

Mesure des flux thermiques turbulents dans une cavité différentiellement chauffée à $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$

Pierre BELLEOUD*, Didier SAURY, Denis LEMONNIER

Institut Pprime - UPR CNRS 3346, CNRS - ENSMA - Université de Poitiers, Département Fluides Thermique Combustion, ENSMA, Téléport 2, 1 avenue Clément Ader – BP 40109, F-86961 Futuroscope CEDEX, France

*(auteur correspondant : pierre.belleoud@ensma.fr)

Résumé - Les écoulements de convection naturelle, bien qu'étudiés depuis des décennies, renferment encore des verrous scientifiques, notamment en régime turbulent. Le régime laminaire a désormais été quasi-exhaustivement étudié, l'augmentation des capacités de calcul permet maintenant d'appréhender des écoulements toujours plus complexes (3D, instationnaires, turbulents, couplés...) et réalistes. Les approches numériques modernes (type LES) nécessitent d'avoir accès à des quantités (comme les flux thermiques turbulents) notamment à des fins de modélisation et/ou de validation. L'accès à ces grandeurs permettra en outre d'améliorer les modèles RANS classiques existants (indispensables dans un contexte industriel et dont les performances pour les écoulements de convection naturelle sont parfois discutables) afin de les rendre plus pertinents.

Des mesures couplées vitesse/température ont été réalisées dans une cavité différentiellement chauffée, de rapport de forme égal à 4, pour un nombre de Rayleigh de $1,2 \times 10^{11}$. Ces mesures synchrones de température et de vitesse ont été obtenues à l'aide d'un dispositif associant un micro-thermocouple ($12,7 \mu\text{m}$) et des mesures de vitesse dans le plan vertical médian de cette cavité par PIV. Ces deux systèmes de mesure permettent ainsi d'acquérir au même instant la température et les composantes de la vitesse dans le plan vertical médian. Les flux thermiques turbulents ($\langle v'T' \rangle$ et $\langle w'T' \rangle$) sont alors obtenus.

Le dispositif ainsi que les premiers résultats expérimentaux sont présentés et discutés dans le papier. Les résultats présentés se focaliseront essentiellement sur les profils de flux thermiques turbulents et les tensions de Reynolds au sein des couches limites turbulentes de la cavité.

Nomenclature

V	vitesse horizontale, $m.s^{-1}$	c_p	chaleur spécifique à pression constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
W	vitesse verticale, $m.s^{-1}$	S	surface horizontale, m^2
T	température, K		
H	hauteur de la cavité, m		
y, z	coordonnées, m		
Y^*, Z^*	coordonnées adimensionnées par la hauteur ($Y^*=y/H, Z^*=z/H$)	<i>Symboles grecs</i>	
Ra_H	nombre de Rayleigh basé sur la hauteur ($Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu}$)	α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	β	coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
$V_{réf}$	vitesse de référence, $V_{réf} = \frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H}$, $m.s^{-1}$	ΔT	différence de température, $\Delta T = T_c - T_f$, K
V^*, W^*	vitesse adimensionnées par vitesse de référence $V_{réf}$ ($V^*=V/V_{réf}, W^*=W/V_{réf}$)	ε	émissivité hémisphérique totale
T_0	Température ambiante, $T_0 = (T_c + T_f)/2$, K	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
θ	température adimensionnée, $\theta = (T - T_0)/\Delta T$	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
		ρ	masse volumique de l'air, $kg.m^{-3}$
		<i>Indices et exposants</i>	
		$\langle X \rangle$	moyenne temporelle de la quantité X
		X'	fluctuation RMS de la quantité X

1. Introduction

De par la simplicité de sa géométrie, la cavité différentiellement chauffée est un dispositif particulièrement intéressant pour l'étude de la convection naturelle. Ce phénomène a longuement été étudié à la fois théoriquement, numériquement et expérimentalement à des nombres de Rayleigh correspondant à des régimes laminaires ([1,2] parmi d'autres). Les études à haut Rayleigh restent essentiellement numériques [3-9] notamment en ce qui concerne le couplage qui existe entre la vitesse et la température. On trouve néanmoins quelques études sur la transition vers la turbulence dans une couche limite chaude en convection naturelle ([10] par exemple). L'étude présentée propose un dispositif permettant d'obtenir expérimentalement et de manière synchrone une mesure de la température et des composantes de la vitesse en un point. Dans le cas d'écoulement turbulent cela permet d'obtenir les flux de chaleur turbulents.

Parmi les méthodes existantes pour évaluer les flux turbulents, certaines ne peuvent être applicables pour cette étude comme l'association fil froid/fil chaud car trop perturbante dans le cas de la convection naturelle : le fil induit un écoulement parasite. Pour éviter cette interaction entre les instruments de mesure et l'écoulement Thole et Bogard [11] ont avancé un dispositif expérimental faisant intervenir une mesure de température par fil froid (0,64 μm) et une mesure de vitesse grâce à la vélocimétrie laser par effet Doppler à deux composantes (LDV 2D) repris plus tard par Pietri *et al.* [12]. D'autres méthodes associant LDV avec une thermistance [13] ou un thermocouple fin (25 μm de diamètre) de type K [14] ont été utilisées précédemment. Néanmoins, les méthodes faisant intervenir la LDV ne permettent pas de maîtriser la fréquence d'acquisition de la mesure de vitesse, celle-ci s'effectue quand la particule traverse le volume de mesure formé par le croisement des faisceaux laser, ni même de synchroniser les mesures de vitesse et de température. La méthode présentée dans cette étude, où la vitesse est mesurée par PIV et la température par un microthermocouple de type K, à l'intérêt de fixer cette fréquence d'acquisition et ainsi permettre la synchronisation de ces deux types de mesure. Cette méthode a été développée dans un premier temps sur une cheminée de petites dimensions [15] avant d'être adaptée à une cavité différentiellement chauffée de 4 m de hauteur environ. Un protocole de mesure en temps réel a ainsi pu être développé pour permettre la synchronisation des mesures, moyennant quelques précautions, notamment la distance du thermocouple à la nappe laser, pour que la mesure de vitesse n'interfère pas avec celle de température : chauffage du thermocouple par la nappe laser.

La présente étude a été réalisée par l'association de mesures de vitesse par PIV et de température par micro-thermocouple au sein d'un écoulement de convection naturelle turbulent dans une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme égal à 4. Après avoir présenté le dispositif expérimental, on discutera des premiers résultats concernant les flux thermiques turbulents et des tensions de Reynolds.

2. Dispositif expérimental et méthodologie

2.1. Description du dispositif expérimental

Les mesures présentées ont été réalisées dans une cavité différentiellement chauffée de grandes dimensions. Les dimensions (intérieures) du volume d'étude sont : 3,84 m de hauteur, 1 m de largeur et 0,86 m de profondeur. La température des parois isothermes, en Dural (AU4G, $\lambda=134 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $\varepsilon=0,15$), est imposée grâce à un circuit d'eau glycolée en face arrière dont la température est maintenue et régulée à l'aide de cryothermostat avec une incertitude de 0,1°C. Les autres parois de la cavité sont formées d'un assemblage de panneaux de Styrodur® ($\lambda=0,035 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) de 0,08 m d'épaisseur. Ces panneaux sont recouverts d'un film de

Mylar® basse émissivité ($\epsilon=0,1$) de 40 μm d'épaisseur. Pour renforcer l'isolation, une couche additionnelle de Styrodur® de 0,03 m d'épaisseur recouvre toutes les parois de la cavité.

La Figure 1 présente la moitié supérieure de la cavité. La nappe laser traverse une fente vitrée du plafond pour passer par le plan médian de la cavité. Le micro-thermocouple, quant à lui, se place derrière la nappe grâce à une canne se déplaçant à travers une seconde fente réalisée (au plafond également) dans un guide pour limiter toute fuite d'air.



Figure 1 : Moitié supérieure de la cavité différentiellement chauffée et vue du plafond avec les 2 fentes pour permettre le passage de la canne du micro-thermocouple et de la nappe laser.

2.2. Métrologie associée

Les mesures des composantes de la vitesse dans le plan vertical médian sont réalisées grâce à une chaîne de mesure PIV composée d'un laser (Nd-YAG), pulsé à 100 Hz, d'un générateur de fumée ensemencant l'écoulement de fines particules (quelques micromètres de diamètre) d'huile de paraffine (Ondina Shell®) et d'une caméra Dantec SpeedSence 9040 CCD utilisée avec une fréquence d'acquisition de 25Hz et une résolution de 8 bits par pixel. La caméra est équipée avec un objectif macro de 105 mm de distance focale ayant ouverture maximale de 2,8. Les champs de vitesse sont obtenus par corrélations adaptatives sur des fenêtres d'interrogation initiale de 64×64 pixels et finale de 16×16 pixels avec 50 % d'overlapping. Le temps entre les deux nappes laser, et donc entre deux images, a été réglé sur 2 ms, ce qui correspond au temps d'intégration du thermocouple pour la mesure de température.

Les mesures de température sont réalisées par un thermocouple de type K de 12,7 μm de diamètre monté sur deux broches à l'extrémité d'une canne de 3 m de long, mobile selon un plan parallèle à celui de la nappe laser grâce à un système de déplacement micrométrique. La distance du thermocouple est ajustable par rapport à la nappe laser mais fixe pendant les mesures. Les broches du support ont un diamètre de 100 μm et une longueur de 2 cm. A 25 Hz et pour ces dimensions, le temps de réponse de la sonde est d'environ 1,6 ms avec un facteur d'atténuation de 7 % [16]. La soudure froide est plongée dans un bain thermostaté dont on vérifie la température à l'aide d'une sonde PT100. Ces mesures sont réalisées avec un temps d'intégration de 0,1 NPLC (Number of Power Line Cycles) soit 2 ms. Le thermocouple est relié à un multimètre digital NI 4071 DMM monté sur un châssis NI PXI 1031 temps réel réglé pour des mesures dans une gamme de ± 100 mV permettant d'obtenir une résolution de 6-1/2 digits jusqu'à 100 Hz. Cela donne une résolution de $0,025^\circ\text{C} \pm 0,01^\circ\text{C}$ pour la température.

La synchronisation des mesures de vitesse et de température est assurée par un générateur d'impulsion/retard Berkeley BNC 575. Celui-ci va piloter l'acquisition par PIV via le logiciel DynamiStudio® de Dantec et déclencher de manière synchrone la mesure de température avec les acquisitions de la caméra.

3. Résultats et discussion

Les résultats présentés ci-dessous ont été relevés pour un écoulement de convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme égal à 4 et pour un écart de température de 20°C centré sur la température d'ambiance. En se basant sur la hauteur le nombre de Rayleigh correspondant à cet écoulement vaut $Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu} = 1,2 \times 10^{11}$, ce qui conduit à une vitesse de référence de $V_{réf}=1,91$ m/s.

A titre d'exemple, la Figure 2 montre une comparaison des mesures effectuées à proximité de la face isotherme chaude par PIV, en présence de la sonde de thermocouple, avec des mesures obtenue lors d'une campagne de mesures antérieure par LDV 2D, sans le micro-thermocouple. Bien que les points obtenus par PIV ne puissent pas décrire la zone de très proche paroi (< 6 mm), du fait de la géométrie du micro-thermocouple et son orientation pour ces mesures, les résultats LDV et PIV sur le reste du profil sont en excellent accord. On retrouve notamment la position du maximum et celle où la vitesse s'annule délimitant l'épaisseur de la couche limite dynamique côté chaud. On note également l'aéraulique caractéristique observée dans la partie haute de la cavité ($Z^*>0,5$) avec un écoulement montant le long de la face chaude ($0<Y^*<0,04$) adjacent à une zone d'écoulement redescendant ($0,04<Y^*<0,08$) lui-même adjacent à une zone au repos ($W^*\approx 0$ au-delà). En continuant à augmenter Y^* , on rencontre (bien plus loin, $Y^*\approx 0,22$ pour $Z^*=0,75$) la couche limite côté face isotherme froide à $Y^*\approx 0,26$ (profil complet non présenté ici).

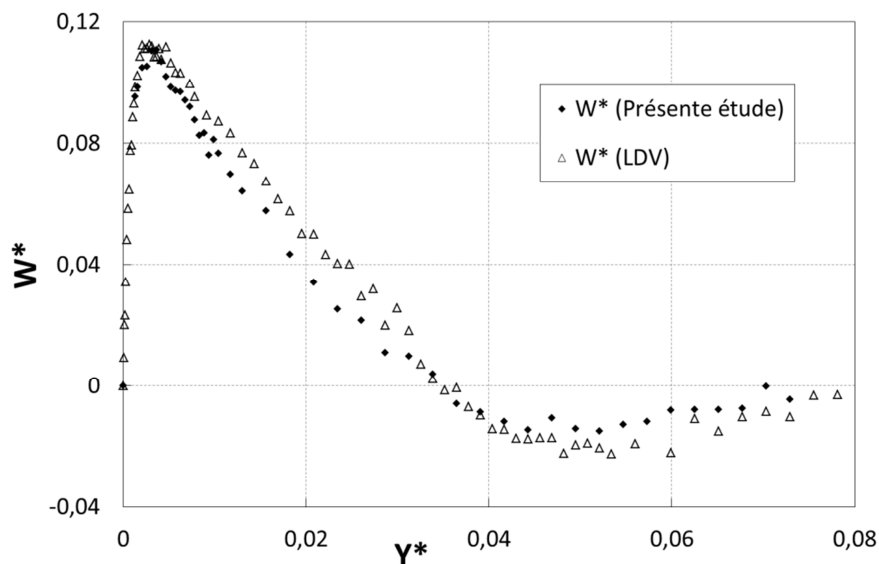


Figure 2 : Comparaison de la vitesse verticale présentée avec des résultats existant de LDV 2D à la même côte ($Z^*=0,75$)

L'étude des profils de vitesses verticale et horizontale le long de la face isotherme chaude (cf. Figure 3) à la côte $Z^*=0,75$ permet donc de décrire la couche limite dynamique. Cette dernière se révèle relativement épaisse ($\approx 13,5$ cm). La vitesse maximale (≈ 20 cm/s) est atteinte à environ 1,2 cm de la paroi, en pleine couche limite thermique comme on peut le voir sur la Figure 4. Dans cette zone, l'air est aspiré vers la paroi ($V^*<0$) et accéléré dans son mouvement ascendant, tandis que la température décroît pour rejoindre la température du cœur. La vitesse

horizontale devient ensuite positive, l'écoulement à la frontière de la couche limite est chassé vers le cœur et entraîné dans un écoulement redescendant, d'épaisseur proche de celle de la couche limite, comme le montre le changement de signe de la vitesse verticale après $Y^*=0,035$ (voir [17]). Cet air, plus frais que la température du cœur, imposée par la stratification thermique, a tendance à redescendre au niveau de « sa » température d'isotherme. Cela induit une zone de cisaillement important à l'interface entre ces deux couches, on peut noter un léger saut de la valeur RMS des vitesses en $Y^*=0,035$.

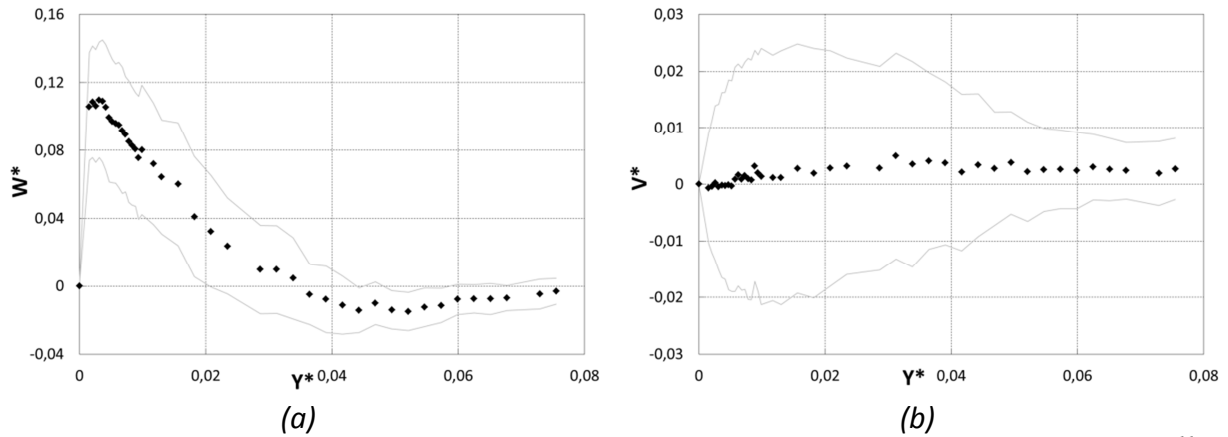


Figure 3 : Profils de vitesse verticale, (a), et horizontale, (b), à la côte $Z^*=0,75$ pour $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$

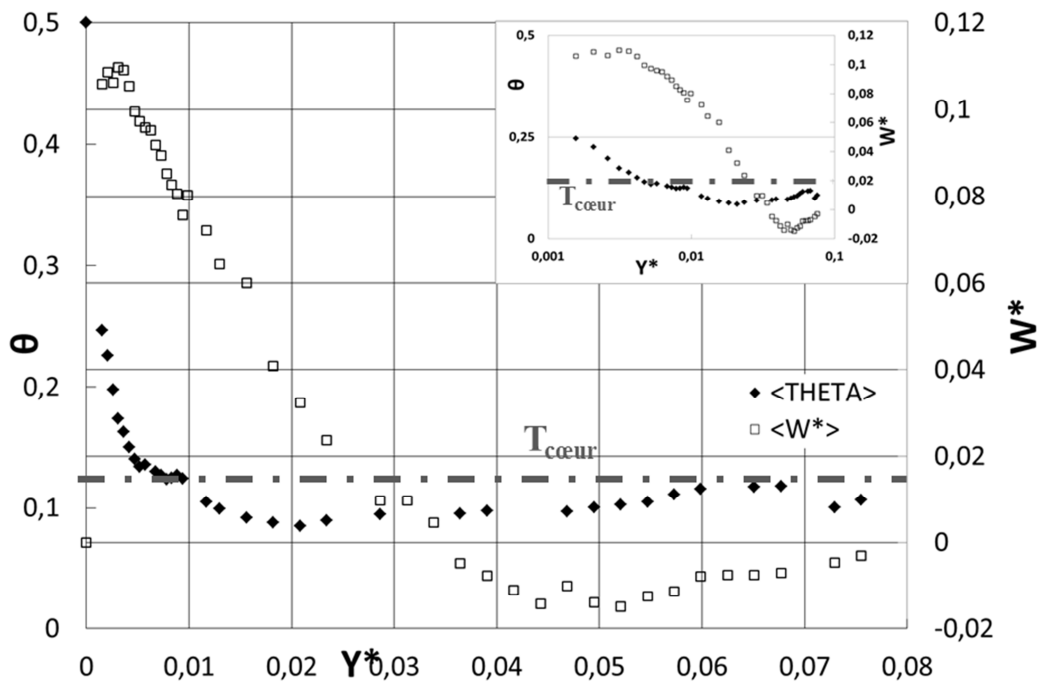


Figure 4 : Profils de température et de vitesse verticale à la côte $Z^*=0,75$ pour $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$

Les flux thermiques turbulents (termes couplés en vitesse et température), sont obtenus à l'aide de la méthode présentée précédemment. Des détails complémentaires peuvent être obtenus dans [18].

La Figure 5 présente les profils des flux thermiques turbulents adimensionnés ainsi que des tensions de Reynolds relevés à la côte $Z^*=0,75$ dans la couche limite chaude de l'écoulement. Dans cette zone ascendante de la couche limite, le maximum du flux thermique turbulent $\langle W^* \theta' \rangle$ est atteint dans la zone où la vitesse est maximale. Le flux thermique turbulent « horizontal », $\langle V^* \theta' \rangle$, suit, dans une moindre mesure, les mêmes tendances. On peut noter que les flux thermiques turbulents deviennent négatifs à partir du minimum de température

($Y^* \approx 0,02$, cf. Figure 4). Cette zone correspond à la bordure externe de la couche limite thermique où l'on constate que le terme $\langle W^{*'}{}^2 \rangle$ marque un palier avant de décroître, comme $\langle V^{*'}{}^2 \rangle$ et $\langle V^{*'}W^{*'} \rangle$. De plus, à environ $Y^* \approx 0,05$, les flux turbulents et les tensions de Reynolds s'annulent.

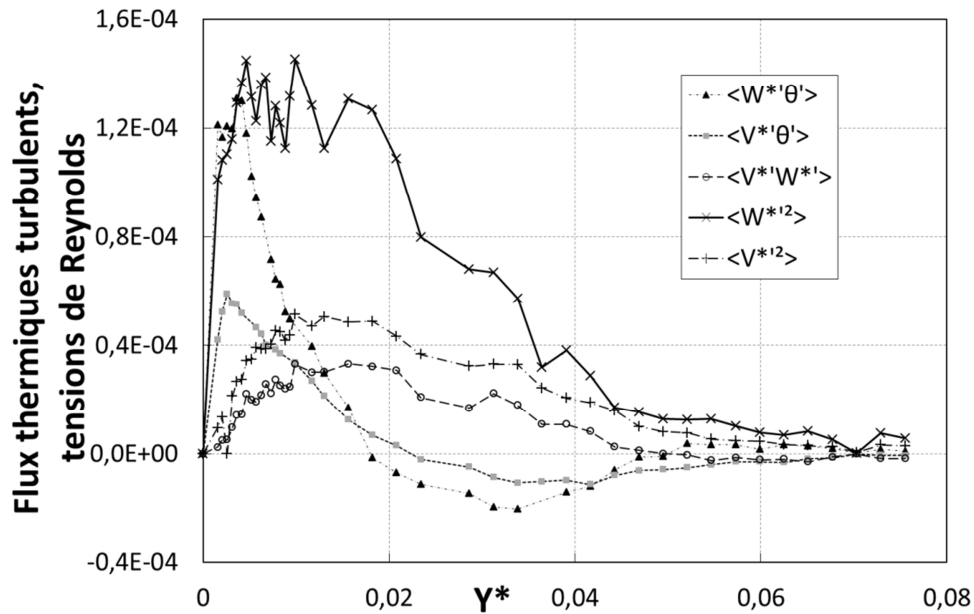


Figure 5 : Profils des flux thermiques turbulents et tensions de Reynolds à une côte $Z^*=0,75$

Une étude des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement complète la description statistique de ces signaux. Sur la Figure 6, on note que le moment d'ordre 3 des signaux de vitesse et de température en proche paroi sont négatifs du fait des conditions aux limites imposées (vitesse nulle, température imposée). Les valeurs sont donc bornées (par T_c et $V=W=0$) et ont donc tendances à se répartir de l'autre côté de la valeur moyenne expliquant ainsi la dissymétrie de la distribution de ces valeurs. Quelle que soit la quantité considérée (T , V ou W), le moment d'ordre 3 suit une évolution croissante, jusqu'à la sortie de la couche limite thermique pour la température ($Y^* \approx 0,015$) où la zone d'inversion du sens de l'écoulement pour la vitesse ($Y^* \approx 0,035$). Une tendance semblable, c'est-à-dire une rupture dans le comportement, est également observée sur le facteur d'aplatissement (moment d'ordre 4), quelle que soit la quantité considérée (T , V ou W).

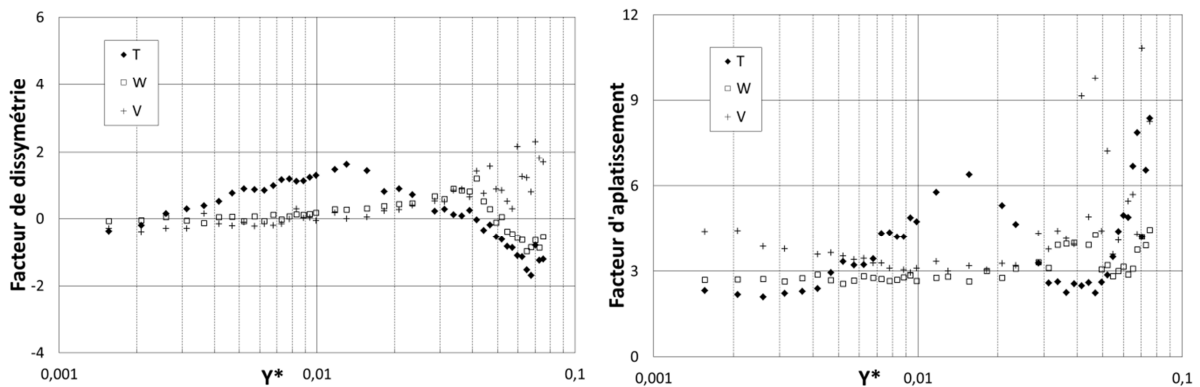


Figure 6 : Moments statistiques d'ordre 3 et 4 des signaux de vitesses et température à $Z^*=0,75$ (paroi chaude)

Les composantes vitesses horizontale et verticale conservent globalement un caractère gaussien (dissymétrie nulle et aplatissement proche de 3) pour $0,005 < Y^* < 0,02$ alors que les moments du signal de température augmentent significativement dans cet intervalle. En proche paroi ($0 < Y^* < 0,002$), le facteur de dissymétrie pour la température est négatif ce qui traduit des valeurs majoritairement supérieures à la valeur moyenne. Ceci est logique puisque la paroi chaude impose sa température dans cette zone. Au-delà, pour $0,002 < Y^* < 0,3$, le moment d'ordre 3 pour la température est positif (ce qui traduit des valeurs majoritairement inférieures à la valeur moyenne). Cela pourrait s'expliquer par l'éjection ($V^* > 0$) de fluide plus froid provenant de couches inférieures (milieu stratifié en température) et entraîné par la couche limite chaude ascendante qui ne s'est pas complètement réchauffé au voisinage de la paroi. Et qui va redescendre vers son isotherme engendrant la présence d'un écoulement redescendant.

En revanche, sur la Figure 7, la distribution des flux thermiques turbulents adimensionnés des tensions de Reynolds adimensionnées ne semblent pas suivre une répartition gaussienne avec une dissymétrie positive, suivant les mêmes variations que celle de la température avant $Y^* = 0,02$, étant donné la symétrie des échantillons de vitesse. Cette dissymétrie est compensée par un fort aplatissement qui se matérialise en pic d'échantillons à la valeur moyenne de ces quantités.

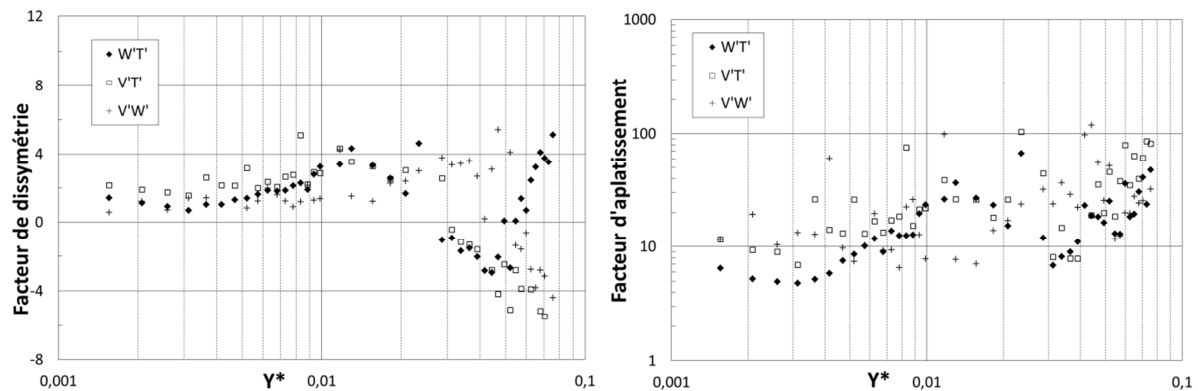


Figure 7 : Moments statistiques d'ordre 3 et 4 des flux thermiques turbulents adimensionnés et des tensions de Reynolds à $Z^*=0,75$

4. Conclusion

La synchronisation des mesures de température et de vitesse permet donc d'avoir accès aux quantités turbulentes que l'on retrouve dans les équations de Navier-Stokes qui peuvent notamment enrichir le développement de modèles de turbulence en créant une base de données expérimentale de ces termes. Ces premiers résultats présentent l'allure des profils des flux thermiques turbulents et des tensions de Reynolds (adimensionnés) dans la couche limite chaude.

Pour enrichir ces résultats sur les flux thermiques turbulents, de nouvelles côtes de mesures sont en cours dans la couche limite chaude ainsi que dans la couche limite froide. Ces nouvelles données pourront permettre d'évaluer des bilans, comme les flux enthalpiques advectés, à plusieurs niveaux dans les couches limites chaude et froide.

Références

- [1] G. De Vahl Davis, Laminar natural convection in an enclosed rectangular cavity, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 11 (1968), 1675-93.
- [2] A. Lankhorst, Laminar and turbulent natural convection in cavities, *Thèse de doctorat* (Université Technologique de Delft - 1991).

- [3] F.X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, A. Oliva, Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part I: Numerical methods and time-averaged flow, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 53 (2010), 665-73.
- [4] F.X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, A. Oliva, Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part II: Heat transfer and flow dynamics, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 53 (2010), 674-83.
- [5] S. Xin, J. Chergui, P. Le Quéré, R. Dai, Turbulent 3D natural convection flows and interaction with surface radiation in air-filled cavity, *Int. Centre for Heat and Mass Tr. Palermo*, 24-27 sept. 2012).
- [6] F.X. Trias, A. Gorobets, , A. Oliva, C.D. Pérez-Segarra, DNS and regularization modeling of a turbulent differentially heated cavity of aspect ratio 5, *Int. J. of Heat and Mass Tr.*, 57 (2013), 171-82.
- [7] A. Sergent, S. Xin, P. Joubert, P. Le Quéré, J. Salat, F. Penot, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part I: Reference solutions using Chebyshev spectral methods, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 39 (2013), 1-14.
- [8] A. Sergent, P. Joubert, S. Xin, P. Le Quéré, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part II: End walls effects using large eddy simulation, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 39 (2013), 15-27.
- [9] S. Xin, J. Salat, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot, P. Le Quéré, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part III: A full convection-conduction-surface radiation coupling, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 42 (2013), 33-48.
- [10] T. De Laroche Lambert, Transition to turbulence in strongly heated vertical natural convection boundary layers, *Eurotherm Sem. 74 Proc.* (Eindhoven, 23-26 mars 2003), 183-8.
- [11] K. A. Thole, D. G. Bogard, Simultaneous temperature and velocity measurements, *Meas. Sci. Technol.*, 5 (1994), 435-9.
- [12] L. Pietri, M. Amielh et F. Anselmet, Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a slightly heated jet combining a cold wire and laser Doppler anemometry, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 21 (2000), 22-36.
- [13] I. N. G. Wardana, T. Ueda, M. Mizomoto, Velocity-temperature correlation in strongly heated channel flow, *Experimental in Fluids*, 18 (1995), 454-62.
- [14] F. Felis , M. Pavageau, J. C. Elicer-Cortés, T. Dassonville, Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a double stream-twin jet air curtain for heat confinement in case of tunnel fire, *Int. Com. in Heat and Mass Tr.*, 37-9 (2010), 1191-6.
- [15] P. Belleoud, A. Ilie, D. Saury, Réalisation de mesures couplées vitesse/température dans un écoulement de convection naturelle turbulent, *Soc. Fr. de Therm.* (Gérardmer, 28-31 mai 2013), 6125.
- [16] H. H. Bruun, *Hot-wire anemometry Principles and signal analysis*, Oxford University Press (1995) 21-45.
- [17] P. Belleoud, D. Saury, P. Joubert, D. Lemonnier, F. Djanna, Experimental investigations in an air-filled differentially-heated cavity at large Rayleigh Numbers, *Eurotherm congress* (Poitiers, 4-7 sept. 2012), A3162.
- [18] A. Ilie, D. Saury, D. Lemonnier, P. Belleoud, Coupled temperature and velocity measurements in turbulent natural convection flows, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 395 (2012), 012067.
- [19] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, Natural convection in air-filled cavity: Experimental results at large Rayleigh numbers, *Int. Com. in Heat and Mass Tr.*, 28 (2011), 679-87.