

Etude numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur de nanofluide dans une conduite circulaire inclinée en mode de convection mixte

Abdelkader BOUTRA^{*1,2}, Youb Khaled BENKAHLA¹, Karim RAGUI¹, Nabila LABSI¹

¹Laboratoire des phénomènes de transfert, Faculté de Génie Mécanique et de Génie des Procédés Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene USTHB, B.P. 32, El-Alia Bab-Ezzouar, 16111 Alger, Algérie.

²Ecole Préparatoire aux Sciences Techniques d'Alger, Lycée Emir Abdelkader B.P 474 Place des Martyrs-Alger

*(auteur correspondant : aeknad@yahoo.fr)

Résumé - Le présent travail consiste en une étude numérique, par le biais de la méthode des volumes finis, de la convection mixte d'un écoulement laminaire et stationnaire ascendant d'un nanofluide Ag-eau, à l'intérieur d'une conduite cylindrique inclinée par rapport à l'horizontale, maintenue à température pariétale uniforme. Les résultats sont examinés à travers les champs dynamiques et thermiques avec une attention particulière au nombre de Nusselt. Une étude paramétrique a été menée en considérant le nombre de Grashof, l'inclinaison de la conduite et la fraction volumique en nanoparticules.

Nomenclature

C_p Chaleur spécifique du fluide à pression constante, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
 D Diamètre de la conduite, m
 Gr Nombre de Grashof, $= g\beta\rho_f^2(T_w - T_0)D^3/\mu_f^2$
 k Conductivité thermique, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
 L Longueur de la conduite, m
 Nu Nombre de Nusselt, $= (-1/\phi_m)(\partial\phi/\partial R)|_{R=0.5}$
 p Pression, Pa
 P^* Pression adimensionnelle, $= p/\rho_f V_0^2$
 Pr Nombre de Prandtl, $= \mu_f C_p/k$
 r Coordonnée radiale, m
 r_w Rayon de la conduite, m
 R Coordonnée radiale adimensionnelle, $= r/D$
 Re Nombre de Reynolds, $= \rho_f V_0 D/\mu_f$
 T Température du fluide, K
 T_0 Température d'entrée, K
 T_w Température à la paroi, K
 T^* Température adimensionnelle
 U Vitesse axiale adimensionnelle, $= V_x/V_0$
 V Vitesse radiale adimensionnelle, $= V_r/V_0$

V_0 Vitesse moyenne du fluide, $m \cdot s^{-1}$
 W Vitesse azimutale réduite, $= V_w/V_0$
 x Coordonnée axiale, m
 X Coordonnée axiale adimensionnelle, $= x/D$

Symbols grecs

β Coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
 μ Viscosité dynamique, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
 θ Coordonnée azimutale
 ϕ Fraction volumique en nanoparticules
 ρ Masse volumique du fluide, $kg \cdot m^{-3}$
 T^* Température adimensionnelle,
 $= (T - T_w)/(T_0 - T_w)$
 T_m^* Température moyenne adimensionnelle,
 $= (T_m - T_w)/(T_0 - T_w)$

Indice

f fluide (eau pure)
 nf nanofluide

1. Introduction

Les nanofluides [1] sont des solutions colloïdales obtenues en dispersant, dans un fluide de base, des particules solides de taille nanométrique (10^{-9} m). A très faible concentration, certaines de ces solutions se sont révélées très efficaces pour améliorer les transferts thermiques [2-4].

Le transfert thermique par convection mixte à l'intérieur des conduites, présente un intérêt considérable en vue d'applications technologiques, telles que les capteurs solaires, les échangeurs thermique, et les procédés chimiques et nucléaires. Le transfert thermique dans un nanofluide dépend à la fois des propriétés thermophysiques de la phase solide et celles de la phase liquide.

Plusieurs chercheurs ont traité de l'écoulement en mode de convection forcée ou mixte des nanofluides circulant dans des conduites horizontales ou inclinées [5-8]. Leurs résultats ont montré que pour toute la gamme du nombre de Grashof considérée, le taux de transfert thermique augmente dans le même sens que celui de la fraction volumique des nanoparticules.

Dans le présent travail, on tentera de faire ressortir, à travers une étude numérique, l'importance de la convection naturelle et de l'ajout de nanoparticules sur les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques de l'écoulement laminaire ascendant d'un nanofluide (composé de particules d'argent, en suspension dans de l'eau : Ag-eau) dans une conduite circulaire, maintenue à température pariétale uniforme.

2. Mise en équations du problème physique

Le système étudié se compose d'une conduite cylindrique horizontale, de longueur L et de rayon r_w maintenue à température pariétale uniforme T_w , à l'intérieur de laquelle se trouve un nanofluide incompressible en écoulement ascendant, laminaire et stationnaire. Les propriétés physiques du fluide caloporteur sont supposées constantes à l'exception de la masse volumique, dans le terme de poussée, qui suit l'approximation de Boussinesq. Le tableau 1 résume les propriétés thermo-physiques du fluide de base ainsi que celles des nanoparticules. Ce fluide est soumis à un transfert thermique en mode de convection mixte. Les équations générales adimensionnelles qui régissent cet écoulement sont les suivantes :

Equation de continuité :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (1)$$

Equations de l'impulsion : suivant R , θ et X respectivement.

$$\vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = -\frac{\partial P^*}{\partial R} + \frac{1}{Re} \frac{\mu_{nf}}{\rho_f \nu_f} (\nabla^2 \vec{V}) - \frac{Gr}{Re^2} \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} T^* \cos \theta \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{W} = -\frac{1}{R} \frac{\partial P^*}{\partial \theta} + \frac{1}{Re} \frac{\mu_{nf}}{\rho_f \nu_f} (\nabla^2 \vec{W}) + \frac{Gr}{Re^2} \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} T^* \sin \theta \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} = -\frac{\partial P^*}{\partial X} + \frac{1}{Re} \frac{\mu_{nf}}{\rho_f \nu_f} (\nabla^2 \vec{U}) \quad (4)$$

Equation de l'énergie :

$$\vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{T}^* = \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \frac{1}{Pr Re} (\nabla^2 T^*) \quad (5)$$

Tel que :

$$\alpha_{nf} = \frac{k_{nf}}{(\rho C_p)_{nf}} \quad (6)$$

La conductivité thermique effective et la viscosité dynamique du nanofluide sont modélisées, respectivement, par le modèle de Maxwell-Garnetts [9] et de Brinkman [10].

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{(k_s + 2k_f) - 2\phi(k_s + k_f)}{(k_s + 2k_f) + \phi(k_s + k_f)} \quad (7)$$

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1 - \phi)^{2.5}} \quad (8)$$

Propriétés Thermo-physiques	Fluide de base : eau	Ag
C_p (J. kg ⁻¹ . K ⁻¹)	4179	230
ρ (kg. m ⁻³)	997,1	10500
k (W. m ⁻¹ . K ⁻¹)	0,613	418
β (K) 10 ⁶	210	19,7

Tableau 1 : *Propriétés Thermophysiques du fluide de base et de nanoparticule utilisés à T = 25°C.*

Les conditions aux limites sont basées sur un profil uniforme de vitesse et de température à l'entrée de la conduite ($U = T^* = 1$ et $V = W = 0$), et sur une symétrie des champs hydrodynamique et thermique par rapport au diamètre vertical ($\theta = 0, \theta = \pi$) :

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = \frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{\partial W}{\partial \theta} = \frac{\partial T^*}{\partial \theta} = 0 \quad (9)$$

Les conditions d'adhérence et de température constante sont appliquées sur toute l'étendue de la paroi ($U = V = W = T^* = 0$).

3. Méthode numérique et validation

Les équations de conservation sont intégrées sur un volume de contrôle et discrétisées en utilisant une technique numérique basée sur la méthode des volumes finis, proposée par Patankar [11]. Ces équations, mises sous la forme d'une équation algébrique, sont résolues en basant sur l'algorithme SIMPLER, en adoptant un maillage 800 x 50 x 50 suivant X, R, et θ , respectivement.

Le code de calcul est validé après comparaison avec les résultats issus des travaux de Nguyen et *al.* [12] et ce, pour l'écoulement de l'air au sein d'une conduite cylindrique horizontale de section droite circulaire. Cette conduite maintenue à une température constante et uniforme, est le siège d'un transfert thermique en mode de convection mixte. Les propriétés physiques et rhéologiques du fluide sont supposées constantes. Le tableau 2, montre que l'écart maximal entre les deux résultats reste, inférieur à 3,5%.

R	Gr/Re ² = 0		Gr = 10 ⁵		Ecart relatif maximal (%)
	Nguyen et <i>al.</i> [12]	Présente étude	Nguyen et <i>al.</i> [12]	Présente étude	
0,00	1,95	1,99	2,22	2,18	1,80
0,05	1,93	1,97	2,20	2,16	1,81
0,10	1,90	1,92	2,13	2,07	2,80
0,15	1,82	1,80	2,00	1,96	2,00
0,20	1,66	1,65	1,79	1,75	2,23
0,25	1,51	1,46	1,68	1,63	2,97
0,30	1,32	1,28	1,13	1,16	1,85
0,35	1,06	1,01	0,97	1,00	3,00
0,40	0,73	0,69	0,62	0,64	3,22
0,45	0,41	0,38	0,34	0,34	0,00
0,50	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

Tableau 2 : *Comparaison de la distribution radiale de la vitesse axiale U obtenue par le présent code avec celle de la référence [12]. X = 19,5 ; Pr = 0,71 et Re = 500.*

4. Résultats et interprétation

4.1. Structure de l'écoulement hydrodynamique et du champ thermique

La figure 1 présente les isothermes et les courants secondaires sur respectivement la demi-section gauche et droite.

Les courants secondaires schématisés à travers le module des vitesses radiale et azimutale (demi-section de droite), prennent naissance dès l'entrée de la conduite à cause du mouvement ascendant des couches fluides adjacentes à la paroi, sous l'effet du chauffage pariétal. Il en résulte alors un mouvement descendant du fluide localisé dans la partie centrale du tube, créant ainsi un tourbillon dans le sens antihoraire. La couche de liquide périphérique subissant le mouvement ascendant, déplacent d'importantes quantités du liquide, depuis les régions centrales jusqu'aux parties supérieures de la conduite. La diminution de l'écart de température entre la paroi et le fluide tout au long de la conduite affaiblit l'intensité des courants secondaires transférant ainsi l'autorité à la convection forcée, qui s'impose.

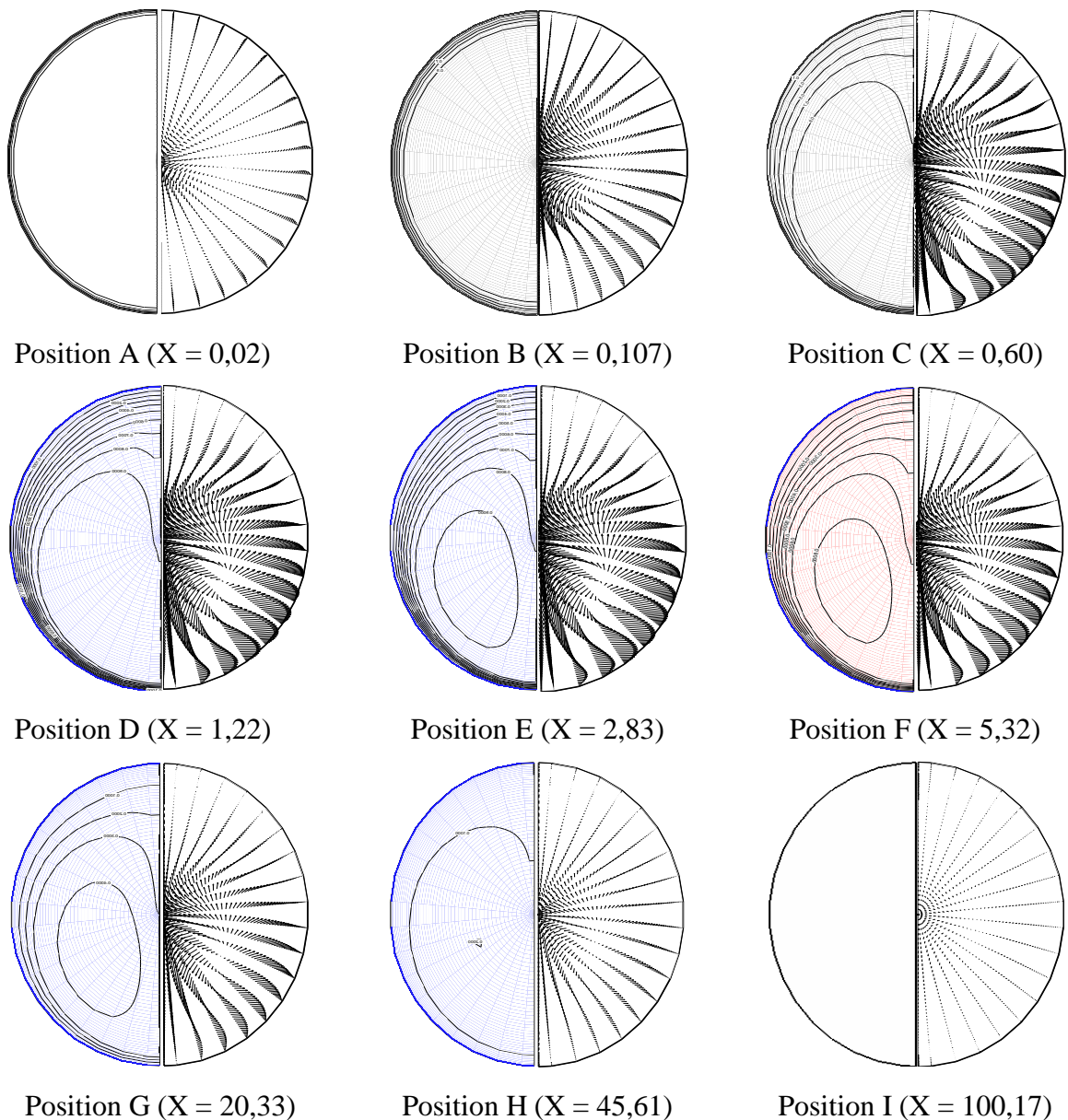


Figure 1: Evolution axiale de l'écoulement secondaire (demi- cadran droit) et structure thermique (demi- cadran gauche). $Re = 100$, $Gr = 10^5$ et $\phi = 0,1$

Sur la même la figure, les isothermes (demi-section de gauche) montrent en effet que les courants secondaires perturbent le champ de température, dans la partie central de la section droite. Les isothermes s'espacent les unes des autres et le fluide chaud envahit la quasi-totalité de la conduite. Le fluide froid se trouve alors confiner dans un espace très réduit de la partie inférieure de la section droite, pour disparaître totalement très loin de l'entrée ($X > 45,61$).

L'effet de la convection mixte, traduite par le nombre de Grashof, sur l'évolution axiale du nombre de Nusselt, présentée sur la figure 2, montre que dans la zone proche de l'entrée de la conduite ($X < 0,2$), les courbes du nombre de Nusselt se confondent. Au-delà, l'allure de ces courbes subit l'influence de la variation du nombre de Grashof qui se traduit par le détachement des courbes de Nusselt. Notons que le chauffage ou le refroidissement entraîne quasiment les mêmes valeurs du nombre de Nusselt en particulier pour $|Gr| = 10^5$. En outre, le transfert thermique est amélioré lorsque l'intensité de la convection naturelle est importante, c'est-à-dire lorsque le nombre de Grashof augmente. A la sortie de la conduite, les courbes se rencontrent une seconde fois pour tendre vers une valeur asymptotique du nombre de Nusselt, correspondant à l'établissement du régime thermique.

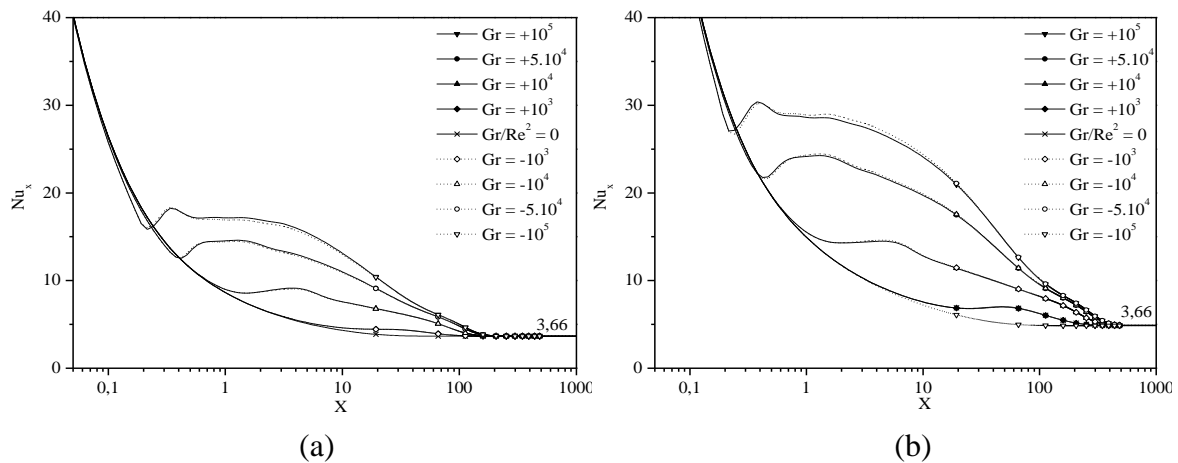


Figure 2 : Evolution axiale du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Grashof.
 $Re = 100$; a ($\phi = 0$) et b ($\phi = 0,1$).

Nous constatons que l'augmentation du nombre de Grashof améliore le transfert thermique de manière significative, qui atteint son maximum, en particulier pour $Gr = 10^5$. Ce maximum est de 208% et 247% pour respectivement les deux fractions volumiques $\phi = 0$ (Figure 2(a)) et $\phi = 0,1$ (Figure 2(b)), en comparaison avec le cas $(Gr/Re^2) = 0$.

4.2. Effet de l'inclinaison de la conduite

L'effet de l'inclinaison de la conduite, par rapport à l'horizontale, sur l'évolution axiale du nombre de Nusselt, représenté à travers la figure 3, n'est ressenti que dans la partie centrale de la conduite ($0,2 < X < 143$). En effet, les courbes relatives aux cas $\alpha = 0, 30, 45$ et 60° se détachent de celle correspondant à $Gr/Re^2 = 0$ (ainsi que du cas correspondant à $\alpha = 90^\circ$) à cause de l'apport de la convection naturelle ($Gr = 10^5$), donnant lieu à un écart relatif maximal (Eq.10) de 124% pour le cas $\alpha = 0^\circ$.

$$\% = \frac{Nu_{X(Gr \neq 0)} - Nu_{X(Gr/Re^2=0)}}{Nu_{X(Gr/Re^2=0)}} \cdot 100 \quad (10)$$

Il est également intéressant de noter qu'en passant d'une conduite verticale à une conduite horizontale le transfert thermique s'améliore.

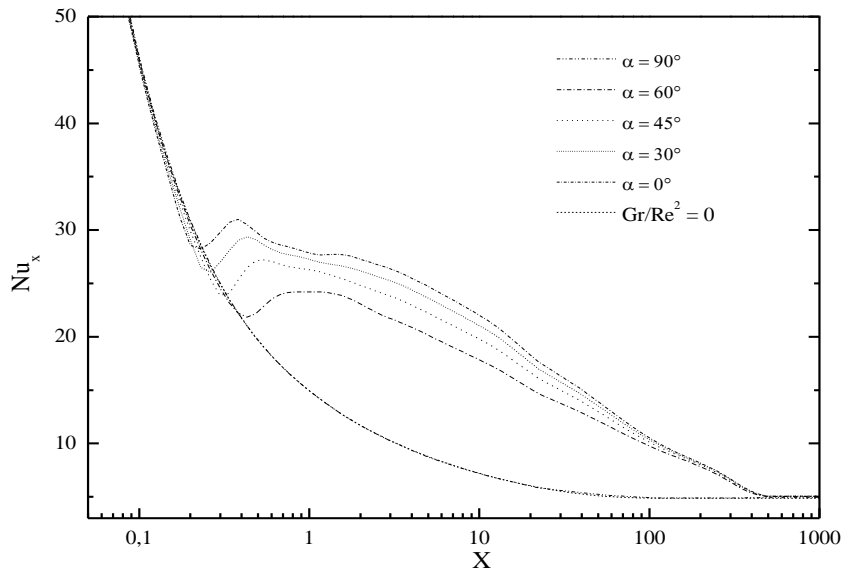


Figure 3 : Nombre de Nusselt local pour différents inclinaisons de la conduite.
 $Re = 100$; $\phi = 0,1$ et $Gr = +10^5$.

4.3. Effet de la fraction volumique en nanoparticules

La figure 4, illustre pour différentes fraction volumique de nanofluides, l'évolution axiale du nombre de Nusselt, rapporté au nombre de Nusselt correspondant au cas d'un fluide de base pure ($\phi = 0$).

Nous constatons que l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules améliore le transfert thermique de manière significative, qui atteint son maximum pour $\phi = 0,1$: $(Nu_x(\phi \neq 0) - Nu_x(\phi = 0)) / Nu_x(\phi = 0) = 1,47$.

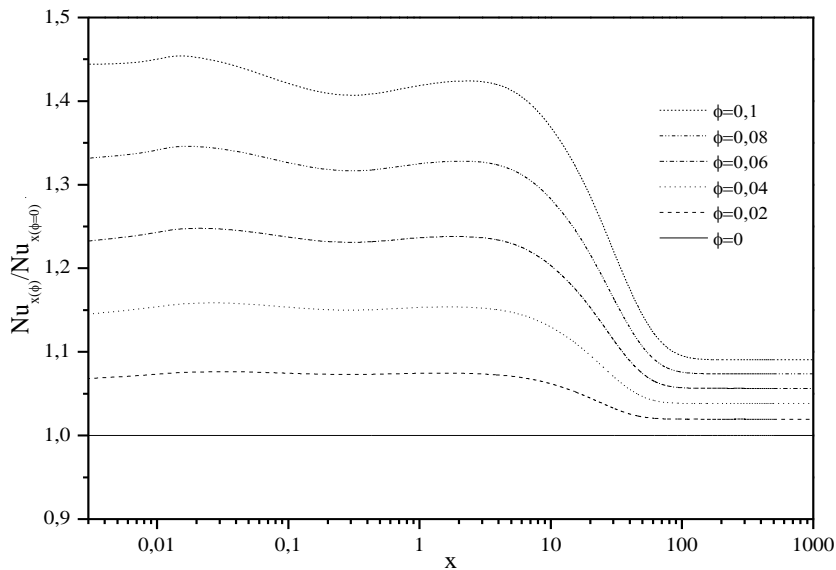


Figure 4 : rapport du nombre de Nusselt local en fonction de la fraction volumique. $Re = 100$ et $Gr = +10^5$.

5. Conclusion

A la suite des résultats obtenus précédemment, il apparaît que l'effet de la présence des nanoparticules au sein du fluide, sur le transfert thermique n'est pas négligeable. En effet,

l'augmentation de la fraction volumique améliore le transfert thermique. Cette amélioration du transfert thermique est d'autant plus visible en mode de convection naturelle, où la poussée thermique est responsable du mouvement des particules fluides. L'amélioration du transfert thermique atteint son maximum pour le cas $\phi = 0,1$ (147 %) et ce, pour $Gr = 10^5$.

L'analyse des champs thermique et dynamique montre une distorsion des profils de température et de vitesse produisant une distribution différente de celle de l'écoulement en mode de convection forcée pure. Les résultats concernant l'effet de l'importance de la convection naturelle montrent que l'augmentation du nombre de Grashof améliore le transfert thermique de manière significative, qui atteint son maximum pour $Gr = 10^5$ (247 %) en comparaison avec le cas $(Gr/Re^2) = 0$ et ce, pour $\phi = 0,1$.

Références

- [1] S. U. S. Choi, Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, *ASME Publications.*, 66 (1995), 99-105.
- [2] K. Khanafer, K. Varai, M. Lighthstone, Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluid, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 46 (2003), 3639-3653.
- [3] J. Buongiorno, Convection transport in nanofluids, *J Heat Transf.*, 128 (2006), 240-250.
- [4] A. Arefmanesh, M. Amini, M. Mahmoodi, M. Najafi, Buoyancy-driven heat transfer analysis in two-square duct annuli filled with a nanofluid. *J. Mech. B/Fluids*, 33 (2012), 95-104.
- [5] A. Akbarinia, Behzadmehr, Numerical study of laminar mixed convection of a nanofluid in horizontal curved tub. *J.Appl. Therm.Eng.*, 27 (2007), 1327-1337.
- [6] S. Tahir, M. Mital, Numerical investigation of laminar nanofluid developing flow and heat transfer in a circular channel, *Applied Thermal Engineering.*, 39 (2012), 08-14.
- [7] Y. He , Y. Men, Y. Zhao , H. Lu , Y. Ding , Numerical investigation into the convective heat transfer of TiO_2 nanofluids flowing through a straight tube under the laminar flow conditions, *Applied Thermal Engineering.*, 29 (2009), 1965-1972.
- [8] C. J. Ho, L.C. Wei, Z.W. Li, An experimental investigation of forced convective cooling performance of a microchannel heat sink with Al_2O_3 -water nanofluid, *Applied Thermal Engineering.*, 30 (2010), 96-103.
- [9] H. C. Brinkman, The viscosity of concentrated suspensions and solutions, *J. Chem. Phys.*, 20 (1952), 571-581.
- [10] J. C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism, *Clarendon Press., U.K.*, (1891).
- [11] S. V. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow, *McGraw, New York* (1980).
- [12] C. T. Nguyen, S. E. B. Maïga, M. Landry, N. Galanis and G. Roy, Numerical investigation of flow reversal and instability in mixed laminar vertical tube flow, *International Journal of Thermal Sciences.*, 43 (2004), 797-808.