

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université 8 Mai 1945 Guelma



Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie des Procédés

THÈSE

EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE
DOCTORAT EN SCIENCES

Filière : Chimie Industrielle

Présentée par

TRODI Amira

Intitulée

**Etude des Phénomènes de Transfert de Chaleur
dans les Nanofluides**

Soutenue le : 19/12/1018

Devant le Jury composé de :

M. Abderrafik NEMAMCHA	Professeur Univ. de Guelma	Président
M. Med El Hocine BENHAMZA	Professeur Univ. de Guelma	Rapporteur
M. Saadoun BOUDEBOUS	Professeur Univ. de Oum El Bouaghi	Examineur
M. Lakhdar BAH	Professeur Univ. de F.M Constantine1	Examineur

Année Universitaire : 2018/2019

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier *ALLAH* le tout puissant de m'avoir accordé autant de patience, courage et force pour mener à terme ce travail qui a été réalisé au sein du Laboratoire d'Analyses Industrielles et Génie des Matériaux (L.A.I.G.M) de l'Université 8 Mai 1945 de Guelma.

De l'égard et grands remerciements à mon directeur de thèse Monsieur *M.E.H BENHAMZA*, Professeur à l'Université de Guelma, pour la confiance qu'il m'a témoigné en acceptant l'encadrement de mon travail de recherche. Je lui suis reconnaissante de m'avoir fait bénéficier tout au long de ce travail de sa grande compétence, sa rigueur scientifique, sa disponibilité et surtout sa patience inébranlable. Je lui réitère ici le témoignage de toute ma gratitude pour le rythme éreintant qu'il s'est imposé pour mener à bien ce travail.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur *A. NEMAMCHA*, Professeur à l'Université de Guelma, pour sa gentillesse, ses conseils stimulants et son aide sur le plan administratif et aussi pour m'avoir fait l'honneur de participer au Jury de soutenance en tant que président.

Je m'adresse également à Monsieur *S. BOUDEBOUS*, Professeur à l'Université d'Oum El Bouaghi et Monsieur *L. BAHI*, Professeur à l'Université Frères Mentouri Constantine 1, pour leur exprimer ma reconnaissance et mes sincères remerciements d'avoir pris la peine de juger ce travail et d'y participer en tant que membres de jury de soutenance. Je me plais à remercier à nouveau le Professeur *S. BOUDEBOUS* pour son aide, qu'il trouve ici mon estime et ma profonde considération.

Je tiens aussi à mentionner le plaisir que j'ai eu à travailler au sein du laboratoire L.A.I.G.M de l'université de Guelma, et j'en remercie ici tous les membres et les thésards. Ce travail n'aurait pas pu voir la lumière du jour sans l'aide de Mlle *F. BELAID*, qu'elle trouve ici mes sincères remerciements

J'exprime une reconnaissance toute particulière à ma source de tendresse "*mes parents*". Ces deux êtres qui ont su m'éduquer, qui étaient toujours derrière moi et

qui m'ont poussé à aller de l'avant. Chers parents veuillez accepter mes sentiments les plus profonds.

Mes remerciements les plus vifs vont également à mes chères sœurs qui ont toujours été à mes côtés et à mon cher mari qui m'a soutenu, m'a supporté et m'a encouragé pendant toute la durée de ma thèse et plus particulièrement durant les derniers mois de rédaction. Merci à mon ange adoré *Med Djoud* : ma source de joie, à toute ma famille, à ma belle-famille, à mes amies, à mes collègues de l'I.N.A.T.A.A et à toutes les personnes qui ont contribué de près comme de loin à l'aboutissement de ce travail.

MERCI, à tous !

Résumé

Le présent travail de thèse consiste en une caractérisation numérique de l'écoulement dynamique et thermique, par convection naturelle, d'un nanofluide baignant dans une cavité carrée différentiellement chauffées ainsi qu'une quantification des échanges convectifs qui s'y opèrent. La simulation numérique est implémentée via le code CFD (Computational Fluid Dynamics) Fluent fondé sur la méthode des volumes finis.

La première partie de ce travail est consacrée à l'étude de l'influence du facteur forme et rapport d'aspect des nanoparticules (NPs) d' Al_2O_3 sur la structure générale de l'écoulement avec une attention particulière au nombre de Nusselt. Les deux cas classiques de la convection naturelle en régime laminaire et stationnaire sont considérés : la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées et le problème de Rayleigh-Bénard. Une étude paramétrique exhaustive est conduite en considérant trois différentes formes de nanoparticules (NPs) d' Al_2O_3 avec différents rapport d'aspect (sphérique ($d_p = 1$), sphéroïdale allongée ($d_p = 2, 5, 7.5$ et 10) et aplatie ($d_p = 0.13$)) dispersées dans de l'eau avec différentes fractions volumiques, φ , (0, 0.02, 0.05, 0.08 et 0.1) dont le nombre de Rayleigh, Ra , varie dans l'intervalle [10^3 à 10^6]. Les résultats issus de la simulation sont analysés à travers les isothermes, les lignes de courant, les profils de vitesse et de température et du nombre de Nusselt moyen. Il a été révélé que le transfert de chaleur s'intensifie en augmentant le nombre de Ra ainsi que la fraction en volume des nanoparticules. Le nanofluide basé sur la suspension sphéroïdale aplatie semble être le nanofluide le plus performant, d'une part. D'autre part, l'amélioration du transfert de chaleur, pour le cas des nanoparticules de forme sphéroïdale allongée, est plus probante en augmentant le rapport d'aspect. Enfin, les résultats ont également relevé que le taux d'amélioration du transfert thermique s'accroît en diminuant le nombre de Rayleigh indépendamment de la cavité, de la forme et du rapport d'aspect des nanoparticules.

La seconde partie est dédiée à la caractérisation de l'écoulement d'un nanofluide hybride (Al_2O_3 -Cu / Eau) confiné dans une cavité aux parois verticales différentiellement chauffées. En somme, les résultats obtenus ont montré une meilleure performance thermique offerte par ce nanofluide en comparaison avec le fluide de base et le nanofluide contenant seulement les NPs d' Al_2O_3 ou de Cu. Cette amélioration du transfert de chaleur devient plus probante avec l'augmentation de la teneur en volume (% en Vol.) des nanoparticules de Cu.

Mots clés : Nanofluide, Convection naturelle, Nanoparticules sphériques et sphéroïdales, Volumes finis, Nanofluide hybride.

Abstract

The present numerical work deals with the characterization of natural convective flow and thermal fields inside differentially heated square cavities filled with a nanofluid as well as the quantification of the convective exchanges. Computation is implemented via Fluent CFD (Computational Fluid Dynamics) code based on the finite volume method.

The first part of this work is focused on the effect of shapes and aspect ratios of the Al_2O_3 nanoparticles (NPs) on the fluid flow and heat transfer characteristics with a particular attention to the Nusselt number. Steady laminar natural convection heat transfer within square cavities with differentially heated vertical and horizontal (Rayleigh- Bénard problem) opposite walls is considered. An exhaustive parametric study is carried out for three NPs' shapes with different aspect ratios (spherical ($d_p = 1$), prolate spheroids ($d_p = 2, 5, 7.5$ and 10) and oblate spheroids ($d_p = 0.13$)) while solid volume fraction (ϕ) in water varied from 0% to 10% (0, 0.02, 0.05, 0.08 and 0.1) and Rayleigh number, Ra, varied in the range [10^3 to 10^6]. Streamlines, isotherms contours, velocity and temperature profiles as well as the average Nusselt number are analyzed. Results found show that the heat transfer rate increases with Rayleigh number as well as with nanofluid volume fraction. The nanofluid based on the oblate spheroidal NPs ($d_p = 0.13$) seems to produce the largest enhancement in the overall heat transfer. Results also show that the rate of heat transfer, for the case of prolate spheroidal NPs, increases with the NPs aspect ratios. Finally, results show that heat transfer enhancement decreases as the Rayleigh number increases independently of the considered enclosure, shapes and aspect ratios of NPs.

The second part is dedicated to the characterization of the flow and the heat transfer of the hybrid nanofluid (Al_2O_3 -Cu / water) within a square cavity with differentially heated vertical walls. In sum, the results related to the hybrid nanofluid indicate a heat transfer enhancement when compared to the base fluid and the single nanoparticles based nanofluids. The heat transfer enhancement increases as the solid volume fraction (% in Vol.) of Cu NPs increases.

Key words: Nanofluid, Natural convection, Spherical and spheroidal nanoparticles, Control volume approach, Hybrid nanofluid.

ملخص

يتمثل العمل المقدم في هذه الأطروحة بدراسة رقمية للتدفق الديناميكي والحراري، بالحمل الحراري الطبيعي، للموائع النانوية المتواجدة داخل تجويف مربع الشكل ومسخن بشكل تفاضلي بالإضافة إلى تحديد كمي لمبادلات الحمل الحراري الناتجة. يتم تنفيذ المحاكاة الرقمية عن طريق برنامج CFD Fluent بناءً على طريقة الحجم المنتهية.

الجزء الأول من هذا العمل مكرس لدراسة تأثير عامل الشكل و نسبة الأبعاد للجزيئات النانوية Al_2O_3 على البنية العامة للتدفق مع إيلاء اهتمام خاص لعدد نوسلت (Nu). تركز دراستنا للحمل الحراري الطبيعي على استعمال نوعين من التجويفات: التجويف ذو الجدران العمودية والافقية (رايلي-بينار) المسخنة بشكل تفاضلي. تم إجراء دراسة شاملة باعتبار ثلاثة أشكال مختلفة من للموائع النانوية مع نسب شكل مختلفة لجزيئات Al_2O_3 (كروية ($d_p = 1$))، كروية ممتدة ($d_p = 2, 5, 7.5, 10$) و كروية مسطحة ($d_p = 0.13$) موزعة في الماء بكسور حجمية مختلفة (ϕ) تتغير ما بين 0% و 10% (0, 0.02, 0.05, 0.08, 0.1) بحيث يتغير عدد رايلي (Ra) في المجال $[10^3 - 10^6]$. كما تم تحليل نتائج المحاكاة المتحصل عليها من خلال الحقول الحرارية، الحقول الديناميكية، بيانات السرعة ودرجة الحرارة وكذا متوسط عدد نوسلت. لقد اظهرت النتائج المتحصل عليها أن نقل الحرارة يشتد بزيادة عدد رايلي بالإضافة الى زيادة الكسور الحجمية للجسيمات النانوية. يبدو أن الموائع النانوية القائمة على التعليق الكروي المسطح ($d_p = 0.13$) هي الأكثر فعالية من ناحية، من ناحية أخرى فإن التحسن في نقل الحرارة للجسيمات النانوية الكروية الممتدة، يكون أكثر إقناعاً بزيادة نسبة الشكل. وأخيراً، تظهر النتائج أن فعالية نقل الحرارة تزداد كلما قل عدد رايلي بشكل مستقل عن نوع التجويف المستعمل وكذا عامل الشكل و نسبة أبعاد الجزيئات النانوية.

الجزء الثاني مخصص للتعرف على خصائص تدفق المائع النانوي الهجين (Al_2O_3-Cu / ماء) داخل تجويف ذو جدران عمودية مسخنة بشكل تفاضلي. لقد أظهرت النتائج المتحصل عليها أن هذا المائع النانوي الهجين يقدم أداء حراري أفضل مقارنة مع الموائع الأساسية وكذا الموائع النانوية العادية. هذا التحسن في نقل الحرارة يصبح أكثر إقناعاً بزيادة المحتوى الحجمي للجزيئات النانوية للنحاس.

كلمات مفتاحية: الموائع النانوية، الحمل الطبيعي، الجزيئات النانوية الكروية، الحجم المنتهية، الموائع النانوية الهجينة.

Table des matières

Liste des abréviations	iv
Liste des figures	vi
Liste des tableaux	ix
Introduction générale	1

Chapitre 1: Généralités et mise au point bibliographique

1.1 Introduction	4
1.2 Convection naturelle : principe fondamental	5
1.2.1 Convection naturelle en cavité aux parois verticales différentiellement chauffées	7
1.2.2 Convection en cavité de Rayleigh-Bénard	13
1.3 Intensification des échanges thermiques	14
1.3.1 Approche des nanofluides	15
1.3.2 Classification des nanofluides	16
1.3.2.1 Classification en fonction des dimensions des NPs	16
1.3.2.2 Classification en fonction de la nature chimique des NPs ...	16
1.3.3 Préparation des nanofluides	17
1.3.4 Propriétés thermophysiques des nanofluides	18
1.3.4.1 Conductivité thermique	18
1.3.4.2 Viscosité dynamique	23
1.3.4.3 Masse volumique	26
1.3.4.4 Capacité calorifique	26
1.3.4.5 Coefficient d'expansion thermique	26
1.4 Convection naturelle dans les nanofluides : Etat de l'art	27
1.4.1 Travaux numériques	27
1.4.2 Travaux expérimentaux	37
1.5 Conclusion	38

Chapitre 2 : Approche mathématique

2.1 Introduction	40
2.2 Position du problème	41
2.3 Hypothèses simplificatrices	42

2.4	Equations de base	43
2.5	Formulation adimensionnelle	44
2.6	Conditions aux limites adimensionnelles	46
2.7	Outil numérique	47
2.8	Méthode des volumes finis	49
2.8.1	Distribution des volumes de contrôle	49
2.8.2	Discrétisation des équations de conservation	51
2.8.3	Schémas d'interpolation	54
2.8.4	Algorithme de couplage pression - vitesse SIMPLE	56
2.8.5	Critère de convergence	57
2.9	Validation du code CFD	58
2.9.1	Test de sensibilité du maillage	58
2.9.2	Validation du modèle	59
2.10	Conclusion	61

Chapitre 3 : Etude de l'effet de forme et du rapport d'aspect des nanoparticules d'Al₂O₃

3.1	Introduction	63
3.2	Position du problème	65
3.3	Résultats et discussion	67
3.3.1	Conductivité thermique et viscosité	68
3.3.2	Isothermes	70
3.3.2.1	<i>Cas des NPs sphériques</i>	71
3.3.2.2	<i>Cas des NPs sphéroïdales aplaties et allongées</i>	75
3.3.3	Lignes de courant	77
3.3.3.1	<i>Cas des NPs Sphériques</i>	77
3.3.3.2	<i>Cas des NPs Sphéroïdales aplaties et allongées</i>	80
3.3.4	Profils de vitesse et de température	83
3.3.5	Nombre de Nusselt moyen	89
3.4	Conclusion	92

Chapitre 4 : Etude de l'effet du nanofluide hybride (Al₂O₃-Cu /Eau)

4.1	Introduction	94
4.2	Position du problème	96
4.3	Résultats et discussion	97
4.3.1	Isothermes	97
4.3.2	Lignes de courant	101
4.3.3	Profils de vitesse et de température	105
4.3.4	Nombre de Nusselt moyen	107
4.4	Conclusion	108
 Conclusion générale et perspectives		110
Références bibliographiques		112
Annexe		

Liste des abréviations

Symboles latins

<i>AR</i>	<i>Rapport d'aspect (Aspect Ratio)</i>
<i>C_p</i>	<i>Capacité calorifique [J.Kg⁻¹.K⁻¹]</i>
<i>g</i>	<i>Accélération de pesanteur [m.s⁻²]</i>
<i>H</i>	<i>Hauteur de l'enceinte [m]</i>
<i>K</i>	<i>Conductivité thermique [W.m⁻¹.K⁻¹]</i>
<i>P</i>	<i>Pression [Pa]</i>
<i>T_f</i>	<i>Température froide [K]</i>
<i>T_c</i>	<i>Température chaude [K]</i>
<i>u</i>	<i>Composante de la vitesse dans la direction x [m.s⁻¹]</i>
<i>U</i>	<i>Composante de la vitesse adimensionnelle dans la direction x</i>
<i>v</i>	<i>Composante de la vitesse dans la direction y [m.s⁻¹]</i>
<i>V</i>	<i>Composante de la vitesse adimensionnelle dans la direction y</i>
<i>x,y</i>	<i>Coordonnées d'espace dimensionnelles [m]</i>
<i>X,Y</i>	<i>Coordonnées d'espace adimensionnelles</i>
<i>Pr</i>	<i>Nombre de Prandtl, $Pr = \vartheta / \alpha$</i>
<i>Ra</i>	<i>Nombre de Rayleigh, $Ra = g \beta H^3 \Delta T / (\vartheta \alpha)$</i>
<i>Nu</i>	<i>Nombre de Nusselt</i>
<i>a, c</i>	<i>Longueurs des demi-axes du sphéroïde</i>
<i>e</i>	<i>Excentricité</i>
<i>d_p</i>	<i>Rapport d'aspect d'une nanoparticule ($d_p = c/a$)</i>
<i>S</i>	<i>Surface de la particule</i>
<i>V</i>	<i>Volume de la particule</i>
<i>NPs</i>	<i>Nanoparticules</i>
<i>Vol. %</i>	<i>Pourcentage volumique</i>

Symboles grecs

<i>α</i>	<i>Diffusivité thermique [m².s⁻¹]</i>
<i>β</i>	<i>Coefficient d'expansion thermique [K⁻¹]</i>
<i>μ</i>	<i>Viscosité dynamique [Kg.m⁻¹.s⁻¹]</i>

ϑ	<i>Viscosité cinématiques [m².s⁻¹]</i>
ρ	<i>Masse volumique [Kg.m⁻³]</i>
φ	<i>Fraction volumique des nanoparticules</i>
φ_m	<i>Fraction d'emballage « packing fraction »</i>
Ψ	<i>Fonction de courant</i>
θ	<i>Température adimensionnelle</i>

Indices

<i>c</i>	<i>Chaud</i>
<i>f</i>	<i>Froid</i>
<i>f</i>	<i>Fluide de base</i>
<i>nf</i>	<i>Nanofluide</i>
<i>s</i>	<i>Nanoparticule solide</i>
<i>nfh</i>	<i>Nanofluide hybride</i>

Liste des figures

Figure 1.1	<i>Convection naturelle le long d'une plaque plane et isotherme (Leplat, 2009)</i>	6
Figure 1.2	<i>Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées</i>	7
Figure 1.3	<i>Convection naturelle de Rayleigh-Bénard (Leplat, 2009)</i>	13
Figure 1.4	<i>Principales voies de synthèses de nanoparticules métalliques (Herbois, 2013)</i>	17
Figure 1.5	<i>Evolution du nombre de Nusselt moyen à $Pr=6.2$ (Khanafar et al. 2003)</i>	28
Figure 1.6	<i>Domaine physique de la cavité carrée aux parois latérales mobiles (Tiwari et Das, 2007)</i>	30
Figure 1.7	<i>Modèle physique d'Aminossadati et Ghasemi (2009)</i>	31
Figure 1.8	<i>Domaine géométrique considéré par Abu-Nada et Oztop (2009)</i>	32
Figure 1.9	<i>Domaine physique de la cavité carrée aux parois latérales partiellement actives (Sheikhzadeh et al., 2011)</i>	34
Figure 1.10	<i>Schéma de la configuration d'étude de Bouchta et al. (2017)</i>	36
Figure 2.1	<i>Domaine physique</i>	41
Figure 2.2	<i>Génération du maillage structuré non uniforme</i>	48
Figure 2.3	<i>Volume de contrôle bidimensionnel</i>	50
Figure 2.4	<i>Maillage typique (a), Maillage décalé pour u_e (b) et Maillage décalé pour v_n (c)</i>	50
Figure 2.5	<i>Volume de contrôle</i>	53
Figure 2.6	<i>Distribution thermique à mi-plan de la cavité</i>	60
Figure 2.7	<i>Isothermes (à gauche) et lignes de courant (à droite) à différents nombres de Rayleigh</i>	61
Figure 3.1	<i>Nanoparticules de cuprite de rayon moyen 150 nm (Hadaoui, 2010)</i>	64
Figure 3.2	<i>Schéma des différentes formes de NPs considérées</i>	65
Figure 3.3	<i>(a) Rapport de conductivité thermique (k_{nf}/k_f) (b) rapport de viscosité (μ_{nf}/μ_f) en fonction des différentes formes et rapport d'aspect de NPs (oblate $d_p=0.13$, sphérique $d_p=1$ et prolatae $d_p=2-10$)</i>	69
Figure 3.4	<i>Isothermes pour le cas de l'eau pure $\phi = 0.0$</i>	71
Figure 3.5	<i>Isothermes pour une fraction volumique $\phi = 0.05$</i>	73

Figure 3.6	<i>Isothermes pour une fraction volumique $\varphi = 0.1$</i>	74
Figure 3.7	<i>Isothermes (en couleur) nanofluide avec $\varphi = 0.1$, (en noir) eau pure</i>	74
Figure 3.8	<i>Isothermes en présence de NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$) (en couleur) nanofluide, (en noir) eau pure</i>	75
Figure 3.9	<i>Isothermes en présence de NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$)</i>	76
Figure 3.10	<i>Lignes de courant pour le cas de l'eau pure $\varphi = 0.0$</i>	77
Figure 3.11	<i>Lignes de courant pour une fraction volumique $\varphi = 0.05$</i>	79
Figure 3.12	<i>Lignes de courant pour une fraction volumique $\varphi = 0.1$</i>	79
Figure 3.13	<i>Lignes de courant (en couleur) nanofluide avec $\varphi = 0.1$, (en noir) eau pure</i>	80
Figure 3.14	<i>Lignes de courant en présence de NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$) (en couleur) nanofluide, (en noir) eau pure</i>	81
Figure 3.15	<i>Lignes de courant en présence de NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$)</i>	82
Figure 3.16	<i>Profils de vitesse adimensionnelle horizontale au plan médian vertical de la cavité en fonction du nombre de Rayleigh (Cas : NPs sphériques)</i>	83
Figure 3.17	<i>Profils de vitesse adimensionnelle verticale au plan médian horizontal de la cavité en fonction du nombre de Rayleigh (Cas : NPs sphériques)</i>	84
Figure 3.18	<i>Profils de vitesse adimensionnelle horizontale au plan médian vertical de la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées (Cas : NPs sphéroïdales à $Ra=10^6$)</i>	86
Figure 3.19	<i>Profils de vitesse adimensionnelle horizontale au plan médian vertical de la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées (Cas : NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$))</i>	87
Figure 3.20	<i>Profils de température adimensionnelle au plan médian vertical de la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées (Cas : NPs sphériques)</i>	88
Figure 3.21	<i>Profils de température adimensionnelle au plan médian vertical de la cavité de Rayleigh-Bénard (Cas : NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$))</i>	89
Figure 3.22	<i>Variation du nombre de Nusselt moyen (Cavité de Rayleigh-Bénard)</i>	90
Figure 3.23	<i>Variation du nombre de Nusselt moyen (Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées)</i>	91
Figure 4.1	<i>Isothermes (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition</i>	98

	(100 : 0), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	
Figure 4.2	Isothermes (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (80 : 20), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	98
Figure 4.3	Isothermes (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (50 : 50), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	99
Figure 4.4	Isothermes (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (20 : 80), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	99
Figure 4.5	Isothermes (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (0 : 100), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	100
Figure 4.6	Lignes de courant (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (100 : 0), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	102
Figure 4.7	Lignes de courant (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (80 : 20), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	103
Figure 4.8	Lignes de courant (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (50 : 50), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.	103
Figure 4.9	Lignes de courant (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (20 : 80), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	104
Figure 4.10	Lignes de courant (en couleur) nanofluide (Al_2O_3-Cu/Eau) de composition (0 : 100), (en noir) eau pure, (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$	104
Figure 4.11	Profils de vitesses adimensionnelles : (en haut) horizontale, (en bas) verticale pour $Ra=10^6$ et $\varphi = 0.1$	106
Figure 4.12	Profils de température adimensionnelle au plan médian vertical de la cavité pour $\varphi = 0.1$	107
Figure 4.13	Variation du nombre de Nusselt moyen	108

Liste des tableaux

Tableau 2.1	<i>Propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules</i>	41
Tableau 2.2	<i>Coefficients diffusifs et termes sources de l'équation générique</i>	52
Tableau 2.3	<i>La fonction $A(Pe)$ pour différents schémas numériques</i>	56
Tableau 2.4	<i>L'évolution du nombre de Nusselt moyen le long de la paroi froide en fonction du maillage (Configuration C2, $Pr=0.7$, $Ra=10^5$ et $\varphi=0.0$)</i>	58
Tableau 2.5	<i>Le maillage retenu pour chaque nombre de Rayleigh</i>	59
Tableau 2.6	<i>Validation du nombre de Nusselt moyen</i>	59

Introduction générale

Introduction générale

L'intensification des échanges thermiques constitue l'un des principaux verrous au développement dans de nombreux secteurs où les densités de flux de chaleur à évacuer prennent des proportions de plus en plus importantes. Face à de telle dissipation d'énergie calorifique, les systèmes de refroidissement notamment ceux basés sur le refroidissement liquide (eau, huile, éthylène-glycol, ...etc.) présentent certaines limites liées à leur faible conductivité thermique. La conductivité thermique étant l'élément le plus critique dans les échanges thermiques et toute amélioration s'opérera sur ce paramètre.

La constante augmentation des besoins en terme de transfert de chaleur a conduit la communauté scientifique thermicienne à envisager de nouvelles approches d'intensification passives consistant à améliorer les propriétés thermo-hydrauliques, particulièrement la conductivité thermique, des fluides caloporteurs conventionnels en y insérant des particules dont au moins une dimension est inférieure à 100 nanomètres. Cette nouvelle catégorie de fluides nommée nanofluides (*Choi, 1995*) constitue à l'heure actuelle une problématique largement abordée dans la littérature. En effet, l'acquisition de nouvelles propriétés physico-chimiques, et surtout thermiques, spécifiques de la matière aux dimensions nanométriques a fait l'objet d'un nombre important de recherches fondamentales et appliquées afin de permettre leur emploi dans les systèmes de refroidissement industriels, aussi bien que pour les centrales nucléaires, les fours de fonderies ou même les data centres.

L'utilisation des nanofluides en convection naturelle a pour objectif principal de réduire l'encombrement ainsi que la consommation énergétique des équipements de refroidissement industriel d'une part et de mettre à profit des systèmes thermiquement performants d'une autre part. Cette performance se traduit par l'amélioration de la conductivité thermique des fluides hôtes et par conséquent le coefficient d'échange thermique. Toutefois, de nombreuses disparités ont été constatées dans la comparaison de la conductivité thermique prévue par les modèles théoriques et celle prévue par voie expérimentale. Plusieurs facteurs non pris en

compte dans les différents modèles théoriques peuvent être à l'origine des disparités constatées : on y recense, les plus pertinents, le mouvement Brownien (*Chon et al., 2005*), l'agglomération ou "clustering" des nanoparticules (*Hong et al., 2006; Ozerinc, 2010*), la couche interfaciale autour de ces nanoparticules (*Xue et Xu, 2005*) et leur forme ainsi que leur taille (*Hadaoui, 2010*). Sur le plan expérimental, la maîtrise de ce dernier facteur pose un délicat problème d'homogénéité. En effet, la voie d'élaboration des nanoparticules ainsi que les mécanismes physico-chimiques sous-jacents à l'échelle nanométrique peuvent être à l'origine de la dispersion de la taille et de la morphologie de ces nanoparticules. Récemment, l'approche du nanofluide hybride fait l'unanimité dans la communauté scientifique du faite qu'elle améliore d'avantage les propriétés thermophysiques des nanofluides simples (*Sidik et al., 2016*). Il s'agit de suspendre des nanoparticules dissemblables soit sous forme mixte soit sous forme composite dans les fluides caloporteurs conventionnels. Cette combinaison permet d'exalter leurs propriétés ou d'en susciter de nouvelles.

C'est en partant de ce constat qu'a été mise en place la présente étude dont l'objectif principal consiste en une caractérisation dynamique et thermique de l'écoulement laminaire et stationnaire d'un nanofluide (simple et hybride) remplissant des cavités fermées ainsi qu'en une quantification des échanges convectifs qui s'y opèrent.

Cette thèse est répartie en quatre chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous passons en revue les notions fondamentales du transfert de chaleur par convection naturelle essentiellement en milieu fermé. Les deux cas classiques d'écoulement à savoir la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées et le problème de Rayleigh-Bénard ont été discutés. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à une revue détaillée de la littérature relative à la convection naturelle des nanofluides.
- Le second chapitre s'attache à la présentation de la formulation mathématique du problème considéré. Les équations qui régissent la convection naturelle, les

hypothèses appropriées, les conditions aux limites ainsi que l'outil numérique CFD adopté sont présentés en détail.

- Le troisième chapitre s'adresse à la présentation ainsi que la discussion des résultats de simulation dont les paramètres forme et rapport d'aspect des nanoparticules d' Al_2O_3 feront l'objet.
- Le dernier chapitre s'intéresse à l'étude d'un nouveau type de nanofluide dit nanofluide hybride dont la phase solide est un mélange de deux types de nanoparticules (Al_2O_3 et Cu). Les résultats et leur discussion sont présentés.
- Le mémoire se termine par une conclusion générale dans laquelle quelques perspectives de suites à ce travail sont avancées.

Chapitre 1

Généralités et mise au point bibliographique

Sommaire

1.1	Introduction	4
1.2	Convection naturelle : principe fondamental	5
1.2.1	Convection naturelle en cavité aux parois verticales différentiellement chauffées	7
1.2.2	Convection en cavité de Rayleigh-Bénard	13
1.3	Intensification des échanges thermiques	14
1.3.1	Approche des nanofluides	15
1.3.2	Classification des nanofluides	16
1.3.2.1	<i>Classification en fonction des dimensions des NPs</i>	16
1.3.2.2	<i>Classification en fonction de la nature chimique des NPs</i>	16
1.3.3	Préparation des nanofluides	17
1.3.4	Propriétés thermophysiques des nanofluides	18
1.3.4.1	<i>Conductivité thermique</i>	18
1.3.4.2	<i>Viscosité dynamique</i>	23
1.3.4.3	<i>Masse volumique</i>	26
1.3.4.4	<i>Capacité calorifique</i>	26
1.3.4.5	<i>Coefficient d'expansion thermique</i>	26
1.4	Convection naturelle dans les nanofluides : Etat de l'art	27
1.4.1	Travaux numériques	27
1.4.2	Travaux expérimentaux	37
1.5	Conclusion	38

Chapitre 1

Généralités et mise au point bibliographique

1.1 Introduction

Depuis ces deux dernières décennies, les nanotechnologies sont en pleine effervescence et de nombreux secteurs industriels perçoivent ce nanomonde, à juste titre, comme étant porteur d'immenses promesses de développement et de retombées économiques. A leur tour, les dispositifs de refroidissement industriels particulièrement ceux basés sur le refroidissement liquide ont bénéficié de cette nouvelle technologie en mettant à profit des fluides caloporteurs de haute performance. Il s'agit d'une nouvelle classe de fluides caloporteurs, nanofluides, chargés de particules nanométriques dispersées uniformément dans des fluides de base (eau, éthylène-glycol, huile, ... etc.) dont le but est d'améliorer leur propriétés de conduction thermique et par conséquent intensifier leur échange convectif.

La convection naturelle en présence de nanofluides représente l'un des moyens d'évacuation de la chaleur, particulièrement dissipée à petites échelles, les plus appropriés. Elle constitue un champ de recherche et de développement multidisciplinaire impliquant la mise en œuvre des systèmes moins énergivores tout en étant plus performants. Les microsystèmes électromécaniques (MEMS), les panneaux photovoltaïques, les réacteurs nucléaires sont quelques exemples des domaines où les transferts thermiques sont désormais reconnus comme un domaine incontournable de la recherche scientifique. C'est dans ce contexte que le présent chapitre est dressé. Une synthèse bibliographique détaillée a été entreprise permettant de faire le point des connaissances sur les travaux antérieurs relatifs aux problèmes des échanges convectifs (avec et sans nanofluides) soumis à différentes contraintes.

Ce chapitre s'articulera autour de deux principales parties centrées essentiellement sur les écoulements de convection naturelle en milieu confiné. Dans la première partie, seront abordées les notions de base de la convection naturelle en mettant l'accent sur les travaux relatifs à la configuration géométrique qui nous intéresse : celle d'un confinement parallélépipédique fermé, de dimensions et d'inclinaison variables et dont les parois sont chauffées différemment. L'approche d'intensification des échanges thermiques par le biais de nanofluides sera discutée dans la deuxième partie. Leur type, leur mode de synthèse et leurs propriétés thermophysiques seront exposés en premier lieu. Ensuite, le bilan se poursuivra avec un exposé non exhaustif de divers travaux numériques et expérimentaux portant sur l'influence des nanofluides sur la dynamique de l'écoulement ainsi que sur le transfert de chaleur.

1.2 Convection naturelle : principe fondamental

La convection naturelle, ou libre, peut se distinguer de la convection forcée par le mouvement du fluide qui n'est pas issu d'un apport externe d'énergie mécanique, mais qui trouve son origine dans son sein, sous l'effet conjugué d'un gradient de température et d'une force de gravité. Le fluide se met progressivement en mouvement sous l'effet des inhomogénéités de masse volumique.

Un cas simple et très concret illustre bien le phénomène de convection naturelle le long d'une plaque plane verticale uniformément chauffée. Le fluide se dilate le long de la plaque sous l'effet de la chaleur faisant diminuer sa masse volumique. Apparaît ainsi une force motrice volumique (poussée d'Archimède) s'opposant à la force de frottement due à la viscosité du fluide et créant l'ascension de ce dernier. La différence de température avec le réservoir de fluide froid situé à l'infini entraîne une recirculation naturelle du fluide comme schématisé sur la figure 1.1 (Leplat, 2009).

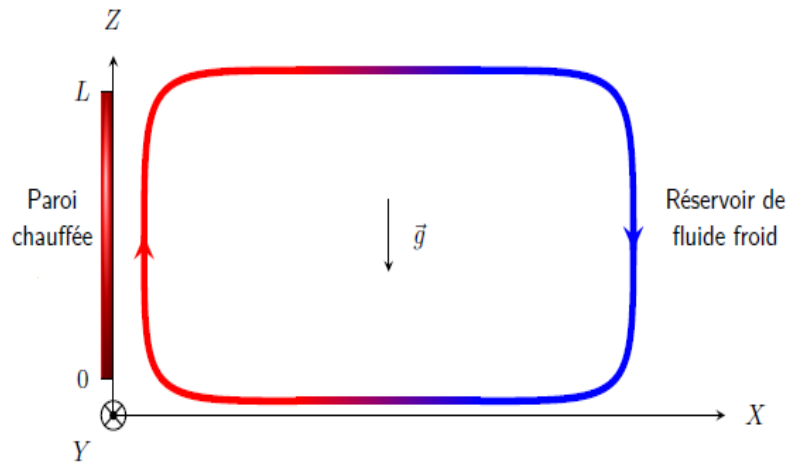


Figure 1.1 : Convection naturelle le long d'une plaque plane et isotherme (Leplat, 2009).

Bien entendu, les écoulements de la convection naturelle sont le siège d'un couplage des champs thermique et dynamique qui doivent être résolus simultanément et qui sont influencés par les propriétés thermodynamiques du fluide, les gradients de température et la géométrie des systèmes concernés (Bejan, 1993). Ce couplage fort entre la thermique et la dynamique rend ce type d'écoulement un sujet d'étude particulièrement attractif.

Les premiers travaux portant sur la convection naturelle ont cerné les problèmes de la couche limite au voisinage des plaques planes horizontale ou verticale soumises à une température ou à un flux. Ensuite, la convection naturelle a été largement étudiée en milieux confiné et semi confiné en considérant diverses contraintes géométriques, thermiques et différentes propriétés thermophysiques des fluides caloporteurs. Les cavités parallélépipédiques, possédant deux parois opposées et soumises à un gradient de température constant, constituent la base de nombreux systèmes de refroidissement industriels. Deux grandes familles d'écoulements aux comportements très spécifiques se distinguent avec d'une part la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées et d'autre part la cavité aux parois horizontales différentiellement chauffées (problème de Rayleigh-Bénard).

1.2.1 Convection naturelle en cavité aux parois verticales différenciellement chauffées

Cette configuration a vu apparaître les prémices de l'étude des écoulements de convection naturelle en milieu confiné et se compose d'un assemblage dans une tranche 2D de deux parois verticales opposées et portées à des températures différentes alors que les parois horizontales sont supposées adiabatiques comme présentées sur la figure 1.2 (Leplat, 2009). Le gradient de température étant orthogonal à l'accélération de pesanteur, il n'existe pas un état d'équilibre mécanique puisque à un certain écart de températures entre les parois verticales actives, un mouvement convectif aura lieu (Chami, 2009). Le fluide subit donc une ascension le long de la paroi chaude avant d'impacter la paroi haute puis redescendre en suivant la paroi froide. Se crée alors une recirculation au milieu de l'enceinte avec une zone morte au centre (Leplat, 2009).

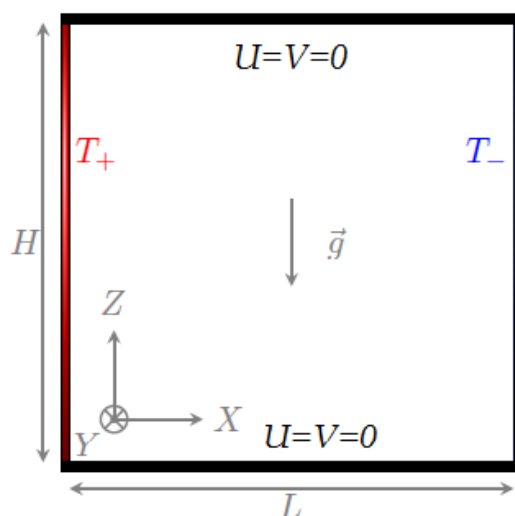


Figure 1.2 : Cavité aux parois verticales différenciellement chauffées.

De Vahl Davis et Kettleborough (1968) et Newell et Schmidt (1970) furent parmi les premiers qui ont attribué une solution théorique sur ordinateur des écoulements de la convection naturelle confinée dans des cavités rectangulaires avec un gradient horizontal de température remplies d'air. Les résultats obtenus ont permis une meilleure précision des différents régimes d'écoulement qui peuvent être rencontrés dans telle géométrie.

Stewart et Weinberg (1972) ont aussi étudié l'écoulement bidimensionnel généré par la convection naturelle au sein d'une cavité rectangulaire aux parois horizontales adiabatiques et verticales isothermes, pour des valeurs du nombre de Prandtl allant de 0.0127 à 10. Le comportement de l'écoulement de plusieurs types de fluides a été examiné.

Sur le plan expérimental, il est indispensable de mentionner les travaux de *Schmidt (1961-1962)* pour les cellules à très faibles allongements et les travaux d'*Elder (Elder, 1965)* pour des allongements élevés (de 1 à 60) des cellules remplies de liquide et qui ont mis en évidence l'existence d'écoulements secondaires dont certains ne contournent pas l'ensemble de la cellule. On décrit aussi les travaux expérimentaux de *Jannot et Mazeas (1973)* qui ont réalisé des mesures expérimentales pour la délimitation des régimes d'écoulement, en convection naturelle laminaire et turbulente dans des cellules verticales de section rectangulaire. Pour chaque expérience, une étude paramétrique a été menée en fonction des dimensions, de la nature du fluide, de la pression et de la température des parois chaude et froide. Ils ont proposé également des corrélations pour déterminer le nombre de Nusselt moyen dans le domaine des nombres de Rayleigh élevés.

Au début des années 80, il s'est avéré possible de résoudre convenablement les différents problèmes de la mécanique des fluides grâce au développement des algorithmes de la résolution des systèmes d'équations aux dérivées partielles ainsi qu'au développement accéléré des moyens de calcul numérique. De ce fait, *De Vahl Davis (1983)* a mis à profit des solutions standards dites « The Benchmarks » relatives au cas de l'enceinte carrée différentiellement chauffée remplie d'air. L'écoulement est considéré bidimensionnel et laminaire. La formulation mathématique du problème est fonction du couple fonction de courant-vortacité et la méthode des différences finies a été utilisée pour le résoudre. Les résultats obtenus constituent le point de référence le plus privilégié d'un grand nombre d'auteurs pour la validation de leurs travaux portant sur la convection naturelle dans l'enceinte carrée.

Le problème de Benchmark de la convection naturelle et turbulente dans le cas d'une enceinte carrée a été expérimentalement entretenu par *Barakos et al. (1994)*.

Ils ont relevé que la transition du régime laminaire vers celui turbulent s'observe à un Rayleigh égal à $Ra=10^8$. Il a été montré aussi que le nombre de Nusselt moyen calculé auprès de la paroi chaude subit une augmentation brusque lorsque la solution turbulente est atteinte.

Une étude expérimentale détaillée a été présentée par (Mergui et Penot, 1996) des écoulements d'air de convection naturelle dans une enceinte carrée aux parois verticales différentiellement chauffées. Les résultats ont été établis à un nombre de Rayleigh caractéristique $Ra = 1.69 \times 10^9$. Un dispositif expérimental a été conçu avec soin particulier des conditions aux limites thermiques afin de satisfaire l'isolation de l'enceinte. Un examen de la température auprès des parois horizontales, isolées thermiquement, a permis de bien caractériser les conditions aux limites réelles régnant sur ces frontières. Des mesures expérimentales par thermographie laser complétées par l'analyse spectrale du signal temporel de la température en différents points caractéristiques de l'enceinte ont bien illustré la structure générale de l'écoulement dans sa partie centrale ainsi que les structures intermédiaires au voisinage de ces frontières.

Une année après, ces mêmes auteurs (Mergui et Penot, 1997) ont poursuivi leurs travaux en analysant les champs locaux de vitesse et de température et ceci pour une valeur du nombre de Rayleigh de 1.69×10^9 et un écart de température entre les deux parois actives de 20°C . La répartition de la température, à mi-plan vertical, a montré la propriété de centro-symétrie de cette région avec la formation distincte de cinq zones stratifiées linéairement. La propriété de symétrie a été aussi observée pour le cas des couches limites thermiques avec l'apparition d'instationnarités de faible amplitude. En revanche, les résultats du champ de vitesse ont montré de petites disparités entre le comportement de la couche limite dynamique ascendante et descendante caractérisées par un développement plus précoce de la turbulence au voisinage de la paroi chauffée par rapport à celui de la paroi refroidie.

Jusqu'à maintenant seuls les écoulements bidimensionnels de la convection naturelle ont été évoqués. La prise en compte de la troisième direction peut

expliquer les confrontations entre résultats numériques et expérimentaux. C'est dans cette optique que l'étude de *Labrosse et Tric (1997)* a été conduite. Ils ont mené une comparaison des solutions 2D et 3D (carrée/cubique) et ont montré que, dans le plan de symétrie, pour un nombre de Rayleigh suffisamment grand ces solutions sont proches. Ceci peut être expliqué par le fait que les conditions aux limites régnant sur les parois latérales de l'écoulement tridimensionnel 3D n'ont aucune influence sur l'écoulement dans ce plan. Les résultats ont aussi montré que pour des nombres de Rayleigh aux alentours de $Ra = 3.2 \times 10^7$, une transition à l'instationnarité a été observée (l'apparition de structures tourbillonnaires tridimensionnelles à la sortie des couches limites verticales).

Gassowski et al. (2003) à travers leur étude numérique, viennent compléter les travaux de *Labrosse et Tric (1997)*. L'étude numérique de l'écoulement 3D a été étendue pour une gamme des nombres de Rayleigh compris entre 10^5 et 3×10^8 . Les résultats ont montré que l'écoulement est stationnaire pour des nombres de Rayleigh faibles. De plus, il a été révélé qu'une première bifurcation ait lieu à une valeur du nombre de Rayleigh de $Ra = 3.2 \times 10^7$ ce qui est en accord avec les résultats de *Labrosse et Tric (1997)*. En revanche, l'écoulement devient stationnaire pour des nombres de Rayleigh allant de $Ra=6.5 \times 10^7$ et 3×10^8 . Enfin, à des Ra plus élevés ces écoulements deviennent à nouveau instationnaires. Une simulation effectuée à $Ra = 3 \times 10^8$ le confirme bien.

Le paramètre d'inclinaison de l'enceinte a fait l'objet d'une investigation expérimentale menée par *Sharif et Liu (2003)*. Ils ont étudié les écoulements de la convection naturelle turbulente confinée dans une enceinte carrée bidimensionnelle chauffée latéralement à différents angles d'inclinaison. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen déterminé le long de la paroi chaude diminue avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison. En revanche, il n'en est pas de même pour l'intensité de l'écoulement qui a montré une augmentation avec l'agrandissement de l'angle d'inclinaison.

Les essais expérimentaux et numériques portant sur la convection naturelle en milieu confiné considèrent que les échanges de chaleur créés en son sein sont du type conductif et convectif. En réalité, la prise en compte du rayonnement des parois

et/ou des gaz dans ce type d'écoulement s'avère inéluctable pour décrire convenablement le comportement thermique et dynamique de l'écoulement.

De nombreux travaux ont analysé l'influence du couplage de la convection naturelle et du rayonnement à savoir les travaux numériques d'*Akimaya et Chong (1997)*, les travaux expérimentaux de *Salat et Penot (2003)* et plus tard les travaux numériques de *Wang et al. (2006)*. Les principaux résultats issus de ces travaux montrent que le rayonnement de surface entraîne une diminution du nombre de Rayleigh critique (Ra qui correspond à la transition à l'instationnarité) et du nombre de Nusselt convectif. Il a été aussi montré que la propriété de la centro-symétrie de l'écoulement est préservée. De plus, il a été révélé que le rayonnement des parois tend à diminuer la stratification thermique centrale dans l'enceinte.

L'influence du rayonnement surfacique sur l'écoulement de convection naturelle ayant lieu dans une enceinte aux parois verticales différentiellement chauffées de section carrée et contenant de l'air a été numériquement entreprise par *Jaballah et al. (2007)*. Une étude paramétrique a été menée en considérant différentes valeurs d'émissivités des parois actives ($0 \leq \varepsilon \leq 1$) et du nombre de Rayleigh ($10^5 \leq Ra_H \leq 10^8$) sous un écart de température constant ($\Delta T = 10^\circ C$). Ils ont trouvé que le rayonnement modifie les profils de température au voisinage des parois adiabatiques (plancher et plafond). De plus, ils ont observé que le rayonnement tend à briser la symétrie de la structure générale de l'écoulement (isothermes, champs de vitesse et lignes de courant) pour des nombres de Rayleigh $Ra_H \in [2.1 \times 10^6 - 5 \times 10^7]$ correspondant à la zone laminaire instationnaire.

Outre le couplage de la convection naturelle et du rayonnement, l'influence de l'enceinte cloisonnée et inclinée a été entreprise par *Mezrhab et al. (2007)*. L'enceinte rectangulaire différentiellement chauffée, de rapport de forme $A = 4$, est subdivisée en un nombre de partitions très fines, équidistantes et placées parallèlement à ses parois isothermes. Le fluide contenu dans l'enceinte est de l'air sec dont ses propriétés physiques sont supposées constantes à la température moyenne. Les résultats numériques de cette étude ont révélé que le rayonnement fait augmenter considérablement le nombre de Nusselt au sein de l'enceinte et que les partitions

diminuent le transfert de chaleur en bloquant le flux radiatif ainsi que l'écoulement. En plus, il a été trouvé que le transfert de chaleur décroît avec l'augmentation du nombre de partitions.

Rouger et al. (2007) ont mené une étude expérimentale de la convection naturelle faiblement turbulente dont le but est de caractériser l'écoulement d'air dans une enceinte parallélépipédique de section droite verticale (1m x 1m x 0.32m). Un linteau de 30 cm d'hauteur, en matériau thermiquement isolant, est placé au centre du plafond de l'enceinte. Ils ont observé que l'écoulement se manifeste préférentiellement dans les plans verticaux sans qu'il y ait un décollement ni le long de la paroi chaude ni au niveau du linteau. Cette observation est une caractéristique principale de la convection naturelle confinée dans des géométries complexes. En plus, il a été constaté que la présence du linteau modifie la stratification thermique au cœur de l'enceinte avec la création de gradients horizontaux de température qui sont responsables à la génération d'écoulements secondaires tridimensionnels.

Soucasse (2013) au cours de sa thèse de doctorat, a contribué à l'étude numérique des effets des transferts radiatifs pariétaux et volumiques sur les écoulements de convection naturelle dans une enceinte différentiellement chauffées en régimes transitionnel et faiblement turbulent. La configuration étudiée est de forme cubique renfermant des mélanges air/H₂O_{vap}/CO₂. Les résultats obtenus en régime stationnaire ont montré une importante influence du rayonnement surfacique ainsi que celui volumique sur les isothermes en les rendant homogènes au voisinage des parois isothermes et par conséquent en faisant décroître la stratification thermique verticale. Le rayonnement du gaz a également entraîné un épaississement des couches limites verticales en faisant croître la circulation générale dans l'enceinte. L'apparition d'instationnarité à des nombres de Rayleigh inférieurs au nombre de Rayleigh critique caractérisant la transition sans rayonnement constitue le résultat le plus remarquable. En régime instationnaire, les transferts radiatifs amplifient le caractère chaotique et tridimensionnel de l'écoulement.

1.2.2 Convection naturelle en cavité de Rayleigh-Bénard

Dans cette configuration, l'enceinte est soumise à un gradient de température vertical. L'intérêt accordé à l'étude de ce type de configuration est dû au fait qu'il présente plusieurs régimes d'instabilités suivant la valeur du nombre de Rayleigh, lui-même fonction de l'écart de températures imposées de part et d'autre des parois horizontales actives. Contrairement au cas énoncé ci-dessus, l'apparition de la convection naturelle ne se produit qu'au-delà d'un seuil caractérisé par un nombre de Rayleigh critique (Ra_C) et se fait au détriment de la perte de stabilité de la solution à vitesse nulle et à température linéaire (Leplat, 2009). Pour le cas de deux plans horizontaux en parallèle, la bifurcation d'un régime de conduction à celui de convection naturelle est atteinte à partir de $Ra_C = 1707.8$ (Chandrasekhar, 1961) correspondant à l'apparition des arrangements de cellules de convection et qui prennent la forme de rouleaux contrarotatifs bidimensionnels d'axes horizontaux parallèles comme montré dans la figure 1.3 (Chami, 2009 ; Leplat, 2009). Si les plans horizontaux sont finis et joints par des parois verticales solides et adiabatiques, le seuil d'instabilité est alors atteint à Rayleigh critique plus élevé $Ra_C = 3449$ (Catton, 1972). Cette valeur du Rayleigh critique vient confirmer les résultats expérimentaux obtenus par Heitz et Westwater (1971).

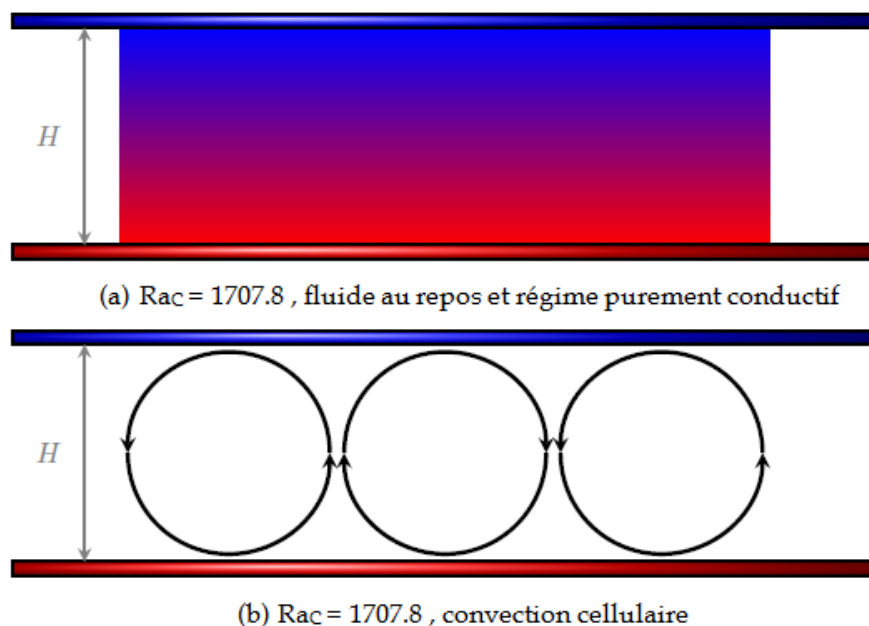


Figure 1.3 : Convection naturelle de Rayleigh-Bénard (Leplat, 2009).

La convection naturelle de Rayleigh-Bénard a pour vocation d'étudier les instabilités thermo-convectives se développant dans un milieu fluide. L'étude de la transition du régime laminaire vers le régime turbulent dans une cavité rectangulaire à faible rapport d'aspect a été examinée par [Busse, 1981]. Pour de plus amples détails, les travaux de Catton (1972), d'Heitz et Westwater (1971) Stork et de Müller (1972) offrent une meilleure compréhension pour la détermination des conditions critiques correspondantes à la bifurcation du régime conductif vers celui convectif sous certaines contraintes thermiques (conditions aux frontières) et géométriques (rapport d'aspect des cavités).

Les travaux numériques de Pallares *et al.* (1999) s'adressent à la description des écoulements tridimensionnels d'une cavité cubique chauffée par le bas pour différentes valeurs du nombre de Prandtl (Pr). Sous un régime laminaire stationnaire ($3.5 \times 10^3 < Ra < 6 \times 10^4$), sept structures d'écoulement ont été identifiées dont la stabilité intrinsèque dépend des nombres de Prandtl.

1.3 Intensification des transferts thermiques

Dans les systèmes de refroidissement industriels, l'amélioration des transferts convectifs attire la curiosité de la communauté scientifique thermicienne. Plusieurs approches, dites passives, ont été largement élaborées en convection thermique portant essentiellement sur la modification de la géométrie et de l'état de surface des parois d'échange, l'utilisation des ailettes et la modification des propriétés thermophysiques des fluides caloporteurs. A titre illustratif, les résultats de Saidi *et al.* (1987), de Hadjaj et Kyal (1999), de Chen (2001) et de Jang et Yan (2004) ont révélé un transfert de chaleur accru le long d'une paroi plate en comparaison avec une autre ondulée. L'application des parois rainurées et des parois parsemées d'obstacles dans une optique d'augmentation du transfert de chaleur a été intensément étudiée (Farhanieh *et al.*, 1993 ; Young et Vafai, 1998 ; Korichi et Oufar, 2007 ; Bilen *et al.*, 2009). Les résultats soulevés de cette approche montrent une meilleure évacuation de la chaleur des parois modifiées vers le fluide caloporteur : une hausse de 123% du transfert de chaleur générée par une paroi menée d'obstacle a été obtenue par Korichi

et Oufar (2007). Cependant, cela peut paraître surprenant d'indiquer que ces approches ont montré leurs limites en engendrant des pertes de charge massives significatives. Ce n'est que plus récemment, il y a vingt années environ, qu'une nouvelle discipline de recherche visant à améliorer les propriétés thermo-hydrauliques des fluides de refroidissement classiques est née. Il s'agit d'insérer des particules de taille nanométrique au sein de ces fluides. L'approche de manipuler des mélanges « fluide-particules » à l'échelle mésoscopique (du micromètre à quelques millimètres) n'est plus récente (Maxwell, 1881). Néanmoins, une telle démarche a montré sa limite en engendrant un certain nombre de problèmes (agglomération et sédimentation des particules, érosion de la tuyauterie et pertes de charge éloquentes).

1.3.1 Approche des nanofluides

L'appellation de nanofluides proposée pour la première fois par Choi (Choi, 1995), désigne des mélanges chargés de particules nanométriques (1 - 100 nm) dispersées uniformément dans des fluides de base. Cette taille nanométrique confère à ces particules de nouvelles propriétés électroniques, magnétiques, optiques, chimiques et mécaniques différentes de celles des matériaux en vrac. Deux principaux facteurs sont responsables à la modification des propriétés des nanoparticules (NPs) à savoir une surface spécifique importante et une prédominance des effets quantiques (Ostiguy et al. 2010).

Généralement, les liquides tels que l'eau, l'éthylène-glycol, les huiles, ... etc., utilisés dans les dispositifs de refroidissement industriels sont dotés de conductivité thermique faible ce qui limite leur performance thermique. En effet, l'inclusion des nanofluides répond au besoin d'améliorer les propriétés thermiques des fluides caloporteurs en y insérant une phase solide de conductivité thermique plus élevée. Ce concept a servi de tremplin à de nombreuses études afin de visualiser l'éligibilité de ces nanofluides en tant que fluides caloporteurs.

1.3.2 Classification des nanofluides

La classification des nanofluides dépend essentiellement de celle des nanoparticules en suspension. Ces dernières peuvent être classées selon différents critères, les plus répandus sont répertoriés ci-dessous.

1.3.2.1 Classification en fonction des dimensions des nanoparticules

Se reposant sur les dimensions des NPs, *Buzea et al. (2007)* ont proposé de les classer en trois classes distinctes :

- ✓ **Classe 1** : Cette classe comprend les films minces et revêtements de surface inférieurs à 100 nm.
- ✓ **Classe 2** : Les revêtements épais et filtres nanoporeux.
- ✓ **Classe 3** : Les nanoparticules sous forme compacte de structure polyédrique ou sphéroïde. Cette structure peut être simple, telle la nanoparticule libre, ou plus complexe en formant des agrégats (agglomérats de nanoparticules). Les nanoparticules ont généralement une structure cristalline et sont souvent de forme sphérique.

1.3.2.2 Classification en fonction de la nature chimique des nanoparticules

D'un point de vue chimique, deux grandes catégories de nanoparticules peuvent d'être distinguées :

- ✓ **NPs organiques** : Comprenant les NPs à base d'atomes de carbone, telles les nanotubes de carbone, les fullerènes, le noir de carbone, les nanofeuillets de graphène, les nanofibres de carbone et les nanomousses de carbone.
- ✓ **NPs inorganiques** : On distingue les NPs métalliques (Au, Ag, Al, Zn, Fe, Cu), les NPs d'oxydes métalliques (CuO, TiO₂, ZnO, SiO₂, Al₂O₃) et les points quantiques (*Ostiguy et al., 2010*).

1.3.3 Préparation des nanofluides

Des progrès importants en chimie ont offert l'opportunité de synthétiser des particules de taille nanométrique, qui, dispersées dans un liquide porteur, donnent naissance à de nouveaux mélanges appelés nanofluides. En 1995, le Laboratoire National d'Argonne de l'université de Chicago fut le pionnier à introduire ce nouveau concept de nanofluide à travers les travaux de *Choi et Eastman (1995)*.

A l'heure actuelle, de plus grands défis en termes de synthèse et de compréhension des nouvelles propriétés des NPs se posent. En effet, la préparation des nanofluides constitue une étape très importante pour l'investigation expérimentale. Elle doit répondre à certain nombre d'exigences spécifiques à savoir une stabilité de la suspension, une agglomération des particules négligeable, une inertie chimique vis-à-vis du liquide porteur, ... etc. Il existe essentiellement deux approches dans l'élaboration des nanoparticules (*Ostiguy et al., 2010*), soit en créant des structures à l'échelle atomique ou moléculaire (approche ascendante « bottom-up approach »), soit en réduisant la taille de microstructures des structures à l'échelle atomique ou moléculaire (approche descendante « top-down approach »).

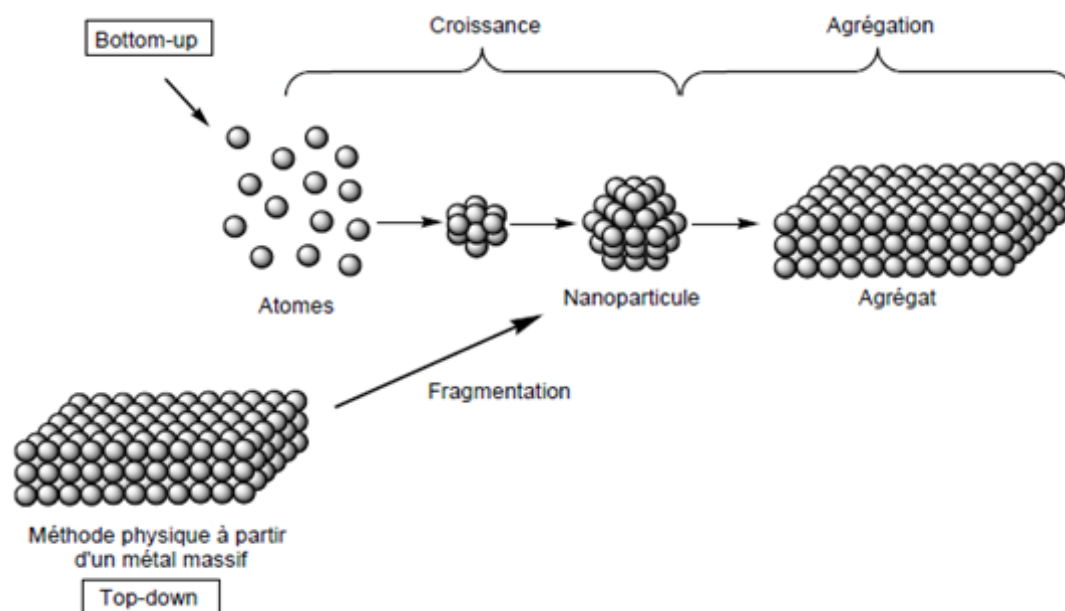


Figure 1.4 : Principales voies de synthèses de nanoparticules métalliques (*Herbois, 2013*).

Dans l'approche ascendante (bottom-up), l'élaboration des nanoparticules (NPs) s'effectue par un assemblage atome par atome ou molécule par molécule via des transformations physique et chimique. Il en ressort que cette approche, particulièrement chimique, demeure une importante source de préoccupation des industriels d'un point de vue richesse (la synthèse d'un nombre important de composés) et souplesse des procédés permettant de faire varier un grand nombre de paramètres.

Dans l'approche descendante (top-down), une grande structure est graduellement sous-dimensionnée, jusqu'à atteindre des dimensions nanométriques après application de sollicitations mécaniques sévères, de chocs violents et de fortes déformations.

Les deux approches, ascendante et descendante, tendent à converger en termes de dimension des particules synthétisées (*Ostiguy et al., 2010*).

1.3.4 Propriétés thermophysiques des nanofluides

L'inclusion des nanoparticules dans les fluides de refroidissement affectent profondément leur comportement dynamique et surtout thermique. A cette fin, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été entrepris en vue de mieux caractériser les propriétés thermophysiques de ces fluides principalement la conductivité thermique et la viscosité. Les résultats obtenus ont mis en évidence l'influence de certains paramètres, entre autres, le facteur géométrique des NPs, leur fraction volumique, la température du milieu et le mouvement Brownien. Cependant, cette caractérisation est loin d'être bien élucidée du faite de la forte disparité entre les prédictions sous l'angle théorique et expérimental.

1.3.4.1 Conductivité thermiques

Appréhender le mécanisme de transfert thermique au sein des nanofluides est à l'origine de développer des modèles prédictifs de la conductivité thermique via des approches théoriques et expérimentales. Dans ce qui suit, nous allons dresser les

corrélations les plus courantes pour l'estimation de la conductivité thermique des nanofluides en cernant l'influence de certains paramètres.

Maxwell (1881) fut le premier à proposer un modèle estimant la conductivité thermique d'une suspension contenant des particules solides :

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + 2 k_f - 2(k_f - k_s) \varphi}{k_s + 2 k_f + (k_f - k_s) \varphi} \quad (1.1)$$

Où :

k_{nf} , k_f et k_s désignent respectivement les conductivités thermiques du nanofluide, du fluide de base et des nanoparticules et φ la fraction volumique de ces particules. Le modèle de Maxwell est approprié aux suspensions de particules sphériques de concentration volumique relativement faible. Il apparait clairement que ce dernier ne tient pas compte de l'effet de la taille ni de la forme des particules.

Le modèle établi par *Bruggeman (1935)* est une extension du modèle de Maxwell pour des suspensions de particules sphériques de concentration volumique relativement élevée :

$$\varphi \left((k_{np} - k_{nf}) / (k_{np} + 2 k_{nf}) \right) + (1 - \varphi) \left((k_{fb} - k_{nf}) / (k_{fb} + 2 k_{nf}) \right) = 0 \quad (1.2)$$

En tenant compte de l'effet du facteur forme des nanoparticules, *Hamilton et Crosser (1962)* ont développé un modèle assez raffiné. Ce modèle intègre un facteur géométrique appelé sphéricité, et noté ψ , faisant référence à la géométrie sphérique. Ce coefficient est défini comme étant le rapport de l'aire d'une sphère de même volume que la particule sur l'aire de cette même particule.

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + (n - 1) k_f - (n - 1)(k_f - k_s) \varphi}{k_s + (n - 1) k_f + (k_f - k_s) \varphi} \quad (1.3)$$

Où :

n désigne le facteur de forme des nanoparticules donné par $n = 3 / \psi$.

ψ désigne le facteur de sphéricité de ces particules. Il définit le facteur de forme par rapport à une sphère possédant le même volume que la particule. La sphéricité d'une

particule de volume V_p peut être définie comme le quotient de la surface de la sphère S_{sp} de même volume V_{sp} que la particule par rapport à la surface réelle de la particule S_p (Fauduet, 2011). Il est donné par $\psi = 6 V_p / D_p S_p$.

Où :

D_p représente le diamètre équivalent de la particule et les indices sp et p font référence respectivement à la particule sphérique et la particule en question.

Il est à noter que pour des particules sphériques $n = 3$ ($\psi = 1$), le modèle d'Hamilton-Crosser est réduit au modèle classique de Maxwell.

De nombreux travaux ont été établis en vue de décrire convenablement l'évolution de la conductivité thermique des nanofluides en tenant compte de l'influence de certains phénomènes physiques qui peuvent interpréter la divergence entre les résultats théoriques et ceux expérimentaux.

✓ Le mouvement Brownien

En présence d'un gradient de température, les nanoparticules acquièrent un mouvement désordonné dans toutes les directions issu d'un ensemble de collisions (entre les particules de la phase liquide et/ou solide). Ce mouvement aléatoire dit Brownien est à l'origine, lors des incessantes collisions, d'adsorber de l'énergie et de la transporter rapidement. La contribution du mouvement Brownien à l'amélioration de la conductivité thermique d'un nanofluide a été étudiée par *Koo et Kleinstreuer (2004)*. Ils ont présenté un modèle de calcul de conductivité thermique composé d'un terme relatif au modèle de Maxwell (*Maxwell, 1881*) et d'un autre qui tient compte de la contribution du mouvement Brownien.

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + 2 k_f - 2(k_f - k_s) \varphi}{k_s + 2 k_f + (k_f - k_s) \varphi} + \frac{K_B T}{3 \pi k_f \mu_f d} \quad (1.4)$$

K_B , μ_f , d et T : désignent la constante de Boltzmann, la viscosité dynamique du fluide de base, le diamètre de la nanoparticule et la température respectivement.

Il apparaît clairement que plus les nanoparticules sont petites, plus le mouvement Brownien est important. La petite taille des NPs leur confère, sous une excitation thermique, la facilité d'être poussées dans toutes les directions du fait d'une inertie moins importante en intensifiant par conséquent leur mouvement d'ensembles chaotiques (Teng *et al.*, 2010). Les travaux expérimentaux de Das *et al.* (2003) et de Patel *et al.* (2003) ont révélé que l'agitation Brownienne exerce une influence dominante sur l'intensification de la conductivité thermique d'une suspension de faibles dimensions à températures élevées.

Jang *et Choi* (2004) ont tenté d'expliquer l'effet de l'agitation Brownienne sur cette hausse de conductivité thermique en proposant un modèle qui tient en compte des caractéristiques de l'écoulement autour d'une nanoparticule. Leur modèle suggère que la couche atomique ordonnée du liquide à proximité de la surface d'une nanoparticule se comporte comme une couche limite hydrodynamique. Contrairement au modèle conventionnel d'Hamilton-Crosser, leur modèle dépend aussi de l'influence de la taille des NPs et de la température. Cependant, leur modèle ne parvient pas à estimer les valeurs de la conductivité thermique dont l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique est trois fois le diamètre atomique.

Chon *et al.* (2005) incorporent dans leur modèle, outre du mouvement Brownien, l'effet de la température, de la taille des particules, de la fraction volumique et des propriétés physico-chimiques du fluide caloporteur. Ce modèle a été utilisé pour modéliser la conductivité thermique du nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$).

Néanmoins, ce mouvement peut attribuer un effet prépondérant indirect à la formation de clusters « agrégats ou agglomérats de NPs » sous l'action des forces de Van Der Waals. En général, la probabilité de la formation de ces clusters est importante quand il s'agit d'une suspension concentrée de très fines particules. Ce phénomène difficile à contrôler, en présence d'un champ de gravité, peut affecter négativement la performance d'échange thermique en favorisant la sédimentation (Jiang *et al.*, 2010). Les avis dans la littérature restent encore assez mitigés. Certains auteurs ont montré que la conductivité thermique du nanofluide diminue avec l'augmentation de la taille des clusters formés (Hong *et al.*, 2006 ; Karthikeyan *et al.*,

2008). En revanche, d'autres auteurs ont montré une augmentation de la conductivité thermique avec l'augmentation de la taille des clusters (Yu *et al.*, 2007 ; Ozerinc, 2010). Ceci peut être expliqué par le fait que la chaleur se répartit plus rapidement par conduction à travers ces structures. Xuan *et al.* (2003) ont tenté de prédire l'évolution de la conductivité thermique d'un nanofluide en analysant le problème de l'agrégation Brownienne des particules dans un liquide et son influence sur le transfert de chaleur. Le modèle proposé tient en compte des propriétés physiques des deux phases liquide et solide ainsi que la structure des clusters. Les prédictions de la conductivité thermique obtenues à partir de ce modèle montrent une bonne concordance avec les données expérimentales lorsque le phénomène d'agrégation est pris en considération. Pour éviter l'agglomération des NPs, l'utilisation des vibrations ultrasoniques en tant qu'une méthode de fractionnement s'avère nécessaire (Chang *et al.*, 2010). Sur le plan chimique, l'ajout des additifs organique ou inorganique est une approche très courante. Ces agents dits « surfactants ou dispersants » sont habituellement constitués de molécules simples portant un ou plusieurs groupements chimiques fonctionnels, ou une macromolécule (polymère) capables de s'adsorber à la surface des nanoparticules (Stuart *et al.*, 2007). Ces agents modifient donc les propriétés surfaciques de ces particules en créant une répulsion entre eux ce qui limite leur rapprochement à très courte distance.

✓ La couche interfaciale autour des nanoparticules

A l'interface entre le liquide et la particule solide, une nanocouche compacte de molécules du fluide hôte se forme. Divers travaux suggèrent que cette couche interfaciale joue un rôle primordial dans l'amélioration de la conductivité thermique. Certains émettent l'hypothèse que cette nanocouche peut servir comme un pont thermique entre le fluide et la particule solide. Yu *et Choi* (2003) ont proposé un modèle modifié relatif à celui de Maxwell, qui tient compte de l'effet d'interface entre la particule solide et le fluide de base. Leur modèle suppose que la nanocouche et la particule forment une particule sphérique équivalente. Les prédictions de la conductivité thermique selon le modèle établi ont été expérimentalement comparées pour le nanofluide (Cu/Ethylène-glycol). Les résultats ont montré une bonne

cohérence particulièrement pour des concentrations faibles et des diamètres de particules inférieurs à 10 nm.

Xue et Xu (2005) ont établi un modèle relatif à celui de *Yu et Choi (2003)* qui tient en compte de la couche interfaciale liquide-solide. Leur modèle est fonction des caractéristiques de l'écoulement autour d'une particule et des propriétés du fluide hôte. La comparaison avec les travaux menés par *Lee et al. (1999)* pour les nanofluides (CuO/Ethylène-glycol) et (CuO/Eau) semble être satisfaisante.

✓ Taille des nanoparticules

Il est évident que la surface des particules joue un rôle primordial dans la caractérisation des propriétés physico-chimiques des nanoparticules. Par exemple, le rapport surface/volume est 1000 fois plus important pour des particules sphériques de diamètre 10 nm que celles de 10 μm . Ainsi le transfert de chaleur qui a lieu sur la surface est plus important pour les particules ayant un grand rapport surface/volume (*Ben Mansour, 2008*). De nombreuses études expérimentales ont été entreprises afin d'étudier l'effet de la taille sur la conductivité thermique effective du mélange. Les résultats obtenus se contredisent et la compréhension de ce facteur reste non élucidée. En effet, certains auteurs stipulent que la conductivité thermique effective du même nanofluide augmente avec la diminution de la taille de la nanoparticule (*Masuda et al., 1993 ; Lee et al., 1999*). Tandis que, d'autres prétendent le contraire, plus les particules sont grandes plus la conductivité thermique est importante (*Xie et al., 2002*). Sur le plan théorique, il semble très difficile de déterminer avec précision l'effet de la taille des nanoparticules sur la conductivité thermique effective des nanofluides.

1.3.4.2 Viscosité dynamique

Il est important de noter que les modèles prédictifs de la viscosité dynamique des mélanges chargés de particules micrométriques, voire millimétriques ne sont pas valables à l'évaluation de cette propriété en présence de particules nanométriques. Cette taille nanométrique leur confère une meilleure stabilité en comparaison avec les mélanges contenant de grosses particules (*Yang et al., 2017*).

Einstein (1906) fut le pionnier à étudier l'évolution de la viscosité dynamique en fonction de la fraction volumique du solide. Il a proposé une expression linéaire valable aux suspensions très diluées ($\varphi < 0.02$) de particules sphériques et rigides :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5 \varphi) \quad (1.5)$$

μ_{nf} , μ_f désignent respectivement les viscosités dynamiques du nanofluide, du fluide de base et φ la fraction volumique des nanoparticules.

De nombreuses expressions existantes dans la littérature découlent du travail fondamental d'Einstein (*Einstein, 1906*), citant celle de Brinkman (*Brinkman, 1952*) qui présente une évolution non linéaire de la viscosité dynamique en fonction de la fraction volumique d'une suspension concentrée de particules sphériques.

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 - \varphi)^{-2.5} \quad (1.6)$$

Batchelor (1977) a modifié le modèle d'Einstein en tenant compte d'un terme du second ordre φ^2 correspondant au mouvement Brownien des particules. En effet, l'écoulement autour d'une particule est influencé non seulement par la présence d'autres particules voisines mais aussi par les collisions entre ces particules.

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5 \varphi + 6.5 \varphi^2) \quad (1.7)$$

Parmi les modèles les plus utilisés, on cite celui de *Maiga et al. (2005)* relatif aux suspensions à base de nanoparticules d' Al_2O_3 dispersées dans l'eau et l'éthylène-glycol respectivement :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 7.3 \varphi + 123 \varphi^2) \quad (1.8)$$

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 - 0.1973 \varphi + 306 \varphi^2) \quad (1.9)$$

Par la suite, ce modèle a été expérimentalement validé par *Ho et Chen (2012)* et les estimations obtenues ont montré une bonne concordance pour une concentration de la suspension de $\varphi \leq 10\%$.

Dans les modèles présentés précédemment, la viscosité du nanofluide n'est gouvernée que par la viscosité du fluide de base et la concentration de la suspension de particules sphériques. Cependant, d'autres modèles ont été développés en tenant en compte de l'influence de certains paramètres comme la taille et la dispersion thermique des NPs dans le fluide hôte (*Ho et Chen, 2012*), la contribution du mouvement Brownien (*Koo et Kleinstreuer, 2005*), l'organisation optimale de la fraction solide à sec, caractérisée par la compacité maximale d'empilement granulaire φ_m et la forme ainsi que le rapport d'aspect des NPs (*Mueller et al., 2010*). Ce dernier est un paramètre déterminant dans les phénomènes de transfert de chaleur associés aux nanofluides. Au faite, de nouvelles méthodes de synthèse ont été développées en vue d'élaborer des NPs non sphériques de taille et de forme distinctes pour être utiliser à des fins spécifiques (*Champion et al., 2007*). En outre, le phénomène d'agglomération « clustering » sous l'action des forces de Van Der Waals peut aussi donner naissance à des NPs avec une granulométrie et une forme différentes (*Ooi et Popov, 2013*). A ce propos, le modèle de Mueller (*Mueller et al., 2010*) propose de prédire la viscosité dynamique d'une suspension de NPs sphéroïdes en tenant compte de leur facteur de forme géométrique :

$$\mu_{nf} = \mu_f \left(1 - \frac{\varphi}{\varphi_m}\right)^{-2} ; \varphi_m = \frac{2}{(0.321 d_p + 3.02)} \quad (1.10)$$

Où :

φ_m est la fraction d'emballage « packing fraction » et d_p est le rapport d'aspect d'une nanoparticule.

L'expression de φ_m n'est conçue que pour des NPs sphéroïdes de rapport d'aspect $d_p > 1$ (forme prolate). Pour des NPs sphéroïdes de rapport d'aspect $d_p < 1$ (forme oblate) exactement $d_p = 0.13$, φ_m a été expérimentalement calculée par *Mueller (2010)* en donnant la valeur $\varphi_m(d_p = 0.13) = 0.575$. Ces formes seront exposées en détails dans la partie §.3.2.

1.3.4.3 Masse volumique

La masse volumique du nanofluide est, prédite selon la théorie du milieu effectif, la pondération linéaire des masses volumiques de NPs et de fluide de base ainsi que de la concentration volumique de ces NPs. Elle est exprimée par :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi \rho_s \quad (1.11)$$

Où :

ρ_{nf} , ρ_f , ρ_s désignent respectivement les masses volumiques du nanofluide, du fluide de base et des NPs et φ la fraction volumique des nanoparticules.

Cette expression a été largement utilisée dans de nombreux travaux théoriques (*Khanafar et al., 2003 ; Abu-Nada, 2011*); elle a été également validée par les données expérimentales de *Pak et Cho (1998)*.

1.3.4.4 Capacité calorifique

La capacité calorifique du nanofluide est le plus souvent exprimée suivant la formule suivante (*Xuan et Roetzel, 2000*):

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho C_p)_f + \varphi(\rho C_p)_s \quad (1.12)$$

Où :

$(\rho C_p)_{nf}$, $(\rho C_p)_f$, $(\rho C_p)_s$ désignent respectivement les capacités calorifiques du nanofluide, du fluide de base et des NPs.

1.3.4.5 Coefficient d'expansion thermique

Le coefficient d'expansion thermique du nanofluide est plus souvent exprimée par la formule suivante (*Khanafar et al., 2003*) :

$$(\rho \beta)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho \beta)_f + \varphi(\rho \beta)_s \quad (1.13)$$

Où :

$(\rho \beta)_{nf}$, $(\rho \beta)_f$, $(\rho \beta)_s$ désignent respectivement les coefficients d'expansion thermique du nanofluide, du fluide de base et des NPs.

1.4 Convection naturelle dans les nanofluides : Etat de l'art

Depuis ces deux dernières décennies, l'étude des phénomènes de la convection naturelle dans les nanofluides a fait et continue de faire l'objet de nombreuses activités de recherche. L'intérêt accordé à l'étude de cette nouvelle classe de fluides caloporteurs (nanofluides) est dû au fait qu'ils permettent d'améliorer les propriétés thermiques, notamment la conductivité thermique, de 20 % voire plus sous certaines conditions : l'ajout de 4.3 % d' Al_2O_3 de diamètre de 23 nm entraîne une hausse de 30 % en conductivité effective du mélange (*Lee et al., 1999*). Dans cette optique, nous dresserons quelques travaux numériques et expérimentaux dont certains ont fait l'objet d'études poussées et appliquées.

1.4.1 Travaux numériques

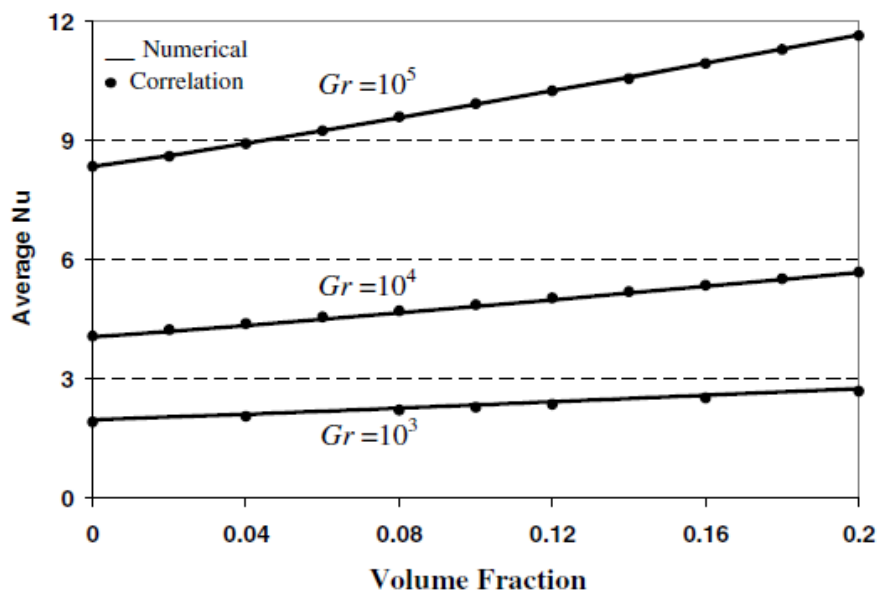
Les écoulements de la convection naturelle confinée dans des milieux fermés font intervenir des forces de poussées d'Archimède qui, combinées à l'effet de confinement, donnent naissance à des structures complexes et variées (*Mergui et Penot, 1997*). Cette complexité accentuée par l'effet du nanofluide a été numériquement investiguée afin de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux mis en jeu.

Xuan et Roetzel (2000) ont tenté d'expliquer le mécanisme de transfert de chaleur dans les nanofluides en considérant l'approche monophasique et l'approche diphasique. Ils ont établi un modèle prédictif du nombre de Nusselt effectif, qui dépend des propriétés thermophysiques des deux phases liquide et solide. Ce modèle tient en compte de la nature et de la taille des nanoparticules. Ces auteurs suggèrent que le mécanisme de transfert des nanofluides peut être présenté suivant deux aspects. Premièrement, les particules suspendues dans le mélange augmentent le transfert de chaleur des nanofluides et deuxièmement les mouvements aléatoires des nanoparticules ultrafines accélèrent l'échange thermique au sein du mélange.

Les premiers travaux portant sur la convection naturelle dans les nanofluides ont été entrepris par *Khanafar et al. (2003)*. Le modèle physique étant une enceinte rectangulaire, remplie d'un nanofluide à base de nanoparticules de Cu, dont les parois verticales opposées sont différentiellement chauffées à température constante, les deux parois horizontales sont thermiquement isolées et toutes les parois sont considérées imperméables. Le modèle de Brinkman et le modèle de Wasp ont été utilisés pour l'évaluation de la viscosité et de la conductivité effective du nanofluide respectivement. Les équations régissant le transfert de quantité de mouvement et de chaleur ont été résolues par la méthode des volumes finis. Les résultats obtenus ont clairement montré que l'ajout des nanoparticules accroît le transfert thermique. En se basant sur ces résultats numériques, des corrélations prédictives du nombre de Nusselt moyen ont été proposées pour différentes valeurs du nombre de Grashof et de fraction volumique en nanoparticules.

$$Nu_{moy} = 0.5163 (0.4436 + \varphi^{1.0809}) Gr^{0.3123} \quad (1.14)$$

Cette corrélation est valide pour des nombres de Grashof, Gr , compris entre 10^3 et 10^5 et des fractions volumiques, φ , comprises entre 0 et 20 %, tel qu'illustré sur la figure 1.5.



3.

Figure 1.5 : Evolution du nombre de Nusselt moyen à $Pr=6.2$ (*Khanafar et al., 2003*).

Une méthode relativement récente a été utilisée par *Xuan et al. (2005)* afin d'appréhender les mécanismes mis en jeu en présence des nanofluides. Il s'agit de la méthode de Boltzmann sur réseau «Thermal Lattice Boltzmann». *Xuan et al. (2005)* ont élaboré des modèles qui prennent en considération des interactions entre fluide et particules. Les résultats numériques ont montré que les mouvements aléatoires entraînent des perturbations importantes sur les profils de la température près de la paroi du tube. Par conséquent, le nombre de Nusselt résultant fluctue tout le long de l'axe principal d'écoulement.

Le modèle établi par *Khanafar et al. (2003)* a servi de tremplin à l'étude de *Jou et Tzeng (2006)*. Une analyse paramétrique a été menée en considérant l'effet de certains paramètres pertinents à savoir le nombre de Grashof (Gr), la concentration des nanoparticules (Cu), le rapport d'aspect de l'enceinte et la dispersion des particules solides. La formulation mathématique du problème, régie par le couple fonction de courant-vorticité, a été résolue par l'approche des différences finies. Les résultats obtenus ont montré que l'utilisation des nanofluides accroît le transfert de chaleur en améliorant la conduction thermique. De plus, il a été montré que, le transfert de chaleur augmente en augmentant le nombre de Grashof et en diminuant le rapport d'aspect de la cavité.

Buongiorno (2006) a développé une approche théorique sur les phénomènes de transport convectif dans les nanofluides. Il a considéré différents mécanismes pouvant provoquer une vitesse de glissement entre le fluide de base et les nanoparticules comme l'inertie, la diffusion Brownienne, la thermophorèse et la diffusio-phorèse. Il a par la suite analysé l'importance de chacun de ces mécanismes et a conclu que seulement la diffusion Brownienne et la thermophorèse peuvent produire une vitesse relative entre le fluide de base et les nanoparticules. En tenant compte de ces deux mécanismes, il a développé un modèle analytique général de transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse pour les nanofluides en écoulement.

Tiwari et Das (2007) ont analysé la structure générale de l'écoulement ainsi que le transfert de chaleur en convection naturelle en présence du nanofluide (Cu/Eau).

La cavité considérée est, de forme rectangulaire, dotée de deux parois latérales mobiles et isothermes tandis que les deux parois horizontales sont adiabatiques (cf. figure 1.6). Une série de simulations numériques a été entreprise, à un nombre de $Pr=6.2$, en considérant différentes valeurs du nombre de Richardson ($0.1 < Ri < 10$) et de fraction volumique (0.0, 0.08, 0.16 et 0.2). La méthode des volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations de transport en utilisant l'algorithme SIMPLE. Les résultats obtenus ont clairement montré que l'ajout des NPs apporte une amélioration appréciable du transfert thermique. En outre, il a été constaté que la performance thermique dans l'ensemble de la cellule est fortement influencée par le sens de mouvement de la paroi, la fraction volumique et le nombre de Richardson Ri .

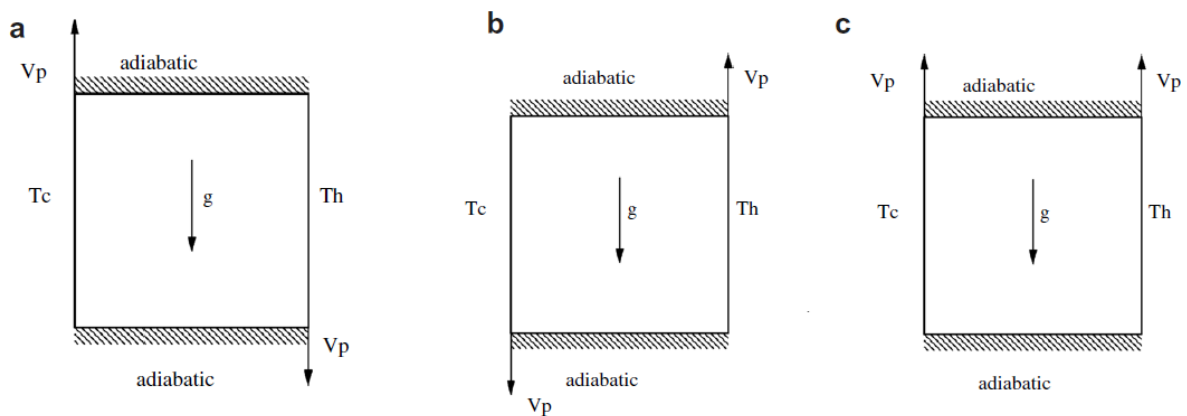


Figure 1.6 : Domaine physique de la cavité carrée aux parois latérales mobiles
(*Tiwari et Das, 2007*).

Oztop et Abu-Nada (2008) ont mené une série de simulations numériques de la convection naturelle dans des enceintes rectangulaires partiellement chauffées dont le but était d'évaluer l'impact de la hauteur et de la disposition de la source de chaleur, du nombre de Ra , du rapport de forme de l'enceinte, du type et de la fraction volumique des nanoparticules sur la performance du refroidissement. Ils ont relevé, entre autres, que la position de la source de chaleur affecte la distribution des champs thermiques et dynamiques dans l'ensemble de l'enceinte et que celle ayant un faible rapport de forme procure une meilleure efficacité de refroidissement.

Ho et al. (2008) ont examiné l'effet d'utiliser différentes formules prédictives de la viscosité dynamique et de la conductivité thermique du nanofluide (Al_2O_3/Eau)

sur la convection naturelle en cavité carrée. La confrontation entre les quatre modèles proposés pour l'évaluation de la viscosité dynamique effective et de la conductivité thermique (deux modèles pour chacune des propriétés) a montré une différence significative dans les écarts d'amélioration de ces dernières. Il a été conclu que ces formules n'approximent pas de façon satisfaisante les propriétés thermo-hydraulique du nanofluide ce qui contribue à l'aboutissement des résultats contradictoires. Ceci peut interpréter la différence entre les résultats obtenus par plusieurs expérimentateurs.

Aminossadati et Ghasemi (2009) ont considéré le cas de la cavité partiellement chauffées : le plancher est muni d'une source de chaleur de longueur b , tandis que le plafond et les parois latérales de l'enceinte sont maintenus à une température relativement basse (cf. figure 1.7). La principale tâche était d'étudier l'influence de certains paramètres pertinents, à l'instar le nombre de Rayleigh, l'emplacement et la longueur de la source de chaleur, le type (Cu, Ag, Al_2O_3 et TiO_2) et la fraction volumique des nanoparticules, sur la performance thermique du système de refroidissement étudié. Les résultats obtenus ont indiqué que l'ajout des nanoparticules entraîne une amélioration du nombre de Nusselt moyen et que cette amélioration est plus prononcée à des nombres de Rayleigh faibles. Il a été déduit que les nanofluides à base des nanoparticules de Cu et d'Ag procurent une meilleure efficacité thermique en comparaison avec ceux à base des nanoparticules d' Al_2O_3 et de TiO_2 .

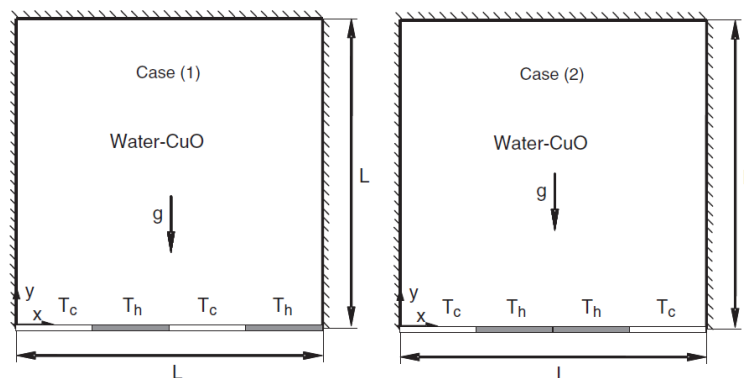


Figure 1.7 : Modèle physique d'*Aminossadati et Ghasemi (2009)*.

Afin d'améliorer les performances thermiques au sein des cavités fermées, un paramètre géométrique a été récemment introduit. Il s'agit d'incliner la cavité en question d'un certain angle par rapport au plan horizontal (cf. figure 1.8). C'est dans ce contexte qu'*Abu-Nada et Oztop (2009)* ont consacré leur étude numérique. La cavité est de forme carrée, remplie des nanoparticules de Cu. Les équations de Navier Stokes et l'équation de la conservation d'énergie décrivant la convection naturelle laminaire ont été résolues par la méthode des volumes finis. Les résultats obtenus ont révélé qu'à un nombre de Rayleigh donné, le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de la fraction en volume des nanoparticules. En plus, il a été montré que l'inclinaison de la cavité peut être un paramètre de contrôle très important pour le perfectionnement de transfert thermique.

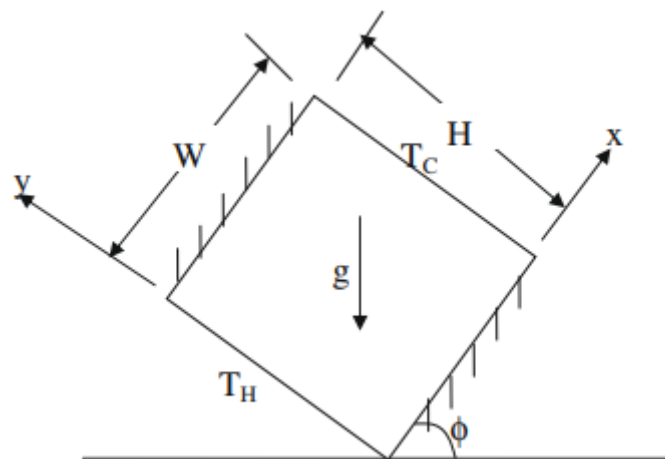


Figure 1.8 : Domaine géométrique considéré par *Abu-Nada et Oztop (2009)*.

Kadri et al. (2010) se sont intéressés à la caractérisation dynamique et thermique, en convection naturelle, du nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$) remplissant une cellule fermée, soumise sous une excitation vibratoire verticale. Les équations de Navier Stokes et de l'énergie du problème ont été résolues numériquement par le logiciel Comsol Multiphysics. Les lignes de courant, les isothermes et le rapport de flux Q_{nf}/Q_f ont été examinés à différentes valeurs du nombre de Rayleigh. Les résultats obtenus ont indiqué que, sous l'excitation vibratoire, la transition du régime conductif au régime convectif apparaisse à $\text{Ra}=10^3$. En plus, il a été observé

que le rapport de flux Q_{nf}/Q_f augmente avec l'augmentation de la fraction volumique et diminue avec la croissance de la pulsation.

Sivasankaran et al. (2010) ont repris le même problème en considérant la cavité carrée aux parois verticales différentiellement chauffées dont la paroi gauche est soumise à une variation linéaire de température. Différents types de NPs ont été testés (Al_2O_3 , Cu, Ag et TiO_2) dont le fluide hôte est de l'eau. La condition aux limites consistant à varier linéairement la température de la paroi chaude a montré une modification dans la structure de l'écoulement par rapport au cas de la paroi isotherme. Une hausse du taux de transfert de chaleur, pour chaque type de NPs, est obtenue en augmentant la fraction volumique. L'incrément de l'augmentation observé dans le nombre de Nusselt moyen s'avère fortement dépendant du type des nanoparticules choisies.

Lin et Violi (2010) ont mené une étude paramétrique portant essentiellement sur l'influence de la taille des NPs et de la température sur la conductivité thermique. La cavité carrée différentiellement chauffée et remplie du nanofluide (Al_2O_3 /Eau) est considérée. La conductivité thermique effective et la viscosité dynamique du mélange ont été estimées à l'aide des modèles proposés par *Xu et al. (2006)* et *Jang et al. (2007)* respectivement en considérant l'approche monophasique. Il a été montré que la performance thermique du nanofluide devient plus probante en diminuant la taille des nanoparticules de 250 nm à 5 nm. Ceci est dû à la prédominance des effets Browniens. En plus, l'augmentation de la température affecte considérablement la distribution moyenne de la taille des NPs à l'intérieur de la cavité et par conséquent le transfert de chaleur.

La convection naturelle du nanofluide (Cu/Eau) confinée dans une cavité carrée avec des parois latérales partiellement actives a été étudiée par *Sheikhzadeh et al. (2011)*, tel qu'illustré sur la figure 1.9. Une étude paramétrique a été entreprise en analysant principalement l'effet de la disposition des partitions actives le long des parois latérales. Les résultats ont révélé que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh ainsi que la fraction volumique des NPs. En outre, il a été constaté que les parties chaude-froide situées respectivement dans la

zone inférieure et centrale des parois verticales procure une meilleure évacuation de la chaleur. Sur la base des résultats numériques obtenus, une corrélation exprimant la dépendance du nombre de Nusselt moyen, au nombre de Rayleigh et à la fraction volumique a été proposée:

$$Nu_{moy} = (0.3554 + 0.4778 \varphi) Ra^{0.25}$$

Cette corrélation est valide pour des nombres de Rayleigh, Ra , compris entre 10^3 et 10^6 et des fractions volumiques, φ , comprises entre 0 et 15 %.

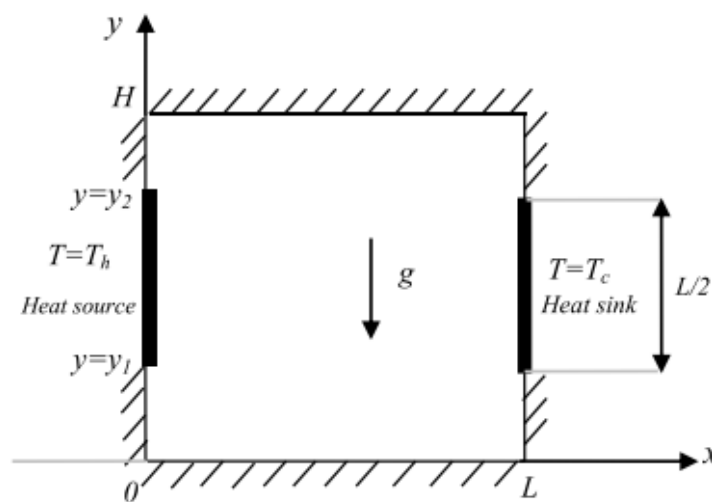


Figure 1.9 : Domaine physique de la cavité carrée aux parois latérales partiellement actives (Sheikhzadeh et al., 2011).

La convection naturelle de Rayleigh-Bénard dans le nanofluide (CuO/Eau) en prenant en compte l'effet du mouvement Brownien et l'effet du thermophorèse a été menée par Haddad et al. (2012). Le système d'équations régissant le problème a été résolu par le biais de la méthode des volumes finis. Les résultats obtenus ont été comparés au cas où les deux effets sont négligés. Il a été trouvé que le transfert de chaleur est plus prononcé à faible concentration volumique de nanoparticules et ceci quand le mouvement Brownien et l'effet du thermophorèse sont pris en considération. De plus, une détérioration du transfert thermique est observée en négligeant le mouvement Brownien et l'effet du thermophorèse.

Le problème de la convection naturelle des nanofluides régnant dans une enceinte carrée chauffée par une source de chaleur isotherme montée sur sa paroi

gauche a été adopté par *El Hattab et al. (2013)*. Les équations qui régissent l'écoulement hydrodynamique et le transfert de chaleur sont décrites par les équations de Navier Stokes et de l'énergie. Ces équations sont discrétisées par la méthode des volumes finis en utilisant un schéma en loi de puissance. La viscosité dynamique et la conductivité thermique effective du nanofluide sont approximées respectivement par le modèle de Brinkman et de Maxwell-Garnetts. Les simulations numériques sont effectuées dans le cas de l'eau pure et des mélanges d'eau et des nanoparticules (Al_2O_3 , Cu et TiO_2) pour des nombres de Rayleigh allant de 10^3 à 10^6 et des fractions volumiques en nanoparticules comprises entre 0 et 0,1. Les résultats obtenus ont montré que, pour les trois types de nanofluides, le transfert de chaleur s'améliore en augmentant la fraction volumique des nanoparticules et le nombre de Rayleigh. Cependant, l'effet des nanoparticules est plus important à faible Ra, par exemple l'augmentation de 10% de la fraction volumique en Al_2O_3 , Cu et TiO_2 augmente respectivement le nombre de Nusselt moyen d'environ 12%, 14% et 9% pour $\text{Ra} = 10^6$ et d'environ 28%, 29% et 23% pour $\text{Ra}=10^3$.

Sourtiji et al. (2014) ont présenté une étude portant sur la convection naturelle instationnaire au sein d'une enceinte carrée remplie du nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$). L'enceinte est soumise à une densité de flux périodique le long d'une source de chaleur placée au centre de l'enceinte. Leurs résultats ont clairement indiqué que le transfert de chaleur est amélioré en présence des nanoparticules. En terme de performance thermique, il a été montré que l'effet des nanoparticules est plus significatif à des nombre de Rayleigh faibles qu'à des nombres de Rayleigh élevés (régime conductif dominant).

Améliorer le transfert convectif dans un dispositif de refroidissement en présence du nanofluide (Cu/Eau) a fait l'objet des travaux réalisés par *Boualit et al. (2017)*. Il s'agit de l'étude de la convection naturelle laminaire dans une cellule carrée en tenant compte de l'effet de la dispersion thermique sur l'intensité du transfert de chaleur. La méthode des éléments finis a été utilisée pour résoudre les équations régissant le problème. La structure hydrodynamique ainsi que le comportement thermique du nanofluide ont été analysés pour une large gamme des valeurs du

nombre de Rayleigh. Il a été révélé que, pour tous les nombres de Rayleigh examinés, l'amélioration du transfert de chaleur est proportionnelle avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules. En outre, il a été constaté que l'efficacité thermique du nanofluide s'avère prometteuse à $Ra=10^3$ en raison de la dominance de la conduction sur le mécanisme de transfert thermique. Ils ont conclu que l'augmentation du diamètre des nanoparticules de cuivre améliore le transfert de chaleur seulement lorsque la dispersion thermique est significative. Une corrélation a été proposée pour la prédiction du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh, du diamètre et de la concentration des particules.

Bouchta et al. (2017) ont utilisé la méthode de volume de contrôle pour étudier le comportement hydrodynamique et thermique en régime laminaire d'un écoulement en convection naturelle dans un espace annulaire entre deux cavités carrées partiellement chauffées et rempli de nanofluides (cf. figure 1.10). Les effets de paramètres pertinents tels que le nombre de Rayleigh, le coefficient de forme, les emplacements des parties actives des parois latérales et la fraction volumique des NPs sur le flux de fluide et le transfert de chaleur ont été étudiés. Les résultats ont montré que le nombre Nusselt moyen augmente lorsque le nombre de Rayleigh et la fraction volumique des nanoparticules augmentent. On outre, il a été observé que la variation du nombre de Nusselt, selon le type de nanoparticule, est plus probante en présence des nanoparticules de Cu versus celles d' Al_2O_3 et de TiO_2 respectivement.

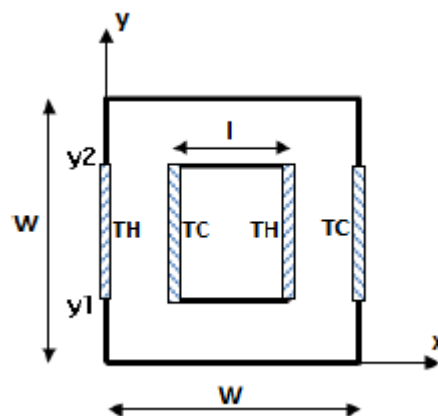


Figure 1.10 : Schéma de la configuration d'étude de *Bouchta et al. (2017)*.

1.4.2 Travaux expérimentaux

Tout d'abord, il est indispensable de signaler que l'étude expérimentale de la convection naturelle en milieu clos est souvent difficile à mettre en œuvre du fait qu'une infime perturbation peut entraîner des modifications importantes de l'écoulement. Cette difficulté s'accroît plus en ciblant des nanofluides ce qui explique le nombre limité des travaux expérimentaux. En effet, une grande dispersion entre résultats numériques et expérimental ce qui rend difficile d'établir une approche théorique qui parvient à décrire avec précision les caractéristiques des écoulements et des transferts de chaleur dans les nanofluides. La nature du nanofluide, son mode de synthèse ainsi que ses propriétés rhéologiques peuvent être à l'origine des disparités observées (Hadaoui, 2010).

Nnanna (2006) a mené une étude expérimentale de la convection naturelle confinée dans une cavité carrée en présence du nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$). Le nombre de Rayleigh varie entre $2 \times 10^6 \leq \text{Ra} \leq 3.4 \times 10^6$ et la fraction volumique varie entre $0\% \leq \varphi \leq 8\%$. L'étude a révélé que le taux de transfert de chaleur est amélioré pour une suspension diluée ($0,2\% \leq \varphi \leq 2\%$) tandis qu'il se détériore lorsque la concentration est supérieure à 2%.

Chang *et al.* (2008) ont montré par voie expérimentale l'impact d'une suspension aqueuse diluée à base des NPs d' Al_2O_3 (de diamètre 250 nm) baignant dans des cavités minces sur le transfert de chaleur par convection naturelle. Plusieurs essais ont été faits en fonction de l'angle d'inclinaison de la cavité par rapport au plan horizontal (0° , 30° et 90°), du nombre de Rayleigh et de la fraction volumique des NPs. Leurs résultats ont indiqué que, pour une cavité verticale, l'effet de l'inclusion des NPs sur le nombre de Nusselt est négligeable. Cependant, pour une enceinte horizontale, le nombre de Nusselt diminue par rapport au fluide base pour des nombres de Rayleigh faibles et des concentrations de particules plus élevées.

les résultats expérimentaux des auteurs Pak et Cho (1998), Putra *et al.* (2003) et Wen et Ding (2006) ont montré un comportement similaire à celui de Chang *et al.*

(2008). Ces auteurs ont toutefois indiqué que l'emploi des nanofluides entraîne une détérioration du transfert de chaleur en écoulement convectif.

Contrairement aux résultats précédents, *Ho et al. (2010)* ont montré par voie expérimentale l'apport bénéfique en terme de transfert thermique issu de l'ajout des NPs d' Al_2O_3 remplissant une cavité verticale. Plusieurs expériences ont été entreprises en variant le nombre de Rayleigh ainsi que la fraction volumique des NPs. Leurs résultats ont soulevé une nette amélioration du transfert de chaleur à une fraction volumique supérieure à 2 % et ceci pour toute la gamme du nombre de Rayleigh étudiée.

Améliorer le transfert de chaleur dans les nanofluides dépend non seulement des NPs choisies mais aussi de la cavité qui les renferme. A cet égard, *Brusly Solomon et al. (2017)* ont mené leur investigation en se basant sur l'effet du rapport d'aspect de la cavité. La cavité rectangulaire avec trois différents rapports d'aspect AR (1, 2 et 4) contenant de l'eau désionisée et du nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$) a été considérée. Leurs résultats ont montré que le rapport d'aspect AR affecte considérablement le nombre de Nusselt et par conséquent le transfert de chaleur. De plus, il a un effet significatif sur la concentration optimale des NPs correspondante à un taux de transfert de chaleur maximal. Cette concentration augmente avec le rapport d'aspect. Les résultats prometteurs de cette étude sont précieux pour la conception de cavités utilisant des nanofluides comme fluides caloporteurs pour de nombreuses applications telles que les capteurs solaires et les échangeurs de chaleur.

1.5 Conclusion

A l'issue de ce chapitre et à travers l'examen de la revue bibliographique, il convient de retenir que les études menées sur les écoulements en convection naturelle sont très importantes vue leur implication dans de nombreux domaines. Ces écoulements présentent certaine complexité due essentiellement à la dualité intime entre les gradients de température et de vitesse et qui doivent être résolus simultanément. Cette complexité s'accroît de plus en plus en tenant en compte des effets de confinement (géométrie) et les conditions appliquées aux frontières, d'une

part. D'une autre part, l'inclusion des NPs au sein des fluides caloporteurs a montré une amélioration appréciable du transfert de chaleur. A cette fin, de nombreuses études tant au niveau théorique qu'expérimental ont été entreprises dans le but de mieux comprendre les mécanismes physicochimiques qui se produisent.

Chapitre 2

Approche mathématique

Sommaire

2.1	Introduction	40
2.2	Position du problème	41
2.3	Hypothèses simplificatrices	42
2.4	Equations de base	43
2.5	Formulation adimensionnelle	44
2.6	Conditions aux limites adimensionnelles	46
2.7	Outil numérique	47
2.8	Méthode des volumes finis	49
2.8.1	Distribution des volumes de contrôle	49
2.8.2	Discrétisation des équations de conservation	51
2.8.3	Schémas d'interpolation	54
2.8.4	Algorithme de couplage pression - vitesse : SIMPLE	56
2.8.5	Critère de convergence	57
2.9	Validation du code CFD	58
2.9.1	Test de sensibilité du maillage	58
2.9.2	Validation du modèle	59
2.10	Conclusion	61

Chapitre 2

Approche mathématique

2.1 Introduction

Bien que les études portant sur le transfert de chaleur par convection naturelle datent depuis longtemps, ce mode de transfert thermique reste encore le plus adopté du fait de son implication dans bon nombre d'applications industrielles. D'une autre part, l'utilisation des nanofluides en tant que fluides caloporteurs attire beaucoup d'intérêt du fait de leurs propriétés thermiques éloquentes qui en découlent.

L'étude des écoulements induits par un gradient de température en milieu confiné en présence de nanofluides requièrent donc une compréhension physique fine des phénomènes mis en jeu afin d'estimer les possibilités d'amélioration du transfert de chaleur de tels environnements thermiques. Ces écoulements semblent être simples mais en réalité ils sont d'une grande complexité en raison de la dépendance des champs dynamiques et des champs thermiques qui sont influencés par l'effet de confinement et les propriétés thermodynamiques du nanofluide. La maîtrise de ces écoulements complexes nécessite le recours aux outils numériques adaptés à l'étude de tels phénomènes.

Le présent chapitre a pour vocation de présenter une formulation générale pour le problème d'écoulement et du transfert thermique confinés dans une cavité carrée différentiellement chauffée (2D) en présence d'un nanofluide. Les équations qui régissent le problème, les hypothèses appropriées et les conditions aux limites seront présentées en détail. L'outil numérique CFD adopté, la validation du modèle et le choix des paramètres numériques feront l'objet de la seconde partie de ce chapitre.

2.2 Position du problème

Deux grandes familles d'écoulements aux comportements très spécifiques se distinguent avec la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées et la cavité de Rayleigh-Bénard. Ces deux configurations, les plus fréquemment rencontrées dans la littérature scientifique, feront l'objet de la présente étude. Il s'agit d'une étude numérique de la convection naturelle dans des cavités carrées de hauteur H , remplies d'un mélange homogène d'eau et de nanoparticules de taille et de forme uniformes. Les parois actives sont soumises à des conditions thermiques du type Dirichlet (parois isothermes) tandis que les parois représentées en noir représentent les parois adiabatiques. T_c et T_f représentent la température chaude et la température froide respectivement (cf. figure 2.1). Tout au long de cette étude, l'écart de température entre les parois actives est considéré constant ($\Delta T=10$ K).

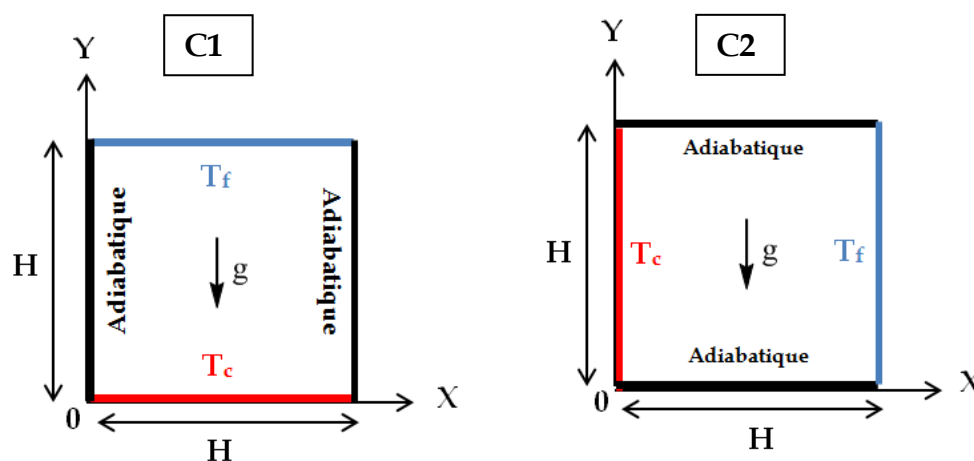


Figure 2.1 : Domaine physique.

Dans le tableau ci-dessous, sont indiquées les propriétés thermophysiques du fluide hôte (eau pure) et des différentes NPs qui seront abordées dans les chapitres 3 et 4.

Tableau 2.1 : Propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules (Oztop et Abu-Nada, 2008).

	Eau pure	Alumine (Al ₂ O ₃)	Cuivre (Cu)
ρ [Kg/m ³]	997.1	3970	8933
C_p [J/Kg.K]	4179	765	385
k [W/m.K]	0.631	40	400
β [K ⁻¹]	21x10 ⁻⁵	0.85x10 ⁻⁵	1.67x10 ⁻⁵

Les propriétés thermophysiques ρ, C_p, k et β représentent respectivement la masse volumique, la capacité calorifique, la conductivité thermique et le coefficient d'expansion thermique.

2.3 Hypothèses simplificatrices

Afin d'établir le modèle mathématique simplifié qui régit la convection naturelle dans un nanofluide, nous avons adopté les hypothèses suivantes :

1. L'écoulement du nanofluide est supposé stationnaire, laminaire et bidimensionnel.
2. Le nanofluide est assimilé à un fluide Newtonien et incompressible.
3. La dissipation visqueuse et le transfert de chaleur par rayonnement sont négligeables.
4. Le modèle à une seule phase est retenu (les deux phases en présence sont en équilibre thermique et dynamique).
5. L'approximation de Boussinesq est considérée.

- *Approximation de Boussinesq*

L'hypothèse de Boussinesq stipule que toutes les propriétés thermophysiques sont constantes à l'exception de la variation de la masse volumique du fluide dans le terme moteur des équations de Navier-Stokes (la poussée d'Archimède) qui évolue linéairement avec la température selon l'expression suivante :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (2.1)$$

Où : ρ_0 est la masse volumique déterminée à une température de référence T_0 caractéristique du problème étudié. Le terme β est le coefficient d'expansion thermique, K^{-1} .

Se basant sur des observations expérimentales et théoriques, il s'est révélé que les nanofluides obéissent à ces hypothèses. A des faibles fractions volumiques, les résultats des tests expérimentaux obtenus par [Putra et al., 2003] ont montré que

l'écoulement du nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$) peut être considéré comme étant laminaire. En outre, il a été montré que la contrainte visqueuse du nanofluide évolue d'une manière linéaire avec la déformation exercée, ce qui confirme que ce dernier se comporte comme un fluide Newtonien. Par ailleurs, *Putra et al. (2003)* ont expérimentalement confirmé la validité d'adopter l'approximation de Boussinesq dans un nanofluide. Sur le plan numérique, la contribution de *Buongiorno (2006)* a permis d'analyser les phénomènes de transport convectif dans les nanofluides en adoptant l'approche à deux phases. Il a relevé que la dispersion thermique des NPs n'a pas d'impact sur l'échange de chaleur ce qui explique que les deux phases sont en équilibre thermique et hydrodynamique et que la théorie classique pour les fluides monophasiques peut être applicable à ces suspensions.

2.4 Equations de base

Les équations générales qui régissent les problèmes de transfert de chaleur sont celles de la mécanique des fluides décrites dans les ouvrages classiques de la dynamique des fluides (*Patankar, 1980*). En tenant compte des hypothèses précédentes, les équations fondamentales pour un régime laminaire et stationnaire dans le cas de la convection naturelle d'un nanofluide s'écrivent comme suit :

Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

u et v étant les composantes de vitesse suivant les directions x et y respectivement.

Equation de quantité de mouvement

Suivant la direction longitudinale x :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.3)$$

Suivant la direction longitudinale y :

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial y} + \vartheta_{nf} \left[\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - g \beta_{nf} (T - T_0) \right] \quad (2.4)$$

$\rho_{nf}, \vartheta_{nf}, \beta_{nf}$: représentent respectivement la densité [kg.m⁻³], la viscosité cinématique [m².s⁻¹] et le coefficient d'expansion thermique du nanofluide [K⁻¹].

p étant la pression du fluide [kg.m⁻¹.s⁻²].

Equation de l'énergie

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_{nf} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.5)$$

α_{nf} : représente la diffusivité thermique du nanofluide [m².s⁻¹]. Elle est définie comme suit :

$$\alpha_{nf} = \frac{k_{nf}}{(\rho C_p)_{nf}} \quad (2.6)$$

$k_{nf}, (\rho C_p)_{nf}$: désignent respectivement la conductivité thermique [W.m⁻¹.K⁻¹] et la chaleur spécifique du nanofluide [J.m⁻³.K⁻¹].

2.5 Formulation adimensionnelle

Il est plus commode de présenter les équations régissant le problème sous une forme adimensionnelle. La formulation adimensionnelle dans notre cas est obtenue en considérant les paramètres sans dimension suivants :

$$X = \frac{x}{H}; \quad Y = \frac{y}{H}; \quad U = \frac{u}{\left(\frac{\alpha_{nf}}{H}\right)}; \quad V = \frac{v}{\left(\frac{\alpha_{nf}}{H}\right)}; \quad P = \frac{p}{\rho_{nf} \left(\frac{\alpha_{nf}}{H}\right)^2}; \quad \theta = \frac{T - T_f}{T_c - T_f} \quad (2.7)$$

En introduisant toutes ces variables adimensionnelles, le système d'équations définit antérieurement prend la forme suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2.8)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr_{nf} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (2.9)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial Y} + Pr_{nf} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - Pr_{nf} Ra_{nf} \theta \quad (2.10)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (2.11)$$

Des nombres sans dimension caractéristiques de la convection naturelle apparaissent, à savoir le nombre de Rayleigh (Ra) et le nombre de Prandtl (Pr), permettant de réduire la complexité du problème. Ils sont définis comme suit :

$$Ra_{nf} = \frac{g \beta_{nf} H^3 \Delta T}{\alpha_{nf} \vartheta_{nf}}; \quad Pr_{nf} = \frac{\vartheta_{nf}}{\alpha_{nf}} \quad (2.12)$$

$g, H, \Delta T$: désignent respectivement l'accélération de pesanteur [$m.s^{-2}$], la hauteur de la cavité [m] et l'écart de température entre les parois actives [K].

Le nombre de Rayleigh (Ra) exprime le ratio du phénomène moteur du mouvement (la poussée d'Archimède) par les effets visqueux et la diffusion thermique. Il caractérise la vigueur de la convection naturelle en tenant en compte des propriétés physiques et géométriques du système.

Le nombre de Prandtl (Pr) exprime le rapport entre la viscosité cinématique, ϑ , et la diffusivité thermique du fluide, α . Il caractérise l'importance relative des effets visqueux et thermiques et ne dépend que des propriétés du fluide.

Etant donné que le l'écoulement du fluide est analysé à travers les lignes de courant, il est recommandé de définir la fonction de courant Ψ :

$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y}; \quad V = - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (2.13)$$

Il en résulte que :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} = \frac{\partial U}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial X} \quad (2.14)$$

Pour la caractérisation énergétique des transferts de chaleur entre la paroi et le fluide environnant, on introduit un autre groupement sans dimension appelé nombre de

Nusselt (Nu). Il représente le rapport entre le flux transmis réellement et le flux qui serait transmis en régime purement conductif.

$$Nu = \frac{h_c H}{k} \quad (2.15)$$

h_c étant le coefficient de transfert de chaleur convectif exprimé en $W/m^2 \cdot K$.

Au cours de cette étude, le nombre de Nusselt moyen caractérisant l'efficacité du transfert thermique du nanofluide auprès de l'une des parois isothermes sera considéré. Son expression est la suivante (*Basak et Chamkha 2012*) :

$$Nu_{moy} = \int_0^1 Nu(N) dN \quad (2.16)$$

$Nu(N)$ représente le nombre de Nusselt local et N désigne la direction normale dans l'espace.

$$Nu(N) = -(k_{nf}/k_f) \left(\frac{\partial \theta}{\partial N} \right) \quad (2.17)$$

Les indices nf et f désignent respectivement le nanofluide et le fluide pur.

Enfin, pour quantifier le taux d'amélioration du transfert de chaleur en présence des NPs, en pourcentage, on définit le paramètre « efficacité » (E %) comme suit :

$$E \% = \left(\frac{Nu_{nf} - Nu_f}{Nu_f} \right) * 100 \quad (2.18)$$

2.6 Conditions aux limites adimensionnelles

Les équations de conservation, définies dans le paragraphe précédent, sont assujetties aux conditions aux frontières suivantes :

Aux frontières adiabatiques

$$U = V = 0$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \text{ (sur les parois verticales)}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \text{ (sur les parois horizontales)}$$

Aux frontières isothermes

$$U = V = 0$$

$$\theta = 1 \text{ (sur la paroi chaude)} \quad (2.19)$$

$$\theta = 0 \text{ (sur la paroi froide)}$$

2.7 Outil numérique

La présente section s'attache à la présentation de l'outil numérique adopté dans l'étude du problème de la convection naturelle confinée dont le vecteur énergétique est un nanofluide. Des simulations numériques par CFD (Computational Fluid Dynamics : Mécanique des Fluides Numérique) de l'écoulement et du transfert de chaleur ont été menées dont le principal objectif est de quantifier le taux d'amélioration du transfert thermique en présence de nanofluides. La simulation est implémentée via le code de calcul Fluent 6.3.26 qui dispose d'un large éventail d'options permettant la mise en place des cas à étudier (calcul et post-traitement). Le préprocesseur Gambit 2.4.6 est utilisé pour la génération du maillage des configurations en question.

Le préprocesseur Gambit sert à construire la géométrie du domaine de calcul (2D/3D) et de subdiviser ce dernier en petits volumes de contrôle ou cellules de calcul. L'ensemble de ces volumes élémentaires constitue le maillage. Le paramétrage se fait par une interface graphique puissante ce qui lui offre la flexibilité à réaliser et à mailler tout type de géométries complexes. La définition des conditions aux limites appropriées, au niveau des cellules qui coïncident ou touchent la frontière du domaine de calcul, se fait également à ce niveau. Dans notre étude, on se limite à des boîtes cartésiennes bidimensionnelles fermées de forme carrées ($H \times H$) renfermant un liquide (nanofluide) supposé Newtonien et incompressible.

Le maillage effectué doit être conforme à certaines exigences à savoir la forme de la cavité et les conditions aux frontières. En effet, un maillage structuré (quadrilatéral : mieux adapté pour la forme rectangulaire) non uniforme suivant les deux directions

sera le plus approprié (cf. figure 2.2). Appliquer un raffinement du maillage proche des parois (maillage resserré aux parois) permet de mieux décrire les phénomènes qui se produisent dans cette zone. En effet, la couche limite qui se développe proche des parois du fait de la condition de non glissement est un problème à traiter avec soin. Bien entendu, ce type de maillage procure un meilleur compromis entre temps de calcul (convergence) et résultats précis et significatifs.

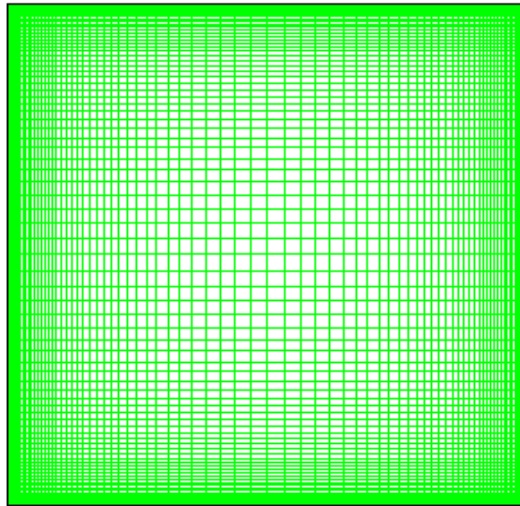


Figure 2.2 : Génération du maillage structuré non uniforme.

Le maillage généré par Gambit sera ensuite importé par le code de calcul Fluent. Ce dernier est un programme informatique conçu pour la modélisation des écoulements des fluides et des transferts thermiques pour tout type de géométries. Il est sans doute le logiciel de simulation numérique le plus abouti. Sa force vient du très grand nombre de modèles disponibles, pouvant faire face à de très nombreux aspects dynamique et thermique à savoir :

- Ecoulements 2D ou 3D.
- Ecoulements : stationnaire ou instationnaire, laminaire ou turbulent, avec changement de phase...etc.
- Fluide compressible ou incompressible, Newtonien ou non, monophasique, multiphasique... etc.
- Transfert de chaleur conductif, convectif ou radiatif (ou bien les trois modes conjugués).

Fluent dispose d'un outil de graphisme permettant l'affichage et l'exploitation des résultats issus de la simulation. Il peut aussi exporter ces résultats vers un autre logiciel de graphisme.

Etant donné que Fluent est basé sur la méthode des volumes finis, il nous a semblé impératif de décrire les principales lignes de cette méthode dans la section suivante. Pour de plus amples détails, l'ouvrage de *Patankar (1980)* constitue un excellent guide.

2.8 Méthode des Volumes finis

Dans la méthode des volumes finis, les équations régissant le fluide sont intégrées dans un volume de contrôle défini par la discrétisation spatiale du domaine physique d'étude (le maillage). C'est la raison pour laquelle les solutions sont dépendantes de la qualité et de la taille du maillage. De cette manière, les quantités physiques spécifiques telles que la masse, la quantité de mouvement ou l'énergie sont conservées au sein de chaque volume de contrôle. La résolution numérique par la méthode des volumes finis passe par les étapes suivantes :

- Distribution des volumes de contrôle (Maillage).
- Discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle.
- Choix du schéma d'interpolation approprié.
- Choix d'algorithme de résolution du système d'équations obtenu après discrétisation.

2.8.1 *Distribution des volumes de contrôle*

Dans son ensemble, la méthode des volumes finis consiste à subdiviser le domaine de calcul en un nombre fini de volumes élémentaires appelés volumes de contrôle. L'un des principaux avantages de cette méthode est qu'elle assure une conservation intégrale exacte des entités physiques quelle que soit la taille du maillage. On se restreint dans cette section aux grilles cartésiennes bidimensionnelles comme montré dans la figure 2.3.

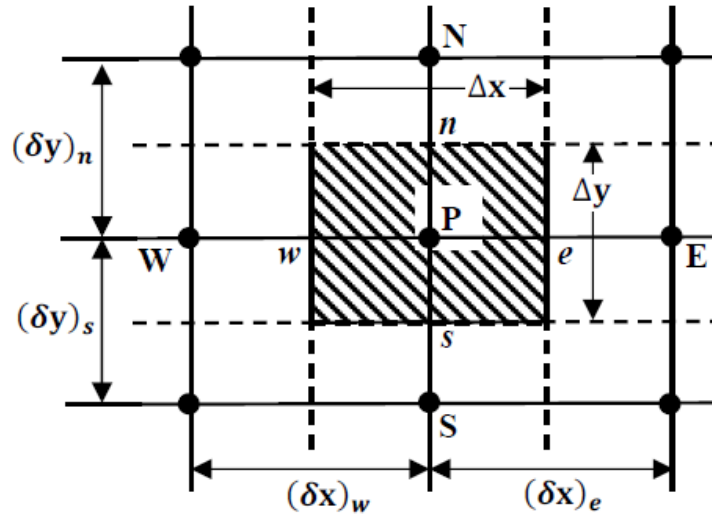


Figure 2.3 : Volume de contrôle bidimensionnel.

Les indices en lettres majuscules désignent les nœuds centraux de chaque volume de contrôle où sont stockées les variables scalaires (température et pression) tandis que ceux en lettres minuscules désignent les nœuds aux centres des faces latérales où sont stockées les entités vectorielles (les composantes de la vitesse u et v). L'une des particularités associées à cette méthode est l'utilisation d'un maillage décalé (staggered grid) en fonction de l'entité considérée (cf. figure 2.4).

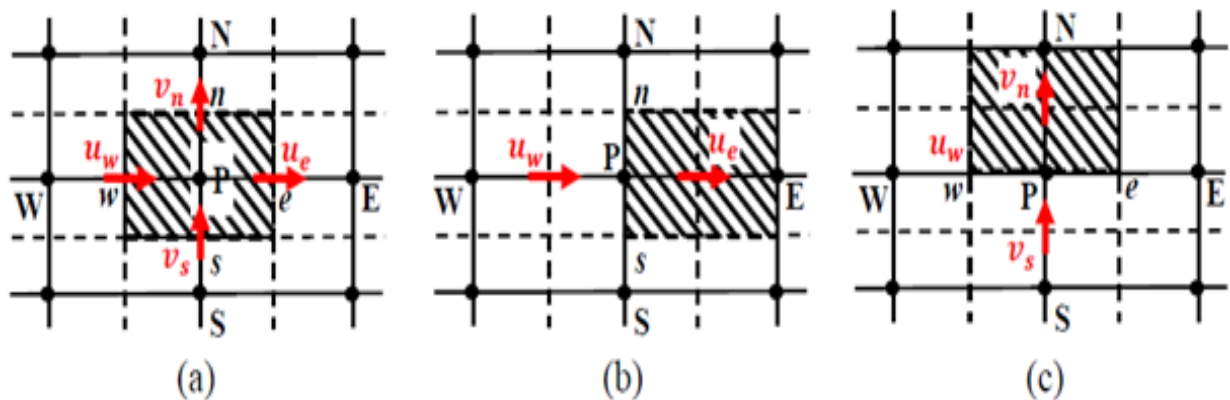


Figure 2.4 : Maillage typique (a), Maillage décalé pour u_e (b) et Maillage décalé pour v_n (c).

Les variables scalaires dans les équations gouvernantes sont intégrées (discrétisées) dans un volume fini typique (cf. figure 2.4 (a)). En revanche, les entités vectorielles sont discrétisées dans des volumes finis décalés vers la droite pour les

composantes de vitesse longitudinales (cf. figure 2.4 (b)) et vers le front pour les composantes de vitesse transversales (cf. figure 2.4 (c)). Il est bien connu que le maillage décalé permet une meilleure estimation des flux convectifs et des gradients de pression ainsi qu'une stabilisation numérique de la solution.

2.8.2 Discrétisation des équations de conservation

Toutes les équations différentielles décrivant les lois de conservation de masse, de quantité de mouvement et de l'énergie (Eqs. 2.2 - 2.5) peuvent être représentées sous la forme générique conservative, équation de transport, suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_I + \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)}_{II} = \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)}_{III} + \underbrace{S_\phi}_{IV} \quad (2.20)$$

ϕ : Variable dépendante (grandeur transportée).

Γ_ϕ : Coefficient de diffusion associé à la variable ϕ .

S_ϕ : Terme source associé à la variable ϕ .

Cette équation de transport comporte quatre termes représentant les processus par lesquels la variable ϕ peut évoluer.

I : Terme de la variation temporelle au sein du volume.

II : Terme convectif à travers les faces du volume.

III : Terme diffusif à travers les faces du volume.

IV : Terme source au sein du volume.

Pour le cas stationnaire et bidimensionnel, l'équation de transport d'une variable ϕ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi \quad (2.21)$$

Le tableau ci-dessous illustre les différentes variables ϕ , Γ_ϕ et S_ϕ associées aux équations de conservation.

Les équations de conservation (Eqs. 2.2 - 2.5) peuvent être générées à l'aide de l'équation générale du transport (Eq. 2.20) en utilisant les correspondances du tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Coefficients diffusifs et termes sources de l'équation générique.

Equation de conservation	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Masse	1	0	0
Quantité de mouvement suivant x	u	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x}$
Quantité de mouvement suivant y	v	μ	$-\frac{\partial p}{\partial y} - \rho g \beta(T - T_0)$
Energie	T	α	0

En définissant les flux totaux de convection et de diffusion, J_x et J_y , par unité de surface dans les directions x et y comme suit :

$$\begin{cases} J_x = \rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ J_y = \rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \end{cases} \quad (2.22)$$

Il en résulte que l'équation générique (Eq. 2.20) prend la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}(J_x) + \frac{\partial}{\partial y}(J_y) = S_\phi \quad (2.23)$$

L'intégration de l'équation (Eq. 2.23) sur les quatre faces de l'élément de volume, comme montré dans la figure 2.5, donne :

$$\int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial}{\partial x}(J_x) + \frac{\partial}{\partial y}(J_y) \right) dx dy = \int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy \quad (2.24)$$

I

II

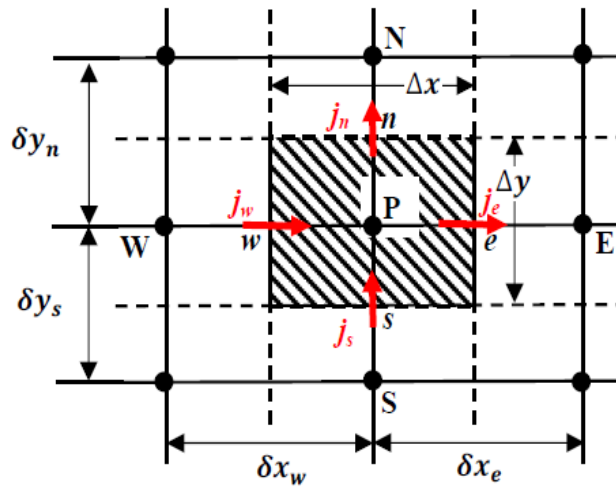


Figure 2.5 : Volume de contrôle.

➤ *Intégration du flux total :*

$$I = \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (J_x) dx dy + \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} (J_y) dx dy \quad (2.25)$$

$$I = ((J_x)_e - (J_x)_w) \int_s^n dy + ((J_y)_s - (J_y)_n) \int_w^e dx \quad (2.26)$$

$$I = (J_x)_e \Delta y - (J_x)_w \Delta y + (J_y)_n \Delta x - (J_y)_s \Delta x \quad (2.27)$$

On pose:

$$\begin{cases} j_e = (J_x)_e \Delta y \\ j_w = (J_x)_w \Delta y \\ j_n = (J_y)_n \Delta x \\ j_s = (J_y)_s \Delta x \end{cases} \quad (2.28)$$

L'intégration du terme I de l'équation (Eq. 2.24) est de la forme:

$$I = j_e - j_w + j_n - j_s \quad (2.29)$$

➤ *Intégration du terme source :*

$$II = \int_s^n \int_w^e S_\emptyset dx dy \quad (2.30)$$

Sachant que S_\emptyset est supposé constant dans le volume de contrôle, l'intégration du terme \mathbf{II} donne :

$$\mathbf{II} = \overline{S_\emptyset} \Delta x \Delta y \quad (2.31)$$

Où $\overline{S_\emptyset}$ est évalué au centre du volume de contrôle. $\overline{S_\emptyset}$ doit être linéarisé de façon à forcer la convergence, de sorte que :

$$\overline{S_\emptyset} = S_C + S_p \emptyset_P \quad (2.32)$$

Or : S_C est la partie indépendante du \emptyset_P (Patankar, 1980).

2.8.3 Schémas d'interpolation

Le bon choix du schéma d'interpolation est nécessaire pour pouvoir évaluer la variable dépendante \emptyset aux faces du volume de contrôle.

Rappelons que l'intégration de l'équation de transport (Eq. 2.23) a donné :

$$j_e - j_w + j_n - j_s = (S_C + S_p \emptyset_P) \Delta x \Delta y \quad (2.33)$$

En intégrant l'équation de continuité sur le volume de contrôle (cf. figure 2.5) on obtient :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad ; \quad \begin{cases} i = e.w & ; F_i = (\rho u)_i \Delta y \\ i = n.s & ; F_i = (\rho u)_i \Delta x \end{cases} \quad (2.34)$$

Où :

F_e, F_w, F_n et F_s sont les flux massiques convectifs par l'unité de l'aire aux faces e, w, n et s respectivement.

Si on soustrait cette équation multipliée par \emptyset_P de l'équation (Eq. 2.33) on obtient :

$$\begin{aligned} (j_e - F_e \emptyset_P) - (j_w - F_w \emptyset_P) + (j_n - F_n \emptyset_P) - (j_s - F_s \emptyset_P) \\ = (S_C + S_p \emptyset_P) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (2.35)$$

Il est convenable de définir les variables D et Pe qui représentent la conductance de diffusion et le nombre de Peclet respectivement.

$$\begin{cases} i = e, w & ; D_i = \frac{\Gamma_i}{\delta x_i} \Delta y \\ i = n, s & ; D_i = \frac{\Gamma_i}{\delta y_i} \Delta x \end{cases} \quad (2.36)$$

$$Pe_i = \frac{F_i}{D_i} = \begin{cases} i = e, w & ; Pe_i = \frac{(\rho u)_i \delta x_i}{\Gamma_i} \\ i = n, s & ; Pe_i = \frac{(\rho u)_i \delta y_i}{\Gamma_i} \end{cases} \quad (2.37)$$

On définit aussi les coefficients :

$$\begin{cases} a_E = D_e A(|Pe_e|) + \|-F_e, 0\| \\ a_W = D_w A(|Pe_w|) + \|F_w, 0\| \\ a_N = D_n A(|Pe_n|) + \|-F_n, 0\| \\ a_S = D_s A(|Pe_s|) + \|F_s, 0\| \end{cases} \quad (2.38)$$

Dont l'opérateur $\|A, B\|$ désigne le max (A,B).

En tenant compte des équations (Eq. 2.36), (Eq. 2.37) et (Eq. 2.38), l'équation (Eq. 2.35) peut s'exprimer comme suit :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b ; \quad b = S_C \Delta x \Delta y \quad (2.39)$$

Cette équation représente la forme générale de l'équation de transport discrétisée.

En suivant la notation de Patankar [Patankar, 1980], l'équation (Eq. 2.39) s'écrit :

$$a_P \phi_P = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (2.40)$$

Où nb fait référence aux quatre nœuds voisins du nœud principal P .

Pour l'évaluation des coefficients a_E , a_W , a_N et a_S il est indispensable de définir la fonction $A(|Pe|)$ pour différents schémas numériques (cf. tableau 2.3).

Tableau 2.3 : La fonction $A(|Pe|)$ pour différents schémas numériques.

Schémas	La fonction $A(Pe)$
Centré	$1 - 0.5 Pe $
Upwind	1
Hybride	$\ 0, 1 - 0.5 Pe \ $
Loi de puissance	$\ 0, (1 - 0.1 Pe)^5\ $
Exponentiel	$\frac{ Pe }{\exp(Pe) - 1}$

Outre ces schémas, il y en a d'autres d'ordre supérieur impliquant l'utilisation de plusieurs points voisins. Parmi ces schémas on distingue le schéma Quick (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics) qui utilise une interpolation quadratique pondérée des trois points (deux points amont et un point aval) pour calculer la valeur de la variable considérée aux faces du volume de contrôle. Ce schéma est en mesure d'améliorer la précision en réduisant la diffusion numérique.

Dans la présente étude, des tests de sensibilités (en termes de temps de calcul et de convergence) ont été réalisés pour choisir le schéma d'interpolation le plus approprié.

2.8.4 Algorithme de couplage pression - vitesse : SIMPLE

La présence de la pression dans les équations de conservation de la quantité de mouvement sous forme de gradient rend la résolution de celles-ci plus compliquée, pour la principale raison que cette dernière est inconnue et constitue l'une des variables du problème.

Pour les écoulements incompressibles la pression est indirectement spécifiée par l'équation de continuité et le couplage entre la pression et la vitesse introduit une contrainte sur la solution du champ d'écoulement : si le champ de pression correct est introduit dans les équations de conservation de la quantité de mouvement, le champ de vitesse qui en résulte vérifie l'équation de continuité. Afin de résoudre ce lien (couplage entre la vitesse et la pression), l'emploi d'une procédure itérative est

une nécessité. L'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) est basé essentiellement sur une procédure d' "estimation et correction" pour le calcul de la pression sur la grille décalée des composantes de la vitesse. Cet algorithme a été bien décrit dans les ouvrages de *Patankar et Spalding (1972)* et de *Patankar (1980)*.

Les principales opérations de cet algorithme sont les suivantes :

1. Initialiser et estimer des valeurs de toutes les variables dépendantes p^* , u^* , v^* et T^* .
2. Résoudre les équations de conservation de quantité de mouvement avec le champ de pression estimé afin d'obtenir les nouvelles valeurs de vitesse u^* et v^* .
3. Vérifier l'équation de continuité et corriger les valeurs de la pression et du champ de vitesse de la manière suivante :

$$\begin{cases} p = p^* + p' \\ u = u^* + u' \\ v = v^* + v' \end{cases} \quad (2.41)$$

Où (p', u', v') représentent la correction apportée à la pression d'estimation et au champ de vitesse obtenu.

4. Résoudre l'équation de conservation de l'énergie avec les champs de pression et des vitesses corrigés afin d'obtenir la nouvelle valeur de T.
5. Vérifier le critère de convergence : si satisfait arrêter le calcul sinon actualiser les champs de pression, de vitesse et de température et recommencer la procédure depuis le début jusqu'à la convergence de la solution.

2.8.5 Critère de convergence

Le critère de convergence, pour une variable ϕ , porte sur le calcul du résidu normalisé (R_n) de l'équation de transport, comme le montre l'expression suivante:

$$R_n = \frac{\sum_{\text{noeud } P} |\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_P \phi_P|}{\sum_{\text{noeud } P} |a_P \phi_P|} \quad (2.42)$$

Il est à souligner que, pour chaque équation de conservation, les résidus calculés dans chaque volume de contrôle et sur le domaine tout entier doivent être inférieurs (ou égales) à une valeur définie au préalable. Dans la présente étude, nous avons choisi une valeur de l'ordre de 10^{-8} .

2.9 Validation du code CFD

2.9.1 Test de sensibilité du maillage

L'analyse de la sensibilité des résultats numériques au maillage constitue un atout en amont de toute étude CFD. En effet, afin de s'assurer de l'exactitude et de la fiabilité de la solution numérique obtenue par notre code CFD Fluent, une série de tests rigoureux de sensibilité au maillage a été effectuée. Ces tests de sensibilité sont nécessaires afin de trouver un compromis entre précision et rapidité de calcul. La dépendance de la solution numérique du maillage a été testée en considérant la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées (C2). L'évolution du nombre de Nusselt moyen, rapporté auprès de la paroi froide, a été menée pour six différentes combinaisons de maillage de plus en plus raffiné allant de (51 x 51) à (101 x 101) comme indiqué dans le tableau ci-après (cf. tableau 2.4).

Tableau 2.4 : L'évolution du nombre de Nusselt moyen le long de la paroi froide en fonction du maillage (Configuration C2, $Pr=0.7$, $Ra=10^5$ et $\varphi=0.0$).

Maillage	Nu_{moy}
51 x 51	4.493
61 x 61	4.999
71 x 71	4.503
81 x 81	4.507
91 x 91	4.507
101 x 101	4.507

Ces résultats montrent qu'à partir du maillage 81 x 81, la valeur du nombre de Nusselt moyen demeure constante : une résolution plus fine donne alors la même solution numérique indépendante du nombre de mailles.

Il est à souligner que, pour chacun des cas étudiés, une analyse similaire de sensibilité des résultats numériques au maillage a été entreprise. Le tableau ci-après, résume les différentes combinaisons de maillage retenues pour chaque nombre de Rayleigh.

Tableau 2.5 : Le maillage retenu pour chaque nombre de Rayleigh.

Ra	10^3	10^4	10^6
Maillage retenu	31 x 31	51 x 51	121 x 121

2.9.2 Validation du modèle

Avant d'entreprendre les calculs numériques, régissant l'écoulement dynamique et thermique, la validation de notre modèle se décline selon une comparaison quantitative et qualitative avec d'autres investigations disponibles dans la littérature afin d'attribuer plus de crédibilité aux résultats de nos simulations numériques.

Dans un premier temps, l'évolution du nombre de Nusselt moyen, moyenné sur la paroi chaude de la cavité carrée aux parois verticales différentiellement chauffées (C2), en fonction du nombre de Rayleigh a été comparée avec les résultats antérieurs de *De Vahl Davis (1962)* et *Fusegi et al. (1991)* comme montré dans le tableau 2.6. Le fluide baignant dans la cavité étant de l'air (fluide pur). On remarque une excellente correspondance quantitative entre les différents résultats.

Tableau 2.6 : Validation du nombre de Nusselt moyen.

Ra	Nu _{moy}		
	Présent travail	De Vahl Davis (1962)	Fusegi et al. (1991)
10^3	1.119	1.118	1.106
10^4	2.229	2.238	2.302
10^5	4.507	4.509	4.646
10^6	8.810	8.817	9.012

Dans un deuxième temps, on considère le cas du nanofluide. La distribution thermique (en terme de température adimensionnelle) à mi-plan horizontal de la cavité en présence du nanofluide à base des NPs de Cu, comparée avec celle du *Khanafer et al. (2003)*, est rapportée dans la figure ci-dessous.

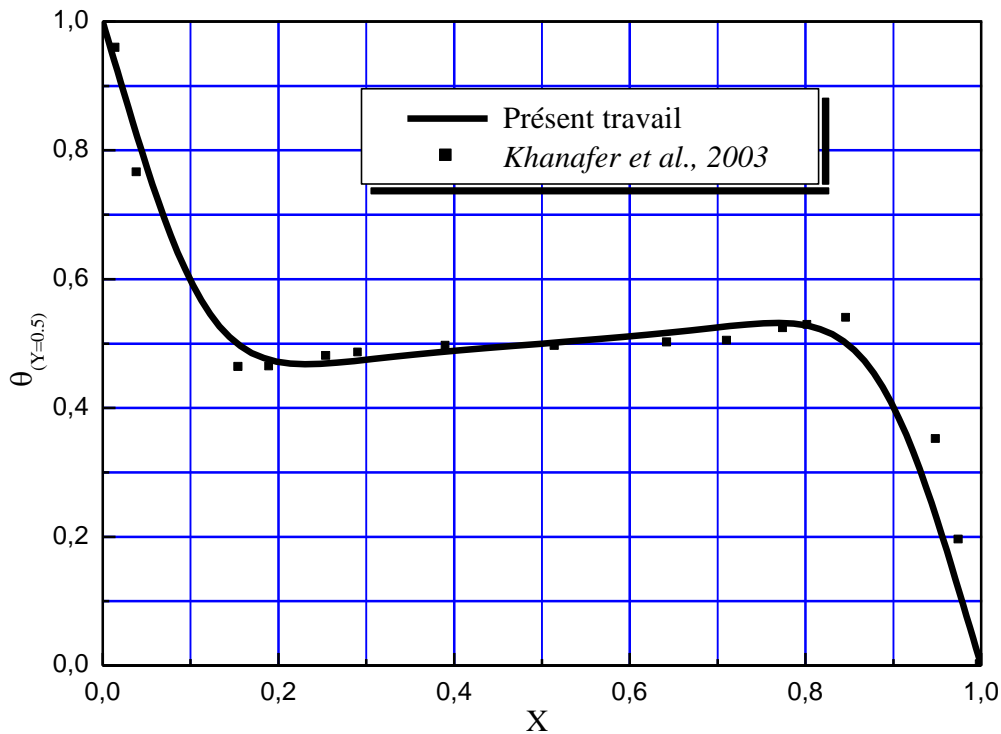


Figure 2.6 : Distribution thermique à mi-plan de la cavité.

Aussi bien que sur le plan qualitatif, une comparaison de la structure générale des isothermes et des lignes de courant du présent travail avec celle de *Khanafar et al. (2003)* présente clairement une bonne concordance comme le montre la figure 2.7.

A l'issue de ces comparaisons entre nos résultats et ceux de la littérature (pour les cas d'un fluide caloporteur pur, air, et d'un nanofluide) on peut confirmer la validité de notre modèle.

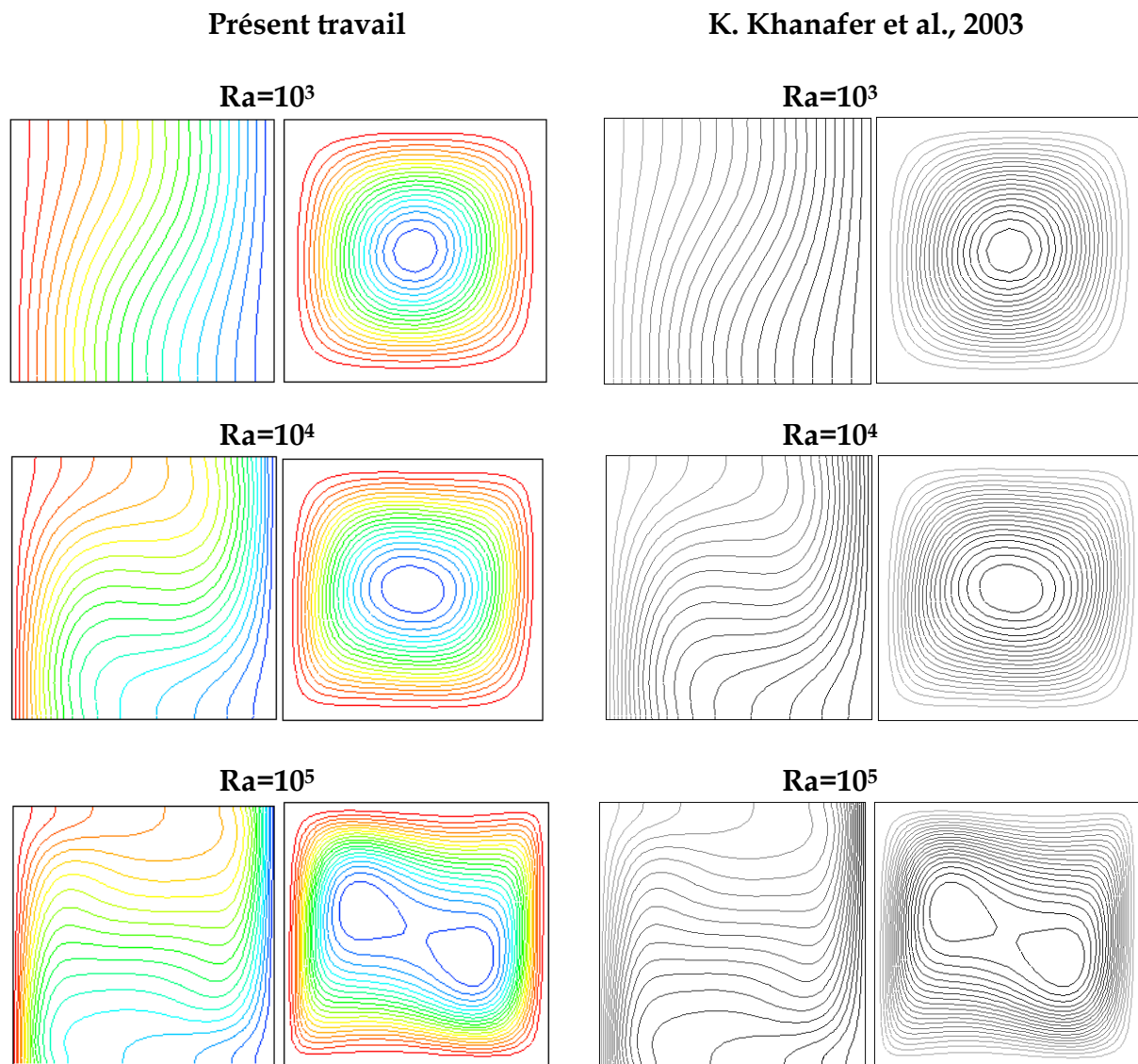


Figure 2.7 : Isothermes (à gauche) et lignes de courant (à droite) à différents nombres de Rayleigh.

2.10 Conclusion

Ce deuxième chapitre a comme objectif de décrire la formulation mathématique du problème de la convection naturelle confinée dans des cavités aux parois uniformément chauffées dont le vecteur énergétique est un nanofluide. La résolution numérique des équations de conservation a été effectuée par le biais du code CFD Fluent fondé sur la méthode des volumes finis. La démarche générale de cette méthode ainsi que l'algorithme de calcul traitant le couplage pression-vitesse ont été présentés.

Dans la partie suivante, une série de combinaisons de maillage a été entreprise dans le but d'établir l'indépendance des résultats de la finesse du maillage dans les deux directions (x et y). Le test de sensibilité des résultats au maillage a été fait en considérant le nombre de Nusselt moyen.

La dernière partie est consacrée à la validation du modèle numérique, qui sera adopté dans les deux chapitres suivants, en comparant les résultats obtenus avec ceux des travaux disponibles dans la littérature de la communauté CFD. En général, la concordance quantitative et qualitative avec ces travaux peut être qualifiée comme très satisfaisante.

Chapitre 3

Etude de l'effet de forme et du rapport d'aspect des nanoparticules d' Al_2O_3

Sommaire

3.1 Introduction	63
3.2 Position du problème	65
3.3 Résultats et discussion	67
3.3.1 Conductivité thermique et viscosité	68
3.3.2 Isothermes	70
3.3.2.1 <i>Cas des nanoparticules sphériques</i>	71
3.3.2.2 <i>Cas des nanoparticules sphéroïdales aplaties et allongée</i>	75
3.3.3 Lignes de courant	77
3.3.3.1 <i>Cas des nanoparticules Sphériques</i>	77
3.3.3.2 <i>Cas des nanoparticules Sphéroïdales aplaties et allongées</i>	80
3.3.4 Profils de vitesse et de température	83
3.3.5 Nombre de Nusselt moyen	89
3.4 Conclusion	92

Chapitre 3

Etude de l'effet de forme et du rapport d'aspect des nanoparticules d' Al_2O_3

3.1 Introduction

L'examen exhaustif de divers travaux portant sur l'étude de la convection naturelle dans les nanofluides a permis de visualiser l'apport potentiel des NPs dans le domaine des transferts thermiques. Leurs propriétés thermiques éloquentes ont attisé la curiosité de la communauté scientifique thermicienne en mettant à profit des études poussées axées sur l'influence d'un certain nombre de facteurs sur la performance thermique des systèmes qui les utilisent. Pris séparément, le facteur forme et taille des NPs peut affecter considérablement les propriétés thermophysiques des nanofluides. En effet, la majorité des travaux traitant les problèmes de la convection naturelle des nanofluides en cavité fermée (*Khanafar et al., 2003; Jou et Tzeng, 2006*) ou entraînée (*Hwang et al., 2007; Tiwari et Das, 2007*) considère des NPs de forme commune : forme sphérique ce qui n'est pas toujours le cas. D'ailleurs, de nouvelles méthodes de synthèse sont développées pour élaborer des NPs avec des formes distinctes et des tailles spécifiques afin de les utiliser en tant que produits cruciaux dans divers domaines (*Champion et al., 2007*). Néanmoins, un examen minutieux de la littérature révèle que peu d'études ont été conduites pour examiner les effets de forme des NPs non sphériques. Nous pouvons citer en particulier les travaux d'*Ooi et Popov (2013)* et d'*Ellahi et al. (2015)* qui ont étudié numériquement l'influence de la forme des NPs dans le nanofluide (Cu/Eau) sur la convection naturelle et la génération d'entropie respectivement. Sur le plan expérimental, la maîtrise de ce facteur lors de la synthèse pose un délicat problème d'homogénéité. *Hadaoui (2010)* a remarqué que les NPs de cuprite (Cu_2O) de rayon

moyen de 150 nm présentent au sein d'un même échantillon une grande dispersion de tailles et de morphologies, comme le montre la figure 3.1.

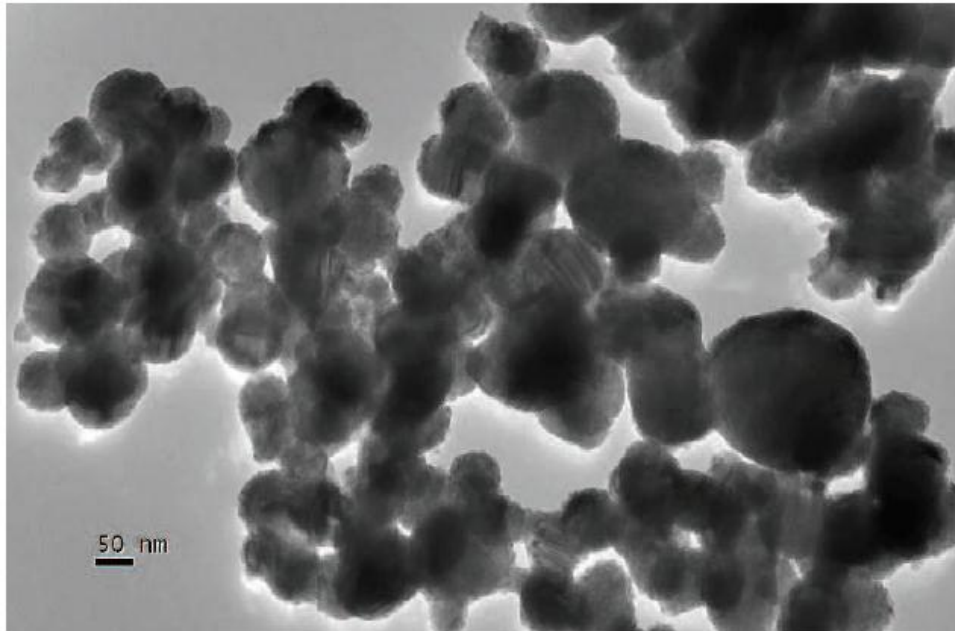


Figure 3.1 : Nanoparticules de cuprite de rayon moyen 150 nm (Hadaoui, 2010).

En somme, la voie d'élaboration des NPs est à l'origine de la dispersion de la forme et de la taille des NPs obtenues. En plus, le phénomène d'agglomération "clustering" (Ooi et Popov, 2013) peut aussi contribuer à la modification de la taille et même de la forme des NPs dispersées dans des fluides hôtes sous l'action des forces de Van Der Waals. A des concentrations importantes, la formation de cluster est plus probable pour des NPs très fines du fait que la distance entre elles devient plus petite et par conséquent les forces d'attraction (forces de Van Der Waals) deviennent de plus en plus importantes.

C'est en partant de ce constat qu'a été mise en place la présente partie. Elle consiste en une étude numérique de la convection naturelle confinée dans des enceintes carrées différentiellement chauffées. Le nanofluide utilisé étant l'alumine (Al_2O_3 /Eau) dont les paramètres forme et rapport d'aspect des nanoparticules feront l'objet de ce chapitre.

3.2 Position du problème

Il s'agit d'une investigation numérique de la convection naturelle dans le cas de cavité carrée aux parois verticales différentiellement chauffées et celui de Rayleigh-Bénard (cf. figure 2.1). Pris séparément, ces deux cas généraux d'écoulement attirent notre curiosité notamment en présence du nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$) de différentes formes et tailles. Outre les NPs sphériques, les NPs sphéroïdales allongées (prolate) et aplaties (oblate) sont considérées comme montré dans la figure 3.2. Il convient à mentionner que les nanofluides à base d'oxyde métallique procurent une meilleure stabilité chimique par rapport aux nanofluides contenant le métal seul (Suganthi et Rajan, 2017). Au faite, ce type de nanofluide ne nécessite aucun traitement chimique de surface et permet de réaliser des suspensions homogènes et stables grâce à la contribution des liaisons hydrogènes. En plus, ces nanofluides disposent d'une faible densité en leur conférant une meilleure dispersion (Kwak et Kim, 2005). Un examen minutieux de la littérature révèle que le nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$) a été largement étudié dû à sa conductivité thermique élevée et à sa faible densité d'une part et surtout à son faible coût, par rapport à d'autres nanofluides, d'une autre part (Suganthi et Rajan, 2017).

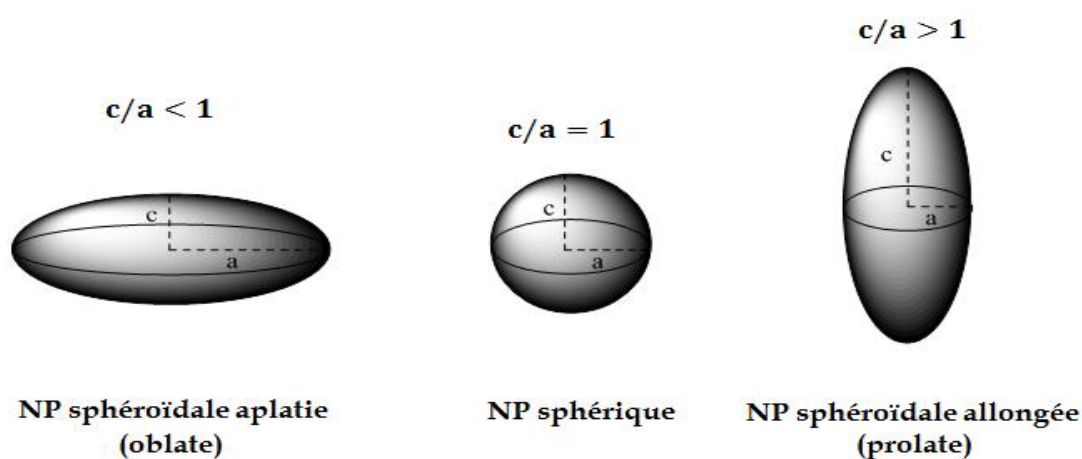


Figure 3.2 : Schéma des différentes formes de NPs considérées.

Remarque :

Nous allons conserver tout au long de ce chapitre la notation d_p correspondant au rapport d'aspect des différentes NPs et qui égale au quotient (c/a) .

Pour chaque configuration, une étude paramétrique exhaustive est conduite en considérant trois différentes formes de NPs d'Al₂O₃ avec différents rapport d'aspect (sphérique ($d_p = 1$), sphéroïdale allongée ($d_p = 2, 5, 7.5$ et 10) et aplatie ($d_p = 0.13$)) dispersées dans de l'eau avec différentes fractions volumiques, φ , ($0, 0.02, 0.05, 0.08$ et 0.1) dont le nombre de Rayleigh, Ra, varie dans l'intervalle [10^3 à 10^6]. La principale tâche consiste à étudier l'impact de ces paramètres sur la structure générale de l'écoulement (les champs dynamique et thermique) avec une attention particulière au nombre de Nusselt permettant de quantifier les performances thermiques au sein de la cavité.

Rappelons que dans les chapitres précédents, nous avons présenté les modèles mathématique et numérique régissant la convection naturelle confinée en milieu fermé ainsi que les différents modèles prédictifs, disponibles dans la littérature, des propriétés thermophysiques des nanofluides. Dans la présente section, nous spécifions les différentes corrélations retenus pour la prédiction des propriétés thermophysiques du nanofluide (Al₂O₃/Eau) baignant dans notre cavité.

La densité ρ_{nf} , la chaleur spécifique $(\rho C_p)_{nf}$ et le coefficient d'expansion thermique β_{nf} du nanofluide sont estimés sur la base de la fraction volumique des NPs comme suit:

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi \rho_s \quad (3.1)$$

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho C_p)_f + \varphi(\rho C_p)_s \quad (3.2)$$

$$(\rho \beta)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho \beta)_f + \varphi(\rho \beta)_s \quad (3.3)$$

Par ailleurs, la conductivité thermique et la viscosité dynamique sont estimées respectivement par les modèles d'*Hamilton et Crosser (1962)* et de *Mueller et al. (2010)*, comme discutés dans le premier chapitre et qui sont les mieux adaptés aux suspensions non sphériques.

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + (n - 1) k_f - (n - 1)(k_f - k_s) \varphi}{k_s + (n - 1) k_f + (k_f - k_s) \varphi} \quad (3.4)$$

$$\mu_{nf} = \mu_f \left(1 - \frac{\varphi}{\varphi_m}\right)^{-2} \quad (3.5)$$

Pour les NPs en question (sphéroïdes allongé et aplati), il est judicieux de déterminer le facteur de forme n qui dépend du facteur de sphéricité dépendant lui-même de la surface (S) et du volume de ces particules (V).

$$S = \begin{cases} 2\pi a^2 \left(1 + \frac{1-e^2}{e^2} \tanh^{-1} e\right); & \text{pour un spheroide aplati} \\ 2\pi a^2 \left(1 + \frac{c}{ae} \sin^{-1} e\right); & \text{pour un spheroide allongé} \end{cases} \quad (3.6)$$

Où a et c sont les longueurs des demi-axes du sphéroïde et e est l'excentricité [Muskens et al., 2006] donnée par:

$$e^2 = \begin{cases} 1 - \frac{c^2}{a^2}; & \text{pour un spheroide aplati} \\ 1 - \frac{a^2}{c^2}; & \text{pour un spheroide allongé} \end{cases} \quad (3.7)$$

Le volume des NPs sphéroïdales V est calculé en utilisant la formule:

$$V = \frac{4}{3} \pi a^2 c \quad (3.8)$$

Après avoir spécifié toutes les corrélations nécessaires pour le traitement du présent problème, les résultats obtenus sont présentés et discutés dans la section suivante.

3.3 Résultats et discussion

Dans cette section, nous allons présenter et interpréter les résultats de nos simulations numériques. Ces résultats sont exposés sous forme de lignes de courant, d'isothermes et pour mieux comprendre le comportement de l'écoulement les profils de vitesse et de température sont aussi exposés. En outre, l'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction des différents paramètres de contrôle (cités ci-dessus) est présentée et ceci pour quantifier les performances thermiques au sein de chaque configuration.

3.3.1 Conductivité thermique et viscosité

La figure 3.3 illustre, pour chaque fraction volumique en NPs, les rapports de conductivité thermique $\left(\frac{k_{nf}}{k_f}\right)$ et de viscosité $\left(\frac{\mu_{nf}}{\mu_f}\right)$ qui évoluent en fonction des différentes formes et rapports d'aspect de NPs d'Alumine. On remarque que cette évolution s'effectue selon une pondération linéaire positive. Comme montré sur la figure 3.3(a), l'amélioration de la conductivité thermique du nanofluide selon l'ordre croissant s'obtient avec des NPs sphériques suivie par celles sphéroïdales allongées et en fin sphéroïdales aplaties. Pour le cas des sphéroïdes allongés, une augmentation accrue de la conductivité thermique est observée lorsque la sphéricité diminue (c'est-à-dire en augmentant le rapport d'aspect) pour une même fraction volumique. Ce constat est dû à l'augmentation de la surface de contact entre les NPs et le fluide hôte (Ghosh et Pabi, 2012) ce qui favorise d'avantage la diffusion de la chaleur.

Comme montré sur la figure 3.3(b), l'évolution de la viscosité dynamique du nanofluide basé sur des NPs sphériques et sphéroïdales aplaties en fonction de la fraction volumique est presque la même. Pour le cas des NPs sphéroïdales allongées, on remarque que leur viscosité augmente avec la diminution de leur sphéricité et ceci sous une même fraction volumique. On remarque que, pour $d_p = 10$, le rapport de viscosité augmente considérablement en passant de la valeur de 1.4 sous $\varphi = 0.05$ à une valeur de 2.1 sous $\varphi = 0.1$. Ce saut drastique de viscosité peut être expliqué par une faible fraction d'emballage caractérisée par un rétrécissement de l'espace libre entre les NPs ce qui empêche leur déplacement et par conséquent augmente leur viscosité (Mueller et al., 2010; Timofeeva et al., 2009).

Il convient à mentionner que le choix d'un nanofluide ne doit pas être dicté uniquement par ses performances thermiques. En effet, le nanofluide choisi doit également répondre à certaines exigences hydrauliques en présentant une faible viscosité même si la concentration des NPs augmente. Dans notre cas, on note que le nanofluide à base d'une suspension sphéroïdale aplatie ($d_p = 0.13$), procurant à la

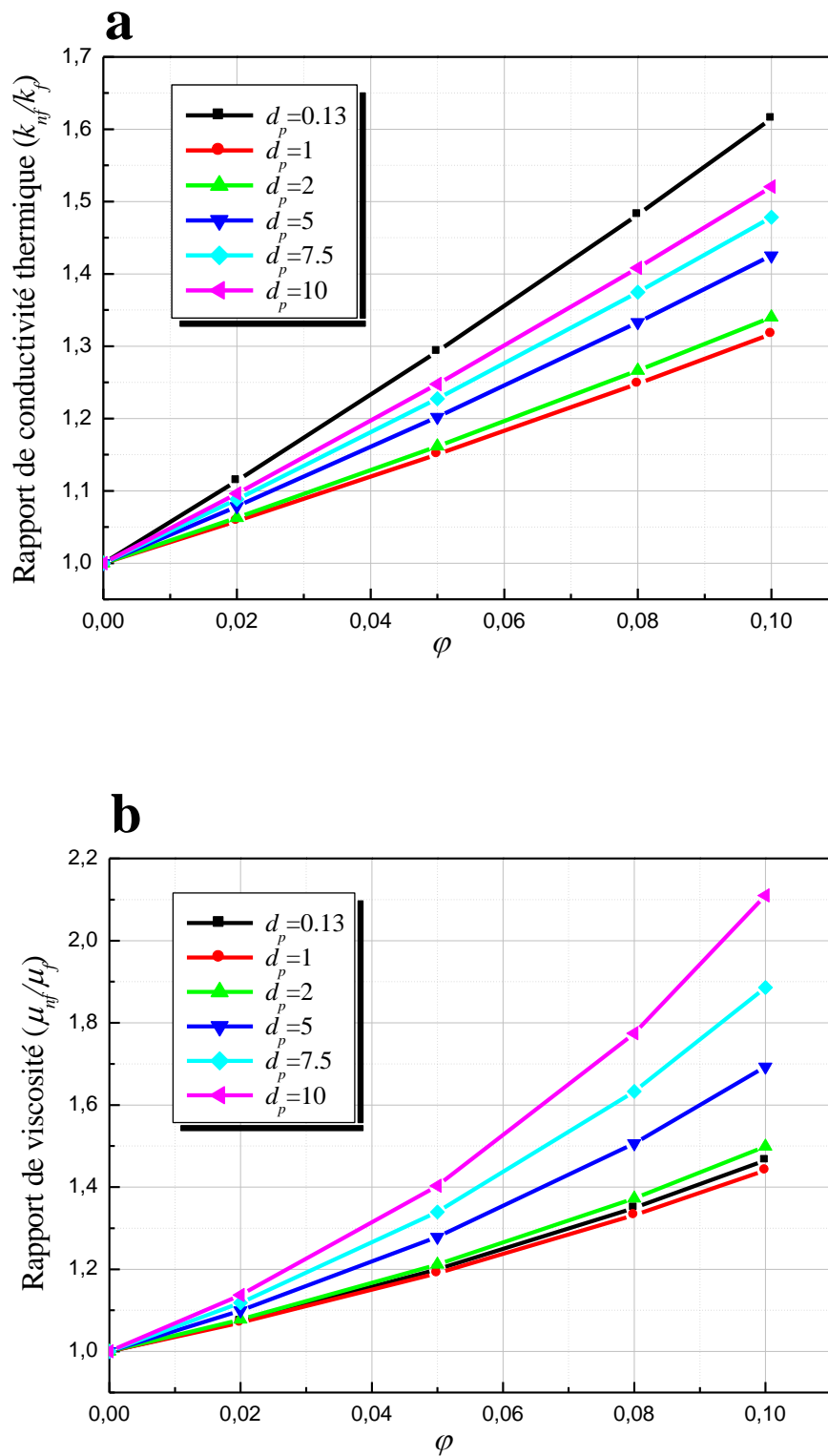


Figure 3.3 : (a) Rapport de conductivité thermique $\left(\frac{k_{nf}}{k_f}\right)$ (b) rapport de viscosité $\left(\frac{\mu_{nf}}{\mu_f}\right)$ en fonction des différentes formes et rapport d'aspect de NPs (oblate $d_p=0.13$, sphérique $d_p=1$ et prolate $d_p=2-10$).

fois une meilleure conductivité thermique et une faible viscosité, semble être le nanofluide le plus approprié ce qui sera confirmé ci-après.

A notre connaissance, peu de travaux ont examiné l'influence du facteur forme sur la performance thermo-hydraulique d'un nanofluide. Quelques arguments physiques pertinents sur ce paramètre ont été rapportés par *Mueller et al. (2010)*. Il a été montré que les nanofluides à base de suspensions non sphériques présentent des effets supplémentaires par rapport aux cas de suspensions de forme sphérique, à savoir :

- ✓ Le flux local qui se produit autour d'une particule non sphérique est différent de celui se produisant autour d'une autre sphérique ce qui implique une viscosité différente et qui dépend de la forme de ces NPs et de leur rapport d'aspect pour une même forme.
- ✓ Le mouvement induit par des NPs non sphériques peut contribuer à la modification de la viscosité vis à vis du cas des NPs sphériques. Ce comportement a été discuté en détail par *Jeffery (1922)*.
- ✓ Pour une même fraction de volume de particules, leur forme a une grande influence sur l'intensité des interactions intermoléculaires. Cette intensité diminue au fur et à mesure que la sphéricité se rapproche de la valeur de 1 (cas d'une particule sphérique). Ces interactions intermoléculaires constituent un paramètre déterminant dans les systèmes colloïdaux et aqueux (*Jeffery et Acrivos, 1976*).

3.3.2 Isothermes

Pour chaque configuration, l'évolution des isothermes en fonction du nombre de Rayleigh, de la fraction volumique des nanoparticules ainsi que leur forme est rapportée dans les figures ci-après.

3.3.2.1 Cas des nanoparticules sphériques

❖ Eau pure $\varphi = 0.0$

La figure 3.4(a) illustre les isothermes, en configuration de Rayleigh-Bénard, de l'eau pure à différents nombres de Rayleigh. Pour $\text{Ra}=10^3$, les isothermes sont horizontalement stratifiées et le transfert de chaleur s'effectue seulement par conduction. Cette stratification est thermodynamiquement instable (négative) et la naissance de la convection demeure indispensable pour transporter de la chaleur du bas vers le haut plus efficacement que la conduction seule.

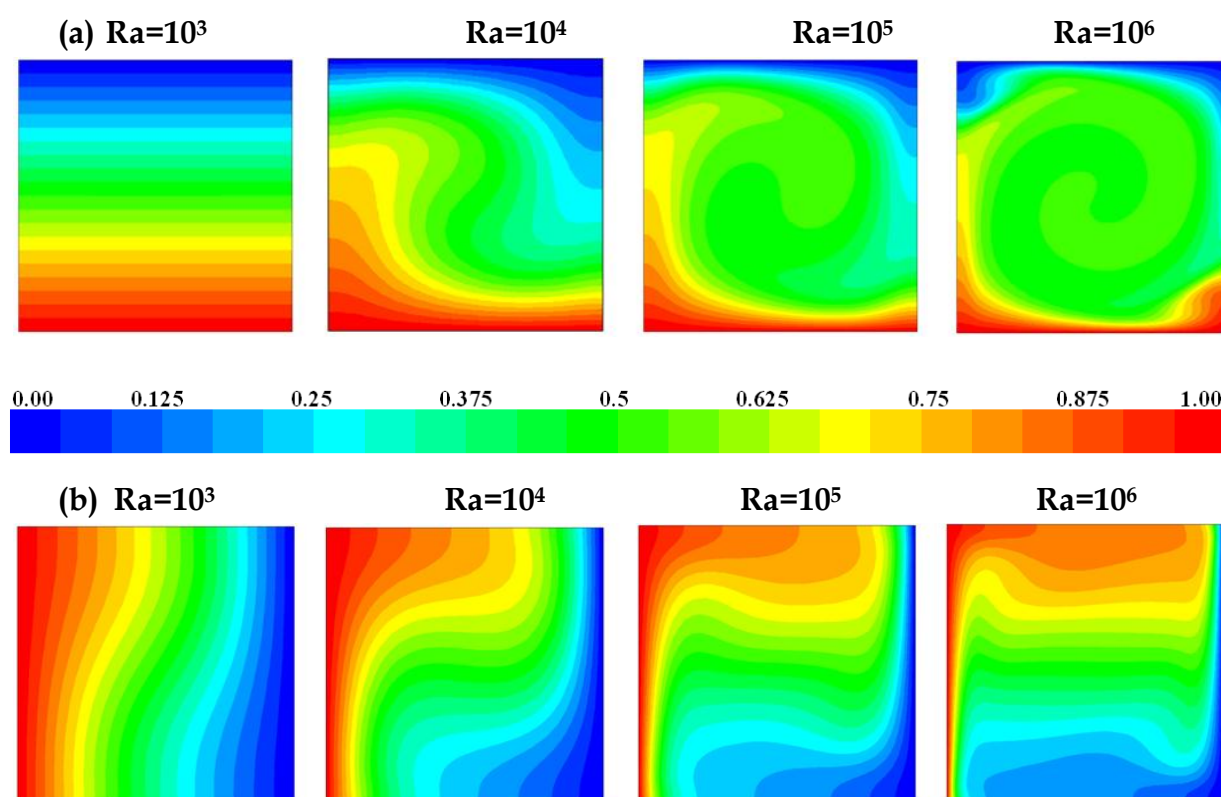


Figure 3.4 : Isothermes pour le cas de l'eau pure $\varphi = 0.0$.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavity aux parois verticales différenciellement chauffées.

L'intensité de la convection diffère suivant la valeur du nombre de Rayleigh. En effet, plus Ra augmente, plus les forces de poussées thermiques s'amplifient en indiquant que le mode conductif n'est plus dominant (*Abu-Nada, 2011*). Ceci est bien montré sur la figure avec la formation d'une grande cellule rotative au centre de la cavity de température quasiment homogène (à $\text{Ra}=10^5$ et $\text{Ra}=10^6$).

La figure 3.4(b) illustre les isothermes de l'eau pure dans la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées. Contrairement à la configuration de Rayleigh-Bénard, une légère inclinaison des isothermes est observée à un Rayleigh égal à 10^3 indiquant ainsi la naissance de la convection. Il est également constaté que l'allure des isothermes est très influencée par l'augmentation du nombre de Rayleigh. En effet, les isothermes sont presque parallèles aux parois verticales de l'enceinte au niveau des coins hauts à droite et bas à gauche, alors qu'elles deviennent presque horizontales au milieu de l'enceinte et ceci au fur et à mesure que Rayleigh augmente ($\text{Ra}=10^5$, $\text{Ra}=10^6$). On constate aussi que l'écoulement thermique est principalement concentré auprès des parois actives (parois verticales isothermes) caractérisé par des isothermes d'autant plus serrées que le nombre de Rayleigh est élevé. Ceci indique un transfert de chaleur pariétal intéressant alors que la partie centrale est quasiment homogène.

On remarque que la distribution thermique au sein de chaque cavité nous permet de prévoir le sens de recirculation des vortex formés. Le sens de rotation étant le sens d'une aiguille d'une montre. De plus, il est noté que ces isothermes sont toujours perpendiculaires aux parois adiabatiques ce qui reflète bien la conséquence des conditions aux limites (le gradient de la température est nul au niveau de ces parois).

Remarque :

La transition conduction-convection, à iso-Rayleigh, dépend de la configuration étudiée.

❖ **Nanoparticules avec $\varphi = 0.05$**

La figure 3.5 montre l'effet de la fraction volumique des NPs ($\varphi = 0.05$) sur la distribution de la température, pour un nombre de Rayleigh allant de 10^3 à 10^6 . On constate que, pour chaque configuration, les isothermes présentent des profils de distribution de température similaires à ceux obtenus pour le cas de l'eau pure.

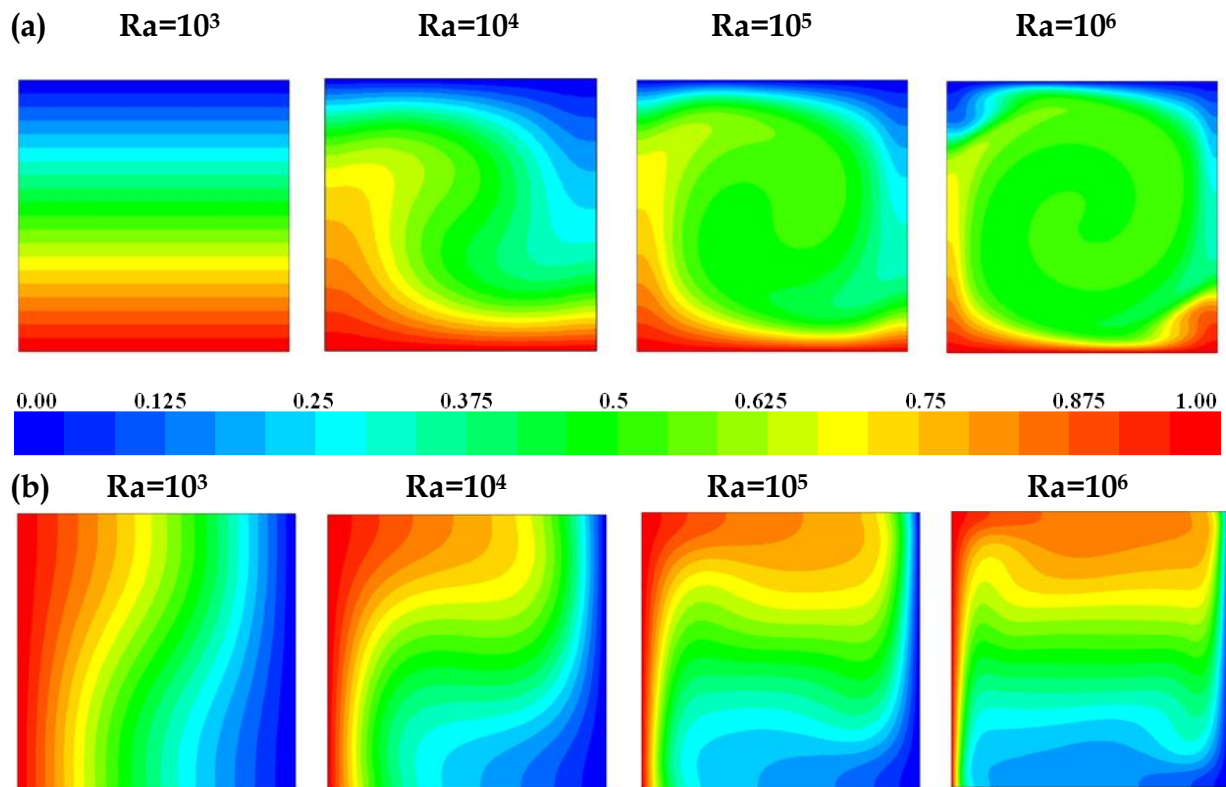


Figure 3.5 : Isothermes pour une fraction volumique $\varphi = 0.05$.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées.

❖ Nanoparticules avec $\varphi = 0.1$

La figure 3.6 présente, pour chaque configuration, les isothermes du nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$) avec une fraction volumique de 0.1. On constate que, à iso-Rayleigh, la distribution générale de la température au sein des deux cavités reste qualitativement inchangée (par rapport au cas de l'eau pure).

Pour mieux visualiser l'effet de la fraction volumique des NPs sur la distribution de la température au sein de chaque cavité, nous avons procédé à une comparaison entre les isothermes dans le cas de l'eau pure et du nanofluide avec $\varphi = 0.1$ (figure 3.7). On remarque que les isothermes sont presque confondues (  $Ra = 10^3$, $Ra = 10^4$ et $Ra = 10^5$) alors qu'elles présentent une légère déviation à des nombres de Rayleigh plus élevés (  $Ra = 10^6$). Ce résultat est dû à l'augmentation de la viscosité effective du mélange qui réduit par conséquent les mouvements convectifs (Abu-Nada et Chamkha, 2010).

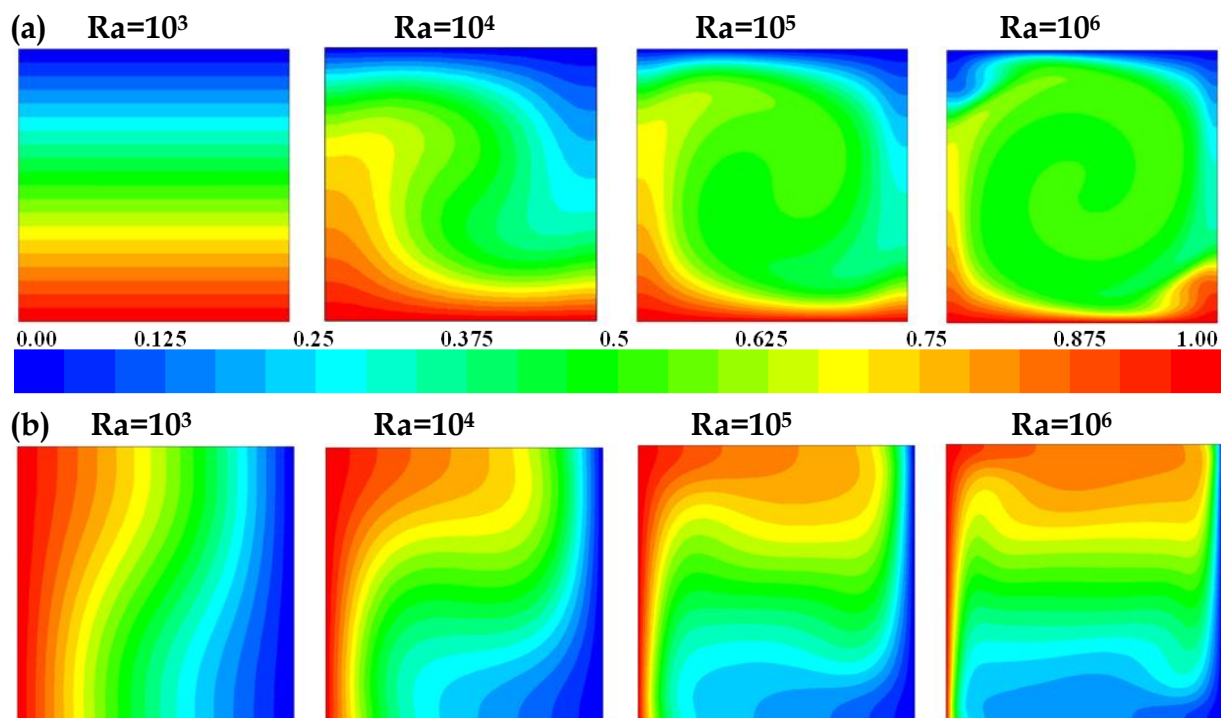


Figure 3.6 : Isothermes pour une fraction volumique $\varphi = 0.1$.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées.

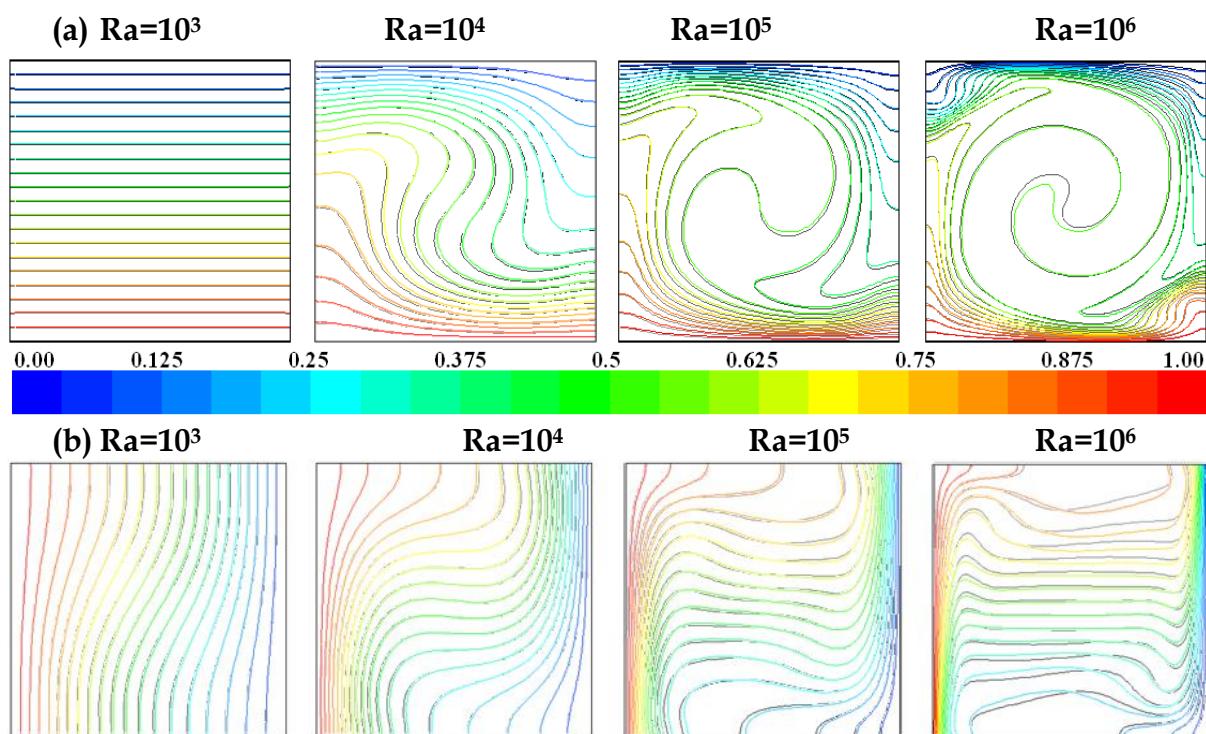


Figure 3.7 : Isothermes (en couleur) nanofluide avec $\varphi = 0.1$, (en noir) eau pure.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées.

3.3.2.2 Cas des nanoparticules sphéroïdales aplaties et allongées

L'effet de la fraction volumique sur les isothermes en présence de NPs sphéroïdales ($d_p=0.13$) met en évidence un comportement similaire au cas où les NPs sont de forme sphérique comme le montre la figure 3.8.

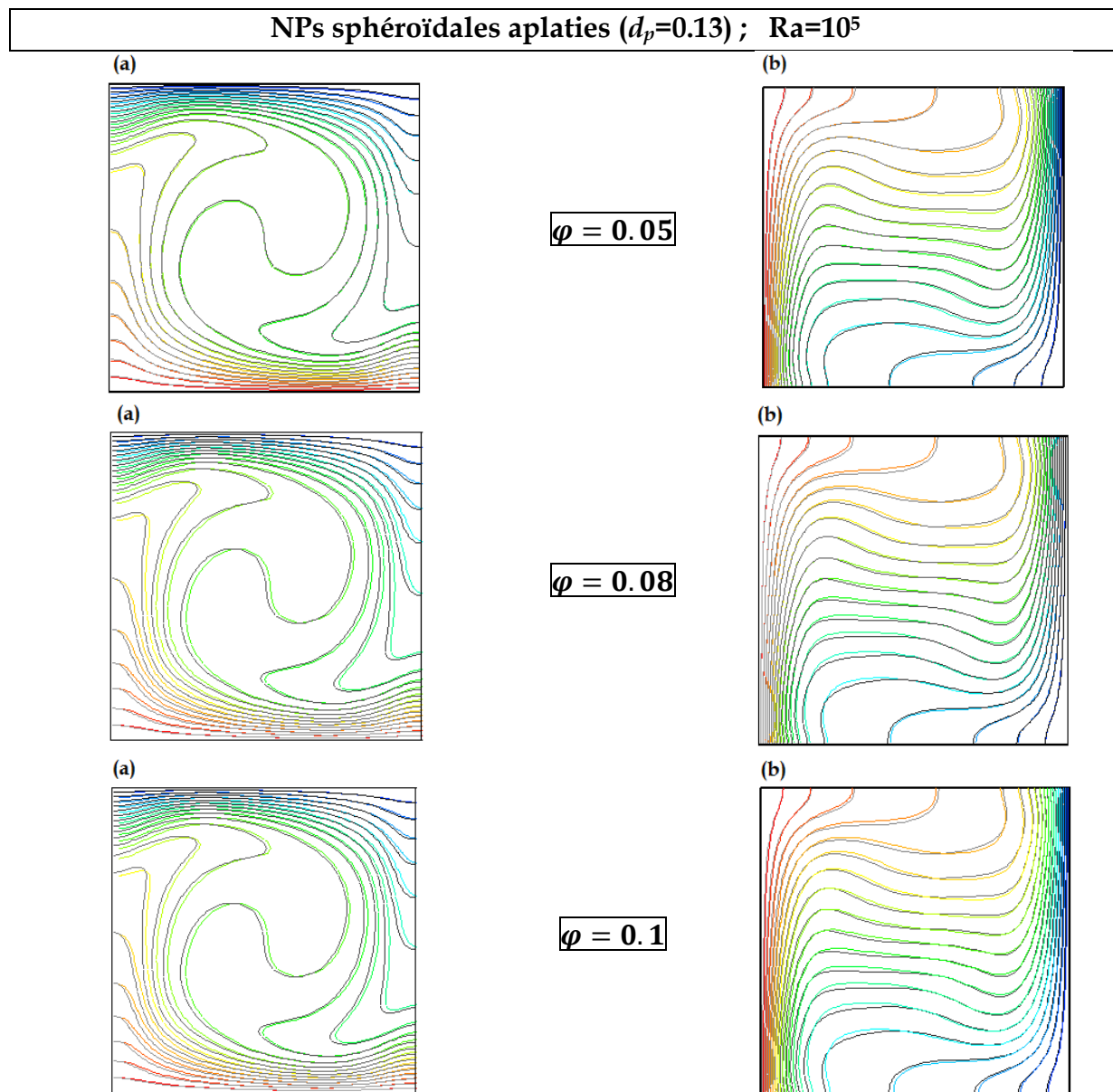


Figure 3.8 : Isothermes en présence de NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$)

(en couleur) nanofluide, (en noir) eau pure.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavity aux parois verticales différentiellement chauffées.

Il est clairement visible que, pour chaque configuration, la présence des NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$) n'a presque aucune influence sur la thermique de l'écoulement. Toutefois, on a remarqué que la présence des NPs allongées de

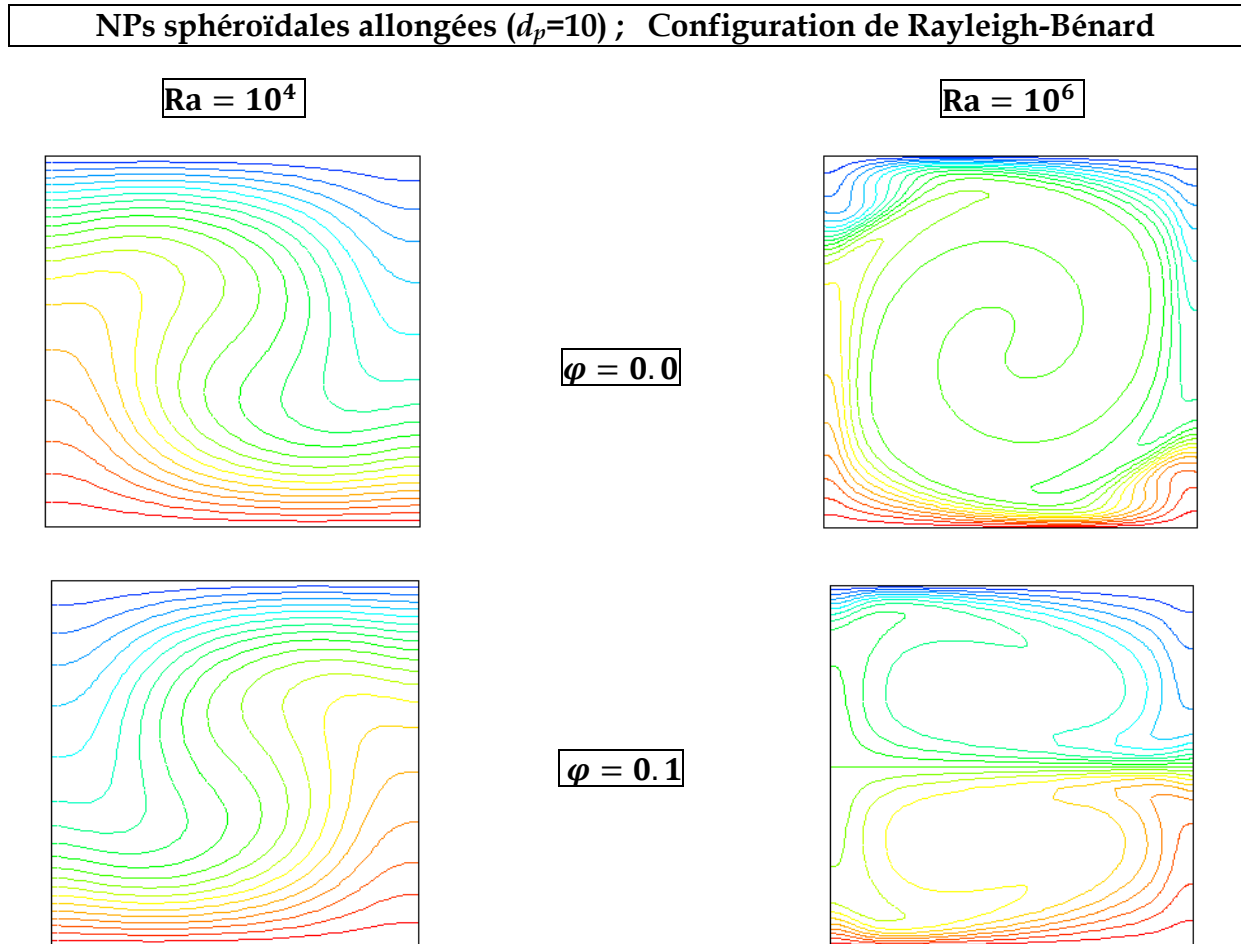


Figure 3.9 : Isothermes en présence de NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$).

rapport d'aspect $d_p=10$ avec une fraction volumique de 0.1 a donné naissance à des aspects fondamentaux intéressants (cf. figure 3.9). Il a été également observé qu'une inversion du sens de transfert de chaleur a eu lieu en configuration de Rayleigh-Bénard. Un état thermiquement instable est également apparu à un nombre de $\text{Ra}=10^6$, caractérisé par la formation de deux zones : une chaude inférieure et une autre froide supérieure. Cette topologie d'écoulement thermique, inversion du sens de transfert de chaleur, est une conséquence d'une forte augmentation de la température du nanofluide dans la région inférieure droite. Cette augmentation est

due au fait que l'apport de chaleur par dissipation visqueuse est plus important que celui provenant de la paroi chauffée à température constante (Fersadou et Kahalerras, 2016). Ce phénomène constitue le résultat le plus remarquable dans la présente section, et qui s'avère fortement dépendant de la configuration étudiée, du nombre de Rayleigh ainsi que de la forme et du rapport d'aspect des NPs en question.

3.3.3 Lignes de courant

L'évolution des lignes de courant, dans les deux configurations, en fonction du nombre de Rayleigh, de la fraction volumique des nanoparticules ainsi que leur forme est rapportée dans les figures ci-après.

3.3.3.1 Cas des nanoparticules Sphériques

❖ Eau pure $\varphi = 0.0$

La figure 3.10 illustre l'évolution des lignes de courant dans l'eau pure pour les deux configurations en fonction du nombre de Rayleigh.

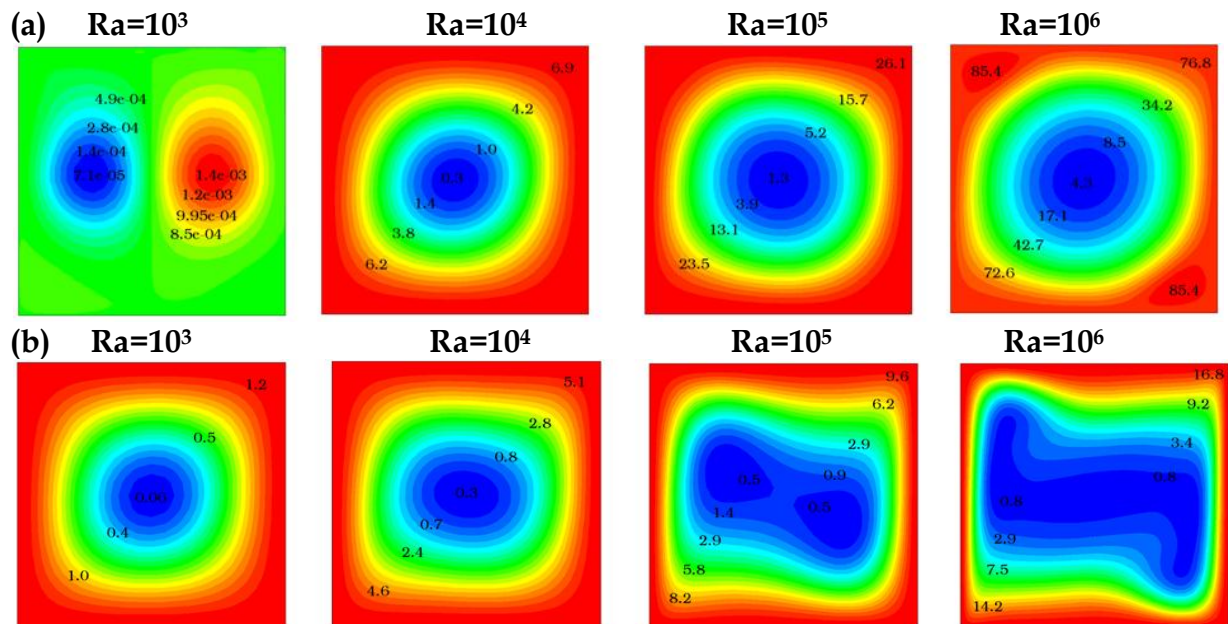


Figure 3.10 : Lignes de courant pour le cas de l'eau pure $\varphi = 0.0$.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavity aux parois verticales différentiellement chauffées.

Sur la figure 3.10(a), l'écoulement est divisé en deux catégories: un écoulement bicellulaire exhibant deux structures tourbillonnaires contrarotatives de très faible

intensité (pour $\text{Ra}=10^3$) et un autre monocellulaire de forme circulaire montrant une zone rotative dans le sens horaire occupant la majeure partie de la cavité. Ce sens de rotation peut être clairement prévu à partir des isothermes correspondantes. On remarque que l'influence du nombre de Rayleigh sur les contours de vitesse est très claire surtout auprès des parois chaude et froide. En effet, au fur et à mesure que le nombre de Ra augmente ces contours se rapprochent les uns des autres donnant naissance à une zone de recirculation de flux plus intense. Cette zone principale, occupant la majeure partie de la cavité, indique la dominance de la convection et qui perd de son intensité en formant deux cellules de recirculation secondaires dans les coins supérieur gauche et inférieur droit et ceci à $\text{Ra}=10^6$.

Pour la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées (cf. figure 3.10(b)), les lignes de courant indiquent que l'écoulement est monocellulaire occupant la majeure partie de l'enceinte. En augmentant le nombre de Rayleigh, la forme de ces lignes se modifie d'une forme circulaire à une autre elliptique et qui se déforme à un Rayleigh élevé ($\text{Ra}=10^6$).

On note que, pour les deux configurations et à iso-Rayleigh, les lignes de courant présentent une symétrie par rapport au centre de la cavité. Notons aussi que l'intensité de ces lignes diminue au fur et à mesure qu'on se rapproche du centre de la cavité.

❖ *Nanoparticules avec $\varphi = 0.05$*

Dans la figure 3.11, on présente les lignes de courant en présence des NPs d' Al_2O_3 avec une fraction volumique $\varphi = 0.05$. Pour les deux configurations, l'analyse de ces lignes de courant montrent des profils de distribution de vitesse similaires à ceux du cas de l'eau pure et ceci pour toute la gamme du nombre de Rayleigh. Toutefois, une légère diminution de l'intensité de ces lignes par rapport au cas de l'eau pure est obtenue. Ce résultat peut être expliqué par le fait que la présence des NPs entraîne une intensification de la traînée visqueuse qui tend à son tour à ralentir le mouvement du fluide à l'intérieur de la cavité (*Abu-Nada et Chamkha, 2010*).

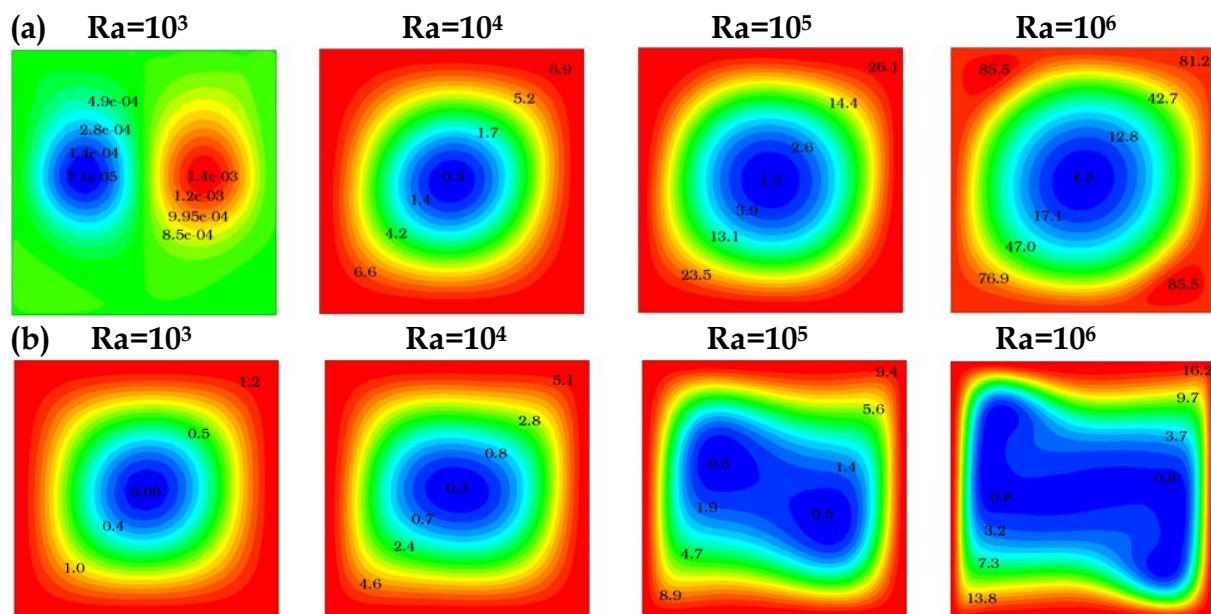


Figure 3.11 : Lignes de courant pour une fraction volumique $\phi = 0.05$.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées.

❖ Nanoparticules avec $\phi = 0.1$

Dans la figure 3.12, sont présentées les lignes de courant en présence des NPs d'Al₂O₃ avec une fraction volumique $\phi = 0.1$.

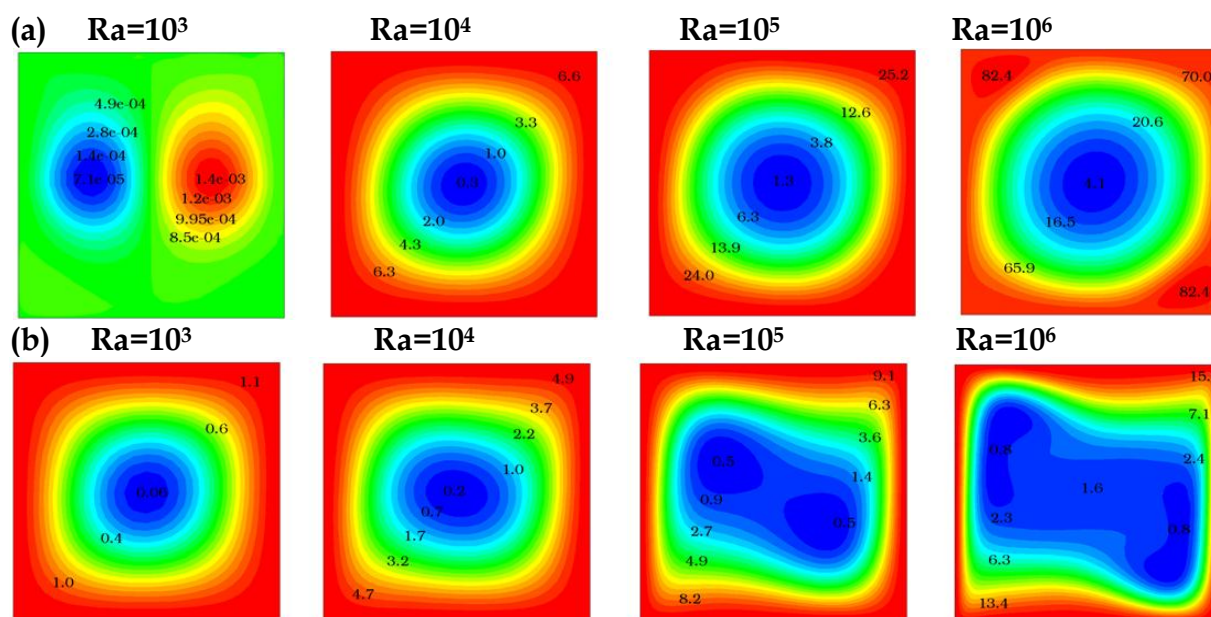


Figure 3.12 : Lignes de courant pour une fraction volumique $\phi = 0.1$.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées.

La distribution générale de ces lignes de courant en comparaison avec le cas de l'eau pure est presque la même. Pour pouvoir visualiser les disparités, on procède à faire une comparaison entre les lignes de courant dans le cas de l'eau pure et du nanofluide avec $\varphi = 0.1$ (cf. figure 3.13). Hormis le cas de la cavité aux parois verticales différemment chauffées à $\text{Ra}=10^5$ et $\text{Ra}=10^6$, ces lignes de vitesse restent inchangées vis-à-vis du cas de l'eau pure. On peut conclure que la fraction volumique des NPs a un effet significatif sur la distribution de ces lignes de vitesse surtout au niveau de la partie centrale et qui dépend de la cavité ainsi que du nombre de Rayleigh. Un comportement similaire a déjà été obtenu par *Nasrin et al.* (2012).

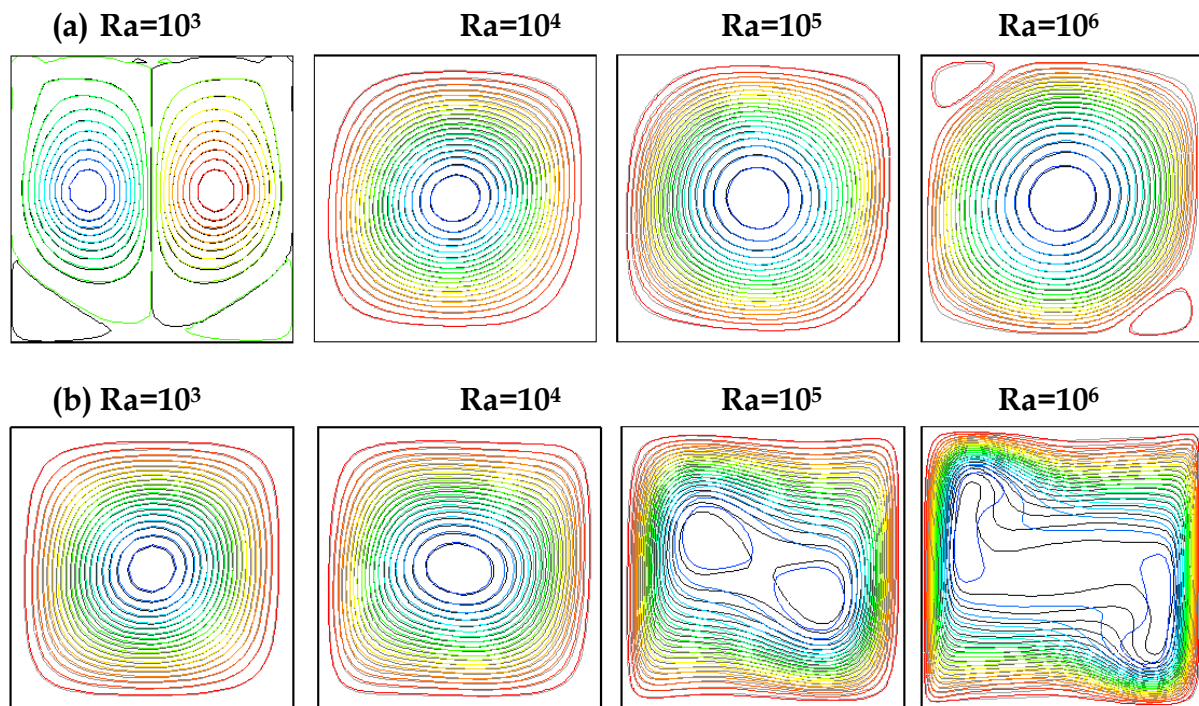


Figure 3.13 : Lignes de courant (en couleur) nanofluide avec $\varphi = 0.1$, (en noir) eau pure.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différemment chauffées.

3.3.3.2 Cas des nanoparticules Sphéroïdales aplaties et allongées

De la même manière que présentée précédemment (cf. section 3.3.2.2), on expose tout d'abord les lignes de distribution de vitesse pour le cas des NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$) en fonction de la cavité et de la fraction volumique (cf.

figure 3.14). Il est clairement démontré que, pour la configuration de Rayleigh-Bénard, la topologie générale de l'écoulement n'a pas été affectée par l'ajout de ces NPs. Ce constat nous mène à conclure que l'effet de la viscosité, induit par l'ajout des NPs, freine le mouvement du nanofluide. Néanmoins, dans la cavité aux parois verticales différemment chauffées, l'effet de la viscosité semble être plus important au fur et à mesure que la fraction volumique s'accroît contrairement aux

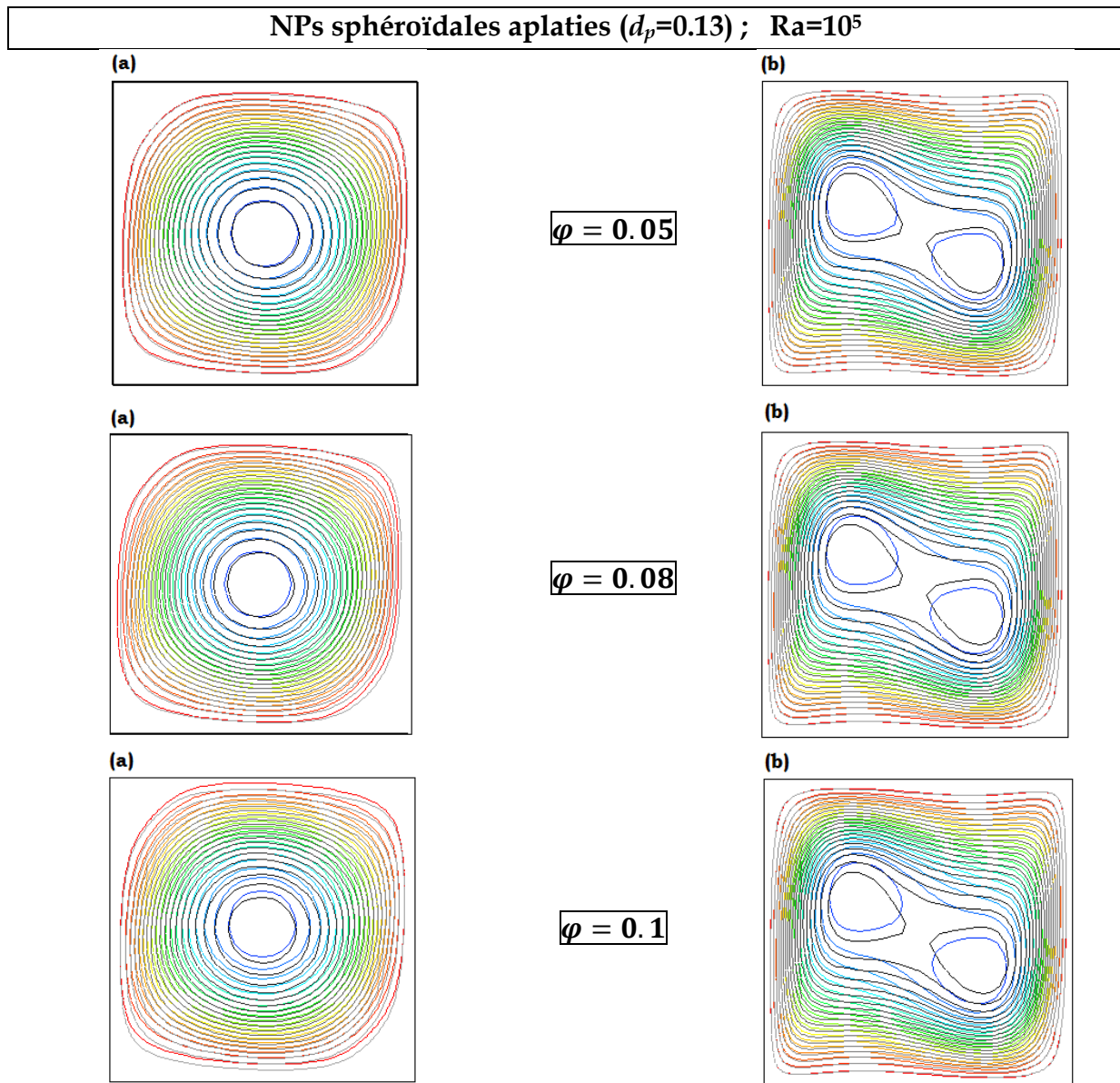


Figure 3.14 : Lignes de courant en présence de NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$) (en couleur) nanofluide, (en noir) eau pure.

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différemment chauffées.

résultats de leurs isothermes correspondantes (cf. figure 3.8(b)). Cette dispersion de résultats semble partiellement due à la non maîtrise des phénomènes physiques qui se produisent à cette échelle fine. Quant aux NPs sphéroïdales allongées ayant le rapport d'aspect $d_p=10$, les résultats de la distribution de vitesse s'avèrent fortement influencés par l'ajout de ces NPs (cf. figure 3.15). A des nombre de Rayleigh distincts ($\text{Ra}=10^4$ et $\text{Ra}=10^6$), de nouveaux aspects dynamiques intéressants apparaissent. Le premier étant l'inversion du sens d'écoulement. Le deuxième est caractérisé par la disparition de la structure monocellulaire et la naissance de deux boucles de recirculation contrarotatives (à $\text{Ra}=10^6$). Ces résultats reflètent bien ce qui a été obtenu par les isothermes correspondantes (cf. figure 3.9).

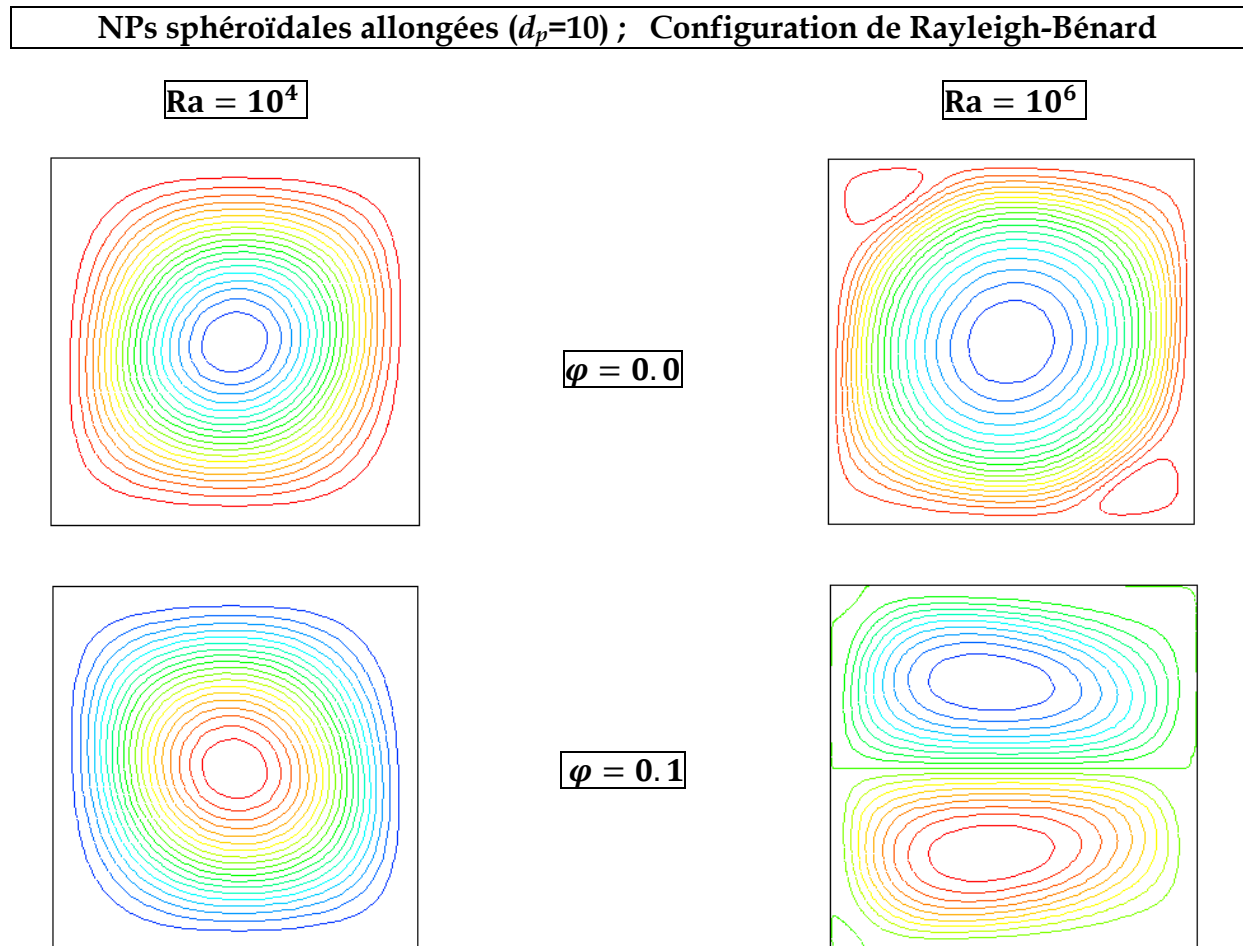


Figure 3.15 : Lignes de courant en présence de NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$).

3.3.4 Profils de vitesse et de température

Les profils des vitesses adimensionnelles relevés au plan médian de la cavité en fonction du nombre de Rayleigh et de la forme ainsi que de la fraction volumique des NPs sont présentés dans les figures ci-après.

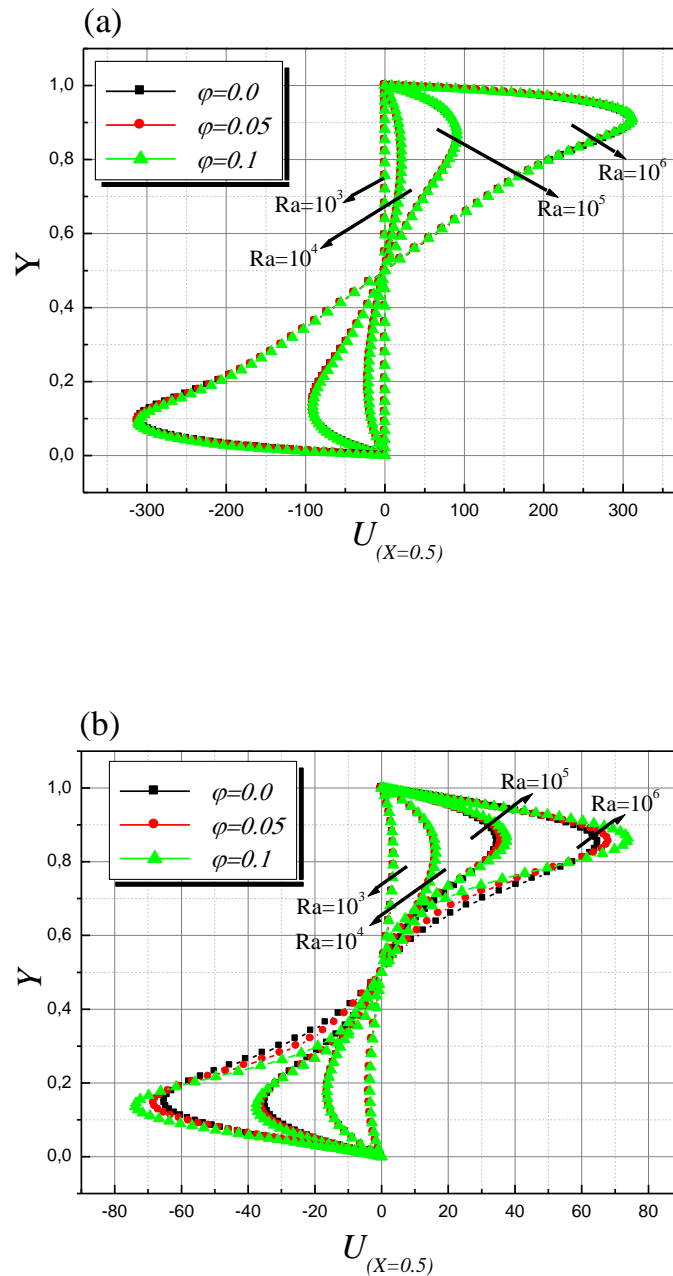


Figure 3.16 : Profils de vitesse adimensionnelle horizontale au plan médian vertical de la cavité en fonction du nombre de Rayleigh (Cas : NPs sphériques).

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées.

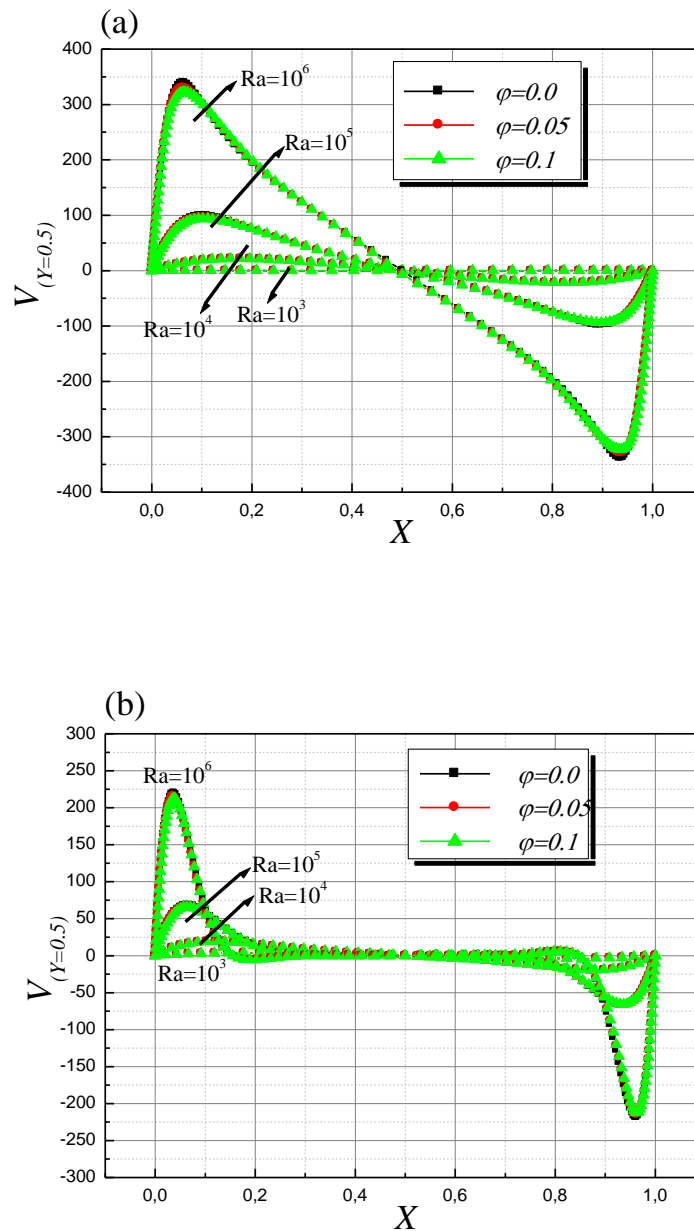


Figure 3.17 : Profils de vitesse adimensionnelle verticale au plan médian horizontal de la cavité en fonction du nombre de Rayleigh (Cas : NPs sphériques).

(a) Configuration de Rayleigh-Bénard, (b) Cavité aux parois verticales différemment chauffées.

Comme indiqué sur les figures 3.16 – 3.17, les profils des vitesses horizontale (U) et verticale (V) sont similaires aux profils typiques d'écoulement de convection naturelle confiné en milieu clos (Khanafar et al.2003 ; Lin et Violi, 2010). Ces profils montrent une symétrie claire de l'écoulement moyen par rapport au centre de la

cavité. On peut également constater que, à $\text{Ra}=10^3$, les composantes de vitesse horizontale et verticale révélées en configuration de Rayleigh-Bénard sont nulles (cf. figures 3.16(a)- 3.17(a)). Ceci signifie que le mode de transfert de chaleur est purement conductif en confirmant ainsi les résultats des isothermes correspondantes (cf. section 3.3.2). Il convient néanmoins à noter qu'à ce même Ra , l'effet de la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées tend à mettre le fluide en mouvement (cf. figure 3.16(b)). Ce mouvement ascendant et descendant s'accroît d'avantage en augmentant le nombre de Rayleigh. En effet, à Rayleigh élevé ($\text{Ra}=10^6$), les profils de vitesse présentent des pics auprès des zones pariétales révélant ainsi un écoulement intense près de celles-ci. On remarque que l'intensité des pics dans le cas de la composante de vitesse horizontale s'estompe progressivement au fur et à mesure qu'on s'approche du centre de la cavité (pics bien étendus) alors qu'elle diminue brusquement avant même qu'on arrive au centre de la cavité pour le cas de la composante de vitesse verticale (pics moins étendus). Concernant l'effet de la fraction volumique des NPs sphériques sur les profils généraux de vitesse, il est ressenti moins prononcé avec néanmoins une légère déviation à des nombres de Rayleigh élevés ce qui est cohérent avec les résultats des iso-courants fournis précédemment (cf. section 3.3.3). Ceci nous mène à se rendre effectivement compte que les NPs agissent principalement sur la conductivité thermique effective. Ce point sera également confirmé au cours de la section 3.3.5.

Quant aux NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$) et allongées ($d_p=10$), les profils de vitesse horizontale (cf. figure 3.18), révélés au plan médian de la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées à $\text{Ra}=10^6$, montrent une allure similaire à celui du cas des NPs sphériques avec des valeurs de vitesse du même ordre de grandeur. On peut clairement voir que l'effet de la fraction volumique demeure fortement dépendant de la forme des NPs.

Une anomalie est cependant présente en considérant cette fois-ci la configuration de Rayleigh-Bénard en présence des NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$) à $\text{Ra}=10^4$ et à $\text{Ra}=10^6$ (cf. figure 3.19). On note effectivement un effet significatif de la fraction volumique de ces NPs, régi par l'inversion du sens

d'écoulement (sens opposé d'une aiguille d'une montre). Ce résultat vient donc confirmer ce qui a été évoqué à travers l'analyse des lignes de courant et des isothermes (cf. sections 3.3.2 et 3.3.3).

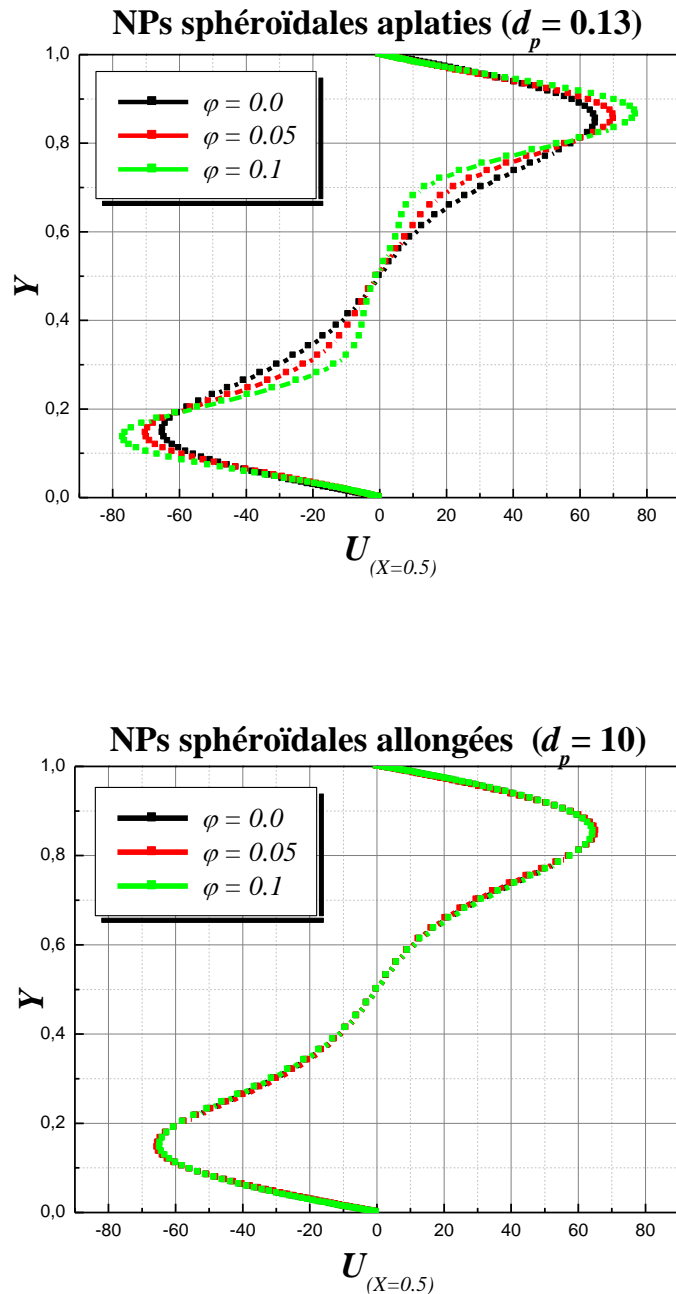


Figure 3.18 : Profils de vitesse adimensionnelle horizontale au plan médian vertical de la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées (Cas : NPs sphéroïdales à $\text{Ra}=10^6$).

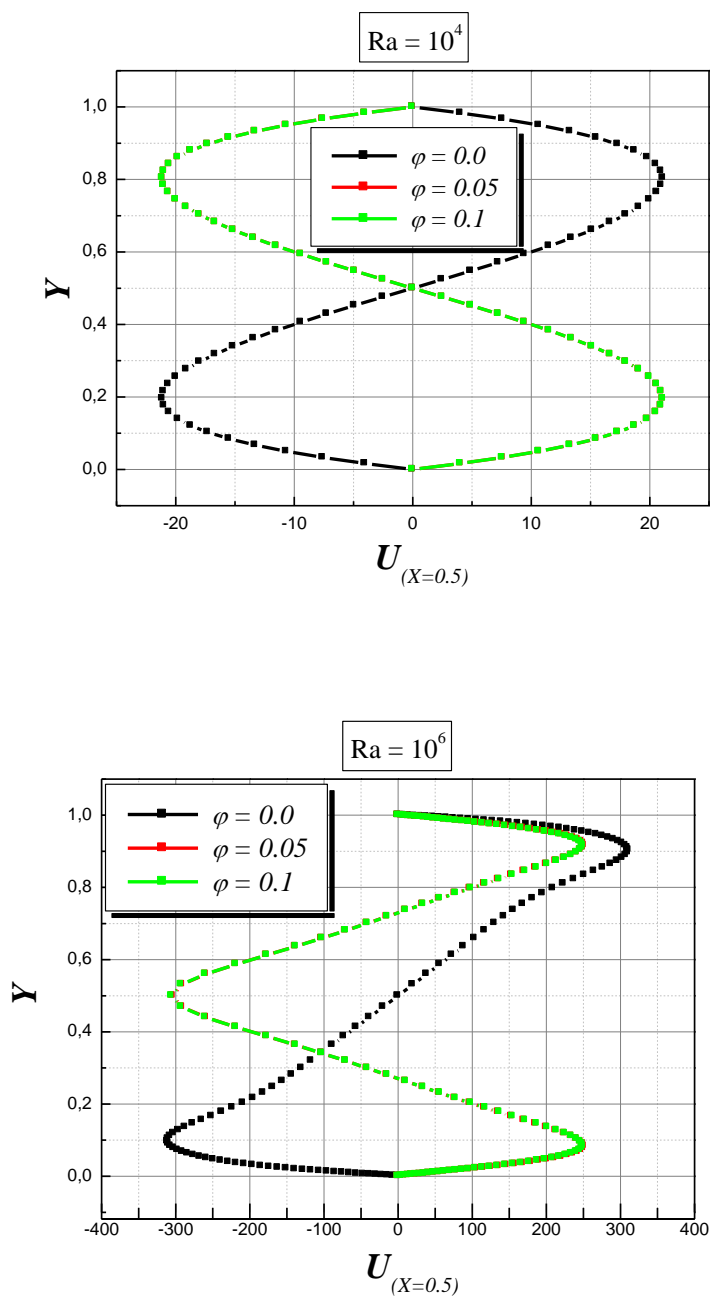


Figure 3.19 : Profils de vitesse adimensionnelle horizontale au plan médian vertical de la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées (Cas : NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$)).

Afin de caractériser finement la thermique de l'écoulement, il est indispensable de suivre l'évolution des profils de température adimensionnelle évalués au plan médian de la cavité en fonction du nombre de Rayleigh, de la forme ainsi que de la fraction volumique des NPs. La figure 3.20 illustre cette évolution en

considérant la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées et des NPs sphériques. On observe que, à $\text{Ra}=10^3$, la distribution de la température suit une pondération linéaire de pente négative correspondante à un régime purement conductif où le fluide se comporte comme un solide qui transmet de la chaleur qui lui est fournie par conduction thermique. Il est également constaté que le transfert de chaleur s'intensifie au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh s'accroît, dû à l'augmentation des forces de flottabilité thermiques. Cependant, la répartition de la température au plan vertical médian n'est plus sensible à la présence des NPs. Ceci est bien illustré par l'homogénéisation de la température dans la majeure partie de la cavité donnée par les isothermes (cf. section 3.3.2).

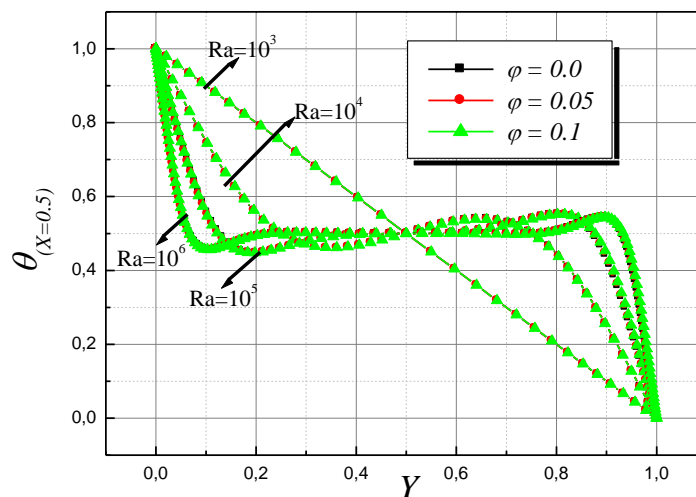


Figure 3.20 : Profils de température adimensionnelle au plan médian vertical de la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées (Cas : NPs sphériques).

Il convient à noter que des profils similaires ont été obtenus en considérant des NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$) et allongées ($d_p=2, 5, 7.5$). En ce qui concerne le profil de température en présence des NPs sphéroïdales allongées de rapport d'aspect $d_p=10$, en configuration de Rayleigh-Bénard, la figure 3.21 montre qu'il a subi de profondes modifications faisant apparaître deux zones de recirculation contrarotative, ce qui est conforme aux résultats déjà montrés sur la figure 3.9.

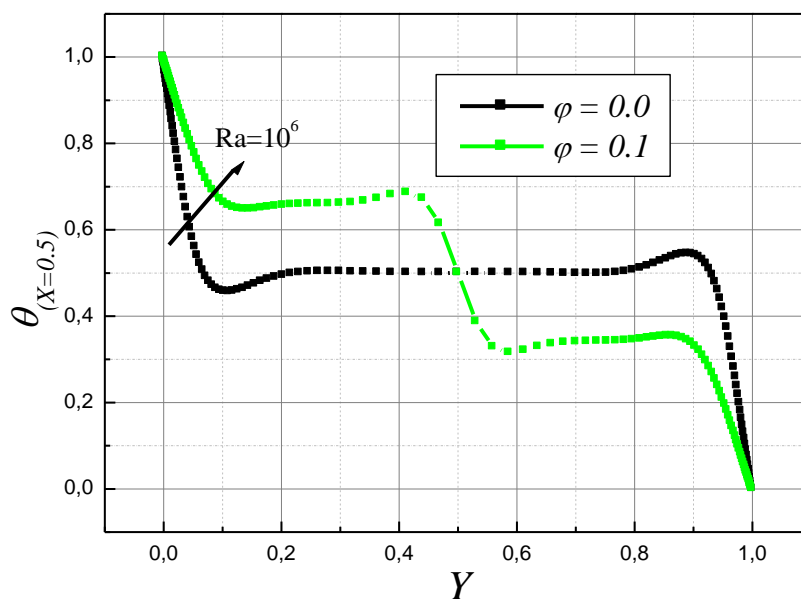


Figure 3.21 : Profils de température adimensionnelle au plan médian vertical de la cavité de Rayleigh-Bénard (Cas : NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$)).

En somme, l'examen des profils de vitesse et de température permet une première approche de l'effet de la forme ainsi que du rapport d'aspect des NPs sur la distribution générale des champs dynamique et thermique avec néanmoins des comportements particuliers observés à des conditions bien précises qui rendent délicate toute généralisation des résultats. Au fait, des tendances se dégagent au cours de cet examen permettant de montrer un comportement mitigé des NPs. A titre illustratif, on remarque que les NPs sphéroïdales allongées de rapport d'aspect $d_p=10$ n'agissent pas de la même manière une fois on varie les conditions géométrique (le nombre de Rayleigh) et thermique (le type de la cavité).

3.3.5 Nombre de Nusselt moyen

Afin de quantifier l'échange thermique au sein de chaque cavité, nous proposons de suivre la variation du nombre de Nusselt moyen, moyenné sur la paroi

froide, pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh, de la fraction volumique et de la forme ainsi que du rapport d'aspect des NPs (cf. figures 3.22 et 3.23). Il est bien montré que le nombre de Nusselt moyen augmente avec le nombre de Rayleigh et la fraction volumique des NPs. Ce gain thermique se traduit respectivement par l'intensification des forces de flottabilité (prédominance de la convection) et des échanges de diffusion thermique entre les NPs. Comme prévu par la figure de la conductivité thermique (cf. figure 3.3(a)), l'amélioration du transfert de chaleur, selon l'ordre croissant, s'obtient avec des NPs sphériques suivie par celles sphéroïdales allongées et en fin sphéroïdales aplaties. Un comportement similaire a déjà été

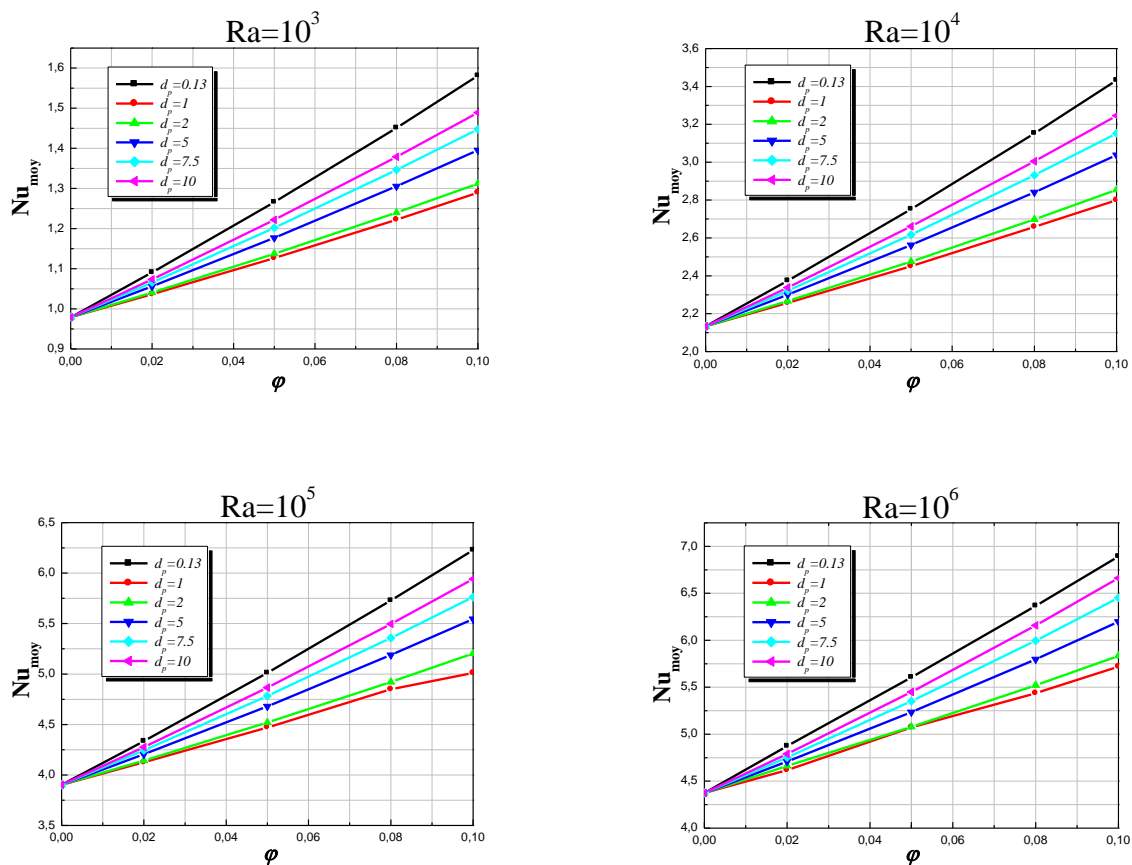


Figure 3.22 : Variation du nombre de Nusselt moyen (Cavité de Rayleigh-Bénard).

obtenu par Cui *et al.* (2011) où il a été montré que le nanofluide basé sur des NPs cylindriques produit le meilleur transfert chaleur en comparaison avec le nanofluide basé sur des NPs sphériques. En ce qui concerne les NPs sphéroïdales allongées, le

gain thermique s'accroît en diminuant leur sphéricité (i.e. en augmentant leur rapport d'aspect) et ceci sous une même fraction volumique. Il est également constaté que pour des fractions volumiques diluées ($\varphi \leq 0.02$), les valeurs du nombre de Nusselt moyen sont proches les unes des autres dû au fait que la viscosité du nanofluide est relativement faible. Cependant, cet écart augmente au fur et à mesure que la fraction volumique augmente. Les valeurs du nombre de Nusselt moyen demeurent étroitement dépendantes du type de la cavité. En effet, la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées procure de meilleures performances thermiques en comparaison avec celle de Rayleigh-Bénard surtout à des nombre de Rayleigh élevés.

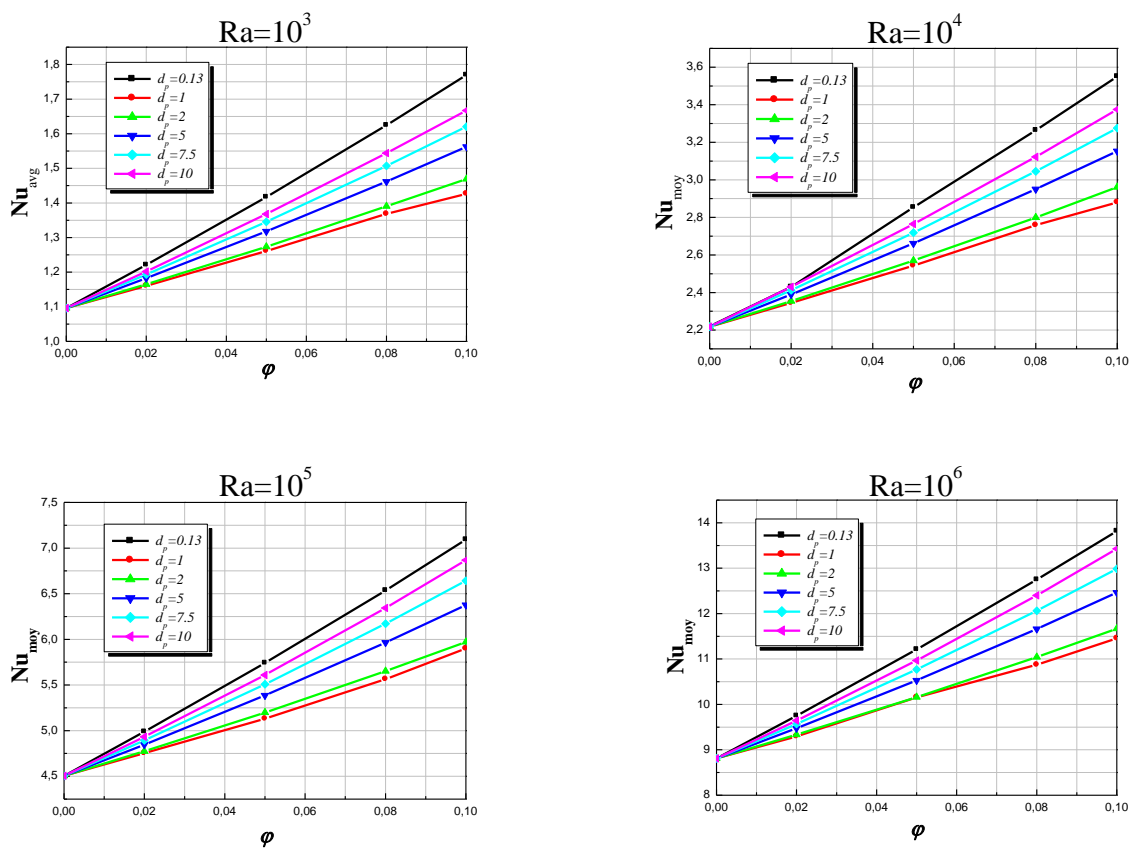


Figure 3.23 : Variation du nombre de Nusselt moyen (Cavité aux parois verticales différentiellement chauffées).

En fin, l'examen des valeurs du nombre de Nusselt moyen révèle un taux d'amélioration d'échange thermique ($E\%$) plus prononcé à des nombres de Rayleigh faibles qu'élevés, indépendamment de la cavité, de la forme et du rapport d'aspect

des NPs. A titre d'illustration, l'ajout de 10% de NPs sphéroïdales aplaties ($d_p=0.13$), sous un $Ra=10^3$, entraîne une hausse en transfert thermique de 61,5% pour chaque cavité, alors qu'à $Ra=10^6$ ce pourcentage diminue à 52,4% et 57,1% en cavité de Rayleigh-Bénard et celle aux parois verticales différentiellement chauffées respectivement. Les mêmes tendances ont été obtenues en présence des NPs sphéroïdales allongées ainsi que sphériques. En effet, Il a été également obtenu que l'ajout de 10% de NPs sphériques ($d_p=1$), sous un $Ra=10^3$, entraîne une hausse en transfert thermique de 31,7% en configuration de Rayleigh-Bénard, alors qu'à $Ra=10^6$ ce pourcentage diminue à 30,1%. Quant aux NPs sphéroïdales allongées ($d_p=10$), sous les mêmes conditions, ce taux passe de 52,6% à 51% en cavité aux parois verticales différentiellement chauffées. Ce comportement est en accord avec les résultats rapportés dans les études antérieures menées par *Guiet et al. (2012)*. Il convient à noter que le taux d'amélioration du transfert de chaleur ($E\%$), relativement important à des nombres de Rayleigh faibles, nous mène à affirmer l'hypothèse que l'effet des NPs réside dans la mise à profit d'une conductivité thermique effective importante qui assure un échange thermique efficace en mode de conduction.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons analysé numériquement l'effet de la forme et du rapport d'aspect des NPs d'Al₂O₃ sur la structure générale de l'écoulement. Deux cas d'écoulement ont été étudiés : le problème de Rayleigh-Bénard et la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées. L'étude porte aussi sur les effets des nombre de Rayleigh et la fraction volumique sur les caractéristiques hydrodynamique et thermique au sein de chaque cavité. Les résultats obtenus ont permis de faire ressortir les points suivants :

- Pour les deux configurations, le taux d'amélioration du transfert de chaleur s'accroît avec le nombre de Rayleigh et la fraction volumique des NPs.
- La forme et le rapport d'aspect des NPs ont une influence importante sur la performance du nanofluide au sein de la cavité. On a constaté que le nanofluide basé sur une suspension sphéroïdale aplatie (oblate) procure le meilleur transfert de chaleur. Toutefois, la performance thermique du

nanofluide ayant des NPs de forme sphéroïdale allongée (prolate) augmente avec l'augmentation de leur rapport d'aspect.

- Le type de la cavité a un effet significatif sur la performance thermique particulièrement à des nombres de Rayleigh élevés. La cavité aux parois verticales différentiellement chauffées semble être la configuration la plus appropriée.
- Le taux d'amélioration du transfert de chaleur diminue au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh augmente indépendamment de la cavité considérée, de la forme et du rapport d'aspect des NPs.

Chapitre 4

Etude de l'effet du nanofluide hybride

(Al₂O₃-Cu / Eau)

Sommaire

4.1 Introduction	94
4.2 Position du problème	96
4.3 Résultats et discussion	97
4.3.1 Isothermes	97
4.3.2 Lignes de courant	101
4.3.3 Profils de vitesse et de température	105
4.3.4 Nombre de Nusselt moyen	107
4.4 Conclusion	108

Chapitre 4

Etude de l'effet du nanofluide hybride (Al₂O₃-Cu /Eau)

4.1 Introduction

Le présent chapitre s'inscrit dans le cadre de la poursuite de notre investigation sur les phénomènes de transfert de chaleur par le biais de nanofluides. Récemment, l'approche du nanofluide hybride fait l'unanimité dans la communauté scientifique du faite qu'elle améliore d'avantage les propriétés thermophysiques des nanofluides simples. Il s'agit de suspendre des nanoparticules dissemblables soit sous forme mixte (*Wu et al., 2014*) soit sous forme composite (*Suresh et al., 2011 ; Jena et al., 2013*) dans les fluides caloporteurs conventionnels. Ce nouveau concept de nanofluide hybride attise l'intérêt des chercheurs afin d'estimer ses nouvelles propriétés thermophysiques et par conséquent de déterminer ses performances thermiques. A cette fin, de nombreuses études expérimentales et numériques ont été conduites portant essentiellement sur la détermination de la conductivité thermique ainsi que la viscosité dynamique de ces suspensions. *Han et al. (2007)* ont synthétisé un nanofluide hybride à base d'une suspension de fibres sphériques. Ces fibres sont obtenues en reliant un nanotube de carbone (NTC) à la surface d'une nanoparticule d'oxyde métallique de forme sphérique. Ce nouveau type de NPs suspendues dans le fluide hôte constitue un réseau de ponts thermiques qui réduit la résistance thermique entre les NPs des deux phases solide et liquide et par conséquent permet de conduire rapidement la chaleur d'un point à un autre. Ils ont constaté qu'une fraction volumique de 0,2% seulement entraîne une hausse en conductivité thermique d'environ 21%. Les travaux expérimentaux de *Suresh et al. (2012)* ont servi de tremplin à de nombreuses études basées sur le nanofluide (Al₂O₃ -Cu/Eau). Ce

dernier a été préparé en dispersant dans de l'eau dé-ionisée une poudre nano-composite ($\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Cu}$) à une fraction volumique de 0,1%. Ils ont démontré que les performances thermiques du nanofluide hybride sont plus importantes que celles du fluide de base. Un gain en nombre de Nusselt de 13,56%, plus élevé par rapport au cas de l'eau pure, a été obtenu à un nombre de Reynolds $\text{Re}=1730$. Sur le plan numérique, *Labib et al. (2013)* ont contribué à l'investigation de l'efficacité du transfert de chaleur par convection forcée en introduisant des NPs d' Al_2O_3 dans le nanofluide (NTC/Eau). Les résultats obtenus ont révélé que ce nanofluide combiné améliore d'une manière significative le transfert de chaleur. Ils ont conclu que cette amélioration est une conséquence de l'augmentation du caractère fluidifiant (induit par l'augmentation du taux de cisaillement) dans le nanofluide (NTC/Eau). Une autre contribution a été entreprise par *Wu et al. (2014)*. Ils ont préparé deux échantillons de nanofluides hybrides à base de deux nanofluides ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Eau}$) et (MWNTC / Eau) « MWNTC : multiwall nanotube de carbone » et ont procédé par la suite à la mesure de leur conductivité thermique et leur viscosité dynamique. La conductivité thermique de l'échantillon (MWNTC/Eau) avec 0.278 vol.% en 10 ml et ($\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{Eau}$) avec 1.89 vol.% en 25 ml s'est améliorée avec 7,2% en comparaison avec celle des nanofluides simples. Dans l'article publié par *Sidik et al. (2016)*, les caractéristiques thermiques du nanofluide hybride se sont révélées plus élevées comparées au fluide de base et au fluide contenant des nanoparticules simples.

À notre connaissance, aucune étude n'a été menée visant à caractériser les nanofluides hybrides en convection naturelle. La raison principale repose sur le fait qu'une telle étude nécessite une mesure fiable des propriétés thermophysiques de ces nanofluides. L'examen de la littérature montre que ce domaine de recherche reste encore à explorer. Dans cette optique, la présente partie est entreprise. Nous allons essayer d'examiner l'effet d'utiliser un nanofluide hybride sur la performance thermique en convection naturelle. Le nanofluide hybride choisi étant le ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$) remplissant la cavité carrée aux parois verticales différentiellement chauffées. Les principaux résultats de la simulation sont présentés et discutés.

4.2 Position du problème

Se basant sur les résultats obtenus dans le chapitre précédant et qui cernent l'effet de la cavité, nous avons opté pour une cavité aux parois verticales différentiellement chauffées qui offre de meilleures performances thermiques par rapport à la cavité de Rayleigh-Bénard.

Une étude paramétrique est conduite en considérant l'effet du nombre de Rayleigh, $Ra \in [10^3 \text{ à } 10^6]$, de la concentration totale en NPs exprimée en fraction volumique φ (0, 0.05 et 0.1) avec différentes compositions des NPs d'Al₂O₃ et de Cu exprimées en Vol. % (100 : 0, 80 : 20, 50 :50, 20 :80 et 0 :100) sur la structure générale de l'écoulement. Avant d'entreprendre les calculs, nous supposons que les nanoparticules sont de forme sphérique et de taille identique. En ce qui concerne les propriétés thermophysiques du nanofluide hybride à savoir, la masse volumique $(\rho)_{nfh}$, la capacité calorifique $(\rho C_p)_{nfh}$ ainsi que le coefficient d'expansion thermique $(\rho \beta)_{nfh}$; elles sont estimées sur la base de la fraction volumique des deux types de NPs (Al₂O₃ et Cu) en considérant les lois de mélanges donnés par les équations suivantes (Nasrin et Alim, 2013) :

$$\rho_{nfh} = (1 - \varphi_1 - \varphi_2)\rho_f + \varphi_1 \rho_{s1} + \varphi_2 \rho_{s2} \quad (4.1)$$

$$(\rho C_p)_{nfh} = (1 - \varphi_1 - \varphi_2)(\rho C_p)_f + \varphi_1 (\rho C_p)_{s1} + \varphi_2 (\rho C_p)_{s2} \quad (4.2)$$

$$(\rho \beta)_{nfh} = (1 - \varphi_1 - \varphi_2)(\rho \beta)_f + \varphi_1 (\rho \beta)_{s1} + \varphi_2 (\rho \beta)_{s2} \quad (4.3)$$

Où φ_1 et φ_2 sont respectivement les fractions volumiques des nanoparticules d'Al₂O₃ et de Cu. La somme de ces dernières correspond à la fraction volumique totale en NPs dans la suspension, notée φ .

Notons que pour le présent cas, la conductivité thermique du nanofluide hybride (k_{nfh}) est estimée sur la base du modèle proposé par Takabi et Shokouhmand (2015). Leur modèle, spécifiquement développé pour le nanofluide hybride étudié (Al₂O₃-Cu/Eau), est relatif au modèle de Maxwell (cf. section 1.3.4.1).

$$\frac{k_{nfh}}{k_f} = \frac{\frac{(\varphi_1 k_{s1} + \varphi_2 k_{s2})}{\varphi} + 2 k_f + 2 (\varphi_1 k_{s1} + \varphi_2 k_{s2}) - 2 k_f \varphi}{\frac{(\varphi_1 k_{s1} + \varphi_2 k_{s2})}{\varphi} + 2 k_f - (\varphi_1 k_{s1} + \varphi_2 k_{s2}) + \varphi k_f} \quad (4.4)$$

La valeur de la conductivité thermique prédite par ce modèle pour le nanofluide (Al₂O₃-Cu/Eau) de composition (50 :50) avec une fraction volumique totale de 0.1% ($k_{nfh} = 0.6148$ [W. m⁻¹. K⁻¹]) s'est révélée très proche de celle prédite par voie expérimentale ($k_{nfh} = 0.62$ [W. m⁻¹. K⁻¹]) donnée par *Suresh et al.* (2012).

Le modèle de *Batchelor* (1977) qui tient en compte des collisions entre les particules, a été choisi pour l'estimation de la viscosité dynamique (μ_{nfh}) de notre nanofluide.

$$\mu_{nfh} = \mu_f (1 + 2.5 \varphi + 6.5 \varphi^2) \quad (4.5)$$

Après avoir spécifié toutes les corrélations nécessaires pour le traitement de la présente partie, les résultats obtenus sont présentés et discutés dans la section suivante.

4.3 Résultats et discussion

Dans cette section, nous allons présenter les principaux résultats issus de cette simulation. Nous allons s'intéresser à exposer les isothermes, les lignes de courant ainsi que les profils de vitesse et de température. Afin de quantifier les performances thermiques au sein de la cavité, l'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction des différents paramètres de contrôle est aussi présentée.

4.3.1 Isothermes

L'évolution des isothermes en fonction du nombre de Rayleigh, de la fraction volumique totale ainsi que les fractions volumiques partielles des NPs d'Al₂O₃ et de Cu est illustrée dans les figures (4.1, 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5) respectivement.

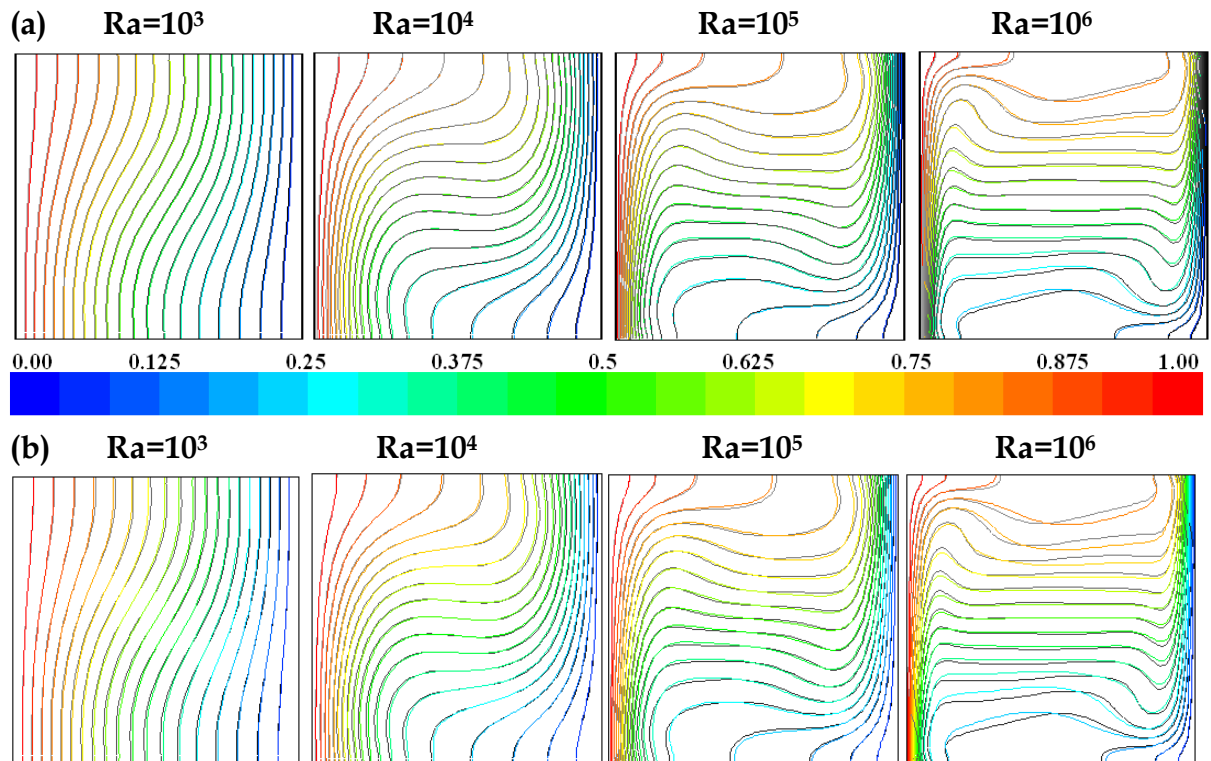


Figure 4.1 : Isothermes (en couleur) nanofluide (Al₂O₃-Cu/Eau) de composition (100 : 0), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

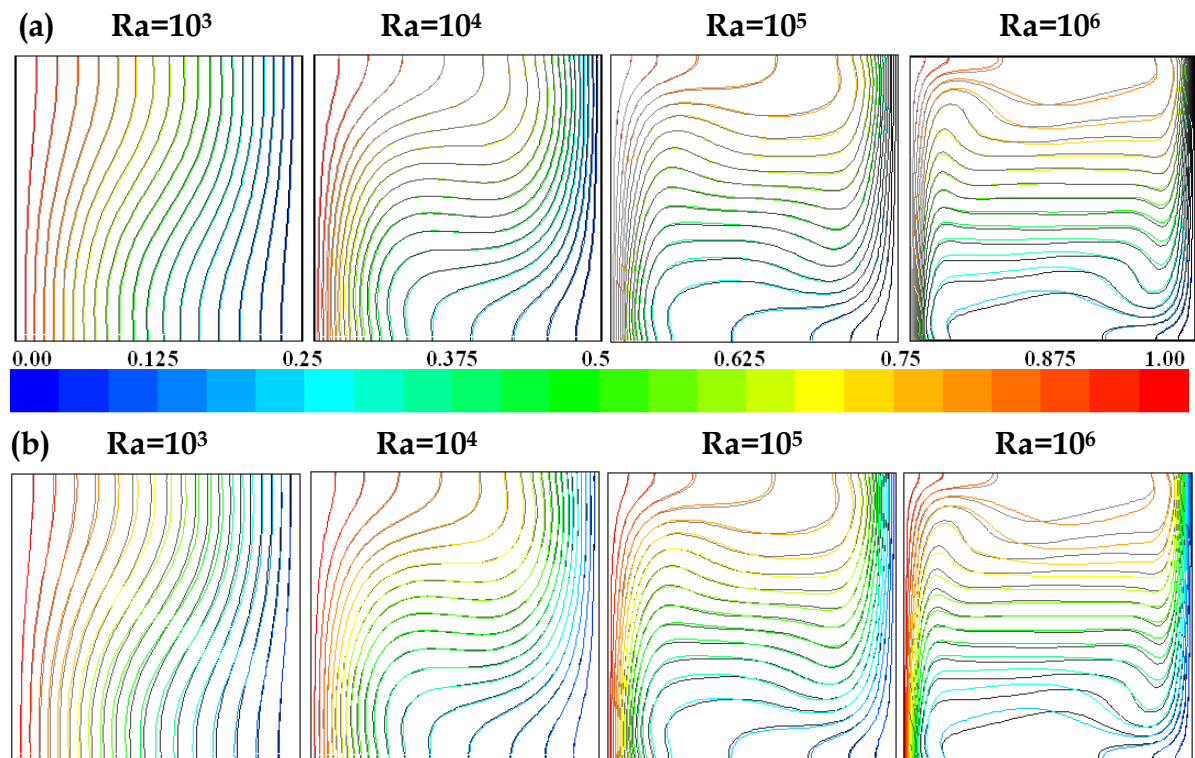


Figure 4.2 : Isothermes (en couleur) nanofluide (Al₂O₃-Cu/Eau) de composition (80 : 20), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

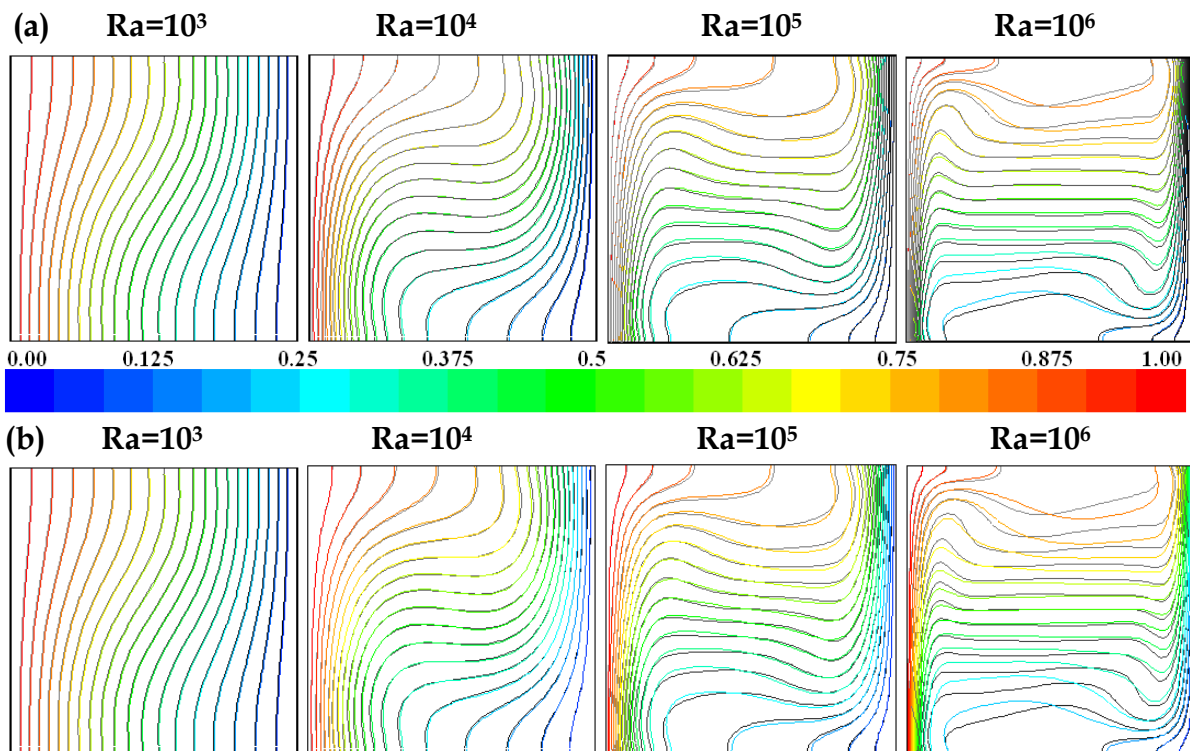


Figure 4.3 : Isothermes (en couleur) nanofluide (Al₂O₃-Cu/Eau) de composition (50 : 50), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

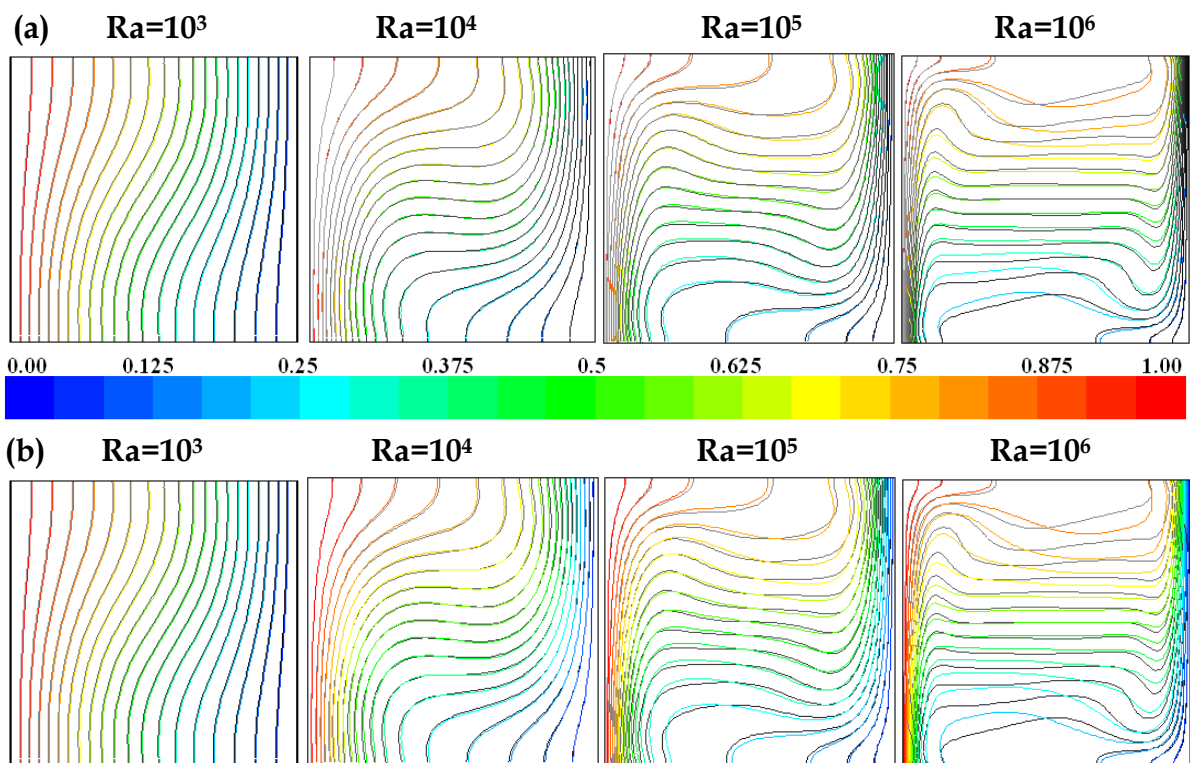


Figure 4.4 : Isothermes (en couleur) nanofluide (Al₂O₃-Cu/Eau) de composition (20 : 80), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

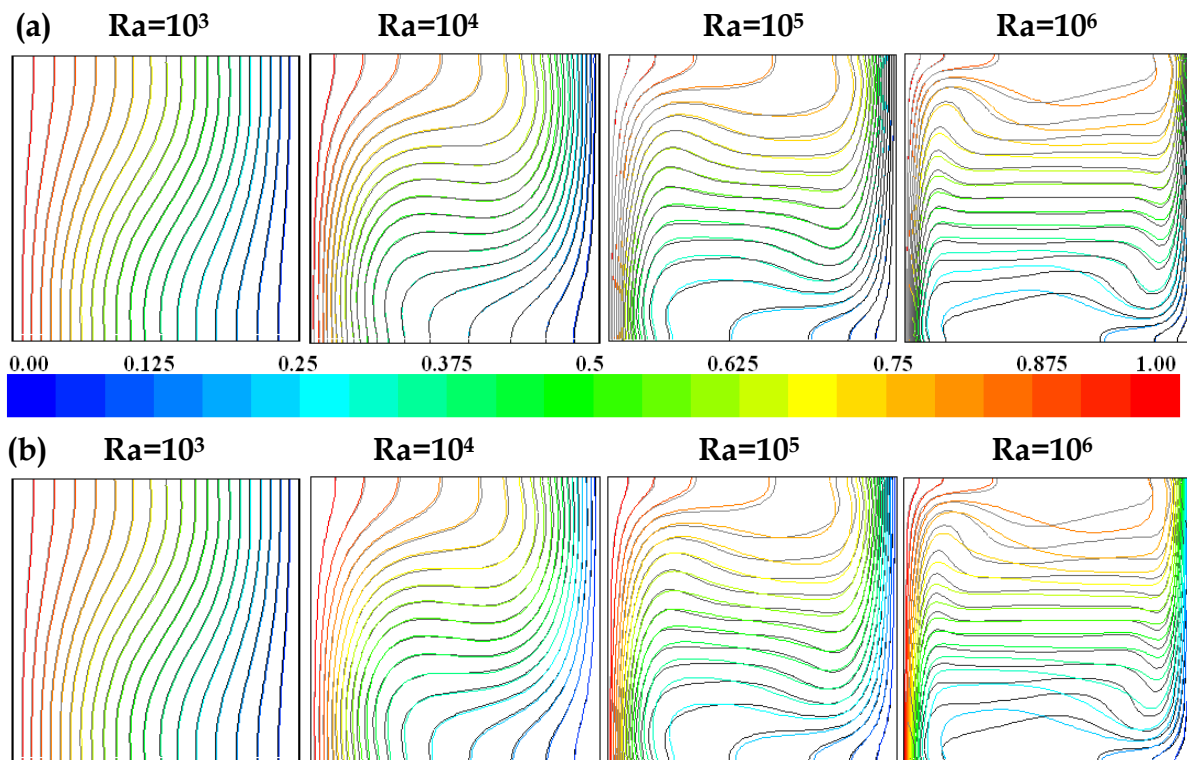


Figure 4.5 : Isothermes (en couleur) nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$) de composition (0 : 100), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

➤ *Effet du nombre de Rayleigh :*

Tel qu'illustré sur les figures (4.1 - 4.5), on remarque que les isothermes à $\text{Ra}=10^3$ présentent une légère déviation en indiquant la naissance de la convection et donc l'échange thermique dans ce cas reste dominé par conduction. Au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh augmente, ces isothermes deviennent beaucoup plus incurvées révélant des échanges thermiques convectifs importants. On peut également constater que, à des nombres élevés de Rayleigh, les couches limites thermiques deviennent plus minces et les isothermes se stratifient horizontalement dans la majeure partie centrale de la cavité. Ceci indique un transfert de chaleur pariétal intéressant alors que la partie centrale est quasiment homogène. Notons enfin que la distribution de la chaleur nous permet de prévoir le sens d'écoulement convectif, la circulation se fait en sens positif.

➤ *Effet de la fraction volumique :*

De manière à montrer l'effet de la fraction volumique des NPs, nous superposons les isothermes du nanofluide hybride (Al₂O₃-Cu/Eau) sur celles de l'eau pure. Il en ressort que les isothermes obtenues ont de manière générale la même structure. Pour une fraction volumique totale en NPs d'Al₂O₃ et de Cu de 0.05, les isothermes du nanofluide hybride et de l'eau pure sont presque confondues (à Ra=10³, Ra=10⁴ et Ra=10⁵) alors qu'elles présentent une légère déviation à des nombres de Rayleigh plus élevés (à Ra=10⁶). Toutefois, à une fraction volumique totale de 0.1, ces isothermes commencent légèrement à s'incurver à Ra=10⁵ et la différence entre ces isothermes devient plus éloquente à Ra=10⁶. On remarque également que la composition partielle du nanofluide hybride a un effet notable sur les champs thermiques. En effet, les isothermes correspondantes aux compositions (50 :50), (20 :80) et (0 :100) montrent clairement une forte incurvation vis-à-vis du cas de l'eau pure particulièrement pour une fraction volumique totale de 0.1 et un nombre de Rayleigh Ra=10⁶. Ce résultat révèle la présence de courants de convection plus importants qui s'intensifient avec l'augmentation de la fraction volumique partielle en NPs de Cu.

4.3.2 Lignes de courant

L'évolution des lignes de courant en fonction du nombre de Rayleigh, de la fraction volumique totale ainsi que les fractions volumiques partielles des NPs d'Al₂O₃ et de Cu est illustrée dans les figures (4.6, 4.7, 4.8, 4.9 et 4.10) respectivement.

➤ *Effet du nombre de Rayleigh :*

Tel qu'illustré sur les figures (4.6 - 4.10), la forme de la cellule principale est sensible au nombre de Rayleigh. En augmentant le nombre de Rayleigh, la forme de ces lignes passe d'une forme circulaire à une autre elliptique, qui se déforme à un Rayleigh élevé (Ra=10⁶). Par ailleurs, on constate de forts gradients de vitesses traduits par des lignes de courant resserrées au voisinage des parois actives, à mesure que le nombre de Rayleigh augmente. Ce constat indique un écoulement hydrodynamique pariétal important qui tend à diminuer en s'approchant du centre

de la cavité. Il convient aussi à noter que, pour tous les cas, ces lignes de courant montrent une symétrie par rapport au centre de la cavité.

➤ *Effet de la fraction volumique :*

Les lignes de courants de l'eau pure ont de manière générale la même structure des lignes de courant du nanofluide contenant des NPs d' Al_2O_3 et de Cu à différentes concentrations et ceci à des faibles valeurs de Rayleigh ($\text{Ra}=10^3$ et $\text{Ra}=10^4$). A mesure que le nombre de Rayleigh augmente, l'ajout des NPs entraîne un effet notable sur la structure générale du champ hydrodynamique. Cet effet semble être plus significatif à des fractions volumiques élevées ($\varphi = 0.1$). On remarque de fortes déformations particulièrement au niveau des cellules de recirculation centrales. Ceci est dû à l'augmentation de la viscosité effective du mélange. On remarque aussi que cet effet est fortement dépendant de la fraction volumique partielle des NPs de Cu. En effet, la déformation est d'autant plus importante lorsque la fraction volumique des NPs de Cu augmente.

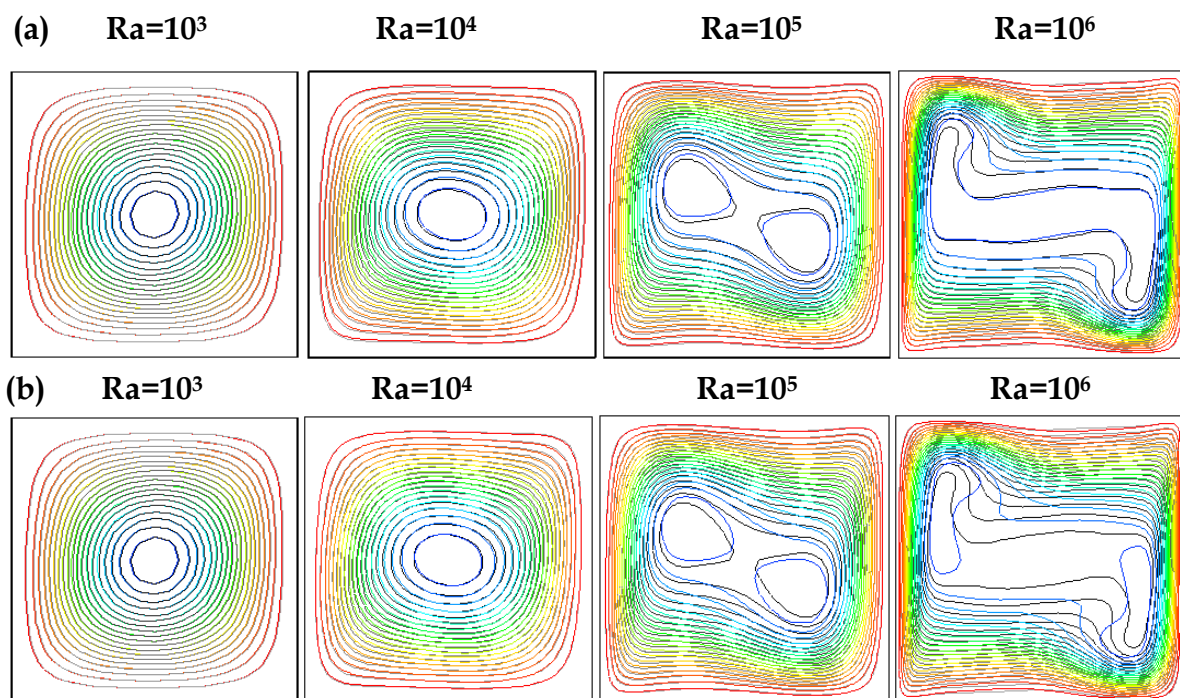


Figure 4.6 : Lignes de courant (en couleur) nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$) de composition (100 : 0), (en noir) eau pure.

(a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

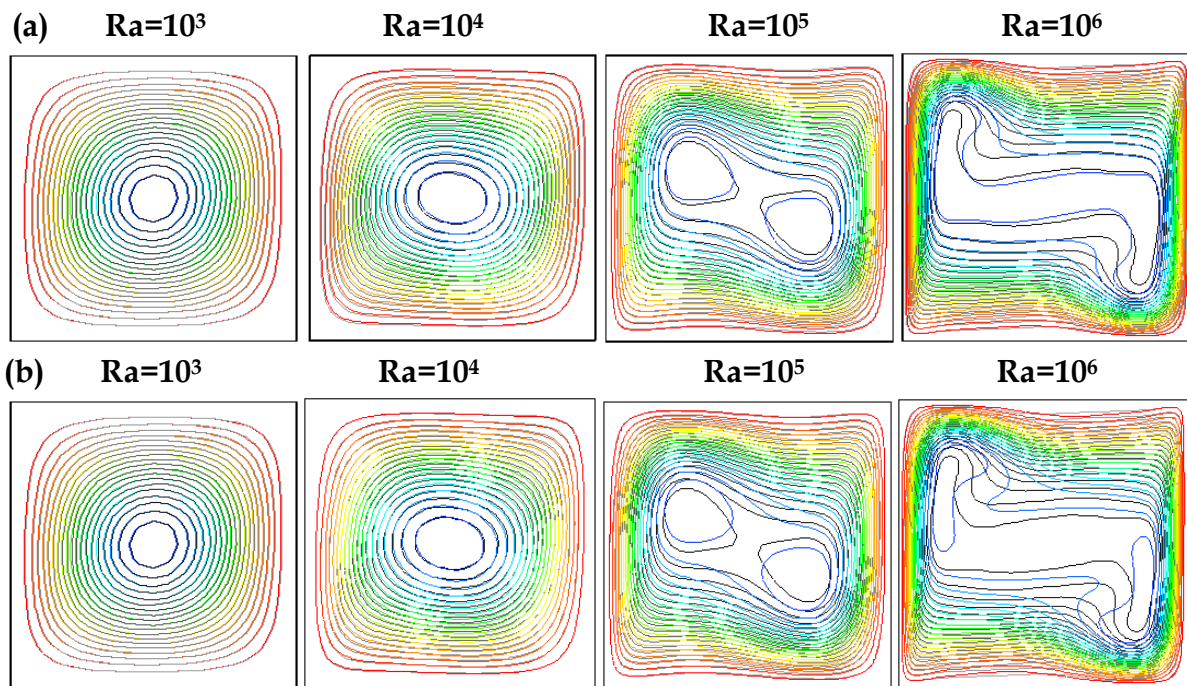


Figure 4.7 : Lignes de courant (en couleur) nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$) de composition (80 : 20), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

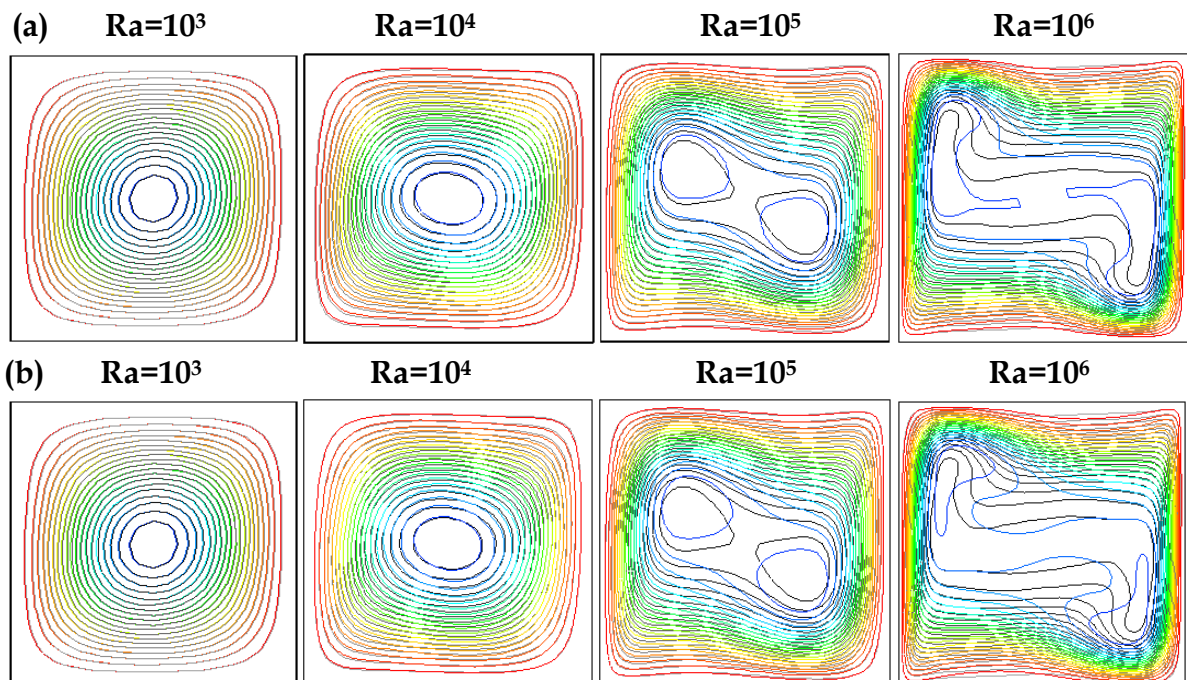


Figure 4.8 : Lignes de courant (en couleur) nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$) de composition (50 : 50), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

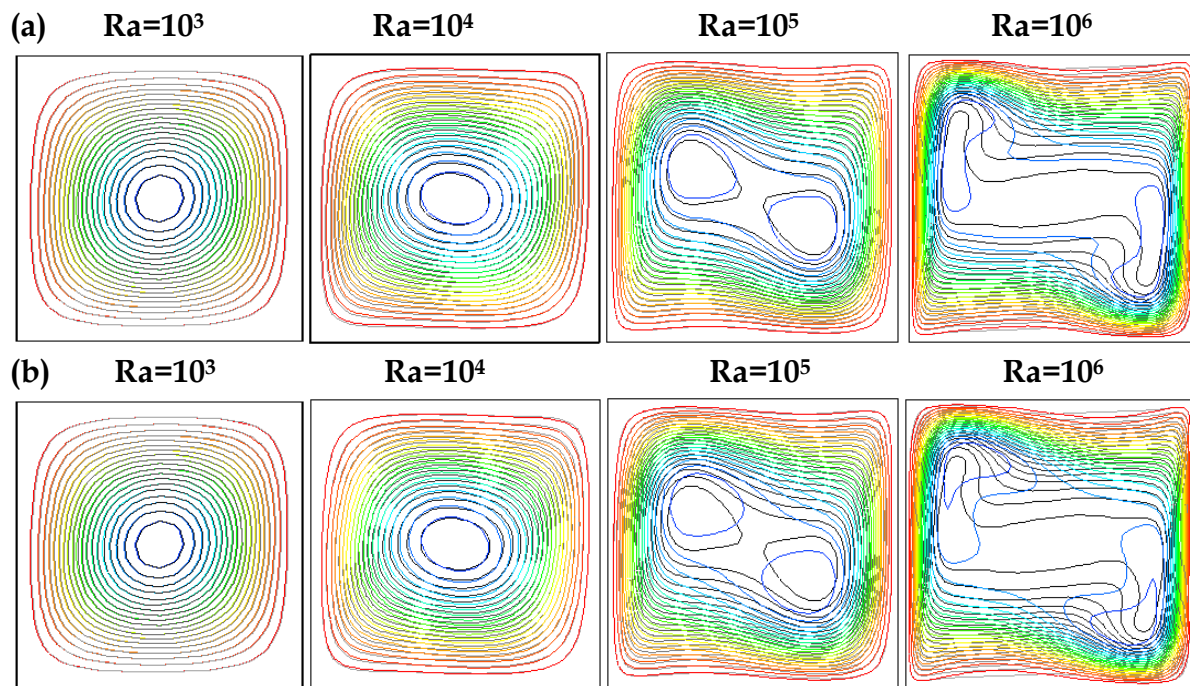


Figure 4.9 : Lignes de courant (en couleur) nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$) de composition (20 : 80), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

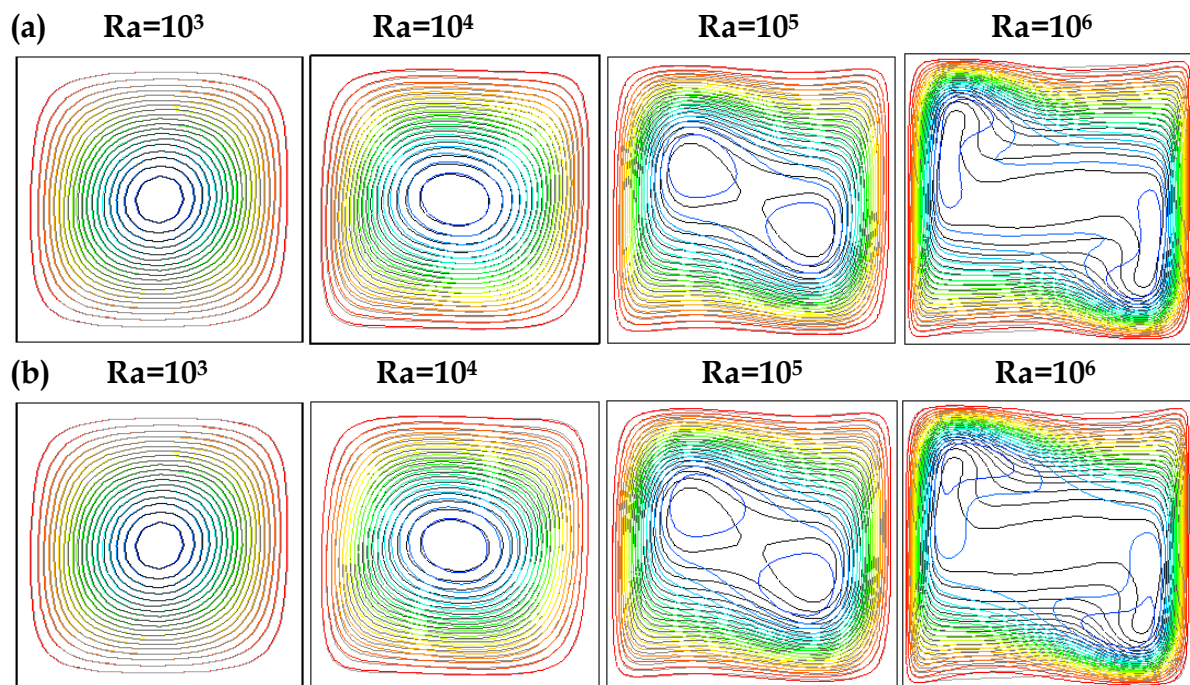


Figure 4.10 : Lignes de courant (en couleur) nanofluide ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$) de composition (0 : 100), (en noir) eau pure.
 (a) $\varphi = 0.05$, (b) $\varphi = 0.1$.

4.3.3 Profils de vitesse et de température

La figure 4.11 illustre les profils de vitesses adimensionnelles horizontale (à $X=0.5$) et verticale (à $Y=0.5$) pour un nombre de $Ra=10^6$ et une fraction volumique totale en NPs d'Al₂O₃ et de Cu de 0.1. Outre le cas de l'eau pure, cinq différentes compositions du nanofluide hybride (Al₂O₃-Cu/Eau), en ajoutant une fraction volumique croissante des NPs de Cu au nanofluide (Al₂O₃/Eau), ont été étudiés. On remarque que les profils de vitesse présentent des pics auprès des zones pariétales révélant ainsi un écoulement intense près de celles-ci, ce qui est cohérent avec les résultats des lignes de courants fournis précédemment (cf. section 4.3.2). On remarque que l'intensité de ces pics dans le cas de la composante de vitesse horizontale U , s'estompe progressivement au fur et à mesure qu'on s'approche du centre de la cavité (pics bien étendus) alors qu'elle diminue brusquement avant même qu'on arrive au centre de la cavité pour le cas de la composante de vitesse verticale, V , (pics moins étendus). Il est clairement montré que l'effet de la fraction volumique des NPs est ressenti plus prononcé sur la distribution de la composante de vitesse horizontale en comparaison avec celle verticale. En effet, une augmentation notable des valeurs maximales de la composante de vitesse horizontale (dans les deux sens) a été obtenue avec l'ajout croissant des NPs de Cu au nanofluide de base (Al₂O₃/Eau). On remarque aussi que les pics dans ce cas deviennent moins étendus. Pour le cas de la composante de vitesse verticale, une légère réduction de ses valeurs maximales (dans les deux sens) est obtenue avec l'augmentation de la teneur volumique en NPs de Cu au sein du nanofluide de base (Al₂O₃/Eau). Cette réduction peut être expliquée par la prédominance des effets visqueux qui tendent à ralentir le mouvement du fluide suivant l'axe vertical (*Abu-Nada et Chamkha, 2010*).

La figure 4.12 illustre la répartition de la température adimensionnelle (au plan médian vertical de la cavité) de l'eau pure ainsi que du nanofluide hybride (Al₂O₃-Cu/Eau) de fraction volumique totale $\varphi = 0.1$ et de composition (80:20) pour différents nombres de Rayleigh. On observe que, à $Ra=10^3$, les échanges thermiques se font par conduction. Au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh s'accroît, les

mouvements convectifs s'intensifient dû à l'augmentation des forces de flottabilité thermiques. Néanmoins, la répartition de la température dans le plan vertical médian

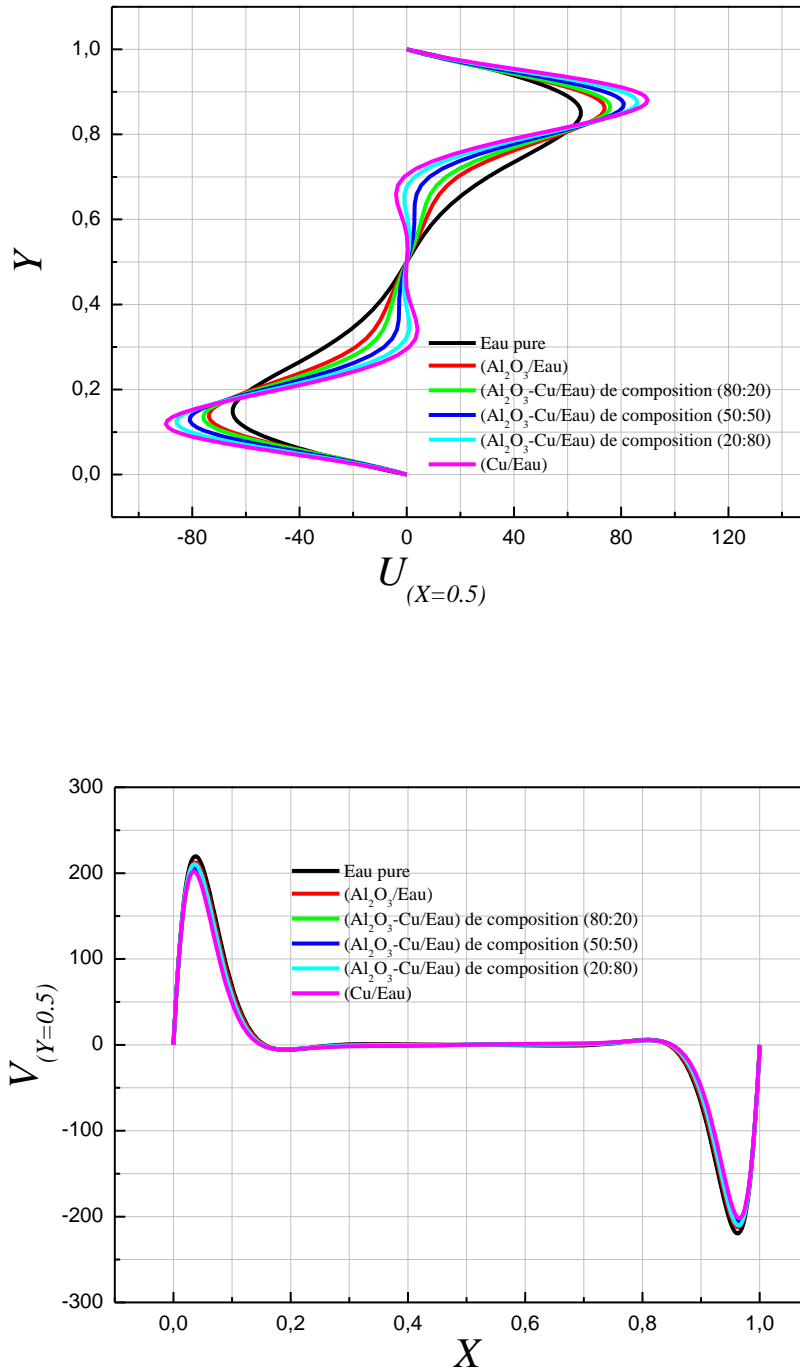


Figure 4.11 : Profils de vitesses adimensionnelles : (en haut) horizontale, (en bas) verticale pour $\text{Ra}=10^6$ et $\varphi = 0.1$.

de la cavité s'avère insensible à la présence des NPs d' Al_2O_3 et de Cu. Ceci peut être expliqué par l'homogénéisation de la température dans la majeure partie de la cavité donnée par les isothermes (cf. section 4.3.1). Ceci nous mène à se rendre effectivement compte que les NPs agissent principalement sur la conductivité thermique effective. Ce point sera également confirmé au cours de la section 4.3.4. Des profils de température similaires ont été obtenus en considérant les autres combinaisons du nanofluide hybride.

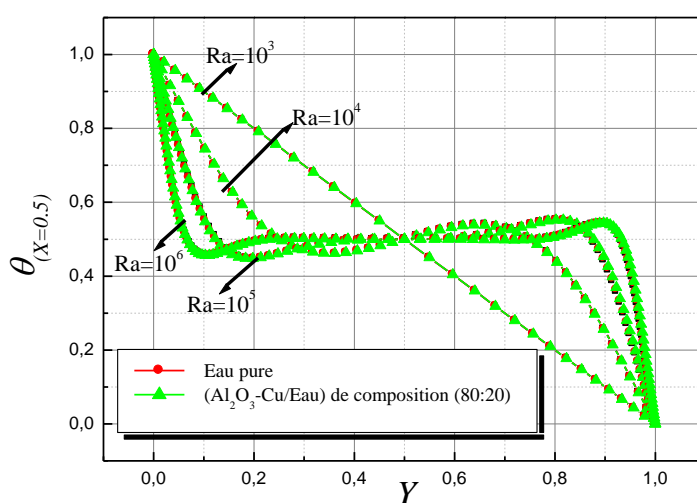


Figure 4.12 : Profils de température adimensionnelle au plan médian vertical de la cavité pour $\varphi = 0.1$.

4.3.4 Nombre de Nusselt moyen

La figure 4.13 présente la variation du nombre de Nusselt moyen du nanofluide hybride ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$), moyenné sur la paroi froide, pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh, de la fraction volumique totale ainsi que les fractions volumiques partielles des NPs d' Al_2O_3 et de Cu. Il est bien montré que le nombre de Nusselt moyen augmente avec le nombre de Rayleigh et la fraction volumique totale des NPs. Ce gain thermique se traduit respectivement par l'intensification des forces de flottabilité (prédominance de la convection) et des échanges de diffusion thermique entre les NPs. A propos de la fraction volumique des NPs, ce résultat est

prévisible avec le modèle utilisé pour la prédiction de la conductivité thermique du mélange qui l'en fait augmenter de façon linéaire. On peut constater que l'ajout des NPs de Cu au sein du nanofluide (Al₂O₃/Eau) entraîne une augmentation du transfert de chaleur, révélant de l'amélioration des propriétés thermophysiques du mélange. Enfin, on peut conclure que l'amélioration du transfert de chaleur du nanofluide hybride (Al₂O₃-Cu/Eau) en comparaison avec le cas de l'eau pure et les deux nanofluides (Al₂O₃/Eau) et (Cu/Eau) provient de l'ajout d'une fraction volumique croissante en NPs de Cu. Un résultat similaire a été décrit par *Sidik et al.* (2016).

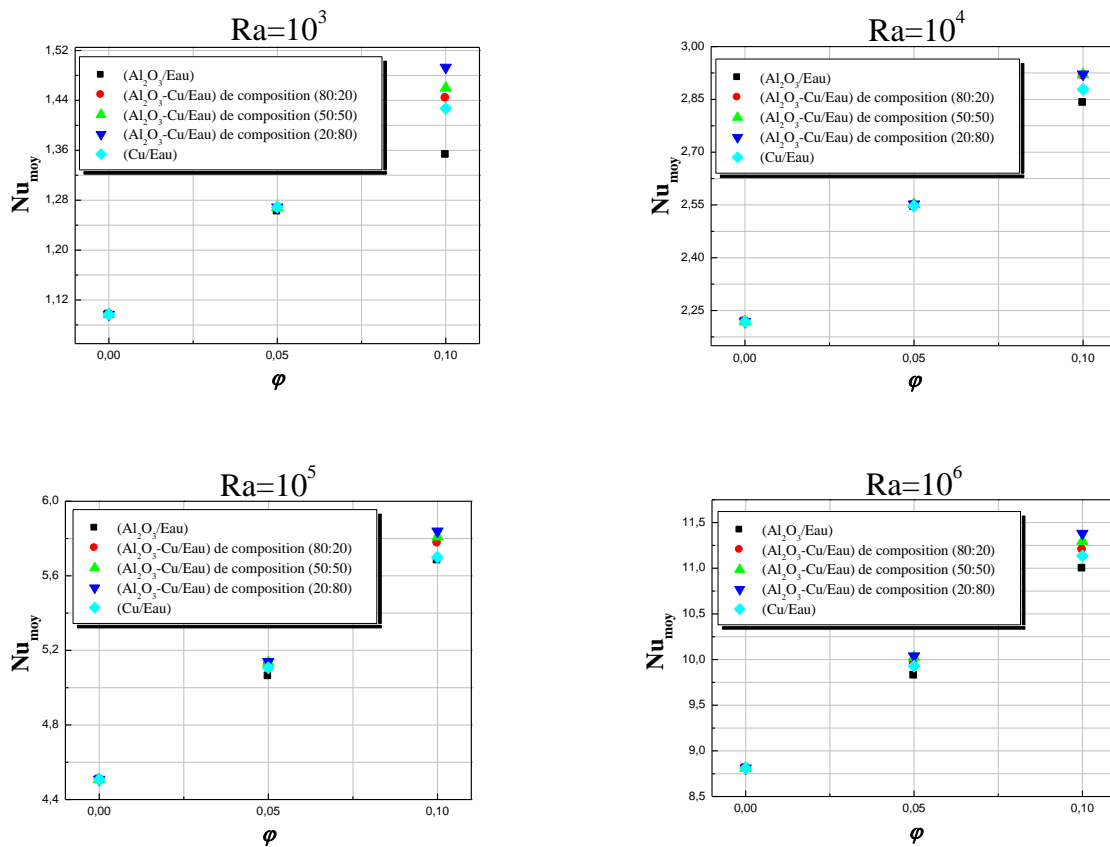


Figure 4.13 : Variation du nombre de Nusselt moyen.

4.4 Conclusion

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats numériques du cas de la convection naturelle en présence d'un nanofluide hybride. La phase solide étant

un mélange de deux types de nanoparticules de forme sphérique et de taille identique.

Les principaux résultats qui peuvent être dégagés de cette partie sont les suivants :

- Le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh et de la fraction volumique totale en NPs d'Al₂O₃ et de Cu.
- L'inclusion des nanoparticules de cuivre au nanofluide d'alumine améliore ses propriétés hydrodynamique et thermique.
- Le nanofluide hybride (Al₂O₃-Cu/Eau) offre une meilleure performance thermique en comparaison avec l'eau pure et les nanofluides contenant seulement des NPs d'Al₂O₃ ou de Cu. Cette performance devient plus probante avec l'ajout d'une fraction volumique croissante en NPs de Cu.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le présent travail de thèse consiste en une caractérisation numérique de l'écoulement dynamique et thermique, par convection naturelle, d'un nanofluide baignant dans une cavité carrée différentiellement chauffées ainsi qu'une quantification des échanges convectifs qui s'y opèrent. La simulation numérique est implémentée via le code CFD Fluent fondé sur la méthode des volumes finis.

- Le travail se décline en deux parties distinctes :

La première partie de ce travail est consacrée à l'étude de l'influence du facteur forme et rapport d'aspect des nanoparticules d' Al_2O_3 sur la structure générale de l'écoulement avec une attention particulière au nombre de Nusselt. Les deux cas classiques de la convection naturelle en régime laminaire et stationnaire sont considérés : la cavité aux parois verticales différentiellement chauffées et le problème de Rayleigh-Bénard. Une étude paramétrique exhaustive est conduite en considérant trois différentes formes de NPs d' Al_2O_3 avec différents rapport d'aspect (sphérique ($d_p = 1$), sphéroïdale allongée ($d_p = 2, 5, 7.5$ et 10) et aplatie ($d_p = 0.13$)) dispersées dans de l'eau avec différentes fractions volumiques, φ , (0, 0.02, 0.05, 0.08 et 0.1) dont le nombre de Rayleigh, Ra , varie dans l'intervalle [10^3 à 10^6]. Les résultats issus de la simulation sont analysés à travers les isothermes, les lignes de courant, les profils de vitesse et de température et du nombre de Nusselt moyen.

La seconde partie est dédiée à la caractérisation de l'écoulement d'un nanofluide hybride ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu/Eau}$) confiné dans une cavité aux parois verticales différentiellement chauffées. L'effet des différentes compositions des NPs d' Al_2O_3 et de Cu (exprimées en Vol. %) sur la structure générale de l'écoulement a été étudié.

Les principaux résultats qu'on peut ressortir de cette thèse sont les suivants :

- Le transfert de chaleur s'intensifie en augmentant le nombre de Ra ainsi que la fraction en volume des nanoparticules.
- Le nanofluide basé sur la suspension sphéroïdale aplatie ($d_p = 0.13$) semble être le nanofluide le plus performant, d'une part. D'autre part, l'amélioration

du transfert de chaleur, pour le cas des nanoparticules de forme sphéroïdale allongée, est plus probante en augmentant le rapport d'aspect.

- Le taux d'amélioration du transfert thermique s'accroît en diminuant le nombre de Rayleigh indépendamment de la cavité, de la forme et du rapport d'aspect des nanoparticules.
- La cavité aux parois verticales différentiellement chauffées offre de meilleure performance thermique.
- Les résultats obtenus par le nanofluide hybride ont montré une meilleure performance thermique en comparaison avec le fluide de base et le nanofluide contenant seulement les NPs d' Al_2O_3 ou de Cu. Cette amélioration du transfert de chaleur devient plus probante avec l'augmentation de la teneur volumique en NPs de Cu.

Comme perspective, ça serait judicieux de poursuivre ce travail en mettant en exergue de nouveaux modèles prédictifs de la conductivité thermique et de la viscosité qui tiennent en compte des effets du mouvement brownien, de la couche interfaciale entre nanoparticules et fluide de base ainsi que le phénomène d'agrégation qui pourraient être des mécanismes à l'origine de l'augmentation de conductivité thermique du nanofluide. Puisque le type de la configuration en question s'est révélé un paramètre important dans les échanges thermiques, ça serait très intéressant de mettre en place de nouvelles configurations telles que les cavités ondulées, triangulaires, ... etc.

Références bibliographiques

Références Bibliographiques

- (Abu-Nada, 2011) **Abu-Nada E.**, 2011. Rayleigh-Bénard convection in nanofluids: Effect of temperature dependent properties. *Int. J. Therm. Sci.*, 50, pp. 1720-1730.
- (Abu-Nada et Chamkha, 2010) **Abu-Nada E., Chamkha A.J.**, 2010. Effect of nanofluid variable properties on natural convection in enclosures filled with a CuO-EG-Water nanofluid. *Int. J. Therm. Sci.*, 49, pp. 2339-2352.
- (Abu-Nada et Oztop, 2009) **Abu-Nada E., Oztop H.F.**, 2009. Effects of inclination angle on natural convection in enclosures filled with Cu-water nanofluid. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 30, pp. 669-678.
- (Akimaya et Chong, 1997) **Akimaya M., Chong Q.P.**, 1997. Numerical analysis of natural convection with surface radiation in a square enclosure. *Numer. Heat Transfer, Part A*, 31, pp. 419-433.
- (Aminossadati et Ghasemi, 2009) **Aminossadati S.M., Ghasemi B.**, 2009. Natural convection cooling of a localised heat source at the bottom of a nanofluid-filled enclosure. *Eur. J. Mechanics - B/Fluids*, 28 (5), pp. 630-640.
- (Barakos et al., 1994) **Barakos G., Mitsoulis E., Assimacopoulos D.**, 1994. Natural convection flow in a square cavity revised : laminar and turbulent models with wall functions. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 18, pp. 695-719.
- (Basak et Chamkha, 2012) **Basak T., Chamkha A.J.**, 2012. Heatline analysis on natural convection for nanofluids confined within square cavities with various thermal boundary conditions. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 55, pp. 5526-5543.
- (Batchelor, 1977) **Batchelor G.**, 1977. The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles. *J. Fluid Mech.*, 83, pp. 97-117.
- (Bejan, 1993) **Bejan A.**, 1993. Heat Transfer. Wiley, New York.
- (Ben Mansour, 2008) **Ben Mansou R.**, 2008. Etude théorique et expérimentale de l'écoulement et du transfert de chaleur des nanofluides. *Thèse de Doctorat de l'université de Shebrooke (Québec), Canada.*
- (Bilen et al., 2009) **Bilen K., Cetin M., Gul H., Balta T.**, 2009. The investigation of groove geometry effect on heat transfer for internally grooved tubes. *Appl. Therm. Eng.*, 29 (4), pp. 761-769.
- (Boualil et al., 2017) **Boualil A., Zeraibi N., Chergui T., Lebbi M., Boutina L., Laouar S.**, 2017. Natural convection investigation in square cavity filled with nanofluid using dispersion model. *Int. J. Hydrogen Energy*, 42 (13), pp. 8611-8623.
- (Bouchta et al., 2017) **Bouchta S., Feddaoui M., El Ihssini H.**, 2017. Etude numérique de

la convection naturelle des nanofluides dans un espace annulaire entre deux cavités carrées. *Rev. Int. D'héliotechnique*, 46, pp. 29-38.

- (Brinkman, 1952) **Brinkman H.C.**, 1952. The viscosity of concentrated suspensions and solutions. *J. Chem. Phys.*, 20, pp. 571-581.
- (Bruggeman, 1935) **Bruggeman G.**, 1935. Calculation of various physics constants in heterogeneous substances I dielectricity constants and conductivity of mixed bodies from isotropic substances. *An. Phys.*, 416 (7), pp. 636-664.
- (Buongiorno, 2006) **Buongiorno J.**, 2006. Convective transport in nanofluids. *ASME J. heat transfer*, 128, pp. 240-250.
- (Busse, 1981) **Busse F.H.**, 1981. Transition to turbulence in Rayleigh-Bénard convection, *Springer, New York*, pp. 97-131.
- (Buzea et al., 2007) **Buzea C., Pacheco I., Robbie K.**, 2007. Nanomaterials and nanoparticles: sources and toxicity. *Biointerphases*, 2 (4), pp. MR17-MR71.
- (Catton, 1972) **Catton I.**, 1972. The Effect of Insulating Vertical Walls on the Offset of Motion in a Fluid Heated from Below. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15, pp. 665-672.
- (Chami, 2009) **Chami N.**, 2009. Evaluation de l'impact des isolants minces réfléchissants dans le bâtiment. *Thèse de Doctorat de l'Ecole Nationale des Mines de Paris*.
- (Champion et al., 2007) **Champion J.A., Katare Y.K., Mitragotri S.**, 2007. Making polymeric micro- and nanoparticles of complex shapes. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 104 (29), pp. 11901-11904.
- (Chandrasekhar, 1961) **Chandrasekhar S.**, 1961. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. *Oxford Clarendon Press, London*, pp. 9-73.
- (Chang et al., 2008) **Chang B.H., Mills A.F., Hernandez E.**, 2008. Natural convection of microparticle suspensions in thin enclosures. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51(5), pp. 1332-1341.
- (Chang et al., 2010) **Chang H., Kao M.J., Jwo C.S., Kuo C.G., Yeh Y.H., x Tzeng Y.H.**, 2010. Preparation of Co/Ag nanocompound fluid using ASNSS with aid of ultrasonic orthogonal vibration. *J. Alloys Compounds*, 504, pp. S376-S379.
- (Chen, 2001) **Chen C.K.** 2001. Transient force and free convection along a wavy surface in micropolar fluids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44, pp. 3221-3251.
- (Choi, 1995) **Choi U.S.**, 1995. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles: Developments and application of non-newtonian flows. *ASME J. Heat Transfer*, 66, pp. 99-105.
- (Choi et Eastman, 1995) **Choi S.U.S., Eastman J.A.**, 1995. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. *ASME Int. Mechanical Congress and*

Exposition, San Francisco.

- (Chon et al., 2005) **Chon C.H., Kihm K.D., Lee S.P., Choi S.U.S.,** 2005. Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al_2O_3) thermal conductivity enhancement. *Appl. Phys. Lett.*, 87 (15), p. 153107.
- (Cui et al., 2011) **Cui W., Bai M., Lv J., Li G., Li, X.,** 2011. On the influencing factors and strengthening mechanism for thermal conductivity of nanofluids by molecular dynamics simulation. *Ind. Eng. Chem. Res.*, 50, pp. 13568-13575.
- (Das et al., 2003) **Das, S. K., Putra N., Thiesen P., Roetzel W.,** 2003. Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids. *ASME J. Heat Transfer*, 125, pp. 567–574.
- (De Vahl Davis, 1962) **De Vahl Davis G.,** 1962. Natural convection of air in a square cavity, a benchmark numerical solution. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 3, pp. 249-264.
- (De Vahl Davis, 1983) **De Vahl Davis G.,** 1983. Natural convection of air in a square cavity: a bench mark numerical solution. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 3, pp. 249-264.
- (De Vahl Davis et Kettleborough, 1968) **De Vahl Davis G., Kettleborough C.F.,** 1968. Natural Convection in an Enclosed Rectangular Cavity. *Trans. I. E. Aust., MC1*, pp. 43-49.
- (Einstein, 1906) **Einstein A.,** 1906. Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen. *Annalender Physik*, 19, pp. 289-306.
- (Elder, 1965) **Elder J. W.,** 1965. Turbulent free convection in a vertical slot. *J. Fluid Mech.*, 23 (77-78), pp. 99-111.
- (El Hattab et al., 2013) **El Hattab M., Mir R., El Hammami Y., Mediouni T.,** 2013. Simulation numérique de la convection naturelle des nanofluides dans une enceinte carrée chauffée par une source de chaleur. *Rev. Inter. d'Héliotechnique*, 45, pp. 51-59.
- (Ellahi et al., 2015) **Ellahi R., Hassan M., Zeeshan A.,** 2015. Shape effects of nanosize particles in Cu- H_2O nanofluid on entropy generation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 81, pp. 449-456.
- (Farhanieh et al., 1993) **Farhanieh B., Herman C., Sundén B.,** 1993. Numerical and experimental analysis of laminar fluid flow and forced convection heat transfer in a grooved duct. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36 (6), pp. 1609-1617.
- (Fauduet, 2011) **Fauduet H.,** 2011. Mécanique des fluides et des solides appliquée à la chimie. *Lavoisier*, p.233, ISBN : 978-2-7430-1315-8.
- (Fersadou et Kahalerras, 2016) **Fersadou I. Kahalerras H.,** 2016. Convection forcée d'un nanofluide dans un canal poreux avec dissipation visqueuse. *Third*

ICEMAEP2016, October 30-31, Constantine, Algeria.

- (Fusegi et al., 1991) **Fusegi T., Hyun J.M., Kuwahara K., Farouk, B.,** 1991. A numerical study of three-dimensional natural convection in a differentially heated cubical enclosure. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34, pp. 1543-1557.
- (Gassowski et al., 2003) **Gassowski. G., Xin. S., Daube. O.,** 2003. Bifurcations et solutions multiples en cavité 3D différentiellement chauffée. *C. R. Mécanique* 331, pp. 705-711.
- (Ghosh et Pabi, 2012) **Ghosh M.M., Pabi S.K.,** 2012. Effects of particle shape and fluid temperature on heat-transfer characteristics of nanofluids. *J. Mater. Eng. Perform.*, 22 (6), pp. 1525-1529.
- (Guiet et al., 2012) **Guiet J., Reggio M., Vasseur P.,** 2012. Natural convection of nanofluids in a square enclosure with a protruding heater. *Adv. Mech. Eng., Article ID 167296, 11 pages.*
- (Hadaoui, 2010) **Hadaoui A.,** 2010. Effets de taille et de concentration sur les propriétés thermiques et rhéologiques des nanofluides. *Thèse de Doctorat de l'université d'Orléans et de l'Université Cadi Ayyad de Marrakech.*
- (Haddad et al., 2012) **Haddad Z., Abu-Nada E., Oztop H.F., Mataoui A.,** 2012. Natural convection in nanofluids: are the thermophoresis and brownian motion effects significant in nanofluid heat transfer enhancement?. *Int. J. Therm. Sci.*, 57, pp. 152-162.
- (Hadjaj et Kyal, 1999) **Hadjaj A., Kyal M.E.,** 1999. Effect of two sinusoidal protuberances on natural convection in a vertical annulus. *Num. Heat Transfer*, 36, pp. 273-289.
- (Hamilton et Crosser, 1962) **Hamilton R. L., Crosser O.K.,** 1962. Thermal conductivity of heterogeneous two component systems. *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 1(3), pp. 187-191.
- (Han et al., 2007) **Han Z.H., Yang B., Kim S.H., Zachariah M.R.,** 2007. Application of hybrid sphere/carbon nanotube particles in nanofluids. *Nanotechnol.* 18, 105701 (4 pages).
- (Heitz et Westwater, 1971) **Heitz W.L., Westwater W.,** 1971. Critical Rayleigh Numbers for Natural Convection of Water Confined in Square Cells with L/D from 0.5 to 8. *ASME J. Heat Transfer*, 93, pp. 188-196.
- (Herbois, 2013) **Herbois R.,** 2013. Synthèses et caractérisations de nanoparticules métalliques stabilisées en phase aqueuse par des polymères en présence de cyclodextrines : hydrogénation catalytique de composés issus de la biomasse. *Thèse de doctorat de l'Université d'Artois.*
- (Ho et al., 2008) **Ho C.J., Chen M.W., Li Z.W.,** 2008. Numerical simulation of natural convection of nanofluid in a square enclosure: Effects due

- to uncertainties of viscosity and thermal conductivity. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51, pp. 4506-4516.
- (Ho et al., 2010) **Ho C.J., Liu W.K., Chang Y.S., Lin C.C.**, 2010. Natural convection heat transfer of alumina–water nanofluid in vertical square enclosures: An experimental study. *Int. J. Therm. Sci.*, 49(8), pp. 1345-1353.
- (Ho et Chen, 2013) **Ho C.J., Chen W.C.**, 2013. An experimental study on thermal performance of Al₂O₃/water nanofluid in a microchannel heat sink. *Appl. Therm. Eng.*, 50 (1), pp. 516-522.
- (Hong et al., 2006) **Hong K.S., Hong T.K., Yang H.S.**, 2006. Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles. *Appl. Phys. Lett.*, 88 (3), p. 031901.
- (Hwang et al., 2007) **Hwang K.S., Lee J.H., Jang J.P.**, 2007. Buoyancy-driven heat transfer of water-based Al₂O₃ nanofluids in a rectangular cavity. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, pp. 4003-4010.
- (Jaballah et al., 2007) **Jaballah S., Sammouda H., Belghith A.**, 2007. Effect of surface radiation on the natural convection stability in a two-dimensional enclosure with diffusely emitting boundary walls. *Numer. Heat Transfer*, , 51, pp. 495-516.
- (Jang et Choi, 2004) **Jang, S.P., Choi, S.U.S.**, 2004. Role of Brownian Motion in the Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids. *Appl. Phys. Lett.*, 84, pp. 4316-4318.
- (Jang et al., 2007) **Jang S.P., Lee J.H., Hwang K.S., Choi S.U.S.**, 2007. Particle concentration and tube size dependence of viscosities of Al₂O₃-water nanofluids flowing through micro- and minitubes. *Appl. Phys. Lett.*, 91, 243112.
- (Jang et Yan, 2004) **Jang J.H., Yan W.M.**, 2004. Transient analysis of heat and mass transfer by natural convection over a vertical wavy surface. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47, pp. 3695-3705.
- (Jannot et Mazeas, 1973) **Jannot M., Mazeas C.**, 1973. Etude expérimentale de la convection naturelle dans des cellules rectangulaires verticales. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 16, pp. 81-100.
- (Jeffery, 1922) **Jeffery G.B.**, 1922. The motion of ellipsoidal particles immersed in a viscous fluid. *Proc. R. Soc. Lond., A*, 102, pp. 161-179.
- (Jeffery et Acrivos, 1976) **Jeffrey D.J., Acrivos A.**, 1976. The rheological properties of suspensions of rigid particles. *AIChE J.*, 22, pp. 417-432.
- (Jena et al., 2013) **Jena P.K., Brocchi E.A., Motta M.S.**, 2001. In-situ formation of Cu–Al₂O₃ nano-scale composites by chemical routes and studies on their microstructures. *Mater. Sci. Eng. A*, 313, pp. 180-186.
- (Jiang et al., 2010) **Jiang W., Ding G., Peng H., Hu H.**, 2010. Modeling of nanoparticles' aggregation and sedimentation in nanofluids. *Curr. Appl. Phys.*, 10(3), pp. 934-941.

- (Jou et Tzeng, 2006) **Jou R.Y, Tzeng S.C.**, 2006. Numerical research of nature convective heat transfer enhancement filled with nanofluids in rectangular enclosures. *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, 33(6), pp. 727-736.
- (Kadri et al., 2010) **Kadri S., Mahdaoui R., Elmir M., Draoui B.**, 2010. Etude du comportement d'un nanofluide sous l'effet des vibrations en convection naturelle. *J. Sci. Res.*, 1, pp. 139-144.
- (Karthikeyan et al., 2008) **Karthikeyan N., Philip J., Raj B.**, 2008. Effect of clustering on the thermal conductivity of nanofluids. *Mater. Chem. Phys.*, 109, pp. 50-55.
- (Khanafar et al., 2003) **Khanafar K., Vafai K., Lightstone M.**, 2003. Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 46, pp. 3639-3653.
- (Koo et Kleinstreuer, 2004) **Koo J., Kleinstreuer C.**, 2004. A New Thermal Conductivity Model for Nanofluids. *J. Nanopart. Res.*, 6 (6), pp. 577-588.
- (Koo et Kleinstreuer, 2005) **Koo J., Kleinstreuer C.**, 2005. Laminar nanofluid flow in microheat-sinks. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48, pp. 2652-2661.
- (Korichi et Oufer, 2007) **Korichi A., Oufer L.**, 2007. Heat transfer enhancement in oscillatory flow in channel with periodically upper and lower walls mounted obstacles. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 28, pp. 1003-1012.
- (Kwak et Kim, 2005) **Kwak K., Kim C.**, 2005. Viscosity and thermal conductivity of copper oxide nanofluid dispersed in ethylene glycol. *Korea-Aust Rheol J.*, 17, pp. 35-40.
- (Labib et al., 2013) **Labib M.N., Nine Md.J., Afrianto H., Chung H., Jeong H.**, 2013. Numerical investigation on effect of base fluids and hybrid nanofluid in forced convective heat transfer. *Int. J. Therm. Sci.*, 71, pp. 163-171.
- (Labrosse et Tric, 1997) **Labrosse G., Tric E.**, 1997. A direct (pseudo-spectral) solver of the 2D/3D stokes problem: transition to unsteadiness of natural convection flow in a differentially heated cubical cavity. *Numer. Heat Transfer, Part B*, 31, pp. 261-276.
- (Lee et al., 1999) **Lee S., Choi S.U.S., Li S., Eastman J.A.**, 1999. Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles. *J. Heat transfer*, 121 (2), pp. 280-289.
- (Leplat, 2009) **Leplat G.**, 2009. Stabilité d'un écoulement de convection naturelle en milieu confiné. *Thèse de Doctorat de l'université de Toulouse*.
- (Lin et Violi, 2010) **Lin K.C., Violi A.**, 2010. Natural convection heat transfer of nanofluids in a vertical cavity: Effects of non-uniform particle diameter and temperature on thermal conductivity. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 31, pp. 236-245.
- (Masuda et al., 1993) **Masuda H., Ebata A., Teramae K., Hishinuma N.**, 1993.

- Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles (dispersion of γ -Al₂O₃, SiO₂ and TiO₂ ultra-fine particles). *Netsu Bussei (in Japanese)*, 4(4), pp. 227-233.
- (Maxwell, 1881) **Maxwell J. C.**, 1881. A Treatise on Electricity and Magnetism. Clarendon Press, Oxford, UK, second edition.
- (Mergui et Penot, 1996) **Mergui S., Penot F.**, 1996. Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée : investigation expérimentale à $Ra = 1.69 \times 10^9$. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39(3), pp. 563-574.
- (Mergui et Penot, 1997) **Mergui S., Penot F.**, 1997. Analyse des vitesses et température de l'air en convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée à $Ra = 1.69 \times 10^9$. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40(14), pp. 3427-3441.
- (Mezrhab et al., 2007) **Mezrhab A., Rabhi M., Naji H., Abid C.**, 2007. Etude numérique du couplage convection rayonnement dans une enceinte cloisonnée. *Rev. Energies Renouvelables*, 10 (2), pp. 293- 298.
- (Mueller et al., 2010) **Mueller S., Liewellin E.W., Mader H.M.**, 2010. The rheology of suspensions of solid particles. *Proc. R. Soc. A, Mathematical Phys. Eng. Sci.*, 466(2116), pp. 1201-1228.
- (Muskens et al., 2006) **Muskens O., Christofilos D., Del Fatti N., Valle'e F.**, 2006. Optical response of a single noble metal nanoparticles. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 8, pp. S264-S272.
- (Nasrin et al., 2012) **Nasrin R., Alim M.A., Chamkha A.J.**, 2012. Buoyancy-driven heat transfer of water–Al₂O₃ nanofluid in a closed chamber: Effects of solid volume fraction, Prandtl number and aspect ratio. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 55, pp. 7355-7365.
- (Nasrin et al., 2013) **Nasrin R., Alim M.A.**, 2013. Free convective flow of nanofluid having two nanoparticles inside a complicated cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 63, pp. 191-198.
- (Newell et Schmidt, 1970) **Newell M. E., Schmidt F. W.**, 1970. Heat transfer laminar natural convection within rectangular enclosures. *J. Heat Transfer* 92, pp. 159-167.
- (Nnanna, 2006) **Nnanna A.G.**, 2006. Experimental model of temperature-driven nanofluid. *J. Heat Transfer*, 129(6), pp. 697-704.
- (Ooi et Popov, 2013) **Ooi E.H., Popov V.**, (2013). Numerical study of influence of nanoparticle shape on the natural convection in Cu-water nanofluid. *Int. J. Therm. Sci.*, 65, pp. 178-188.
- (Ostiguy et al., 2010) **Ostiguy C., Roberge B., Woods C. Brigitte, Soucy B.**, 2010. Les nanoparticules de synthèse : Connaissances actuelles sur les risques et les mesures de prévention en SST 2^e édition. *Rapport R-646*.
- (Ozerinc, 2010) **Ozerinc S.** 2010. Heat transfer enhancement with nanofluids. *PhD Thesis, Middle East Technical University, Ankara, Turkey*.

- (Oztop et Abu-Nada, 2008) **Oztop H.F., Abu-Nada, E.,** 2008. Numerical Study of Natural Convection in Partially Heated Rectangular Enclosure Filled with Nanofluids. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 29, pp. 1326-1336.
- (Pak et Cho, 1998) **Pak B., Cho Y.I.,** 1998. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particle. *Exp. Heat Transfer*, 11, pp. 151-170.
- (Pallares et al., 1999) **Pallares J., Grau F.X., Giral F.,** 1999. Flow transitions in laminar Rayleigh-Bénard convection in a cubical cavity at moderate Rayleigh numbers. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42, pp. 753-769.
- (Patankar, 1980) **Patankar S.V.,** 1980. Numerical heat transfer and fluid flow. *Hemisphere, Washington DC.*
- (Patankar et Spalding, 1980) **Patankar S.V., Spalding D.B.,** 1972. A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15, pp. 1787-1806.
- (Patel et al., 2003) **Patel H.E., Das S.K., Sundararajan T., Nair A.S., George B., Pradeep T.,** 2003. Thermal conductivities of naked and monolayer protected metal nanoparticle based nanofluids: manifestation of anomalous enhancement and chemical effects. *Appl. Phys. Lett.*, 83, pp. 2931-2933.
- (Putra et al., 2003) **Putra N., Roetzel W., Das S.K.,** 2003. Natural convection of nanofluids. *J. Heat Mass Transfer*, 39, pp. 775-784.
- (Rouger et al., 2007) **Rouger N., Joubert P., Penot F.,** 2007. Caractérisation dynamique et thermique de la convection naturelle turbulente dans une cavité différentiellement chauffée comportant un linteau. *Congrès Français de Thermique, Ile des Embiez.*
- (Saidi et al., 1987) **Saidi C., Legay F., Pruent B.,** 1987. Laminar flow past a sinusoidal cavity. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30, pp. 649-660.
- (Salat et Penot, 2003) **Salat J., Penot F.,** 2003. Approche expérimentale de la convection naturelle en transition turbulente dans une cavité cubique différentiellement chauffée. *VIe Colloque Interuniversitaire Franco-québécois de Thermique des Systèmes, Québec*, pp. 75-81, 26-28.
- (Schmidt, 1961-1962) **Schmidt E.,** 1961-1962. Heat transfer by natural convection. *Proceedings of the Heat Transfer Conference Boulder, Colorado.*
- (Sharif et Liu, 2003) **Sharif M., Liu W.,** 2003. Numerical study of turbulent natural convection in a side heated square cavity at various angles of inclination. *Numer. Heat Transfer, Part A*, 43, pp. 693-716.
- (Sheikhzadeh et al., 2011) **Sheikhzadeh G.A., Arefmanesh A., Kheirkhah M.H., Abdollahi R.,** 2011. Natural convection of Cu-water nanofluid in a cavity with partially active side walls. *Eur. J. Mechanics B/Fluids*, 30 pp. 166-176.
- (Sivasankaran et al., 2010) **Sivasankaran S., Aasaithambi T., Rajan S.,** 2010. Natural

convection of nanofluids in a cavity with linearly varying wall temperature. *Maejo Int. J. Sci. Technol.*, 4, pp. 468-482.

- (Solomon et al., 2017) **Solomon A.B., Rooyen J.V., Rencken M., Sharifpur M., Meyer J.P.**, 2017. Experimental study on the influence of the aspect ratio of square cavity on natural convection heat transfer with Al₂O₃/Water nanofluids. *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, 88, pp. 254-261.
- (Soucasse, 2013) **Soucasse L.**, 2013. Effets des transferts radiatifs sur les écoulements de convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée en régimes transitionnel et faiblement turbulent. *Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale Paris*.
- (Sourtiji et al., 2014) **Sourtiji E., Ganji D., Gorji-Bandpy M., Seyyedi S.**, 2014. Numerical study of periodic natural convection in a nanofluid filled enclosure due to transitional temperature of heat source. *Powder Technol.* 259, pp. 65–73.
- (Stewart et Weinberg, 1972) **Stewart M.J., Weinberg F.**, 1972. Fluid flow in liquid metals. *J. Crystal Growth*, 12, pp. 217-227.
- (Stork et Müller, 1972) **Stork K., Müller U.** 1972. Convection in boxes: experiments. *J. Fluid Mechanics* 54, pp. 599-611.
- (Studart et al., 2007) **Studart A.R., Amstad E., Gauckler L.J.**, 2007. Colloidal stabilization of nanoparticles in concentrated suspensions. *Langmuir*, 23 (3), 1081-1090.
- (Suganthi et Rajan , 2017) **Suganthi K.S., Rajan K.S.**, 2017. Metal oxide nanofluids: Review of formulation, thermo-physical properties, mechanisms, and heat transfer performance. *Renew. Sust. Energ. Rev.*, 76, pp. 226-255.
- (Suresh et al., 2011) **Suresh S., Venkataraj K.P., Selvakumar P.**, 2011. Synthesis, characterization of Al₂O₃ – Cu nano composite powder and water based nanofluids. *Adv. Mater. Res.*, 328-330, pp. 1560-1567.
- (Suresh et al., 2012) **Suresh S., Venkataraj K.P., Selvakumar P., Chandrasekar M.**, 2012. Effect of Al₂O₃-Cu/ water hybrid nanofluid in heat transfer. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 38, pp. 54-60.
- (Takabi et Shokouhmand, 2015) **Takabi B., Shokouhmand H.**, 2015. Effects of Al₂O₃-Cu/water hybrid nanofluid on heat transfer and flow characteristics in turbulent regime. *Int. J. Mod. Phys. C*, 26 (4), 1550047 (25 pages).
- (Teng et al., 2010) **Teng T.P., Hung Y.H., Teng T.C., Mo H.E., Hsu H.G.**, 2010. The effect of alumina / water nanofluid particle size on thermal conductivity. *Appl. Therm. Eng.*, 30(14-15), pp. 2213-2218.
- (Timofeeva et al., 2009) **Timofeeva E.V., Routbort J.L., Singh D.**, 2009. Particle shape effects on thermophysical properties of alumina nanofluids. *J. App. Phys.*, 106 (014304), pp. 1-10.
- (Tiwari et Das, 2007) **Tiwari R.K., Das M.K.**, 2007. Heat transfer augmentation in a two-sided lid-driven differentially heated square cavity utilizing

- nanofluids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, pp. 2002-2018.
- (Wang et al., 2006) **Wang H., Xin S., Le Quéré P.**, 2006. Etude numérique du couplage de la convection naturelle avec le rayonnement de surfaces en cavité carrée remplie d'air. *C. R. Académie des Sciences*, 334, pp. 48-57.
- (Wen et Ding, 2004) **Wen D.S., Ding Y.L.**, 2004. Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at entrance area under laminar flow region. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47 (24), pp. 5181-5188.
- (Wu et al., 2014) **Wu Z., Feng Z.Z., Sunden B., Wadsö L.**, 2014. A comparative study on thermal conductivity and rheology properties of alumina and multi-walled carbon nanotube nanofluids. *Front. Heat Mass Transfer*, 5, 18 pages.
- (Xie et al., 2002) **Xie H., Wang J., Xi T., Liu Y., Ai F., Wu Q.**, 2002. Thermal conductivity enhancement of suspensions containing nanosized alumina particles. *J. Appl. Phys.*, 91(7), pp. 4568- 4572.
- (Xu et al., 2006) **Xu J., Yu B., Zou M., Xu P.**, 2006. A new model for heat conduction of nanofluids based on fractal distributions of nanoparticles. *J. Phys., D* 39, pp. 4486-4490.
- (Xuan et al., 2003) **Xuan Y., Li Q., Hu, W.**, 2003. Aggregation structure and thermal conductivity of nanofluids. *AIChE J.*, 49, pp. 1038-1043.
- (Xuan et al., 2005) **Xuan Y., Yu K., Li Q.**, 2005. Investigation on flow and heat transfer of nanofluids by the thermal Lattice Boltzmann model. *Prog. Comput. Fluid Dy.*, 5, pp. 13-19.
- (Xuan et Roetzel, 2000) **Xuan Y., Roetzel W.**, 2000. Conception for heat transfer correlation of nanofluids. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43 (19), pp. 3701-3707.
- (Xue et Xu, 2005) **Xue Q.Z., Xu W.M.**, 2005. A model of thermal conductivity of nanofluids with interfacial shells. *Mater. Chem. Phys.* 90 (2-3), pp. 298-301.
- (Young et Vafai, 1998) **Young T. J., Vafai K.**, 1998. Convective flow and heat transfer in a channel containing multiple heated obstacles. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 41, pp. 3279-3298.
- (Yu et Choi., 2003) **Yu W., Choi S.U.S.**, 2003. The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids : A renovated Maxwell model. *J. Nanopart. Res.*, 5 (1-2), pp. 167-171.
- (Yu et al., 2007) **Yu W., France D., Choi S., Routbort J.**, 2007. Review and assessment of nanofluid technology for transportation and other applications. *Tech. Rep., Argonne National Laboratory, Energy Systems Division.*

(Yang et al., 2017)

Yang L., Xu J.Y., Du K., Zhang X.S., 2017. Recent developments on viscosity and thermal conductivity of nanofluids. *Powder Technol.*, 317, pp. 348-369.

Annexe



Particle Shape and Aspect Ratio Effect of Al₂O₃-Water Nanofluid on Natural Convective Heat Transfer Enhancement in Differentially Heated Square Enclosures

Amira Trodi & Mohammed El Hocine Benhamza

To cite this article: Amira Trodi & Mohammed El Hocine Benhamza (2017) Particle Shape and Aspect Ratio Effect of Al₂O₃-Water Nanofluid on Natural Convective Heat Transfer Enhancement in Differentially Heated Square Enclosures, Chemical Engineering Communications, 204:2, 158-167, DOI: [10.1080/00986445.2016.1246437](https://doi.org/10.1080/00986445.2016.1246437)

To link to this article: <http://dx.doi.org/10.1080/00986445.2016.1246437>



Accepted author version posted online: 20 Oct 2016.
Published online: 20 Oct 2016.



Submit your article to this journal [↗](#)



Article views: 6



View related articles [↗](#)



View Crossmark data [↗](#)

Particle Shape and Aspect Ratio Effect of Al_2O_3 –Water Nanofluid on Natural Convective Heat Transfer Enhancement in Differentially Heated Square Enclosures

AMIRA TRODI and MOHAMMED EL HOCINE BENHAMZA

Laboratoire d'Analyses Industrielles et Génie des Matériaux (LAIGM), Département de Génie des Procédés, Faculté des Sciences et de la Technologie, Université 8 Mai 1945 Guelma, Algérie

The present numerical investigation, based on the finite volume method, deals with the characterization of flow and thermal fields inside differentially heated square enclosures filled with Al_2O_3 –water nanofluid. The study focuses on the effect of shapes and aspect ratios of nanoparticles (NPs), depicted by Rayleigh number (Ra), solid volume fraction (ϕ), and enclosure on both flow and heat transfer enhancement. Streamlines, isotherms contours, and velocity profiles as well as the average Nusselt number are considered. Results found show that the heat transfer rate increases with Rayleigh number as well as with nanofluid volume fraction. For the six different examined cases of NPs' aspect ratios, nanofluid with oblate spheroids NPs ($d_p = 0.13$) was found to engender a significant enhancement in the overall heat transfer. In addition, heat transfer rate was more pronounced at great values of aspect ratios of NPs for prolate spheroids. Results also showed that heat transfer enhancement decreases as the Rayleigh number increases independently of the considered enclosure, shapes, and aspect ratios of NPs.

Keywords: Nanofluid; Natural convection; Spherical and spheroidal nanoparticles; Square enclosure

Introduction

The performances of thermal systems with familiar base fluid like water, ethylene glycol, and a range of oils are frequently limited by their inadequate properties in particular lower thermal conductivity (Sheikholeslami et al., 2015; Zeeshan et al., 2014). To overcome this drawback, recent advances in nanotechnology have permitted the use of new type of fluids called nanofluids (Sher Akbar et al., 2014). The term nanofluid describes a conventional basic fluid in which nanometer sized particles are suspended (Sheikholeslami et al., 2014). Typical nanoparticles (NPs) are metals, oxides, carbides, nitrides, or carbon nanotubes (Ellahi et al., 2015). The presence of the NPs within the fluid can appreciably enhance the fluid effective thermal conductivity and as a result its heat transfer characteristics (Gallego et al., 2008; Xie et al., 2002). These benefits make nanofluids potentially more attractive to various industrial applications such as solar energy, electronics, transportation, biomedical, nuclear energy, and refrigeration, etc. (Chandrasekar et al., 2010; Khanafer and Vafai, 2011; Ellahi, 2013).

Research works on natural convection nanofluids in closed or driven enclosure configurations deal in majority with spherical NPs (Khanafer et al., 2003; Jou and Tzeng, 2006; Hwang et al., 2007; Tiwari and Das, 2007). New synthetic methods are developed to manufacture NPs with distinct shapes and specific sizes; such nonspherical particles are crucial products in a variety of fields (Champion et al., 2007). However, attentive literature reviews reveal that few studies are dedicated to analyze the shape effects of nonspherical NPs. We can quote in particular the study of Ooi and Popov (2013) and Ellahi et al. (2015) who numerically studied the influence of NP's shape on natural convection and entropy generation of Cu–water nanofluid.

The effective thermal conductivity of liquid–solid suspensions of mono-dispersed low-volume fraction of spherical particles is determined using the Maxwell static model by Kleinstreuer and Feng (2013). In the current study, the extended Maxwell's theory to nonspherical particles is used and the model proposed by Hamilton and Crosser (1962) has been chosen. To estimate thermal conductivity, the Hamilton–Crosser model (H–C) has been validated previously by numerous experimental studies using different values of sphericity Ψ varying from 0.5 to 1.0 and a good agreement with the experimental results is perceived, especially for $\Psi = 0.7$ (Xuan and Li, 2000). However, Lee et al. (1999) have obtained values of thermal conductivity that match the experimental results using $\Psi = 0.1$ for (Al_2O_3 + water) nanofluid.

Address correspondence to Amira Trodi, Laboratoire d'Analyses Industrielles et Génie des Matériaux (LAIGM), Département de Génie des Procédés, Faculté des Sciences et de la Technologie, Université 8 Mai 1945 Guelma, Algérie.
E-mail: trodi.amira@yahoo.fr

Color versions of one or more of the figures in the article can be found online at www.tandfonline.com/gcec.

The objective of this paper is extending Ooi and Popov's (2013) work and that by examining numerically the effect of several pertinent parameters; particularly the effect of Al₂O₃ NPs shapes (i.e., spherical NPs, oblate and prolate spheroids) and aspect ratios on flow and heat transfer structures within Rayleigh–Bénard and differentially heated vertical walls enclosure. Computational results are validated compared with previous numerical results and experimental ones when possible.

Mathematical Formulation

Problem Statement

Two dimensional square enclosures of the considered model under different boundary conditions (Case A: Rayleigh–Bénard convection, Case B: differentially heated vertical walls enclosure) are shown in Figure 1. The active walls have different isothermal temperatures (T_H and T_C are hot and cold temperatures, respectively), while the remaining walls are assumed to be adiabatic. The fluid in the enclosure is a water-based nanofluid containing Al₂O₃ NPs. It is assumed to be Newtonian, incompressible and the flow is steady and laminar. Three different NPs' shapes are examined, i.e., spherical, oblate, and prolate spheroids. For each of the NPs shape investigated, four different volume fractions are examined, i.e., 0.02, 0.05, 0.08, and 0.1. Numerical simulations are performed for thermally driven laminar flow at Ra ranging from 10^3 to 10^6 .

The nanofluid thermophysical properties are assumed to be constant (Table I), and the Boussinesq approximation is used to handle density variation with buoyancy forces. Nanofluid viscosity and thermal conductivity are considered as variable properties and they both vary with aspect ratio as well as with NPs volume fraction.

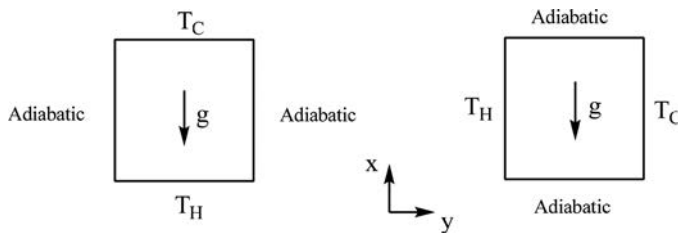


Fig. 1. Schematic for the physical model Case A (at the left) and Case B (at the right).

Table I. Thermophysical properties of water and Al₂O₃ nanoparticles (Mansour et al., 2010)

Property	Water	Al ₂ O ₃
Density, ρ [kg m ⁻³]	997.1	3970
Specific heat, C_p [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	4179	765
Thermal conductivity, k [W m ⁻¹ K ⁻¹]	0.613	40
Thermal expansion coefficient, β [K ⁻¹]	21×10^{-5}	0.85×10^{-5}

Dimensionless Governing Equations

Taking account of the abovementioned assumptions, the dimensionless governing equations, i.e., mass equation, momentum equations according to X and Y and energy equation, can be written as follows:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr_{nf} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr_{nf} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - Pr_{nf} Ra_{nf} \theta \quad (3)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (4)$$

Stream function Ψ obtained from velocity components U and V is used to exhibit the fluid motion. In addition, the relationship for two dimensional flows between stream function Ψ and velocity components is (Mansour et al., 2010) as follows:

$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \quad \text{and} \quad V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (5)$$

which yield to a single equation:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \frac{\partial U}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial X} \quad (6)$$

The heat transfer coefficient in terms of the local Nusselt number Nu (Basak and Chamkha, 2012) is defined by

$$Nu = -\left(\frac{k_{nf}}{k_f} \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial N} \right) \quad (7)$$

The average Nusselt number is defined as

$$Nu_{avg} = \int_0^1 Nu(N) dN \quad (8)$$

where N indicates the normal direction on the plane.

The rate of heat transfer enhancement ($E\%$) is given as

$$E\% = \frac{Nu(\text{nanofluid}) - Nu(\text{base fluid})}{Nu(\text{base fluid})} \times 100 \quad (9)$$

Dimensionless Boundary Conditions

The boundary conditions used to solve Equations (1–4) are as follows:

On the active walls

$$U = V = 0$$

$\theta = 1$ (on the hot wall)
 $\theta = 0$ (on the cold wall)
On the adiabatic walls:
 $U = V = 0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial X} &= 0 \quad (\text{on the vertical walls}) \\ \frac{\partial \theta}{\partial Y} &= 0 \quad (\text{on the horizontal walls}) \end{aligned} \quad (10)$$

Density ρ_{nf} , heat capacitance $(\rho C_p)_{\text{nf}}$, and thermal expansion coefficient β_{nf} of the nanofluid are estimated on the base of the NPs volume fraction as follows:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{nf}} &= (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_s \\ (\rho C_p)_{\text{nf}} &= (1 - \varphi)(\rho C_p)_f + \varphi(\rho C_p)_s \\ (\rho\beta)_{\text{nf}} &= (1 - \varphi)(\rho\beta)_f + \varphi(\rho\beta)_s \end{aligned} \quad (11)$$

where φ is the volume fraction. Subscripts f, s, and nf refer to pure fluid, solids (NPs), and nanofluid, respectively.

In this study, a special class of ellipsoidal particles is adopted (the spheroids), which have two equal semidiameters (Muskins et al., 2006). The shape factor of the ellipsoidal particles is parameterized by the c/a ratio (Figure 2). Oblate spheroids correspond to the $c/a < 1$ case and prolate spheroids to $c/a > 1$ (Forestiere et al., 2009).

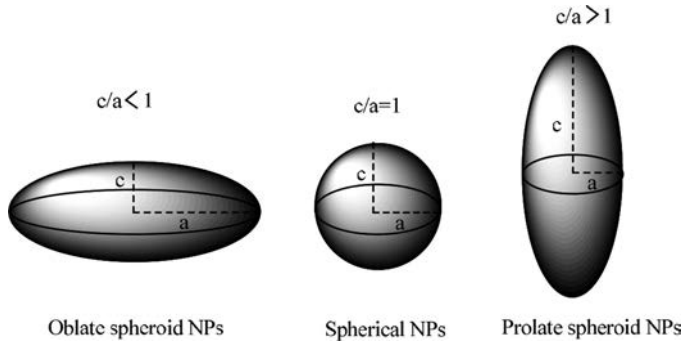


Fig. 2. Schematic for different NPs shapes.

Different NPs' shapes and aspect ratios are taken into account for calculating the viscosity of the nanofluid based on the proposed model of Mueller et al. (2010).

$$\mu_{\text{nf}} = \mu_f \left(1 - \frac{\varphi}{\varphi_m}\right)^{-2}, \quad \varphi_m = \frac{2}{(0.321d_p + 3.02)} \quad (12)$$

where φ_m is the packing fraction and $d_p = c/a$ is the NPs aspect ratio. The packing fraction expression is valid only for prolate spheroids. Though the value for oblate spheroids considered in the present study (with $d_p = 0.13$), based on experimental measurement reported by Mueller et al. (2010) is of $\varphi_m = 0.575$.

According to Hamilton and Crosser (1962), the thermal conductivity of the nanofluid can be determined by

$$\frac{k_{\text{nf}}}{k_f} = \frac{k_s + (n-1)k_f - (n-1)(k_f - k_s)\varphi}{k_s + (n-1)k_f + (k_f - k_s)\varphi} \quad (13)$$

where n is the empirical shape factor defined by $n = 3/\psi$. ψ Parameter determines the sphericity of NPs and is defined as Sphericity ψ as $\psi = 6V_p/D_p A_p$ where V_p is the volume of the object, A_p is its surface area, and D_p is the diameter of a sphere with the same volume ($\pi D_p^3/6$).

The surface area of a spheroid S can be calculated by using

$$S = \begin{cases} 2\pi a^2 \left(1 + \frac{1-e^2}{e^2} \tanh^{-1} e\right); & \text{for oblate spheroids} \\ 2\pi a^2 \left(1 + \frac{e}{ae} \sin^{-1} e\right); & \text{for prolate spheroids} \end{cases} \quad (14)$$

where a and c are the lengths of semi-axes of spheroid, and e is the eccentricity (Muskins et al., 2006) given by

$$e^2 = \begin{cases} 1 - \frac{c^2}{a^2}; & \text{for oblate spheroids} \\ 1 - \frac{a^2}{c^2}; & \text{for prolate spheroids} \end{cases} \quad (15)$$

The volume of the oblate and prolate spheroids V is calculated using

$$V = \frac{4}{3}\pi a^2 c \quad (16)$$

Numerical Approach

Patankar (1980) control volume approach is used to solve the governing Equations (1–4) with the corresponding boundary conditions given in Equation (10). For better consideration of boundary conditions, the finite difference procedure with variable grid size is used. The SIMPLE algorithm is utilized to solve the coupling between velocity and pressure. The convection–diffusion terms are discretized by a Quick scheme which gives a stable solution. An iterative procedure is employed until the maximum mass residual of the grid control volume reach a value below 10^{-8} .

Grid Independence Study

A widespread mesh testing procedure is carried out to examine the grid independence of the solution. Six different mesh combinations varying from 51×51 to 101×101 nodes are used for the differentially heated vertical walls configuration at $Ra = 10^5$, $Pr = 0.7$, and $\varphi = 0.0$ as shown in Table II.

It is shown that both flow and heat transfer processes are well described by an equally spaced grid mesh of 81×81 . Further increase in the number of grid points produced essentially the same results. Similar type of grid independence study is also performed for the other cases but not reported here.

Table II. Average Nusselt number for various mesh sizes (case B, $Ra = 10^5$, $Pr = 0.7$, and $\phi = 0.0$)

Mesh	Nu_{avg}
51×51	4.493
61×61	4.999
71×71	4.503
81×81	4.507
91×91	4.507
101×101	4.507

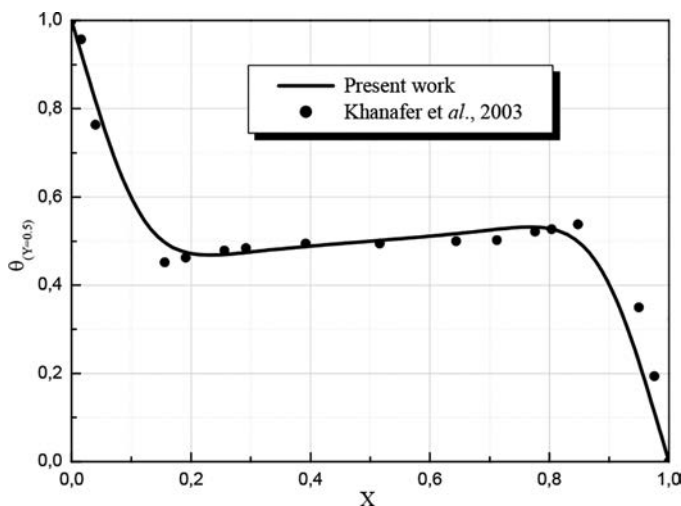
Code Validation

To validate the numerical procedure, two test cases are examined using the proposed code, and the numerical results are compared with those reported in the literature. A first test case is validated with the benchmark results of De Vahl Davis (1962) and Fusegi et al. (1991) at different Rayleigh numbers as shown in Table III. Excellent agreement is in fact shown between the present results and benchmark solutions and that for the enclosure hot wall averaged Nu number.

A second test case considered is also validated with the work of Khanafer et al. (2003) as shown in Figure 3. In

Table III. Comparison of results for averaged Nusselt number at the hot wall of the enclosure filled with air

Ra	Nu_{avg}		
	Present work	De Vahl Davis (1962)	Fusegi et al. (1991)
10^3	1.119	1.118	1.106
10^4	2.229	2.238	2.302
10^5	4.507	4.509	4.646
10^6	8.810	8.817	9.012

**Fig. 3.** The temperature distribution at the horizontal mid section of the enclosure (Cu–water nanofluid, $\phi = 5\%$, $Gr = 10^5$, $Pr = 6.2$).

this test study, the differentially heated vertical walls configuration is considered showing a good agreement of the results.

Results and Discussion

The objective of the present study is to investigate the effect of NP shapes on the natural convection behavior inside differentially square enclosures filled with Al_2O_3 –water nanofluid. A comparison study of two cases of enclosures (A and B) is presented (Figure 1). This study is performed for Rayleigh number and solid fraction in the range of $10^3 \leq Ra \leq 10^6$ and $0\% \leq \phi \leq 10\%$, respectively. Three different NPs' shapes with different aspect ratios are also examined, i.e., the sphere ($d_p = 1$), the oblate spheroid ($d_p = 0.13$), and the prolate spheroid ($d_p = 2, 5, 7.5, \text{ and } 10$).

Thermal Conductivity and Viscosity

Thermal conductivity and viscosity ratios of alumina nanofluid k_{nf}/k_f and μ_{nf}/μ_f , respectively, with different particle shapes and NPs aspect ratios are presented in Figure 4 as a function of NPs volume fractions. For a given particle shape, the nanofluid thermal conductivity rises linearly with NPs volume fraction, this enhancement follows the order from low to high, i.e., spherical NPs, prolate and then oblate spheroids.

For the prolate spheroids, the effective suspensions thermal conductivity increases as the sphericity decreased (i.e., increasing the aspect ratio) under the same volume fraction. This is certainly due to increase of the contact area between NPs and fluid (Ghosh and Pabi, 2012). It can also be revealed that the viscosity increases with particles volume fraction. For prolate spheroids with $d_p = 10$, a remarkable rise in the viscosity is noticed with a viscosity ratio from 1.4 at $\phi = 5\%$ to 2.1 at $\phi = 10\%$, indicating that there is a strong particle–particle interactions corresponding to a lower packing fraction ϕ_m . This results in an increase of the viscosity due to reduced “free space” for NPs to move (Mueller et al., 2010; Timofeeva et al., 2009). The increase in the viscosity can be described by a subsequent low to high order, i.e., spherical NPs, oblate then prolate spheroids ($d_p = 2$ –10). It can also be noted here that increase in viscosity with particle shapes does not follow the same order as that of thermal conductivity. Nanofluids of oblate spheroids NPs which produce a highest increase of thermal conductivity together with a less increase of viscosity seem to be the favorite nanofluid in this study which will be confirmed hereinafter. In contrast, nanofluids based on spherical NPs ($d_p = 1$) present the smallest increase in the viscosity but unfortunately the lowest raise in thermal conductivity thus not improving the heat transfer.

Some relevant physical argumentations on the topic have been reported previously by Mueller et al. (2010). Indeed, nonspherical suspensions compared to spherical ones introduce numerous supplementary effects, mainly

- The local flow in the vicinity of nonspherical particles is different from that of a spherical ones; therefore, the

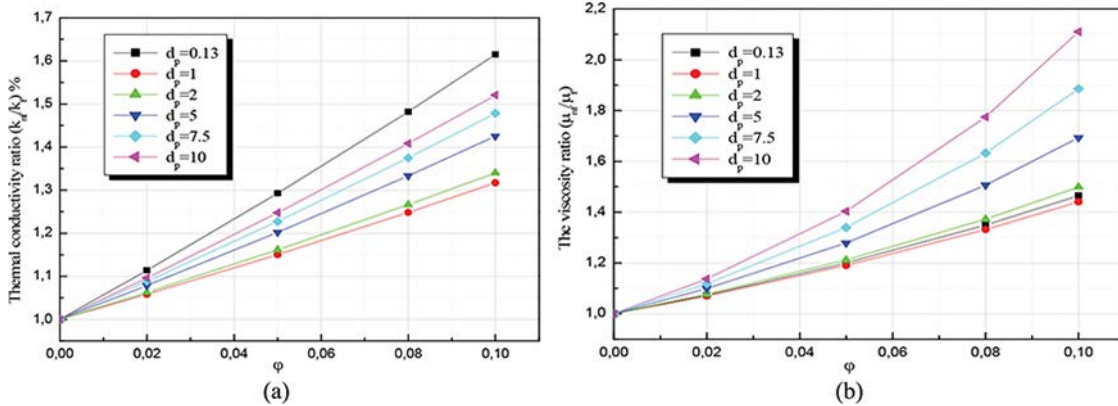


Fig. 4. (a) Thermal conductivity ratio and (b) viscosity ratio with different particle shapes and aspect ratios (oblate for $d_p=0.13$, spherical for $d_p=1$, and prolate for $d_p=2-10$).

viscosity for various NPs' shapes and aspect ratios is also different.

- The contribution of nonspherical particles to the viscosity depends on their motion. This behavior has been discussed in details by Jeffrey (1922).
- At the same particle volume fraction, the shape influences greatly particles' interaction. In addition, the interaction degree among nonspherical particles is superior to that of spherical ones.
- Moreover, size, particles shape-distribution as well as inter-particle forces are other important factors. The latter parameter is more significant in colloidal and aqueous systems (Jeffrey and Acrivos, 1976).

Isotherms and Streamlines

Effects of Rayleigh number and solid fraction on the heat transfer are presented as isotherms and streamlines in Figures 5 and 6.

Figure 5 presents the isotherms for the Al_2O_3 -water nanofluid (spherical NPs, $\phi=0.1$) and pure water at different Rayleigh numbers. For Case A (Rayleigh-Bénard convection), Figure 5(a) shows that at $Ra=10^3$, the isotherms are horizontally stratified demonstrating that conduction is the prevailing heat transfer mode. The thermo-convective motions are intensified with the increase of Rayleigh number and thus the conduction mode is no longer dominated (Abu-Nada, 2011). On the other hand, isotherms become more packed in the vicinity of horizontal walls and equally distributed in the core region of the enclosure. As shown in Figure 5(b), a slight inclination of the isotherms is observed at $Ra=10^3$, which indicate the onset of the convection. It can be noted here that the transition conduction-convection, at the same condition, depends on the chosen enclosure. Isotherms become horizontal in the core of the enclosure and vertical within the side vertical walls' thermal boundary layer and that when Ra increases.

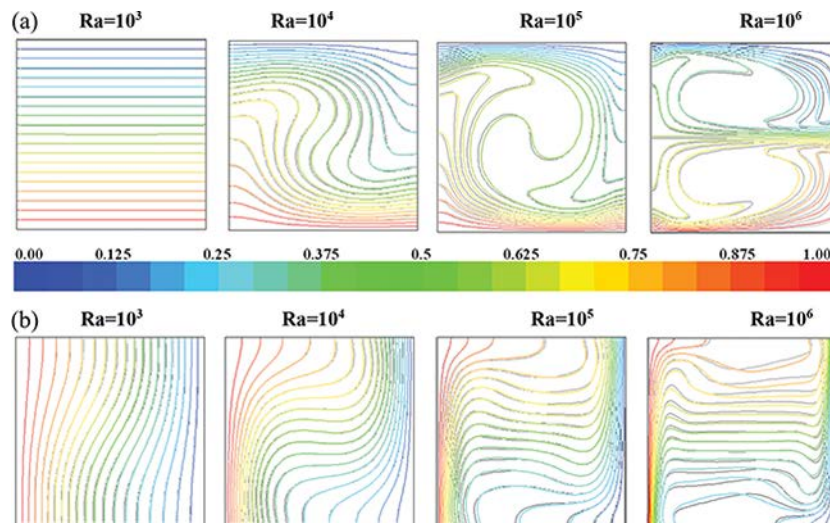


Fig. 5. Isotherms at different Rayleigh numbers (color lines) nanofluid based on spherical Al_2O_3 NPs with $\phi=1$ (black lines) water, (a) Case A and (b) Case B.

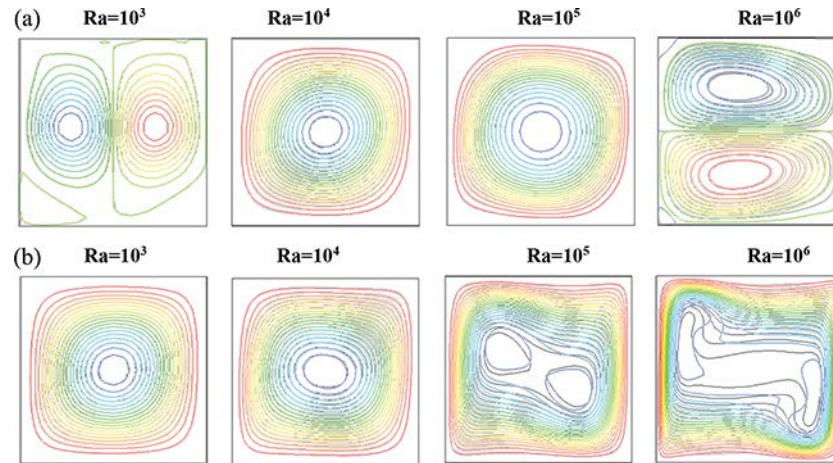


Fig. 6. Streamlines at different Rayleigh numbers (color lines) nanofluid based on spherical Al_2O_3 NPs with $\phi = 1$ (black lines) water, (a) Case A, and (b) Case B.

This is for the reason that a raise in a Rayleigh number causes higher intensity isotherms near active walls. This indicates that heat transfer enhancement is established at higher Rayleigh number. Though, for both two cases, volume fraction has little effects on the isotherms. Thus, isotherms of nanofluids and water are both identical, excepting for $Ra = 10^6$ where a slightly deviation is observed. This result is due to the nanofluid's higher viscosity which reduces the convection effect (Abu-Nada and Chamkha, 2010).

Figure 6 displays streamlines at various Rayleigh numbers for both water and nanofluid. It is clearly shown that the Rayleigh number and the chosen enclosure have a significant effect on the main cells shape. Also, the sense of rotating cells can be clearly expected from the corresponding isotherms, clockwise rotating cells for all cases except for the Rayleigh–Bénard configuration at $Ra = 10^3$ and $Ra = 10^6$ (the streamlines present two opposite circulating cells). As obtained from isotherms, the solid volume fraction has not a significant effect on the entire cell shape. Except for the Case B, a deviation is registered in the enclosure core region for both $Ra = 10^5$ and $Ra = 10^6$. Similar behavior is obtained previously by Nasrin et al. (2012).

Results obtained for oblate and prolate spheroids are similar to that of spherical NPs showing the same trends; hence, they are not presented here. The study of various NPs aspect ratios and solid volume fractions as well as their effects is also conducted and presented in the following sections.

It must be noted that the results for the oblate and the prolate spheroids are not presented here as they show similar trends to the spherical NPs results. Also, the study is conducted for various NPs aspect ratios and solid volume fractions as well as their effects are presented in the following sections.

Velocity Component

In order to obtain better understanding of the NPs effect on the fluid flow within enclosure, typical profiles of

x -component velocity (U) at the enclosure mid-section for various NPs shapes and volume fractions are presented in Figure 7. The enclosure with isothermal vertical walls (Case B) is considered for $Ra = 10^6$.

These profiles indicate symmetrical circulating cells with respect to the enclosure center, and due to thermal buoyancy effects, horizontal velocities increase near heated wall and decrease close to cooled wall. As the solid volume fraction increases, the maximum value of the horizontal velocity component as well increases and that for both spherical NPs and oblate spheroids. This is certainly due to the elevated energy transport throughout the flow together with the irregular motion of ultrafine particles. However, it can be seen that as NPs volume fraction increases, the horizontal velocity magnitude decreases. Thus, it can be concluded that presence of the NPs tends to slow down enclosure fluid motion; a similar behavior is also observed by Abu-Nada for CuO–EG–Water nanofluid (Abu-Nada and Chamkha, 2010). For the prolate spheroids with aspect ratio of 10, the profile of the horizontal velocity remains unchanged as the volume fraction increases, this is the result of a remarkable increase in the viscosity (as seen in Figure 4(b)). At the same volume fraction of NPs, the horizontal velocity is sensitive to the shape of NPs. This sensitivity enhancement with the volume fraction is shown in Figure 8.

Average Nusselt Number

In order to examine enclosure heat transfer rate effects for different nanofluids (NPs shapes and aspect ratios), plots of averaged Nusselt number with NPs volume fractions for different values of Rayleigh number along the hot wall are presented in Figures 9 and 10.

It can be observed from these figures that the averaged Nusselt number augments with Rayleigh number. In addition, effects of increasing particle volume fraction are favorable on the Nusselt number. This is resulting from a raise of fluid energy exchange rates, which subsequently

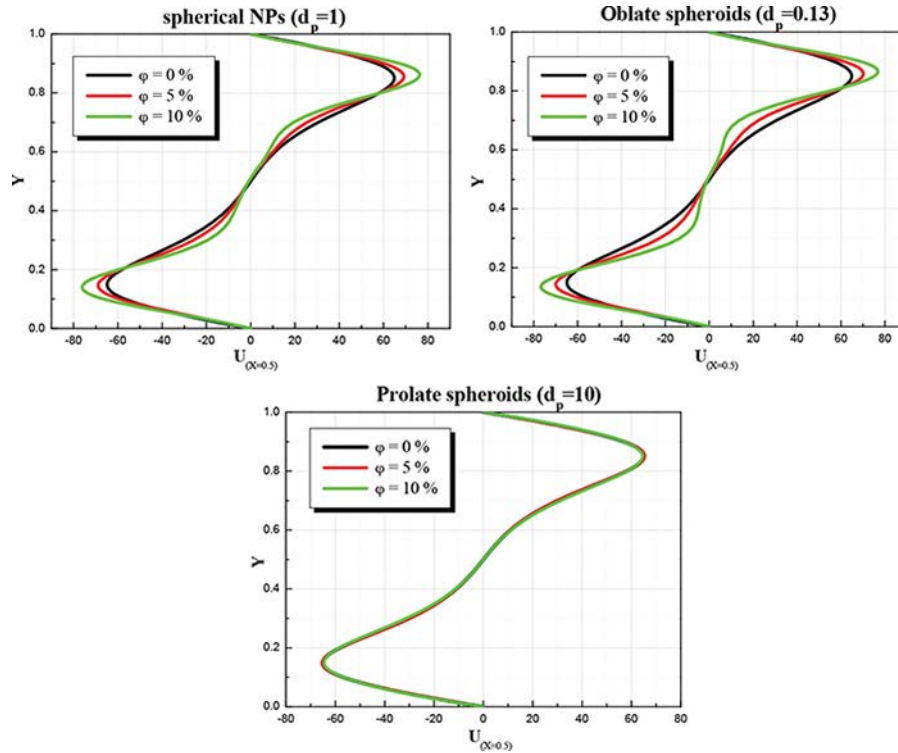


Fig. 7. Profiles of horizontal velocity for various NPs shapes, and volume fraction (Case A, $Ra = 10^6$).

improve nanofluid thermal dispersion. It is also shown that higher values of Nusselt are perceived for oblate spheroids nanofluids followed by the prolate ones (from high to low aspect ratio) and finally by the spherical NPs. In addition, Nusselt numbers for lower volume fraction have nearly the same values given that nanofluid viscosity is relatively small for both cases. Moreover, when increasing nanofluids volume fraction, heat transfer rate variation also increases and that for various nanofluids (NPs shapes and aspect ratios). Diversity in various NPs influences largely convective heat transfer rate, Figures 9 and 10.

Comparisons of figures show that average Nusselt number is highly depending on the considered enclosure. Isothermal vertical walls' enclosure leads to higher Nusselt

number compared to Rayleigh–Bénard one, and that at elevated numbers. This can be explained by the formation of circulating cells within the enclosure, resulting in heat transfer rate enhancement (Figure 6).

Heat Transfer Enhancement

The calculation of heat transfer enhancement ($E\%$) shows that nanofluid cooling performance is more pronounced at low Rayleigh numbers than at high ones, and that independently of the considered enclosure. As an illustration, for the oblate spheroids with $\phi = 0.1$ at $Ra = 10^3$, the heat transfer enhancement is of 61.5% for both Cases A and B. At $Ra = 10^6$, the heat transfer enhancement decreases to

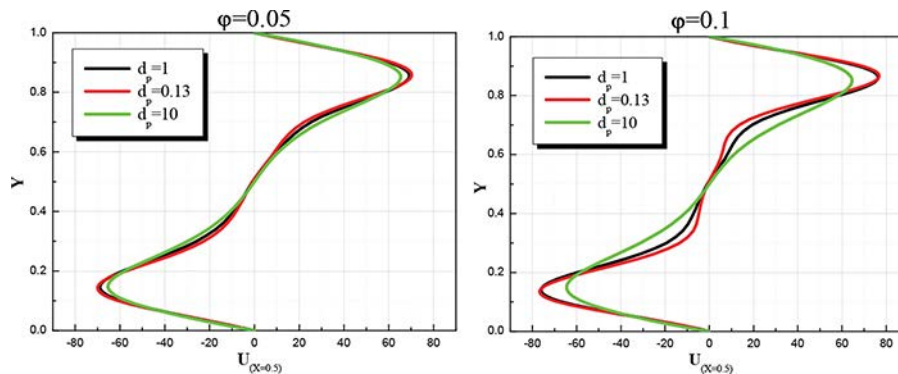


Fig. 8. Profiles of horizontal velocity at the same volume fraction for various NPs shapes (Case B, $Ra = 10^6$).

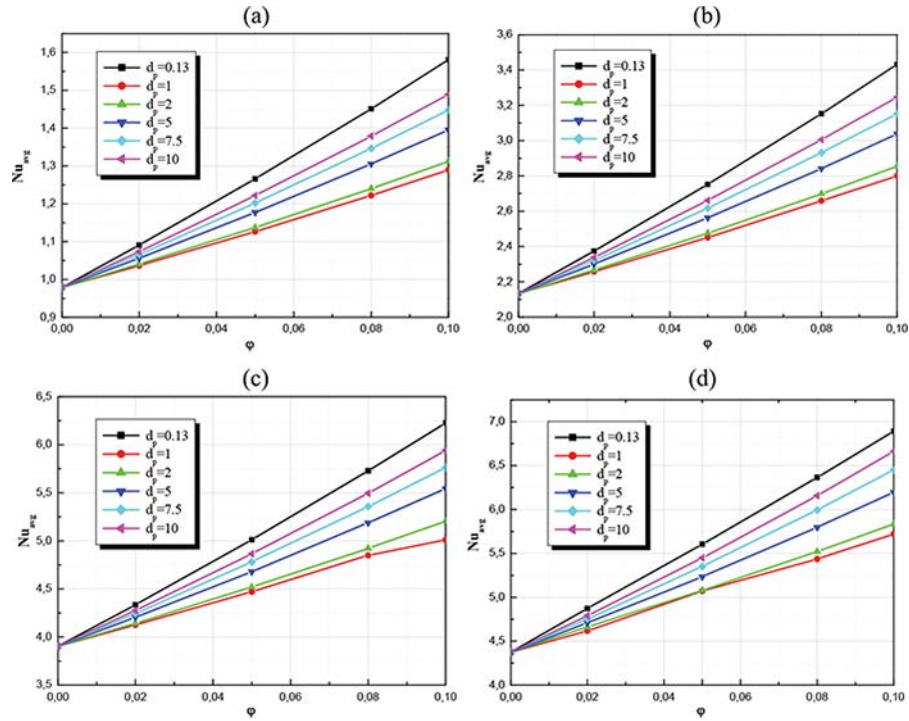


Fig. 9. Variation of average Nusselt number for Case A, (a) $Ra = 10^3$, (b) $Ra = 10^4$, (c) $Ra = 10^5$, and (d) $Ra = 10^6$.

57.1% and 52.4% for the Cases A and B, respectively. This behavior does not differ from results reported in previous studies conducted by Guet et al. (2012). The same trends are obtained with the other NPs shapes.

Computational results found in the present study are validated by comparison with different previous experimental results. Experimental results of Al_2O_3/H_2O laminar flow heat transfer explored for spherical NPs by Wen and Ding

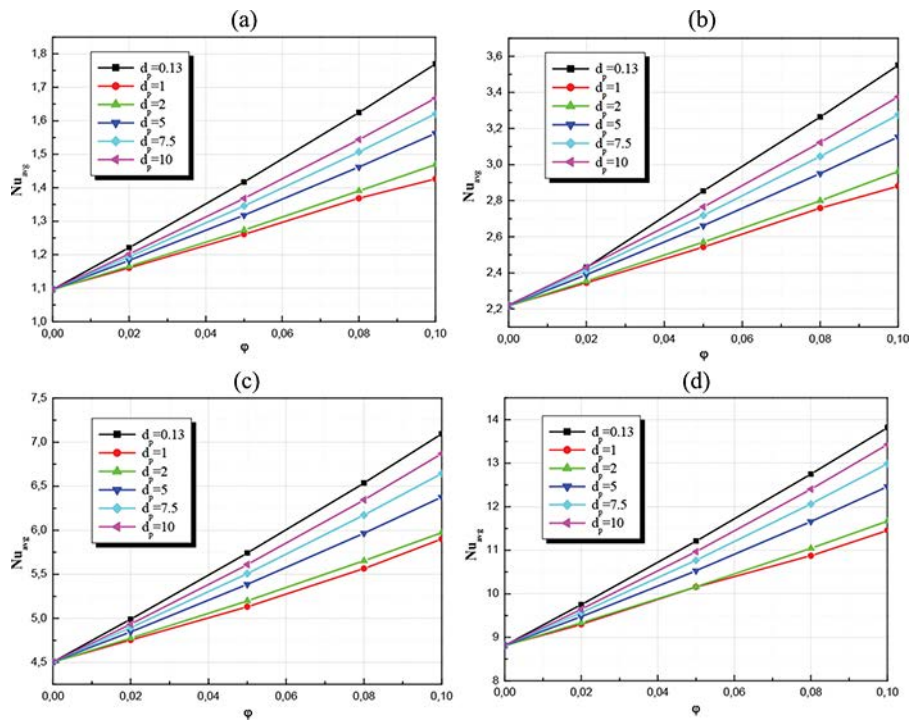


Fig. 10. Variation of average Nusselt number for Case B, (a) $Ra = 10^3$, (b) $Ra = 10^4$, (c) $Ra = 10^5$, and (d) $Ra = 10^6$.

(2004) show that the presence of NPs enhances convective heat transfer.

The same behavior was also observed previously by Pak and Cho (1999). They also established that the increase of suspended NPs volume fraction augments Nusselt number. It was found as well that nanofluid based on cylindrical NPs offered the biggest enhancement in the overall heat transfer compared to that based on spherical NPs (Cui et al., 2011).

Conclusion

A numerical study of Alumina nanofluid heat transfer enhancement in two-dimensional square enclosure (Rayleigh–Bénard and differentially heated vertical walls cases) has been performed for various Rayleigh numbers and different NP's volume fractions. Three NPs' shapes with a variety of aspect ratios (spherical NPs ($d_p=1$), oblate spheroids ($d_p=0.13$), and prolate spheroids ($d_p=2, 5, 7.5$, and 10) have been examined in this study. The principal findings are listed as follows:

- For both cases, the heat transfer rate increases with Rayleigh number and nanofluid solid volume fraction.
- The NPs shapes and aspect ratios have an important influence on the nanofluid performances in natural convective heat transfer. It has been found that the nanofluid with the oblate spheroids produced the largest enhancement in the overall heat transfer. For the prolate spheroids, the rate of heat transfer increased with the NPs aspect ratios.
- The enclosure has an important heat transfer rate effect at superior Rayleigh's numbers; the enclosure with isothermal vertical walls produced higher Nusselt numbers than the Rayleigh–Bénard case.
- Heat transfer enhancement decreases as the Rayleigh number increases independently of the considered enclosure, NPs shapes, and aspect ratios.

Nomenclature

C_p	specific heat at constant pressure ($\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)
g	gravitational acceleration (m s^{-2})
H	height of the enclosure (m)
k	thermal conductivity ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)
Nu	local Nusselt number
Nu_{avg}	average Nusselt number
Pr	Prandtl number
Ra	Rayleigh number
T	dimensional temperature (K)
u, v	dimensional x and y components of velocity (m s^{-1})
U, V	dimensionless x and y components of velocity
x, y	dimensional coordinates (m)
X, Y	dimensionless coordinates
a, c	lengths of semi-axes of spheroid
d_p	nanoparticles aspect ratio ($d_p = c/a$)
e	eccentricity
S	surface area of a spheroid
V	volume of a spheroid

Greek symbols

α	fluid thermal diffusivity ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
β	thermal expansion coefficient (K^{-1})
φ	nanoparticle volume fraction
W	kinematic viscosity ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
θ	dimensionless temperature
Ψ	dimensionless stream function
ρ	density (kg m^{-3})
μ	dynamic viscosity (N sm^{-2})

Subscripts

nf	nanofluid
f	fluid
s	solid
H	hot
C	cold

References

- Abu-Nada, E. (2011). Rayleigh–Bénard convection in nanofluids: Effect of temperature dependent properties, *Int. J. Therm. Sci.*, **50**, 1720–1730.
- Abu-Nada, E., and Chamkha, A. J. (2010). Effect of nanofluid variable properties on natural convection in enclosures filled with a CuO-EG-Water nanofluid, *Int. J. Therm. Sci.*, **49**, 2339–2352.
- Basak, T., and Chamkha, A. J. (2012). Heatline analysis on natural convection for nanofluids confined within square cavities with various thermal boundary conditions, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **55**, 5526–5543.
- Champion, J. A., Katare, Y. K., and Mitragotri, S. (2007). Making polymeric micro- and nanoparticles of complex shapes, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **104**(29), 11901–11904.
- Chandrasekar, M., Suresh, S., and Bose, A. C. (2010). Experimental investigations and theoretical determination of thermal conductivity and viscosity of Al_2O_3 /water nanofluid, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **34**, 210–216.
- Cui, W., Bai, M., Lv, J., Li, G., and Li, X. (2011). On the influencing factors and strengthening mechanism for thermal conductivity of nanofluids by molecular dynamics simulation, *Ind. Eng. Chem. Res.*, **50**, 13568–13575.
- De Vahl Davis, G. (1962). Natural convection of air in a square cavity, a benchmark numerical solution, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, **3**, 249–264.
- Ellahi, R. (2013). The effects of MHD and temperature dependent viscosity on the flow of non-Newtonian nanofluid in a pipe: Analytical solutions, *Appl. Math. Model.*, **37**, 1451–1467.
- Ellahi, R., Hassan, M., and Zeeshan, A. (2015). Shape effects of nanosize particles in Cu- H_2O nanofluid on entropy generation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **81**, 449–456.
- Forestiere, C., Miano, G., Boriskina, S. V., and Dal Negro, L. (2009). The role of nanoparticles shapes and deterministic aperiodicity for the design of nanoplasmonic arrays, *Opt. Express*, **17**(12), 9648–9661.
- Fusegi, T., Hyun, J. M., Kuwahara, K., and Farouk, B. (1991). A numerical study of three-dimensional natural convection in a differentially heated cubical enclosure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **34**, 1543–1557.
- Gallego, M. J. P., Lugo, L., Legido, J. L., and Pineiro, M. M. (2008). Thermal conductivity and viscosity measurements of ethylene glycol-based Al_2O_3 nanofluids, *Nanoscale Res. Lett.*, **6**(211), 1–11.
- Ghosh, M. M., and Pabi, S. K. (2012). Effects of particle shape and fluid temperature on heat-transfer characteristics of nanofluids, *J. Mater. Eng. Perform.*, **22**(6), 1525–1529.
- Guét, J., Reggio, M., and Vasseur, P. Natural Convection of Nanofluids in a Square Enclosure with a Protruding Heater, *Adv. Mech. Eng.*, 2012, Article ID 167296, 11 pages.

- Hamilton, R. L., and Crosser, O. K. (1962). Thermal conductivity of heterogeneous two component systems, *Indus. Eng. Chem. Fund.*, **1**, 182–191.
- Hwang, K. S., Lee, J. H., and Jang, J. P. (2007). Buoyancy-driven heat transfer of water-based Al_2O_3 nanofluids in a rectangular cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **50**, 4003–4010.
- Jeffery, G. B. (1922). The motion of ellipsoidal particles immersed in a viscous fluid, *Proc. R. Soc. Lond., A*, **102**, 161–179.
- Jeffrey, D. J., and Acrivos, A. (1976). The rheological properties of suspensions of rigid particles, *AIChE J.*, **22**, 417–432.
- Jou, R. Y., and Tzeng, S. C. (2006). Numerical research of nature convective heat transfer enhancement filled with nanofluids in rectangular enclosures, *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, **33**, 727–736.
- Khanafer, K., and Vafai, K. (2011). A critical synthesis of thermophysical characteristics of nanofluids, *Int. J. Heat Transfer*, **54**, 4410–4428.
- Khanafer, K., Vafai, K., and Lightstone, M. (2003). Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **46**, 3639–3653.
- Kleinstreuer, C., and Feng, Y. (2013). Experimental and theoretical studies of nanofluid thermal conductivity enhancement : A review, *Nanoscale Res. Lett.*, **6**, 229–241.
- Lee, S., Choi, S. U. S., Li, S., and Eastman, J. A. (1999). Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles ASME, *J. Heat Transfer*, **121**, 280–289.
- Mansour, M. A., Mohamed, R. A., Abd-elaziz, M. M., and Ahmed, S. E. (2010). Numerical simulation of mixed convection flows in a square lid-driven cavity partially heated from below using nanofluid, *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, **37**, 1504–1512.
- Mueller, S., Liewellin, E. W., and Mader, H. M. (2010). The rheology of suspensions of solid particles, Proceedings of the Royal Society A, Mathematical, *Phys. Eng. Sci.*, **466**(2116), 1201–1228.
- Muskens, O., Christofilos, D., Del Fatti, N., and Vallée, F. (2006). Optical response of a single noble metal nanoparticles, *J. Opt. A: Pure App. Opt.*, **8**, S264–S272.
- Nasrin, R., Alim, M. A., and Chamkha, A. J. (2012). Buoyancy-driven heat transfer of water– Al_2O_3 nanofluid in a closed chamber: Effects of solid volume fraction, Prandtl number and aspect ratio, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **55**, 7355–7365.
- Ooi, E. H., and Popov, V. (2013). Numerical study of influence of nanoparticle shape on the natural convection in Cu-water nanofluid, *Int. J. Therm. Sci.*, **65**, 178–188.
- Pak, B. C., and Cho, Y. I. (1999). Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, *Exp. Heat Transfer*, **11**, 151–170.
- Patankar, S. V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, Washington DC.
- Sheikholeslami, M., Domiri Ganji, D., Javed, M. Y., and Ellahi, R. (2015). Effect of thermal radiation on magnetohydrodynamics nanofluid flow and heat transfer by means of two phase model, *J. Magn. Magn. Mater.*, **374**, 36–43.
- Sheikholeslami, M., Ellahi, R., Ashorynejad, H. R., Domairry, G., and Hayat, T. (2014). Effects of heat transfer in flow of nanofluids over a permeable stretching wall in a porous medium, *J. Comput. Theor. Nanosci.*, **11**, 486–496.
- Sher Akbar, N., Raza, M., and Ellahi, R. (2014). Interaction of nanoparticles for the peristaltic flow in an asymmetric channel with the induced magnetic field, *Eur. Phys. J. Plus*, **129**, 155–167.
- Timofeeva, E. V., Routbort, J. L., and Singh, D. (2009). Particle shape effects on thermophysical properties of alumina nanofluids, *J. Appl. Phys.*, **106**(014304), 1–10.
- Tiwari, R. K., and Das, M. K. (2007). Heat transfer augmentation in a two-sided lid-driven differentially heated square cavity utilizing nanofluids, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **50**, 2002–2018.
- Wen, D. S., and Ding, Y. L. (2004). Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at entrance area under laminar flow region, *Inter. J. Heat Mass Transfer*, **47**(24), 5181–5188.
- Xie, H. Q., Wang, J. C., Xi, T. G., Liu, Y., Ai, F., and Wu, Q. R. (2002). Thermal conductivity enhancement of suspensions containing nanosized alumina particles, *J. Appl. Phys.*, **91**(7), 4568–4572.
- Xuan, Y., and Li, Q. (2000). Heat transfer enhancement of nanofluids, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **21**(1), 58–64.
- Zeeshan, A., Ellahi, R., and Hassan, M. (2014). Magnetohydrodynamic flow of water/ethylene glycol based nanofluids with natural convection through a porous medium, *Eur. Phys. J. Plus*, **129**, 261–270.