

# Convection au sein d'une cavité poreuse saturée par un fluide binaire non newtonien

Nabil BEN KHELIFA<sup>1\*</sup>, Zineddine ALLOU<sup>2</sup>, Hassen BEJI<sup>1</sup>, et Patrick VASSEUR<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des Technologies Innovantes, Université de Picardie Jules Vernes, Amiens, France

<sup>2</sup>Ecole Polytechnique, Université de Montréal, C.P. 6079, Montréal, Québec, H3C 3A7, Canada

\* (auteur correspondant : nabil\_k21@yahoo.fr)

**Résumé** - Il s'agit d'une étude numérique et analytique de la convection naturelle dans une couche poreuse verticale saturée par un fluide binaire non newtonien. Les deux parois verticales de la cavité sont soumises à des flux de chaleur et de soluté constants tandis que les parois horizontales sont supposées imperméables et adiabatiques. Un modèle de type loi de puissance est utilisé pour caractériser le comportement rhéologique du fluide non newtonien. Deux modes de convection sont étudiés : convection par double diffusion ( $a = 0$ ) et convection induite par l'effet Soret ( $a = 1$ ). Une solution analytique, valable pour les cavités allongées ( $A \gg 1$ ), est dérivée sur la base de l'approximation des écoulements parallèles. Les résultats numériques des équations complètes régissant le problème montrent les effets des paramètres de contrôle, à savoir le nombre de Rayleigh thermique, le nombre de Lewis, le rapport de flottabilité et l'indice de loi de puissance, sur les écoulements au sein du système. Un bon accord a été trouvé entre la solution analytique et les différents résultats numériques.

## Nomenclature

$A$	Rapport de forme de la cavité	$Sh$	Nombre de Sherwood
$a$	Nombre constant	$T$	Température adimensionnelle
$C_s$	Gradient de concentration - direction x	$u$	Composante x de vitesse
$C_T$	Gradient de température - direction x	$v$	Composante y de vitesse
$Le$	Nombre de Lewis	$\Psi$	Fonction de courant adimensionnelle
$n$	Indice de loi en puissance	$\phi$	Rapport des forces de volume
$Nu$	Nombre de Nusselt	$\mu'_a$	Viscosité apparente du fluide, $Pa.s$
$R_T$	Nombre de Rayleigh thermique	$\xi$	Porosité normalisée du milieu poreux
$S$	Concentration adimensionnelle		

## 1. Introduction

La convection naturelle, dans une couche poreuse saturée par un fluide binaire non newtonien, est présente dans de nombreuses applications pratiques dans l'industrie et l'environnement. Il s'agit notamment de l'ingénierie des polymères, la transformation des aliments, les systèmes géophysiques, les forages pétroliers, la conception des réacteurs chimiques, certains procédés de séparation etc. La première étude numérique et analytique portant sur la convection naturelle au sein d'un fluide non newtonien dans une couche poreuse chauffée par le bas semble être due à Amari et al. [1]. Ces auteurs ont traité seulement le cas d'un fluide pur et pour une gamme des valeurs élevées du nombre de Rayleigh. Bian et al. [2] ont considéré par la suite le cas de la cavité inclinée, chauffée par un flux de chaleur constant sur les côtés. Le problème de la convection naturelle à amplitude finie induite par double diffusion a été étudié par Benhadji et Vasseur [3]. Un modèle analytique a été proposé par ces auteurs, dans la limite d'une couche allongée ( $A \gg 1$ ). Récemment, la convection naturelle au sein d'un fluide binaire non newtonien, saturant une couche poreuse horizontale, a été étudiée numériquement et analytiquement par Ben khelifa et al. [4]. Un modèle rhéologique de type loi de puissance, proposé par Pascal [5], a été employé pour modéliser le comportement non

newtonien. Une solution analytique basée sur le concept de l'écoulement parallèle, valide pour les cavités allongées, ( $A \gg 1$ ), a été proposée. Le modèle analytique développé par ces auteurs a permis la prédiction des nombres de Rayleigh sous-critiques et supercritiques marquant la naissance des mouvements convectifs.

L'objectif de cet article consiste à étudier numériquement et analytiquement le transfert de chaleur et de masse dans une couche poreuse verticale et saturée par un fluide binaire non newtonien. Les deux parois verticales du système sont soumises à des flux constants de chaleur et de soluté et celles horizontales sont imperméables et adiabatiques. Le modèle de la loi de puissance est utilisé pour caractériser le comportement non newtonien du fluide binaire. Une solution analytique basée sur le concept de l'écoulement parallèle, valable pour le cas d'une couche poreuse infinie, ( $A \gg 1$ ), est envisagée. Les paramètres régissant le problème sont le nombre de Rayleigh thermique  $R_T$ , l'indice de la loi de puissance  $n$ , le nombre de Lewis  $Le$ , le rapport des forces de volumes d'Archimède  $\varphi$ , le rapport de forme de la cavité  $A$  et le paramètre  $a$  définissant la convection induite par double diffusion ( $a = 0$ ) ou par effet Soret ( $a = 1$ ).

## 2. Formulation mathématique du problème

Le système d'équations s'écrit :

$$\nabla^2 \Psi = -\mu_a^{-1} \left[ \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \mu_a}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \mu_a}{\partial x} + R_T \left( \frac{\partial T}{\partial x} + \varphi \frac{\partial S}{\partial x} \right) \right] \quad (1)$$

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

$$\left[ \xi \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial S}{\partial y} \right] = \frac{1}{Le} [\nabla^2 S - a \nabla^2 T] \quad (3)$$

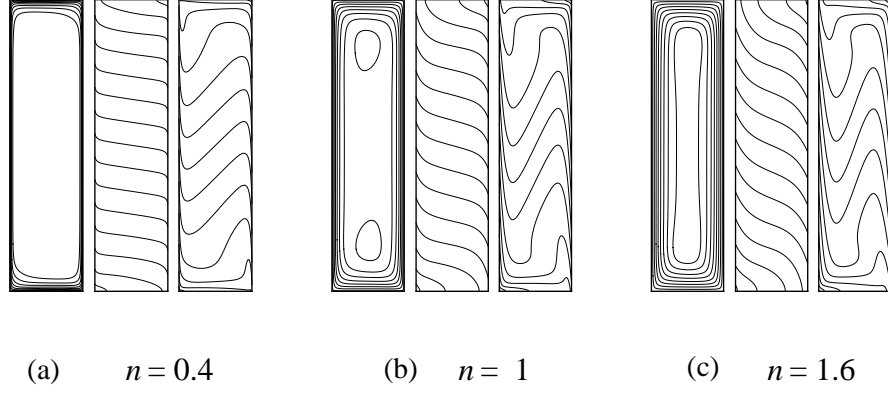
$$\mu_a = \left[ \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{n-1}{2}} \quad (4)$$

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

$$x = \pm \frac{1}{2} \quad \Psi = 0 \quad ; \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 1 \quad ; \quad \frac{\partial S}{\partial x} = (a-1) + a \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5)$$

$$y = \pm \frac{A}{2} \quad \Psi = 0 \quad ; \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial S}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

En utilisant un code numérique basé sur la méthode des différences finies, nous avons réalisés des simulations numériques pour différentes valeurs de  $n$  et les résultats obtenus sont présentés par la figure 1 pour  $R_T = 200$ ,  $\varphi = 1$ ,  $Le = 10$ ,  $a = 0$  et  $A = 4$ . Sur ces graphes, les lignes de courants, les isothermes et les isoconcentrations sont présentées de gauche à droite. Les valeurs numériques de  $\Psi_{\max}$ , du nombre de Nusselt,  $Nu$  et du nombre de Sherwood,  $Sh$  sont également déterminées. L'intensité de l'écoulement  $\Psi_{\max}$  et les taux de transfert de chaleur  $Nu$  et de masse  $Sh$  augmentent au fur et à mesure que la valeur de l'indice de la loi de puissance décroît. On constate que dans la partie centrale de la cavité, l'écoulement est parallèle suivant la direction  $y$  d'où nous proposons de développer dans la section suivante la solution analytique basée sur l'approche de l'écoulement parallèle.



**Figure 1:** Lignes de courant (gauche), isothermes (centre) et isoconcentrations (droite) obtenues numériquement pour  $R_T = 200$ ,  $\varphi = 1$ ,  $Le = 10$ ,  $A = 4$ ,  $a = 0$

### 3. Méthode de résolution analytique

Pour une couche poreuse allongée ( $A \gg 1$ ), les champs de la fonction de courant, de la température et de la concentration ont les formes suivantes:

$$\Psi(x, y) \approx \Psi(x) \quad (7)$$

$$T(x, y) \approx C_T y + \theta_T(x) \quad (8)$$

$$S(x, y) \approx C_S y + \theta_S(x) \quad (9)$$

En substituant les équations (7)-(9) dans celles (1)-(6), on obtient le système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{d}{dx} \left[ \frac{d\Psi}{dx} \left| \frac{d\Psi}{dx} \right|^{n-1} \right] = -R_T \frac{d}{dx} (\theta_T + \varphi \theta_S) \quad (10)$$

$$\frac{d^2 \theta_T}{dx^2} = -C_T \frac{d\Psi}{dx} \quad (11)$$

$$\frac{d^2 \theta_S}{dx^2} = -(Le C_S + a C_T) \frac{d\Psi}{dx} \quad (12)$$

Un seul demi-plan ( $x > 0$ ) doit être pris en considération car l'écoulement est antisymétrique par rapport à  $x = 0$  et  $y = 0$ . Par conséquent, le système d'équations s'écrit :

$$\frac{d\Psi}{dx} = -R_T^{1/n} (\theta_T + \varphi \theta_S)^{1/n} \quad (13)$$

$$\frac{d^2 \theta_T}{dx^2} = C_T R_T^{1/n} (\theta_T + \varphi \theta_S)^{1/n} \quad (14)$$

$$\frac{d^2 \theta_S}{dx^2} = (Le C_S + a C_T) R_T^{1/n} (\theta_T + \varphi \theta_S)^{1/n} \quad (15)$$

avec les conditions aux frontières:

$$\begin{aligned} x=0 \quad \frac{d\Psi}{dx} = 0 \quad ; \quad \theta_T = 0 \quad ; \quad \theta_S = 0 \\ x = \frac{1}{2} \quad \Psi = 0 \quad ; \quad \frac{d\theta_T}{dx} = 1 \quad ; \quad \frac{d\theta_S}{dx} = (1-a) + a \frac{d\theta_T}{dx} \end{aligned} \quad (16)$$

Les constantes  $C_T$  et  $C_S$  sont déterminées en faisant un bilan énergétique et massique sur un volume de contrôle dans chaque extrémité de la cavité :

$$\int_{-1/2}^{1/2} \frac{\partial T}{\partial y} dx + \int_{-1/2}^{1/2} \frac{\partial \Psi}{\partial x} T dx = 0 \quad \frac{1}{Le} \left( \int_{-1/2}^{1/2} \frac{\partial S}{\partial y} dx - a \int_{-1/2}^{1/2} \frac{\partial T}{\partial y} dx \right) + \int_{-1/2}^{1/2} \frac{\partial \Psi}{\partial x} S dx = 0 \quad (17)$$

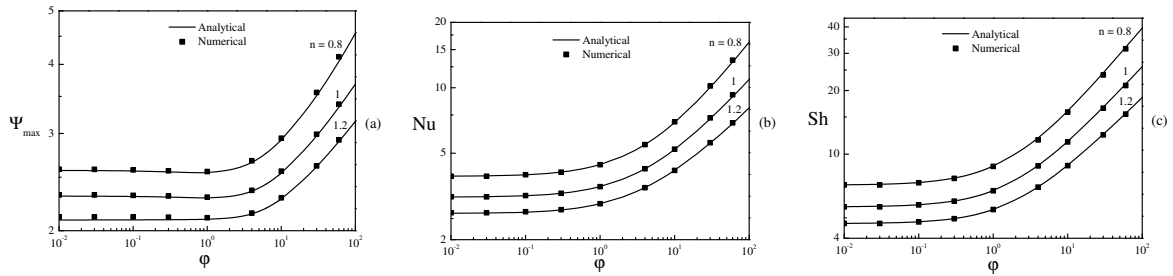
En remplaçant dans l'expression ci-dessus les profils de la fonction de courant (7), de la température (8) et de la concentration (9), on obtient les expressions de  $C_T$  et  $C_S$ .

$$C_T = -2 \int_0^{1/2} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \theta_T dx \quad (C_S - a C_T) = -2 Le \int_0^{1/2} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \theta_S dx \quad (18)$$

L'approximation de l'écoulement parallèle, valable pour une cavité allongée, a été utilisée pour simplifier les équations de base régissant le problème. Ces équations ont été résolues numériquement par la méthode des différences finies. Malgré le fait que le modèle analytique nécessite une procédure numérique, cette dernière est beaucoup plus simple et rapide que la résolution numérique des équations complètes. Ceci permet de réduire le temps de calcul.

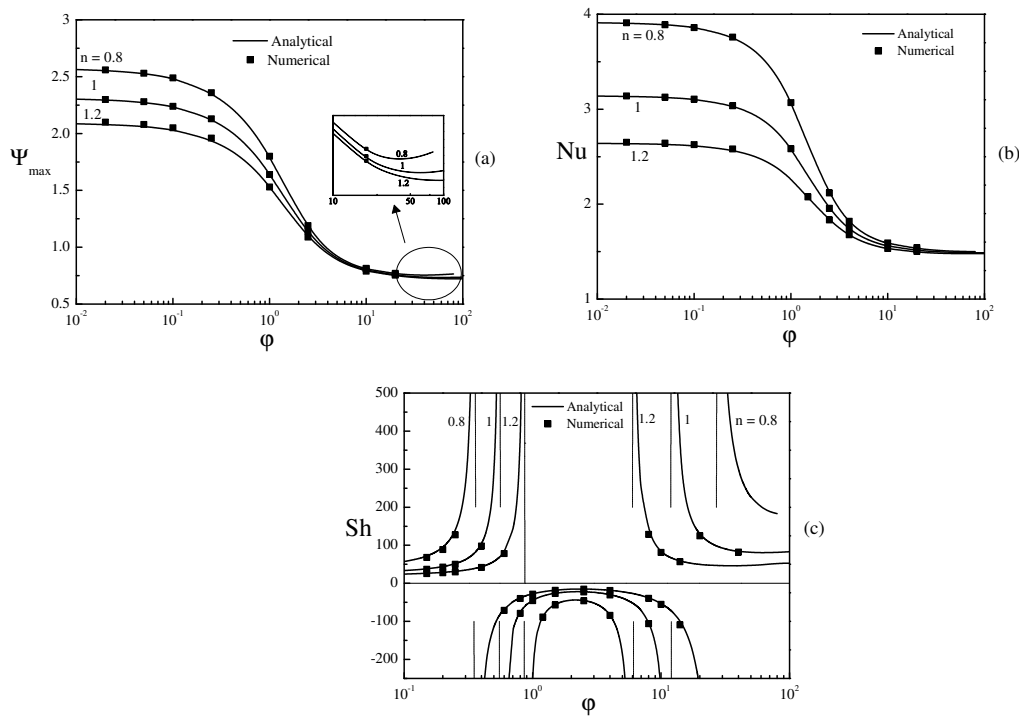
#### 4. Résultats obtenus

Les paramètres de contrôle tels que le nombre de Rayleigh,  $R_T$ , le rapport de forces de volume  $\varphi$ , l'indice de la loi de puissance  $n$ , le nombre de Lewis  $Le$  et le paramètre  $a$  ont des effets considérables sur le transfert de chaleur et de masse par convection. Les résultats prédits par la méthode semi-analytique ainsi que les résultats obtenus par l'étude numérique seront confrontés. Nous analysons tout d'abord l'effet du rapport des forces de volume  $\varphi$  et de l'indice de la loi de puissance  $n$  sur  $\Psi_{\max}$ ,  $Nu$  et  $Sh$  pour  $R_T = 10^2$ ,  $Le = 2$  et pour une convection doublement diffusive ( $a = 0$ ). Les résultats obtenus analytiquement et numériquement sont présentés par la figure 2. Lorsque  $\varphi$  est positif, les gradients thermiques et solutaux sont coopérants. Au voisinage de zéro ( $\varphi \rightarrow 0$ ), l'apparition de la convection dans la cavité est produite uniquement par les gradients thermiques. Les valeurs résultantes de  $\Psi_{\max}$ ,  $Nu$  et  $Sh$ , pour une valeur donnée de  $n$ , dépendent considérablement des paramètres du problème. En augmentant la valeur de  $\varphi$ , le régime thermique est maintenu jusqu'à environ la valeur  $\varphi \approx 0.5 \cdot 10^{-2}$ . Pour des valeurs supérieures, les effets combinés des forces de volume thermique et solutale améliorent l'intensité de la convection jusqu'à la valeur  $\varphi \approx 1$ , puis une forte augmentation de  $\Psi_{\max}$ ,  $Nu$  et  $Sh$  a été observée en fonction de  $\varphi$ . Pour une valeur fixée de  $\varphi$ , l'intensité de la convection et les taux de transferts de chaleur et de masse sont plus faibles pour les fluides dilatants ( $n > 1$ ) par rapport à un fluide newtonien ( $n = 1$ ) et contrairement à des fluides pseudoplastiques ( $n < 1$ ).



**Figure 2 :** Effet de  $\varphi$  et de l'indice  $n$  sur a) intensité de convection  $\Psi_{\max}$ , b) transfert de chaleur  $Nu$ , c) transfert de masse  $Sh$ , pour  $R_T = 100$ ,  $Le = 2$  et  $a = 0$ .

Avec la prise en compte de l'effet Soret ( $a=1$ ), nous avons réalisé les mêmes essais que précédemment. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3. Au voisinage de la valeur de zéro  $\varphi \rightarrow 0$ , la convection thermique a été établie. Ce résultat a été trouvé dans le cas de la convection doublement diffusive. En augmentant la valeur de  $\varphi$ , le régime thermique est maintenu jusqu'à environ  $\varphi \approx 0.1$ . Pour des valeurs supérieures à  $\varphi \approx 0.1$ , l'intensité de la convection  $\Psi_{\max}$  et le nombre de Nusselt  $Nu$  diminuent fortement pour atteindre une valeur constante à environ  $\varphi \geq 10$ . Ce résultat est différent de celui cité au paragraphe ci-dessus, cas de la convection doublement diffusive. Pour  $\varphi \geq 10$ , les mouvements convectifs dans la cavité sont considérablement atténués et le taux de transfert de chaleur correspondant est réduit. On constate aussi que l'intensité de l'écoulement et le transfert thermique sont indépendants de la nature des fluides contrairement au taux de transfert de masse. Ceci peut être expliqué par le fait de l'action combinée de la convection et l'effet Soret qui donnent lieu à un gradient solutal vertical stabilisant.

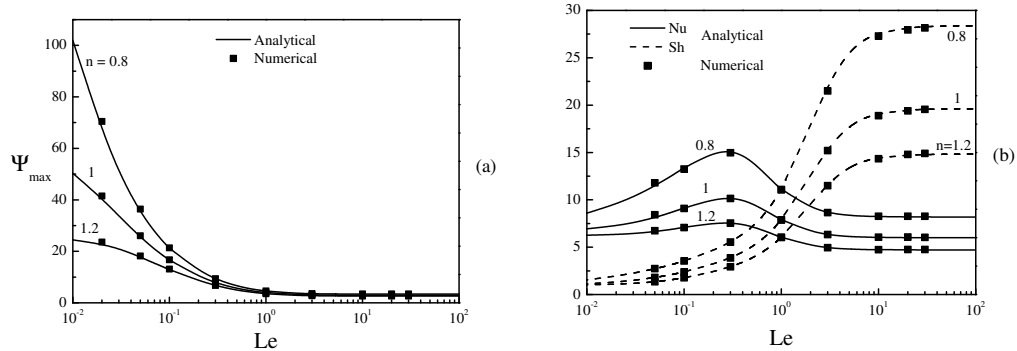


**Figure 3 :** Effet de  $\varphi$  et de l'indice de la loi de puissance  $n$  sur a) intensité de convection  $\Psi_{\max}$ , b) transfert de chaleur  $Nu$ , c) transfert de masse  $Sh$ , pour  $R_T = 100$ ,  $Le = 2$  et  $a = 1$ .

La figure 4 montre l'effet du nombre de Lewis  $Le$  et de l'indice de la loi de puissance  $n$  sur l'intensité de la convection et les transferts de chaleur et de masse. Les résultats présentés sur la figure 4(a) montrent que pour des faibles valeurs du nombre de Lewis  $Le$ , l'effet de  $n$  sur l'intensité de convection est considérable. Pour  $Le = 10^{-2}$  il a été trouvé que  $\Psi_{\max} = 50$  pour  $n=1$  et  $\Psi_{\max} = 100$  et 22 respectivement pour  $n=0.8$  et  $n=1.2$ . Lorsque la valeur de Lewis  $Le \rightarrow 0$ , les résultats présentés sur la figure 4(b) montrent que le transfert de masse  $Sh \rightarrow 1$ , c'est à dire que l'écoulement est régi par la diffusion et indépendant de  $n$ . Le nombre de Nusselt  $Nu$  tend vers une valeur constante dépendant de  $n$ . En augmentant la valeur du nombre de Lewis  $Le$ , l'intensité de la convection  $\Psi_{\max}$  diminue d'une manière monotone jusqu'à une valeur constante pour  $Le \approx 10$ . Pour des valeurs supérieures à  $Le \approx 10$ , on constate que  $\Psi_{\max}$  devient indépendant de  $n$ . Le nombre de Sherwood augmente en

fonction de  $Le$ . Pour des valeurs élevées du nombre de  $Le$ , l'influence de l'indice de la loi de puissance  $n$  sur  $Sh$  devient considérable.

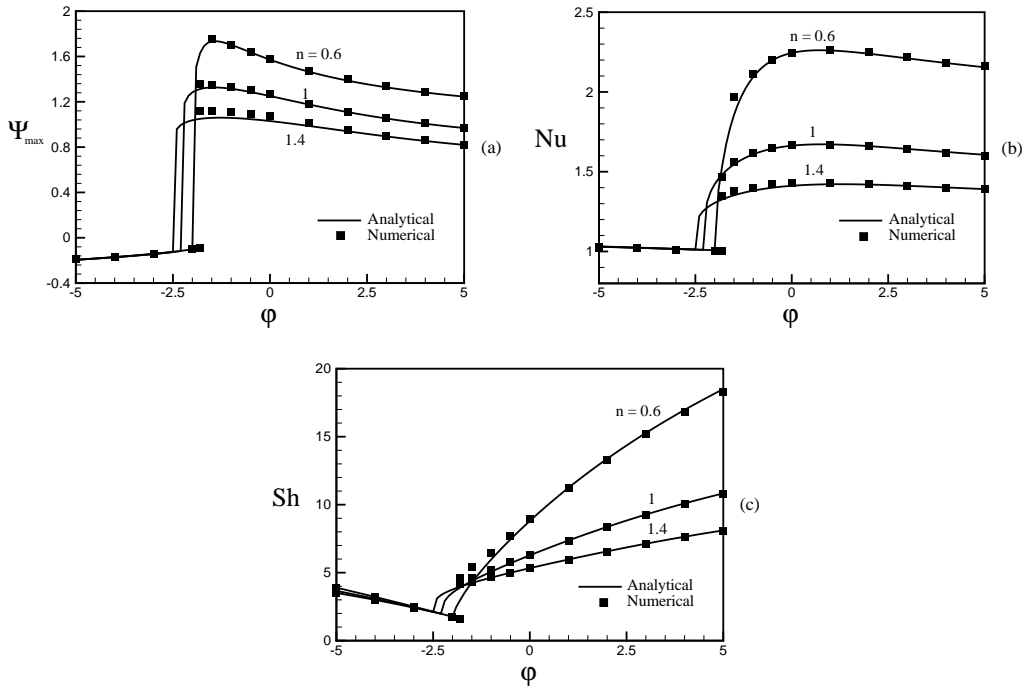
L'effet de  $Le$  sur le nombre de Nusselt  $Nu$  est tout à fait différent par rapport à celui sur le nombre de Sherwood  $Sh$ . Pour de faibles valeurs de  $Le$ , le nombre de Nusselt varie très peu en fonction du nombre de Lewis  $Le$ . Lorsque la valeur de Lewis  $Le$  augmente  $Nu$  augmente en passant par une valeur maximale, diminue ensuite et tend vers une valeur constante. Pour des valeurs élevées du nombre de Lewis, le taux de transfert devient indépendant de ces valeurs.



**Figure 4 :** Effet du nombre de Lewis  $Le$  et de  $n$  sur a) intensité de convection,  $\Psi_{\max}$ , b) transferts de chaleur et de masse,  $Nu$  et  $Sh$ , pour  $R_T = 500$ ,  $\varphi = 1$  et  $a = 0$ .

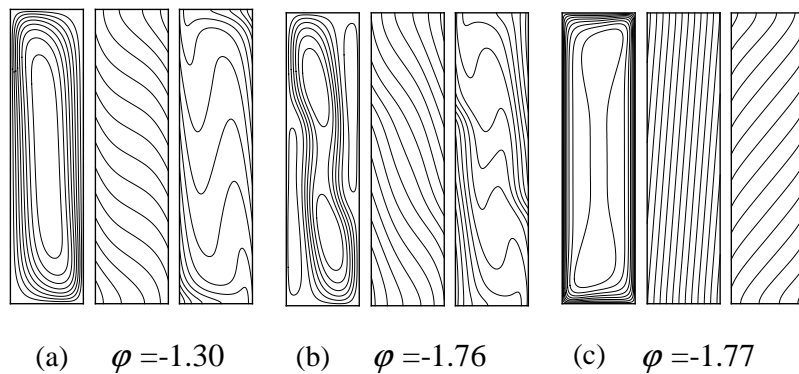
Les effets de  $\varphi$  et de l'indice de la loi de puissance  $n$  sur l'intensité de la convection  $\Psi_{\max}$ ,  $Nu$  et  $Sh$  et pour  $R_T = 20$ ,  $Le = 10$  et  $a = 0$  sont illustrés sur la figure 5 pour une gamme de rapport de force de volume  $\varphi$  variant de  $\varphi = -5$  à  $\varphi = 5$ . Pour le cas  $\varphi = -1$  et comme discuté par des nombreux auteurs (voir par exemple Mamou et al. [6], Charrier-Mojtabi et al. [7], Marcoux et al. [8] et Joly et al. [9]), l'état de repos est une solution possible des équations gouvernantes. Cependant, la convection peut se produire à un nombre de Rayleigh sous-critique  $R_{TC}^{sub}$ , sa valeur dépend du nombre de Lewis  $Le$ . Pour la valeur de  $\varphi = -1$ , le nombre de Rayleigh est inférieur au nombre de Rayleigh sous-critique  $R_{TC}^{sub}$  de telle sorte que  $\Psi_{\max} = 0$ . Lorsque la valeur de  $\varphi$  est inférieure à zéro, les forces de volume thermique et solutale agissent dans des directions opposées. Dans la gamme de  $-1 \leq \varphi \leq 0$ , les forces de volume thermiques sont clairement dominantes puisque la fonction  $\Psi_{\max}$  demeure positive. Pour une variation infinitésimale de  $\varphi$ , l'écoulement devient horaire ( $\Psi_{\max} < 0$ ) pour une valeur environ  $\varphi \leq -1.75$  et quelle que soit la nature de fluide (dilatant, newtonien et pseudoplastique).

Pour mettre en évidence la transition entre la circulation monocellulaire antihoraire et celle horaire, nous avons réalisé un essai numérique pour deux valeurs de  $n = 0.6$  et  $1.4$ . Les résultats obtenus sont illustrés par les figures 6. A cause des conditions thermiques et solutales imposées sur les frontières, la température et la concentration sur la paroi verticale droite de la cavité sont beaucoup plus importantes que celles de la paroi gauche. Par conséquent, le sens de l'écoulement thermique est antihoraire tandis que le sens de l'écoulement solutal est horaire (antihoraire) pour  $\varphi \gg 0$  ( $\varphi \ll 0$ ).



**Figure 5 :** Effet de  $\phi$  et de l'indice de la loi de puissance  $n$  sur a) intensité de convection  $\Psi_{\max}$ , b) transfert de chaleur  $Nu$ , c) transfert de masse  $Sh$ , pour  $R_T = 20$  et  $Le = 10$ .

La figure 6 montre les résultats pour un fluide pseudoplastique ( $n=0.6$ ) et en réduisant  $\phi$  de zéro à  $-1.30$ . Les résultats indiquent que l'écoulement unicellulaire est antihoraire lorsque le gradient thermique dans le cœur de la cavité est prédominant par rapport à la concentration. Diminuant encore la valeur  $\phi$  en dessous de  $\phi = -1.76$ , la figure 6(b) montre que l'écoulement est constitué d'une cellule thermiquement entraînée dans le sens antihoraire dans la partie centrale de la cavité et deux petites cellules entraînées dans le sens horaire au voisinage des parois de la cavité. Cela signifie que les forces de volume thermiques restent dominantes même si le rapport de force de volume est relativement supérieur à l'unité. En revanche, cette situation devient très instable en diminuant encore  $\phi$  au-delà de  $\phi = -1.77$  pour obtenir un régime d'écoulement représenté par la figure 6(c). A ce stade, l'écoulement est complètement inversé.



**Figure 6 :** Lignes de courant, isothermes et isoconcentrations pour la transition entre le régime thermique dominant et le régime solutal dominant pour  $R_T = 20$ ,  $n = 0.6$ ,  $Le = 10$ ,  $a = 0$ ,  $A = 4$

Les résultats numériques mettent en évidence l'existence d'un écoulement cellulaire en rotation horaire entraînée par la poussée des forces de volume solutales.

## 6. Conclusion

La convection naturelle au sein d'un fluide binaire non newtonien, saturant une couche poreuse verticale, a été étudiée numériquement et analytiquement. Les paramètres régissant le problème sont le nombre de Rayleigh thermique  $R_T$ , l'indice de la loi de puissance  $n$ , le nombre de Lewis  $Le$ , le rapport des forces de volumes d'Archimède  $\varphi$ , le rapport de forme de la cavité  $A$  et le paramètre  $a$  définissant la convection induite par double diffusion ( $a=0$ ) ou par effet Soret ( $a=1$ ). L'influence de ces paramètres sur les types d'écoulement et sur le transfert de chaleur et de masse est significative. En comparaison avec les résultats obtenus pour un fluide newtonien ( $n=1$ ), les fluides pseudoplastiques ( $0 < n < 1$ ) amplifient l'intensité de la convection et le transfert de chaleur et de masse résultant tandis que pour un fluide dilatant un effet opposé se produit.

## Références

- [1] Amari B., Vasseur P. and Bilgen E., Natural convection of non-Newtonian fluids in horizontal porous layer. *Warme und Stoffübertragung*, vol.29, 185-199 (1994).
- [2] Bian W., Vasseur P. And Bilgen E., Boundary-layer analysis for natural convection in a vertical boundary layer filled with a non-Newtonian. *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol.15, 384-391 (1994).
- [3] Benhadji K. and Vasseur P., Double diffusive convection in a shallow porous cavity filled with a non-Newtonian fluid. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol. 28, 763-772 (2001).
- [4] Ben Khelifa N., Alloui Z., Beji H., Vasseur P., Natural convection in a horizontal porous cavity filled with a non-Newtonian binary fluid of power-law type, *J. non-Newtonian Fluid Mechanics*, Vol. 169-170, 15-25 (2012).
- [5] Pascal H., Rheological behaviour effect of non-Newtonian fluids on steady and unsteady flow through porous media. *Int. J. Numerical Anal. Methods Geomech*, vol. 7, 207-224 (1983).
- [6] Mamou M., Hasnaoui M., Amahmid A. and Vasseur P., Stability of double diffusive convection in a vertical Brinkman porous enclosure, *Int. Comm. Heat. Mass Transfer*, vol. 25, 491-500 (1998).
- [7] Charrier-Mojtabi M.C., Karimi-Fard M., Azaiez M. and Mojtabi A., Onset of a double-diffusive convection regime in a rectangular cavity, *J. Porous. Media*, vol.1, 107-121 (1998).
- [8] Marcoux M., Charrier-Mojtabi and M.C. and Bergeron A., (1998) Naissance de la thermogravitation dans un mélange binaire imprégnant un milieu poreux, *Entropie*, vol. 214, 31-36 (1998).
- [9] Joly F., Vasseur P. and Labrosse G., Soret instability in a vertical Brinkman porous enclosure, *Numerical Heat Transfer*, vol. 39, 339-359 (2001).