



Étude de la convection thermique dans un canal à paroi sinusoïdale

Olfa Mechergui^{1,2,3}, Xavier chesneau³ et Ali Hatem Laatar^{1,2}

LETTM¹, Département de physique, Faculté des Sciences de Bizerte 7021 Jarzouna-Université de Carthage

²Faculté des Sciences de Tunis, 2092 Tunis el Manar, Tunisie- Université Tunis El Manar

LAMPS³, Université de Perpignan Via Domitia

52 Avenue Paul Alduy, 66860 Perpignan, France

olfaamechergui@gmail.com

ahlaatar@gmail.com

chesneau@univ-perp.fr

Résumé : Les phénomènes de transfert de chaleur en convection naturelle sont présents dans un grand nombre d'applications industrielles telles que le froid, la climatisation, les réacteurs chimiques, le refroidissement des appareils électroniques, le dessalement de l'eau de mer, les piles à combustible....

Le présent travail apporte une contribution à la compréhension des mécanismes de transfert de chaleur en convection naturelle dans un canal vertical à paroi sinusoïdale. L'écoulement est laminaire et bidimensionnel. Les équations régissant le phénomène sont résolues à l'aide d'une méthode aux volumes finis et le traitement du couplage vitesse-pression est réalisé par la méthode de projection. Les simulations numériques effectuées ont permis l'étude détaillée de la structure de l'écoulement ainsi que des champs thermiques. Cette étude nous permet de montrer que les surfaces ondulées modifient la morphologie de l'écoulement et les transferts thermiques. Les paramètres (amplitude, longueur d'onde,...) ont un rôle très important sur les caractéristiques de l'écoulement et les transferts thermiques. L'ensemble des connaissances acquises sur les transferts de chaleur permettent d'optimiser les échanges vu que la forme ondulée de la surface perturbe la couche limite laminaire et permet ainsi à l'air frais d'être en contact avec la paroi chaude.

Mots clés : Canal vertical, paroi ondulée, amplitude, transfert thermique, convection naturelle, régime laminaire

1. Introduction

La convection naturelle dans des géométries ouvertes a fait l'objet de plusieurs études expérimentales et numériques. Ceci s'explique par l'importance pratique des applications dans divers domaines de l'ingénierie telles que les capteurs solaires, la ventilation passive des bâtiments, le refroidissement des équipements électroniques et des réacteurs nucléaires...

Une des premières études expérimentales de la convection naturelle dans un canal vertical est celle d'Elenbaas (1942) [1]. Il a déterminé les différents modes d'écoulement en fonction du nombre de Rayleigh modifié. Il a montré que pour un faible nombre de Rayleigh le régime est pleinement développé tandis que avec un nombre de Rayleigh élevé le régime est de type couche limite. L'étude d'Elenbaas est conforme à celles des premières études numériques basées sur une formulation parabolique des équations dans lesquelles la diffusion axiale est négligée de J. F. Osterle (1962) [2].

En 1972, V.Sernas et al. [3] ont réalisé une étude expérimentale de la convection naturelle laminaire sur un canal vertical de longueur finie chauffé ; deux états thermiques sont considérés : flux uniforme de chaleur et température uniforme à la paroi. Le chauffage de chaque plaque est assuré séparément par circulation d'eau chaude permettant le passage du chauffage symétrique à asymétrique. La distribution de température est observée et augmente linéairement avec l'augmentation du nombre de Rayleigh. Pour un nombre de Rayleigh supérieur à 400, ils ont constaté que les résultats expérimentaux tendent à être inférieurs de environ 10% aux résultats numériques obtenus par Bodia et Osterle (1962) [4]. Il existe dans la littérature d'autres études sur la

convection naturelle dans les canaux verticaux comme les travaux de Vajravelu et Sastri [5], Sparrow [6], Webb et Hill [7], Naylor et al. [8] mais ceux ci concernent toujours des parois lisses.

Pour améliorer le transfert de chaleur dans un canal vertical chauffé, plusieurs configurations modifiées du canal simple ont été étudiées numériquement et expérimentalement. Certains auteurs ajoutent deux plaques isolées parallèles à l'entrée ou à la sortie du canal, comme dans les études de Lee [9] et de Campo et al. [10]. D'autres ont ajouté une cheminée adiabatique en aval du canal chauffé, comme Haaland et Sparrow [11], Oosthuizen [12], Morrone et Manca [13], Auletta et al. [14], Auletta [15] et Andreozzi [16].

Une des techniques intéressantes pour améliorer les transferts dans des canaux est l'introduction d'objets internes, comme des plaques auxiliaires [17, 18] ou des obstructions [19, 20]. Ce type d'étude est peu fréquent dans la littérature. Kim et Boehm [21] ont étudié numériquement le transfert de chaleur en convection libre et forcée à partir de multiples blocs de parois rectangulaires dans des canaux verticaux. Des études sur la convection mixte et naturelle dans les canaux à simple obstruction se trouvent dans les références. [22-24]. Mehrotra et Acharya [25] ont mené une étude expérimentale du transfert de chaleur par convection naturelle dans des canaux verticaux lisses ou nervurés. D'après la discussion ci-dessus, on voit qu'il est nécessaire d'étudier l'effet composé d'obstructions multiples, d'obstructions sur les deux parois du canal, du rapport d'aspect du canal et de la localisation de l'obstruction.

La présente étude est une simulation numérique de la convection naturelle dans un canal vertical ondulé. Le canal est chauffé asymétriquement par un flux de chaleur uniforme. Les aspects thermiques et dynamiques du problème sont étudiés en faisant varier la largeur et la hauteur des obstructions alors que le rapport d'aspect du canal est maintenu fixe. L'objectif principal de ce travail est de déterminer les configurations optimales qui maximisent le débit massique et le nombre moyen de Nusselt. La structure de l'écoulement et le champ de pression sont également analysés pour expliquer les réponses du système pour différents paramètres géométriques et différents nombres de Rayleigh.

2. Formulation du problème

Il s'agit d'un canal vertical bidimensionnel de longueur L formé de deux plaques parallèles séparées par une distance b , dont l'une est lisse alors que l'autre est rainurée (présence d'une ou plusieurs protubérances sinusoïdales) (figure1). Ces deux plaques sont chauffées symétriquement ou asymétriquement par un flux de chaleur de densité constante q . Le canal est traversé par un écoulement ascendant laminaire d'air humide en régime permanent. Toutes les propriétés thermo-physiques sont constantes, à l'exception de la densité dans le terme de force de flottabilité qui peut être modélisé de manière adéquate par l'approximation de Boussinesq. Les équations de conservation décrivant l'écoulement sont les équations de Navier-Stokes 2D et l'équation d'énergie pour un fluide incompressible.

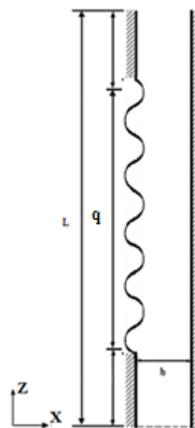


Figure 1: Configuration géométrique étudiée

2.1. Equations

En adoptant les hypothèses simplificatrices précédentes, les équations régissant les transferts de chaleur et de masse dans un canal vertical s'écrivent :

$$\frac{\partial U^*}{\partial X^*} + \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U^*}{\partial \tau^*} + U^* \frac{\partial U^*}{\partial X^*} + W^* \frac{\partial U^*}{\partial Z^*} &= -\frac{\partial P^*}{\partial X^*} + \text{Pr} \left(\frac{\partial^2 U^*}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^2 U^*}{\partial Z^{*2}} \right) \\ \frac{\partial W^*}{\partial \tau^*} + U^* \frac{\partial W^*}{\partial X^*} + W^* \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} &= -\frac{\partial P^*}{\partial Z^*} + \text{Pr} \left(\frac{\partial^2 W^*}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^2 W^*}{\partial Z^{*2}} \right) + \text{Pr} Ra T^* \\ \frac{\partial T^*}{\partial \tau^*} + U^* \frac{\partial T^*}{\partial X^*} + W^* \frac{\partial T^*}{\partial Z^*} &= \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial X^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial Z^{*2}} \right) \end{aligned}$$

Les paramètres sans dimension qui apparaissent dans les équations ci-dessus sont le nombre de Rayleigh, le nombre de Prandtl et le nombre de Rayleigh modifié.

$$Ra = \frac{g\beta qb^4}{\nu\alpha\lambda}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Ra_m = Ra \left(\frac{b}{L} \right)$$

2.2. Conditions aux limites

Les équations de Navier-Stokes sont résolues en imposant les conditions aux limites suivantes :

- Après et avant la protubérance

$$W^* = U^* = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial T^*}{\partial X^*} = 0$$

$$\text{A la protubérance:} \quad \frac{\partial T^*}{\partial X^*} = -1$$

- A l'entrée et à la sortie :

$$\text{si } W < 0: \quad \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} = \frac{\partial U^*}{\partial Z^*} = \frac{\partial T^*}{\partial Z^*} = P^* = 0$$

$$\text{si } W > 0: \quad \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} = U^* = T^* = 0; \quad P^* = -0.5 \left(\frac{1}{\Delta} \int W^* dX^* \right)$$

Le nombre de Nusselt local à la paroi chauffée peut être évalué à partir de l'équation :

$$Nu_z = \frac{h(z)b}{\lambda} = \frac{1}{T^*(z)}$$

Le taux global de transfert de chaleur sans dimension est représenté par le nombre moyen de Nusselt qui est défini comme suit :

$$Nu_z = \frac{b}{L} \int_{L/2b}^{3L/2b} Nu(z) dz$$

3. Résolution numérique

3.1. Méthodes de résolutions

Le calcul a été effectué à l'aide d'un solveur interne de Navier-Stokes, initialement développé chez LIMSI (France) puis adapté pour l'intégration temporelle du système d'équations ci-dessus. Ce code a été utilisé avec succès pour différents types de problèmes [26-29].

Les équations de Navier-Stokes sont discrétisées dans l'espace par la méthode des volumes finis. L'intégration temporelle est réalisée à l'aide d'un algorithme de division du temps, également connu sous le nom d'algorithme de prédiction-projection, qui permet de découpler la pression de la vitesse. En supposant que toutes les quantités connues à $n\Delta T$, la solution à $(n+1)\Delta T$ est obtenue comme suit :

Un champ de vitesse intermédiaire est d'abord calculé en utilisant un schéma temporel de second ordre. Cette étape de temps combine un schéma d'Euler de second ordre pour les termes de diffusion, avec une extrapolation explicite d'Adams-Bashforth du second ordre pour les termes non linéaires, en tenant compte du champ de pression connu. Cette étape se lit comme suit:

$$\frac{3V^* - 4V^N + V^{N-1}}{2\Delta\tau} + 2(V \cdot \nabla V)^{n-1} - (V \cdot \nabla V)^{n-1} = -\nabla P^n + \text{Pr} \Delta V^n$$

Dans la deuxième étape, ce champ de vitesse intermédiaire est projeté sur le sous-espace de champ de vecteur libre de divergence en utilisant le théorème de décomposition de Helmholtz. Cette étape se lit comme suit:

$$V^{n+1} - V^n = \frac{-2\Delta\tau}{3} \vec{\nabla}(P^{n+1} - P^n)$$

Elle est réalisée en prenant la divergence de l'équation donnant lieu à une équation du type de Poisson pour la pression incrémentielle:

$$\Delta\theta = \frac{3}{2\Delta\tau} \vec{\nabla} V^n ; \Delta\theta = P^{n+1} - P^n$$

Cette équation est résolue par un algorithme multigrille, dans lequel la présence de blocages internes est automatiquement prise en compte. Une fois le champ de pression obtenu, les nouvelles grandeurs à $(n+1)\Delta T$ sont données par:

$$P^{n+1} = \theta + P^n$$

$$V^{n+1} = V^* - \frac{2\Delta\tau}{3} \vec{\nabla}\theta$$

La discrétisation spatiale utilise un schéma centré pour les flux diffusifs et une méthode de différence finie de second ordre avec un schéma QUICK pour les termes convectifs. Les calculs ont été effectués sur un domaine de calcul 2D restreint à l'espace entre les plaques, à l'exclusion des zones d'entrée et de sortie à l'extérieur du canal et en utilisant un traitement spécial des sections d'entrée et de sortie du canal. Le domaine de calcul est X^*Z^* avec $X^* = 1$ et $Z^* = 10$.

La discrétisation spatiale utilisée est une grille non uniforme $82 * 258$ qui est raffinée près des murs. Le choix du pas du temps a été imposé par la précision et la stabilité numérique des calculs. Le pas de temps est fixé à $\Delta T = 5 * 10^{-6}$.

Afin d'assurer l'exactitude des résultats numériques, une étude de sensibilité au maillage a été effectuée avec trois différents maillages ($82 * 258$, $162 * 258$ et $82 * 514$) avec un nombre de Rayleigh modifié $Ra_m = 10^{-5}$. Les variations de la maille donnent des erreurs inférieures à 2% dans les paramètres pertinents tels que le débit massique et le nombre de Nusselt moyen. Par conséquent, le maillage $82 * 258$ convient et est utilisé tout au long du présent travail.

3.2. Validation du code de calcul

La validation préalable de notre code de calcul est nécessaire, pour évaluer sa précision et vérifier sa capacité à traiter ce type de problème.

Afin de valider notre code de calcul, nous allons reprendre le problème de S. Habchi et S. Acharya [22] relatif à l'écoulement de convection mixte dans un canal vertical en présence d'un seul obstacle. La figure 2 représente les lignes de courant dans le canal pour un bloc de hauteur $H/L=0,1$ et pour un nombre de Reynolds égal à $Re=1195$. Deux valeurs du nombre de Richardson ont été testées $Ri=0,1$ et $Ri=1$. La structure de l'écoulement fournie par notre code est presque analogue à celle trouvée par Habchi et Acharya [22].

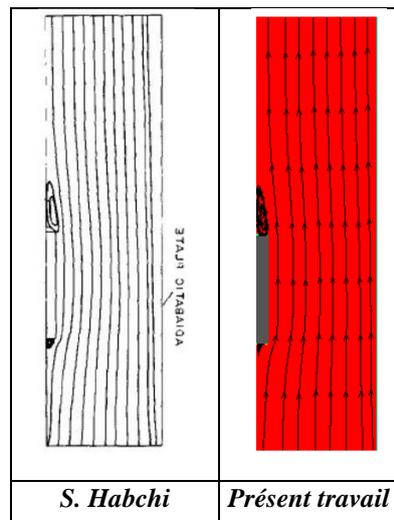


Figure 2: Les lignes de courant, $Re=1195$, $H/L=0,1$, $Gr/Re^2=0,1$

La seconde validation concerne la comparaison avec les résultats expérimentaux de Webb et Hill [7]. La figure 3 montre une comparaison entre les nombres Nusselt moyens obtenus numériquement dans notre travail et ceux expérimentaux donnés par Webb et Hill [7], pour différents nombres de Rayleigh modifiés allant de 10^2 à 10^6 . Comme on peut le voir, l'accord entre les résultats numériques et expérimentaux est bon.

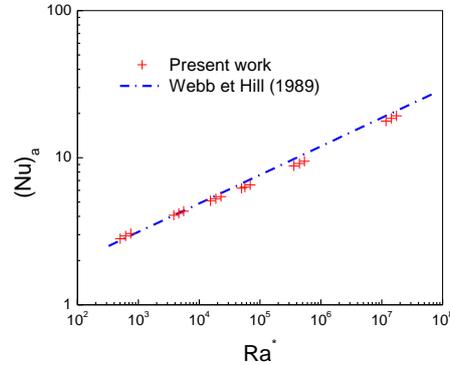


Figure 3: Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh modifié

4. Résultats et discussions

Le problème de la modélisation numérique des écoulements de convection naturelle dans des canaux verticaux ouverts est difficile (même dans le cas 2D) principalement lorsque le domaine de calcul est restreint à la géométrie du canal.

Seules les conditions de sortie peuvent être imposées, car les conditions aux limites à l'entrée sont inconnues et déterminées par ce qui se passe à proximité de la source chauffée située en aval de l'entrée. Cette difficulté a généralement conduit les gens à considérer les conditions de Neumann. La détermination des conditions aux limites exactes à imposer à l'entrée du canal est un problème ouvert qui n'a pas encore été résolu. Le Quéré [30] est l'un des rares scientifiques ayant fourni une réponse satisfaisante à ce type de problème. Dans la présente étude, nous utilisons des conditions aux limites identiques à celles proposées par Le Quéré [30].

Dans la suite, nous allons effectuer une étude paramétrique en vue d'améliorer les transferts thermiques au sein du canal étudié. Pour cela nous allons faire varier certains paramètres physiques comme le nombre de Rayleigh modifié (Ra_m), l'amplitude et le nombre de crête.

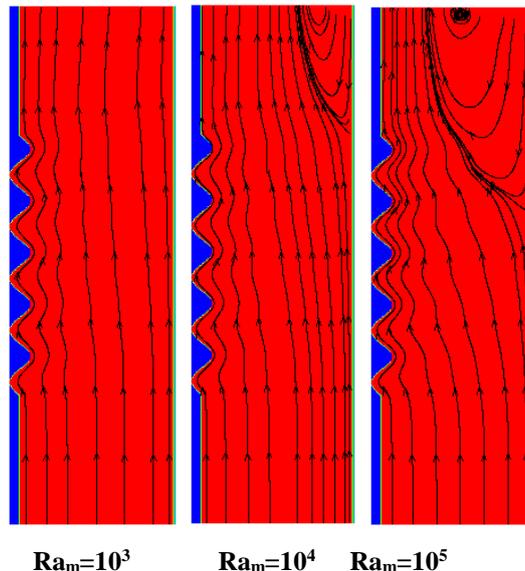


Figure 4: Lignes de courant pour différents nombres de Rayleigh modifiés Ra_m ($s=0,03125$)

La figure 4 met en évidence l'évolution des lignes de courant en fonction du nombre de Rayleigh modifié. Nous remarquons que pour un faible nombre de Rayleigh modifié, le fluide entrant par le bas du canal sort par toute l'ouverture supérieure. Par contre, lorsque Ra_m augmente, le fluide entrant par le bas du canal sort par une portion de l'ouverture supérieure car il y a une pénétration du fluide du côté de la paroi adiabatique du canal.

En effet, pour un nombre de Rayleigh modifié supérieur ou égal à $Ra_m=10^4$, nous remarquons à la sortie du canal et du côté de la paroi froide, la présence d'une zone de pénétration dont la longueur de rattachement (longueur de pénétration) augmente avec le nombre de Rayleigh.

Nous avons fixé le nombre et l'amplitude des crêtes ($s=0,03125, n=5$). Puis, nous avons fait varier le nombre de Rayleigh de $Ra_m=10^3$ à $Ra_m=10^5$. Les figures 5 a et 5 b représentent les profils de la composante verticale de la vitesse dans différentes sections du canal pour des nombres de Rayleigh modifié variant de $Ra_m=10^3$ à $Ra_m=10^5$. A l'entrée du canal, les profils de la composante verticale de la vitesse ont l'allure d'un profil de Poiseuille. A la sortie du canal, la composante verticale est maximale du côté de la paroi chauffée et minimale du côté de la paroi froide surtout pour un nombre de Rayleigh modifié égal à $Ra_m=10^4$ et $Ra_m=10^5$ alors que pour $Ra_m=10^3$ cette composante est presque constante. Ainsi, les valeurs négatives de la vitesse à la sortie du canal confirment la présence d'une zone de pénétration du côté de la paroi adiabatique du canal.

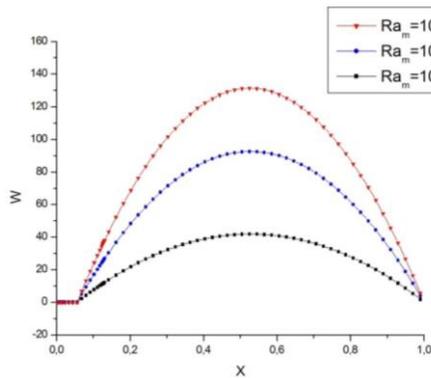


Figure 5 a: Profils de la composante verticale de la vitesse à l'entrée du canal pour différents nombres de Rayleigh modifié

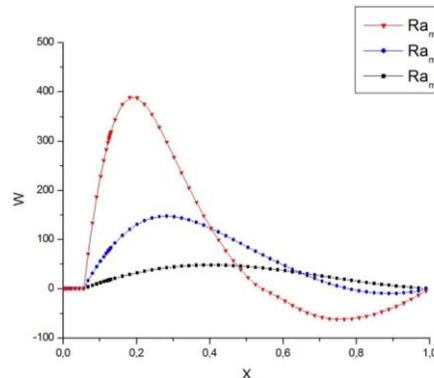


Figure 5 b: Profils de la composante verticale de la vitesse à la sortie du canal pour différents nombres de Rayleigh modifié

Les figures 6 a et 6 b représentent, respectivement, la variation du débit massique G en fonction de l'amplitude s des crêtes pour des nombres de Rayleigh modifiés variant de $Ra_m=10^5$ à $Ra_m=10^3$. Nous remarquons que pour un nombre de Rayleigh modifié égal à $Ra_m=10^3$, le débit massique augmente puis diminue en fonction de l'amplitude s avec un maximum pour $s=0,125$. Tandis que pour les deux nombres de Rayleigh modifiés égal à $Ra_m=10^4$ et $Ra_m=10^5$ le débit augmente continuellement avec l'amplitude s . Ceci peut s'expliquer par le fait que pour un faible nombre de Rayleigh, les forces de flottabilité ne sont pas assez importantes, à partir d'une certaine amplitude, pour augmenter la vitesse et compenser la diminution de la section de passage.

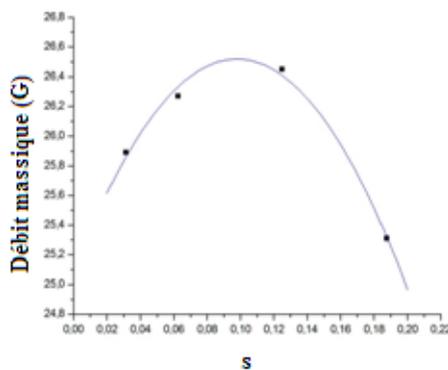


Figure 6 a: Variation du débit massique (G) en fonction de l'amplitude s des sinusoides ($Ra_m=10^3$)

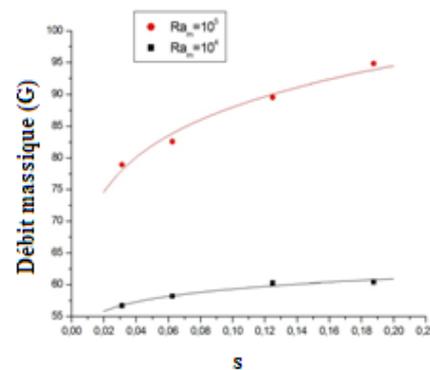


Figure 6 b: Variation du débit massique (G) en fonction de l'amplitude s des sinusoides ($Ra_m=10^4$ et $Ra_m=10^5$)

La figure 7 représente les lignes de courant pour différentes amplitudes s . Les lignes de courant suivent la forme de la sinusoides du côté de la paroi déformée et redeviennent linéaires en se rapprochant de la paroi droite. L'augmentation de l'amplitude de la crête engendre une diminution de la zone de pénétration à la sortie du canal du côté de la paroi adiabatique.

Nous présentons sur la figure 8 la variation du nombre de Nusselt le long de la paroi sinusoidale chauffée pour un nombre de Rayleigh modifié égal à $Ra_m=10^3$. D'après cette figure nous remarquons que le nombre de Nusselt moyen est maximum à l'entrée du canal où les gradients de température entre le fluide et la paroi sont les plus importants. Le long de la paroi le nombre de Nusselt est maximum aux crêtes et minimum dans les creux de la

sinusoïde. Cela vient du fait que les transferts convectifs sont plus importants au niveau des crêtes où la vitesse est plus importante.

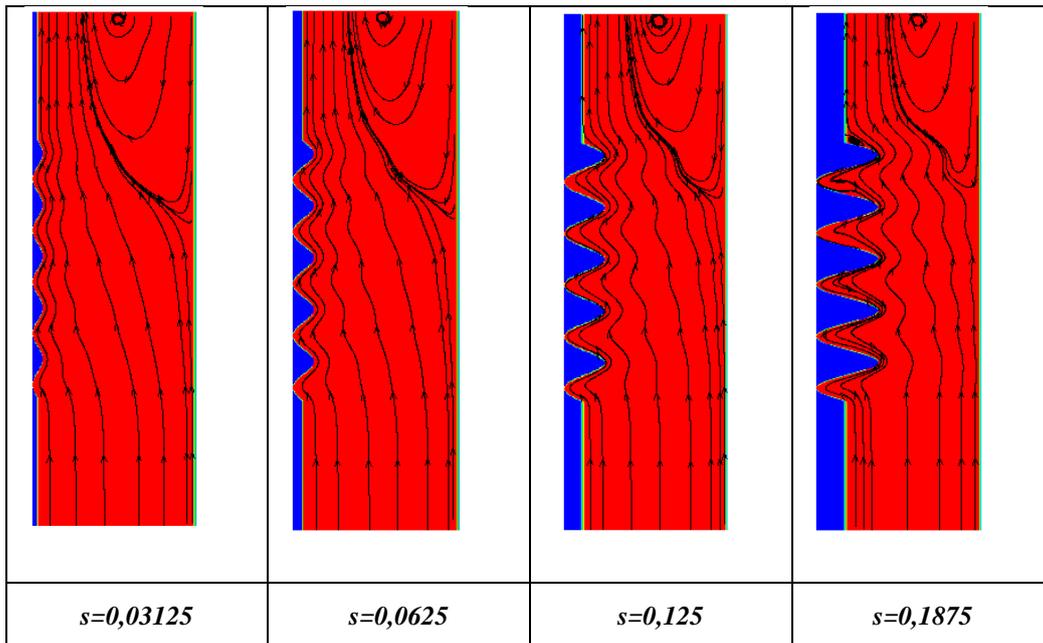


Figure 7: Lignes de courant à différentes amplitudes s pour $Ra_m = 10^5$

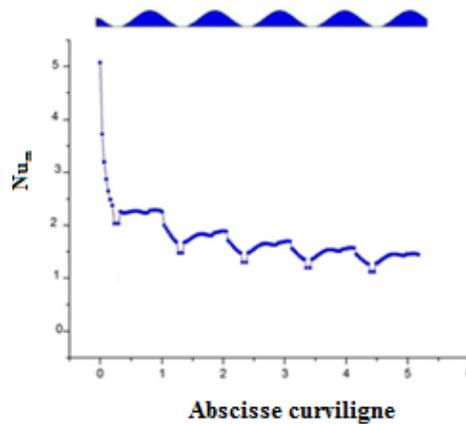


Figure 8: Variation du nombre de Nusselt le long de la partie chauffée

La figure 9 représente la variation du nombre de Nusselt moyen le long de la partie chauffée en fonction de l'amplitude s , pour des nombres différents de crête lorsque le nombre de Rayleigh modifié égal à $Ra_m=10^5$. Nous remarquons, que lorsque nous fixons la longueur de la paroi chauffée, nous constatons que le nombre de Nusselt moyen augmente lorsque nous réduisons le nombre de crête. Cela vient du fait que les transferts sont moins intenses dans les creux. Ainsi, en diminuant le nombre de crête on diminue également le nombre de creux.

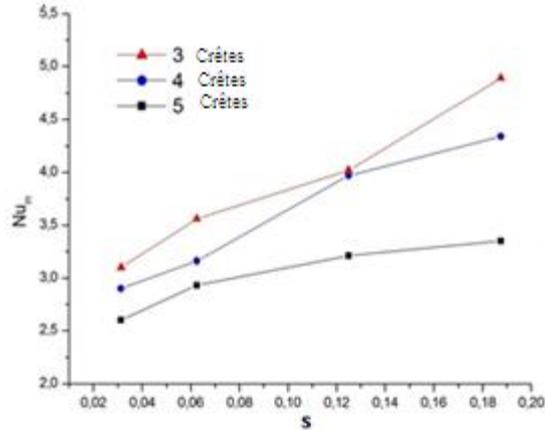


Figure 9: Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de l'amplitude s , pour différents nombres de crête

Conclusion

L'étude de la convection naturelle dans un canal vertical ondulé a été réalisée pour un écoulement laminaire. Afin d'étudier l'impact de la géométrie des rainures sinusoïdales sur l'amélioration du transfert de chaleur, nos simulations numériques ont été réalisées pour une large gamme de paramètres géométriques et physiques tels que le nombre et l'amplitude des crêtes ainsi que le nombre de Rayleigh.

Les résultats obtenus montrent que l'augmentation du nombre de Rayleigh aboutit généralement à un taux de transfert de chaleur amélioré, mais à des degrés différents selon la géométrie.

Enfin, on peut conclure que les paramètres géométriques ont une influence significative sur le taux de transfert de chaleur.

Nomenclature

Symbole	μ	viscosité dynamique ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)
L longueur du canal (m)	λ	conductivité thermique ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)
b largeur du canal (m)	ρ	densité (kg/m^3)
k conductivité thermique, W/m.K	ν	viscosité cinématique, μ/ρ (m^2s^{-1})
T température, K	Exposant, Indices	
Symboles grecs	*	sans dimension
α diffusivité thermique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$		

Références

- [1] Elenbaas «Heat dissipation of parallel plates by free convection», physica, Holland Vol9, N°01, p1-28(1942).
- [2] J. F.Osterle «The Development of free Convection between heated vertical plates », Journal of Heat Transfer, Vol 84, pp 40-44(1962).
- [3] V. Sernas «developing laminar free convection between vertical plates with asymmetric heating »,Int J.Heat and Mass Transfer, Vol 15 p 2293_2308 (1972).
- [4] J.R.Bodia «The development of free convection between heated vertical plate », Journal of Heat Transfer, Vol 84, pp 40-44(1962).
- [5] Vajravelu, Sastri, Correction to “Free convection effect on the oscillatory flow past an infinite, vertical, porous plate with constant suction. I”, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences 353 (1673) (Mar. 25, 1977) 221-223.
- [6] Sparrow, Natural convection in vertical channel: I. Interacting convection and radiation, II. The vertical plate with and without shrouding, Numerical Heat Transfer 3 (1980) 297-314.
- [7] Webb, Hill, High Rayleigh number laminar natural convection in an asymmetrically heated vertical channel, Journal of Heat Transfer 111 (1989) 649-656.
- [8] D. Naylor, J.M. Floryan, J.D. Tarasuk, A numerical study of developing free convection between isothermal vertical plates, Transactions of the ASME Journal of Heat Transfer 113 (1991) 620-626.
- [9] K.T. Lee, Natural convection in vertical parallel plates with an unheated entry or unheated exit, Numerical Heat Transfer A 25 (1994) 477-493.

- [10] A. Campo, O. Manca, B. Morrone, Numerical analysis of partially heated vertical parallel plates in natural convective cooling, *Numerical Heat Transfer A* 36 (1999) 129-151.
- [11] Haaland, Sparrow, Mixed convection plume above a horizontal line approach flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 26 (3) (1983) 433-444.
- [12] P.H. Oosthuizen, A numerical study of laminar free convective flow through a vertical open partially heated plane duct, *ASME HTD* 32 (1984) 41-48.
- [13] B. Morrone, O. Manca, Numerical analysis of natural convection in symmetrically heated vertical channels with an auxiliary parallel plate, in: *Int: NHTC-HTD/117*, Albuquerque, NM, USA, ASME, 1999
- [14] A. Auletta, O. Manca, B. Morrone, V. Naso, Heat transfer enhancement by the chimney effect in a vertical isoflux channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001) 4345-4357.
- [15] Auletta, Thermal design of symmetrically and asymmetrically heated channelchimney systems in natural convection, *Applied Thermal Energy* 23 (2003) 605-621.
- [16] A. Andreozzi, Numerical study of natural convection in vertical channels with adiabatic extensions downstream, *Numerical Heat Transfer A* 47 (2005) 1-22.
- [17] A. Andreozzi, O. Manca, Thermal and fluid dynamic behavior of symmetrically heated vertical channels with auxiliary plate, *Int. J. Heat Fluid Flow* 22 (2001) 424-432.
- [18] S. Taieb, A.H. Laatar, J. Balti, Natural convection in an asymmetrically heated vertical channel with an adiabatic auxiliary plate, *Int. J. Therm. Sci.* 74 (2013) 24-36.
- [19] G. Tanda, Natural convection heat transfer in vertical channels with and without transverse square ribs, *Int. J. Heat Mass Transfer* 40 (1997) 2173-2185.
- [20] G. Desrayaud, A. Fichera, Laminar natural convection in a vertical isothermal channel with symmetric surface-mounted rectangular ribs, *Int. J. Heat Fluid Flow* 23 (2002) 519-529.
- [21] W. Kim, and R. F. Boehm, Combined free and forced convective heat transfer from multiple rectangular wall blocks in vertical channels. In *Mixed Convection And Environmental Flows*, ASME HTD-Vol. 152, pp. 1-8 (1990).
- [22] S. Habchi, and S. Acharya, Laminar mixed convection in a partially blocked, vertical channel, *Int. J. Heat Mass Transfer* 29, 1711-1722 (1986).
- [23] S. A. M. Said, and R. J. Krane, An analytical and experimental investigation of natural convection heat transfer in vertical channels with a single obstruction, *Int. J. Heat Mass Transfer* 33, 1121-1134 (1990).
- [24] S. A. M. Said, and A. Muhanna, Investigation of natural convection in a vertical parallel-walled channel with a single square obstruction. In *Simulation And Numerical Methods in Heat Transfer*, ASME HTD-Vol. 153, pp. 73-80 (1990).
- [25] A. Mehrotra and S. Acharya, Natural convection heat transfer in smooth and ribbed vertical channels, *Znt. J. Heat Mass Transfer* 36,236-241 (1993).
- [26] A.H. Laatar, M. Benahmed, A. Belghith, P. Le Quéré, 2D large eddy simulation of pollutant dispersion around a covered roadway, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90 (2002) 617-637.
- [27] M. Bouterra, A. El Cafsi, A.H. Laatar, A. Belghith, P. Le Quéré, Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié autour d'un obstacle, *International Journal of Thermal Sciences* 41 (3) (2002) 281-293.
- [28] Z. Mahrez, M. Bouterra, A. El Cafsi, A. Belghith, P. LE Quéré, Mass transfer control of a backward-facing step flow by local forcing e effect of Reynolds number, *Thermal Science* 15 (2) (2011) 367-378.
- [29] A. Sergent, P. Joubert, S. Xin, P. Le Quéré, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities Part II: End walls effects using large eddy simulation, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 39 (February 2013) 15-27.
- [30] P. Le Quéré, On the computation of some external or partially enclosed natural convection flows, in: *Proceedings of ICCHMT 2011 – 7th International Conference on Computational Heat and Mass Transfer*, Istanbul, Turkey, 2011.

25-27 Octobre 2017
Monastir - Tunisie