



Etude numérique de la convection naturelle transitoire au sein d'une cavité chauffée périodiquement avec différents types d'excitations

Numerical study of transient natural convection in a cavity heated periodically with different types of excitations

E.K. Lakhal^a, M. Hasnaoui^{a,*}, P. Vasseur^b

^a*Département de Physique, Faculté des Sciences Semlalia, B.P. 2390, Marrakech, Morocco*

^b*Ecole Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, Suc. 'Centre-Ville', Montréal, P.Q., Canada H3C 3A7*

Reçu le 4 mars 1999

Résumé

Une investigation de la convection naturelle transitoire au sein d'une cavité carrée ($A = 1$) est conduite numériquement. Le système est refroidi par le haut d'une façon isotherme et chauffé partiellement sur le côté avec deux types d'excitations. Dans le premier type, la température varie sinusoidalement dans le temps alors que dans le second, elle a la forme d'un signal carré (pulsatoire). Pour chaque type d'excitation, on étudie l'influence de l'amplitude de la température imposée ($0 \leq a \leq 1$), de sa période ($10^{-5} \leq \tau \leq 4$), de la longueur de l'élément chauffant ($0 \leq B = l'/L' \leq 1$), de sa position ($-0.25 \leq \epsilon = (y'_2 + y'_1 - H')/(2H') \leq 0.25$) et du nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) sur l'écoulement et sur le transfert de chaleur résultants. Le fluide est considéré comme étant de l'air ($Pr = 0.72$). Les résultats obtenus montrent que les valeurs moyennes du transfert de chaleur et de l'intensité de l'écoulement sont considérablement différentes de celles obtenues en régime stationnaire. De plus, il est montré que dans certaines conditions, la chaleur évacuée à travers la paroi froide de la cavité entre en résonance avec la température imposée. Les fréquences pour lesquelles ce phénomène est observé sont déterminées pour les différents types d'excitations considérés dans cette étude. © 1999 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

Abstract

A study of the transient natural convection in a square cavity ($A = 1$) is conducted numerically. The system is cooled isothermally from the above and partially heated from the side with two types of excitations. In the first type, the temperature is varied sinusoidally in time while in the second, it varies with a pulsating manner. For each type of excitation, the effect of the amplitude of the exciting temperature ($0 \leq a \leq 1$), its period ($10^{-5} \leq \tau \leq 4$), the length of the heated element ($0 \leq B = l'/L' \leq 1$), its position ($-0.25 \leq \epsilon = (y'_2 + y'_1 - H')/(2H') \leq 0.25$) and the Rayleigh number ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) on the resulting fluid flow and heat transfer is studied. The working fluid is air

* Corresponding author.

E-mail address: hasnaoui@ucam.ac.ma (M. Hasnaoui)

Nomenclature

a	amplitude adimensionnée de la température ($a'/\Delta T'$)
A	rapport de forme de la cellule (L'/H')
B	longueur de l'élément chauffant ($(y'_2 - y'_1)/H'$)
CC	chauffage constant
CP	chauffage pulsatoire
CS	chauffage sinusoïdal
g	accélération de la pesanteur
H'	hauteur de la cellule
L'	largeur de la cellule
Pr	nombre de Prandtl (ν/α)
Q_F	densité de flux thermique adimensionnée à travers la paroi froide
Ra	nombre de Rayleigh ($g\beta\Delta T'H'^3/(\nu\alpha)$)
T	température adimensionnée ($(T' - T'_F)/\Delta T'$)
TC	température constante
TP	température pulsatoire
TS	température sinusoïdale
T'_F	température de référence
$\Delta T'$	différence de température ($\overline{T'_C} - T'_F$)
t	temps adimensionné ($t'/(H'^2/\alpha)$)
u, v	vitesses adimensionnées selon les axes x et y ($(u', v')H'/\alpha$)
x, y	coordonnées adimensionnées ($(x', y')/H'$)
y_c	position du centre de l'élément chauffant ((y'_c/H'))

Symboles grecs

α	diffusivité thermique
β	coefficient d'expansion volumique
ν	viscosité cinématique
ρ	masse volumique du fluide
Ψ	fonction de courant adimensionnée (ψ'/α)
Ω	vorticité adimensionnée ($\Omega'H'^2/\alpha$)
ϵ	position du centre de l'élément chauffant ($(y'_1 + y'_2 - H')/(2H')$)
τ	période de la température excitatrice adimensionnée ($\tau'/(H'^2/\alpha)$)

Indices supérieurs

'	variables dimensionnées
–	grandeurs moyennes

Indices inférieurs

ex	excitatrice
C	paroi chaude
cr	critique
F	paroi froide
max	valeur maximale
min	valeur minimale

($Pr = 0.72$). The results obtained show that the mean values of heat transfer and flow intensity are considerably different with those obtained in stationary regime. In addition, it is demonstrated that, in some conditions, the heat evacuated through the cold surface of the cavity resonates with the imposed temperature. The frequencies for which this phenomenon is observed are calculated for the two types of excitations considered in this study. © 1999 Elsevier Science Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Au cours de ces dernières années, le problème de la convection naturelle de fluides confinés dans des cavités a fait l'objet de nombreuses études. Une excellente revue des travaux effectués dans le passé dans ce domaine a été présentée par Ostrach [1], Bejan [2] et Yang [3]. Ces travaux indiquent clairement que la plupart des études disponibles dans ce domaine portent sur des écoulements convectifs en régime permanent, ce qui est le cas de la plupart des applications pratiques. Il existe cependant un certain nombre de situations où l'énergie fournie aux systèmes est variable dans le temps donnant ainsi naissance à des modes de convection transitoires ou instationnaires. Les collec-

teurs d'énergie solaire ou l'alimentation des circuits électroniques par un courant alternatif sont des exemples de tels systèmes.

Les premières études portant sur le comportement instationnaire de la convection naturelle concernent le cas de cavités soumises à des conditions thermiques permanentes. Pour cette situation, l'obtention de régimes convectifs transitoires, observés dans certaines conditions, est due à l'existence d'instabilités dynamiques au voisinage des parois [4–6] ainsi qu'à la formation d'instabilités thermiques [7]. De tels écoulements ont également été observés dans le cas de distributions spéciales de la température sur les parois de la cavité [8,9] ou pour des cavités de grandes extensions [10].

En ce qui concerne la convection naturelle transitoire induite par l'imposition de conditions thermiques sur la cavité variant dans le temps, il existe relativement peu de travaux disponibles dans la littérature. Parmi les premières contributions, on peut citer celle de Patterson et Imberger [11] qui ont étudié le cas d'une couche fluide initialement au repos dans une enceinte dont les parois verticales sont soumises à une variation brusque de la température à un instant donné. Hall et al. [12] ont étudié le comportement transitoire de la réponse en convection naturelle d'une cavité lorsque la température d'une paroi est brusquement changée, les autres parois étant adiabatiques. Dans la même optique, Vasseur et Robillard [13] ont étudié numériquement le refroidissement convectif transitoire d'une cavité rectangulaire dont les parois sont soumises à une diminution continue de la température à des taux constants. Il a été montré qu'après un temps suffisamment long, la solution devient quasi-stationnaire, caractérisée par un champ de vitesse indépendant du temps et par une différence de température constante entre le fluide et la paroi. L'effet du refroidissement soudain d'une paroi verticale d'une cellule remplie d'un fluide initialement à température uniforme a été considéré par Nicolette et al. [6]. Les résultats numériques sont en bon accord avec les mesures expérimentales obtenues par les mêmes auteurs. Shaladow et al. [14] ont étudié le cas d'une cavité chauffée d'une façon intermittente par une température qui augmente linéairement à chaque pas de temps. Les résultats numériques et expérimentaux montrent que les champs d'écoulement et de température sont peu affectés par les conditions aux limites thermiques variables.

Dans une étude numérique et analytique, Yang et al. [15] ont analysé la réponse de l'écoulement dans une cavité verticale de grande extension dont l'une de ses parois verticales est soumise à une température qui varie périodiquement dans le temps. Pour des fréquences faibles et élevées, ils ont observé que les caractéristiques de l'écoulement s'accordent bien avec celles de la convection naturelle de long d'une plaque plane verticale soumise aux mêmes conditions thermiques. Kazmierczak et Chinoda [16] ont étudié la convection naturelle transitoire dans une cavité carrée due à une variation sinusoïdale de la température d'une paroi verticale chaude. La paroi opposée (froide) est maintenue à une température constante constamment inférieure à celle de la paroi verticale. Ils ont analysé les effets de la période et de l'amplitude de la température oscillante sur l'écoulement du fluide et sur le transfert de chaleur à travers la paroi froide de la cavité. Toutes les solutions transitoires obtenues sont périodiques dans le temps, et montrent que, malgré la dépendance des conditions aux limites vis-à-vis du temps et les variations notables des champs d'écoulement et de

température, le transfert de chaleur moyen (dans le temps) évalué sur un cycle est approximativement égal à la valeur obtenue lorsque la paroi chaude est maintenue à une température constante. Lage et Bejan [17] ont étudié numériquement et théoriquement la convection naturelle dans une cavité carrée refroidie isothermiquement sur un côté vertical alors que la paroi opposée est chauffée par un flux thermique pulsatoire. Ils ont montré que, pour une fréquence qui impose le flux de chaleur pulsé, la convection naturelle induite dans la cavité entre en résonance avec la température aux limites. Cette résonance est caractérisée par des fluctuations maximales du taux de transfert de chaleur à travers un plan vertical passant par le centre géométrique de la cellule. Ils ont observé également, en se basant sur les résultats numériques, que le phénomène de résonance existe dans la marge 0.01–7 du nombre de Prandtl et qu'il s'amplifie à mesure que le nombre de Rayleigh augmente.

En ce qui concerne le cas d'une cellule chauffée par le bas d'une façon transitoire, il semble que la première investigation faite sur cette configuration soit due à Mantle-Miller et al. [18]. Dans cette étude expérimentale, les auteurs ont examiné l'écoulement et le transfert de chaleur en convection naturelle dans le cas où la température de la paroi chaude varie périodiquement dans le temps autour d'une valeur moyenne, la paroi supérieure froide étant maintenue à une température constante et les parois verticales adiabatiques. L'amplitude des oscillations de la température imposée varie entre 3 et 70% de la différence des températures moyennes sur les parois thermiquement actives. Pour des variations faibles de la température excitatrice, il est montré que le transfert de chaleur moyen sur un cycle est comparable au transfert de chaleur permanent calculé à partir de la température moyenne de la paroi chaude. Cependant, pour des grandes modulations de la température, on peut observer des différences de l'ordre de 12% entre ces deux valeurs. Plus récemment, Lakhal et al. [19,20] ont étudié numériquement l'effet d'un chauffage variable sur la convection naturelle transitoire conduite dans une cavité carrée chauffée partiellement par le bas. L'effet de plusieurs paramètres dominants, à savoir: la position et la longueur de l'élément chauffant, l'amplitude et la période de la température excitatrice et le nombre de Rayleigh sur le transfert de chaleur et sur l'écoulement du fluide est analysé. Les conclusions principales concernent la période et l'amplitude de la quantité de chaleur qui quitte le système à travers sa paroi froide. Contrairement aux résultats obtenus par Kazmierczak et Chinoda [16], il semble que les solutions trouvées n'oscillent avec la même période que celle de la température excitatrice que pour des nombres de Rayleigh modérés. De plus, pour une combinaison donnée des différents paramètres géométriques et thermophysiques, une double

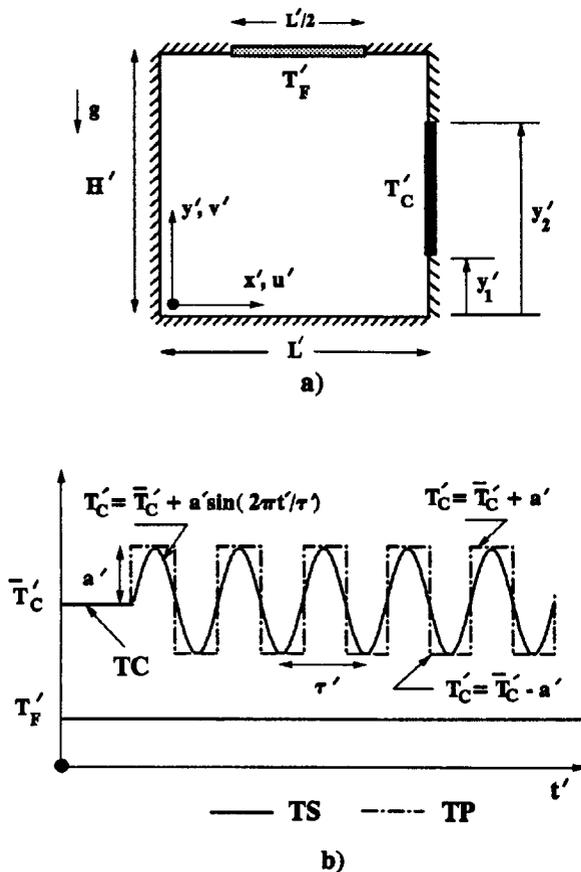


Fig. 1. (a) Configuration étudiée. (b) Variation de la température excitatrice T'_C en fonction du temps t' .

périodicité de l'écoulement du fluide et du transfert de chaleur a été obtenue.

2. Position du problème et conditions aux limites

La configuration géométrique étudiée, les conditions aux limites et les axes de coordonnées sont montrés sur la Fig. 1(a). La portion chauffée de la paroi verticale droite et la moitié centrale de la paroi horizontale supérieure sont maintenues, respectivement, aux températures chaude T'_C et froide T'_F alors que le reste des parois de la cavité sont considérées adiabatiques. La température chaude T'_C varie de façon sinusoidale (TS) ou pulsatoire (TP). A noter que la température excitatrice adimensionnelle T_{ex} est introduite une fois un régime permanent, résultant d'une température imposée constante (TC), est établi. La température T'_F est maintenue constante et constamment inférieure à celle de la température chaude (Fig. 1(b)).

L'écoulement résultant est supposé bidimensionnel (troisième dimension de la cavité suffisamment grande) et laminaire, et les propriétés du fluide sont considérées

constantes. On néglige l'échauffement dû à la viscosité dans l'équation d'énergie car les vitesses en convection naturelle sont modérées. La variation de la masse volumique suivant la température est calculée en utilisant l'approximation de Boussinesq. En adoptant la formulation rotationnel-fonction de courant et les notations courantes, les équations régissantes sont les suivantes:

Equation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial u \Omega}{\partial x} + \frac{\partial v \Omega}{\partial y} = -RaPr \frac{\partial T}{\partial x} + Pr \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} \right] \quad (1)$$

Equation de l'énergie

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial u T}{\partial x} + \frac{\partial v T}{\partial y} = \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad (2)$$

Equation de la vorticité

$$\left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right] = -\Omega \quad (3)$$

avec

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (4)$$

Les Eqs. (1)–(4) ont été adimensionnées en utilisant comme échelles caractéristiques la hauteur H' de la cellule, la différence de température ($\Delta T' = T'_C - T'_F$) entre les parois thermiquement actives, la vitesse (α/H') et le temps (H'^2/α). Les quantités prim es désignent des grandeurs dimensionnelles.

Les conditions aux limites hydrodynamiques sont caractérisées par le non glissement des particules fluides sur les parois solides et l'imperméabilité de celles-ci, ce qui donne $u = v = 0$ sur toutes les parois i.e.

$$\Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial n} = 0 \quad (5)$$

où n désigne la normale à l'élément de surface considéré sur une paroi donnée.

Les conditions aux limites relatives à ce problème sont données par:

$$T = 1 + T_{ex} \quad \text{pour} \quad x = A \text{ et } y_1 \leq y \leq y_2$$

$$T = 0 \quad \text{pour} \quad y = 1 \text{ et } 0.25 \leq x \leq 0.75$$

$$\frac{\partial T}{\partial n} = 0 \quad \text{sur les portions adiabatiques} \quad (6)$$

avec $A = L'/H'$ est le rapport de forme de la cellule.

La température excitatrice est définie par:

$$T_{\text{ex}} = a \sin(2\pi t/\tau)$$

pour le chauffage sinusoïdal

$$T_{\text{ex}} = a \quad \text{pour } k\tau \leq t \leq (k + 1/2)\tau$$

pour le chauffage pulsatoire

$$T_{\text{ex}} = -a \quad \text{pour } (k + 1/2)\tau \leq t \leq (k + 1)\tau$$

pour le chauffage pulsatoire (7)

k étant un nombre entier désignant l'ordre relatif au cycle de la température excitatrice et $a = a'/\Delta T'$ l'amplitude adimensionnée de la température excitatrice.

A chaque pas de temps, le flux thermique global (non normalisé par rapport à la conduction) quittant la cavité à travers la paroi froide ($y = 1$) est calculé au moyen de l'expression

$$Q_{\text{F}}(t) = -\frac{2}{A} \int_{A/4}^{3A/4} \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y} \Big|_{y=1} dx. \quad (8)$$

Dans le cas d'un régime périodique établi, la valeur moyenne, \bar{Q}_{F} , dans le temps du flux thermique échangé à la paroi froide de la cavité est donné par l'intégration du flux thermique instantané, $Q_{\text{F}}(t)$, pendant un cycle d'écoulement

$$\bar{Q}_{\text{F}} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} Q_{\text{F}}(t) dt. \quad (9)$$

3. Résolution numérique

Les équations de conservation (1)–(4) décrivant l'écoulement et le transfert de chaleur de ce problème sont discrétisées en approchant les dérivations partielles par des différences finies. Les équations d'énergie et de transport de vorticit  tant paraboliques par rapport au temps et elliptiques par rapport aux coordonnées spatiales, sont intégrées par la méthode ADI (méthode implicite aux directions alternées). Le champ de fonction de courant à un instant donné est déterminé, en tout noeud (i, j) du domaine, à partir de l'équation (3) en utilisant la méthode SOR (sur-relaxation successive) par point. Le champ de vitesse est ensuite déduit de (4) en utilisant, pour les dérivations de Ψ , des différences centrées précises d'ordre deux. Afin de satisfaire l'équation de continuité, une variation de la fonction de courant inférieure à 10^{-5} sur tous les noeuds du domaine a été adoptée comme critère de convergence. Le pas de temps considéré pour toutes les solutions présentées est $\delta t = 0.2 \times 10^{-5}$ car il a été vérifié numériquement que toutes les solutions transitoires étaient indépendantes du pas de temps

pour des valeurs de δt inférieures à cette valeur. A noter que ce pas est cinq fois plus faible que la plus petite période utilisée ($\tau = 10^{-5}$). Le maillage uniforme utilisé est de 41×41 noeuds suivant les directions x et y . La sensibilité de la solution au choix du maillage a montré que la différence maximale obtenue ne dépasse pas 3.5% en terme de transfert de chaleur lorsque des maillages plus fins (81×81) sont considérés. D'autre part, la faible amélioration quantitative des résultats obtenus en raffinant le maillage est sanctionnée par des temps de calcul exorbitants.

La validité du modèle numérique a été vérifiée en comparant les résultats de la présente étude avec ceux de Hasnaoui et al. [21] et de Samuels et Churchill [22] obtenus pour le cas d'une cavité chauffée isothermiquement par le bas. Des différences maximums de 0.5 et de 2% ont été trouvées, respectivement, avec les première et deuxième études précitées. D'autres tests ont été effectués en procédant à un bilan d'énergie. En fait, puisque les parois non thermiquement actives sont adiabatiques, toute l'énergie qui entre dans la cavité à travers la surface chaude doit quitter cette dernière à travers la paroi froide. Ce bilan a été vérifié à 1% près. Dans le cas de la convection transitoire, notre code numérique a été testé sur la même cavité rectangulaire différentiellement chauffée par ses parois verticales que celle utilisée par Kazmierczak et Chinoda [16]. Les résultats obtenus sont comparables pour différentes amplitudes et fréquences de la température excitatrice. Des écarts maximums de 0.3% et de 1.2%, respectivement, en termes de transfert de chaleur et de fonction de courant sont observés.

4. Résultats et discussion

4.1. Résultats relatifs au chauffage constant

Une étude conduite en régime établi, montre que pour tous les nombres de Rayleigh compris entre 10^3 et 7×10^5 , l'écoulement stationnaire est formé d'une cellule négative; tournant dans le sens trigonométrique. Au delà de cette limite supérieure de Ra , une cellule de recirculation positive, représentant l'écoulement secondaire et tournant dans le sens horaire, apparaît sur l'un des coins inférieurs ou supérieurs de la cavité. Cependant, son intensité reste très faible devant celle de la cellule principale dans la marge de Ra considérée ($Ra \leq 10^6$). Ainsi, les résultats relatifs au régime permanent sont présentés 'à titre de référence' pour évaluer l'apport du chauffage variable.

Concernant le temps adimensionnel nécessaire au développement du régime permanent, il est montré que ce dernier dépend uniquement de Ra . En effet, pour des nombres de Rayleigh compris entre 10^3 et 7×10^5 , ce temps est généralement de l'ordre de 0.5 alors qu'il

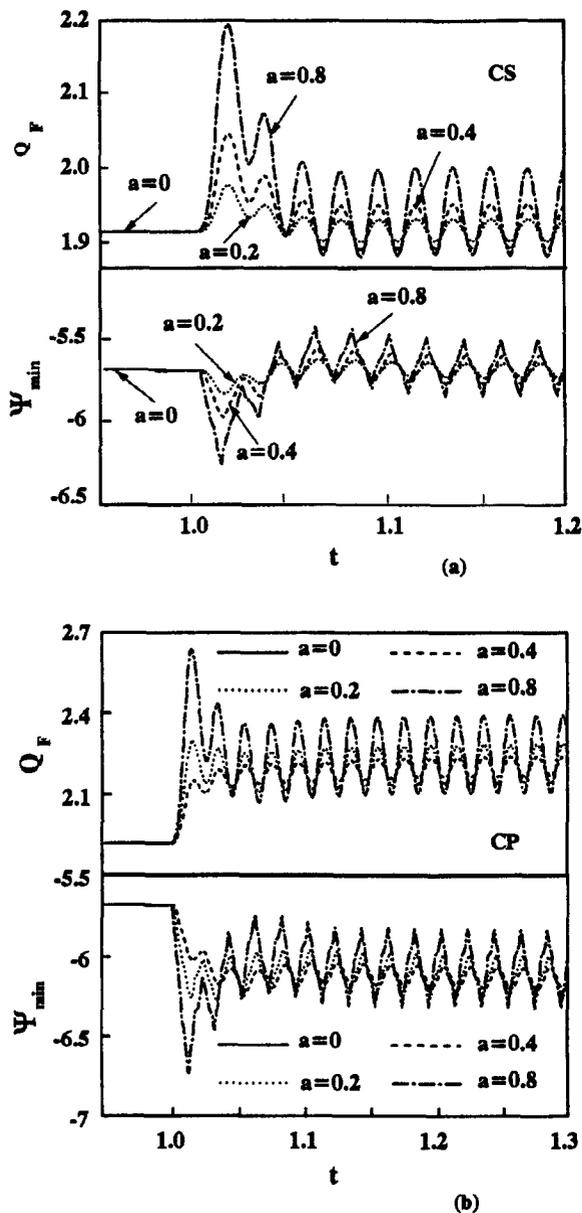


Fig. 2. Effet de a sur $Q_F(t)$ et $\Psi_{\min}(t)$ pour $Ra = 10^4$, $\tau = 0.02$, $B = 0.5$ et $\epsilon = 0$. (a) CS; (b) CP.

est de l'ordre de 0.8 pour $Ra > 7 \times 10^5$. Par souci d'homogénéiser les résultats, on considère que le régime permanent est atteint pour $t = 0.95$. A noter que toutes les solutions discutées dans cette section ont été obtenues en considérant un fluide initialement au repos.

4.2. Résultats relatifs au chauffage variable

C'est dans le but de concentrer l'étude sur l'influence

du nombre de Rayleigh Ra , des paramètres qui dépendent directement des conditions aux limites thermiques variables dans le temps (l'amplitude a et la période τ), de la dimension B et de la position ϵ de l'élément chauffant que les valeurs de A et de Pr sont considérées constantes et égales, respectivement, à 1 et à 0.72. Les résultats seront présentés en termes de $Q_F(t)$, $\Psi_{\min}(t)$ et $\Psi_{\max}(t)$ désignant, respectivement, la chaleur perdue à travers la paroi froide de la cavité et les fonctions de courant minimale et maximale. Des lignes de courant et des isothermes seront aussi produites pour des cycles d'écoulement typiques.

L'examen général des résultats qui seront présentés dans cette section conduira à noter que lorsque les conditions aux limites oscillatoires sont introduites, les solutions obtenues atteignent des régimes d'écoulement établis après une phase de transition dont la durée τ_{tr} dépend de Ra , a , τ , B et aussi de l'excentricité ϵ de la plaque chaude.

4.2.1. Effet de l'amplitude a

Dans cette section la dimension $B = 0.5$ et la position $\epsilon = 0$ de l'élément chauffant sont maintenues constantes. Pour une période $\tau = 0.02$ et des nombres de Rayleigh, Ra , variant de 10^4 – 10^6 , on considère l'effet de différentes valeurs de l'amplitude de la température excitatrice sur l'écoulement et sur le transfert de chaleur.

Pour les deux types d'excitations considérées (chauffage sinusoïdal (CS) et pulsatoire (CP)), on présente sur la Fig. 2, les variations de $Q_F(t)$ et $\Psi_{\min}(t)$ pour $Ra = 10^4$. Sur ces courbes on note qu'à l'instant où l'excitation a été introduite; le régime permanent (chauffage constant, CC) était déjà bien établi. Pour tous les profils des grandeurs considérées, la durée de la phase de transition correspondant à la période entre l'instant où la perturbation a été introduite et celui où les oscillations deviennent entretenues, est bien visible. Les résultats montrent aussi que la durée de la phase de transition τ_{tr} est de l'ordre de 0.1 (en temps adimensionnel) pour $a = 0.8$ soit l'équivalent de cinq fois la période de la température excitatrice. En diminuant l'amplitude, on constate que ce temps de transition ne dépasse pas le double de la période de l'excitation. En régime oscillatoire établi, les solutions correspondant à $Q_F(t)$ oscillent de manière sinusoïdale dans le temps avec une période identique à celle des conditions aux limites. Les amplitudes des oscillations de ces fonctions varient dans le même sens que a . On peut voir aussi que l'instant de l'introduction de la perturbation est suivi d'une augmentation des pertes de chaleur vers le milieu ambiant (dans la phase de transition). A titre d'exemple, pour $a = 0.8$, l'augmentation de ces pertes est d'environ 40 et 15%, respectivement, pour le CP et pour le CS, alors qu'elle est d'environ 8 et 5% pour $a = 0.2$. Contrairement à la nature des oscillations du

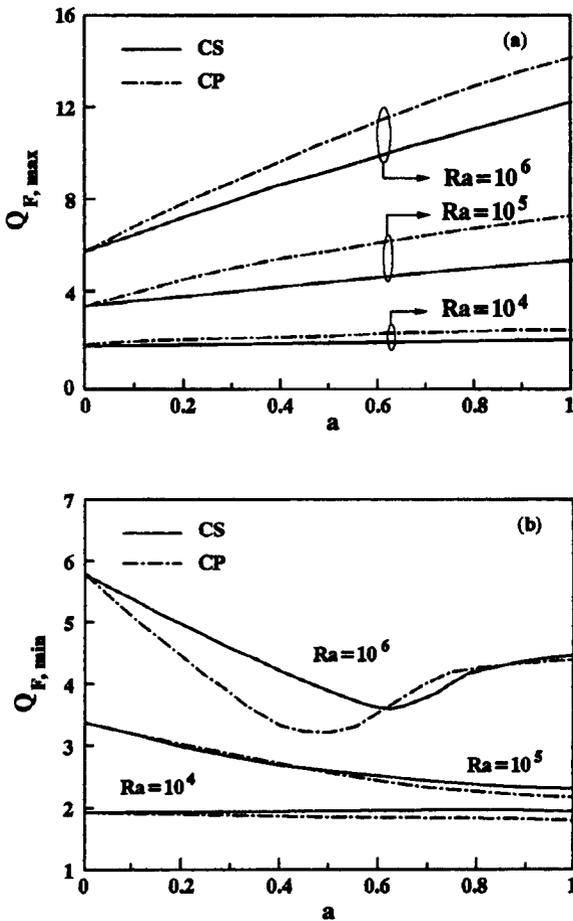


Fig. 3. Variation de $Q_{F,max}$ et de $Q_{F,min}$ en fonction de a pour $\tau = 0.02$, $B = 0.5$, $\epsilon = 0$ et différents nombres de Rayleigh.

transfert de chaleur, la fonction $\Psi_{min}(t)$ présente des variations ayant une période égale à 0.02 mais qui ne sont pas sinusoïdales. $\Psi_{max}(t)$ n'a pas été présentée en raison de la faible intensité de l'écoulement secondaire présent dans la cavité. Les différences maximales, en termes de valeurs moyennes, par rapport au cas limite $a = 0$, n'excèdent pas 1.5% pour $Q_F(t)$ et 2% pour Ψ_{min} pour le CS. Cependant, ces différences sont de l'ordre de 17.5 et 6% pour le CP.

Lorsqu'on porte la valeur du nombre de Rayleigh à 10^5 , les résultats numériques ont montré que les allures des différentes solutions sont pratiquement semblables à celles obtenues pour $Ra = 10^4$ à l'exception de celle de $Q_F(t)$ qui devient périodique mais non sinusoïdale pour le CP. Sous ces conditions, l'écoulement est toujours dominé par une cellule principale occupant la totalité de l'espace de la cavité et tournant dans le sens trigonométrique. On a observé aussi la présence d'une cellule secondaire localisée au coin supérieur gauche de la cavité. Lorsque $a = 0.2$, l'intensité de la cellule sec-

ondaire est très faible et elle apparaît seulement pendant une période très courte. Par contre, pour $a = 0.8$, cette cellule devient relativement grande en dimension et en intensité et elle survit plus longtemps. Cette observation s'applique encore plus dans le cas du chauffage pulsatoire. Concernant le temps de la phase de transition, on a noté sa diminution par rapport au cas où $Ra = 10^4$ en raison de l'intensification du mouvement de rotation du fluide dans la cavité. En augmentant la valeur de Ra à 10^6 , il a été trouvé que le caractère périodique des solutions obtenues et la période des oscillations étaient préservés. Toutefois, les allures des différentes fonctions s'écartent davantage de la forme sinusoïdale. On a aussi observé une diminution très nette de la durée de transition qui devient presque équivalente à une période de l'écoulement. De plus, les résultats indiquent que l'écoulement n'est plus monocellulaire en raison de l'intensification de la cellule secondaire; particulièrement pour $a = 0.4$ et 0.8.

Sur la Fig. 3, on présente respectivement les pertes de chaleur maximale $Q_{F,max}$ et minimale $Q_{F,min}$ en fonction de l'amplitude a pour différents nombres de Rayleigh. Les résultats de la Fig. 3(a) indiquent que la fonction $Q_{F,max}$ croît avec l'amplitude pour tous les nombres de Rayleigh considérés et que le chauffage pulsatoire engendre des pertes de chaleur plus importantes que celles résultant du chauffage sinusoïdal. A titre d'exemple, pour $a = 1$, les différences maximales obtenues en terme de $Q_{F,max}$ entre les deux types d'excitations sont de l'ordre de 16, 20 et 35%, respectivement, pour $Ra = 10^4$ – 10^6 . En considérant les résultats du chauffage constant (CC) comme références, on note dans le cas du chauffage pulsatoire (CP), des différences maximales de l'ordre de 33, 100 et 248%, respectivement, pour $Ra = 10^4$ – 10^6 alors que celles correspondant au chauffage sinusoïdal (CS) sont de l'ordre de 11, 50 et 207% pour les mêmes valeurs de Ra . Cependant, les résultats de la Fig. 3(b) montrent une diminution de $Q_{F,min}$ en fonction de l'amplitude excepté pour $Ra = 10^4$. Notons aussi que pour $Ra = 10^6$ et chaque type d'excitation l'existence d'une amplitude critique a_c telle que $Q_{F,min}$ diminue avec a pour $0 \leq a \leq a_c$ et augmente avec a pour $a_c \leq a \leq 1$. Les valeurs critiques a_c de a , sont 0.5 et 0.65, respectivement, pour le CP et pour le CS. Ce dernier comportement observé dans les variations de $Q_{F,min}$ est probablement attribué au fait que l'écoulement n'est plus monocellulaire pour les grandes amplitudes.

Pour tous les nombres de Rayleigh considérés, on peut conclure que l'amplitude a a une influence notable sur les valeurs de $Q_{F,max}$. Cette influence est cependant plus limitée sur les valeurs de $Q_{F,min}$. Les valeurs moyennes dans le temps du transfert de chaleur et de l'intensité de l'écoulement (non présentés ici) dépendent uniquement des nombres de Rayleigh supérieurs à 8×10^5 pour le CS et des nombres de Rayleigh prati-

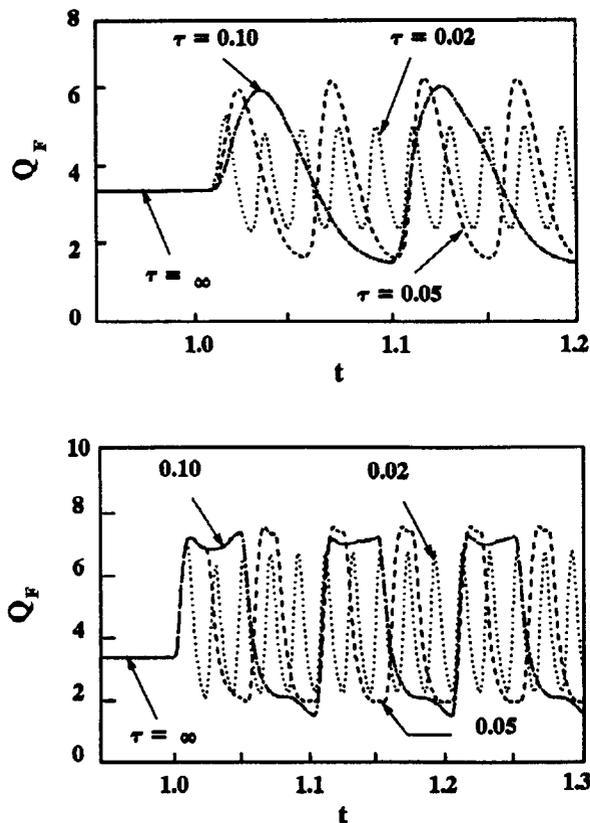


Fig. 4. Effet de τ sur $Q_F(t)$ pour $Ra = 10^5$, $a = 0.8$, $B = 0.5$ et $\epsilon = 0$. (a) CS; (b) CP.

quement supérieurs à 5×10^4 pour le CP. Tous les résultats décrits précédemment, montrent la forte dépendance de la durée de la phase de transition du transfert de chaleur et de l'écoulement du fluide, des paramètres a et Ra . En effet, sa valeur augmente avec a et diminue avec Ra .

4.2.2. Effet de la période τ

L'effet de la variation de la période des deux températures excitatrices sur les champs thermiques et dynamiques a été étudié pour $Ra = 10^4$ – 10^6 , $B = 0.5$, $\epsilon = 0$, $a = 0.8$ et en considérant différentes valeurs de τ . Pour les solutions relatives aux grandes valeurs de τ , les évolutions temporelles sont présentées uniquement pour deux périodes d'écoulement en raison de la taille des fichiers de résultats qui rend leur gestion non évidente.

Pour $Ra = 10^4$ et $\tau = 0.02$; 0.05; 0.1 et ∞ , des résultats non présentés ici montrent que pour les deux types d'excitations, les solutions correspondant à $\tau = 0.02$ et 0.05 sont périodiques et caractérisées par des oscillations sinusoïdales de période égale à celle de la condition aux limites. Alors que pour $\tau = 0.1$, l'allure

sinusoïdale de la solution est perdue mais la période d'oscillation est conservée. Pour ces valeurs de τ , les amplitudes des différentes oscillations augmentent de façon significative avec la période. Les résultats indiquent également que dans le cas du chauffage sinusoïdal, les différentes fonctions oscillent autour de leurs valeurs moyennes égales à celles du régime stationnaire ($\tau = \infty$). Pour le chauffage pulsatoire, ces valeurs moyennes sont légèrement différentes de celles du régime permanent même pour les grandes valeurs de τ . En augmentant Ra à 10^5 , les résultats de la Fig. 4 montrent que les amplitudes des oscillations résultantes sont relativement importantes. Concernant les amplitudes de la fonction $Q_F(t)$, la Fig. 4(b) indique qu'elles sont du même ordre de grandeur pour toutes les valeurs de τ ainsi considérées. Ce résultat paraît donc différent de celui de $Ra = 10^4$ où les amplitudes augmentent nettement avec τ . Dans le cas du chauffage sinusoïdal, la Fig. 4(a) présente le même comportement que celui de la Fig. 4(b). Cependant, l'amplitude relative à $\tau = 0.02$ reste inférieure aux amplitudes obtenues pour les autres périodes. Pour les deux types d'excitations, on a observé que l'amplitude maximale de $Q_F(t)$ augmente avec τ pour atteindre sa valeur maximale, puis diminue ensuite. Ce comportement laisse penser à l'existence d'un phénomène de résonance semblable à celui rapporté par Lage et Bejan [17].

Afin de montrer l'influence de la nature de la température excitatrice sur la structure de l'écoulement et sur le transfert de chaleur, on présente sur la Fig. 5 les lignes de courant et les isothermes propres au CC (Fig. 5(a)), au CS (Fig. 5(b)–(d)) et au CP (Fig. 5(e)–(g)). Les lettres b à d et e à g correspondent à des instants typiques durant un cycle d'écoulement, respectivement, pour le CS et le CP. La Fig. 5(a) montre l'écoulement du fluide et la distribution de la température obtenus en régime stationnaire ($a = 0$). Il apparaît que l'écoulement est dominé principalement par une seule cellule d'intensité négative; tournant dans le sens trigonométrique. Les isothermes correspondantes affichent de grandes distorsions au niveau du centre de la cavité. Au début du cycle la cellule positive (caractérisant l'écoulement secondaire) est pratiquement inexistante et les lignes de courant et les isothermes présentées sur la Fig. 5(b) sont qualitativement identiques à celles de la Fig. 5(a). Cependant, les dimensions de la cellule positive augmentent avec le temps (entre b et c) montrant ainsi la formation d'un vortex important, localisé du côté du mur chaud, Fig. 5(c). L'intensité maximale de l'écoulement secondaire ($\Psi_{\max} = 3.33$) est atteinte à l'instant d (Fig. 5(d)). Ceci montre que dans le cas du CS, la cellule positive reste toujours secondaire. Lorsque le chauffage pulsatoire est considéré, la cellule négative obtenue dans la Fig. 5(a), ne représente pas dans ce cas l'écoulement principal. En effet, il est évident de constater le début de la naissance de la cellule

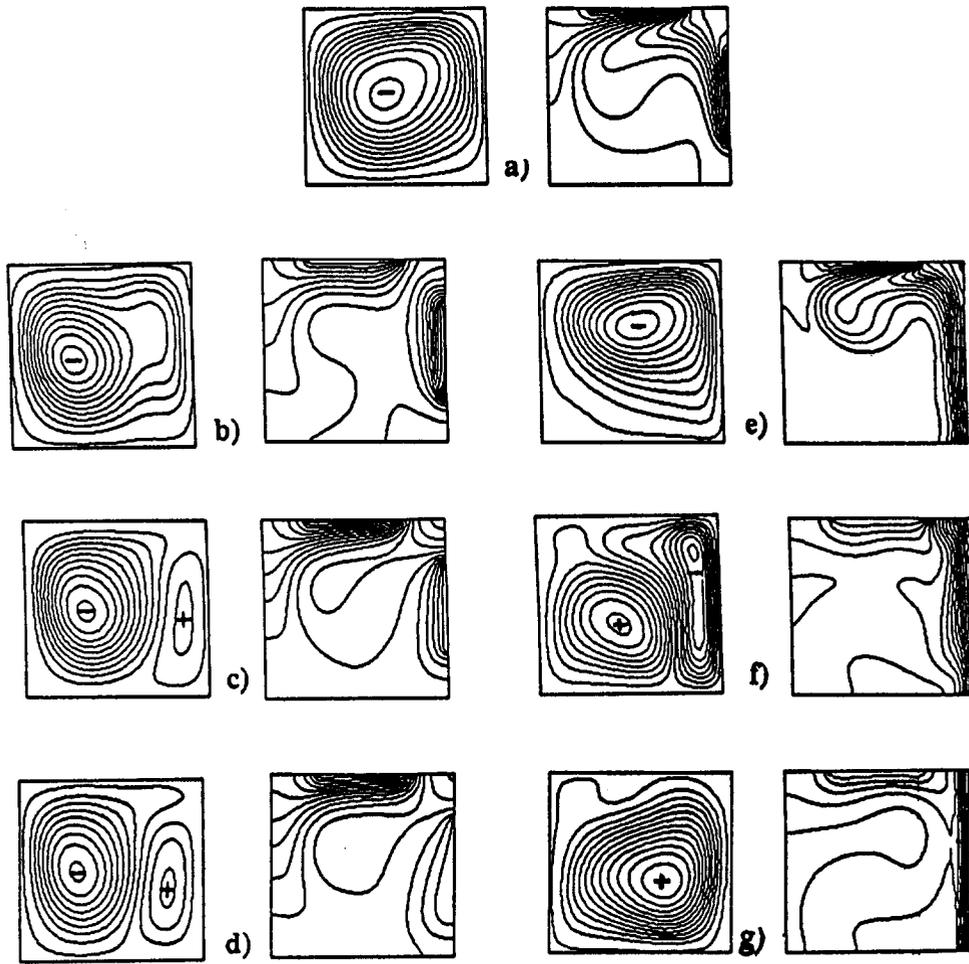


Fig. 5. Lignes de courant (à droite) et isothermes (à gauche) au cours d'un cycle d'écoulement pour $Ra = 10^5$, $\tau = 0.1$, $a = 0.8$, $B = 0.5$ et $\epsilon = 0$: (a) $\Psi_{\text{ext}} = (-15.92, 0.002)$ pour le (CC); (b) $\Psi_{\text{ext}} = (-10.59, 0.001)$; (c) $\Psi_{\text{ext}} = (-10.04, 1.51)$; (d) $\Psi_{\text{ext}} = (-9.19, 3.33)$ pour le (CP); (e) $\Psi_{\text{ext}} = (-0.39, 13.07)$; (f) $\Psi_{\text{ext}} = (-6.30, 6.086)$; et (g) $\Psi_{\text{ext}} = (-23.34, 0.08)$ pour le (CS).

positive dans le coin inférieur gauche de la cavité (Fig. 5(e)). Au cours du temps, cette cellule devient aussi intense que la cellule négative (Fig. 5(f)) pour devenir ensuite une cellule principale (Fig. 5(g)).

Afin de montrer l'influence de la période sur les quantités de chaleur maximale et minimale évacuées vers le milieu ambiant à travers la paroi froide de la cavité, on présente sur la Fig. 6, respectivement, $Q_{F,\text{max}}(\tau)$ et $Q_{F,\text{min}}(\tau)$ pour $a = 0.8$ et différents nombres de Rayleigh. Pour tous les Ra considérés, les différentes allures de $Q_{F,\text{max}}(\tau)$ sont similaires. En effet, selon la valeur de la période de la température imposée, on distingue trois types de variations. Pour les faibles périodes, la fonction $Q_{F,\text{max}}$ est indépendante de τ et sa valeur reste identique à celle du régime permanent. Ce comportement s'explique par le fait que les

faibles périodes de la température excitatrice induisent naturellement une faible réponse en transfert de chaleur surtout pour les faibles nombres de Rayleigh où le mouvement du fluide est très lent ($Ra = 10^4$). En augmentant la valeur de la période, la quantité de chaleur $Q_{F,\text{max}}$ augmente nettement et atteint une valeur maximale pour une période critique notée τ_{cr} . Lorsque $\tau > \tau_{\text{cr}}$, la fonction $Q_{F,\text{max}}(\tau)$ décroît, atteint une valeur minimale et commence de nouveau à croître. Elle finit par devenir pratiquement indépendante de τ ; particulièrement lorsque ce paramètre est supérieur à 0.6. Ce dernier comportement plus marqué pour le CP, s'explique par le fait que le temps d'application de la température excitatrice est suffisamment grand pour permettre à un régime permanent de s'établir pour chaque demi-période du cycle. A titre d'exemple, dans le

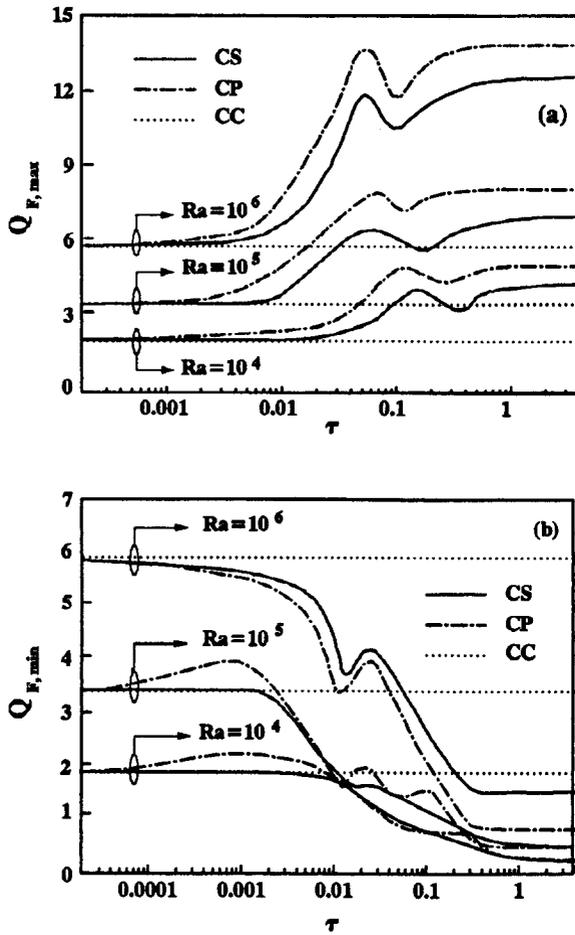


Fig. 6. Variation de $Q_{F,max}$ et de $Q_{F,min}$ en fonction de τ pour $a = 0.8$, $B = 0.5$, $\epsilon = 0$ et différents nombres de Rayleigh.

cas du chauffage pulsatoire, le régime permanent établi dans la première demi-période est caractérisé par $Q_F = 4.599$ et $\Psi_{min} = -8.45$ pour $\tau = 2$, $a = 0.8$ et $Ra = 10^4$. Dans la seconde demi-période, le nouveau régime permanent est défini par $Q_F = 0.297$ et $\Psi_{min} = -1.82$. A noter que ces deux régimes d'écoulement, s'obtiennent directement en prenant $T_{ex} = 1.8$ et 0.2 , respectivement, pour la première et la seconde demi-période.

Concernant les variations de $Q_{F,min}(\tau)$, les résultats de la Fig. 6(b) montrent que cette fonction décroît avec la période imposée à l'exception des faibles valeurs de τ . De plus, pour les nombres de Rayleigh modérés, on constate que le CP présente un maximum pour les faibles périodes. Contrairement à l'effet évident de la nature du chauffage sur $Q_{F,max}(\tau)$, la fonction $Q_{F,min}(\tau)$ ne présente pas de différences significatives entre les deux types d'excitations surtout lorsqu'on s'éloigne des faibles périodes. Pour tous les

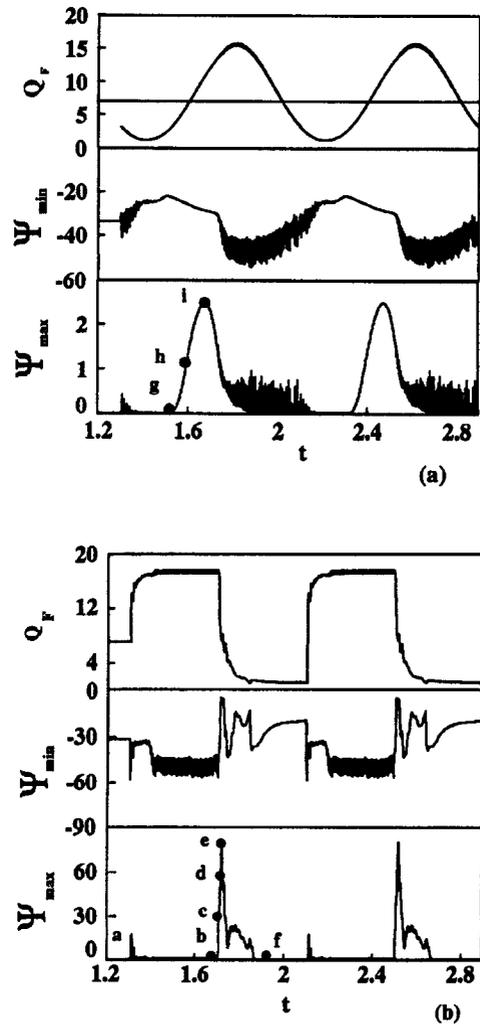


Fig. 7. Solutions périodiques pour $Ra = 10^6$, $a = 0.8$, $B = 0.75$ et $\epsilon = 0$. (a) CS; (b) CP.

cas considérés, le CP favorise davantage les pertes de chaleur vers le milieu ambiant par rapport au CS et au CC. En se référant au cas du CC, les différences maximales présentées par le CP sont de l'ordre de 135% alors que celles présentées par le CS sont de l'ordre de 105%.

4.2.3. Effet de B et de epsilon

Sur la Fig. 7(a) et (b) on présente la variation de $Q_F(t)$, $\Psi_{max}(t)$ et $\Psi_{min}(t)$, respectivement, pour le CS et le CP pour le cas: $Ra = 10^6$, $\tau = 0.8$, $a = 0.8$, $\epsilon = 0$ et $B = 0.75$. Sur ces courbes, on peut lire l'instant où l'excitation a été introduite une fois qu'un régime permanent résultant d'un chauffage constant (CC) est établi. Les résultats montrent que $Q_F(t)$ présente des

Table 1
Effet de Ra sur la période de résonance ($a = 0.8$)

Excitation	$Ra = 10^4$	10^5	10^6
CS	0.18	0.085	0.02
CP	0.12	0.080	0.018

allures identiques en formes et de même périodes que celle de la température imposée. Cependant, l'amplitude des oscillations est relativement importante dans le cas du chauffage pulsatoire. Les allures de la fonction $\Psi_{\min}(t)$ sont plus complexes en comparaison avec celles de $Q_F(t)$ alors que la période de la température imposée est conservée. Les amplitudes correspondant au cas du CP et à celui du CS sont différentes. En effet, l'intensité de l'écoulement principal, propre au CP, devient de plus en plus faible donnant ainsi naissance à un écoulement secondaire dont la cellule peut occuper (pendant un temps donné) le volume total de la cavité.

A la lumière des résultats relatifs à la variation de $Q_{F,\max}$ pour τ variant dans la gamme 0.005–0.12, les allures observées laissent penser à l'existence du phénomène de résonance entre la chaleur libérée par le système et la température qui lui est imposée. En effet, ce phénomène s'explique par les fluctuations maximales que présente le transfert de chaleur pour une période (ou fréquence) dite de résonance, τ_r . Sous ces conditions appropriées, on dira alors que la convection entre en résonance avec l'excitation. Ce phénomène a été très récemment discuté par Lage et Bejan [17] dans le cas d'une cavité carrée différentiellement chauffée à l'aide d'un flux de chaleur pulsatoire. Les auteurs ont observé que pour des périodes données, la chaleur traversant le plan vertical passant par le centre de la cavité entre en résonance avec le flux de chaleur imposé. Il est montré aussi que ce phénomène de résonance existe pour des nombres de Prandtl compris entre 0.01 et 7 et devient plus important lorsque le nombre de Rayleigh augmente.

Qualitativement, les résultats obtenus dans cette étude montrent que les périodes de résonance sont indépendantes de la nature du chauffage et de la longueur de l'élément chauffant. Comme il est montré dans

Table 2
Effet de a sur la période de résonance ($Ra = 10^5$)

Excitation	$a = 0.2$	0.5	0.8
CS	0.062	0.065	0.082
CP	0.056	0.072	0.086

les Tableaux 1 et 2, la valeur de la période de résonance diminue avec Ra et augmente avec a . Aussi, pour Ra et a donnés, la convection produite au sein de la cavité entre-elle en résonance avec la température excitatrice à la même période pour les deux types de chauffage. Cependant, on constate que plus la surface chauffante est proche de la paroi froide ($\epsilon = 0.25$) plus la chaleur entre en résonance avec la température excitatrice pour les premières périodes. Ce phénomène semble moins visible lorsque l'élément chauffant est loin de la paroi froide ($\epsilon = -0.25$). Les périodes de résonance trouvées sont 0.012 et 0.065, respectivement, pour $\epsilon = 0.25$ et $\epsilon = -0.25$.

Pour mieux connaître les détails de l'écoulement et la distribution de la température dans la cavité au cours d'un cycle d'écoulement, on présente sur la Fig. 8(a), (b)–(e) et (f)–(i) les lignes de courant et les isothermes propres, respectivement, au CC, au CP et au CS pour $Ra = 10^6$, $a = 0.8$ et $\tau = 0.05$. On peut voir qu'au cours d'un cycle d'écoulement, le fluide oscille entre deux solutions extrêmes: la première correspond au cas où la cellule principale tourne dans le sens trigonométrique alors que la seconde correspond au cas où la cellule tournant dans le sens horaire devient principale.

Avant d'introduire l'excitation, l'écoulement est principalement dominé par la cellule négative, alors qu'une petite cellule positive, sise en bas de la cavité, marque aussi la présence d'un faible écoulement secondaire (Fig. 8(a)). Les isothermes affichent des distorsions vers le centre de la cavité. Lorsque l'excitation est introduite, et contrairement aux résultats du CS obtenus pour $Ra = 10^5$, le cas où $Ra = 10^6$ indique que les deux cellules de recirculation entrent en compétition pour représenter l'écoulement principal dans la cavité pendant une partie du cycle. En effet, dans la première moitié du cycle, l'écoulement est dominé par une grande cellule positive et une petite cellule négative de faible intensité localisée au coin supérieur droit de la cavité (non présenté ici). Cette dernière cellule qui représente l'écoulement secondaire s'intensifie au cours du temps pour devenir de même dimension que la cellule positive (Fig. 8(b)), conduisant à un écoulement bicellulaire. Toutes les isothermes correspondantes affichent des distorsions au niveau du coin supérieur droit de la cavité. La dominance de la cellule négative apparaît à l'instant correspondant à c (Fig. 8(c)). L'affaiblissement de la cellule positive se poursuit avec le temps comme le montre la Fig. 8(d) pour devenir secondaire à la fin de la deuxième moitié du cycle (Fig. 8(e)). Toutes les isothermes propres à la Fig. 8(c)–(e) présentent un resserrement au voisinage de la surface chaude montrant un bon transfert entre celle-ci et le fluide.

La Fig. 8(f) indique que l'écoulement du fluide est dominé par une grande cellule, tournant dans le sens

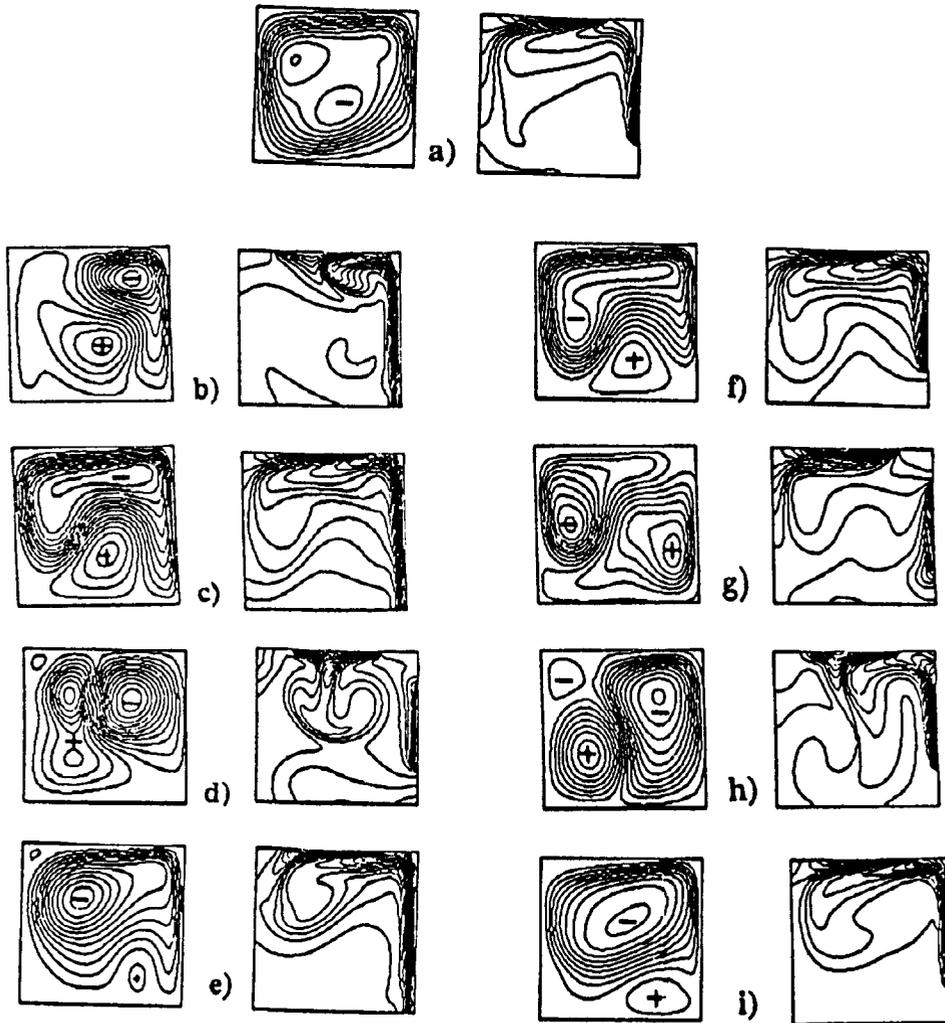


Fig. 8. Lignes de courant et isothermes au cours d'un cycle d'écoulement pour $Ra = 10^6$, $\tau = 0.1$, $a = 0.8$, $B = 0.5$ et $\epsilon = 0$: (a) $\Psi_{\text{ext}} = (-30.42, 0.42)$ pour le (CC); (b) $\Psi_{\text{ext}} = (-55.43, 22.98)$; (c) $\Psi_{\text{ext}} = (-31.57, 11.27)$; (d) $\Psi_{\text{ext}} = (-46.63, 33.37)$; (e) $\Psi_{\text{ext}} = (-57.85, 1.56)$, pour le (CP); (f) $\Psi_{\text{ext}} = (-23.87, 4.77)$; (g) $\Psi_{\text{ext}} = (-17.53, 12.78)$; (h) $\Psi_{\text{ext}} = (-46.63, 33.37)$; et (i) $\Psi_{\text{ext}} = (-50.43, 3.53)$, pour le (CS).

trigonométrique et occupant la majorité de l'espace disponible dans le domaine. Une cellule de signe opposé que la précédente est contrainte à occuper un petit espace où elle subit la pression de la cellule principale. Les isothermes correspondantes affichent une forte distorsion dans le demi-espace supérieur de la cavité et présentent un resserrement intense au niveau de l'élément chauffant et elles sont plus espacées au niveau de la surface froide. A partir de cet instant, le volume occupé par la petite cellule croît au dépend de celui occupé par la cellule négative (Fig. 8(g)). Les lignes de courant de la Fig. 8(g) montrent que l'écoulement est dominé par deux cellules de même dimension.

A nouveau, la Fig. 8(h) marque le début de la dominance de la cellule négative et l'affaiblissement de la cellule positive continue jusqu'à ce qu'elle redevienne secondaire (Fig. 8(i)). Au cours de cette évolution, on a suivi le déplacement du centre de la cellule négative dans la cavité et on a constaté d'après les positions enregistrées, que ce centre est en mouvement continu au cours du temps dans la demi-moitié supérieure de la cavité. Ceci est le résultat direct des effets d'inertie que cette cellule avait subie de la part de la cellule positive. Cette inertie est amplifiée au cours du temps en raison de l'augmentation continue de l'intensité de l'écoulement secondaire dans la cavité.

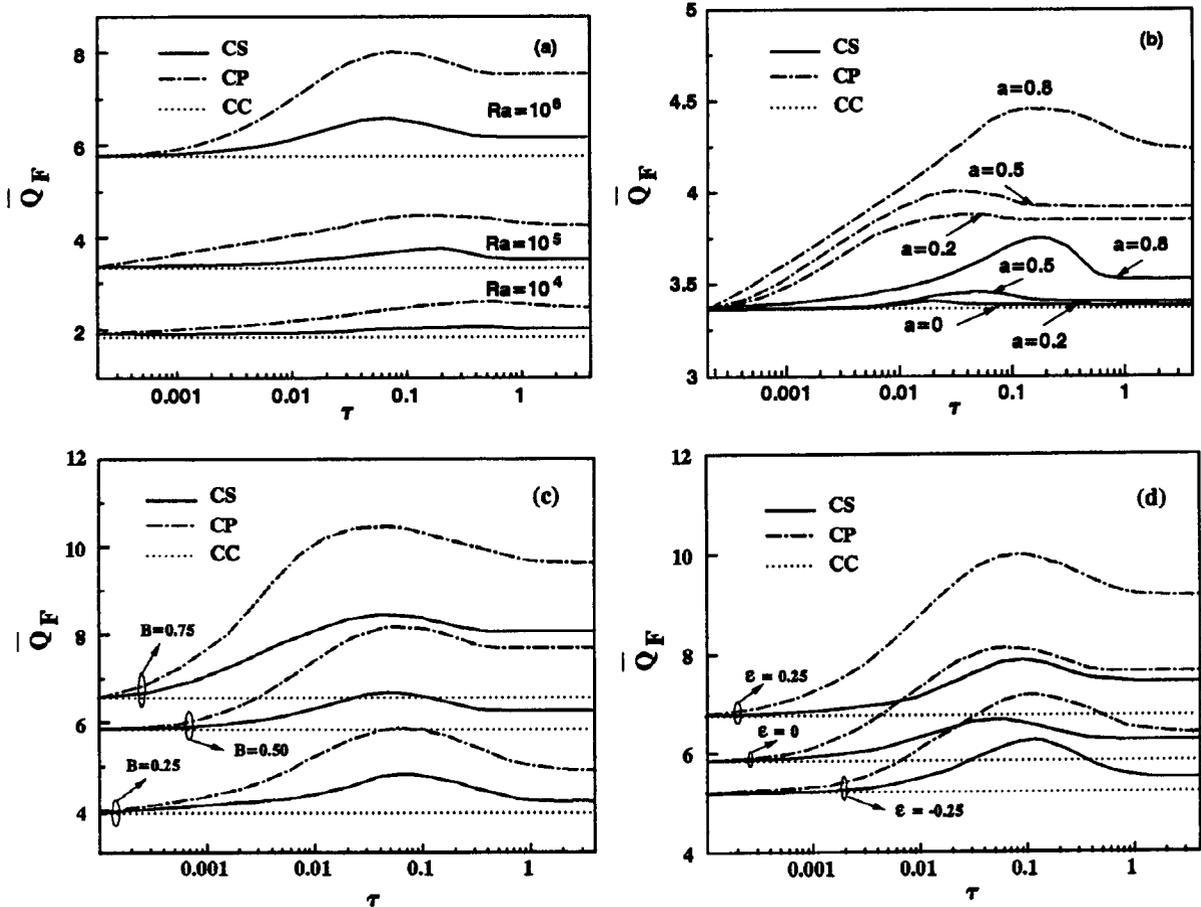


Fig. 9. Variation de \bar{Q}_F en fonction de τ : (a) $a = 0.8, B = 0.5, \epsilon = 0$ et différents nombres de Rayleigh; (b) $Ra = 10^5, B = 0.5, \epsilon = 0$ et différentes amplitudes; (c) $Ra = 10^6, a = 0.8, \epsilon = 0$ et différents B ; et (d) $Ra = 10^6, a = 0.8, B = 0.5$ et différents ϵ .

4.2.4. Transfert de chaleur moyen

Sur la Fig. 9(a) et (b), on présente les variations de $\bar{Q}_F(\tau)$ pour $a = 0.8, \epsilon = 0$ et $B = 0.5$ respectivement pour différents Ra et différentes valeurs de a . Pour les faibles valeurs de τ , les valeurs moyennes du transfert de chaleur restent de mêmes ordres de grandeurs que celles obtenues en régime stationnaire. En appliquant à la portion chauffée une température excitatrice de période relativement grande, la quantité de chaleur moyenne augmente rapidement pour atteindre une valeur maximale $\bar{Q}_{F,max}$. Généralement, cette valeur est atteinte lorsque τ est égale à sa valeur de résonance τ_r . Pour des périodes supérieures à τ_r , la situation semble s'inverser et les valeurs de \bar{Q}_F commencent à diminuer progressivement pour atteindre une valeur limite au delà de laquelle le système ne répond plus aux excitations des grandes périodes et $\bar{Q}_F(\tau)$ devient constant. A nouveau, on peut conclure que la chaleur moyenne libérée par la cavité entre en résonance avec la tem-

pérature imposée. Remarquons que la présence de la résonance est plus marquée dans le cas des grandes valeurs de Ra et de a ; surtout pour le CP.

L'ensemble des résultats obtenus montrent que les pertes de chaleur sont plus importantes pour le CP que pour les deux autres modes de chauffage considérés. A titre d'exemple, la différence en pertes de chaleur (normalisée par rapport au chauffage CC) occasionnées par le CP et par le CS est de l'ordre de 265, 340, 400%, respectivement, pour $Ra = 10^4-10^6$. Cependant, elles sont de l'ordre de 200, 260 et 340%, respectivement, pour $a = 0.2, 0.4$ et 0.8 . Ces différences sont de l'ordre de 100, 250 et 300%, respectivement, pour $B = 0.75, 0.5$ et 0.25 (Fig. 9(c)) et de 250, 300 et 380%, respectivement, pour $\epsilon = 0.25, 0$ et -0.25 (Fig. 9(d)). Ces résultats démontrent clairement que les effets de la période excitatrice (sur le taux de transfert de chaleur et sur l'intensité de l'écoulement moyen) se manifestent à mesure que Ra et a augmentent.

5. Conclusions

L'étude numérique comparative de la réponse d'une enceinte carrée, soumise à deux types d'excitations thermiques (sinusoïdale et pulsatoire) permet de formuler les conclusions suivantes.

1. Toutes les solutions obtenues sont périodiques dans le temps. Leur période est identique à celle de la température imposée à l'élément chauffant. Elles deviennent complexes pour les grandes périodes dans le cas du chauffage décentré.
2. Généralement, les valeurs moyennes du transfert de chaleur et de l'intensité de l'écoulement sont différentes de celles obtenues en régime stationnaire. Pour toutes les valeurs de Ra et de a considérées, les résultats indiquent la présence du phénomène de résonance pour des périodes critiques appelées périodes de résonance. Cependant, les pics de résonance sont plus marqués dans le cas des grandes amplitudes, des grands nombres de Rayleigh et lorsque le chauffage s'effectue à partir du coin supérieur de la paroi verticale droite.
3. Les pertes de chaleur moyennes à travers la paroi froide de la cavité sont généralement plus élevées que celles obtenues en régime permanent. Le chauffage pulsatoire semble un meilleur moyen pour évacuer la chaleur vers l'extérieur de la cavité.
4. Il semble ainsi intéressant de considérer le chauffage pulsatoire en raison du rôle important qu'il pourra jouer dans le refroidissement des composants électroniques, où le couple performance-fiabilité dépend fortement de la température de fonctionnement. En effet, l'énergie dissipée dans les modules électroniques chauffés doit effectivement être évacuée afin de maintenir les composants électroniques dans des conditions de fonctionnement idéales en évitant leur surchauffe. Le mode de transfert de chaleur présente un moyen de refroidissement fiable, peu coûteux et autonome. Par conséquent, la compréhension du processus convectif naturel dans des situations pratiques est non sans intérêt.

Acknowledgements

Cette étude numérique a été conduite dans la station de calcul du Laboratoire d'Electronique et d'Instrumentation de la Faculté des Sciences Semlalia, Marrakech, Maroc. Les auteurs saisissent l'occasion pour remercier le Professeur M. Ankrim; responsable de ce Laboratoire d'avoir mis à leur disposition tout le matériel informatique nécessaire.

References

- [1] S. Ostrach, Natural convection in enclosures, *Advances in Heat Transfer* 8 (1972) 161–227.
- [2] A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, Wiley, 1984.
- [3] K.T. Yang, Natural convection in enclosures, in: S. Kakac, R. Shah, W. Aung (Eds.), *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*, Wiley, New York, 1987 Chap. 13.
- [4] N.N. Lin, A. Bejan, Natural convection in a partially divided enclosure, *Int. J. Heat Mass Transfer* 26 (12) (1983) 1867–1878.
- [5] S. Kitamura, A. Bejan, The boundary layer natural convection regime in a rectangular cavity with uniform heat flux from side, *J. Heat Transfer* 106 (1984) 96–103.
- [6] V.F. Nicolette, K.T. Yand, J.R. Lloyd, Transient cooling by natural convection in a two-dimensional square enclosure, *Int. J. Heat Mass Transfer* 28 (1985) 1721–1732.
- [7] D.G. Briggs, D.N. Jones, Two dimensional periodic natural convection in a rectangular enclosure of aspect ratio one, *J. Heat Transfer* 107 (1985) 850–854.
- [8] S. Kitamura, K. Komomia, T. Sato, Oscillatory convection in rectangular cavity, *Bull. JSME* 106 (1984) 104–108.
- [9] D. Poulikakos, Natural convection in a confined fluid filled space driven by a single vertical wall with warm and cold regions, *J. Heat Transfer* 107 (1985) 867–876.
- [10] J.C. Patterson, On the existence of an oscillatory approach to steady natural convection in cavities, *J. Heat Transfer* 106 (1990) 104–108.
- [11] J. Patterson, J. Imberger, Unsteady natural convection in a rectangular cavity, *Int. J. Fluid Mech* 100 (1990) 65–86.
- [12] J.D. Hall, A. Bejan, J.B. Chaddock, Transient natural convection in a rectangular enclosure with one heated side wall, *Int. J. Heat Fluid Flow* 9 (1988) 396–404.
- [13] P. Vasseur, L. Robillard, Natural convection in a rectangular cavity with wall temperature decreasing at uniform rate, *Wärme- und Stoffübertragung* 16 (1982) 199–207.
- [14] S.G. Schaladow, J.C. Patterson, R.L. Street, Transient flow in a side-heated cavity at high Rayleigh number: a numerical study, *J Fluid Mech* 200 (1989) 121–148.
- [15] H.Q. Yang, K.T. Yang, Q. Xia, Periodic laminar convection in a tall vertical cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer* 32 (11) (1989) 2199–2207.
- [16] M. Kazmierczak, Z. Chinoda, Buoyancy-driven flow in an enclosure with time periodic boundary conditions, *Int. J. Heat Mass Transfer* 35 (1992) 1507–1518.
- [17] J.I. Lage, A. Bejan, The resonance of natural convection in a horizontal enclosure heated periodically from the side, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1992) 2027–2038.
- [18] W.J. Mantle-Miller, M. Kazmierczak, B. Hiawy, Natural convection in a horizontal enclosure with periodically changing bottom wall temperature, *ASME 28th National Heat Transfer Conference, HTD-Vol. 198, Natural Convection in Enclosures, 1992*, pp. 49–56.
- [19] E.K. Lakhal, M. Hasnaoui, P. Vasseur, E. Bilgen,

Convection naturelle dans une cellule carrée chauffée périodiquement par le bas: Etude Numérique, *Rev. Gén. Therm. Fr.* 392 (393) (1994) 480–485 août–sept.

- [20] E.K. Lakhali, M. Hasnaoui, P. Vasseur, E. Bilgen, Natural convection in a square enclosure heated periodically from part of the bottom wall, *Num. Heat Transfer, Part A* 27 (3) (1995) 319–333.
- [21] M. Hasnaoui, E. Bilgen, P. Vasseur, Natural convection heat transfer in rectangular cavities partially heated from below, *AIAA of Thermophysics and Heat Transfer* 6 (1992) 255–264.
- [22] M.R. Samuels, S.W. Churchill, Stability of a fluid in a rectangular region heated from below, *AICh. J.* 13 (1967) 77–85.