

Effet de la perméabilité sur la convection thermosolutale en milieu poreux anisotrope

S. Safi ^{1*} et S. Benissaad ^{2†}

¹ Département de Génie Climatique, Université de Constantine 1
Route El Bey, Constantine, Algérie

² Département de Génie Mécanique, Université de Constantine 1
Route El Bey, Constantine, Algérie

(reçu le 10 Décembre 2012 – accepté le 30 Mars 2013)

Résumé - Ce travail est consacré à l'étude des transferts de chaleur et de masse dans une enceinte rectangulaire remplie d'une matière poreuse anisotrope en perméabilité saturée par un fluide binaire. Le modèle mathématique utilisé est celui de Darcy – Brinkman – Forchheimer. Les équations modélisantes de continuité, du mouvement, de l'énergie et de masse sont numériquement résolues par la méthode des volumes finis. On a étudié l'influence de l'anisotropie en perméabilité et d'autres paramètres sur les transferts de chaleur et de masse. Les résultats obtenus montrent que les nombres de Nusselt et de Sherwood croissent en augmentant l'anisotropie en perméabilité pour différents Nombre de Darcy. Les résultats numériques de notre étude sont en bon accord avec ceux trouvés dans la littérature.

Abstract - This work is devoted to the study of heat and mass transfer in a rectangular enclosure filled with a porous anisotropic permeability saturated by a binary fluid. The mathematical model used is the Darcy - Brinkman - Forchheimer. Modelizing equations of continuity, motion, energy and mass are numerically solved by the finite volume method. We studied the influence of anisotropy in permeability and other parameters on heat and mass transfer. The results show that the Nusselt numbers and Sherwood grow by increasing the permeability anisotropy for different number of Darcy. The numerical results of our study are in good agreement with those found in the literature.

Mots clefs: Milieu poreux anisotrope - Transfert de chaleur et de masse - Modèle Darcy-Forchheimer-Brinkman - Volumes finis.

1. INTRODUCTION

La convection naturelle dans les milieux poreux anisotropes a intéressé beaucoup de chercheurs. Cet intérêt est dû à ses applications pratiques dans beaucoup de domaines industriels.

Selon Neale [1], l'anisotropie en perméabilité dans les milieux poreux a une plus forte incidence en pratique que celle en diffusivité thermique. De nombreux travaux expérimentaux et numériques, sur différents paramètres qui influencent la convection thermique, ont été réalisés [2-8].

Howle et al. [9] ont pris en considération la dispersion hydrodynamique dans le tenseur de conductivité thermique et le terme de Forcheimer a été inclus dans l'équation

* s.safisafia@gmail.com

† benissaad.smail@gmail.com

du mouvement. Ils ont montré que le nombre de Nusselt moyen sur les parois décroît avec l'accroissement du rapport des conductivités thermiques effectives.

Degan *et al.* [11] ont étudié l'effet de l'anisotropie sur le transfert de chaleur par convection naturelle thermique dans une cavité horizontale saturée par un fluide et soumise à des gradients de température non uniforme.

Le problème de la convection naturelle thermosolutale dans une couche poreuse horizontale anisotrope a fait également l'objet de quelques travaux [11, 12]. L'influence de l'anisotropie thermo convective et du nombre de Prandtl sur le nombre de Rayleigh poreux thermique et la stabilité de l'écoulement convectif, en présence de l'effet Soret et Duffour a été étudiée par Malashetty [13].

Quant au nombre de Nusselt, il est maximum lorsque le nombre de Darcy est suffisamment large, selon Zheng *et al.* [14] qui ont utilisé dans leur étude le modèle de Darcy-Brinkman.

Ni *et al.* [15] ont effectué une étude sur le transfert de chaleur d'une couche poreuse verticale. Le milieu poreux était anisotrope en perméabilité et en conductivité thermique. Les résultats ont été comparés à ceux obtenus par Walker *et al.* [16] et Shiralkar *et al.* [17]. Chan *et al.* [18] ont montré l'influence de l'anisotropie en perméabilité, de la diffusivité thermique du milieu poreux et de la conductivité des parois adjacentes à la cavité poreuse sur le nombre de Nusselt.

Les propriétés anisotropiques du milieu poreux affectent considérablement les taux de transfert de la chaleur et de la masse dans la cavité, selon Bennacer *et al.* [19] dans leur étude sur une cavité verticale soumise à des températures et des concentrations constantes sur les parois verticales. Bera *et al.* [20] ont introduit des modifications au niveau des conditions aux frontières, en considérant des flux de chaleur et de masse sur les parois verticales.

L'analyse des transferts de chaleur et de masse dus à la convection thermosolutale dans une cavité constituée d'un milieu poreux anisotrope et soumise à des gradients horizontaux de température et concentration a été étudiée par Yoo *et al.* [21]. Les auteurs ont utilisé le modèle de Darcy-Brinkman et la formulation enthalpique avec l'incorporation, dans le modèle, de l'anisotropie en perméabilité.

Dans la présente étude, on s'intéresse au transfert de chaleur et de masse induit par convection thermosolutale dans une cavité poreuse horizontale anisotrope en perméabilité. Il s'agit d'étudier l'influence des paramètres de contrôle sur l'écoulement et les mécanismes de transferts de chaleur et de masse. Les parois verticales de l'ensemble du domaine sont soumises à des températures et de concentrations constantes. La formulation de Darcy-Brinkman - Forcheimer dans un milieu poreux saturé anisotrope en perméabilité a été retenue dans le présent travail.

2. FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

Il s'agit d'étudier le problème bidimensionnel de la convection thermosolutale induite par les forces de volume d'origine thermique et solutale dans une couche poreuse anisotrope. La configuration de ce problème est constituée d'une cavité rectangulaire horizontale de longueur L et de hauteur H illustrée sur la figure 1.

Le milieu poreux est saturé par un fluide binaire supposé incompressible. La cavité poreuse est rapportée à un système de coordonnées cartésiennes (OX, OY). Les conditions aux limites imposées sont des écarts de température et de concentration

constants et uniformes le long des parois verticales. Les parois horizontales sont supposées imperméables et adiabatiques. Le milieu poreux considéré dans le présent travail est anisotrope en perméabilité.

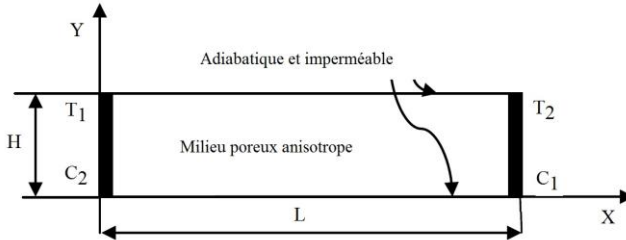


Fig. 1: Représentation du modèle physique

Certaines approximations ont été considérées pour simplifier la formulation du modèle mathématique. On se limite aux hypothèses couramment retenues dans les études de la convection naturelle qui sont: la matrice du milieu poreux est indéformable et en équilibre thermodynamique avec le fluide; l'écoulement du fluide au sein de la cavité est laminaire et bidimensionnel; le fluide dans la cavité étudiée est considéré newtonien et incompressible; le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable ainsi que les effets de Soret et Dufour; les écarts de température et de concentration imposés ne modifient pas les propriétés thermo physiques du fluide qui restent constantes à l'exception de la masse volumique dans les forces de volume (approximation d'Oberbeck-Boussinesq). La masse volumique varie ainsi linéairement avec la température et la concentration:

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta_T \times (T - T_0) - \beta_S \times (C - C_0)] \quad (1)$$

où ρ_0 est la densité à la température et la concentration de référence, β_T est le coefficient d'expansion volumique thermique et β_S le coefficient d'expansion volumique solutale, exprimés ci-dessus:

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho_0} \times \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{P,C} \quad \text{et} \quad \beta_S = -\frac{1}{\rho_0} \times \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{P,T} \quad (2)$$

L'anisotropie en perméabilité du milieu poreux est prise en considération. La diffusion de matière dans la matrice solide est négligée. Compte tenu des hypothèses simplificatrices énoncées précédemment, les équations adimensionnelles gouvernantes sont alors:

$$\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} = 0 \quad (3)$$

$$\rho_f \times \left[\frac{1}{\phi} \frac{\partial \bar{\nabla}}{\partial t} + \frac{1}{\phi^2} (\bar{\nabla} \bar{\nabla}) \right] = -\bar{\nabla} P - \frac{P_r}{D_a} \stackrel{=-1}{R_K} \bar{\nabla} - \frac{C_f}{\sqrt{D_a}} \stackrel{=-1/2}{R_K} |\bar{\nabla}| \bar{\nabla} + \frac{P_r}{\phi} \wedge \nabla^2 \bar{\nabla} + P_r \text{Ra}(\theta + NS) \bar{k} \quad (4)$$

$$\sigma \frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{\nabla} \bar{\nabla} \theta = \frac{1}{P_r} \bar{\nabla}^2 \theta \quad (5)$$

$$\phi \frac{\partial S}{\partial t} + \bar{V} \bar{\nabla} S = \frac{1}{L_e} \bar{\nabla}^2 S \quad (6)$$

Les conditions initiales et aux limites correspondant à ce problème sont de la forme suivantes:

$$U = V = 0, \theta = 0 \text{ et } S = 0 \quad \text{pour } t = 0 \quad (7)$$

$$\partial \theta / dx = 0, \partial S / dx = 0, U = V = 0 \quad \text{pour } Y = 0, \forall X \quad (8)$$

$$\partial \theta / dx = 0, \partial S / dx = 0, U = V = 0 \quad \text{pour } Y = 1, \forall X \quad (9)$$

$$\theta = 1, S = 0, U = V = 0 \quad \text{pour } X = 0, \forall Y \quad (10)$$

$$\theta = 0, S = 1, U = V = 0 \quad \text{pour } X = 4, \forall Y \quad (11)$$

Pour mettre le système d'équations précédent sous la forme adimensionnelle, les expressions suivantes sont utilisées:

$$\left. \begin{aligned} X &= x / H \\ Y &= y / H \\ \tau &= t / (H^2 / \nu) \\ U &= u / (\nu / H) \\ V &= v / (\nu / H) \\ P &= (p - p_0) / [\rho_f / (\nu^2 / H^2)] \\ \theta &= \frac{T - T_2}{T_1 - T_2}, \quad \Delta T = T_1 - T_2 \\ S &= \frac{C - C_2}{C_1 - C_2}, \quad \Delta C = C_1 - C_2 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

où ϕ est la porosité, C_f : le coefficient de Forchheimer, U et V : les vitesses horizontale et verticale adimensionnelles, X et Y sont les coordonnées horizontale et verticale adimensionnelles. T , C , P et t sont respectivement, la température, la concentration, la pression et le temps dimensionnels. ΔT , ΔC , θ , S et τ sont respectivement, les écarts de température, de concentration, la température et la concentration et temps adimensionnels.

Les paramètres adimensionnels apparaissant dans les équations sont:

Le nombre de Darcy: $Da = K_y / H^2$; le nombre de Prandtl: $Pr = \nu / \alpha$; le nombre de Rayleigh thermique: $R_t = g \beta_T \Delta T K_y H / \alpha \nu$; le nombre de Lewis: $Le = D / \alpha$; le rapport de poussée: $N = \beta_S \Delta C / \beta_T \Delta T$.

Et g est l'accélération gravitationnelle, K la perméabilité du milieu poreux, D la diffusivité massique, ν la viscosité cinématique du fluide, ΔT et ΔS sont les différences de température et de concentration et α la diffusivité thermique.

Les transferts de chaleur et de masse, sont exprimés par les nombres de Nusselt et de Sherwood définis respectivement, comme suit:

$$\text{Nu} = -\int_0^1 (\partial\theta / \partial X)_{x=0} \times dY \quad (14)$$

$$\text{Sh} = -\int_0^1 (\partial S / \partial X)_{x=0} \times dY \quad (15)$$

La résolution du système d'équations est faite en utilisant la procédure des volumes finis. La méthode proposée par Patankar [22] a été utilisée pour la discrétisation des termes convectifs et diffusifs. Le couplage pression-vitesse est assuré par l'algorithme SIMPLER [22].

La convergence du code est atteinte, lorsque les bilans d'énergie et de matière sont satisfaits et les variations relatives des champs des vitesses, de la température, et de la concentration entre deux incréments consécutifs du temps sont nulles ou négligeables:

$$\text{Max} \left(\left| \phi_{i,j,k}^{t+\Delta t} - \phi_{i,j,k}^t \right| / \phi_{i,j,k}^t \right) \leq 10^{-4} \quad (16)$$

où ϕ est une variable dépendante. Les indices i, j indiquent un point du maillage et Δt étant l'incrément du temps.

3. VALIDATION DU CODE

Afin de vérifier l'exactitude des résultats obtenus dans le présent travail, une comparaison de ces résultats avec ceux de Ni *et al.* [15] et Bennacer *et al.* [19] pour une cavité poreuse rectangulaire horizontale, a été faite. Cette comparaison basée sur les nombres de Nusselt est illustrée dans le **Tableau 1**. On se place dans les mêmes conditions que ces auteurs. Il ressort de ce tableau, une concordance satisfaisante. Les différences relatives observées entre les résultats étant inférieures à environ 1.5 %

Tableau 1: Comparaison du nombre de Nusselt pour différents taux d'anisotropie en perméabilité (K) pour: $Da = 10^{-7}$, $A = 1$, $Ra = 10^3$ et $N = 0$

$K = K_Y / K_X$	10^3	10^2	10^1	10	10^{-1}	10^{-2}
Bennacer <i>et al.</i> [19]	1.00	1.29	4.17	13.48	37.56	80.62
Ni <i>et al.</i> [15]	1.01	1.30	4.17	13.41	37.37	80.34
Présent travail	1.04	1.26	4.19	13.09	37.31	80.33

4. EFFET DE L'ANISOTROPIE EN PERMEABILITE SUR LES TRANSFERTS

La figure 2 illustre la variation du transfert thermique et massique en fonction de l'anisotropie en perméabilité. Les paramètres utilisés sont $Ra = 10^4$, $A = 4$ et $Da = 10^{-7}$. A partir de cette figure, on peut distinguer trois zones:

Pour des valeurs faibles des taux d'anisotropie ($K \leq 10^{-2}$), les transferts de chaleur et de masse sont faibles et le nombre de Nusselt et de Sherwood demeurent pratiquement constants. Cet affaiblissement des transferts est dû à l'affaiblissement de l'écoulement avec la décroissance de K .

Pour des valeurs de K supérieures à 1, les transferts thermique et massique sont plus importants et indépendants du taux d'anisotropie. Ces valeurs correspondent à un écoulement en couche limite. L'accroissement de la perméabilité horizontale par le biais de K favorise de plus en plus l'écoulement dans l'ensemble de la cavité jusqu'à ce que l'écoulement devienne indépendant de K .

Pour des rapports de perméabilité intermédiaire ($10^{-2} \leq K \leq 1$), on constate une forte augmentation des nombres de Nusselt et de Sherwood.

L'anisotropie en perméabilité met donc en évidence trois régimes de transferts, un écoulement diffusif pur pour les faibles valeurs de K et deux types d'écoulement convectif: pour K modéré, un écoulement qui s'intensifie de plus en plus avec l'accroissement de K et pour K supérieur à 1, un autre régime complètement couche limite, indépendant de K .

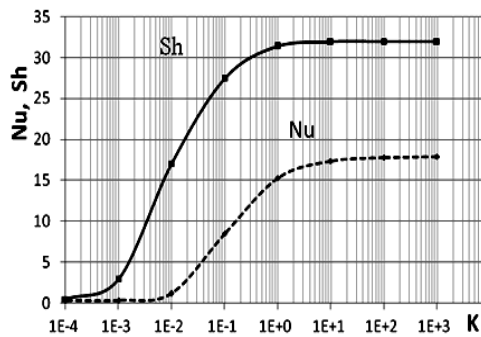


Fig. 2: Transfert de chaleur et de masse pour différentes valeurs d'anisotropie en perméabilité K , $A = 4$, $Le = 10$, $N = 0$, $Ra = 10^3$ et $Da = 10^{-7}$

On peut constater aussi sur la même figure pour une valeur de K donnée, le transfert de matière est plus élevé que le transfert de chaleur. En effet, vu que le nombre de Lewis (Le) est égal à 10, la couche limite solutale est plus fine que la couche limite thermique. Ceci est aussi à l'origine de l'obtention d'un transfert de masse diffusif pour des valeurs de K plus faibles que dans le cas du transfert de chaleur.

La figure 3 illustre l'évolution du profil de la composante verticale de la vitesse sur le plan médian horizontal de la cavité, pour différentes valeurs de l'anisotropie en perméabilité K . Les autres paramètres sont maintenus constants ($A = 4$, $Ra = 10^3$, $Le = 10$ et $N = 0$). Les profils de vitesse sont caractérisés par un maximum de vitesse près de la paroi verticale synonyme d'un régime de Darcy ($Da = 10^{-7}$).

On remarque aussi que l'augmentation du taux d'anisotropie entraîne une augmentation de la composante de la vitesse et le profil de vitesse est quasiment le même pour les valeurs élevées de K .

Pour les faibles taux d'anisotropie K , la vitesse demeure nulle, quel que soit X , ce qui démontre bien que les transferts se font essentiellement par diffusion dans cette zone. Le gradient de vitesse de plus en plus élevé correspond à des couches limites thermique et solutale de plus en plus fines.

L'augmentation de la perméabilité horizontale K_x n'a alors plus d'effet sur le profil des vitesses, ce qui justifie la tendance des transferts vers des valeurs constantes indépendantes de K .

La figure 4 montre les iso contours des lignes de température, de concentration et des lignes de courants pour différents K et pour un nombre de Darcy fixe $Da = 10^{-7}$, $Le = 10$ et $N = 0$. Il est constaté que pour des valeurs de K comprises entre 10^2 et 10 , l'écoulement à l'intérieur de la cavité se compose d'un écoulement parallèle au centre de la cavité, ce qui explique que la fonction de courant devient constante.

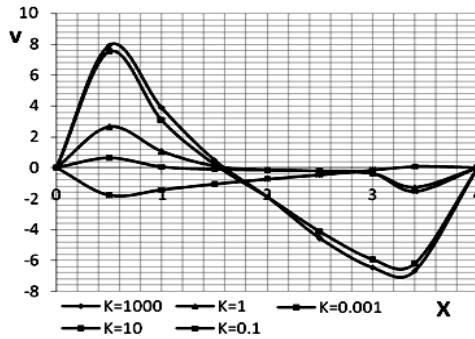


Fig. 3: Profil de la composante verticale de la vitesse dans le plan médian horizontal de la cavité pour différents K : A = 4, $Da = 10^{-7}$, $Ra = 10^3$, $N = 0$ et $Le = 10$

La perméabilité dans la direction horizontale est tellement forte qu'il y a peu de résistance à l'écoulement dans le sens horizontal; ainsi l'écoulement résulte essentiellement de la résistance verticale qui est fixe et contenue dans Da .

Les champs d'isothermes pour $K = 10^2$ sont linéaires dans la direction y , la convection n'ayant qu'un très léger effet sur eux. Tandis que les champs de concentration sont bien stratifiés le long de la paroi.

Pour $K = 1$, on note la naissance de deux cellules de convection occupant deux angles opposés de la cavité. Les isothermes sont stratifiées dans la direction y de la paroi, alors que les iso concentrations restent plus concentrées près des parois actives.

Pour les faibles valeurs de l'anisotropie en perméabilité K ($K = 10^{-1}$), l'écoulement dans la direction horizontale est favorisé et on a donc une intensification de l'écoulement le long des parois verticales.

La couche limite hydrodynamique prend place sur les parois verticales gauche et droite. Par contre les champs de température sont fortement déformés. Dans le cas de K très faible ($K = 10^{-2}$), d'après les lignes de champs, une résistance significative à l'écoulement apparaît dans la direction horizontale. Ceci est dû à la perméabilité verticale qui est plus grande que la perméabilité horizontale.

L'écoulement est freiné horizontalement, ce qui engendre une faible épaisseur d'écoulement vertical qui se répartit sur presque l'ensemble de la cavité. Les champs de température sont presque parfaitement linéaires dans la direction y . Le gradient de

température et constant et l'écoulement est parallèle au cœur de la géométrie alors que les iso concentrations sont linéairement stratifiées dans la direction verticale.

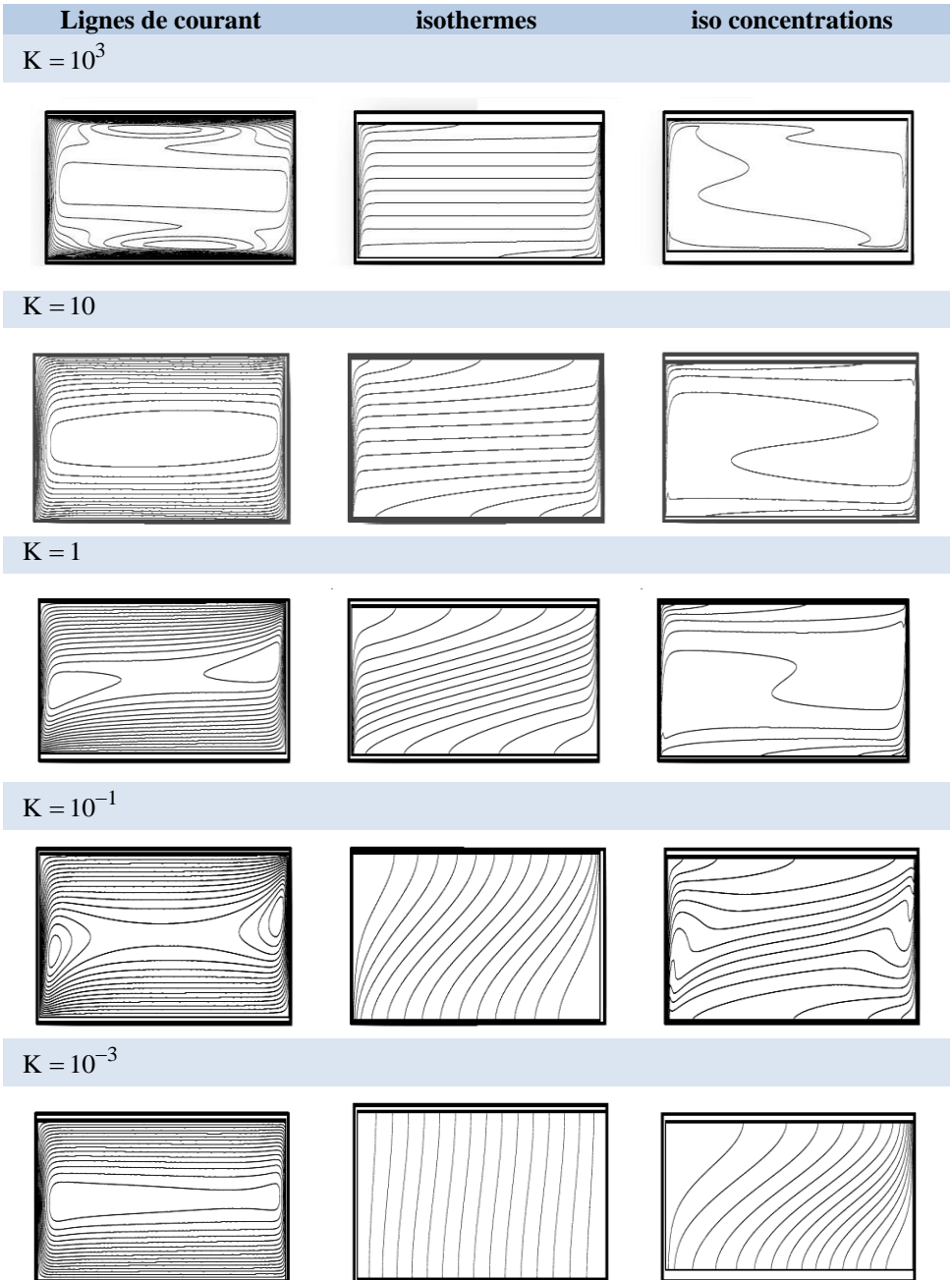


Fig. 4: Carte d'iso valeurs en fonction de K : $A = 4$, $N = 0$,
 $Da = 10^{-7}$, $Le = 10$ et $Ra = 10^3$

4.1 Effet du nombre de Darcy

Les effets du nombre de Darcy sur le taux de transfert de chaleur et de masse sont illustrés sur les figures 5a- et 5b- pour $N = 0$ et $A = 4$. Le nombre de Rayleigh poreux thermique est maintenu constant à 10^3 . L'augmentation du nombre de Darcy favorise la contribution des forces visqueuses contenues dans le terme visqueux de Brinkman de l'équation de quantité de mouvement qui s'opposent aux forces de volume. L'écoulement dans le milieu poreux est donc de plus en plus freiné, quand Da augmente, provoquant la décroissance des transferts.

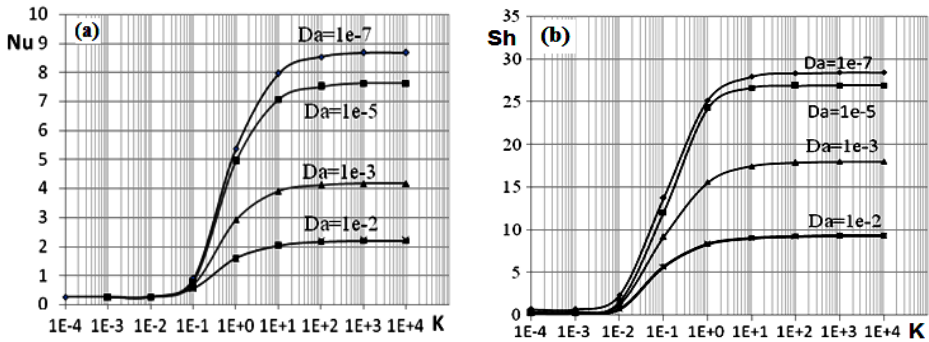


Fig. 5: Evolution du transfert de chaleur et de masse en fonction du nombre de Darcy pour: $A = 4$, $Pr = 0.71$, $Le = 10$, $N = 0$ et $Ra = 10^3$

Il est visible sur cette figure, que l'anisotropie en perméabilité présente un effet considérable sur les transferts. Pour de faibles valeurs des taux d'anisotropie K ($K < 10^{-2}$), les transferts s'affaiblissent et tendent vers des transferts diffusifs. Cet affaiblissement s'explique par le fait que lorsque le taux d'anisotropie en diminuant engendre une chute de la perméabilité horizontale K_x , alors que la perméabilité verticale (K_y reste constante et contenue dans le terme de Darcy Da).

Physiquement, la diminution de la perméabilité horizontale empêche le développement de l'écoulement horizontal entraînant du même coup la diminution de l'écoulement vertical, ce qui traduit l'équation de continuité.

Pour les forts taux d'anisotropie ($K \geq 1$), les transferts sont plus importants et tendent vers des valeurs limites maximales constantes et indépendantes de K . Vu l'atténuation de l'écoulement avec Da , la pente des transferts dans le cas du régime intermédiaire est d'autant plus faible que le nombre de Darcy augmente et ainsi le régime convectif en couche limite est atteint pour des K plus faibles.

On peut noter aussi que le transfert de masse atteint une valeur asymptotique maximum plus rapidement que le transfert de chaleur. Ceci, est une conséquence directe du nombre de Lewis ($Le = 10$) sur le transfert de masse.

4.2 Effet du nombre de Rayleigh

Les figures 6a- et 6b- illustrent l'évolution des nombres de Nusselt et de Sherwood respectivement en fonction de l'anisotropie en perméabilité K , pour une perméabilité

verticale fixée ($Da = 10^{-7}$) et pour des nombres de Rayleigh poreux thermiques variables ($Ra = 10^2, 10^3$ et 10^4) et en conservant les mêmes paramètres ($A = 4, Pr = 0.71, Le = 10, N = 0$). Les transferts sont plus importants avec l'accroissement de Ra , quelle que soit le taux d'anisotropie, vu que les forces de volume qui sont à l'origine de l'écoulement sont de plus en plus intenses.

Pour $K > 10^{-3}$ et $Ra = 10^4$, Le nombre de Sherwood augmente considérablement au début et tend par la suite vers une valeur constante. Pour le transfert de chaleur, on a un transfert diffusif pour des faibles K , un régime convectif en couche limite pour des taux d'anisotropie en perméabilité $K = 10$ et un régime intermédiaire au cours duquel les transferts augmentent avec l'accroissement de K .

Ces différents régimes sont retrouvés pour les différents nombre de Ra . On peut noter que le transfert de masse atteint une valeur asymptotique maximum plus rapidement que transfert de chaleur. Ceci, est une conséquence directe du nombre de Lewis ($Le = 10$) sur le transfert de masse.

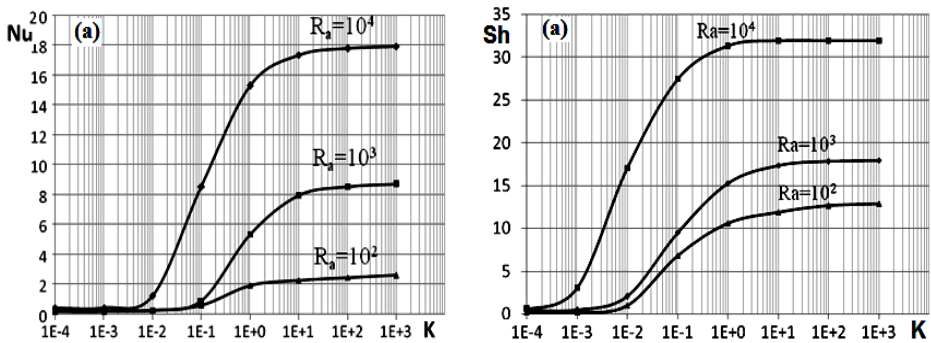


Fig. 6 : Effet du nombre de Rayleigh poreux thermique R sur les transferts pour: $A = 4, Da = 10^{-7}, N = 0$ et $Le = 10$

4.3 Effet des rapports des forces de volume N

Dans cette partie, l'effet des forces de volume d'origine solutale sur les transferts de chaleur et de masse dans un milieu poreux saturé anisotrope en perméabilité a été étudié. Le rapport des forces volumiques N a été varié de 0 à 20 et l'anisotropie en perméabilité K de 10^{-4} à 10^4 . Comme cela était déjà précisé, la perméabilité horizontale (K_x) est maintenue constante, alors que la perméabilité verticale varie.

L'évolution du transfert de chaleur et de masse respectivement est présenté sur les figures 7a et 7b en maintenant le nombre de Rayleigh thermique constant $Ra = 10^3$ et $A = 4$. Les figures montrent que le transfert de chaleur et de masse croît avec N . En augmentant le taux d'anisotropie (K), il s'avère que les nombres de Nusselt et de Sherwood tendent vers une valeur asymptotique qui est fonction de N , ce qui est en bon accord avec les résultats donnés dans la littérature.

Ceci est dû à l'accroissement des forces de volume dans l'équation de quantité de mouvement. On peut noter que le transfert de masse atteint une valeur asymptotique

maximum plus rapidement que le transfert de chaleur. Ceci, est une conséquence directe du nombre de Lewis ($Le = 10$) sur le transfert de masse.

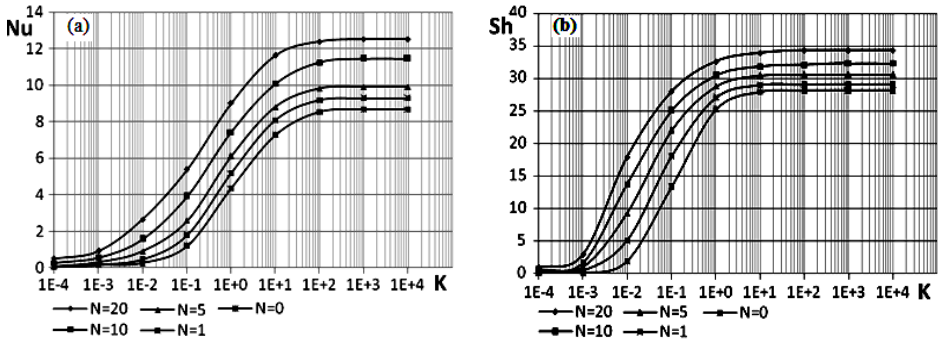


Fig. 7: Effet du rapport des forces volume sur les transferts dans un milieu poreux anisotrope en perméabilité pour: $A = 4$, $Da = 10^{-7}$, $N = 0$, $Le = 10$ et $Ra = 10^3$

4.4 Influence du rapport de forme A

L'effet du rapport de forme A sur le transfert de chaleur et de masse, est illustré sur les figures 8a- et 8b- pour différentes valeurs d'anisotropie en perméabilité K , comprises entre 10^{-3} et 10^3 , avec $Ra = 10^3$, $Le = 10$ et $N = 0$. En augmentant le rapport de perméabilité K , il s'avère que les nombres de Nusselt et de Sherwood tendent vers une valeur asymptotique, fonction de rapport de forme A .

Pour un taux d'anisotropie fixe, les transferts de chaleur et de masse diminuent avec l'augmentation de A , puisque la longueur des parois active diminue. On remarque aussi que le transfert de masse augmente rapidement comparativement au transfert de chaleur.

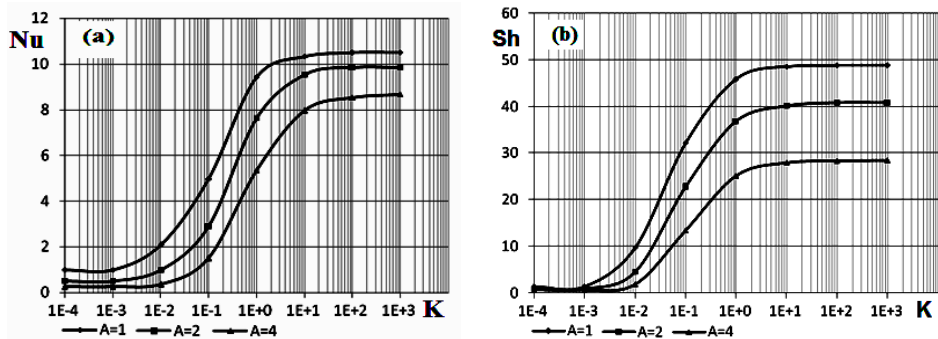


Fig. 8: Effet du rapport de forme sur le transfert de chaleur et de masse pour: $Da = 10^{-7}$, $N = 0$, $Le = 10$ et $Ra = 10^3$

5. CONCLUSION

Le phénomène de la convection thermosolutale avec la prise en compte de l'effet de l'anisotropie en perméabilité K , dans une cavité horizontale remplie par un fluide

binaire a été étudié. Le domaine est soumis à des températures et des concentrations constantes sur les parois verticales.

L'influence du taux d'anisotropie en perméabilité sur les transferts a été également étudiée. Cette étude a permis d'identifier deux régimes d'écoulement. L'un pleinement convectif indépendant de K et l'autre modérément convectif en fonction de K .

Dans un premier temps nos résultats ont été validés par rapport aux travaux réalisés par d'autres auteurs dans le cas d'un milieu anisotrope en perméabilité. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par ces auteurs. L'influence des paramètres tels que les nombres de Darcy, de Rayleigh, le rapport des forces de volume et le rapport de forme sur le transfert de chaleur caractérisé par le nombre de Nusselt, Nu et le transfert de masse caractérisé par le nombre de Sherwood, Sh a été discutée.

Pour les faibles valeurs de K , les solutions obtenues sont diffusives et pour des valeurs élevées de K , la solution est convective indépendante de l'anisotropie en perméabilité.

REFERENCES

- [1] G. Neale, 'Degree of Anisotropy for Fluid Flow and Diffusion (Electrical Conduction) Through Anisotropic Porous Media', *AIChE Journal*, Vol. 23, N°1, pp. 56 - 62, 1977.
- [2] G. Castinel et M. Combarnous, 'Critère d'Apparition de la Convection Naturelle dans une Couche Poreuse Anisotrope', *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, Vol. 278 B, pp. 701 - 704, 1974.
- [3] J.F. Epherre, 'Critère d'application de la Convection Naturelle dans une Couche Poreuse Anisotrope', *Revue Générale de Thermique*, Vol. 168, pp. 949 - 950, 1975.
- [4] P.A. Tyvand, 'Heat Dispersion Effect on Thermal Convection in Anisotropic Porous Media', *Journal of Hydrology*, Vol. 34, N°3-4, pp. 335 - 342, 1977.
- [5] O. Kvernold and P.A. Tyvand, 'Nonlinear Thermal Convection in Anisotropic Porous Media', *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 90, N°4, pp. 609 - 624, 1979.
- [6] R. McKibbin and P.A. Tyvand, 'Anisotropic Modeling of Thermal Convection in Multilayered Porous Media', *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 118, N°1, pp. 315 - 339, 1982.
- [7] M. Mamou, A. Mahidjiba, P. Vasseur and L. Robillard, 'Onset of Convection in an Anisotropic Porous Medium Heated From Below by a Constant Heat Flux', *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 25, N°6, pp. 799 - 808, 1998.
- [8] S. Safi and S. Benissaad, 'Heat and Mass Transfer in Anisotropic Porous Media', *Advanced in Theoretical and Applied Mechanics*, Vol. 5, N°1, pp. 11 - 22, 2012.
- [9] L.E. Howle and J.G. Georgiadis, 'Natural Convection in Porous Media with Anisotropic Dispersive Thermal Conductivity', *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, N°7, pp. 1081 - 1094, 1994.
- [10] C. Parthiban and P.R. Patil, 'Effect of Inclined Temperature Gradient on Thermal Instability in an Anisotropic Porous Medium', *Wärme- und Stoffübertragung*, Vol. 29, N°2, pp. 63 - 69, 1993.
- [11] G. Degan and P. Vasseur, 'Influence of Anisotropy on Convection in Porous Media with non Uniform Thermal Gradient', *International Journal of Heat and Mass Transfer*, N°46, N°5, pp. 781 - 789, 2003.

- [12] F. Chen and J.W. Lu, 'Onset of Salt-Finger Convection in an Anisotropic and Inhomogeneous Porous Media', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 35, N°12, pp. 3451 - 3464, 1992.
- [13] M.S. Malashetty, 'Anisotropic Thermoconvective Effects on the Onset of Double-Diffusive Convection in a Porous Medium', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 36, N°9, pp. 2397 - 2401, 1993.
- [14] W. Zheng and L. Robillard, 'Convection in a Square Cavity Filled with in Anisotropic Porous Medium Saturated with Water Near 4 °C', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, N°18, pp. 3463 - 3470, 2001.
- [15] J. Ni and C. Beckermann, 'Natural Convection in a Vertical Enclosure Filled With Anisotropic Porous Media', Journal of Heat Transfer, Vol. 113, N°4, pp. 1033 - 1037, 1991.
- [16] K.L. Walker and G.M. Homsy, 'Convection in a Porous Cavity', Journal of Fluid Mechanics, Vol. 87, N°3, pp. 449 - 474, 1978.
- [17] G.S. Shiralkar, M. Haajizadeh and C.L. Tien, 'Numerical Study of High Rayleigh Number Convection in a Vertical Porous Enclosure', Numerical Heat Transfer, Part B, Fundamentals: Vol. 6, N°2, pp. 223 - 234, 1983.
- [18] W.J. Chan and H.C. Lin, 'Natural Convection in a Finite Wall Rectangular Cavity Filled with an Anisotropic Porous Medium', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 37, N°2, pp. 303 - 312, 1994.
- [19] R. Bennacer, A. Tobbal, H. Beji and P. Vasseur, 'Double Diffusive Convection in a Vertical Enclosure Filled with Anisotropic Porous Media', International Journal of Thermal Sciences, Vol. 40, N°1, pp. 30 - 41, 2001.
- [20] P. Bera and A. Khalili, 'Double-Diffusive Natural Convection in an Anisotropic Porous Cavity with Opposing Buoyancy Forces: Multi-Solutions and Oscillations', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, N°15, pp. 3205 - 3222, 2002.
- [21] H. Yoo and R. Viskanta, 'Effect of Anisotropic Permeability on the Transport Process During Solidification of a Binary Mixture', International Journal of Heat and Mass Transfer, Vo. 35, N°10, pp. 2335 - 2346, 1992.
- [22] S.V. Patankar, 'Numerical Heat Transfer and Fluid Flow', Hemisphere, New York, 1980.