

PII : S0017-9310(96)00332-8

Analyse des vitesse et température de l'air en convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée à $Ra = 1.69 \times 10^9$

S. MERGUI et F. PENOT

Laboratoire d'Etudes Thermiques (URA CNRS 1403), ENSMA, Site du Futuroscope, BP 109,
86960 Futuroscope Cedex, France

(Reçu 16 novembre 1995 et sous forme finale 16 septembre 1996)

Abstract—Cet article se rapporte à une étude expérimentale des écoulements de convection naturelle rencontrés dans une cavité de grande dimension (0.94 m de hauteur, 1.04 m de largeur, 0.70 m de profondeur), dont deux parois verticales en vis-à-vis sont différentiellement chauffées, les autres parois étant isolées thermiquement. L'écart de température entre les deux parois actives est de 20°C, soit une valeur du nombre de Rayleigh, basée sur la hauteur, de 1.69×10^9 . Une analyse détaillée des champs locaux de température et de vitesse a été menée. La distribution verticale de température dans la partie centrale de la cavité fait ressortir la propriété de centro-symétrie de cette région et permet de distinguer cinq zones stratifiées linéairement. De même, l'étude des couches limites thermiques montante et descendante met en évidence une grande symétrie des profils mesurés, avec un phénomène de relaminarisation suivi de l'apparition d'instationnarités de faible amplitude. En revanche, l'examen des champs de vitesse révèle une nette différence de comportement entre les couches limites dynamiques montante et descendante, avec un développement plus précoce de la turbulence le long de la paroi chauffée que le long de la paroi refroidie.

© 1997 Published by Elsevier Science Ltd.

1. INTRODUCTION

Depuis de nombreuses années, les écoulements de convection naturelle en cavité fermée font l'objet de multiples études numériques et expérimentales. L'intérêt porté à ce type d'écoulement provient du fait que, pour de nombreuses applications industrielles, l'analyse des phénomènes fait intervenir des forces de poussées d'Archimède qui, combinées à un effet de confinement, donnent naissance à des écoulements complexes et variés. Cette complexité, accentuée par le caractère généralement instationnaire, voire turbulent, des mouvements des fluides concernés, a motivé des études fondamentales visant à mieux appréhender les couplages entre la dynamique et la thermique de tels systèmes, les interactions entre le fluide en mouvement et les parois, l'influence de la géométrie ou des conditions aux limites, l'apparition et le développement d'instabilités.

Le cas de la cavité parallélépipédique aux parois verticales différentiellement chauffées constitue une configuration de base de dispositifs industriels variés et, surtout, un cas de référence d'une grande simplicité pour la mise au point et la validation de codes de simulation numérique d'écoulements de convection naturelle. Pour cette géométrie, des études approfondies de stabilité [1] ont démontré que l'apparition de la turbulence s'effectuait par l'intermédiaire de différents mécanismes de perte de stabilité des écoule-

ments, dépendant, en partie, des conditions aux limites imposées sur les faces horizontales de la cavité. L'analyse détaillée de certains d'entre eux, telle la transition au chaos par bifurcations successives s'opérant au cours du développement d'ondes progressives de type Tollmien-Schlichting dans les couches limites verticales, a été faite par voie expérimentale [2–4] ou numérique [5]. Ces études se rapportaient à des cas pour lesquels l'écoulement restait très fortement laminaire. L'extension des résultats à des configurations pour lesquelles la turbulence est dominante, a été effectuée essentiellement par calcul numérique [6–8], les expériences fiables restant en nombre très limité [9, 10]. Récemment [11], une étude expérimentale a été menée avec de l'air, dans une cavité de section droite carrée de 1 m², pour des écoulements non laminaires. Cette expérience a mis en évidence l'existence de couplages complexes entre différents mécanismes intervenant dans la transition à la turbulence, avec l'apparition de phénomènes intermittents prononcés.

La présente étude constitue une extension des résultats exposés dans [11]. Elle se rapporte essentiellement à l'analyse des champs thermique et dynamique, mesurés au voisinage des parois verticales chaude et froide de la cavité. Pour provoquer l'apparition de turbulences, tout en restant dans le cadre des hypothèses du fluide de Boussinesq, l'écart de température imposé entre la paroi chaude et la paroi froide a été fixé à une valeur de 20°C.

$P = 0.70$ m pour la profondeur, soit un rapport de forme vertical A_v :

$$A_v = \frac{H}{L} = 0.90 \quad (1)$$

La cavité a été partagée en trois parties : une cavité centrale de profondeur $P_c = 0.30$ m, utilisée pour les mesures et deux cavités de garde, de 0.20 m de profondeur chacune, servant à l'obtention de parois latérales adiabatiques (Fig. 1). Le rapport de forme horizontal de la cavité centrale de mesure, $A_h = P_c/L$, est ainsi égal à 0.29.

Les détails de réalisation de la cavité et les précautions prises pour l'isolation des faces verticales latérales et horizontales, ainsi que l'obtention de conditions de température constante et uniforme sur les deux faces verticales actives opposées, sont développés dans [11, 12].

L'écart de température caractéristique $\Delta T = T_c - T_f$, imposé entre la paroi chaude (située en $x^* = 1$) et la paroi froide (située en $x^* = 0$), a été pris égal à 20°C, à la précision des dispositifs de régulation, ce qui correspond à un nombre de Rayleigh, basé sur la hauteur H de la cavité et les propriétés physiques de l'air prises à la température de référence

$$T_m = \frac{T_c + T_f}{2}$$

tel que :

$$Ra = 1.69 \pm 0.01 \times 10^9. \quad (2)$$

2.2. Métrologie de température et de vitesse

Des mesures locales de température et de vitesse ont été effectuées dans la cavité centrale, en particulier, dans les couches limites en développement le long des parois verticales actives.

Les mesures de température ont été effectuées à l'aide d'un thermocouple de type chromel-alumel, de 15 μm de diamètre, identique à celui utilisé dans [11]. La précision des mesures, incluant toute la chaîne de compensation, d'amplification et d'acquisition, a été évaluée à $\pm 0.1^\circ\text{C}$, avec les précautions prises concernant l'orientation de la sonde et son positionnement dans la cavité.

L'anémométrie laser à effet Doppler, à deux composantes en coïncidence, a été utilisée pour les mesures de vitesse. Le laser à argon du dispositif de mesure délivre une puissance d'environ 5 W. Le système optique d'émission possède une lentille frontale de 600 mm de distance focale. Une cellule de Bragg permet de déterminer le sens de l'écoulement par modulation acousto-optique des rayons séparés du laser. La mesure de la fréquence Doppler a été réalisée par la technique du compteur de périodes. L'ensemencement de l'écoulement a été obtenu par injection de particules d'huile dont le diamètre moyen est de l'ordre du micron. Pour la configuration étudiée, l'écoulement était, principalement, soit vertical, soit horizontal. En

tenant compte de ces deux directions privilégiées, les faisceaux bleu, vert et bleu-vert, issus du laser, ont été orientés de telle sorte que les deux composantes de vitesse mesurée étaient orientées à 45° par rapport à la verticale. Un calcul permettait ensuite de reconstituer les composantes verticales et horizontales (valeurs moyennes et fluctuations). La détection de la lumière diffusée par les fines particules traversant le volume de mesure a été réalisée en mode de diffusion avant. Les mesures présentées ont été pratiquées dans le plan médian vertical, Oxy , de la cavité de mesure (voir Fig. 1), en rendant les systèmes optiques d'émission et de réception solidaires d'un système de déplacement motorisé dont la résolution spatiale est 1/100 mm. Une perche, solidaire du système de déplacement et contournant le montage, a été utilisée pour soutenir les photomultiplicateurs. Une légère inclinaison de l'optique d'émission du laser, par rapport au plan des parois, a été rendue nécessaire pour atteindre les points de mesure au voisinage immédiat des dites parois. Cette opération n'a cependant pas introduit d'erreur significative sur la mesure, l'angle d'inclinaison étant très faible ($< 5^\circ$).

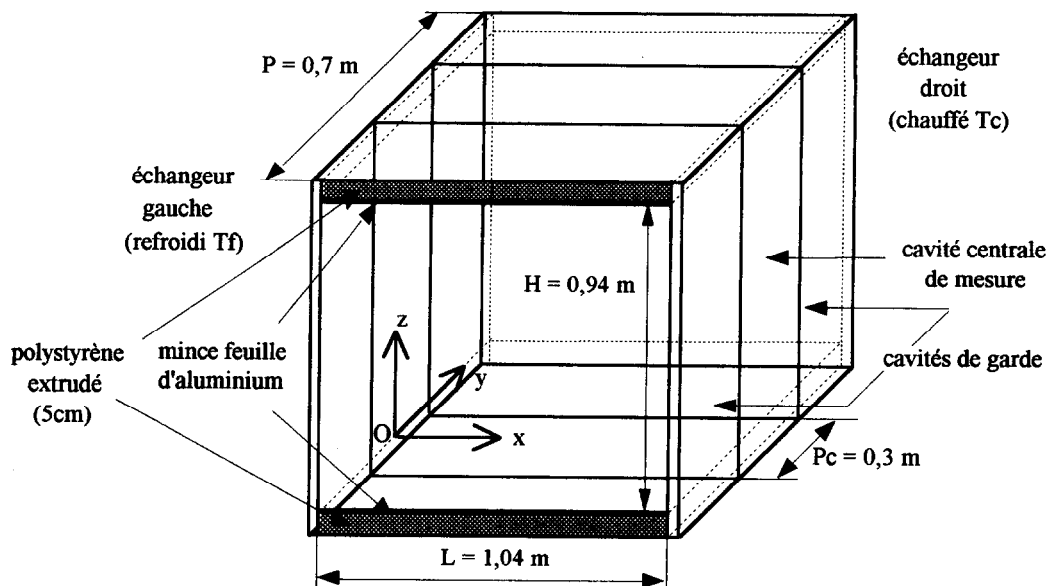
Bien que les faisceaux du laser soient convergents, les dimensions du volume de mesure dans la direction normale aux parois (de l'ordre de 0.15 mm), ne permettent pas de déterminer, avec une précision extrême, la position absolue du point de mesure. En effet, sa localisation sur la paroi située à $x^* = 0$ ou sur celle se tenant à $x^* = 1$, s'effectue approximativement, en approchant vers les parois le point d'intersection des rayons laser, jusqu'à ce que le signal Doppler prenne une forme caractéristique et que sa fréquence soit celle de la fréquence de décalage (fréquence de Bragg). Aussi, le symbole " \approx " est employé pour désigner la coordonnée d'un point dans le repère décrit sur la Fig. 1. En revanche, le pas du système de déplacement (0.01 mm) permet de déterminer, avec une très bonne précision, les positions relatives de deux points de mesure voisins ou non.

Un programme informatique détermine, en chaque point de mesure, les valeurs moyennes temporelles des composantes horizontale et verticale du vecteur vitesse et les vitesses fluctuantes quadratiques moyennes associées u' et w' , ainsi que la moyenne locale des corrélations de fluctuations croisées $\overline{u'w'}$.

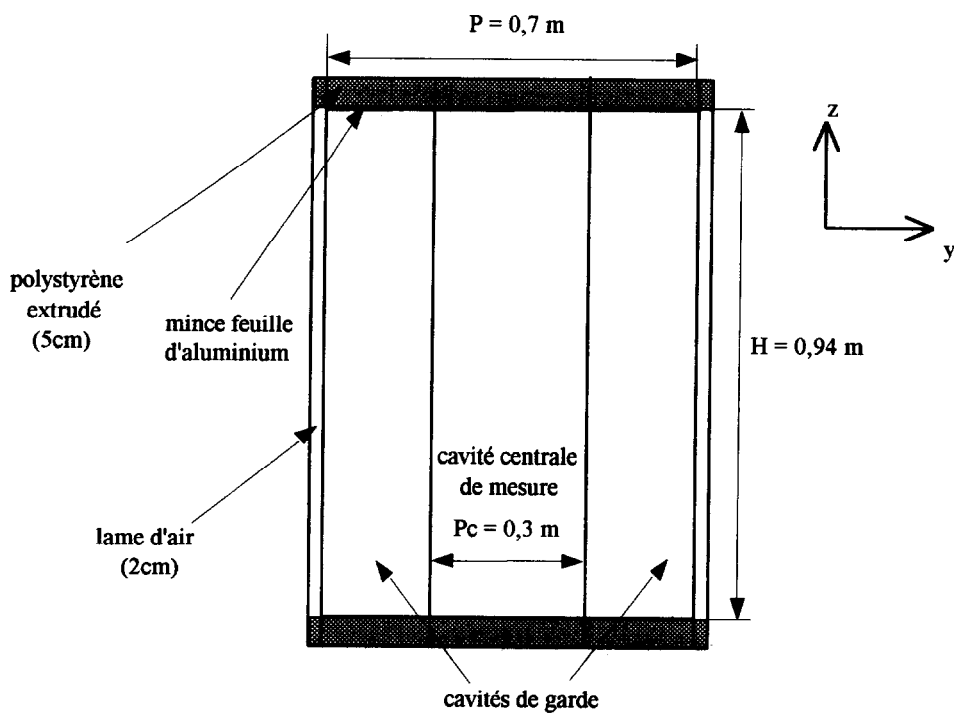
L'opération de moyenne s'effectue expérimentalement par l'acquisition successive de m bouffées, chacune d'elles étant constituée de N mesures instantanées ($N \approx 1000$) récupérées pendant un temps t_N ($t_N \approx 60$ s). Pour chaque bouffée, la valeur moyenne temporelle g_b d'une grandeur g (composante de vitesse ou fluctuation) est calculée par la relation :

$$g_b = \frac{1}{t_N \left(= \sum_{i=1}^N \Delta t_i \right)} \sum_{i=1}^N (g_i + g_{i+1}) \Delta t_i / 2. \quad (3)$$

Δt_i , étant l'intervalle de temps séparant deux mesures instantanées, g_i . La valeur finale g_m , validée en un



(a)



(b)

Fig. 1. Représentation schématique du montage expérimental : (a) vue en perspective ; (b) vue de côté après suppression d'une paroi verticale.

point, est obtenue en cumulant m valeurs moyennes g_b , issues de l'acquisition de m bouffées, jusqu'à la convergence temporelle de la mesure, soit :

$$g_m = \frac{1}{m} \sum_{b=1}^m g_b. \quad (4)$$

Le critère de convergence est basé sur l'évolution des grandeurs fluctuantes. La convergence est atteinte lorsque la différence $|g_{m+1} - g_m|$ est inférieure à 1% de la valeur moyenne de la composante de vitesse associée. Des histogrammes de vitesse, visualisés graphiquement, permettent une analyse immédiate de la qualité du signal délivré. Celle-ci peut être améliorée en corrigeant la position de filtres numériques.

La précision des mesures de vitesse dépend de différents facteurs. Les principaux concernent : la résolution du compteur de périodes, qui est de l'ordre de 7/1000 de la fréquence mesurée ; une incertitude sur l'orientation des faisceaux par rapport à la verticale, qui peut entraîner une erreur relative de l'ordre de 5% sur la mesure instantanée de vitesse, pour une erreur d'orientation de 5° (valeur très fortement surestimée) ; enfin, une erreur due à la taille du volume de mesure dans la direction des rayons incidents (de l'ordre de 3.5 mm), qui provoque une certaine dispersion des valeurs dans le cas de mesures effectuées dans des zones où l'écoulement est tridimensionnel. Les opérations de moyenne, effectuées sur un grand nombre d'échantillons, permettent de réduire sensiblement ces incertitudes, pour atteindre une précision de l'ordre de 1% sur les grandeurs moyennes et les fluctuations, sauf lorsque les grandeurs sont très proches de zéro (u ou $w < 5 \text{ mm s}^{-1}$). La mesure devient alors beaucoup plus approximative, entraînant une erreur relative de 10 à 20%.

3. RÉSULTATS

3.1. Mesures de température

3.1.1. *Profil vertical de température.* Un profil de température a été établi le long de la ligne verticale de symétrie de la cavité. Ce profil, reporté sur la Fig. 2, représente l'évolution d'une température sans dimension définie par :

$$\theta(x^*, z^*) = \frac{T(x^*, z^*) - T_f}{\Delta T}. \quad (5)$$

Un paramètre de stratification S est alors calculé d'après la relation :

$$S = \left(\frac{\partial \theta}{\partial z^*} \right)_{x^*=0.5} = \frac{H}{\Delta T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{x=L/2}. \quad (6)$$

L'examen de cette courbe permet de distinguer cinq zones.

(1) La zone centrale de la cavité ($0.20 < z^* < 0.83$), dans laquelle la distribution des températures est linéaire, avec $S = 0.37$.

(2) Deux régions, à proximité immédiate des deux parois horizontales ($0 < z^* < 0.02$ et $0.98 < z^* < 1$), où les échanges avec l'extérieur, quoique très faibles, sont discernables.

(3) Deux zones intermédiaires ($0.02 < z^* < 0.20$ et $0.83 < z^* < 0.98$), qui correspondent à la présence de deux mouvements secondaires de recirculation, décrits lors des visualisations [11] et qui seront évoqués dans un paragraphe suivant, dans lesquelles $S = 0.70$ et $S = 0.74$, respectivement.

Ce profil de température admet comme centre de symétrie le point de coordonnées ($x^* = 0.52$, $z^* = 0.50$), ce qui représente un écart tout à fait minime avec le point de centro-symétrie parfaite ($x^* = 0.50$, $z^* = 0.50$), pour lequel la température devrait être égale à la demi-somme des températures extrêmes.

Ce profil expérimental diffère toutefois notablement du profil obtenu par la simulation numérique de Le Quéré [13], faite dans le cas de la cavité carrée aux parois horizontales adiabatiques et pour un nombre de Rayleigh de 10^{10} . Dans cette simulation, l'éjection virulente de structures turbulentes, vers l'intérieur de la cavité, à partir de $z^* \approx 0.6$, a pour effet d'homogénéiser les températures dans les parties haute et basse (où $S \approx 0.50$) et donc d'accroître le taux de stratification dans le cœur ($S \approx 1.15$). Les différences observées s'expliquent par la présence, dans la cavité expérimentale, des deux mouvements de recirculation qui, résultant de conditions aux limites thermiques imparfaitement adiabatiques sur les parois horizontales, n'apparaissent pas dans les résultats du calcul. Le long des parois horizontales, l'écoulement peut être assimilé à un jet pariétal, dont le rôle est d'assurer le transfert d'enthalpie d'une couche limite verticale à l'autre. Dans le cas de parois horizontales parfaitement adiabatiques, la diffusion verticale de chaleur et les échanges par conduction, sont négligeables devant le flux convectif. Dans le cas de parois horizontales conductrices, le fluide s'écoulant horizontalement se refroidit progressivement le long du plafond (se réchauffe le long du plancher). Il finit par rencontrer un environnement plus chaud (respectivement plus froid) et le mouvement s'oriente alors vers le cœur de la cavité, plus ou moins tôt, selon l'état plus ou moins conducteur des parois horizontales. Dans l'expérience présentée, les répartitions en température sont réellement très voisines des conditions adiabatiques. En effet, les profils de température et les calculs de bilans thermiques, présentés notamment dans [11], ont permis d'estimer à mieux que 15%, l'écart à l'adiabaticité. Cependant, malgré cet écart minime, le fluide s'écoulant le long de la paroi horizontale se refroidit (respectivement se réchauffe) quand même très lentement, ce qui a pour conséquence de générer, en fin de parcours, une composante verticale de vitesse dirigée vers l'intérieur de la cavité. Le fluide, ainsi évacué, reviendra alimenter la couche limite opposée, provoquant finalement les mouvements de recirculation observés.

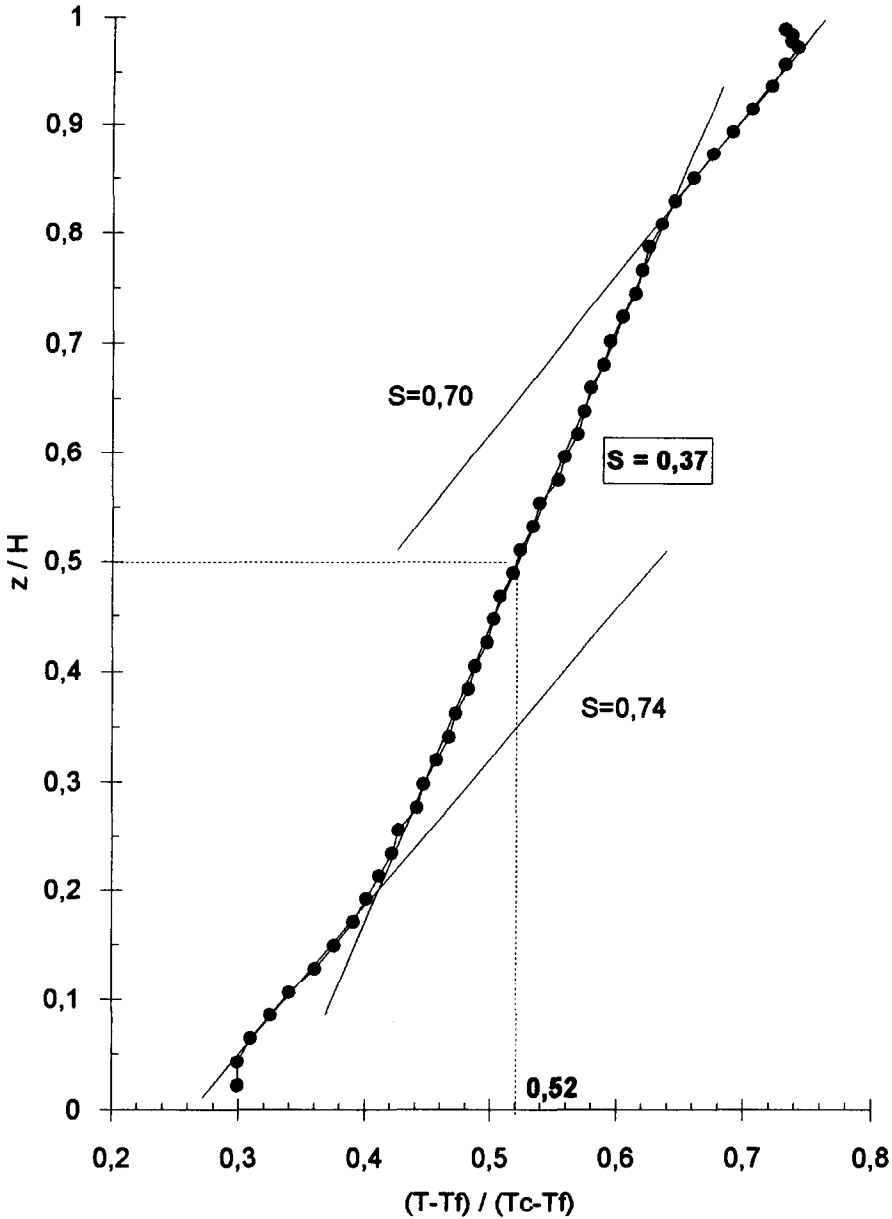


Fig. 2. Profil de température établi le long de l'axe vertical de symétrie de la cavité.

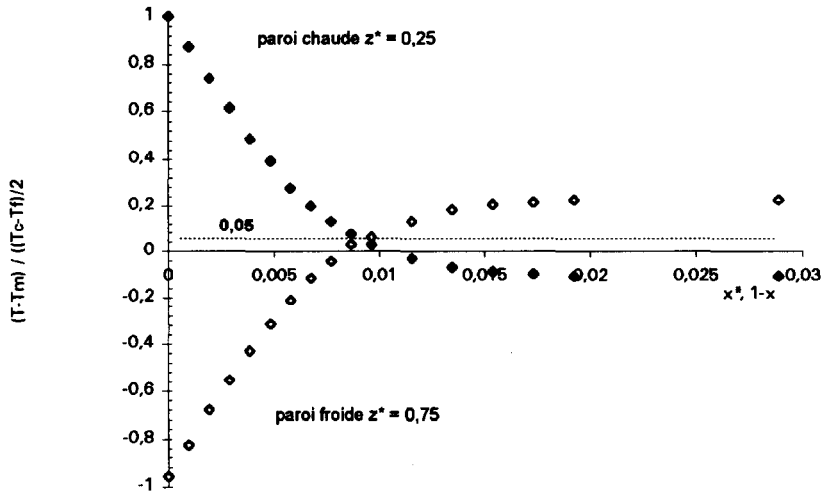
3.1.2. *Profils de température le long des parois actives.* Des mesures de température ont été effectuées dans les deux couches limites froide et chaude, pour trois cotes $z^* = 0.25, z^* = 0.50, z^* = 0.75$, réparties suivant la hauteur de la cavité. Les Fig. 3 (a)–(c) représentent l'évolution, en fonction de x^* pour la paroi froide et de $1 - x^*$ pour la paroi chaude, de la température sans dimension définie par :

$$\theta_m(x^*, z^*) = \frac{T(x^*, z^*) - T_m}{\Delta T/2} \quad (-1 \leq \theta_m \leq 1). \quad (7)$$

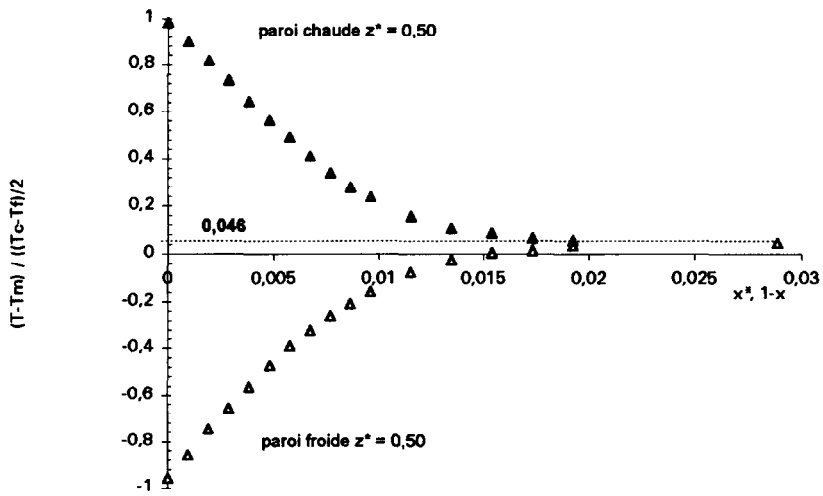
L'extrapolation des courbes de température, au voisinage immédiat des parois, donne des valeurs de température de parois très voisines des valeurs réellement imposées : les écarts relatifs restent toujours

inférieurs à 5%. La propriété de centro-symétrie du problème thermique et le fait que la température dans le cœur soit réellement très proche de la température moyenne (Fig. 3(b)) y sont retrouvés.

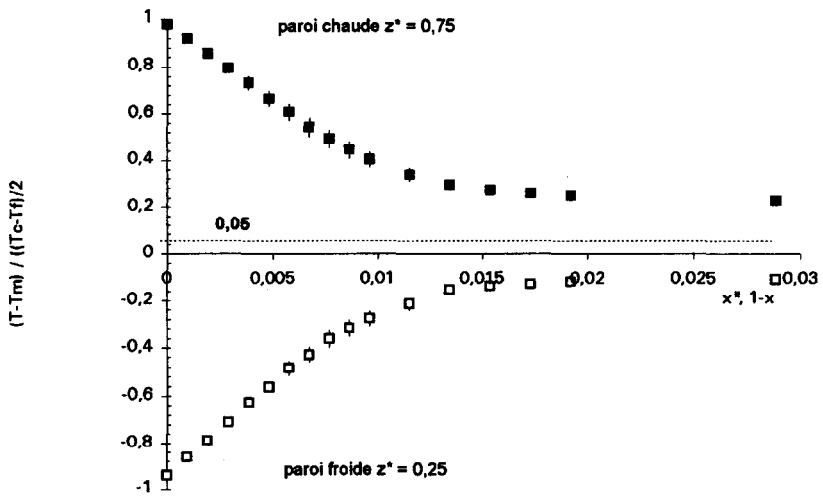
Les fluctuations de température, présentées sur la Fig. 4, font apparaître un comportement identique des deux couches limites. Au voisinage de leur bord d'attaque, elles sont perturbées par l'arrivée de fluide horizontal devant subir un virage à angle droit. On observe ensuite un phénomène de relaminarisation dû à une aspiration importante de fluide extérieur aux couches limites, suivi du développement d'instationnarités. Les amplitudes maximales de ces fluctuations restent toutefois relativement faibles (voisines ou inférieures à 2% de ΔT), car elles sont



(a)

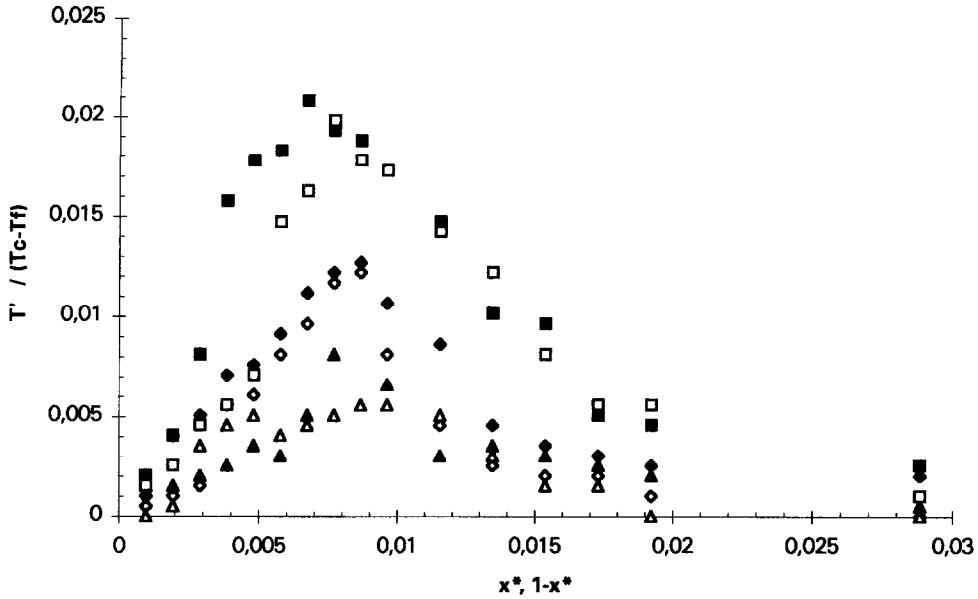


(b)



(c)

Fig. 3. Evolution des températures moyennes le long des deux parois verticales actives : (a) au premier quart des couches limites ; (b) à mi-hauteur ; (c) aux trois-quarts des couches limites.



couche limite froide : T' en fonction de x^* $\diamond z^* = 0,75$ $\triangle z^* = 0,50$ $\square z^* = 0,25$
 couche limite chaude : T' en fonction de $1-x^*$ $\blacklozenge z^* = 0,25$ $\blacktriangle z^* = 0,50$ $\blacksquare z^* = 0,75$

Fig. 4. Evolution de l'écart type des fluctuations de température le long des deux parois verticales actives.

localisées vers le bord extérieur des couches limites, là où les gradients de température sont faibles.

3.2. Mesures de vitesse

3.2.1. Profils de vitesse le long des parois actives. La vitesse de convection naturelle, V_0 , définie par :

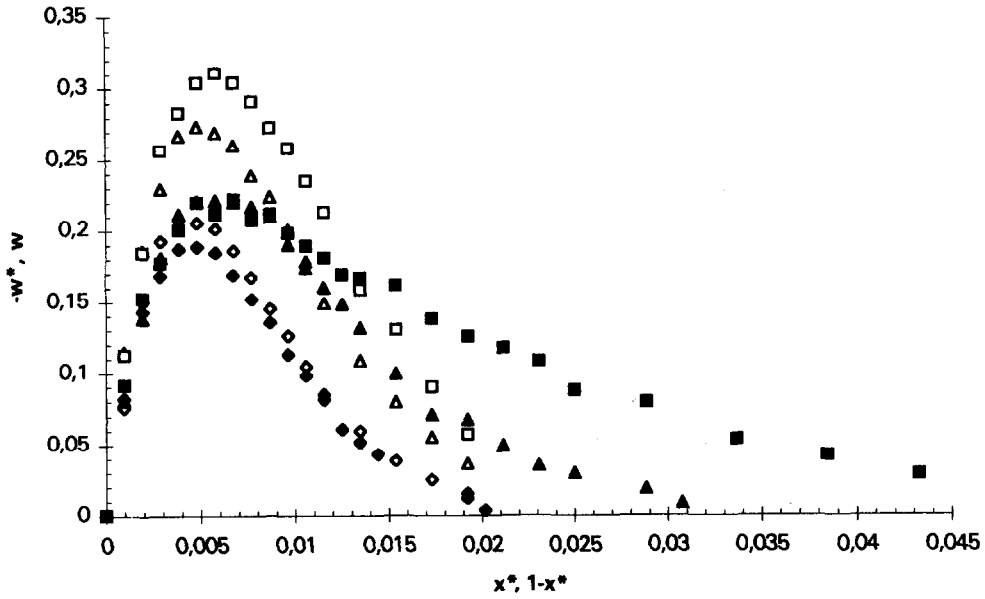
$$V_0 = \sqrt{g\beta\Delta TH} = 0.78 \text{ m s}^{-1} \quad (8)$$

a été choisie comme vitesse de référence, pour rendre sans dimension les grandeurs dynamiques mesurées. Des mesures précises ont été effectuées dans les couches limites froide et chaude, pour trois positions ($z^* = 0.25, z^* = 0.50, z^* = 0.75$), identiques à celles choisies pour établir les profils de température.

L'évolution de la valeur moyenne de la composante verticale est présentée sur la Fig. 5, pour les couches limites froide ($-w^*$ en fonction de x^*) et chaude (w^* en fonction de $1-x^*$). Au fur et à mesure que l'on descend le long de la paroi froide, la couche limite s'épaissit, la position du maximum de vitesse s'éloigne de la paroi et la vitesse maximale augmente, avec, à mi-hauteur, $|w_{\max}^*| = 0.27$, ce qui rejoint les résultats numériques obtenus pour un écoulement de couche limite laminaire en cavité ($|w_{\max}^*| = 0.26$ pour $Ra = 10^8$, [1, 14]). En revanche, pour la couche limite chaude, on observe une nette atténuation du mouvement vertical au profit d'une expansion horizontale, dès $z^* = 0.50$. Ce comportement peut alors laisser pressentir l'existence d'un écoulement à caractère turbulent, dont la capacité de mélange se traduit par une diffusion importante de quantité de mouvement. Cette assertion est cohérente avec le fait que les fluctuations de la composante verticale (Fig. 6) et horizontale (Fig.

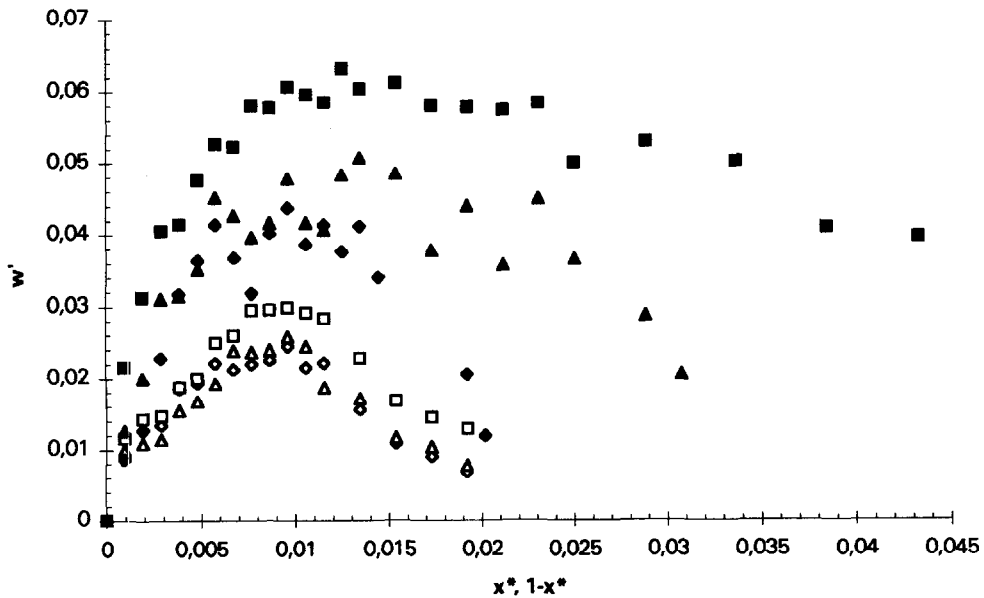
7), prennent des valeurs significatives, jusqu'à 28% de la valeur moyenne. A la cote $z^* = 0.75$, les niveaux des fluctuations sont importants dans toute la région externe et en bordure extrême de la couche limite. Cette extension de la région fluctuante vers la partie centrale de la cavité, révèle l'émergence de structures tourbillonnaires. Des visualisations, présentées dans [11], avaient mis qualitativement en évidence ce phénomène.

La Fig. 8 présente l'évolution de la composante horizontale de vitesse (u^* en fonction de x^* pour la paroi froide, $-u^*$ en fonction de $1-x^*$ pour la paroi chaude). Les profils confirment que les mouvements de recirculation, situés en partie haute et basse de la cavité, viennent alimenter les couches limites à des cotes proches de $z^* = 0.75$ pour la couche limite froide et de $z^* = 0.25$ pour la couche limite chaude. L'écoulement tend ensuite à devenir vertical en moyenne, notamment pour la couche limite chaude à $z^* = 0.75$. Cette situation résulte de l'éjection des structures tourbillonnaires par la couche limite, qui génère une composante horizontale dirigée vers l'intérieur de la cavité. Ce phénomène est compensé par l'aspiration de la couche limite de convection naturelle qui entraîne du fluide externe, induisant donc une composante horizontale dirigée temporairement vers la paroi, d'où, en moyenne, une composante horizontale nulle. On notera, à mi-hauteur et en bordure extrême de la couche limite chaude, une composante horizontale fortement dirigée vers la paroi, bien qu'à cette cote, l'influence de l'écoulement horizontal provenant de la paroi froide ne soit plus ressentie. Le fait que la couche limite épaisse notablement, malgré ce



couche limite froide : $-w^*$ en fonction de x^* $\diamond z^* = 0,75$ $\triangle z^* = 0,50$ $\square z^* = 0,25$
 couche limite chaude : w^* en fonction de $1-x^*$ $\blacklozenge z^* = 0,25$ $\blacktriangle z^* = 0,50$ $\blacksquare z^* = 0,75$

Fig. 5. Evolution de la composante verticale de vitesse moyenne le long des deux parois verticales actives.

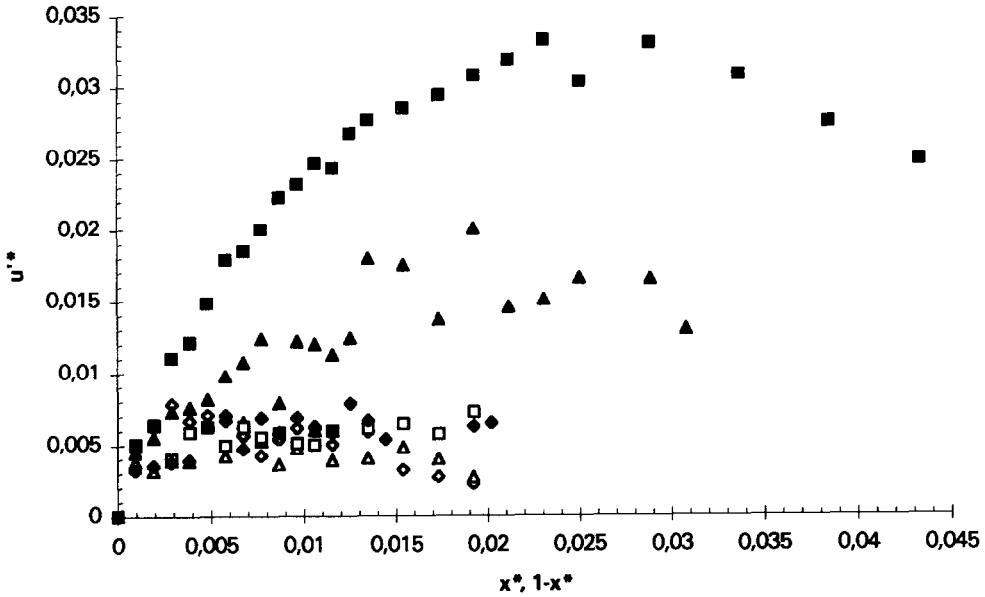


couche limite froide : w'^* en fonction de x^* $\diamond z^* = 0,75$ $\triangle z^* = 0,50$ $\square z^* = 0,25$
 couche limite chaude : w'^* en fonction de $1-x^*$ $\blacklozenge z^* = 0,25$ $\blacktriangle z^* = 0,50$ $\blacksquare z^* = 0,75$

Fig. 6. Evolution de l'écart type des fluctuations verticales de vitesse le long des deux parois verticales actives.

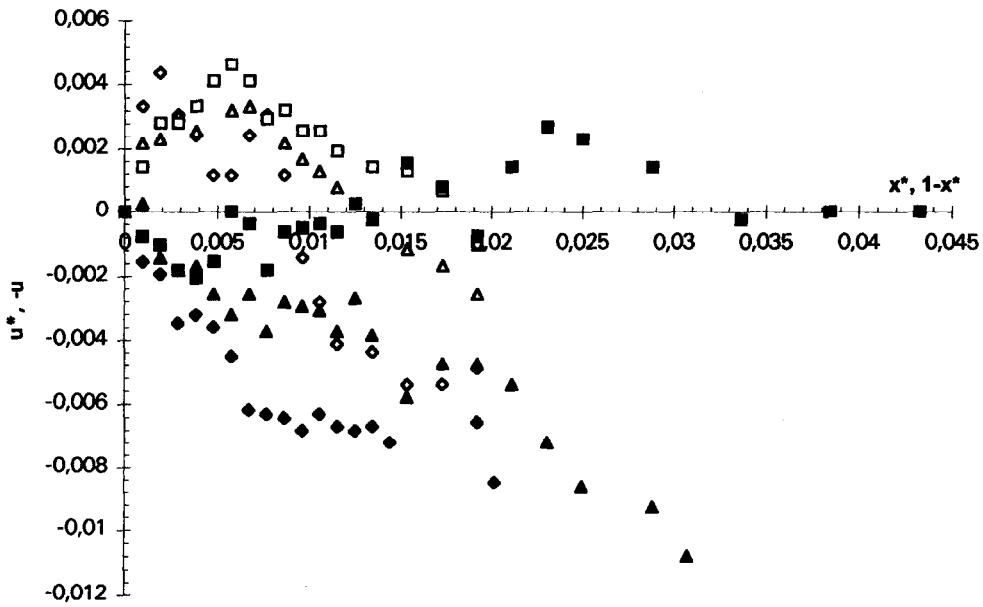
mouvement rentrant prononcé, tend à prouver que le déclenchement des instabilités générant la turbulence se produit en amont de cette cote. Le Tableau 1 résume les principaux résultats obtenus sur l'examen du champ de vitesse. La grandeur δ_w représente l'épais-

seur de la couche limite dynamique, définie comme étant la distance à la paroi pour laquelle la composante verticale de vitesse redevient nulle. Les grandeurs w_{max}^* , $w'_{max}*$, $u'_{max}*$, désignent, respectivement, les valeurs maximales mesurées de vitesse verticale, de



couche limite froide : u'^* en fonction de x^* $\diamond z^* = 0,75$ $\triangle z^* = 0,50$ $\square z^* = 0,25$
 couche limite chaude : u'^* en fonction de $1-x^*$ $\blacklozenge z^* = 0,25$ $\blacktriangle z^* = 0,50$ $\blacksquare z^* = 0,75$

Fig. 7. Evolution des fluctuations horizontales de vitesse le long des deux parois verticales actives.



couche limite froide : u^* en fonction de x^* $\diamond z^* = 0,75$ $\triangle z^* = 0,50$ $\square z^* = 0,25$
 couche limite chaude : $-u^*$ en fonction de $1-x^*$ $\blacklozenge z^* = 0,25$ $\blacktriangle z^* = 0,50$ $\blacksquare z^* = 0,75$

Fig. 8. Evolution de la composante horizontale de vitesse moyenne le long des deux parois verticales actives.

fluctuation verticale et de fluctuation horizontale et, x_{wmax}^* , $x_{u'wmax}^*$, $x_{u'max}^*$, les distances à la paroi pour lesquelles ces maxima ont été trouvés.

Ces résultats de mesure confirment la dissymétrie annoncée des champs dynamiques, entre la couche limite froide, qui reste quasiment partout laminaire,

et la couche limite chaude, dans laquelle apparaît un écoulement à caractère turbulent.

3.2.2. Dissymétrie des champs de vitesse et moments d'ordre deux. Afin de quantifier cette dissymétrie, des écarts relatifs, calculés, à partir des grandeurs mesurées dans les deux couches limites, sont indiqués

Tableau 1. Mesures de vitesse dans les couches limites verticales

	paroi froide $z^* = 0.75$	paroi chaude $z^* = 0.25$	paroi froide $z^* = 0.50$	paroi chaude $z^* = 0.50$	paroi froide $z^* = 0.25$	paroi chaude $z^* = 0.75$
w_{\max}^*	-0.208	0.19	-0.274	0.22	-0.31	0.22
$\approx (1 - x_{w_{\max}}^*) \times 10^3$	3.8	4.8	4.8	5.8	5.8	5.8
$w'_{\max}^* \times 10^2$	2.4	4.4	2.6	5.1	3	6.3
$\approx (1 - x_{w'_{\max}}^*) \times 10^3$	9.6	9.6	9.6	9.6 à 19	9.6	9.6 à 24
$u'_{\max}^* \times 10^2$	—	0.68	—	1.8	—	3.3
$\approx (1 - x_{u'_{\max}}^*) \times 10^3$	—	***	—	14 à 24	—	19 à 29
w'_{\max}/w_{\max}	12%	23%	9.4%	23%	9.6%	28%
u'_{\max}/w_{\max}	<3%	<4%	<3%	8%	<3%	15%
$\delta_w/L \times 10^3$	21	21	22	35	23	54

Tableau 2. Ecart relatif relevés sur les mesures de vitesse entre les deux couches limites

	bas de couche limite	mi-hauteur	haut de couche limite
$\Delta(w_{\max})$	-10%	-24%	-40%
$\Delta(\delta_w)$	0%	+36%	+57%
$\Delta(w'_{\max})$	+44%	+50%	+53%
$\Delta(u'_{\max})$	***	***	+80%

dans le Tableau 2. Pour une grandeur g , un écart Δg a été défini tel que :

$$\Delta(g) = \frac{g_c - g_f}{g_c} \quad (9)$$

Les amplitudes des fluctuations de vitesse verticale sont pratiquement deux fois plus élevées dans la couche limite chaude que dans la couche limite froide, et ceci dès le bas des couches limites. Ce résultat révèle ainsi une zone de coin plus perturbée au bord d'attaque de la paroi chaude qu'au bord d'attaque de la paroi froide, qui pourrait être la conséquence de l'existence d'instabilités thermiques plus développées le long du plancher que le long du plafond.

Sur les Fig. 9(a) et (b), sont superposés les profils relatifs aux valeurs moyennes de la composante verticale de vitesse rapportée à w_{\max} et les profils relatifs aux températures sans dimension $(T(x^*, z^*) - T(0.50, z^*)) / (T_f - T(0.50, z^*))$ pour la paroi froide et $(T(x^*, z^*) - T(0.50, z^*)) / (T_c - T(0.50, z^*))$ pour la paroi chaude, mesurés aux trois-quarts des deux couches limites. Pour le côté froid, les épaisseurs des couches limites thermique et dynamique sont sensiblement égales (convection naturelle avec un nombre de Prandtl voisin de 1). En revanche, en bordure extrême de la couche limite chaude, il apparaît une région isotherme dans laquelle le champ dynamique n'est pas nul. Sans terme moteur de poussée d'Archimède, les mouvements de fluide dans cette zone sont dus uniquement aux fluctuations de vitesse. C'est en effet à cet endroit que l'on assiste à un fort entraînement d'air

extérieur à la couche limite, entrecoupé par l'éjection des structures tourbillonnaires vers l'intérieur de la cavité. Ces phénomènes se produisent avec du fluide qui est à une température proche de la température de cœur, donc sans fluctuation de température visible.

Finalement, la dissymétrie de température mesurée sur les parois horizontales et induisant des instabilités thermiques le long du plancher de la cavité [11], entraîne la déstabilisation précoce de la couche limite dynamique montante, avec la formation de tourbillons isothermes dans la région externe de la couche limite. A leur tour et en interaction avec les ondes internes de gravité existant dans la zone centrale stratifiée, ces tourbillons éclatent et provoquent l'apparition de turbulences d'un côté seulement.

Très près des parois, l'évaluation des pentes des profils relatifs aux valeurs moyennes permet le calcul de la contrainte tangentielle de frottement, τ_p , définie par :

$$\tau_p = -\mu \left(\frac{\partial w^*}{\partial x^*} \right)_p \quad (\text{kg m s}^{-2}). \quad (10)$$

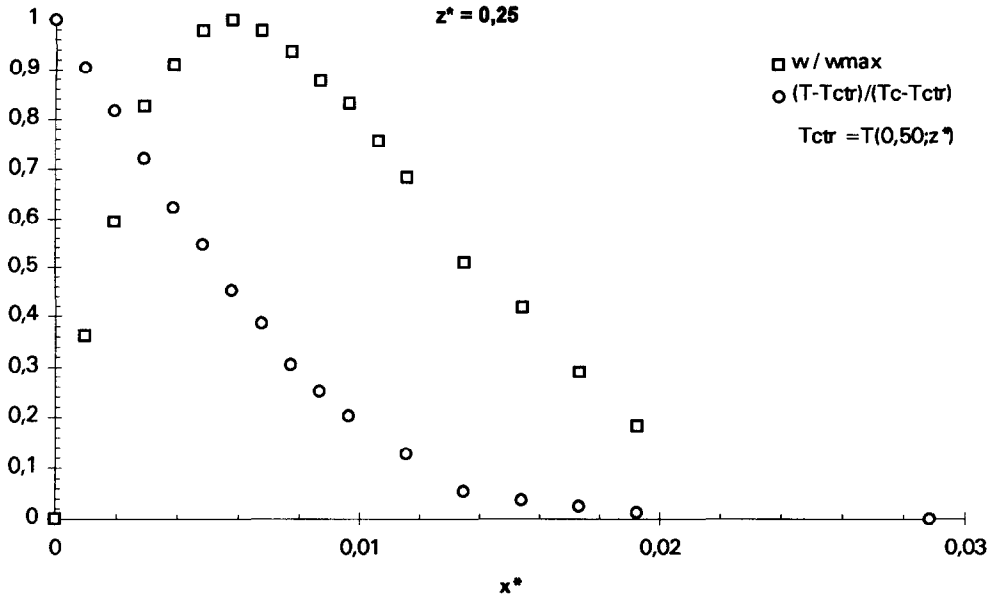
le signe “-” indique que ce terme est positif, avec la convention de signe adoptée (Fig. 1). Des valeurs locales du coefficient de frottement pariétal, C_f , défini par :

$$C_f = \frac{\tau_p}{1/2 \rho V_0^2} \quad (11)$$

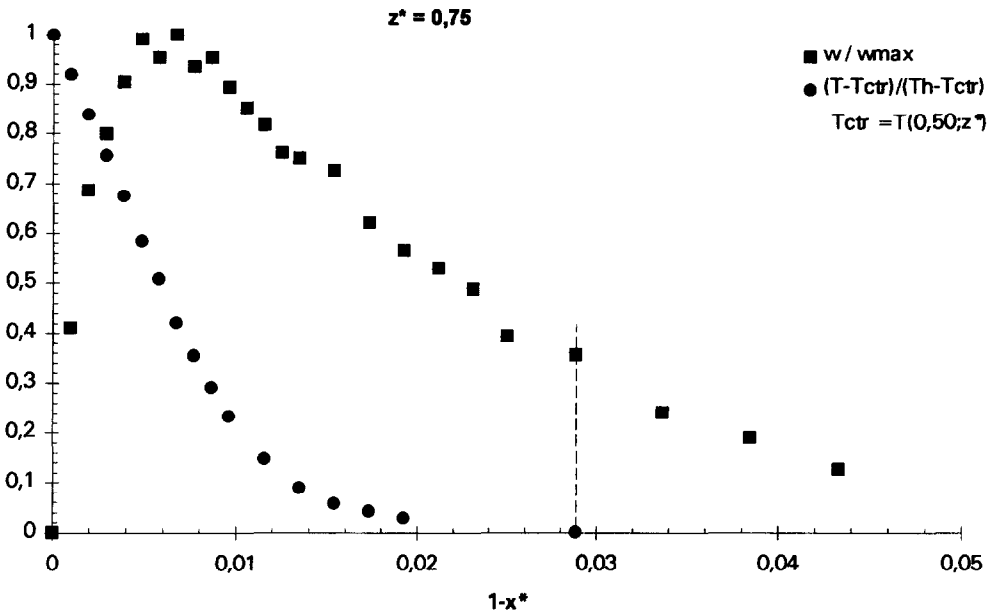
sont déduites de ce calcul et sont présentées dans le Tableau 3.

L'analyse du comportement des fluctuations croisées $-u'w'^*$ † est importante pour le développement

† le signe “-” tient compte de l'orientation des axes de coordonnées (Fig. 1).



(a)



(b)

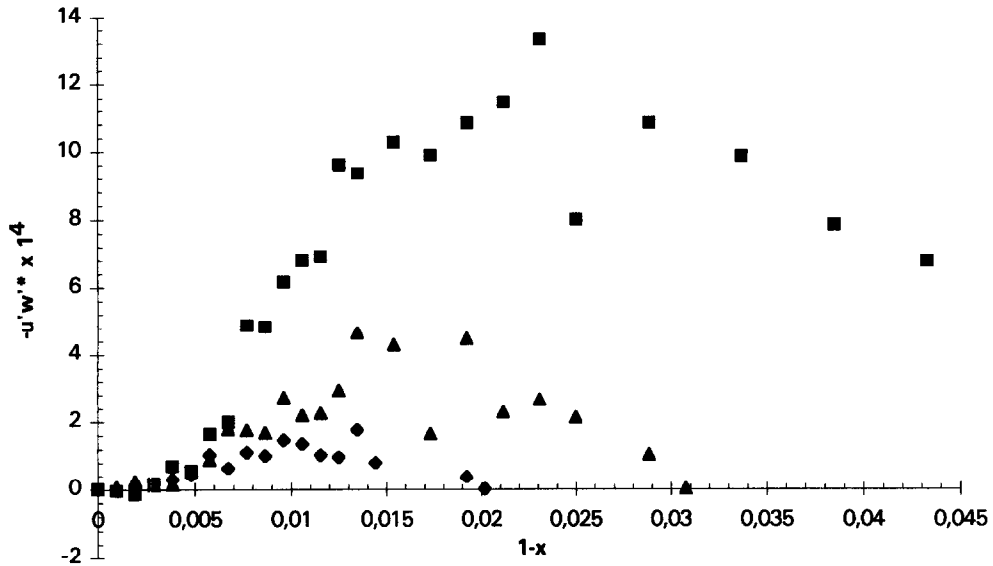
Fig. 9. Comparaison des profils moyens de vitesse verticale et de température aux trois-quarts des couches limites: (a) dans la couche limite froide, $-w/w_{max}$ et $(T(x^*; 0,25) - T(0,50; 0,25))/(T_f - T(0,50; 0,25))$ en fonction de x^* ; (b) dans la couche limite chaude, w/w_{max} et $(T(x^*, z^*) - T(0,50; 0,75))/(T_c - T(0,50; 0,75))$ en fonction de $1-x^*$.

de modèles de turbulence réalistes. En convection naturelle, ce terme résulte de la compétition, au voisinage immédiat de la paroi, entre le frottement visqueux et la force volumique de pesanteur. La Fig. 10 représente

l'évolution de cette grandeur dans la couche limite chaude, pour les trois hauteurs considérées. Ces courbes confirment l'existence d'un écoulement à caractère turbulent aux trois-quarts en haut de la couche

Tableau 3. Contraintes tangentielles et coefficients de frottement aux parois

	paroi froide $z^* = 0.75$	paroi chaude $z^* = 0.25$	paroi froide $z^* = 0.50$	paroi chaude $z^* = 0.50$	paroi froide $z^* = 0.25$	paroi chaude $z^* = 0.75$
$\tau_p \times 10^3$ (kg ms ⁻²)	1.1	1	1.3	8.5	1.3	1.1
C_f	2.9	2.8	3.6	2.3	3.6	3



couche limite chaude : $-\overline{u'w'}$ en fonction de $1-x^*$ ♦ $z^* = 0,25$ ▲ $z^* = 0,50$ ■ $z^* = 0,75$

Fig. 10. Evolution des fluctuations croisées le long de la paroi chaude.

limite, avec une extension du champ fluctuant vers l'intérieur de la cavité. La valeur de $-\overline{u'w'}$ est maximale lorsque l'intensité des fluctuations de vitesse est maximale, c'est-à-dire lorsque l'énergie cinétique turbulente k^* est maximale (Fig. 11), dans la région externe de la couche limite. Contrairement à ce que l'on rencontre en convection forcée, $-\overline{u'w'}$ ne s'annule pas en x_{wmax}^* . Il existe une zone, à proximité immédiate de la paroi, dans laquelle le terme de production d'énergie cinétique turbulente sans dimension P_k^* , défini par :

$$P_k^* = \overline{u'w'} \left(\frac{\partial w^*}{\partial (1-x^*)} \right) \tag{12}$$

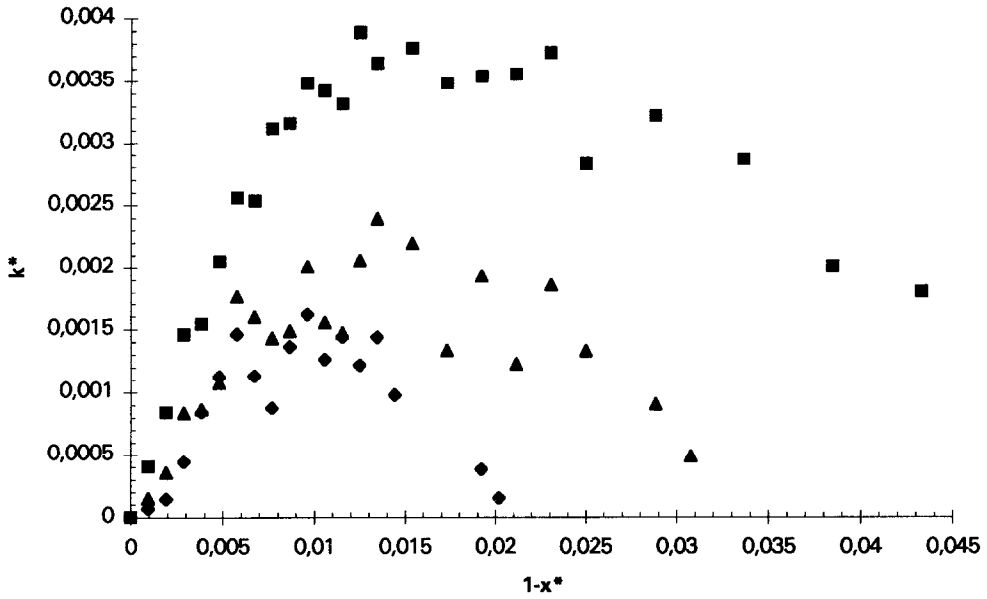
est négatif, ce qui signifie que la production de turbulence, par la force volumique de pesanteur, l'emporte sur la production par cisaillement. A $z^* = 0.75$ par exemple, sur la Fig. 12, on distingue nettement une zone définie par $0.033 \leq 1-x^* \leq 1-x_{wmax}^*$, dans laquelle $-\overline{u'w'} > 0$, soit $P_k^* < 0$, avec $|P_{kmax}^*| \approx 0.0013 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. L'existence d'un pic négatif dans l'évolution de P_k^* , rejoint les résultats de Tsuji et Nagano [15] ou

de Bowles et Cheesewright [16], établis eux aussi pour des couches limites de convection naturelle.

4. CONCLUSIONS

L'analyse détaillée des écoulements de convection naturelle dans une cavité emplie d'air, aux parois verticales différenciellement chauffées, a été présentée, à l'aide de l'étude des répartitions de vitesse et de température, pour un écart de température de 20°C, soit une valeur du nombre de Rayleigh caractéristique de 1.69×10^9 .

L'examen des températures locales dans le cœur de la cavité et dans les deux couches limites thermiques situées le long des parois verticales fait ressortir la conservation de la propriété de symétrie imposée par les conditions aux limites. Le phénomène de relaminarisation, dans les régions de couche limite commençante et l'apparition d'une faible turbulence thermique dans les zones plus en aval sont de même mis en évidence. Cependant, cette configuration se distingue de celle observée dans le cas de parois hori-



couche limite chaude : k^* en fonction de $1-x^*$ \blacklozenge $z^* = 0,25$ \blacktriangle $z^* = 0,50$ \blacksquare $z^* = 0,75$
 Fig. 11. Evolution de l'énergie cinétique turbulente le long de la paroi chaude.

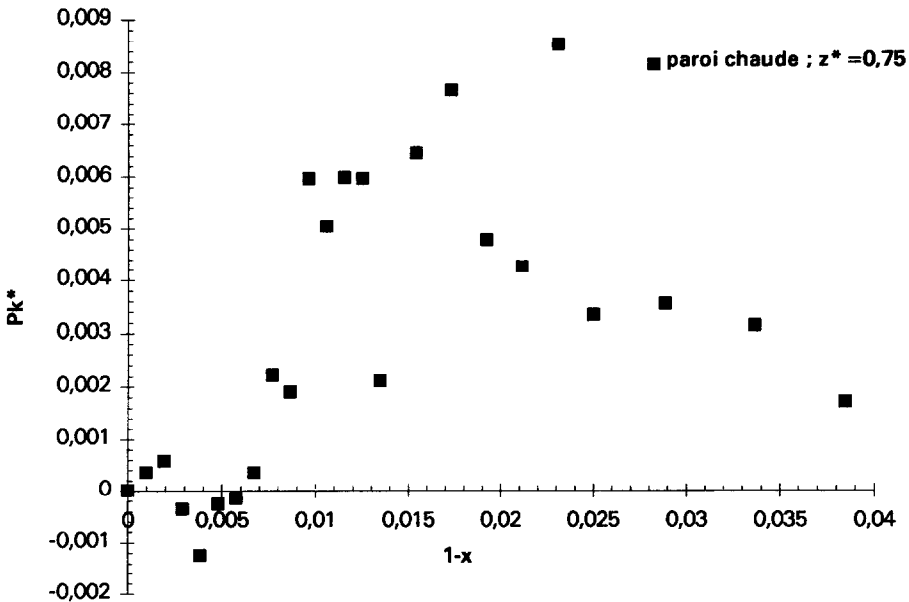


Fig. 12. Profil établi à $z^* = 0.75$ et relatif à la production d'énergie turbulente dans la couche limite chaude.

zontales parfaitement adiabatiques, par l'existence, dans la partie centrale de la cavité, de deux mouvements secondaires de recirculation, à proximité du plafond et du plancher, caractérisés par un paramètre de stratification $S \approx 0.70$ (en unité $\Delta T/H$). Le cœur est linéairement stratifié, avec $S \approx 0.37$.

L'étude des couches limites dynamiques conduit à des conclusions différentes. Les effets des variations

des propriétés physiques de l'air avec la température, bien que très faibles, entraînent une perte de stabilité de l'écoulement en partie basse de la couche limite montante. Le développement et l'éjection de structures tourbillonnaires, dès la mi-hauteur, ont pour effet de rendre l'écoulement fortement instationnaire le long de la paroi chaude, alors que les processus de relaminarisation et d'entraînement par aspiration

restent dominants dans la couche limite descendante. L'évaluation précise des grandeurs moyennes et fluctuantes le long des parois, a enfin permis d'enrichir le domaine des connaissances expérimentales qui restaient encore bien restreintes sur ce sujet.

RÉFÉRENCES

1. Le Quéré, P., Accurate solutions to the square thermally driven cavity at high Rayleigh number. *Computer and Fluids*, 1991, **20**, 29–41.
2. Briggs, D. J. and Jones, D. N., Two-dimensional periodic natural convection in a rectangular enclosure of aspect ratio one. *Journal of Heat Transfer*, 1985, **107**, 850–854.
3. Penot, F. and Ndamé, A., Successive bifurcations of natural convection in a vertical enclosure heated from the side. *1st European Thermal Sciences, Birmingham, U.K.*, 1992, Vol. 1, pp. 507–514.
4. Opstelten, I. J., Henkes, R. A. W. M. and Hoogendoorn, C. J., On instability mechanisms of the natural convection flow in a side heated cubical enclosure. *1st European Thermal Sciences, Birmingham, U.K.*, 1992, Vol. 1, pp. 523–529.
5. Le Quéré, P. and Penot, F., Numerical and experimental investigation of the transition to unsteady natural convection of air in a vertical differentially heated cavity. *A.S.M.E. HTD*, 1987, **94**, 75–82.
6. Henkes, R. A. W. M. and Hoogendoorn, C. J., (Editors), Turbulent natural convection in enclosures, a computational and experimental benchmark. *E.E.T.I.*, 1993.
7. Paolucci, S. and Chenoweth, D. R., Transition to chaos in a differentially heated cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, **201**, 379–410.
8. Xin, S., Simulations numériques de convection naturelle turbulente. Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, 1993.
9. Cheesewright, R., King, K. J. and Ziai, S., Experimental data for the validation of computer codes for the prediction of two-dimensional buoyant cavity flow. *A.S.M.E. HTD*, 1986, **60**, 75–81.
10. Lankhorst, A., Laminar and turbulent natural convection in cavities—numerical modeling and experimental validation. Ph.D. thesis, Delft University of technology, The Netherlands, 1991.
11. Mergui, S. and Penot, F., Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée: investigation expérimentale à $Ra = 1.69 \times 10^9$. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1995 (submitted).
12. Mergui, S., Caractérisation expérimentale des écoulements d'air de convection naturelle et mixte dans une cavité fermée. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers France, 1993.
13. Le Quéré, P., An improved Chebyshev collocation algorithm for direct simulation of 2D turbulent convection in differentially heated cavities. *Proceedings of ICO-SAHOM Montpellier, France*, June 1992.
14. Henkes, R. A. W. M., Turbulent natural boundary layers. Ph.D. thesis, Delft University of technology, The Netherlands, 1990.
15. Tsuji, T., Nagano, Y. and Tagawa, M., Velocity and temperature measurements in a natural convection boundary layer along a vertical flat plate. *Experimental Thermal Fluid Science*, 1991, **2**, 208–215.
16. Bowles, A. and Cheesewright, R., Direct measurements of the turbulence heat flux in a large rectangular air cavity. *Experimental Heat Transfer*, 1989, **2**, 59–69.

VELOCITY AND TEMPERATURE ANALYSIS OF AIR FREE CONVECTION IN A DIFFERENTIALLY HEATED SQUARE CAVITY AT $Ra = 1.69 \times 10^9$

Abstract—This article deals with an experimental study of air free convection in a large cavity (0.94 m height, 1.04 m width, 0.70 m depth), equipped with two opposing differentially heated vertical walls, the other being insulated. The temperature difference between the two active walls is 20°C, which yields to a Rayleigh number value, based on the height, of 1.69×10^9 . A detailed analysis of the local temperature and velocity fields is performed. The vertical distribution of temperature in the central part of the cavity emphasises the centro-symmetrical property of this region and allows to distinguish five linearly stratified zones. In the same way, the study of the ascending and descending thermal boundary layers points out a great symmetry of the profiles, with a phenomenon of relaminarisation, followed by the existence of a weakly turbulent thermal field. In contrast, the examination of the velocity field clearly reveals a difference in the behaviour of the ascending and descending dynamic boundary layers with an earlier development of the turbulence along the hot wall than along the cold one. © 1997 Elsevier Science Ltd.