

Influence du rayonnement sur un écoulement de convection naturelle turbulent en cavité différenciellement chauffée

Influence of radiation on a turbulent natural convection flow in a differentially heated cavity

Vincent Daurenjou, Florian Moreau, and Didier Saury

Institut Pprime, UPR 3346 CNRS - ENSMA - Université de Poitiers Téléport 2, 1 Avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France, florian.moreau@ensma.fr, didier.saury@ensma.fr

RÉSUMÉ. Un écoulement de convection naturelle fortement turbulent ($Ra = 1,2 \times 10^{11}$) est généré au sein d'une cavité différenciellement chauffée. L'objectif de ce travail consiste à caractériser expérimentalement les effets du rayonnement sur cet écoulement dans le plan vertical médian de la cavité. Des mesures de stratification thermique et de vitesse sont effectuées.

ABSTRACT. A highly turbulent natural convection flow ($Ra = 1.2 \times 10^{11}$) is generated within a differentially heated cavity. The objective of this work is to experimentally characterize the effects of radiation on this flow in the median vertical plane of the cavity. Measurements of thermal stratification and velocity are performed.

MOTS-CLÉS. Convection Naturelle, Rayonnement, Couplage Convection - Rayonnement, Turbulence, Cavité Différentiellement Chauffée, Etude Expérimentale, Micro-Thermocouple, PIV

KEYWORDS. Natural Convection, Radiation, Natural Convection - Radiation Coupling, Turbulence, Differentially Heated Cavity, Experimental Study, Micro-Thermocouple, PIV

Introduction

L'objectif de ce travail est de caractériser expérimentalement les effets du rayonnement sur un écoulement d'air fortement turbulent dont le mouvement est produit par convection naturelle, le tout étant effectué dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. Le nombre de Rayleigh associé à cet écoulement vaudra $Ra = 1,2 \times 10^{11}$. Ce nombre correspond au rapport entre les effets des forces de flottabilité mettant en mouvement l'écoulement et le produit de la viscosité cinématique et de la diffusivité thermique du fluide qui le freinent.

De nombreuses études expérimentales et numériques traitent du comportement d'un écoulement dans une cavité différenciellement chauffée (CDC). Il s'agit d'une enceinte fermée parallélépipédique comprenant deux parois verticales et opposées (parois actives) imposant une différence de température $\Delta T = T_c - T_f$ à l'air situé à l'intérieur de la cavité. Dans ces études, le rapport entre la hauteur H et la longueur L de la cavité vaut 1 ou 4 (ce rapport $A_v = H/L$ est appelé rapport de forme vertical de la cavité). On peut citer les travaux de [XLQ 95] et [TGSO 10] en simulation numérique directe (DNS) avec des nombres de Rayleigh variant entre 10^8 et 10^{10} . Les résultats obtenus pour ces rapports de forme montrent que l'augmentation du nombre de Rayleigh au-dessus d'une valeur critique, comprise entre 10^8 et 10^9 , a pour conséquence de rendre instationnaires les couches limites qui se développent le long des parois verticales. Leur comportement devient quasi-périodique, chaotique et enfin pleinement turbulent à mesure que le nombre de Rayleigh croît. Avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, le cœur de la cavité se met à osciller à une fréquence caractéristique des milieux stratifiés nommée fréquence de Brünt-Väisälä. Expérimentalement, l'écoulement a été entièrement caractérisé dans une CDC dont les parois

sont faiblement émissives ($\varepsilon = 0, 10$) par [Sal 04], [SRDP 11] et [Bel 16] avec un nombre de Rayleigh de l'ordre de 10^{11} . Des différences apparaissent entre les simulations par DNS et les résultats expérimentaux. En particulier, la stratification thermique obtenue par simulation est environ deux fois plus importante et les isothermes au coeur sont inclinées. Plusieurs études numériques ont analysé les effets du rayonnement volumique et pariétal sur l'écoulement. On peut citer en particulier celles de [FF 89] et [SRS⁺ 14] dans des CDC cubiques et à des nombres de Rayleigh évoluant entre 10^4 et 10^{10} ou encore celle de [Cad 15] pour une CDC et un nombre de Rayleigh identique à notre travail. Il a été observé dans ces travaux que le rayonnement volumique et pariétal engendrent une diminution de la stratification thermique au coeur de la cavité. Aussi, la circulation globale de l'écoulement est accrue, la transition laminaire-turbulent est plus précoce et les couches limites verticales sont épaissies (uniquement à proximité du plafond et du plancher dans le cas de rayonnement purement pariétal). Enfin, une étude expérimentale préliminaire a été menée par [DRSP 08] pour un nombre de Rayleigh élevé (10^{11}). Elle a mis en évidence la diminution de la stratification avec l'intensification du rayonnement. Notre travail a ainsi pour objectif d'approfondir la caractérisation débutée par cette étude.

Pour cela, une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme vertical $A_v = 3,84$ est utilisée ici. Les effets du rayonnement sur l'écoulement sont observés en modifiant les émissivités des parois adiabatiques haute et basse de la cavité.

1. Dispositif expérimental et métrologie

1.1. Dispositif expérimental

La cavité utilisée dans cette étude a pour dimensions internes : $H = 3,84$ m pour la hauteur, $L = 1,0$ m pour la largeur et $D = 0,86$ m pour la profondeur (voir Fig. 1). Les deux parois actives sont composées de deux échangeurs à eau de $1,02\text{ m} \times 2\text{ m}$ en duraluminium. La température des échangeurs est imposée par des cryothermostats. La vérification des températures des parois actives est effectuée à l'aide de six thermocouples de type K disposés à chaque paroi. Les températures imposées aux parois présentent un écart de $\Delta T = T_c - T_f = 20^\circ\text{C}$ et la différence est centrée autour de la température T_0 du milieu environnant la cavité. Étant donnée la hauteur de la cavité, le nombre de Rayleigh caractérisant l'écoulement vaut $Ra_H = (1,2 \pm 0,05) \times 10^{11}$.

Les parois verticales isolantes sont composées de Styrodur® ($\lambda = 0,032\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Le plafond et le plancher sont quant à eux constitués d'une plaque de contre-plaqué sur laquelle est collée une mousse de polyuréthane ($\lambda = 0,029\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) d'épaisseur 80 mm pour le plafond et 100 mm pour le plancher. Une fente refermée par une vitre et disposée à mi-largeur du plafond est utilisée pour effectuer les mesures de vitesse dans le plan médian vertical de la cavité. Elle permet le passage d'un faisceau laser utilisé pour la méthode PIV (voir section 1.2). Une seconde fente excentrée permet le passage d'une canne coudée munie d'un micro-thermocouple dans la cavité. L'excentrage limite les perturbations de l'écoulement causées par la canne dans le plan de mesure (ici le plan médian vertical de la cavité). Les parois avant et arrière sont recouvertes d'un film aluminisé (mylar®, épaisseur = $40\text{ }\mu\text{m}$) d'émissivité $\varepsilon = 0,10$ permettant de réduire la présence de rayonnement au sein de la cavité. Les parois actives constituées d'un échangeur à eau possèdent une émissivité $\varepsilon = 0,15$. Afin d'étudier l'influence du rayonnement sur l'écoulement, deux configurations comportant une émissivité différente au plafond et au plancher sont étudiées. Elles sont obtenues en changeant le revêtement qui les recouvre. Dans un premier temps, du mylar® recouvre ces parois. Cela correspond à une configuration de référence qui a déjà été étudiée

auparavant et qui est présente dans la littérature. Puis, le revêtement est enlevé et de la peinture noire est appliquée pour obtenir une émissivité $\varepsilon = 0,92$.

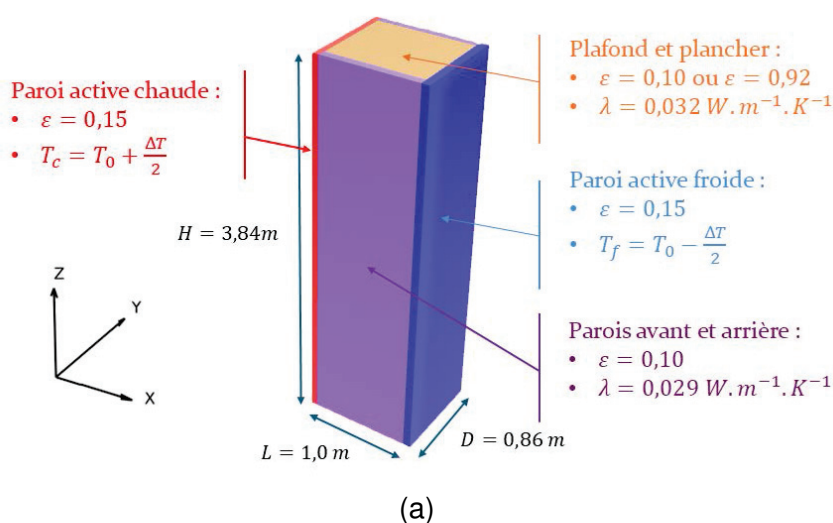


FIGURE 1. Schéma (a) et photo (b) de la cavité différentiellement chauffée

1.2. Métrologie

Le gradient vertical de température adimensionnée $S = \frac{\partial \theta}{\partial Z^*} \Big|_{X/L=0,50; Y/D=0,50}$, ou stratification thermique, est mesuré au centre du plan vertical médian à l'aide d'un micro-thermocouple de type K de diamètre $7,6 \mu\text{m}$. Ce dernier est positionné à l'aide d'une canne doublement coudée de 2 m de long. Cette dernière est fixée à un axe de translation vertical utilisé pour gérer ses déplacements. Elle est introduite dans la cavité en traversant la seconde fente du plafond évoquée au paragraphe précédent. Un montage en opposition avec une soudure froide plongée dans un bloc en aluminium de grande inertie est mis en place. La température de référence est acquise à l'aide d'une sonde PT100 (incertitude de mesure de $0,02^\circ \text{C}$). L'acquisition de la tension résultante est effectuée par une centrale Agilent 34972A. L'incertitude de mesure composée en température est évaluée à $0,10^\circ \text{C}$.

Les mesures de vitesses sont effectuées en utilisant la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Le laser utilisé est un laser pulsé à double tête ND :YAG Litron® émettant à 532 nm via un doubleur de fréquence. Les images de PIV sont acquises grâce à une caméra Imager MX (LaVision®) de 5120×5120 pixels². Enfin les particules utilisées pour l'ensemencement sont des particules d'huile de paraffine Ondina Shell 917. Elles ont une masse volumique de $851,7 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ à 20°C , une viscosité dynamique de $35,7 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ et un diamètre moyen de $1 \mu\text{m}$. Le nombre de Stokes associé ($St = \frac{1}{18} \frac{\rho_p d_p^2 V_{ref}}{\mu l}$ où $l = 10^{-1} \text{ m}$) est de l'ordre de 10^{-8} . Ces particules sont donc de bons traceurs de l'écoulement.

Pour chaque champ de vitesse, 15 000 images sont acquises à 36,67 Hz. La taille du champ varie selon les zones étudiées. Il est au maximum de $320 \times 320 \text{ mm}^2$. La durée entre deux images d'un même doublet varie selon les vitesses maximales rencontrées dans la zone de mesure. Elle passe de $1500 \mu\text{s}$ à $4000 \mu\text{s}$. Cinq zones ont été étudiées dans le cas faiblement émissif ($\varepsilon = 0,10$) et neuf zones pour le cas avec forte émissivité ($\varepsilon = 0,90$) au plafond et au plancher. Le traitement d'image est ensuite calculé par le logiciel Davis®. Deux passes sont effectuées pour les calculs. La taille des fenêtres d'interrogation est de 64×64 pixels² lors de la première passe puis de 32×32 pixels² lors de la seconde. Un overlapping de 50 % entre les fenêtres d'interrogation est utilisé. Le critère de validation des vecteurs de vitesse calculés

correspond à un rapport entre le pic principal et le pic secondaire de corrélation. Il doit être supérieur à 3 pour le calcul des grandeurs statistiques. Enfin, l’incertitude de mesure de la vitesse est estimée par application de la méthode GUM en PIV tel que développé par [GBBD 18]. Elle correspond à un ordre de grandeur de quelques mm.s^{-1} . On notera par la suite $Z^* = Z/H$ et $X^* = X/H$, les hauteurs et largeurs adimensionnées par la hauteur H de la cavité. Aussi, les composantes verticales $W^* = W/V_{ref}$ et horizontales $U^* = U/V_{ref}$ sont adimensionnées par la vitesse de référence de l’écoulement $V_{ref} = \frac{\alpha}{H} \times \sqrt{Ra_H} = 1,92 \text{ m.s}^{-1}$.

2. Résultats

2.1. Stratification thermique

La stratification thermique (gradient vertical adimensionné de température $S = \frac{\partial \theta}{\partial Z^*} \Big|_{X/L=0,50;Y/D=0,50}$) présente au coeur de la cavité a été mesurée dans deux configurations. Celle de référence ($\epsilon = 0,10$) et celle où le rayonnement est amplifié au plafond et au plancher de la cavité ($\epsilon = 0,92$). Les mesures ont été répétées trois fois afin de s’assurer de leur reproductibilité. La dispersion des valeurs de la stratification n’excède pas 0,01. L’incertitude de mesure est quant à elle inférieure à 8% de la valeur mesurée. Les résultats sont présentés ci-dessous (voir tableau 2.1 et Fig. 2) :

ϵ	0,10	0,92
$S_{[0,4-0,6]}$	0,46	0,38

TABLEAU 1. Tableau récapitulatif des stratifications au coeur en fonction de la configuration de la cavité

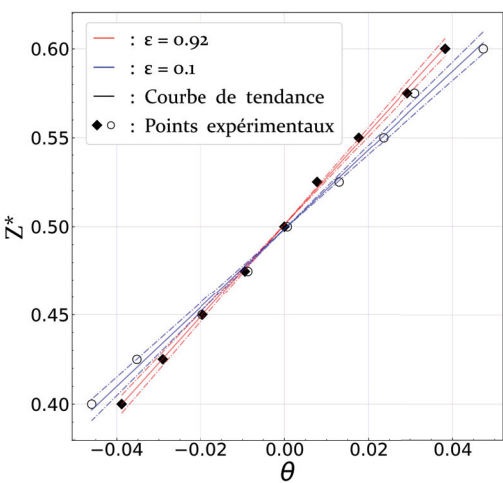


FIGURE 2. Comparaison de la stratification thermique entre la configuration faiblement émissive ($\epsilon = 0,10$ $\circ$) et fortement émissive ($\epsilon = 0,92$ $\blacklozenge$)

On constate que l’augmentation de l’émissivité au plafond et au plancher engendre une diminution non négligeable de la stratification, de l’ordre de 18%. Cette réduction peut s’expliquer par les effets conjoints du rayonnement volumique et pariétal. D’une part, d’après [DRSP 08], le rayonnement pariétal engendre des écoulements secondaires plus importants en dehors des couches limites. Cela crée alors un plus grand mélange et une meilleure homogénéisation de la température du fluide au sein du coeur de la cavité. D’autre part, le rayonnement volumique a aussi pour effet d’homogénéiser la température de l’air dans la cavité. En particulier, il aura tendance à réduire la température présente au plafond et à augmenter celle du plancher. L’intensification du rayonnement au plafond et au plancher de la cavité a

donc une influence significative sur le comportement de l'écoulement. L'étude des champs de vitesse va alors permettre de caractériser l'impact du rayonnement sur la dynamique de l'air confiné dans la CDC.

2.2. Champs de vitesse

Des mesures du champ de vitesse ont été effectuées dans le plan vertical médian ($Y^* = 0,13$) en différentes zones de la cavité afin de rendre compte de la dynamique dans les deux cas d'étude. Cinq champs ont tout d'abord été mesurés dans la première configuration afin de valider les mesures par rapport à celles entreprises par [DRSP 08] et [Bel 16]. Neuf champs ont ensuite été acquis dans la configuration avec une émissivité importante au plafond et plancher. Les champs de la norme de la vitesse obtenus avec ces mesures ont été tracés en figure 3 aux côtés de ceux de [DRSP 08].

On observe globalement que dans les deux configurations (faible et forte émissivité), l'écoulement est ascendant le long de la paroi chaude ($X^* = 0$) jusqu'à changer de trajectoire au niveau du plafond. Il est ensuite entraîné le long du plafond avant de redescendre lorsqu'il entre en contact avec la paroi froide ($X^* = 0,26$). Un écoulement secondaire se forme sous l'écoulement longeant le plafond et est dirigé dans le sens opposé (pour $Z^* = 0,94$ et $X^* \in [0,04; 0,22]$). Enfin au niveau de la paroi chaude, on observe dans les deux cas l'existence d'un écoulement descendant en bordure de la couche limite chaude (pour $X^* > 0,04$). On remarque par ailleurs une bonne correspondance entre l'écoulement issu des mesures de [DRSP 08] (Fig. 3(a)) et celui obtenu pour les mesures de validation dans une configuration identique (Fig. 3(b)). Les résultats expérimentaux obtenus par [DRSP 08] pourront donc être utilisés pour les comparaisons entre les configurations faiblement et fortement émissives.

Par ailleurs, bien que la morphologie de l'écoulement soit similaire globalement dans ces deux configurations ($\varepsilon = 0,10$ et $\varepsilon = 0,92$), on observe des différences significatives. Tout d'abord, le long de la paroi chaude, la couche limite s'affine plus rapidement dans le cas faiblement émissif (visible à partir des côtes $Z^* > 0,80$). Aussi, l'écoulement descendant observé en bordure de la couche limite chaude se maintient jusqu'à la côte $Z^* = 0,91$ pour la situation faiblement émissive. A contrario, il disparaît à partir de $Z^* = 0,84$ quand du rayonnement est ajouté. Au niveau du plafond, le jet pariétal est intensifié par l'augmentation de l'émissivité. On observe ainsi à mi-largeur ($X^* = 0,13$) un accroissement de la vitesse maximale de l'ordre de 75% ($W_{\varepsilon=0,10}^* = 0,40$ à $W_{\varepsilon=0,92}^* = 0,70$). De plus, avec l'intensification du jet pariétal, l'écoulement de sens opposé présent juste en-dessous du jet ($Z^* = 0,94$ et $X^* \in [0,04; 0,22]$, appelé écoulement de circulation secondaire) est fortement perturbé. Ainsi, le vortex - visualisable grâce aux lignes de courant du champ moyen et présent dans le cas faiblement émissif entre le jet et la circulation secondaire ($Z^* = 0,94$ et $X^* = 0,13$) - se voit décalé vers la paroi froide ($Z^* = 0,94$ et $X^* = 0,19$). Ce décalage va avoir pour conséquence de perturber le développement de la couche limite "froide" naissante. En effet, dans la configuration faiblement émissive, une couche limite se développe et cette dernière n'est plus affectée par l'écoulement secondaire en deçà de la côte $Z^* = 0,88$. Le fluide présent en bordure de la couche limite est entraîné vers la paroi froide ($Z^* < 0,88$ et $X^* < 0,25$). La couche limite possède une épaisseur fine et s'épaissit en descendant. Lorsque le rayonnement est amplifié, on remarque que la zone d'influence de la circulation secondaire est bien plus importante. Ainsi, une partie du fluide présent en proche paroi froide continue d'être expulsé vers le coeur de la cavité au-delà de $Z^* = 0,83$. La couche limite froide s'affine de $Z^* = 0,83$ à $Z^* = 0,80$, lorsque la zone de recirculation ne l'affecte plus, puis elle s'épaissit à nouveau. Son épaisseur demeure alors plus marquée que pour la configuration où l'émissivité est maintenue basse au plancher et au plafond. Pour finir, la variation

de morphologie observée au coeur de la cavité est quant à elle difficile à interpréter étant donné les très faibles vitesses en jeu.

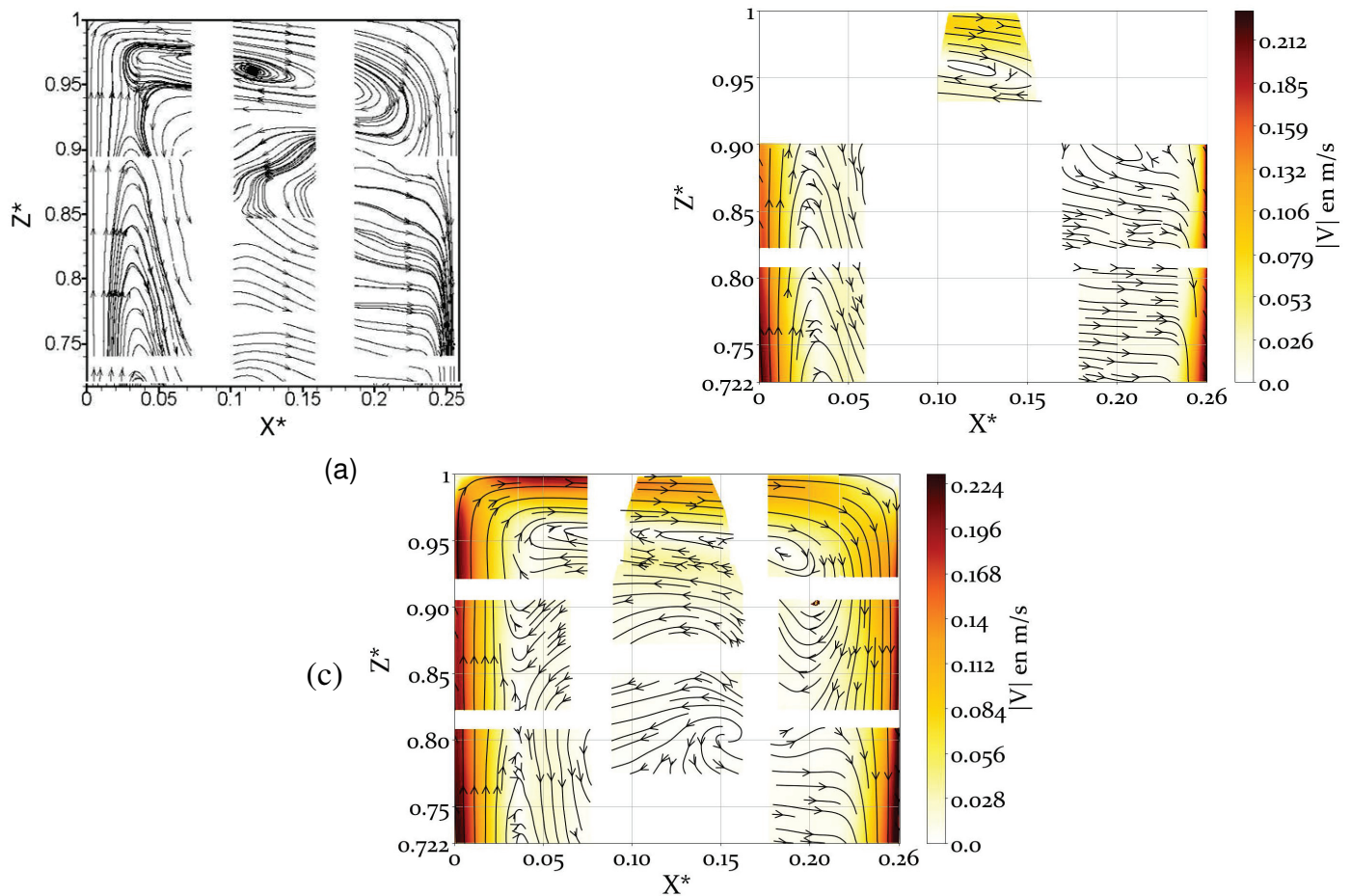


FIGURE 3. Cartographie des champs de la norme de la vitesse moyenne et lignes de courants associées : (a) : $\varepsilon = 0,10$ [Bel 16], (b) : $\varepsilon = 0,10$, (c) : $\varepsilon = 0,92$

2.3. Profils de vitesse

Des profils de vitesse moyenne adimensionnée ($U^* = U/V_{ref}$ et $W^* = W/V_{ref}$) ont été tracés par [Bel 16] aux côtes $Z^* = 0,75$, $Z^* = 0,85$ des parois chaudes et froides ainsi qu'au plafond à $X^* = 0,13$. Ces profils ont à nouveau été déterminés dans les deux configurations présentées auparavant afin d'assurer la validation du dispositif expérimental puis d'analyser l'influence du rayonnement. Ils ont été prolongés par interpolation vers la paroi (courbes en pointillé). L'ensemble est présenté à la figure 4. Une seule composante de vitesse est présentée pour chaque côte, la composante complémentaire étant pour chaque profil négligeable (inférieure à 0,01).

On retrouve là encore une bonne correspondance entre les mesures effectuées par [Bel 16] et celles menées dans cette étude pour une configuration identique ($\varepsilon = 0,1$ sur toutes les parois adiabatiques). Les résultats globaux établis auparavant en section 2.2 se retrouvent aussi ici. Par ailleurs au niveau de la paroi chaude, les profils sont superposés en $Z^* = 0,75ch$ tandis qu'en s'approchant du plafond, à $Z^* = 0,85ch$, on constate que la composante verticale de la vitesse diminue plus fortement dans le cas faiblement émissif. Cette baisse n'est cependant pas compensée par la composante horizontale de vitesse (non détaillée ici). Cet affaiblissement plus important en l'absence de rayonnement a aussi été observé numériquement par [Cad 15]. On remarque ensuite au plafond ($X^* = 0,13$) que l'intensification

du rayonnement produit un élargissement de la zone où existe un écoulement secondaire de direction opposée au jet pariétal : la composante horizontale de vitesse devient négligeable en dessous de la côte $Z^* = 0,89$. A contrario elle s'annule vers $Z^* = 0,92$ dans la configuration de référence. Au niveau de la paroi froide, la perturbation de la couche limite froide se manifeste par une augmentation significative des fluctuations de vitesse verticale (correspondant aux barres verticales sur les profils), en particulier à la côte $Z^* = 0,85fr$. Là où le profil de vitesse à $\varepsilon = 0,10$ correspond à un profil d'écoulement laminaire, cela n'est pas du tout le cas pour $\varepsilon = 0,92$. Non seulement les fluctuations de vitesse sont importantes, mais elles le demeurent aussi pour $X^* < 0,20$. Cette perturbation se propage ensuite en aval de l'écoulement à la côte $Z^* = 0,75fr$. Les différences entre les profils à $Z^* = 0,75fr$ sont néanmoins moins marquées qu'à $Z^* = 0,85fr$.

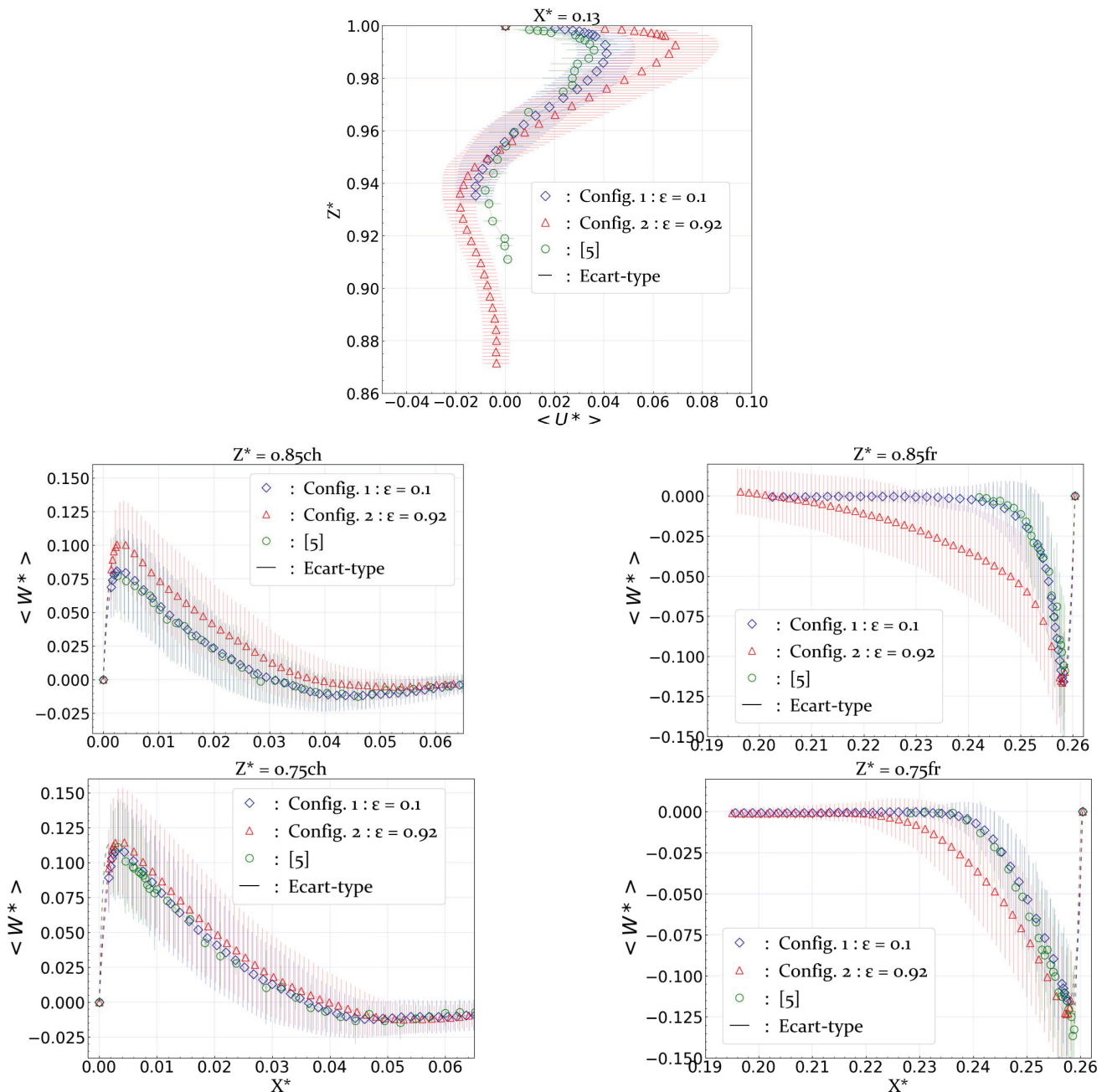


FIGURE 4. Profils de vitesse moyenne adimensionnée (Les barres verticales correspondent à $\pm\sigma_V$ de la composante de vitesse considérée au point donné)

3. Conclusion

Cette étude expérimentale a permis de mettre en évidence et de caractériser en partie l'influence du rayonnement émis au plafond et au plancher sur un écoulement de convection naturelle turbulent se développant dans une cavité différentiellement chauffée. D'une part, une diminution de la stratification thermique a pu être constatée. D'autre part, des mesures de vitesse ont été menées dans la plan vertical médian de la cavité. Les analyses des champs de vitesse ont permis d'établir certains résultats de l'impact du rayonnement sur l'écoulement étudié. Ainsi, il a été observé dans la configuration à émissivité forte que le long de la paroi chaude, la couche limite se réduit moins rapidement. Aussi, la vitesse du fluide décroît moins à l'approche du plafond. Au plafond, le jet pariétal et l'écoulement secondaire sous-jacent sont plus intenses. L'intensification du jet pariétal entraîne un déplacement de la zone de recirculation vers la paroi froide ce qui vient perturber la couche limite "froide". Des fluctuations de vitesse plus importantes sont ainsi observées près de la paroi froide. Aussi, la couche limite naissante présente un épaissement plus important que dans le cas faiblement émissif. Ces perturbations sont en partie transportées en aval de l'écoulement, bien que l'écart avec la situation de faible émissivité semble se réduire à mesure que l'on s'éloigne du plafond. La caractérisation dynamique de l'écoulement ayant été menée, il sera intéressant d'étudier l'influence du rayonnement sur la température de l'air interne et sur les transferts thermiques pariétaux associés.

Nomenclature

H	hauteur de la cavité
L	longueur de la cavité
D	profondeur de la cavité
$A_v = \frac{H}{L}$	rapport de forme vertical
$Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu}$	nombre de Rayleigh
U^*, V^*, W^*	vitesse adimensionnées
$V_{ref} = \frac{\alpha}{H}\sqrt{Ra_H}$	vitesse de référence
T	température, K
$T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$	température ambiante, K
d	diamètre, m

Symboles grecs

α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
β	coeff. de dilatation thermique, K^{-1}
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$\theta = \frac{T - T_0}{T_c - T_f}$	température adimensionnée

Indices et exposants

p	particule
c	chaud
f	froid

Bibliographie

- P. Belleoud. *Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différentiellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents*. PhD thesis, ISAE-ENSMA, 2016.
- L. Cadet. *Etude du couplage convection-rayonnement en cavité différentiellement chauffée à haut nombre de Rayleigh en ambiances habitables*. PhD thesis, ISAE-ENSMA, 2015.
- F. Djanna, N. Rouger, D. Saury, and F. Penot. Stratification thermique de l'air dans une cavité en convection naturelle à grand nombre de rayleigh. *Congrès Français de Thermique, Toulouse*, pages 169–174, 2008.
- T. Fusegi and B. Farouk. Laminar and turbulent natural convection-radiation interactions in a square enclosure filled with a nongray gas. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, (3) :303–322, 1989.

- G. Gomit, C. Beaulieu, P. Braud, and L. David. Démarche d'estimation des incertitudes en piv basée sur la méthode gum. *16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides*, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Dourdan, 2018.
- J. Salat. *Contribution à l'étude de la convection naturelle tridimensionnelle en cavité différentiellement chauffée*. PhD thesis, ISAE-ENSMA, 2004.
- D. Saury, N. Rouger, Francis Djanna, and François Penot. Natural convection in an air-filled cavity : Experimental results at large rayleigh numbers. *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, (6) :679–687, 2011.
- L. Soucasse, Ph. Rivière, A. Soufiani, S. Xin, and P. Le Quéré. Transitional regimes of natural convection in a differentially heated cubical cavity under the effects of wall and molecular gas radiation. *Phys. Fluids*, (2) :24–105, 2014.
- F. X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, and 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. Heat Mass Transfer*, (4) :665–673, 2010.
- S. Xin and P. Le Quéré. Direct numerical simulations of two-dimensional chaotic natural convection in a differentially heated cavity of aspect ratio 4. *J. Fluid Mech.*, pages 87–118, 1995.