

CONVECTION NATURELLE LAMINAIRE ET TURBULENTE DANS UNE CAVITE ALLONGEE CHAUFFEE PAR UN FLUX DE CHALEUR SINUSOIDAL

L. ELMOUTAOUAKIL, Z. ZRIKEM, A. ABDELBAKI

Faculté des Sciences Semlalia, Département de Physique, Marrakech, Maroc.

1. Introduction

L'étude des transferts thermiques par convection naturelle induite par des conditions aux limites thermiques non-uniformes dans les cavités rectangulaires a fait l'objet de nombreuses études récentes [1-4]. Cet intérêt accordé au sujet est dû au rôle joué par de telles configurations dans de nombreuses applications pratiques [5-6].

Or, la majeure partie de ces applications sont assez complexes et ne peuvent pas être décrites convenablement par l'adoption d'hypothèses simplificatrices ne reflétant pas la réalité (écoulement laminaire et stationnaire, rayonnement de surface négligeable, cavités carrées...).

A cet effet, ce travail est dédié à l'étude de la convection naturelle laminaire et turbulente couplée au rayonnement de surface dans des cavités allongées remplies d'air. La cavité est chauffée par un flux de chaleur variant de façon sinusoïdale le long de la paroi verticale chaude. La paroi opposée (froide) est isotherme. Cette étude consiste à déterminer les effets du nombre de Rayleigh moyen, l'émissivité, le rapport de forme et l'amplitude du profil de température sinusoïdal imposé sur les températures locale, moyenne et maximale de la paroi chaude.

2. Modèle mathématique

Dans ce travail, on considère le problème de convection naturelle laminaire et turbulente couplée au rayonnement de surface dans une cavité verticale très allongée et remplie d'air $Pr = \nu/\alpha = 0.71$ (figure 1). La cavité est chauffée par la paroi verticale gauche sur laquelle un flux de chaleur sinusoïdal de valeur moyenne q_m (Eq. 1) et d'amplitude η est imposé : $q(y) = q_m (1 + \eta \sin(2\pi(y/H - 0.5)))$. La paroi froide est maintenue à une température uniforme T_c . Celles horizontales sont adiabatiques.

$$q_m = q(H/2) = \frac{1}{H} \int_0^H q(y) dy \quad (1)$$

Dans cette étude les effets du nombre de Rayleigh moyen Ra_m ($1 \leq Ra_m = g\beta q_m L^4 / \nu k \alpha \leq 10^8$), l'émissivité ε ($0 \leq \varepsilon \leq 1$), l'amplitude η ($-1 \leq \eta \leq 1$) et du rapport de forme A ($20 \leq A = H/L \leq 80$) sur les températures adimensionnelles locale $\theta_1(Y) = \theta_T(Y)/Ra_m = k(T_1(y) - T_c)/qL$, moyenne $\theta_{Tm} = Ra_m \theta_{1m}$ et maximale $\theta_{Tmax} = Ra_m \theta_{1max}$ de la paroi chaude (paroi 1) sont discutés et analysés.

Pour la convection naturelle turbulente bidimensionnelle, les équations adimensionnelles de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont données par :

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{DU_i}{D\tau} = -\frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} [2PrS_{ij} - \overline{u_i u_j}] + Ra_m Pr \theta \quad (3)$$

$$\frac{D\theta}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\frac{\partial \theta}{\partial X_j} - \overline{u_j \theta} \right] \quad (4)$$

Pour discrétiser les équations (2-4), la méthode des volumes finis est utilisée. Les équations discrétisées sont ensuite résolues par l'algorithme SIMPLE [7]. Pour modéliser les grandeurs adimensionnelles $\overline{u_i u_j}$ (tensions de Reynolds) et $\overline{u_j \theta}$ (flux de chaleur turbulent), le modèle $k - \omega$ (SST) est employé.

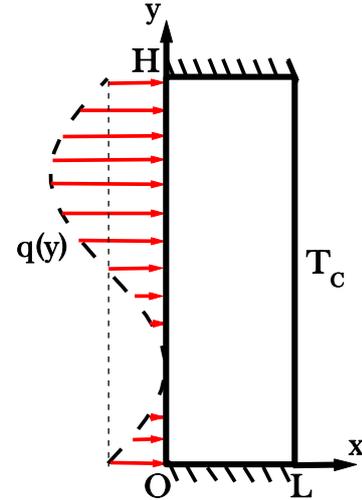


Fig. 1. Configuration étudiée.

3. Résultats et discussion

Les profils de la température locale adimensionnelle de la paroi chaude $\theta_1(Y) = \theta_T(Y)/Ra_m$ sont présentés pour différents η , A , Ra_m et ε sur les figures 2a-b. Ces figures montrent que pour η et A donnés, $\theta_1(Y)$ subit en tout point de la paroi chaude une chute considérable lorsqu'on augmente Ra_m et l'émissivité ε . Ces chutes de $\theta_1(Y)$ dues respectivement aux refroidissements par convection naturelle et par rayonnement de surface sont importantes aux endroits soumis à un flux de chaleur local élevé.

Pour $Ra_m = 10^3$, les profils de $\theta_T(Y)$ sont similaires à ceux de $q(y)$ notamment dans les cavités ayant A élevé. Pour $\eta \neq 0$, la grandeur $\theta_T(Y)$ oscille autour d'une moyenne θ_{Tm} avec une amplitude $\theta_A = \theta_{Tmax} - \theta_{Tm}$ qui décroît rapidement avec l'émissivité. Par contre le rapport de forme et l'amplitude η n'ont qu'une légère influence sur l'amplitude de $\theta_1(Y)$ et sont pratiquement sans effet sur sa moyenne θ_{1m} .

En passant à $Ra_m = 10^8$, les profils de $\theta_1(Y)$ obtenus pour un η donné sont un peu plus (moins) influencés par le rapport de forme A (l'émissivité ε). Pour $\varepsilon = 0$, la température de la moitié inférieure de la paroi chaude est une sinusoïde pratiquement indépendante du rapport forme A . Par contre, sa partie supérieure a une température plus élevée et plus sensible aux variations de A . Ainsi, pour $\varepsilon = 0$ et η positive, le coin supérieur gauche de la cavité est l'endroit le plus chaud du domaine même si $q(y)$ est deux fois plus élevé en $Y/A = 0.75 < 1$ ($q(y = 0.75H) = 2q(y = H)$). En passant de $\varepsilon = 0$ à $\varepsilon = 1$, les profils tracés

ont de nouveau une forme sinusoïdale presque parfaite même si Ra_m est trop élevé. Donc, peu importe le nombre de Rayleigh considéré, lorsque le rayonnement de surface

est pris en considération, l'endroit le plus chaud de la paroi 1 est celui où $q(y)$ est maximal.

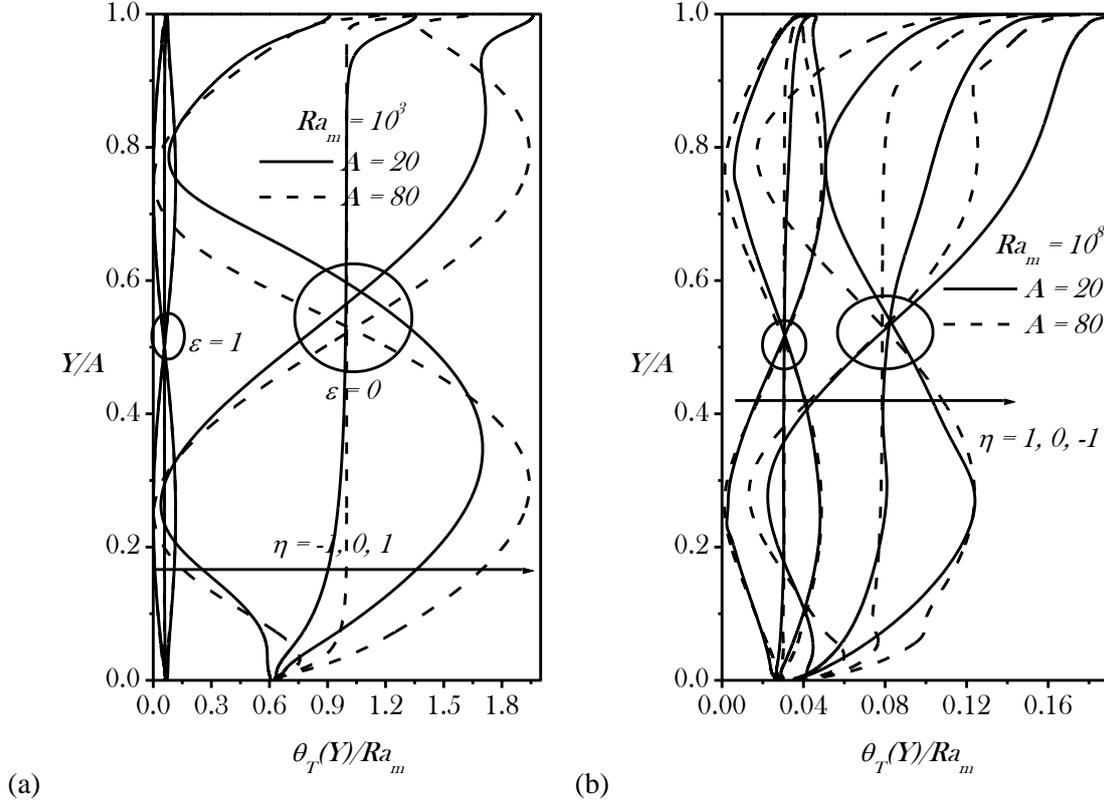


Fig. 2. Profils de $\theta_1(Y) = \theta_T(Y)/Ra_m$ pour $Ra_m = (10^3)$ (a), 10^8 (b) et différentes valeurs des paramètres η , ε et A .

Les variations des températures moyenne $\theta_{1m} = \theta_{Tm}/Ra_m$ et maximale $\theta_{1max} = \theta_{Tmax}/Ra_m$ de la paroi chaude en fonction de Ra_m sont présentées sur les figures 3a-d pour $A = 40$ et différents η et ε . Ces figures montrent qu'une augmentation de Ra_m et ε induisent des chutes simultanées des deux grandeurs θ_{1m} et θ_{1max} . Cependant, l'amplitude η a toujours plus d'influence sur θ_{Tmax} que sur θ_{Tm} . Ceci est dû aux valeurs locales de la grandeur $\theta_T(Y)$ qui varient beaucoup en fonction de la hauteur de la cavité sans donner pour autant de variations notables pour sa moyenne (figure 2). Cela peut être attribué aussi au profil de $q(y)$ qui a une valeur moyenne q_m indépendante de η et une valeur maximale qui dépend fortement de ce paramètre ($q_{max} = q_m(1 + |\eta|)$). Mais, il faut noter que θ_{1m} est plus influencée par η en absence du couplage avec le rayonnement qu'en sa présence et inversement pour celle maximale.

En absence du couplage, les profils obtenus peuvent être décomposés en trois parties ayant des caractéristiques différentes. La première phase (régime de conduction : $Ra_m \lesssim 6 \times 10^3$), les grandeurs θ_{1m} et θ_{1max} sont indépendantes de A et Ra_m :

$$\theta_{1m} \approx \frac{q(y)|_m}{q_m} = 1 \text{ et } \theta_{1max} \approx \frac{q(y)|_{max}}{q_m} = 1 + |\eta| \quad (5)$$

Au-delà d'une certaine valeur de Ra_m (phase 2), les grandeurs θ_{1m} et θ_{1max} entament une chute rapide à cause

de la circulation d'air qui fait refroidir la paroi chaude de la cavité. Dans cette phase, les profils de θ_{1max} obtenus pour deux valeurs opposées de η se séparent à cause d'une éventuelle perte de symétrie de l'écoulement. Pour des valeurs de η proches de 0, θ_{1max} subit d'abord une croissance puis passe par une valeur maximale aux environs de $Ra_m = 6 \times 10^3$ avant de baisser au-delà de cette valeur limite. En régime complètement turbulent $Ra_m \gtrsim 10^6$ (phase 3), les grandeurs présentées poursuivent leurs chutes mais avec un rythme moins élevé que celui de la deuxième phase. Ceci est lié très probablement à la saturation thermique du fluide qui reçoit un flux de chaleur trop élevé. Dans cette troisième phase, les grandeurs θ_{1m} et θ_{1max} sont moins sensibles aux variations du paramètre η car les profils tracés se rapprochent au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh moyen augmente.

En passant à $\varepsilon = 1$, la convection naturelle est moins intense et les transitions observées pour $\varepsilon = 0$ sont enregistrées à des nombres de Rayleigh plus élevés. Pour la gamme considérée du nombre de Rayleigh moyen $1 \leq Ra_m \leq 10^8$, seules les phases 1 et 2 sont observées. Ainsi, les valeurs maximales et moyennes de la température adimensionnelle de la paroi chaude restent constantes jusqu'à environ $Ra_m = 6 \times 10^4$, après quoi, les grandeurs θ_{1m} et θ_{1max} subissent une chute linéaire (exponentielle sur l'échelle linéaire).

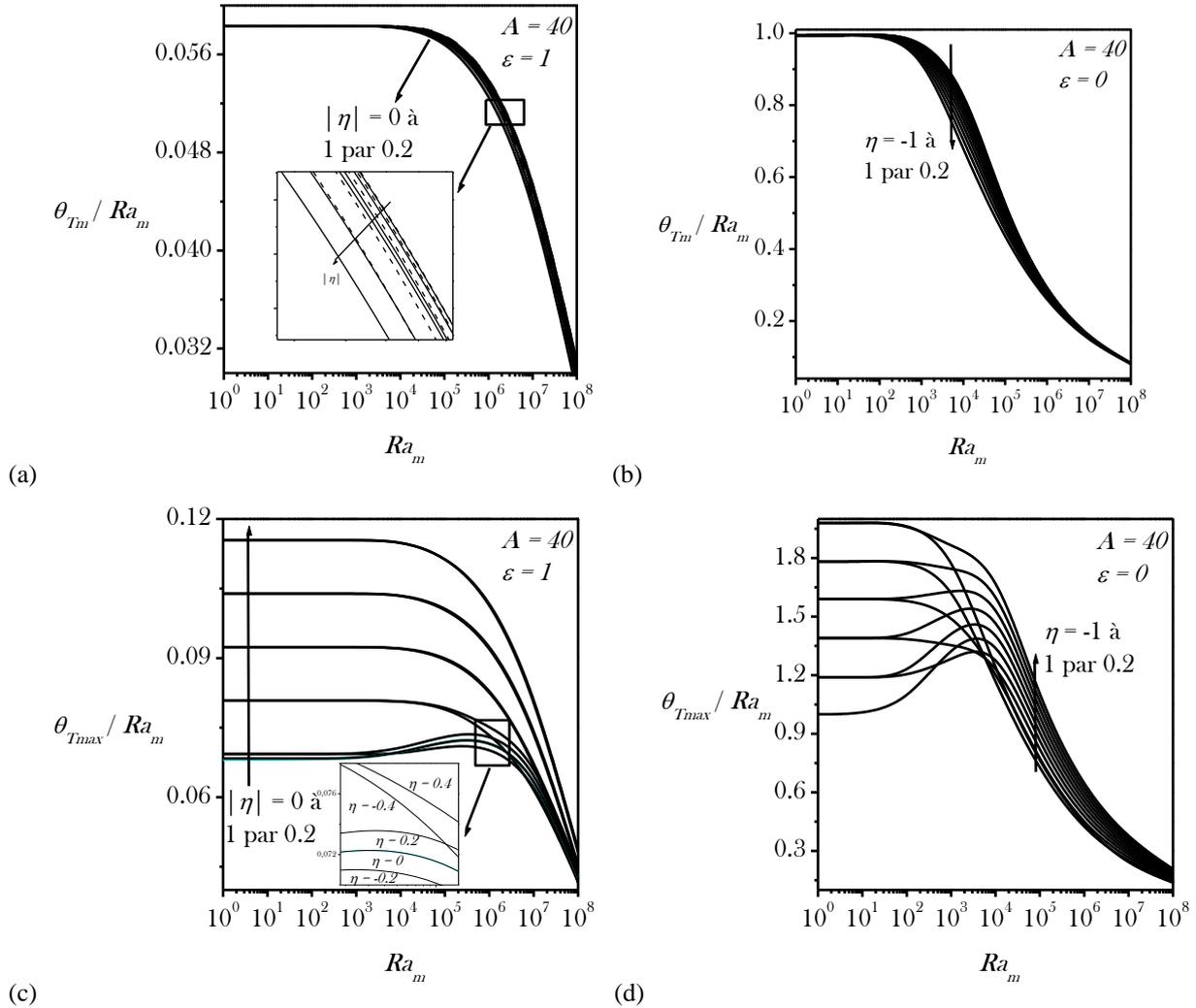


Fig. 3. Profils de θ_{Tm}/Ra_m (a-b) et θ_{Tmax}/Ra_m (c-d) en fonction de Ra_m pour $A = 40$ et différentes valeurs de η et ε : $\varepsilon = 0$ (b-d) et $\varepsilon = 1$ (a-c).

4. Conclusion

Dans ce travail, l'effet des paramètres Ra_m , ε , η et A sur les températures locale, moyenne et maximale de la paroi verticale d'une cavité allongée chauffée par un flux de chaleur sinusoïdal est analysé pour les deux régimes d'écoulement laminaire et turbulent.

Les résultats obtenus ont montré que ces températures chutent rapidement avec Ra_m et ε . L'effet des autres paramètres est généralement moins important sauf pour A à des Ra_m élevés et η à des valeurs de ε importantes.

Références

- [1] Basak, T., Anandalakshmi R., Roy S. and Pop I., Role of entropy generation on thermal management due to thermal convection in porous trapezoidal enclosures with isothermal and non-isothermal heating of wall, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 67, 810-828, 2013.
- [2] Basak T. and Chamkha A.J., Heatline analysis on natural convection for nanofluids confined within square cavities with various thermal boundary conditions, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55, 5526-5543, 2012.
- [3] Basak T., Kaluri R.S. and Balakrishnan A.R., Effects of thermal boundary conditions on entropy generation during natural convection, *Numerical Heat Transfer Part A* 59, 372-402, 2011a.
- [4] Basak T., Ramakrishna D., Roy S., Matta A. and Pop I., A comprehensive heatline based approach for natural convection flows in trapezoidal enclosures : Effect of various walls heating, *International Journal of Thermal Sciences* 50, 1385-1404, 2011b.
- [5] Sarris I.E., Lekakis I. and Vlachos N.S., Natural convection in a 2D enclosure with sinusoidal upper wall temperature, *Numerical Heat Transfer A* 42, 513-530, 2002.
- [6] Zniiper K.A., Oubarta A. and Lahjomri J., Analytical solution to the problem of heat transfer in an MHD flow inside a channel with prescribed sinusoidal wall heat flux, *Energy Conversion and Management*, vol. 46, pp. 1147-1163, 2005.
- [7] Patankar S.V., *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere, Washington, D.C., 1980.