

0017-9310(95)00133-6

# Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée : investigation expérimentale 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 26 juillet 1994 et sous forme finale 27 janvier 1995)

**Résumé**—Des investigations expérimentales ont été menées dans une cavité ( $L = 1,04$  m,  $H = 0,94$  m,  $P = 0,70$  m), remplie d'air, dont deux parois verticales opposées sont différentiellement chauffées à température constante, les deux parois horizontales sont isolées thermiquement, les deux parois verticales latérales sont adiabatiques. Le dispositif expérimental utilisé pour obtenir des conditions aux limites bien contrôlées est présenté en détail. Un examen des champs de température, au voisinage des parois horizontales, permet de caractériser les conditions aux limites réelles régnant sur ces frontières. Une loi d'évolution spatiale des températures le long de ces parois est déterminée. Des visualisations par tomographie laser, complétées par l'analyse spectrale du signal temporel de la température mesurée en différents points caractéristiques, permettent de mettre en évidence différents phénomènes instationnaires et de montrer le mécanisme d'interaction d'ondes internes de gravité, d'instabilités thermiques le long du plancher et d'ondes de Tollmien-Schlichting le long de la couche limite chaude. Le transfert de chaleur le long des parois actives est évalué à partir de profils de température d'air au voisinage immédiat de ces parois.

## 1. INTRODUCTION

Les écoulements de convection naturelle en cavité fermée sont caractérisés par une faible prédictibilité qui est liée, à la fois, au fort couplage qui existe entre les variations de température au sein du fluide et les champs dynamiques, et à l'effet de confinement, qui donne un caractère fortement elliptique aux équations qui gouvernent le problème. Si l'on rajoute à cela les mécanismes complexes de transfert de chaleur entre le fluide et les parois qui l'entourent, la prédiction du comportement de ces écoulements nécessite des connaissances approfondies des phénomènes physiques qui se produisent dans l'ensemble de la cavité. Depuis plusieurs années, la configuration de la cavité aux parois différentiellement chauffées fait l'objet de nombreuses études numériques. L'intérêt porté à ce type d'écoulement est dû non seulement au fait que de multiples applications technologiques s'y réfèrent (thermique de l'habitat, refroidissement des composants électroniques...), mais également, parce qu'il constitue un cas idéal pour l'élaboration de modèles numériques destinés à la résolution des équations de Navier-Stokes.

Le cas académique consiste en une cavité bidimensionnelle, aux parois verticales maintenues à températures constantes et aux parois horizontales adiabatiques. Le régime laminaire stationnaire des écoulements est désormais bien cerné. Cependant, dans la plupart des applications, les écoulements sont instationnaires, voire turbulents. Ces dernières

années, les recherches se sont portées numériquement [1, 2] et expérimentalement [3, 4], sur l'étude des phénomènes responsables de l'apparition des instationnarités. Récemment, l'amélioration des modèles mathématiques et l'apparition de calculateurs de plus en plus puissants, ont permis d'obtenir des résultats de simulation pour des écoulements devenant turbulents [5–9]. Toutefois, la quantité de résultats numériques, ainsi obtenus, est disproportionnée par rapport aux résultats expérimentaux. Les travaux de Cheeswright *et al.* [10–12], et les résultats fournis par [13], sont les principales références citées lors de validations de solutions numériques en ce domaine. Toutefois, des imperfections subsistent dans ces expériences. En particulier, pour parvenir au régime turbulent, surtout dans le cas de l'air, les expérimentateurs doivent concevoir des dispositifs de grande taille, ce qui pose des problèmes de métrologie. Une autre difficulté, et non des moindres, réside dans le fait que, dans les expériences de laboratoire, il est impossible, même en prenant les plus grandes précautions, d'imposer un flux de chaleur convectif nul sur les parois horizontales de la cavité [10]. L'écart ainsi observé entre conditions aux limites thermiques idéales et réelles est la principale source de désaccord entre les différents résultats. Les confrontations entre études numériques et expérimentales n'acquerront leur intérêt que dans la mesure où l'on pourra comparer deux cas strictement identiques, c'est-à-dire bien préciser les conditions aux limites régnant dans la réalisation expérimentale. Outre ce problème, une autre difficulté réside dans le caractère

## NOMENCLATURE

$A_h$	rapport de forme horizontal, $P_c/L$	$T_c$	température de la paroi chaude [°C]
$A_v$	rapport de forme vertical, $H/L$	$T_f$	température de la paroi froide [°C]
$f_{bv}$	fréquence de Brunt-Väisälä, $(g\beta(\partial T/\partial z))^{1/2}$ [ $s^{-1}$ ]	$T_m$	température moyenne de référence, $T_c + T_f/2$ [°C]
$g$	accélération de la pesanteur [ $m\ s^{-2}$ ]	$x$	abscisse perpendiculaire aux parois actives, origine sur la paroi froide [mm]
$H$	hauteur de la cavité [m]	$x^*$	abscisse sans dimension, $x/L$
$L$	largeur de la cavité [m]	$y$	coordonnée horizontale parallèle aux parois actives [mm]
$Nu(z)$	nombre de Nusselt local, $\pm(L/\Delta T)(\partial T/\partial x)_p$	$z$	cote comptée depuis le bas de la cavité [mm]
$Nu_c$	nombre de Nusselt sur la paroi chaude	$z^*$	cote sans dimension, $z/H$ .
$Nu_f$	nombre de Nusselt sur la paroi froide		
$\overline{Nu}$	nombre de Nusselt moyen, $\int_0^H Nu(z) dz$		
$P$	profondeur de la cavité [m]		
$P_c$	profondeur de la cavité centrale de mesure [m]		
$Ra$	nombre de Rayleigh, $g\beta\Delta TH^3/va$		
$S$	paramètre de stratification, $H/\Delta T(\partial T/\partial z)_{x^*=0,50}$		
$T(x^*, z^*)$	température locale [°C]		

## Symbols grecs

$\theta(x^*, z^*)$	température sans dimension, $T(x^*, z^*) - T_f/\Delta T$
$\Delta T$	écart de température, $T_c - T_f$ [°C]
$\lambda$	conductivité thermique [ $W\ m^{-1}\ K^{-1}$ ]
$\varepsilon$	émissivité.

généralement tridimensionnel des écoulements réels. Les calculs bidimensionnels ne permettent pas de prendre en compte l'influence des conditions aux limites thermiques régnant sur les parois latérales d'une cavité expérimentale tridimensionnelle.

C'est dans cette optique de rapprochement des travaux numériques et expérimentaux que cette étude a été conduite. Il s'agit de caractériser expérimentalement les écoulements, non laminaires, rencontrés dans une cavité de rapport de forme vertical (hauteur/largeur) proche de l'unité, dont deux parois verticales opposées sont différentiellement chauffées à température constante. Les parois horizontales et les parois verticales latérales ont été conçues de façon à s'approcher au mieux de l'état adiabatique. Dans un premier temps, il a fallu mettre au point un dispositif expérimental fiable, susceptible de générer des écoulements d'air caractérisés par une valeur du nombre de Rayleigh largement supérieure à la valeur critique pour laquelle apparaissent les premières instationnarités. Une cavité cubique d'environ  $1\ m^3$  de volume, aux conditions aux limites particulièrement soignées, a été réalisée. L'étude a consisté ensuite à effectuer :

(1) Des visualisations par tomographie laser, pour caractériser qualitativement les circulations globales à l'intérieur de la cavité ;

(2) Des mesures de température par thermocouple, pour déterminer les grandeurs caractéristiques thermiques de l'écoulement (nombres de Nusselt locaux et globaux pour les deux parois actives, degré d'isolation des parois horizontales). Des investigations poussées, au niveau des parois haute et basse de la cavité, ont

été nécessaires pour parvenir à des lois de répartition de température sur ces faces.

(3) Enfin, l'aspect instationnaire des écoulements a été abordé par analyse spectrale du signal de température en différents points du domaine d'étude.

Cet article est consacré à la description détaillée du montage expérimental utilisé, des moyens de mesure adoptés et des conditions aux limites et transferts convectifs, obtenus lors d'une première campagne de mesures effectuée pour une valeur du nombre de Rayleigh égale à  $1,69 \times 10^9$ , qui correspond à un écart de température imposé entre les deux parois actives de  $20^\circ C$ . Dans ce cas, l'écoulement n'est plus partout laminaire et les écarts de température sont suffisamment faibles pour que les effets non Boussinesq soient limités.

## 2. LE MONTAGE EXPERIMENTAL

## 2.1. Description du dispositif expérimental

Le montage expérimental est agencé autour d'une cavité de largeur  $L$  ( $L = 1,04\ m$ ), de hauteur  $H$  ( $H = 0,94\ m$ ), de profondeur  $P$  ( $P = 0,70\ m$ ), soit un rapport de forme vertical  $A_v$  :

$$A_v = \frac{H}{L} = 0,90. \quad (1)$$

Un des objectifs étant de se rapprocher au mieux de l'état adiabatique sur les parois verticales passives, la cavité a été partagée en trois parties (Fig. 1) : une

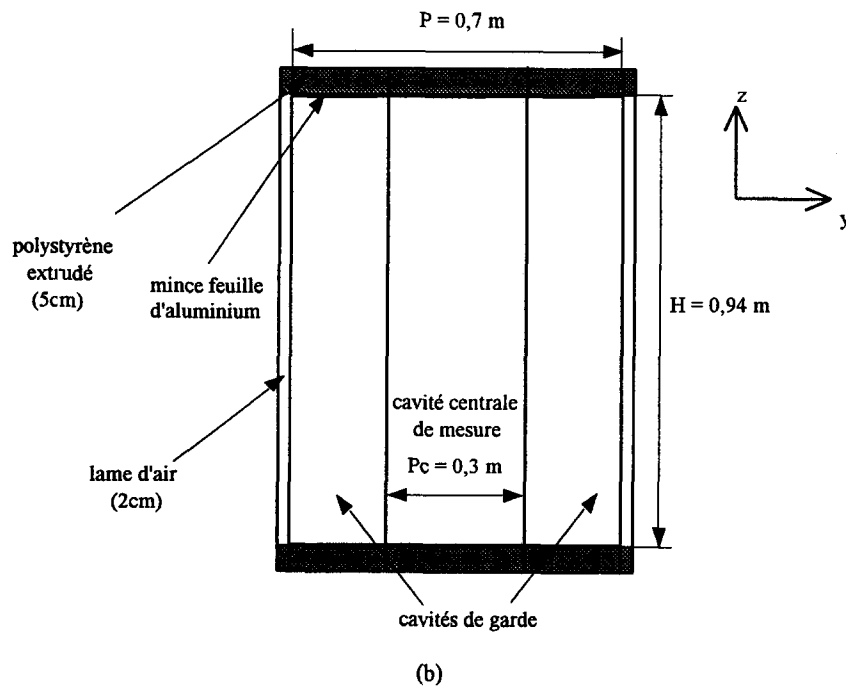
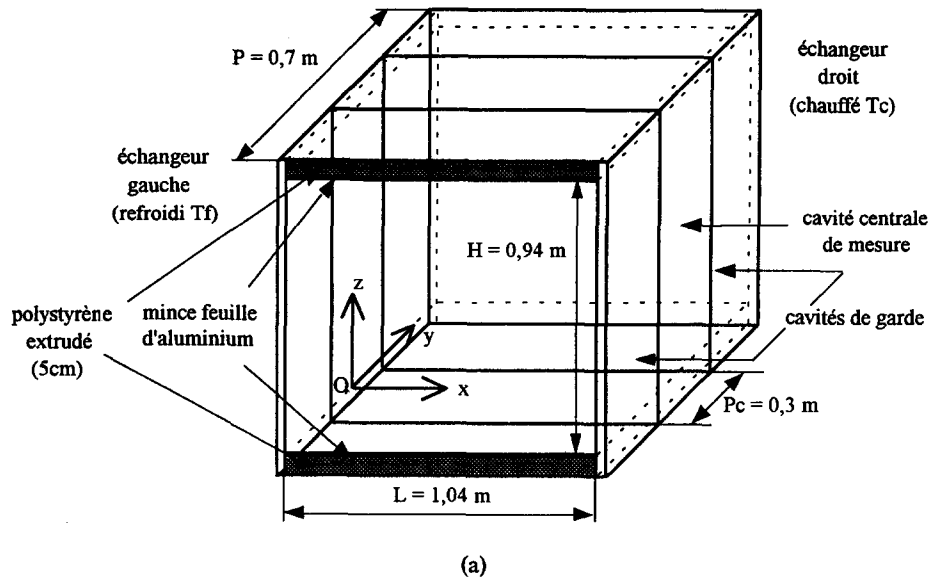


Fig. 1. Représentation schématique du montage expérimental : (a) vue en perspective, (b) vue de côté après suppression d'une paroi verticale active.

cavité centrale de profondeur  $P_c$  ( $P_c = 0,30$  m) et donc un rapport de forme horizontal  $A_h$  tel que :

$$A_h = \frac{P_c}{L} = 0,29. \quad (2)$$

Les mesures sont effectuées dans cette cavité. Elle est encadrée par deux cavités de garde de 0,20 m de profondeur, dont le rôle est de limiter les effets de bord (échanges de chaleur par convection et par conduction

avec le milieu extérieur), en reproduisant un écoulement identique à celui observé dans la cavité centrale. Cette partition, déjà utilisée en d'autres circonstances [3] et qui permet de créer des conditions de symétrie des écoulements par rapport à chacune des parois séparatrices, donne des résultats très proches du cas bidimensionnel.

Les deux parois verticales actives de la cavité sont composées de deux plaques-échangeur planes, opa-

ques, fabriquées à partir de règles d'aluminium accolées (règles de maçon). Chaque règle comporte trois canaux de section rectangulaire (3,1 cm × 1,5 cm), dans lesquels circule de l'eau à grande vitesse. Les extrémités des règles sont usinées de façon à ce que, dans deux canaux adjacents, l'eau circule dans un sens opposé. Le choix des parois métalliques est imposé par des considérations d'homogénéité de température (épaisseur des parois des canaux en aluminium de 2 mm,  $\lambda = 202 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ). De plus, une fois soigneusement polies, ces parois ont une émissivité de l'ordre de 0,3.

Chaque échangeur est alimenté en eau par un circuit comprenant une pompe à débit réglable et un bain thermostaté. La température de l'eau est contrôlée à  $\pm 2/100^\circ\text{C}$  par le système de régulation des bains thermostatés fonctionnant en mode de réfrigération continue modulable (contenance des bains:  $0,27 \times 0,33 \times 0,15 \text{ m}^3$ ). Des thermocouples de type chromel-alumel, placés à l'entrée et la sortie de chaque échangeur, permettent de contrôler en permanence les niveaux de température imposés. Toutes les faces extérieures des échangeurs, les éléments de liaison, en amont et en aval de chaque échangeur, sont recouverts de 20 mm de mousse isolante ( $\lambda = 0,04 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ), pour diminuer les déperditions et les échanges thermiques avec l'air de la salle d'expérience. Pour un débit maximum des pompes, le système, ainsi calorifugé, permet d'atteindre une plage de température allant de  $-10^\circ\text{C}$  à  $+60^\circ\text{C}$ , avec une différence de température inférieure à  $0,2^\circ\text{C}$  entre l'entrée et la sortie de chaque échangeur. L'uniformité de la température sur les parois de la cavité de mesure est estimée à  $\pm 0,08^\circ\text{C}$ , en tenant compte des différentes causes d'hétérogénéité (corrections des écarts d'étalonnage des thermocouples, prise en considération de la partition de la cavité...).

Par ailleurs, une lame de verre de 10 mm de largeur et de 8 mm d'épaisseur, est encastrée sur toute la hauteur d'une des parois verticales, pour le passage du plan laser utilisé en tomographie. Cette lame de verre peut engendrer, localement, une petite hétérogénéité de température ne dépassant pas  $1^\circ\text{C}$  (seulement lors des visualisations laissant passer le plan laser par cette fenêtre qui n'est alors pas isolée sur sa face arrière).

Les parois verticales latérales transparentes, ou parois séparatrices, sont constituées de minces feuilles de polycarbonate de 1,5 mm d'épaisseur ( $\lambda = 0,21 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ). Afin d'améliorer l'isolation thermique des cavités avec le milieu extérieur, une lame d'air isolante de 20 mm d'épaisseur est créée, à l'extérieur des cavités de garde, en rajoutant une autre feuille de polycarbonate sur la face avant et la face arrière du montage.

Afin de s'affranchir des échanges radiatifs de ces parois avec l'extérieur, toutes les mesures de température sont effectuées en plaçant, sur les faces avant et arrière, des panneaux de polystyrène de 0,20 m d'épaisseur ( $\lambda = 0,03 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ).

Les deux parois horizontales sont réalisées de façon

à minimiser les pertes thermiques de leur face située à l'intérieur de la cavité et à assurer l'uniformité des températures sur leur face extérieure. Comme les parois actives, ces deux parois sont constituées d'échangeurs fabriqués à partir de règles d'aluminium accolées. Les canaux sont remplis d'eau, mais aucune circulation n'y est assurée, leur niveau de température s'équilibre alors avec le niveau moyen du milieu extérieur ambiant.

Sur leur face intérieure, sont collées des plaques de polystyrène extrudé de 50 mm d'épaisseur. Ces couches isolantes ( $\lambda = 0,035 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) sont recouvertes d'une fine feuille à base d'aluminium, de 5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, afin de limiter les échanges par rayonnement ( $\varepsilon = 0,1$ ).

Un volume limité par les parois métalliques à température imposée et les deux faces verticales adiabatiques est ainsi obtenu. Ce volume constitue une configuration susceptible d'être simulée par des modèles numériques incluant des transferts conductifs pariétaux (au plancher et au plafond).

Les mesures ont été effectuées avec une différence de température de  $20^\circ\text{C}$ , entre les deux parois verticales actives :

$$\Delta T = T_c - T_f = 20^\circ\text{C}. \quad (3)$$

Les niveaux de température ont été choisis symétriquement par rapport à la température de la salle d'expérience ( $\approx 20^\circ\text{C}$ ), soit  $T_c = 30^\circ\text{C}$  et  $T_f = 10^\circ\text{C}$ . A partir des propriétés physiques de l'air, prises à la température moyenne de référence :

$$T_m = \frac{T_c + T_f}{2} \quad (4)$$

la valeur du nombre de Rayleigh  $Ra$ , basée sur la hauteur  $H$  de la cavité, est alors:  $Ra = (1,69 \pm 0,01) \times 10^9$ .

## 2.2. Mesures de température

Des thermocouples de type Chromel-Alumel sont placés à l'entrée et à la sortie de chacun des six échangeurs constituant les parois de la cavité (soit douze thermocouples). Afin d'éviter tout écart excessif de niveau entre les différents couples, ceux-ci ont été fabriqués à partir d'un même lot de fil, ils ont été étalonnés individuellement, puis groupés par deux (deux couples pour chaque échangeur). L'écart maximum observé entre tous les thermocouples placés dans un même bain isotherme et après acquisition sur ordinateur, est inférieur à  $0,1^\circ\text{C}$ .

Dans la cavité, les mesures locales de température d'air ont été effectuées avec un thermocouple de type Chromel-Alumel de 15  $\mu\text{m}$  de diamètre. Un grand soin a été apporté à la position et à l'orientation du thermocouple dans la cavité, notamment lors des mesures dans les couches limites, où les gradients thermiques importants peuvent induire de fortes imprécisions sur les résultats. Les broches de Chromel et d'Alumel du thermocouple ont un diamètre de 0,1 mm. Le couple est placé de façon à perturber le moins

possible l'écoulement et à minimiser les transferts par conduction entre les fils et la soudure ( $\lambda_{\text{chromel}} = 19 \text{ W m}^{-1}\text{C}^{-1}$ ,  $\lambda_{\text{aludel}} = 29 \text{ W m}^{-1}\text{C}^{-1}$ ) en disposant les broches sur une même ligne isotherme, sur une longueur de l'ordre 150 fois leur diamètre.

Le signal délivré par le thermocouple correspond à une température d'équilibre de la sonde soumise à un échange convectif avec l'air l'environnant, à un échange radiatif avec les différentes parois et à un échange conductif entre la soudure et les fils de Chromel et d'Aludel. Dans la plupart des cas étudiés, les échanges radiatifs avec les parois sont faibles, ils ont été négligés compte tenu de la nature peu émissive des parois d'aluminium utilisées ( $\varepsilon = 0,3$ ), des faibles écarts de températures mis en jeu et de la taille du thermocouple. De même, les perturbations dues aux effets conductifs à travers les broches sont négligeables (faible diamètre des fils, conductivités thermiques peu importantes).

La sonde est fixée à une des extrémités d'une tige verticale de 1,5 m de longueur, l'autre extrémité étant reliée à un système de déplacement 2D motorisé, qui permet le balayage d'un plan de  $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ , avec une précision de déplacement de 0,01 mm sur chacun des axes (positionnement de la sonde contrôlé au cathétomètre). La tige est introduite dans une ouverture circulaire (de diamètre égal à celui de la tige) pratiquée dans un ruban coulissant, implanté dans le plafond, au plus près d'une des parois verticales séparatrices. Un renvoi à  $90^\circ$  permet un balayage complet, par la sonde, du plan vertical médian de la cavité où sont effectuées les mesures, sans engendrer de perturbations significatives pour l'écoulement.

La température de la salle d'expérience est régulièrement contrôlée.

Les acquisitions de température sont réalisées en tenant compte d'une température de référence mesurée, en opposition, au point triple de l'eau. Le signal est ensuite envoyé directement vers un microvoltmètre opérant en mesure de tensions, et piloté par ordinateur.

### 2.3. Examen des conditions aux limites thermiques sur les parois passives de la cavité

Les profils établis à proximité du plafond et du plancher, présentés sur les Figs 2(a) et (b) respectivement, illustrent l'évolution, en fonction de  $z^*$ , pour différentes abscisses  $x^*$ , de la température adimensionnelle  $\theta$ , définie par la relation :

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

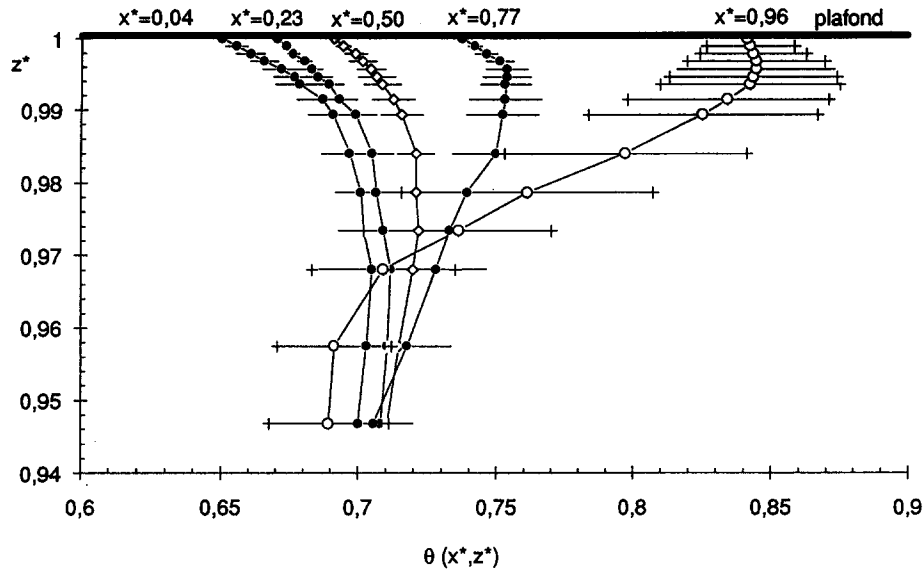
Sur ces figures, les barres représentent les fluctuations de température. Ces fluctuations sont maximales en  $x^* = 0,96$  pour le plafond et  $x^* = 0,04$  pour le plancher, ce qui correspond aux zones de coin perturbées par l'éclatement des couches limites verticales sur les parois horizontales. Par ailleurs, le chevauchement des profils pour ces mêmes abscisses, traduit la

présence de deux grands lents mouvements de circulation en partie haute et basse de la cavité.

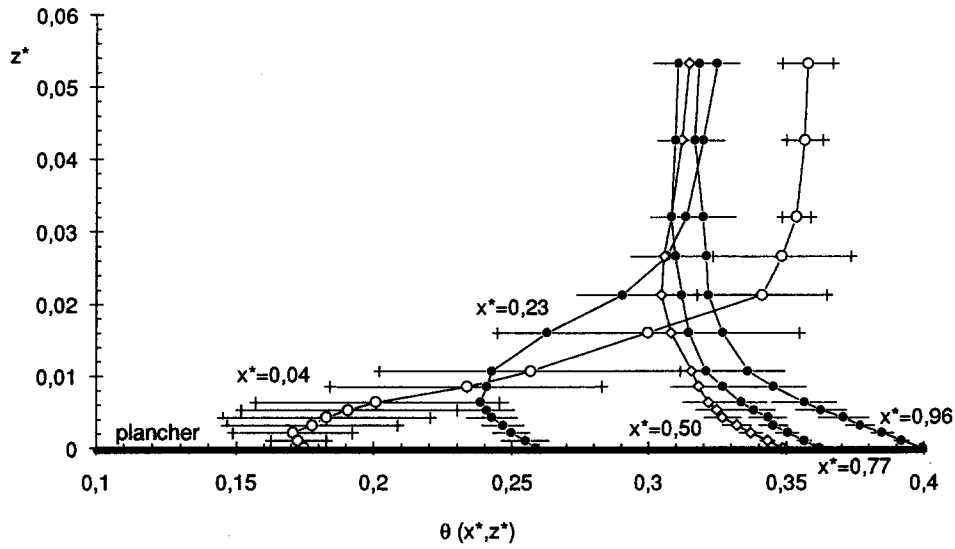
L'évaluation des pentes de ces profils, à proximité du plafond et du plancher, a permis de quantifier les transferts de chaleur à travers ces parois. Les pertes au niveau du plafond ont ainsi été estimées à 7% de la puissance injectée (8,2 W dans la cavité de mesure) et les gains, au niveau du plancher, s'élèvent à 8% de cette même puissance. Cette estimation fait apparaître un excédent d'énergie qui explique un léger décalage de la température relevée au centre de la cavité ( $\theta = 0,52$ ) par rapport à la température moyenne de référence (égale à 0,5).

Par extrapolation des profils jusqu'à la paroi, les températures des deux parois sont déterminées. Les valeurs, précisées dans le Tableau 1, montrent que les parois horizontales de la cavité se trouvent dans un état intermédiaire entre l'état adiabatique et l'état parfaitement conducteur. La répartition de température, le long des plafond et plancher, est donnée sur la Fig. 3. L'axe de symétrie, tracé sur cette figure, représente l'évolution, suivant la largeur de la cavité, de la température moyenne  $[\theta(x^*, 1) + \theta(1 - x^*, 0)]/2$ . Le léger décalage vers le haut de cet axe, traduit le fait que le niveau de la température mesurée le long du plancher est légèrement supérieur à celui relevé aux points symétriques le long du plafond. Cette légère dissymétrie du champ thermique sur les parois horizontales est interprétée comme la manifestation des premiers effets des variations des propriétés physiques avec la température (effets non Boussinesq) dus à l'écart de température imposé pour obtenir, dans cette géométrie, des valeurs aussi élevées du nombre de Rayleigh. Cette différence ne résulte pas d'un défaut d'isolation sur les faces avant ou arrière. Différents essais effectués de façon à obtenir, dans le cœur du volume, une température légèrement supérieure ou inférieure à la température ambiante, n'ont pas permis d'infirmer cette hypothèse. Par ailleurs, le fait que cette température moyenne soit décalée vers le haut, devrait, en toute rigueur, entraîner un effet plutôt stabilisant le long de la paroi verticale chaude et déstabilisant sur la paroi froide en vis à vis, ce qui n'est pas le cas. Par contre, cette dissymétrie pourrait suffire à déclencher des instabilités d'origine thermique plus virulentes au niveau du plancher qu'au niveau du plafond. Les gradients verticaux déstabilisants de température sont, en effet, plus importants le long du plancher, à proximité de la paroi chaude, que le long du plafond, au voisinage de la paroi froide (comme le montre la Fig. 2). Il en résulte, au plancher, des valeurs plus élevées du nombre de Rayleigh local pour le déclenchement des instabilités de type Rayleigh-Bénard. Des interactions complexes (décrites dans les paragraphes suivants) entre les mouvements oscillatoires présents dans la partie centrale, ces instabilités thermiques et l'écoulement vertical de couche limite, conduiraient alors à l'apparition de bouffées intermittentes du côté chaud seulement.

Dans le but de représenter les conditions aux limites



(a)



(b)

Fig. 2. Profils de température établis à proximité des parois horizontales isolées thermiquement, suivant la cote  $z^*$  et pour différentes abscisses  $x^*$ : (a) plafond, (b) plancher. Les points correspondent aux valeurs moyennes mesurées. Les barres horizontales représentent les fluctuations de température autour de la valeur moyenne.

Tableau 1. Niveaux de température sans dimension  $\theta$ , régissant au centre des parois horizontales, comparaison entre les mesures et les résultats numériques d'après [9]

Cas	Adiabatique	Expérience	Conducteur
$\theta(0,5; 1)$	0,85	0,70	0,50
$\theta(0,5; 0)$	0,15	0,35	0,50

mesures, l'évolution de la température pariétale en fonction de la coordonnée réduite  $x^*$ , ont été recherchées, sous la forme suivante :

$$\theta(x^*, z^*) = \frac{\tan(b + (x^* - 1)(b - a)) - \tan(a)}{\tan(b) - \tan(a)}$$

(6)

thermiques régnant sur le plafond et sur le plancher, des lois analytiques simples, donnant, à partir des

Du fait de la dissymétrie rencontrée, les meilleures corrélations trouvées ont donné, pour les coefficients  $a$  et  $b$ , des valeurs légèrement différentes, suivant qu'il

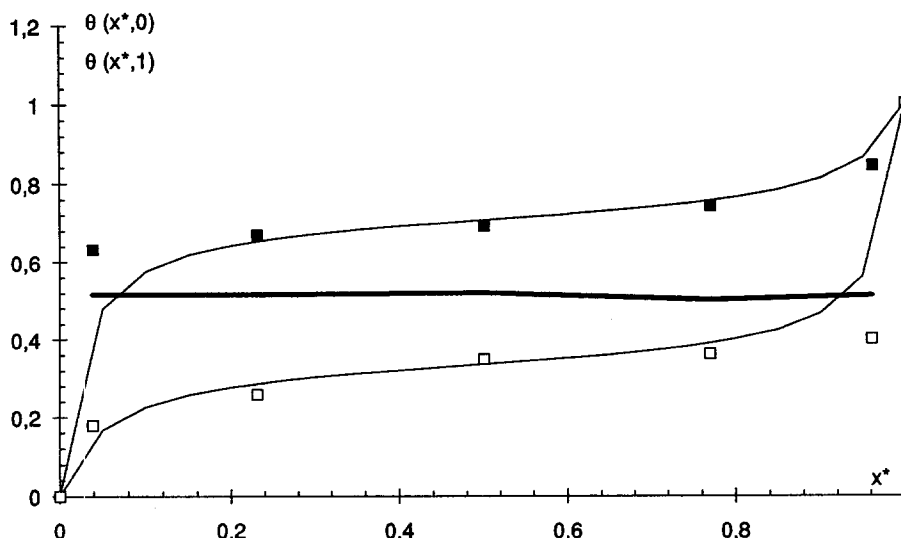


Fig. 3. Evolution, suivant la largeur de la cavité, des niveaux de température régnant sur les parois horizontales: ■ plafond  $\theta(x^*, 1)$ ; □ plancher  $\theta(x^*, 0)$ ; — courbe représentant l'évolution de la température moyenne

$$\frac{\theta(x^*, 1) + \theta(1 - x^*, 0)}{2}$$

s'agissait du plafond ou du plancher. Soit, pour le plafond ( $z^* = 1$ ), les valeurs  $a = -1,5$  et  $b = 1,4$ , et, au plancher ( $z^* = 0$ ), les valeurs  $a = -1,42$  et  $b = 1,495$ .

A proximité des parois actives, cette loi s'éloigne quelque peu des résultats expérimentaux. Pour cette valeur du nombre de Rayleigh, ces points sont difficilement accessibles par une loi de ce type, dont le choix a été motivé par la simplicité et l'unicité d'expression, car elle s'est trouvée tout à fait adaptée pour d'autres valeurs du nombre de Rayleigh.

### 3. CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES ET THERMIQUES DE L'ÉCOULEMENT DE CONVECTION NATURELLE

#### 3.1. Visualisations

Afin d'obtenir une approximation qualitative des structures d'écoulement rencontrées dans la cavité, des visualisations ont été effectuées. Elles ont été réalisées par une technique de tomographie laser, qui consiste à créer un plan lumineux à partir d'un faisceau issu d'une source laser argon (puissance 10 W). L'écoulement, matérialisé par des particules de fumée injectées avec précaution dans la cavité, est visualisé dans différents plans.

Dans le plan vertical médian de la cavité de mesure, perpendiculaire aux parois actives, il est possible de distinguer le développement de deux couches limites de faible épaisseur, l'une descendante le long de la paroi froide, l'autre ascendante le long de la paroi chaude, reliées entre elles par deux écoulements horizontaux le long du plafond et le long du plancher de

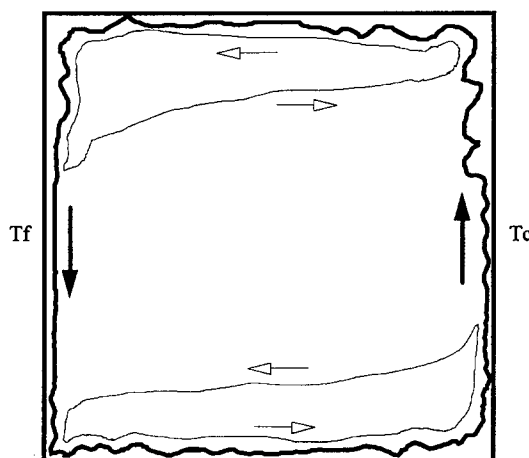


Fig. 4. Représentation schématique des circulations de fluide dans le plan vertical médian perpendiculaire aux parois actives. Les mouvements secondaires sont représentés par des traits en filet.

la cavité (Fig. 4). Une zone pratiquement au repos occupe la majeure partie de la cavité. Un examen plus détaillé a permis de discerner.

- (1) Dans le cœur de la cavité, l'existence de mouvements oscillatoires de grande période (quelques secondes), caractéristiques d'ondes de gravité entretenues.
- (2) L'amortissement, par les couches limites en début de développement, des perturbations provoquées par le brusque changement de direction de l'écoulement au voisinage des bords d'attaque.
- (3) L'apparition d'oscillations périodiques de la couche limite chaude à mi-hauteur et dans sa partie

supérieure, suivies, juste en aval, de la croissance de grosses structures tourbillonnaires, éjectées vers l'intérieur de la cavité.

(4) Une interaction complexe entre les oscillations dans le cœur de la cavité, la couche limite chaude et les instabilités thermiques sur le plancher, qui déclenche, dès le quart inférieur de la couche limite, des structures intermittentes qui se propagent ensuite le long de la paroi et viennent éclater à l'endroit où les tourbillons apparaissent, provoquant une décharge brutale du fluide vers l'intérieur de la cavité. Une dissymétrie de l'écoulement, avec une couche limite froide moins perturbée que la couche limite chaude, est particulièrement visible.

(5) Dans les coins en sortie des couches limites, il n'apparaît pas de recirculation ou de décollement de fluide.

(6) Le long des parois horizontales, l'écoulement se relaminarise rapidement.

(7) Dans les parties haute et basse de la cavité, les visualisations montrent l'existence de deux grands mouvements de recirculation corotatifs et de très faible vitesse.

Par ailleurs, aucune structure tridimensionnelle significative n'a pu être mise en évidence dans l'ensemble de la cavité.

### 3.2. Analyse spectrale du signal de température

3.2.1. *Dans le cœur de la cavité.* Les ondes de gravité, détectées dans la partie centrale de la cavité lors des visualisations, ont été examinées par analyse spectrale du signal délivré par un thermocouple placé au centre de la cavité (fréquence d'échantillonnage de 1 Hz, résolution de 0,0039 Hz). Les résultats, présentés sur la Fig. 5, laissent ressortir une fréquence dominante de 0,065 Hz. En valeur sans dimension, rapportée à la fréquence de Brünt-Väisälä,  $f_{bv} = 0,507$  Hz, calculée à partir du gradient constant de température dans la partie centrale ( $S = 0,37$  en unité  $\Delta T/H$ ), cette fréquence adimensionnelle dominante est égale à 0,128. Cette valeur rejoint celle obtenue numériquement par Xin [9] pour une cavité de rapport de forme 4 et des calculs effectués pour une valeur du nombre de Rayleigh égale à  $2 \times 10^9$ . Ce spectre n'est pas pur, il est influencé par l'éjection des structures tourbillonnaires de la couche limite chaude et par la réflexion de ces ondes sur la frontière des couches limites.

3.2.2. *Dans la couche limite chaude.* Les fréquences apparaissant progressivement au cours du développement de la couche limite chaude ont été relevées en disposant un thermocouple à différentes hauteurs ( $z^* = 0,11$ ,  $z^* = 0,32$ ,  $z^* = 0,64$ ,  $z^* = 0,85$ ), dans la zone où les fluctuations de température sont maximales (à environ 4 mm de la paroi), à partir d'acquisitions effectuées à des fréquences d'échantillonnage adaptées (de 1 à 10 Hz suivant la position). Les évolutions temporelles et les densités spectrales associées sont présentées sur les Fig. 6(a)–(d). Les basses fréquences, relevées en bas de la couche limite [Fig. 6(a)], sont du

même ordre de grandeur que celles relatives aux ondes de gravité, ce qui confirme, pour ces élévations, la forte influence des oscillations du cœur sur l'écoulement de couche limite. Le pic de fréquence au voisinage de 0,219 Hz correspond aux instabilités d'origine thermique qui, déclenchées le long du plancher, sont advectées et viennent exciter l'écoulement de couche limite. A  $z^* = 0,32$  [Fig. 6(b)], l'interaction de ces deux phénomènes provoque l'excitation de fréquences intermédiaires, dans la gamme 0,17 Hz à 0,5 Hz, mais avec une puissance spectrale moindre. La Fig. 6(c), obtenue à la cote  $z^* = 0,638$ , se rapporte à la zone correspondant à la fin de la relaminarisation de la couche limite. L'évolution temporelle, dont on remarquera le caractère intermittent, fait nettement ressortir une oscillation régulière de la couche limite, caractérisée par une fréquence de 1,2 Hz (les ondes de Tollmien-Schlichting). En aval de cette cote, l'écoulement devient chaotique [Fig. 6(d)].

### 3.3. Le transfert convectif sur les parois actives

Des mesures précises de température, à proximité immédiate des parois verticales chaude et froide, ont permis de quantifier les transferts de chaleur convectifs pariétaux, à partir de la détermination des gradients thermiques dans la sous-couche visqueuse. Des profils ont été établis sur toute la hauteur de la cavité, en prenant un soin particulier au positionnement de la sonde. Il a ainsi été possible d'accéder à des valeurs locales du nombre de Nusselt, défini par :

$$Nu(z) = \frac{L}{\Delta T} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_z \quad (7)$$

Dont l'évolution, le long de chacune des deux parois, est présentée sur la Fig. 7. Malgré la différence de comportement dynamique, le comportement identique des transferts thermiques pour les deux parois est frappant. Toutefois, après intégration de ces profils sur toute la hauteur de la cavité, deux valeurs du nombre de Nusselt moyen sont obtenues, l'une relative à la paroi froide  $\overline{Nu}_f = 56$ , l'autre relative à la paroi chaude  $\overline{Nu}_c = 53$ , ce qui conduit à un écart relatif :

$$\frac{\overline{Nu}_c - \overline{Nu}_f}{\overline{Nu}_c} = -6\% \quad (8)$$

Il est paradoxal de constater que c'est le long de la paroi chaude, siège d'instationnarités dynamiques plus prononcées que le long de la paroi froide, que les transferts convectifs sont les plus faibles. Cette petite différence est attribuée au fait que le niveau moyen de température, en dehors des couches limites, est toujours supérieur à ce qu'il serait dans le cas d'une centro-symétrie parfaite, ce qui favorise donc le transfert sur la paroi froide.

Une représentation intéressante, illustrant les variations le long de la paroi chaude, du nombre de Nusselt local autour de sa valeur moyenne, est celle qui tient compte des fluctuations de température, pour déterminer les pentes extrêmes des profils au voisinage des



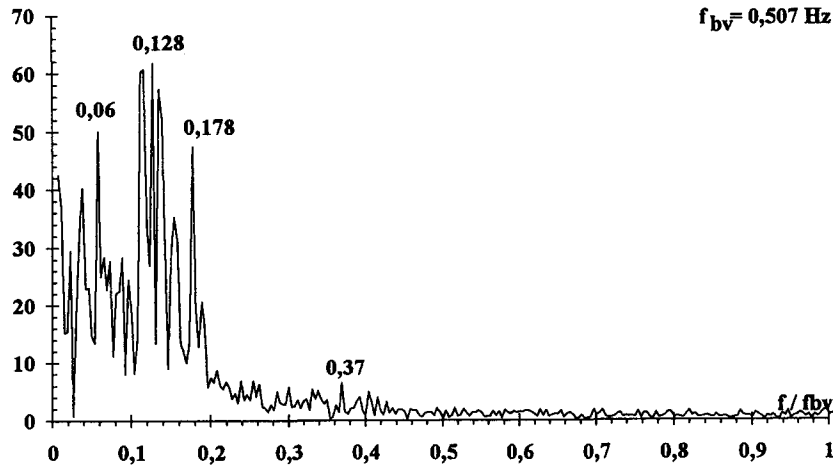
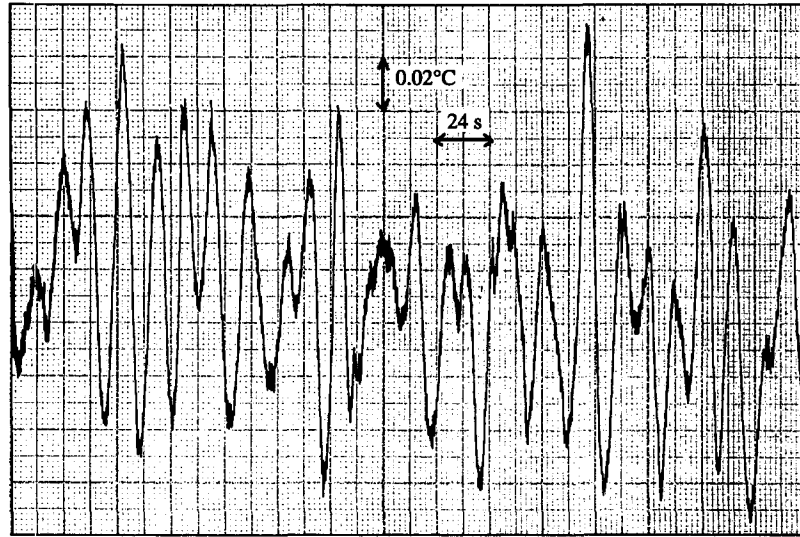


Fig. 5. Analyse spectrale du signal de température dans le cœur de la cavité ( $x^* = 0,5, z^* = 0,5$ ) : reproduction de l'enregistrement graphique de l'évolution temporelle du signal délivré par le thermocouple et densité spectrale associée.

parois (Fig. 8). L'examen de cette courbe permet de préciser les trois zones d'évolution de l'écoulement dans la couche limite : perturbation de l'écoulement de coin jusqu'à  $z^* = 0,24$ , relaminarisation, puis brusque amplification des instationnarités à partir de  $z^* = 0,70$ .

#### 4. CONCLUSIONS

Une étude expérimentale détaillée des écoulements d'air de convection naturelle en cavité aux parois verticales différentiellement chauffées a été présentée. Les résultats se rapportent à une valeur du nombre de Rayleigh caractéristique de  $1,69 \times 10^9$ . Le soin apporté aux conditions aux limites thermiques régnant sur les différentes parois de la cavité a permis d'obtenir un très bon degré d'isolation de la cavité. Des mesures locales de température, à proximité immédiate des

parois horizontales, isolées thermiquement, ont permis de préciser les répartitions de température obtenues réellement et de donner des lois d'évolution facilement intégrables dans les codes de calcul, en vue de comparaisons éventuelles. La structure générale de l'écoulement se distingue de celle observée dans le cas de parois horizontales parfaitement adiabatiques, par l'existence, dans la partie centrale de la cavité, de deux grands mouvements secondaires de recirculation, affectant les parties supérieure et inférieure de la cavité. Dans le cœur, la présence d'ondes de gravité, de fréquence adimensionnelle égale à 0,128, est clairement mise en évidence. Par ailleurs, il s'est avéré que les effets non Boussinesq, bien que très faibles, engendraient une très faible dissymétrie des conditions thermiques régnant sur les parois horizontales et pouvaient provoquer des différences plus importantes sur la dynamique des écoulements dans les deux couches

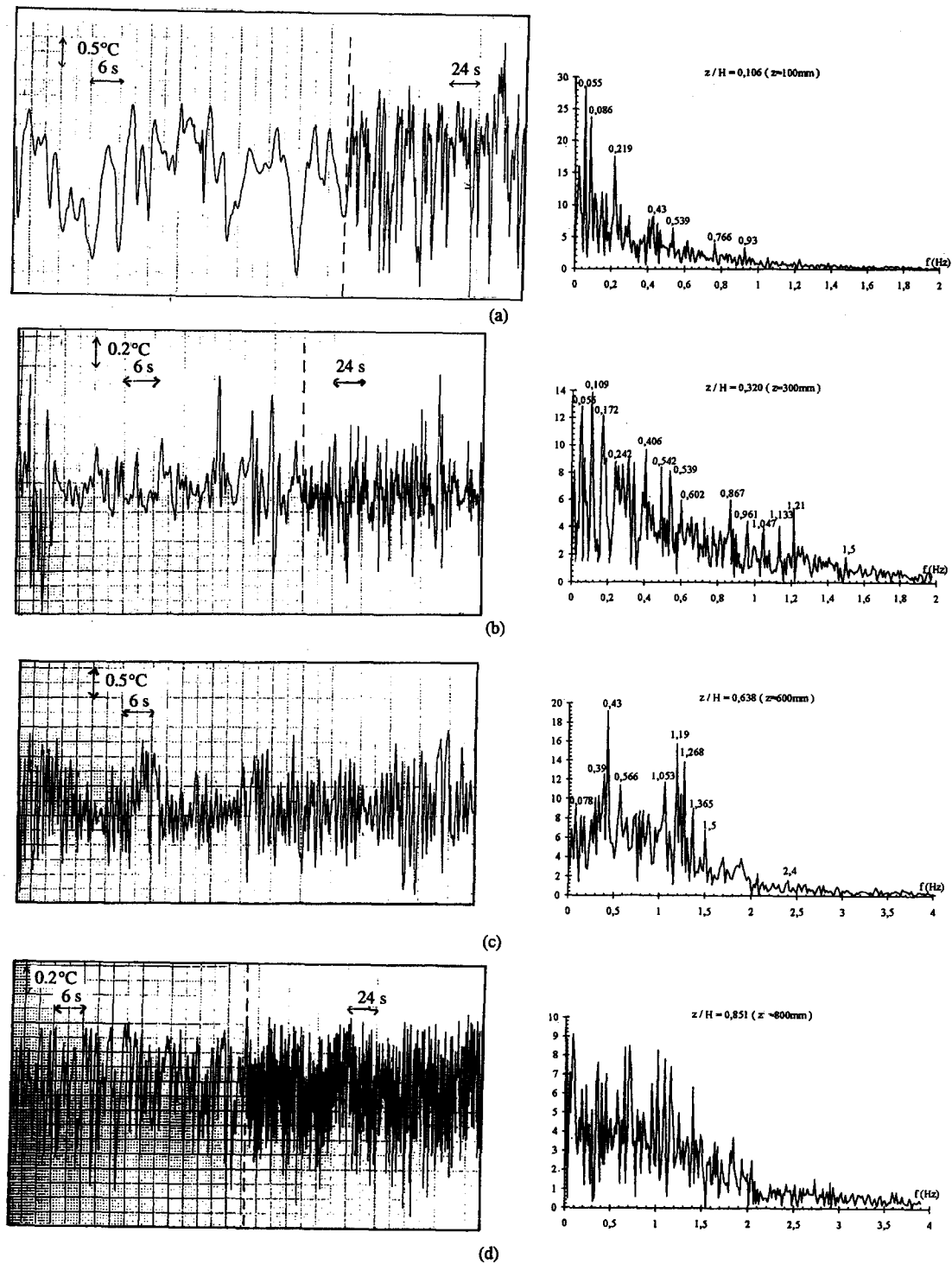


Fig. 6. Analyses spectrales du signal instantané de température, réalisées pour différentes positions du thermocouple dans la couche limite chaude. Reproductions d'enregistrements graphiques d'évolutions temporelles et densités spectrales associées : (a)  $z^* = 0,106$ ; (b)  $z^* = 0,320$ ; (c)  $z^* = 0,638$ ; (d)  $z^* = 0,851$ .

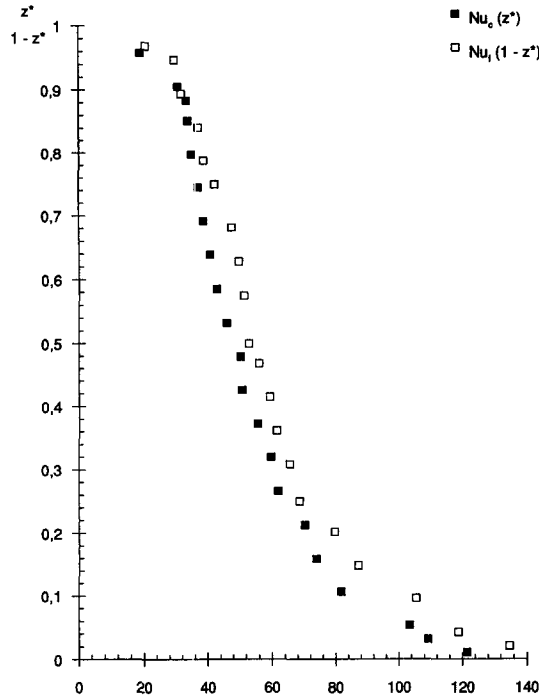


Fig. 7. Evolution du nombre de Nusselt local le long des parois verticales actives : ■ paroi chaude  $Nu_c(z^*)$ ; □ paroi froide  $Nu_l(1-z^*)$ .

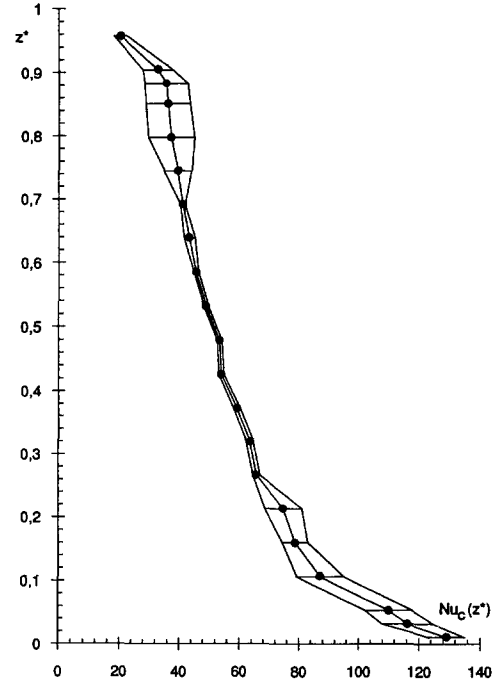


Fig. 8. Représentation des variations du nombre de Nusselt local autour de sa valeur moyenne, à partir de l'évaluation des pentes extrêmes des profils de température. Evolution le long de la paroi chaude.

limites verticales en développement le long des parois actives. Ainsi, des interactions complexes entre les instabilités thermiques se déclenchant le long du plancher et les mouvements oscillatoires de la partie centrale de la cavité, provoqueraient l'apparition de structures intermittentes le long de la paroi chaude, qui se propageraient dans la couche limite, se mêleraient aux ondes de Tollmien-Schlichting et seraient éjectées plus haut vers l'intérieur de la cavité. En revanche, la couche limite froide resterait parfaitement laminaire, pour cette valeur du nombre de Rayleigh caractéristique.

RÉFÉRENCES

1. P. Le Quéré, Etude de la transition à l'instationnarité des écoulements de convection naturelle en cavité verticale différentiellement chauffée par méthodes spectrales Chebyshev, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Poitiers, France (1987).
2. S. Paolucci and D. Chenoweth, Transition to chaos in a differentially heated vertical cavity, *J. Fluid Mech.* **201**, 379-410 (1989).
3. A. Ndame, Etude expérimentale de la convection naturelle en cavité : de l'état stationnaire au chaos, Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, France (1992).
4. F. Penot, A. Ndame and P. Le Quéré, Investigation of the route to turbulence in a vertical differentially heated cavity, *Proceedings of the 9th International Heat Transfer Conference*, Jerusalem, Vol. 2, pp. 417-422 (1990).

5. I. J. Opstelten, R. A. W. M. Henkes and J. C. Hoogendoorn, On instability mechanisms of the natural-convection flow in a side-heated cubical enclosure, *Proceedings of the 1st European Heat Transfer Conference*, Birmingham, U.K., Vol. 1, pp. 523-530 (1992).
6. P. Le Quéré, An improved Chebyshev collocation algorithm for direct simulation of 2D turbulent convection in differentially heated cavities, *Proceedings of ICOSAHOM*, Montpellier, France (June 1992).
7. S. Paolucci, Direct numerical simulation of two-dimensional turbulent natural convection in an enclosed cavity, *J. Fluid Mech.* **215**, 229-262 (1990).
8. R. A. W. M. Henkes, Turbulent natural boundary layers, Ph.D. Thesis, Delft University of Technology, The Netherlands (1990).
9. S. Xin, Simulations numériques de convection naturelle turbulente, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, France (1993).
10. R. Cheeswright and S. Ziai, Distributions of temperature and local heat transfer rate in turbulent natural convection in a large rectangular cavity, *Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference*, San Francisco, California, pp. 1465-1470 (1986).
11. R. Cheeswright, K. J. King and S. Ziai, Experimental data for the validation of computer codes for the prediction of two-dimensional buoyant cavity flows, *Proceedings of the ASME Meeting*, Vol. HTD-60, pp. 75-81 (1986).
12. A. Bowles and R. Cheeswright, Direct measurements of the turbulence heat flux in a large rectangular air cavity, *Exp. Heat Transfer* **2**, 59-69 (1989).
13. ARC Convection naturelle dans l'habitat—Bilan et perspectives, Ed. CNRS/PIRSEM, Lyon (1986).

NATURAL CONVECTION IN A DIFFERENTIALLY HEATED SQUARE CAVITY:  
EXPERIMENTAL INVESTIGATION AT  $Ra = 1.69 \times 10^9$

**Abstract**—Experimental investigations were conducted in a cubic air filled cavity ( $L = 1.04$  m,  $H = 0.94$  m,  $P = 0.70$  m). The cavity was equipped with two opposing differentially heated vertical walls maintained at uniform temperatures, with two insulated horizontal walls and two adiabatic lateral vertical walls. The experimental apparatus, designed to obtain well controlled boundary conditions, is reported in details. An examination of temperature fields in the vicinity of the ceiling and the floor allowed the characterization of the actual boundary conditions on these walls. An analytic law was determined, giving the temperature distribution along each horizontal wall. Flow visualizations, using laser tomography and spectral analysis of time dependent signal of the temperature recorded at several characteristic points in the cavity, were performed. It pointed out the existence of unsteadiness and revealed a complex interaction between internal gravity waves, thermal instabilities along the floor and Tollmien-Schlichting waves in the hot vertical boundary layer. Heat transfer along the active walls was evaluated from temperature measurements taken very close to the walls.