

Effets du champ magnétique sur la convection naturelle du nanofluide (Al_2O_3 - eau) à propriétés variables dans une enceinte annulaire

Magnetic field effects on the natural convection of nanofluid (Al_2O_3 – water) with variable properties in an annular enclosure

Farid BERRAHIL^{1,3}, Abdelouaheb BOUTTOUT², Smail BENISSAAD³, Chérifa ABID⁴

¹Institut des sciences et de la technologie, Centre universitaire Abdelhafid Boussouf, Mila, Algérie

²Centre national d'études et recherches intégrées du bâtiment, Soudania. Alger. Algérie

³Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution, Département de Génie Mécanique, Faculté des Sciences de la technologie. Université Frères Mentouri, Constantine 1, Algérie

⁴Laboratoire IUSTI CNRS UMR 7343, École polytechnique de Marseille, Marseille, France

* (auteur correspondant : benissaad.smail@umc.edu.dz)

Résumé – Cette étude porte sur la convection naturelle d'un nanofluide Al_2O_3 – eau dans une enceinte annulaire verticale chauffée différentiellement soumise à un champ magnétique constant et uniforme. La structure de l'écoulement dépend du diamètre de nanoparticules et de trois autres paramètres adimensionnels : le nombre de Rayleigh, la fraction volumique et le nombre de Hartmann. Les résultats numériques obtenus ont indiqué, que la taille des nanoparticules est cruciale pour la détermination des propriétés des nanofluides, et que le rapport d'amélioration de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Hartmann mais diminue avec l'augmentation du nombre de Rayleigh.

Mots-clés : Convection naturelle ; nanofluide Al_2O_3 – eau ; champ magnétique ; enceinte annulaire ; propriétés variables.

Abstract – This study relates to the natural convection of an Al_2O_3 – water nanofluid in a vertical annular enclosure differentially heated subjected to a constant and uniform magnetic field. The structure of the flow depends on the diameter of nanoparticles and three other dimensionless parameters: the Rayleigh number, the volume fraction and the Hartmann number. The numerical results obtained indicated that nanoparticle size is crucial for determining the properties of nanofluids, and that the heat transfer enhancement ratio increases with increasing Hartmann number but decreases with increasing Rayleigh numbers.

Keywords: Natural convection; Al_2O_3 – water nanofluid; magnetic field; annular enclosure; variable properties.

Nomenclature

B_0	intensité du champ magnétique, T	u, w	vitesses selon les directions r et z , $m \cdot s^{-1}$
c_p	chaleur spécifique à pression constante, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	U, W	vitesses adimensionnelles
g	accélération de la pesanteur, $m \cdot s^{-2}$	r, z	coordonnées cylindriques, m
h	coefficient de transfert de chaleur, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	R, Z	coordonnées cylindriques adimensionnelles
k	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
p	pression, $N \cdot m^{-2}$	α	diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$
P	pression adimensionnelle	β	coefficient d'expansion thermique, K^{-1}
r_i, r_e	rayons intérieur et extérieur, m	θ	température adimensionnelle
t	temps, s	μ	viscosité dynamique, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
T	température, K	ν	viscosité cinématique, $m^2 \cdot s^{-1}$
		ρ	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
		σ	conductivité électrique, $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

τ	temps adimensionnel	h	chaud
φ	fraction volumique des nanoparticules	i	cylindre intérieur
ψ	fonction de courant adimensionnelle	max	maximum
<i>Indices et exposants</i>		p	nanoparticule
c	froid	nf	nanofluide
e	cylindre extérieur	0	état de référence
f	fluide de base		

1. Introduction

L'amélioration des performances de transfert de chaleur est un sujet important du point de vue des économies d'énergie. Les faibles propriétés thermiques des fluides de travail, tels que l'eau, l'éthylène glycol et l'huile moteur, sont considérées comme une limitation principale dans l'amélioration des performances et de la compacité des systèmes thermiques. En revanche, les nanoparticules sont connues comme un moyen efficace pour améliorer la conductivité thermique des fluides de base. Le mélange résultant appelé nanofluide possède une conductivité thermique sensiblement plus grande que celle des fluides traditionnels.

La revue de la littérature montre que plusieurs études ont été publiées sur la convection naturelle des nanofluides dans une enceinte chauffée avec et sans champ magnétique. Khanafer et al. [1] ont mené une étude numérique sur l'amélioration du transfert de chaleur due à l'ajout de nanoparticules Cu dans une enceinte chauffée de façon différentielle. Ils ont testé différents modèles de densité de nanofluides, de viscosité et de coefficients de dilatation thermique. Il a été constaté que le nombre de Nusselt est considérablement augmenté avec l'augmentation de la fraction volumique à tout nombre de Grashof donné. Putra et al. [2] ont étudié la convection naturelle de nanofluides à l'intérieur d'un cylindre horizontal rempli de nanofluide à base d'eau fait de nanoparticules de Al_2O_3 et de CuO . Ils ont découvert expérimentalement que la présence de nanoparticules dans l'eau diminuait systématiquement le transfert de chaleur. La nature de la détérioration du transfert de chaleur dépendait de la densité et de la concentration des nanoparticules. Abouali et Falahatpisheh [3] ont simulé numériquement le flux de convection naturelle du nanofluide d'eau Al_2O_3 dans les anneaux verticaux. Leurs résultats sont validés par les données expérimentales de Putra et al [2]. Ghasemi et al. [4] ont étudié l'influence du champ magnétique horizontal sur la convection naturelle dans une cavité carrée remplie de nanofluide $Al_2O_3 - eau$. Leurs résultats ont montré que le taux de transfert de chaleur augmente avec une augmentation du nombre de Rayleigh mais il diminue avec une augmentation du nombre de Hartmann. Cependant, ils ont constaté que l'augmentation de la fraction volumique solide peut entraîner une amélioration ou une détérioration des performances de transfert de chaleur en fonction des nombres de Hartmann et Rayleigh.

L'objectif principal du présent travail est d'examiner numériquement l'influence du champ magnétique sur le processus de transfert de chaleur dans un anneau cylindrique vertical rempli d'eau-alumine pour deux orientations radiales et horizontales. La conductivité thermique effective et la viscosité des nanofluides sont calculées par la corrélation KV [5]. Les effets de la fraction volumique des nanoparticules, du nombre de Rayleigh et du nombre de Hartmann sur les caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur ont été examinés pour deux diamètres de nanoparticules $d_p = 13$ et 47 nm.

2. Formulation mathématique

On considère un nanofluide contenu entre deux cylindres coaxiaux verticaux de rayons intérieur et extérieur r_i et r_e , respectivement, comme le montre la figure 1. Les parois verticales de hauteur H (l'anneau) sont différentiellement chauffées ($T_h > T_c$). Toutes les parois sont

électriquement isolées. L'enceinte annulaire est soumise à un champ magnétique externe uniforme et constant.

Le nanofluide est supposé homogène, newtonien et incompressible [4]. Le fluide de base (eau) et les nanoparticules sphériques Al_2O_3 sont en équilibre thermique. L'écoulement est considéré comme laminaire et axisymétrique. Le rayonnement, la dissipation visqueuse, le courant électrique induit et l'effet Joule sont négligés. Les propriétés du nanofluide sont définies comme suit :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_p; (\rho c_p)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho c_p)_f + \varphi(\rho c_p)_p; (\rho\beta)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho\beta)_f + \varphi(\rho\beta)_p; \sigma_{nf}/\sigma_f = 1 + \frac{3(\sigma_p/\sigma_f - 1)\varphi}{(\sigma_p/\sigma_f + 2) - (\sigma_p/\sigma_f - 1)\varphi} \quad (1)$$

$$\mu_{nf}(cp) = -0.4491 + \frac{28.837}{T} + 0.574\varphi - 0.1634\varphi^2 + 23.053\frac{\varphi^2}{T^2} + 0.0132\varphi^3 - 2354.735\frac{\varphi}{T^3} + 23.498\frac{\varphi^2}{d_p^2} - 3.0185\frac{\varphi^3}{d_p^2} \quad (2)$$

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = 0.9843 + 0.398\varphi^{0.7383} \left(\frac{1}{d_p(nm)}\right)^{0.2246} \left(\frac{\mu_{nf}(T)}{\mu_f(T)}\right)^{0.0235} - 3.9517\frac{\varphi}{T} + 34.034\frac{\varphi^2}{T^3} + 32.509\frac{\varphi}{T^2} \quad (3)$$

$$\text{Avec : } \mu_f(T) = 2.414 \times 10^{-5} \times 10^{247.8/(T+273.15-140)}$$

Les équations régissant l'écoulement en adoptant l'approximation de Boussinesq peuvent être écrites sous forme adimensionnelle comme suit :

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RU) + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RU^2) + \frac{\partial}{\partial Z} (WU) = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\text{Pr}}{(1-\varphi) + \varphi \frac{\rho_p}{\rho_f}} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (\mu R \frac{\partial U}{\partial R}) + \frac{\partial}{\partial Z} (\mu \frac{\partial U}{\partial Z}) - \mu \frac{U}{R^2} \right] + F_{EMr} \quad (5)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RUW) + \frac{\partial}{\partial Z} (W^2) = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{\text{Pr}}{(1-\varphi) + \varphi \frac{\rho_p}{\rho_f}} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (\mu R \frac{\partial W}{\partial R}) + \frac{\partial}{\partial Z} (\mu \frac{\partial W}{\partial Z}) \right] + \left((1-\varphi) + \varphi \frac{\beta_p}{\beta_f} \right) Ra \text{Pr} \theta + F_{EMz} \quad (6)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RU\theta) + \frac{\partial}{\partial Z} (W\theta) = \frac{1}{(1-\varphi) + \varphi \frac{(\rho c_p)_p}{(\rho c_p)_f}} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (kR \frac{\partial \theta}{\partial R}) + \frac{\partial}{\partial Z} (k \frac{\partial \theta}{\partial Z}) \right] \quad (7)$$

Où F_{EMr} et F_{EMz} représentent, respectivement, les forces de Lorentz adimensionnelles selon les directions r et z dont les expressions s'écrivent comme suit :

$$B = B_r: \begin{cases} F_{EMr} = 0 \\ F_{EMz} = -\text{Pr}(Ha)^2 W \end{cases} ; B = B_z: \begin{cases} F_{EMr} = -\text{Pr}(Ha)^2 U \\ F_{EMz} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\text{Avec : } \mu = \frac{\mu_{nf}}{\mu_{f_0}} ; k = \frac{k_{nf}}{k_{f_0}}$$

Il convient de noter que dans le cas d'un fluide pure $k = 1$ and $\mu = \mu_f/\mu_{f_0}$ avec μ_{f_0} est la viscosité à la température de référence qui est prise dans la présente étude à 22°C .

Les équations gouvernantes et les conditions aux limites sont exprimées sous forme sans dimension en utilisant les variables sans dimension suivantes :

$$\tau = t \frac{\alpha_{f_0}}{H^2}, (R, Z) = (r, z) \frac{1}{H}, (U, V) = (u, v) \frac{H}{\alpha_{f_0}}, P = \frac{pH^2}{\rho_{nf}\alpha_{f_0}^2}, \theta = \frac{T-T_c}{T_h-T_c} \quad (9)$$

Les conditions aux limites du problème considéré peuvent s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\left. \begin{array}{l} \text{à : } R = 1/A(\lambda - 1), \quad U = W = 0, \quad \theta = 1 \\ \text{à : } R = \lambda/A(\lambda - 1), \quad U = W = 0, \quad \theta = 0 \\ \text{à : } Z = 0, \quad U = W = 0, \quad \partial\theta/\partial Z = 0 \\ \text{à : } Z = 1, \quad U = W = 0, \quad \partial\theta/\partial Z = 0 \end{array} \right\} \quad (10)$$

Les paramètres adimensionnels pertinents qui caractérisent ce problème sont :

$$\begin{aligned} Ra &= \frac{g\beta_f\Delta TH^3}{\alpha_{f_0} \nu_{f_0}} : \text{le nombre de Rayleigh ; } Pr = \frac{\nu_{f_0}}{\alpha_{f_0}} : \text{le nombre de Prandtl ;} \\ Ha &= B_0 H \sqrt{\frac{\sigma_{nf}}{\rho_{nf} \nu_{f_0}}} : \text{le nombre de Hartmann ; } A = \frac{H}{(r_e - r_i)} : \text{le rapport d'aspect de l'enceinte ;} \\ \lambda &= \frac{r_e}{r_i} : \text{le rapport des rayons.} \end{aligned}$$

Afin de comparer le taux de transfert de chaleur total à travers l'enceinte, il est nécessaire de définir les nombres moyens de Nusselt. Le nombre de Nusselt local est défini par :

$$Nu = h \frac{H}{k_f} = \frac{-k_{nf} \frac{\partial T}{\partial r} H}{(T_h - T_c) k_f} \quad (11)$$

En introduisant les grandeurs adimensionnelles, le nombre de Nusselt local peut s'écrire :

$$Nu = - \left(\frac{k_{nf}}{k_f} \right) \frac{\partial \theta}{\partial R} \quad (12)$$

Le nombre moyen de Nusselt près de la paroi du cylindre interne est défini comme suit :

$$\overline{Nu}_i = \int_0^1 \left[- \left(\frac{k_{nf}}{k_f} \right) \frac{\partial \theta}{\partial R} \right]_{R=\frac{1}{A(\lambda-1)}} dZ \quad (13)$$

La fonction de courant adimensionnelle méridienne ψ est définie comme :

$$U = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z}, \quad W = - \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \quad (14)$$

L'intégration de cette équation, nous donne le débit à travers la surface $R\Delta Z$:

$$\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = UR\Delta Z \quad (15)$$

Le rapport d'amélioration du transfert de chaleur entre le nanofluide et le fluide pur est définie par :

$$En = \frac{\overline{Nu}_{nf}(\varphi=0,09) - \overline{Nu}_f}{\overline{Nu}_f} \times 100 \quad (16)$$

3. Résolution numérique

La méthode des volumes finis avec l'algorithme SIMPLER [6] est utilisée pour résoudre le système d'équations gouvernantes. La résolution temporelle est accomplie par un schéma direct d'Euler du premier ordre entièrement implicite. Les équations gouvernantes sont spatialement discrétisées par les schémas de différences centrées. L'ensemble des équations discrétisées pour chaque variable a ensuite été résolu par une procédure ligne par ligne de l'algorithme matriciel tri-diagonal (TDMA). Les tests d'indépendance de la grille ont montré qu'une taille de grille de **102 × 102** garantit un meilleur compromis entre l'effort de calcul et la précision requise. On considère que la solution numérique converge, quand la différence relative des variables \mathbf{U} , \mathbf{W} ou θ entre deux itérations consécutives devient négligeable. Le code de calcul utilisé a été validé par comparaison aux résultats numériques disponibles dans la littérature [4].

4. Résultats et discussions

L'effet de l'ajout de nanoparticules d' Al_2O_3 de diamètres différents ($d_p = 13$ et 47 nm) dans le fluide de base sur les lignes de courant et les isothermes pour différents nombres de Rayleigh $Ra = 10^4$, 10^5 et 10^6 est illustré sur la figure 2 qui met clairement en évidence dans un premier temps l'effet de l'augmentation du nombre de Rayleigh sur l'écoulement du

nanofluide ($\varphi = 0.09$) et de l'eau pure ($\varphi = 0$) et ensuite l'effet important du diamètre des nanoparticules sur la structure de l'écoulement et le champ thermique. Pour les lignes de courant, il existe de grandes différences dans la région centrale, en particulier lorsque le nombre de Rayleigh est grand ($Ra \geq 10^5$) pour les deux cas de diamètres. L'ajout de nanoparticules de petite diamètre ($d_p = 13 \text{ nm}$) augmente l'intensité des lignes de courant, en particulier dans la région centrale. Contrairement, pour le cas $d_p = 47 \text{ nm}$, l'affaiblissement de l'intensité de l'écoulement est remarqué par rapport à l'écoulement du fluide de base. Cependant, près des parois isothermes, la différence de magnitude de la fonction de courant est très faible lorsque le nombre de Rayleigh est plus petit.

Pour les isothermes, des différences relativement importantes sont observées dans la région centrale et près des parois supérieure et inférieure lorsque le nombre de Rayleigh est grand. Le gradient de température près des parois isothermes du nanofluide à petites nanoparticules est légèrement plus grand que celui de l'eau pure, bien que la différence augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, ce qui indique qu'un transfert de chaleur, plus important, se produit lorsque le fluide de travail est un nanofluide. Par contre, on trouve une situation inverse pour le nanofluide à grandes nanoparticules et par conséquent le transfert de chaleur le plus important se produit dans l'eau. De ce fait, les isothermes pour $d_p = 13 \text{ nm}$ sont plus distordus par rapport au cas de $d_p = 47 \text{ nm}$. Afin de mieux comprendre ce résultat, les propriétés thermo-physiques à savoir la viscosité et la conductivité sont fortement liées à la température, la fraction volumique et le diamètre des nanoparticules. L'augmentation de la température mène à la diminution de la viscosité adimensionnelle. De plus, cette diminution est plus prononcée quand le diamètre des nanoparticules est plus petit. En effet, l'influence de la viscosité élevée du nanofluide pour $d_p = 47 \text{ nm}$ s'accompagne d'une augmentation du transfert de chaleur due à la conductivité thermique élevée des nanoparticules, mais cette amélioration est faible comparée à la chute favorisée par la viscosité. Cette situation mène à l'intensification de l'écoulement du nanofluide dont le diamètre des nanoparticules est plus petit par rapport à l'écoulement du fluide de base et à une décélération de l'écoulement du nanofluide dont le diamètre des nanoparticules est plus grand (tableau 1).

La figure 3 montre la variation du nombre de Nusselt moyen avec la fraction volumique des nanoparticules à différents nombres de Rayleigh pour $d_p = 13$ et 47 nm . On peut voir que pour toutes les valeurs du nombre de Rayleigh, le nombre de Nusselt moyen augmente légèrement lorsque la fraction volumique des nanoparticules augmente de 0 à 1%. Cela est dû à la présence des nanoparticules avec une concentration faible ce qui n'influe pas sur la viscosité du nanofluide. Dans le cas de $d_p = 47 \text{ nm}$, il est remarquable qu'une augmentation de la fraction volumique de nanoparticules entraîne une réduction du nombre de Nusselt moyen. En revanche, pour $d_p = 13 \text{ nm}$, il est observé que, pour une fraction volumique de nanoparticules inférieure à 5%, une diminution du nombre de Nusselt se produit. Cependant, cette tendance n'est pas observée pour une fraction volumique supérieure à 5% où une augmentation du nombre de Nusselt moyen a été constatée. En général, l'influence des nanoparticules a deux effets opposés sur le nombre de Nusselt : un effet positif déterminé par la présence de nanoparticules à haute conductivité thermique et un effet indésirable favorisé par le niveau élevé de la viscosité dû à l'existence de nanoparticules. Ainsi, la présence de nanoparticules de grand diamètre rendra le nanofluide plus visqueux, ce qui réduira l'intensité de la convection et diminuera en conséquence le nombre de Nusselt moyen. Cependant, les nanoparticules de petit diamètre rendra le nanofluide moins visqueux, ce qui améliorera la convection. De plus, l'amélioration du transfert de chaleur du nanofluide ($\varphi = 0.09$) par rapport au fluide de base est plus prononcée lorsque le nombre de Rayleigh augmente (20.49% à $Ra = 10^6$, 18.29% à $Ra = 10^5$ et 15.37% à $Ra = 10^4$), tandis qu'une détérioration est observée pour $d_p = 47 \text{ nm}$.

L'effet de l'intensité et l'orientation du champ magnétique sur les lignes de courant et les isothermes sont montrées sur la figure 4 pour $Ra = 10^6$, $\varphi = 0.09$, $dp = 13$ et 47 nm . En absence du champ magnétique, l'écoulement est caractérisé par une cellule principale qui comporte deux cellules secondaires localisées à mi-hauteur près des cylindres interne et externe. L'application du champ magnétique radiale entraîne des changements notables sur l'écoulement. Avec l'accroissement de l'intensité du champ magnétique, l'écoulement devient monocellulaire avec une concentration importante des lignes de courant en haut de l'enceinte. Ce résultat est dû à l'action de la force de Lorentz axiale. Des changements moins importants sur la structure de l'écoulement sont observés pour les deux cas $dp = 13$ et 47 nm . Dans le cas où le champ magnétique est orienté axialement, il est intéressant à noter la présence de deux cellules secondaires à l'intérieur de la cellule principale avec une concentration des lignes de courant aux parois isothermes. On peut relier ce résultat à l'action de la force radiale de Lorentz résultante. De plus, on peut voir que les centres de ces tourbillons secondaires continuent à se déplacer vers le haut près de la paroi froide et vers le bas près de la paroi chaude en raison de l'augmentation de l'intensité du champ magnétique d'un côté et de l'autre côté l'effet de la courbure de l'enceinte annulaire. En ce qui concerne le champ thermique, la conduction est plus prononcée par rapport à la convection notamment pour des champs magnétiques intenses. Les isothermes deviennent de plus en plus moins déformées surtout près des parois isothermes lorsque le champ magnétique est orienté radialement. Cependant, au cœur de l'espace annulaire ces isothermes sont parallèles et inclinées par rapport au cas $Ha = 0$, où les isothermes sont alignés horizontalement. Pour le cas d'un champ magnétique axial, le redressement et l'alignement des isothermes sont remarquées près des parois isothermes et de même au cœur de l'espace annulaire avec une inclinaison très importante.

La figure 5 illustre l'influence de l'intensité et l'orientation du champ magnétique sur le nombre de Nusselt moyen pour $Ra = 10^6$, $dp = 13$ et différents Ha et φ . Comme le montre cette figure, le taux de transfert de chaleur diminue avec l'augmentation du Ha . C'est un résultat attendu car la vitesse d'écoulement diminue avec l'augmentation du champ magnétique surtout lorsque le champ magnétique est dirigé radialement. Cela est dû au fait que le mouvement de l'écoulement induit par la force de flottabilité est ralenti de façon importante par la force de Lorentz axiale résultante qui devient dominante avec un champ magnétique intense. Le rapport d'amélioration du transfert de chaleur En dû à l'addition de nanoparticules pour différentes valeurs de Ha et Ra est présenté sur la figure 6. On peut constater que l'effet des nanoparticules est plus évident à faibles nombres de Rayleigh qu'aux nombres élevés. Cette observation s'explique par le fait qu'à faible nombre de Rayleigh, le transfert de chaleur est dominant par conduction. Par conséquent, l'ajout de nanoparticules à haute conductivité thermique augmentera la conduction et rendra donc le rapport d'amélioration plus efficace. De plus, cette figure montre également que l'augmentation du nombre de Hartmann entraîne une augmentation de En . L'influence de l'orientation du champ magnétique a été également observée et le plus intéressant qu'elle est plus évidente à des nombres de Rayleigh plus élevés, car le mécanisme dominant est la conduction. L'augmentation du nombre de Hartmann dans le cas d'un champ magnétique radial influence de manière remarquable le transfert de chaleur par conduction.

5. Conclusion

Dans ce travail, la méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre le système d'équations régissant le transfert de chaleur par convection naturelle dans un anneau verticale concentrique rempli de nanofluide $Al_2O_3 - eau$, chauffée différenciellement et soumis à un champ magnétique uniforme et constant. On a constaté qu'une augmentation de la fraction volumique du nanofluide entraîne une diminution du nombre de Nusselt moyen sur la paroi

interne du cylindre pour des nanoparticules de diamètre $d_p = 47$ nm, sauf pour le cas $d_p = 13$ nm, on a noté une diminution jusqu'à la valeur $\phi = 0,05$ puis une augmentation du nombre moyen de Nusselt. À mesure que la fraction volumique des nanoparticules ($d_p = 13$ nm) et le nombre de Rayleigh augmentent, le nombre moyen de Nusselt augmente, mais des tendances opposées sont observées lorsque le nombre de Hartmann augmente. C'est ainsi que le rapport d'amélioration de transfert de chaleur En croît avec l'augmentation du nombre de Hartmann, mais décroît avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, en particulier lorsque le champ magnétique est orienté radialement.

Références

- [1] K. Khanafer, K. Vafai, M. Lightstone, Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 46 (2003) 3639–3653.
- [2] N. Putra, W. Roetzel, S. K. Das, Natural Convection of Nano-Fluids, *Heat Mass Transfer*, 39 (2003) 775–784.
- [3] O. Abouali, A. Falahatpisheh, Numerical investigation of natural convection of Al_2O_3 nanofluid in vertical annuli, *Heat Mass Transfer*, 46 (2009) 15–23.
- [4] B. Ghasemi, S. M. Aminossadati, A. Raisi, Magnetic field effect on natural convection in a nanofluid-filled square enclosure, *Int. J. Thermal Sciences*, 50 (2011) 1748–1756.
- [5] K. Khanafer, K. Vafai, A critical synthesis of thermophysical characteristics of nanofluids, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 54 (2011) 4410-4428.
- [6] S. V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, *McGraw-Hill, New York* (1980).

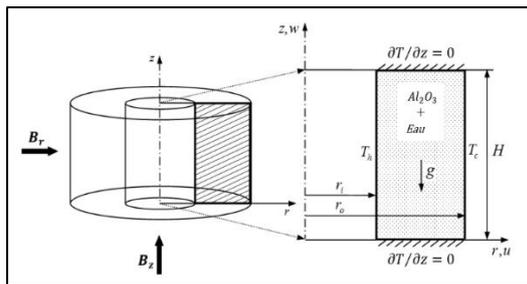


Figure 1 : Schéma du problème avec les conditions aux limites.

	$ \psi _{max}$			
	Eau pure	Nanofluid (d_p)		
		13 nm	47 nm	
Ra	10^4	8.443	8.956	4.917
	10^5	17.480	20.517	13.605
	10^6	30.314	37.357	25.980

Tableau 1 : Fonctions de courants maximales pour différents Ra ($Ha = 0$).

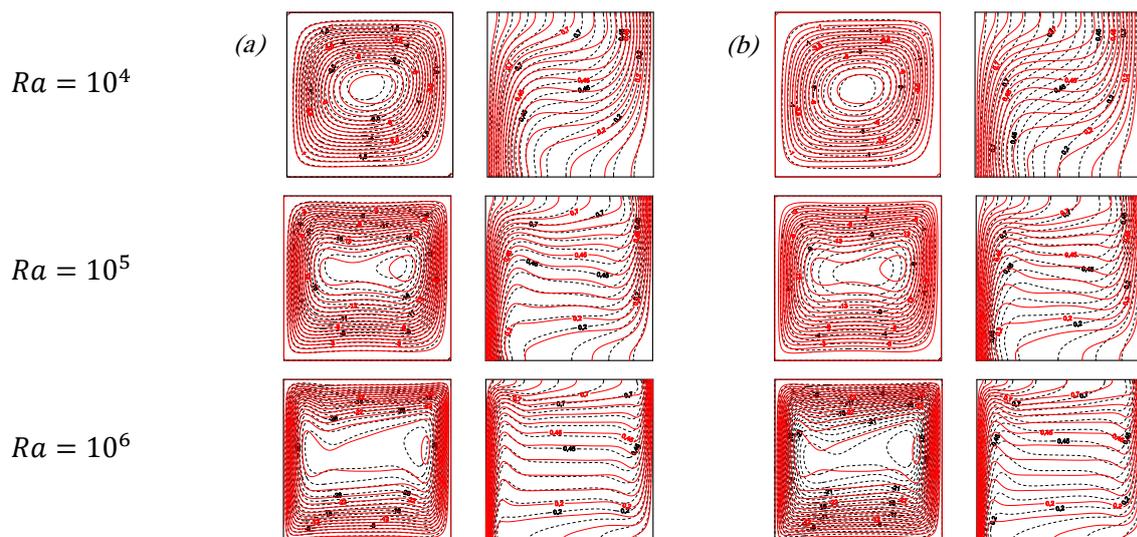


Figure 2 : Effet du diamètre des nanoparticules sur les lignes de courant (à gauche) et les isothermes (à droite) pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh, pour $Ha = 0$, $\lambda = 2$, $A = 1$, $\phi = 0$ (lignes continues) et $\phi = 0.09$ (lignes en pointillés) et $d_p = 13$ nm (a), 47 nm (b).

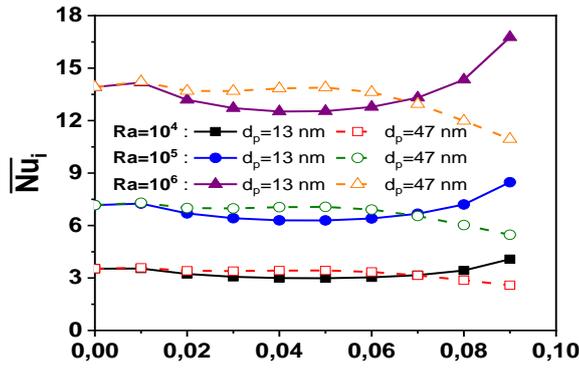


Figure 3 : Variation du nombre moyen de Nusselt en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh et pour $d_p = 13$ et 47 nm. ($Ha = 0$).

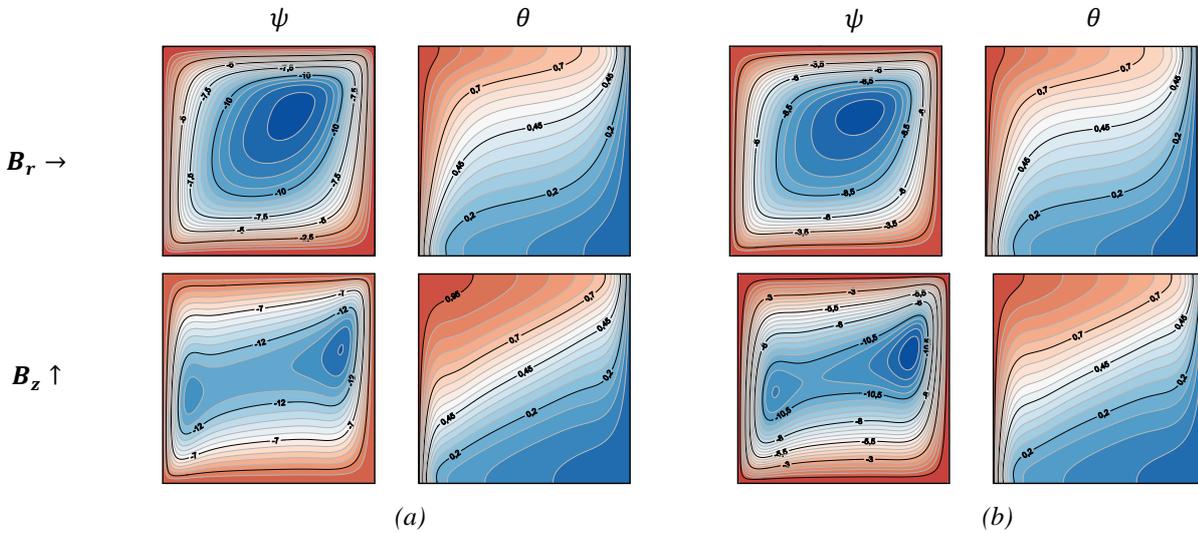


Figure 4 : Effet du nombre de Hartmann sur les lignes de courant et les isothermes pour $Ra = 10^6$, $Ha = 100$, $\phi = 0.09$ et $d_p = 13$ nm (a), $d_p = 47$ nm (b).

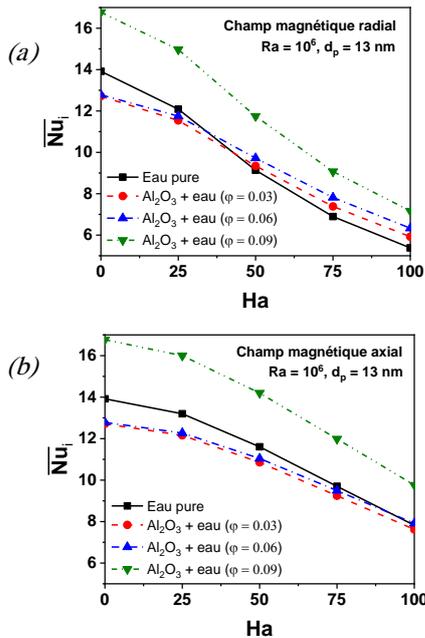


Figure 5 : Effet du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen pour $Ra = 10^6$, $d_p = 13$ et 47 nm et pour différents ϕ .

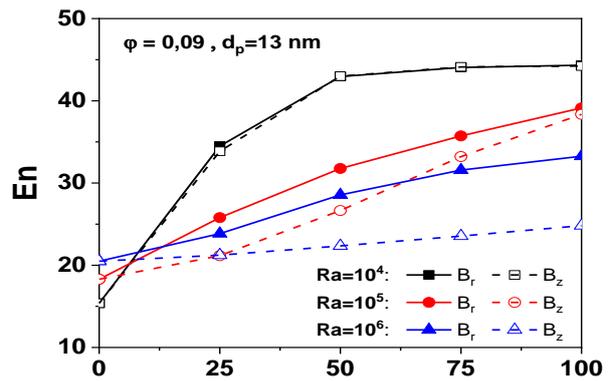


Figure 6 : Effet des nombres de Rayleigh (Ra) et de Hartmann (Ha) sur le rapport d'amélioration du transfert de chaleur dû à l'addition de nanoparticules pour $\phi = 0.09$ et $d_p = 13$ nm.