bas dans une cellule de convection. Il y a ici un double intérêt. D'une part, en **déstabilisant les couches limites**, cela peut permettre de mieux comprendre la manière dont les panaches sont émis par celles-ci. D'autre part, de nombreuses mesures de flux thermique ont mis en évidence une forte augmentation de ce dernier comparativement à une plaque lisse, sans rugosité (voir par exemple [16]). Cette augmentation peut être supérieure à l'agrandissement de la surface due aux rugosités et apparaît au-delà d'un nombre de Rayleigh de transition Ra_t . Aussi nous avons voulu mettre en évidence les **mécanismes physiques** à l'origine de ce phénomène. Nous avons utilisé pour cela des rugosités contrôlées de forme parallélépipédique apposées sur la plaque du bas d'une cellule de convection similaire à celle utilisée pour la particule instrumentée (figure 4). L'écoulement moyen étant alors quasi bi-dimensionnel, on peut distinguer plusieurs zones au-dessus des rugosités (voir la figure 5).

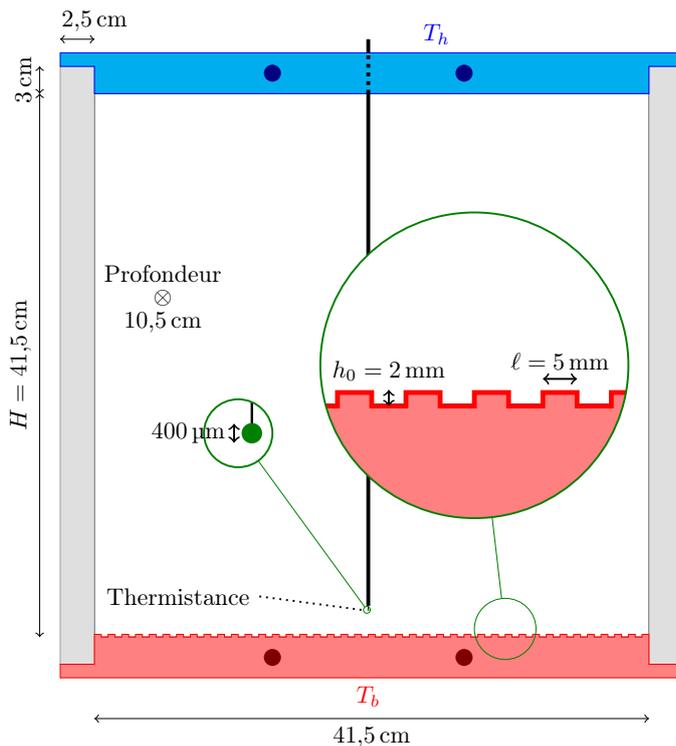


FIGURE 4 – Schéma de la cellule de convection. La disposition des rugosités et la thermistance sont représentées.

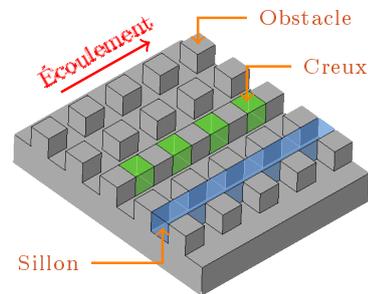


FIGURE 5 – Vue schématique tridimensionnelle des rugosités et définition des différentes zones considérées.

Dans un premier temps, des mesures thermométriques ont permis d'étudier la couche limite thermique et de mettre en évidence la déstabilisation de cette dernière. Nous avons pu nous apercevoir notamment que son épaisseur au-dessus d'un obstacle est plus faible qu'au-dessus d'une plaque lisse. Un **modèle phénoménologique** basé sur la **déstabilisation** partielle de la couche limite a pu être élaboré et s'ajuste fidèlement aux mesures expérimentales de transfert thermique. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans *Physics of Fluids* [17]. Par ailleurs, une étude par PIV de l'écoulement global a mis en évidence une forte augmentation des

fluctuations turbulentes dans la cellule rugueuse-lisse (comparativement à une cellule lisse-lisse), associée à l'apparition d'une dissymétrie haut-bas en présence de rugosités (figure 6).

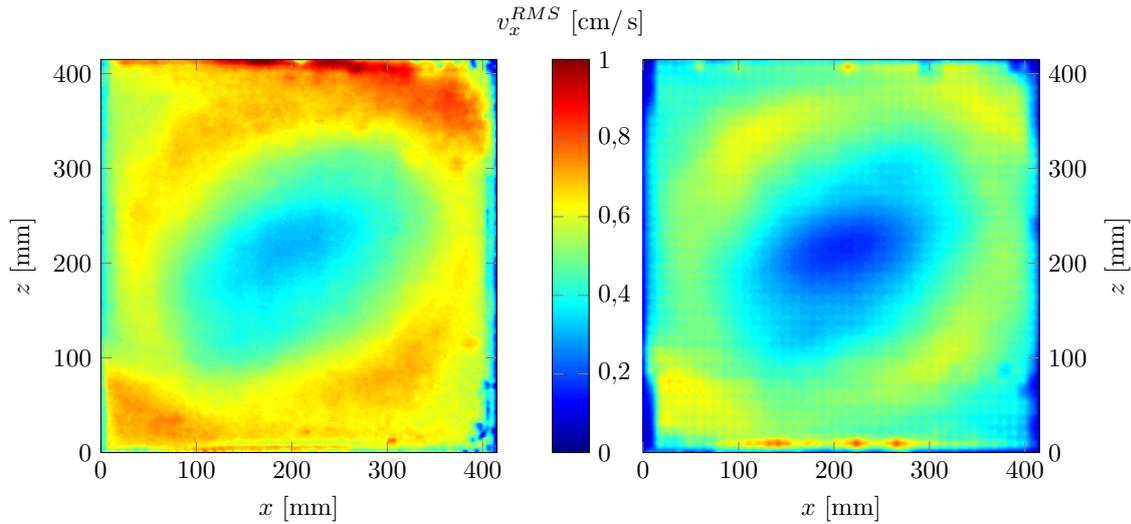


FIGURE 6 – Comparaison du champ de moyenne quadratique de la vitesse horizontale pour les cellules rugueuse-lisse à gauche et lisse-lisse à droite. Les nombres de Rayleigh sont similaires et la circulation grande échelle se fait dans le sens trigonométrique.

Ces observations, couplées à une étude systématique des propriétés turbulentes de l'écoulement, ont permis de mettre en avant une augmentation de l'émission et de l'intensité des panaches, vecteurs principaux du transfert de chaleur. Par ailleurs, les rugosités semblent amener un nouveau régime de turbulence, non décrit à ce jour. Ces mesures sont le sujet d'un article publié dans *Physical Review Fluids* [18].

Afin de **valider le modèle** de déstabilisation de la couche limite et de comprendre plus en détails les mécanismes mis en jeu, il est nécessaire d'opérer des mesures de vitesses au voisinage des rugosités. Ces mesures sont délicates à faire dans notre cellule en raison des dimensions des obstacles et des fluctuations d'indice optique générées par les fluctuations de température dans l'eau. Dans le cadre de la collaboration européenne *EuHIT*, une cellule homothétique à la nôtre a été montée dans le *Barrel of Ilmenau*, la plus grande expérience de convection thermique au monde. La nouvelle cellule, homothétique de rapport six, était remplie d'air. Elle nous a permis de travailler dans des gammes de paramètres similaires à la cellule remplie d'eau de Lyon mais avec des rugosités six fois plus grandes. De plus, il était possible de travailler avant et après Ra_t , ce qui ne l'était pas avec la cellule de Lyon. Des mesures de PIV ont été effectuées dans les trois zones considérées au-dessus des rugosités.

Dans le creux, on peut observer un **changement radical de la structure de l'écoulement**. Avant la transition, on remarque une recirculation due au cisaillement du fluide qui se déplace au-dessus. Après la transition, une incursion de l'écoulement de cœur dans le creux est observée. Cela favorise le mélange et donc le transfert thermique (figure 7). Alors qu'avant la transition les profils de vitesse au-dessus des rugosités sont comparables à ce qui a pu être observé dans d'autres expériences [19, 20], après la transition ils deviennent logarithmiques (figure 8). Ceci est la conséquence du développement d'une couche limite turbulente. Cette étude a donc permis de confirmer le modèle basé sur les mesures thermométriques et d'affirmer l'apparition de **couches limites turbulentes** en présence de rugosités. Ceci a fait l'objet d'un article dans *Journal of Fluid Mechanics* [21]. Des mesures similaires, bien que moins précises, ont été finalement entreprises dans la cellule de Lyon et ont également mis en évidence une couche limite turbulente après la transition. Par ailleurs, des mesures très récentes ont été menées pour caractériser la structure tridimensionnelle de la couche limite au voisinage des rugosités dans l'air à l'aide d'un appareillage de Tomo-PIV.

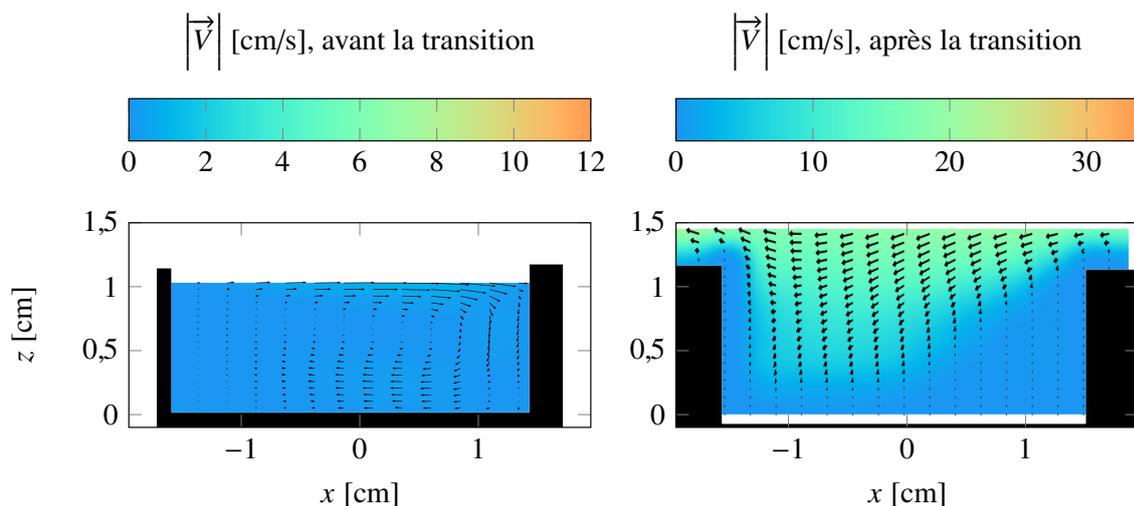


FIGURE 7 – Champ de vitesse moyen dans le creux avant et après la transition.

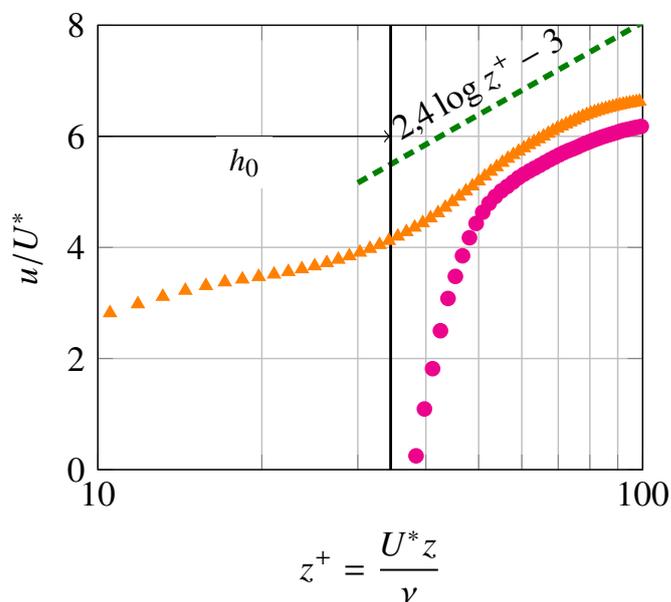


FIGURE 8 – Profils de vitesse en fonction de la hauteur après la transition. Les triangles orange concernent les mesures faites dans le sillon tandis que les cercles magenta représentent celles faites au-dessus des obstacles. Les grandeurs sont renormalisées. U^* représente la vitesse de frottement, reliée au taux de cisaillement.

Ces travaux de thèse se sont finalement attachés à mieux comprendre les imbrications et les interactions entre les différentes échelles présentes dans un écoulement de convection thermique. L'importance de l'inhomogénéité de l'écoulement a été mise en avant tandis que l'impact de rugosités sur la structure des couches limites et sur l'écoulement global a également été détaillé.

Références

- [1] R. H. Kraichnan, *The Physics of Fluids* **5**, 1374 (1962).
- [2] D. Lohse and K.-Q. Xia, *Annual Review of Fluid Mechanics* **42**, 335 (2010).
- [3] F. Chillà and J. Schumacher, *The European Physical Journal E* **35** (2012), [10.1140/epje/i2012-12058-1](https://doi.org/10.1140/epje/i2012-12058-1).
- [4] F. Toschi and E. Bodenschatz, *Annual Review of Fluid Mechanics* **41**, 375 (2009).
- [5] J. Schumacher, *Physical Review Letters* **100** (2008), [10.1103/PhysRevLett.100.134502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.134502).
- [6] J. Schumacher, *Physical Review E* **79** (2009), [10.1103/PhysRevE.79.056301](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.79.056301).
- [7] Y. Gasteuil, W. L. Shew, M. Gibert, F. Chillà, B. Castaing, and J.-F. Pinton, *Physical Review Letters* **99** (2007), [10.1103/PhysRevLett.99.234302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.234302).
- [8] R. Ni, S.-D. Huang, and K.-Q. Xia, *Journal of Fluid Mechanics* **692**, 395 (2012).
- [9] W. L. Shew, Y. Gasteuil, M. Gibert, P. Metz, and J.-F. Pinton, *Review of Scientific Instruments* **78**, 065105 (2007).
- [10] O. Liot, F. Seychelles, F. Zonta, S. Chibbaro, T. Coudarchet, Y. Gasteuil, J.-F. Pinton, J. Salort, and F. Chillà, *Journal of Fluid Mechanics* **794**, 655 (2016).
- [11] O. Liot, J. Salort, F. Seychelles, Y. Gasteuil, J.-F. Pinton, and F. Chillà, *Procedia IUTAM* **20**, 112 (2017).
- [12] Q. Zhou, H.-D. Xi, S.-Q. Zhou, C. Sun, and K.-Q. Xia, *Journal of Fluid Mechanics* **630**, 367 (2009).
- [13] O. Liot, A. Gay, J. Salort, M. Bourgoïn, and F. Chillà, *Physical Review Fluids* **1**, 064406 (2016).
- [14] B. L. Sawford, *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* **3**, 1577 (1991).
- [15] G. A. Voth, A. La Porta, A. M. Crawford, J. Alexander, and E. Bodenschatz, *Journal of Fluid Mechanics* **469** (2002), [10.1017/S0022112002001842](https://doi.org/10.1017/S0022112002001842).
- [16] J.-C. Tisserand, M. Creyssels, Y. Gasteuil, H. Pabiou, M. Gibert, B. Castaing, and F. Chillà, *Physics of Fluids* **23**, 015105 (2011).
- [17] J. Salort, O. Liot, E. Rusaouen, F. Seychelles, J.-C. Tisserand, M. Creyssels, B. Castaing, and F. Chillà, *Physics of Fluids* **26**, 015112 (2014).
- [18] O. Liot, Q. Ehlinger, I. Rusaouën, T. Coudarchet, J. Salort, and F. Chillà, *Physical Review Fluids* **2**, 044605 (2017).
- [19] R. Du Puits, C. Resagk, A. Tilgner, F. H. Busse, and A. Thess, *Journal of Fluid Mechanics* **572**, 231 (2007).
- [20] C. Sun, Y.-H. Cheung, and K.-Q. Xia, *Journal of Fluid Mechanics* **605**, 79 (2008).
- [21] O. Liot, J. Salort, R. Kaiser, R. d. Puits, and F. Chillà, *Journal of Fluid Mechanics* **786**, 275 (2016).