



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ DES FRÈRES MENTOURI - CONSTANTINE



FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° d'ordre : ... / Doct / 2018

Série : ... /GM/2018

THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Sciences
en Génie Mécanique

Etude numérique des transferts thermiques convectifs avec nano-fluides

OPTION : **Energétique**

Par : **BELAHMADI Essma**

Soutenue le : / / 2018

Devant le jury composé de :

Président :	M ^r . A. BOUCHOUCHA	Professeur	Université Frères Mentouri-Cne
Rapporteur :	M ^r . R. BESSAIH	Professeur	Université Frères Mentouri-Cne
Examineurs :	M ^r . A. MERABET	M.C.A	Université Frères Mentouri - Cne
	M ^r . C. BOUGRIOU	Professeur	Université Batna 2
	M ^r . F. MEBAREK-LOUDINA	M.C.A	Université 20 Août 55-Skikda

ABSTRACT

In this work, we present the study of convective heat transfers with nanofluid and entropy generation inside three selected configurations. Two computational codes (Ansys-Fluent 14 and house-Fortran) were used to solve the partial differential equations describing natural convection and mixed laminar flows. Numerical results obtained by these codes were validated with those found in the literature, and a good agreement was obtained. The study presented in this thesis is divided into three parts.

The first part of this study is devoted to two-dimensional flow in a vertical channel with parallel plates traversed by a Cu-water nanofluid. The effects of Reynolds and Grashof numbers, and the nanofluid solid volume fraction on heat transfer and entropy generation are examined in detail. The results show that increasing the nanoparticle volume fraction and dimensionless numbers (Re , Gr) improves the heat transfer rate and decreases the entropy generation in the channel.

The second part presents the axisymmetric flow of an Al_2O_3 -water nanofluid between two vertical coaxial cylinders. The effects of Rayleigh, Hartmann numbers, inclination angle and solid volume fraction of nanoparticles on heat transfer and entropy generation are studied in detail. Results reveal that the heat transfer and entropy generation rates depend on the intensity and orientation of the magnetic field. In addition, in all cases, the average Nusselt number and the total entropy generation increase by increasing the Rayleigh number and the volume fraction of nanoparticles.

The third part is based on heat transfer, steady state, in a horizontal cylindrical duct, traversed by a three-dimensional flow of a nanofluid subjected to a heat flux to the wall. The effects of Richardson and Hartmann numbers, solid volume fraction of the nanofluid, and the direction of the magnetic field on heat transfer and entropy generation are examined in detail. The results indicate that the heat transfer and entropy generation rates depend on the intensity and direction of the magnetic field. In addition, the increase in the number of Richardson and the volume fraction of nanoparticles increases heat transfer and entropy generation. Finally, the application of a radial magnetic field promotes a better convective heat exchange and minimizes the entropy generation.

Key words: Convective heat transfer, Nanofluid, Entropy generation.

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous présentons l'étude des transferts thermiques convectifs avec nanofluide et génération d'entropie à l'intérieur de trois configurations choisies. Deux codes de calcul (Ansys-Fluent 14 et Fortran-Maison) ont été utilisés pour résoudre les équations aux dérivées partielles décrivant les écoulements de convection naturelle et mixte laminaire. Les résultats numériques obtenus par ces codes ont été validés avec ceux trouvés dans la littérature, et une bonne concordance a été obtenue. L'étude présentée dans cette thèse est divisée en trois parties.

La première partie de cette étude est consacrée à l'écoulement bidimensionnel dans un canal vertical à plaques parallèles parcouru par un nanofluide Cu-eau. Les effets des nombres de Reynolds, de Grashof et de la fraction volumique solide du nanofluide sur le transfert thermique et la génération d'entropie sont examinés en détail. Les résultats montrent que l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et les nombres adimensionnels (Re , Gr) améliore le taux de transfert de chaleur et diminue la génération d'entropie dans le canal.

La seconde partie présente l'écoulement axisymétrique d'un nanofluide Al_2O_3 -eau entre deux cylindres coaxiaux verticaux. Les effets des nombres de Rayleigh, de Hartmann, d'angle d'inclinaison et de la fraction volumique solide des nanoparticules sur le transfert thermique et la génération d'entropie sont étudiés en détail. Les résultats révèlent que les taux du transfert de chaleur et de la génération d'entropie dépendent de l'intensité et de l'orientation du champ magnétique. En outre, dans tous les cas, le nombre de Nusselt moyen et la génération d'entropie totale augmentent en augmentant le nombre de Rayleigh et la fraction volumique des nanoparticules.

La troisième partie s'inscrit sur les transferts de chaleur, en régime permanent, dans un conduit cylindrique horizontal, parcouru par un écoulement tridimensionnel d'un nanofluide soumis à un flux de chaleur à la paroi. Les effets des nombres de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique solide du nanofluide et de la direction du champ magnétique sur le transfert thermique et la génération d'entropie sont examinés en détail. Les résultats indiquent que les taux du transfert de chaleur et de la génération d'entropie dépendent de l'intensité et de la direction du champ magnétique. En plus, l'augmentation du nombre de Richardson et de la fraction volumique des nanoparticules augmente le transfert de chaleur et la génération d'entropie. Enfin, l'application d'un champ magnétique radial favorise un meilleur échange thermique convectif et minimise la génération d'entropie.

Mots clés : Transfert de chaleur convectif, Nanofluide, Génération d'entropie.

ملخص

في هذا العمل، نقدم دراسة نقل حرارة الحمل الحراري مع النانوفلويد (Nanofluide) وتوليد الانتروبي داخل ثلاث تشكيلات مختارة. تم استخدام اثنين من رموز الحسابية (Ansys-Fluent 14 و Fortran-Maison) لحل المعادلات التفاضلية الجزئية التي تصف تدفقات الحمل الحراري الطبيعي والمختلط الصفحي. تم التحقق من النتائج العددية التي تم الحصول عليها عن طريق هذه الرموز مع تلك الموجودة في السابق، وتم الحصول على اتفاق جيد. تنقسم الدراسة المقدمة في هذه الرسالة إلى ثلاثة أجزاء.

يخصص الجزء الأول من هذه الدراسة للتدفق ثنائي الأبعاد في قناة رأسية متوازية مليئة بالنانوفلويد نحاس-ماء. يتم فحص آثار أعداد Reynolds (Re) و Grashof (Gr)، وحجم جزء من النانوفلويد (Nanofluide) على نقل الحرارة و توليد الانتروبي بالتفصيل. تظهر النتائج أن زيادة حجم جزء من النانوفلويد (Nanofluide) و الأعداد بلا أبعاد (Gr, Re) يحسن معدل نقل الحرارة ويقلل توليد الإنتروبي في القناة.

يقدم الجزء الثاني من هذه الدراسة التدفق المحاوري لنانوفلويد Al_2O_3 -ماء بين أسطوانتين محوريتين عموديتين. يتم دراسة تأثير أعداد Rayleigh و Hartmann وزاوية الميل وحجم جزء من النانوفلويد (Nanofluide) على نقل الحرارة وتوليد الانتروبي بالتفصيل. تكشف النتائج أن معدلات نقل الحرارة وتوليد الانتروبي تعتمد على كثافة وتوجيه المجال المغناطيسي. بالإضافة إلى ذلك، في جميع الحالات، يزداد عدد Nusselt المتوسط وتوليد الانتروبي الكلي عن طريق زيادة عدد Rayleigh وحجم جزء من النانوفلويد (Nanofluide).

يعتمد الجزء الثالث على نقل الحرارة، في نظام دائم، في قناة أسطوانية أفقية، يمر بها تدفق ثلاثي الأبعاد من النانوفلويد (Nanofluide) يتعرض لتدفق حراري إلى الجدار. يتم فحص الآثار المترتبة على أعداد Richardson، Hartmann، حجم جزء من النانوفلويد (Nanofluide) واتجاه المجال المغناطيسي على نقل الحرارة وتوليد الانتروبي بالتفصيل. تشير النتائج إلى أن معدلات نقل الحرارة وتوليد الانتروبي تعتمد على شدة المجال المغناطيسي واتجاهه. بالإضافة إلى ذلك، الزيادة في عدد Richardson وجزء الحجم من الجسيمات النانوية يزيد من نقل الحرارة وتوليد الانتروبي. وأخيراً، يؤدي الحقل المغناطيسي الشعاعي إلى نقل أفضل للحرارة وتوليد أقل للإنتروبي.

كلمات البحث: نقل حرارة الحمل الحراري، النانوفلويد (Nanofluide)، توليد الانتروبي.

REMERCIEMENTS

De prime abord, louange à Dieu de m'avoir donné la force, le courage et la patience de mener à bien ce modeste travail.

Ma profonde gratitude et mes remerciements les plus chaleureux vont particulièrement à mon encadreur Mr. Bessaïh Rachid, Professeur à l'Université des frères Mentouri-Constantine 1, de m'avoir suivi et dirigé tout au long de la réalisation de ce travail. Aussi, je le remercie pour sa disponibilité permanente, pour son orientation efficace et pour ses idées originales qui ont servi à enrichir cette thèse.

Je remercie vivement mon enseignant Mr. A. Bouchoucha, Professeur à l'Université des frères Mentouri-Constantine 1, pour l'honneur qu'il ma fait d'avoir accepté d'examiner mon travail et de présider le jury.

Je tiens aussi à remercier Monsieur A.MERABET, Maître de Conférences A à l'Université des frères Mentouri-Constantine 1, Monsieur C.BOUGRIOU, Professeur à l'Université de Batna 2 et Monsieur F. MEBAREK- OUDINA, Maître de Conférences A à l'Université du 20 Août 55 -Skikda, pour leur participation à l'évaluation du présent travail.

Ma dernière pensée va à mon mari, Raouf, qui a subi l'envers du décor... Merci pour l'intérêt que tu portes à mon travail, ta patience, ton soutien et tes encouragements à travers les mots doux et les prières, m'ont permis de ne jamais baisser les bras et d'atteindre mon but.

Enfin, je remercie très sincèrement tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail et surtout Linda.

Essma

DÉDICACE

Je dédie cette thèse en particulier

A la mémoire de mon cher grand-père

A la mémoire de mes parents

A ma fille

A mon mari

A ma grand-mère

A ma famille et mes amies

A tous ceux qui me sont chers

Essma

Table des matières

ABSTRACT	i
RESUME	ii
ملخص.....	iii
Remerciements	iv
Dédicace	v
Tables des matières	vi
Nomenclature	x
Liste des figures	xiii
Liste des tableaux	xix
Introduction générale et objectifs.....	2
Objectifs	5

CHAPITRE I : GENERALITES ET SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 INTRODUCTION.....	7
I.2 NOTION DE BASE	8
I.3 GENERALITES SUR LES NANOFUIDES.....	8
I.3.1 Définition (Bang et Chang, 2005).....	8
I.3.2 Les applications des nanofluides.....	9
I.4 GENERALITES SUR LA MAGNETOHYDRODYNAMIQUE.....	9
I.4.1 Introduction.....	9
I.4.2 Définition de la magnétohydrodynamique.....	10
I.4.3 Modèle mathématique.....	11
I.4.3.1 Loi de la force de Lorentz.....	11
I.4.3.2 Les équations de Maxwell.....	11
I.4.3.3 L'équation de Navier-Stokes.....	12
I.4.3.4 La loi d'Ohm.....	12
I.4.4 Approximation magnétohydrodynamique.....	12
I.4.5 L'équation de l'induction magnétique.....	12
I.4.6 Equation de continuité.....	13
I.4.7 Cas d'un fluide incompressible.....	13
I.5 SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE	13
I.6 CONCLUSION	50

CHAPITRE II : MODELISATION DU PROBLEME ET RESOLUTION NUMERIQUE

II.1 INTRODUCTION.....	52
II.2 ELEMENTS MATHEMATIQUES DE BASE	52
II.2.1 Equation de continuité	52

II.2.2	Equations de quantité de mouvement	53
II.2.3	Equation de l'énergie.....	53
II.3	HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.....	54
II.4	CONFIGURATION 2-D (Application 1).....	54
II.4.1	Description du problème.....	54
II.4.2	Modèle mathématique et équations dimensionnelles.....	55
II.4.2.1	Nombre de Nusselt.....	56
II.4.2.2	Génération d'entropie.....	56
II.4.2.3	Coefficient de frottement.....	57
II.4.3	Présentation du logiciel de calcul « Fluent 14.0 ».....	57
II.4.4	Schémas numériques.....	58
II.4.5	Maillage.....	58
II.4.6	Conditions aux limites.....	59
II.4.7	Résolution numérique.....	59
II.4.7.1	Critère de convergence.....	60
II.4.7.2	Facteurs de sous-relaxation.....	61
II.5	CONFIGURATION 2-D (Application 2).....	61
II.5.1	Description du problème.....	61
II.5.2	Modèle mathématique et équations dimensionnelles.....	62
II.5.3	Adimensionnalisation des équations.....	63
II.5.4	Conditions aux limites	65
II.5.5	Résolution numérique	65
II.5.5.1	Maillage.....	66
II.5.5.2	Forme générale de l'équation de transport.....	67
II.5.5.3	Discrétisation de l'équation générale de transport.....	68
II.5.5.4	Critère de convergence.....	69
II.6	CONFIGURATION 3-D (Application 3).....	69
II.6.1	Description du problème.....	69
II.6.2	Modèle mathématique et équations dimensionnelles.....	70
II.6.3	Schémas numériques.....	72
II.6.4	Maillage.....	72
II.6.5	Conditions aux limites.....	73
II.6.6	Résolution numérique.....	73
II.6.6.1	Modèle MHD.....	73
II.6.6.2	Critère de convergence.....	74
II.6.6.3	Facteurs de sous-relaxation.....	75
II.7	CONCLUSION.....	75

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSION : CONFIGURATION 2-D

Application «1»
Transferts thermiques convectifs avec nanofluide dans un canal vertical

III.1.1	INTRODUCTION.....	78
III.1.2	PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES	78
III.1.3	EFFET DU MAILLAGE	79
III.1.4	VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	79
III.1.5	RESULTATS ET DISCUSSION.....	81
III.1.5.1	Effet de la fraction volumique des nanoparticules (ϕ).....	81
III.1.5.2	Effets du nombre de Reynolds (Re).....	83
III.1.5.3	Effet du nombre de Grashof (Gr).....	88
III.1.6	CONCLUSION (Application 1).....	92

Application «2»
**Transferts thermiques convectifs avec nanofluide entre deux cylindres coaxiaux
verticaux**

III.2.1	INTRODUCTION.....	93
III.2.2	PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES.....	93
III.2.3	EFFET DU MAILLAGE.....	94
III.2.4	VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	94
III.2.5	RESULTATS ET DISCUSSIONS	95
III.2.5.1	Effets de Ra et ϕ sur les lignes de courant, les isothermes et la génération d'entropie locale	96
III.2.5.2	Effets de Ha et γ sur les lignes de courant	98
III.2.5.3	Effets de Ha et γ sur les champs thermiques	98
III.2.5.4	Effets de Ha et γ sur la génération d'entropie locale.....	101
III.2.5.5	Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur les profils de vitesse.....	101
III.2.5.6	Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur le Nusselt moyen.....	103
III.2.5.7	Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur la génération d'entropie due au transfert de chaleur, au frottement et au champ magnétique.....	105
III.2.5.8	Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur la génération d'entropie totale.....	109
III.2.5.9	Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur le nombre de Bejan.....	110
III.2.6	CONCLUSION (Application 2).....	114

CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSION : CONFIGURATION 3-D

Application «3»
Transferts thermiques convectifs, 3D avec nanofluide dans un cylindre horizontal

IV.1	INTRODUCTION.....	116
IV.2	PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES	116
IV.3	EFFET DU MAILLAGE	117
IV.4	VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	117
IV.5	RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	118
IV.5.1	Effets de Ri , Ha et B sur les vecteurs de vitesse.....	119
IV.5.2	Effets de Ri , Ha et B sur les champs thermiques.....	119
IV.5.3	Effets de ϕ , Ha et B sur les profils de la vitesse axiale.....	120
IV.5.4	Effets de ϕ , Ha et B sur les profils de la température.....	120
IV.5.5	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le coefficient du transfert de chaleur.....	121
IV.5.6	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le nombre de Nusselt moyen.....	122
IV.5.7	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur les profils de la génération d'entropie locale....	123
IV.5.8	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur la génération d'entropie totale.....	123
IV.5.9	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le coefficient de frottement.....	124
IV.6	CONCLUSION (Application 3).....	135
	CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES.....	136
	REFERENCES.....	139
	LISTE DES PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS INTERNATIONALES.....	148

NOMENCLATURE

A	Surface d'échange thermique	$[m^2]$
$A(P)$	Fonction d'un schéma numérique	$[---]$
AR	Rapport d'aspect	$[---]$
A_p, A_E, A_W, A_N, A_S	Coefficients de l'équation algébrique de transport discrétisée	$[---]$
B	Champ magnétique	[Tesla]
b	terme source dans l'équation discrétisée	$[---]$
C_p	Chaleur spécifique à pression constante	[J/kg.K]
C_f	Coefficient de frottement	$[---]$
D	Largeur du canal (Fig. II.1) ou espace annulaire (Fig. II.5)	[m]
De, D_w, D_n, D_s	Flux diffusifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisée	$[---]$
\vec{E}	Champ électrique local	[V]
F	Force de Lorentz	[N]
Fe, F_w, F_n, F_s	Flux convectifs aux interfaces e, w, n, s, de l'équation de transport discrétisée	$[---]$
g	Accélération de la pesanteur	$[m/s^2]$
h	Coefficient du transfert de chaleur convectif	$[W/m^2.K]$
H	Hauteur du cylindre	[m]
\vec{j}	Densité volumétrique de courant	$[A/m^3]$
J_e, J_w, J_n, J_s	Flux aux interfaces (e, w, n et s)	$[---]$
k	Conductivité thermique	$[W/m.K]$
L	Longueur du cylindre	[m]
Nu	Nombre de Nusselt local	$[---]$
\overline{Nu}	Nombre de Nusselt moyen	$[---]$
p	Pression du fluide	[Pa]
P	Pression adimensionnelle	$[---]$
P_e, P_w, P_n, P_s	Nombre de Péclet aux interfaces e, w, n, s	$[---]$
q''	Flux de chaleur par unité de surface	$[W/m^2]$
R_i	Rayon intérieur du cylindre (Fig. II.5)	[m]
R_o	Rayon extérieur du cylindre (Fig. II.5)	[m]
Re	Nombre de Reynolds	$[---]$
s_{gen}	Génération d'entropie locale	$[W/m^3.K]$

S_t	Génération d'entropie totale adimensionnelle	[---]
S_{gen}	Génération d'entropie locale adimensionnelle	[---]
S_{th}	Génération d'entropie adimensionnelle due au transfert de chaleur	[---]
S_f	Génération d'entropie adimensionnelle due au frottement visqueux	[---]
S_m	Génération d'entropie adimensionnelle due au champ magnétique	[---]
S_φ	Terme source de la variable φ dans l'équation discrétisée	[---]
T	Température	[K]
T_0	Température d'entrée	[K]
T_w	Température de la paroi	[K]
t	Temps	[s]
v_0	Vitesse d'entrée	[m/s]
u, v, w	Composantes de la vitesse	[m/s]
U, V, W	Composantes de la vitesse adimensionnelle	[---]
x, y	Coordonnées cartésiennes	[m]
r, θ, z	Coordonnées cylindriques (Application 3)	[m]
R, Z	Coordonnées cylindriques adimensionnelles (Application 2)	[---]
Lettres grecques		
α	Diffusivité thermique du fluide	[m ² /s]
β	Coefficient d'expansion thermique volumique à pression constante	[1/K]
γ	Angle d'inclinaison du champ magnétique	[degré]
Γ	Coefficient de diffusion dans l'équation de transport	[---]
Θ	Température adimensionnelle	[---]
μ	Viscosité dynamique du fluide	[kg/m.s]
ν	Viscosité cinématique du fluide	[m ² /s]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]
ϕ	Fraction volumique solide	[---]
φ	Variable dépendante générale	[---]
Ψ	Fonction de courant adimensionnelle	[---]
σ	Conductivité électrique	[S/cm]

Nombres adimensionnels

$Be = S_h/S_t$	Nombre de Bejan	[---]
$Pr = \nu_f/\alpha_f$	Nombre de Prandtl	[---]
$Gr = g\beta_f\Delta TD^3/\nu_f^2$	Nombre de Grashof	[---]
$Ra = g\beta_f\Delta TD^3/(\alpha_f\nu_f)$	Nombre de Rayleigh	[---]
$Re = \rho_f v_0 D/\mu_f$	Nombre de Reynolds	[---]
$Ri = Gr/Re^2$	Nombre de Richardson	[---]

Indices et exposants

c	chaud
f	froid
f	fluide pur
max	Maximale
min	Minimale
nf	Nanofluide
s	nanoparticules
o	Indices de référence

LISTE DES FIGURES

Figure (I. 1)	Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique, Sheikholeslami et Rokni (2017).....	10
Figure (I. 2)	(a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur; (c) Loi de la main droite, Sheikholeslami et Rokni (2017).....	10
Figure (I. 3)	Les deux effets physiques clés se produisant dans la MHD, Sheikholeslami et Rokni (2017).....	11
Figure (I. 4)	Configuration géométrique du problème, Mehrez et al. (2015).....	14
Figure (I. 5)	Le schéma du modèle physique, Aminossadati et Ghasemi (2009).....	15
Figure (I. 6)	Représentation des inserts de bandes longitudinales, Sundar et al. (2016)..	15
Figure (I. 7)	Schéma de la géométrie du problème, Moumni et al. (2015).....	16
Figure (I. 8)	Schéma de la cavité sous champ magnétique, Kasaeipoor et al. (2015).....	17
Figure (I. 9)	Le modèle physique, Nayak et al. (2015).....	18
Figure (I. 10)	Géométrie et conditions aux limites, Khorasanizadeh et al. (2013).....	18
Figure (I. 11)	Schéma du modèle physique avec les conditions aux limites, Selimefendigil et Öztop (2015).....	19
Figure (I. 12)	Configuration du problème physique, Mehrez et al. (2013).....	20
Figure (I. 13)	Modèle physique du problème, Salari et al. (2012).....	20
Figure (I. 14)	Domaine de calcul d'un canal à plaques parallèles, Desrayaud et Lauriat (2009).....	21
Figure (I. 15)	Schéma de la cavité avec les conditions aux limites, Yu et al. (2013).....	22
Figure (I. 16)	Schéma du problème, Afrand et al. (2017).....	22
Figure (I. 17)	Deux cylindres coaxiaux et conditions aux limites, Kakarantzas et al. (2017).....	23
Figure (I. 18)	Description schématique du modèle physique, Selimefendigil et Öztop (2017).....	24
Figure (I. 19)	Schéma de la cavité, Hatami et al. (2016).....	25
Figure (I. 20)	Schéma du modèle physique et la distribution du flux sur la surface inférieure, Matin et Vaziri (2016).....	25
Figure (I. 21)	Géométrie du problème, Battira et Bessaih (2016).....	26
Figure (I. 22)	Schéma du modèle physique, Rashidi et al. (2016).....	27
Figure (I. 23)	Géométrie et conditions aux limites, Mamourian et al. (2016).....	28
Figure (I. 24)	Diagramme schématique du modèle physique, Hussain et al. (2016).....	28
Figure (I. 25)	Schéma du modèle physique, Fersadou et al. (2015).....	29

Figure (I. 26)	Schéma de l'anneau cylindrique vertical, Afrand et al. (2015).....	30
Figure (I. 27)	Configuration géométrique du problème, Mehrez et al. (2014).....	30
Figure (I. 28)	Géométrie du problème avec les conditions aux limites, Mebarek-oudina et Bessaih (2014).....	31
Figure (I. 29)	Géométrie du problème avec les conditions aux limites, Sheikholeslami et al. (2014).....	32
Figure (I. 30)	Schéma du problème, (a) cas A et (b) cas B, Malvandi et al. (2014).....	32
Figure (I. 31)	Configuration du problème étudié, Mahmoudi et al. (2013).....	33
Figure (I. 32)	Schéma du problème, Mahian et al. (2013).....	34
Figure (I. 33)	Configuration et système de coordonnées, Sankar et al. (2012).....	34
Figure (I. 34)	Configuration physique et système de coordonnées, Venkatachalappa et al. (2011).....	35
Figure (I. 35)	Configuration du débit et conditions aux limites, Kakarantzas et al. (2011).....	36
Figure (I. 36)	Configuration de l'écoulement et système de coordonnées, Sankar et al. (2011).....	36
Figure (I. 37)	Configuration physique et système de coordonnées, Sankar et al. (2011)...	37
Figure (I. 38)	Configuration physique et système de coordonnées, Sankar et Younghae (2010).....	38
Figure (I. 39)	Coupe transversale de l'enceinte réalisée expérimentalement, Wrobel et al. (2010).....	38
Figure (I. 40)	Géométrie du problème et conditions aux limites, Kakarantzas et al. (2009).....	39
Figure (I. 41)	Configuration physique et système de coordonnées, Sankar et al. (2006)...	39
Figure (I. 42)	La géométrie du problème, Bessaih et al. (2003).....	40
Figure (I. 43)	Diagramme schématique du modèle physique, Bensouici et Bessaih (2010).....	41
Figure (I. 44)	Diagramme schématique du problème, M. Bensouici et F. Bensouici (2017).....	41
Figure (I. 45)	Canal horizontal avec des régions discrètes de chauffage et de refroidissement, Li et al. (2017).....	42
Figure (I. 46)	Modèle physique du problème proposé, Raza et al. (2016).....	42
Figure (I. 47)	Géométrie et système de coordonnées, Rabhi et al. (2016).....	43
Figure (I. 48)	Schéma de la cavité en forme de demi-lune avec deux sources de chaleur semi-circulaires inférieures, Mojumder et al. (2016).....	43
Figure (I. 49)	Géométrie trapézoïdale de l'enceinte avec conditions aux limites, Aghaei et al. (2015).....	44

Figure (I. 50)	Modèle physique et système de coordonnées, Sheremet et Pop (2015).....	44
Figure (I. 51)	Domaine de calcul et système de coordonnées avec conditions aux limites, Ravnik et Škerget (2015).....	45
Figure (I. 52)	Schéma du système physique, Bondareva et Sheremet (2016).....	46
Figure (I. 53)	Schéma et conditions aux limites, Ismael et al. (2016).....	46
Figure (I. 54)	Schéma du modèle physique, Al-Zamily (2014).....	47
Figure (I. 55)	Schéma et conditions aux limites, Rahman et al. (2010).....	48
Figure (I. 56)	Schéma du système expérimental, Ben Mansour et al. (2011).....	48
Figure (I. 57)	Géométrie du problème physique, Kefayati (2013).....	49
Figure (I. 58)	Schéma du tube incliné, Akbari et al. (2013).....	49
Figure (II. 1)	Schéma d'un canal vertical avec les conditions aux limites, Application 1..	55
Figure (II. 2)	Interface du logiciel Ansys-Fluent 14.0 d'un calcul parallèle avec 4 processeurs.....	58
Figure (II. 3)	Une partie du maillage du canal vertical.....	59
Figure (II. 4)	Evolution des résidus pour un canal vertical remplie de nanofluide (Cueau), $\phi = 0.03$, $Re = 800$	60
Figure (II. 5)	Schéma d'un cylindre vertical creux avec les conditions aux limites, Application 2.....	62
Figure (II. 6)	Schéma d'un volume de contrôle bidimensionnel.....	66
Figure (II. 7)	Schéma d'un cylindre horizontal avec les conditions aux limites, Application 3.....	70
Figure (II. 8)	Une partie du maillage du cylindre horizontal.....	73
Figure (II. 9)	La méthode MHD utilisée par Ansys-Fluent 14.....	74
Figure (II. 10)	Evolution des résidus pour un cylindre horizontal remplie de nanofluide (Al_2O_3 -eau), $Ha = 10$, $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_z (champ magnétique orienté suivant la direction axiale).....	75
Figure (III. 1)	Comparaison entre nos résultats numériques et ceux de Desrayaud and Lauriat (2009), (a) Profils de température T et (b) Profils de vitesse u , en fonction de y , pour $Re = 300$ et $Gr = 1.59 \cdot 10^5$	80
Figure (III. 2)	Effet de différentes fractions volumiques solides (ϕ) sur (a) : la température (T) et (b) : la vitesse verticale (v), à la sortie du canal, à $Re = 1800$ et $Gr = 1.59 \cdot 10^5$	82
Figure (III. 3)	Effet de différentes fractions volumiques solides (ϕ) sur le nombre de Nusselt local (Nu), le long de la paroi gauche, à $Re = 1800$ et $Gr = 1.59 \cdot 10^5$	83

Figure (III. 4)	Lignes de courant (gauche) et isothermes (droite) pour l'eau pure, f ($\phi = 0$), nanofluide Cu-eau, nf ($\phi = 0,1$), pour deux valeurs de Re, à $Gr = 1,59 \times 10^5$	84
Figure (III. 5)	Effet de différents nombres de Reynolds (Re) sur le nombre de Nusselt local (Nu), à $Gr = 1,59 \times 10^5$ et $\phi = 0,03$	85
Figure (III. 6)	Effet de différents nombres de Reynolds (Re) sur (a) : le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}) et (b) : la génération d'entropie totale (S_t), à $Gr = 1,59 \times 10^5$	87
Figure (III. 7)	Effet de différents nombres de Reynolds (Re) sur le coefficient de frottement (C_f), à $Gr = 1,59 \times 10^5$	88
Figure (III. 8)	Lignes de courant (gauche) et isothermes (droite) pour l'eau pure, f ($\phi = 0$), nanofluide Cu-eau, nf ($\phi = 0,1$), pour deux valeurs de Gr, à $Re = 1800$.	89
Figure (III. 9)	Effet de différents nombres de Grashof (Gr) sur le nombre de Nusselt local (Nu), à $Re = 1800$ et $\phi = 0,03$	90
Figure (III. 10)	Effet de différents nombres de Grashof (Gr) sur (a) : le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}) et (b) : la génération d'entropie totale (S_t), à $Re = 1800$	91
Figure (III. 11)	Comparaison entre nos résultats numériques et ceux de Sankar et Younghae (2010) et Kumar et Kalam (1991), pour le nombre moyen de Nusselt (\overline{Nu}), à $R_o/R_i = 2$ et $H/D = 1$	95
Figure (III. 12)	Comparaison entre nos résultats numériques et ceux de Sankar et al. (2006) , pour les profils de vitesse, à $Ra = 10^5$, $AR = 2$ et $Ha = 40$	95
Figure (III. 13)	Les lignes de courant, les isothermes et la génération d'entropie locale pour l'eau pure ($\phi = 0$) et nanofluide Al_2O_3 ($\phi = 0,1$), et deux valeurs de Ra, à $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$	97
Figure (III. 14)	Lignes de courant pour différents nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ), à $Ra = 10^5$ et $\phi = 0,05$	99
Figure (III. 15)	Isothermes pour différents nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ), à $Ra = 10^5$ et $\phi = 0,05$	100
Figure (III. 16)	Génération d'entropie locale pour différents nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ), à $Ra = 10^5$ et $\phi = 0,05$	102
Figure (III. 17)	Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la vitesse axiale adimensionnelle (V): (a) $Ra = 10^4$, $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$; (b) $\phi = 0,05$, $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$; (c) $\phi = 0,05$, $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$; (d) $\phi = 0,05$, $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$	104

Figure (III. 18)	Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}) en fonction de ϕ : (a) Ha = 50 et $\gamma = 90^\circ$;(b) Ra = 10^4 et $\gamma = 90^\circ$;(c) Ra = 10^4 et Ha = 50.....	106
Figure (III. 19)	Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la génération d'entropie due au transfert de chaleur (S_{th}) en fonction de ϕ : (a) Ha = 50 et $\gamma = 90^\circ$;(b) Ra = 10^4 et $\gamma = 90^\circ$;(c) Ra = 10^4 et Ha = 50.....	107
Figure (III. 20)	Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la génération d'entropie due au frottement (S_f) en fonction de ϕ : (a) Ha = 50 et $\gamma = 90^\circ$;(b) Ra = 10^4 et $\gamma = 90^\circ$;(c) Ra = 10^4 et Ha = 50.....	108
Figure (III. 21)	Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la génération d'entropie due au champ magnétique (S_m) en fonction de ϕ : (a) Ha = 50 et $\gamma = 90^\circ$;(b) Ra = 10^4 et $\gamma = 90^\circ$;(c) Ra = 10^4 et Ha = 50.....	111
Figure (III. 22)	Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la génération d'entropie totale (S_t) en fonction de ϕ : (a) Ha = 50 et $\gamma = 90^\circ$;(b) Ra = 10^4 et $\gamma = 90^\circ$;(c) Ra = 10^4 et Ha = 50.....	112
Figure (III. 23)	Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur le nombre de Bejan (Be) en fonction de ϕ : (a) Ha = 50 et $\gamma = 90^\circ$;(b) Ra = 10^4 et $\gamma = 90^\circ$;(c) Ra = 10^4 et Ha = 50.....	113
Figure (IV. 1)	Comparaison entre nos résultats numériques et ceux d'Akbari et al. (2008), (a) Profil de vitesse u et (b) Profil du coefficient de transfert de chaleur convectif, pour Re = 300 et Gr = 5×10^4 et $\phi = 0.02$	118
Figure (IV. 2)	Vecteurs de vitesse développés pour différents nombres de Richardson (Ri) et Hartmann (Ha), pour deux directions (B_r , B_θ), à la sortie, à $\phi = 0.05$	126
Figure (IV. 3)	Isothermes développés pour différents nombres de Richardson (Ri) et Hartmann (Ha), pour deux directions (B_r , B_θ), à la sortie, à $\phi = 0.05$	127

Figure (IV. 4)	Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_z , B_θ) sur la vitesse axiale adimensionnelle (v/v_0): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$	128
Figure (IV. 5)	Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Richardson (Ri), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_θ , B_z) sur le profil de température le long de la ligne axiale du cylindre (T): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ha = 10$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (d) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$	129
Figure (IV. 6)	Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Richardson (Ri), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_θ , B_z) sur le profil axial du coefficient du transfert de chaleur (h): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ha = 10$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (d) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$	130
Figure (IV. 7)	Effet de différentes directions du champ magnétique sur le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}), en fonction de : (a) Ha pour $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$; (b) ϕ pour $Ri = 1$ et $Ha = 10$; (c) Ri pour $Ha = 10$ et $\phi = 0.05$	131
Figure (IV. 8)	Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Richardson (Ri), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_θ , B_z) sur le profil axial de la génération d'entropie locale (S_{gen}): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ha = 10$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (d) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$	132
Figure (IV. 9)	Effet de différentes directions du champ magnétique sur la génération d'entropie totale (S_t), en fonction de : (a) Ha pour $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$; (b) ϕ pour $Ri = 1$ et $Ha = 10$; (c) Ri pour $Ha = 10$ et $\phi = 0.05$	133
Figure (IV. 10)	Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Richardson (Ri), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_θ , B_z) sur le profil axial du coefficient du frottement (C_f): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ha = 10$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (d) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$	134

LISTE DES TABLEAUX

Tableau (II.1)	Les schémas numériques utilisés.....	58
Tableau (II. 2)	Les conditions aux limites pour le cas du canal vertical.....	59
Tableau (II. 3)	Paramètres de relaxation pour notre cas.....	61
Tableau (II. 4)	Différentes quantités transportées et leurs termes de transport.....	67
Tableau (II. 5)	Les schémas numériques utilisés.....	72
Tableau (II. 6)	Les conditions aux limites pour le cas du cylindre horizontal.....	73
Tableau (II. 7)	Paramètres de relaxation choisis.....	75
Tableau (III. 1)	Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules à 25°C, Abu-Nada et al., 2008.....	79
Tableau (III. 2)	Étude de l'indépendance du maillage pour un nanofluide Cu-eau, avec $AR = 40$, $\phi = 0.03$, $Gr = 1.59 \cdot 10^5$ et $Re = 800$ (Application 1).....	79
Tableau (III. 3)	Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules à 25°C, Abu-Nada et al., 2008.....	94
Tableau (III. 4)	Étude de l'indépendance du maillage pour un nanofluide Al_2O_3 -eau, avec $Ha = 0$, $\phi = 0.05$ et $Ra = 10^4$ (Application 2).....	94
Tableau (IV. 1)	Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules à 25°C, Abu-Nada et al., 2008	117
Tableau (IV. 2)	Étude de l'indépendance du maillage pour un nanofluide Al_2O_3 -eau, avec $Ha = 0$, $\phi = 0.05$, $Re = 320$ et $Ri = 1$ (Application 3).....	117

INTRODUCTION GENERALE ET OBJECTIFS

Introduction Générale	2
Objectifs	5

Introduction Générale

Le besoin d'améliorer les transferts thermiques des fluides a donné naissance au développement d'une nouvelle classe, dite les nanofluides. Ces derniers sont des solutions contenant des nanoparticules en suspension dans un fluide de base. Grâce à leurs propriétés qui permettent d'améliorer les performances thermiques, les nanofluides peuvent être utilisés dans une multitude d'applications domestiques et industrielles. Cependant, la principale difficulté rencontrée avec les nanofluides est de disperser de manière stable dans le temps les nanoparticules dans le liquide de base à cause de leur agglomération, due soit à la gravité ou soit à la précipitation dépendant de la température. Dans le cas de la convection thermique au sein de nanofluides, qui sont généralement bons conducteurs, à la fois thermiques et électriques, et en présence d'un champ magnétique, le nanofluide est soumis à deux forces de volume à savoir : la force de flottabilité et celle de Lorentz. Cette dernière peut induire de la magnétohydrodynamique (MHD).

La magnétohydrodynamique associée particulièrement au transfert thermique a reçu une attention considérable dans les dernières années en raison de sa grande variété d'applications dans les domaines de l'ingénierie, tels que la formation de cristaux dans le liquide, le refroidissement des réacteurs nucléaires, les équipements électroniques ainsi que les dispositifs microélectroniques, la technologie solaire et ainsi de suite. C'est dans ce contexte que ce travail repose. Au cours de ces dernières décennies, de nombreux scientifiques travaillent sur la deuxième loi de la thermodynamique. L'entropie est devenue un terme utilisé par les biologistes, mathématiciens, sociologues, économistes, architectes, et surtout par les physiciens.

L'entropie est une grandeur extensive qui mesure quantitativement le degré de désordre d'un système. Elle est définie par sa variation lors d'une transformation réversible et elle est égale à la quantité de chaleur apportée au système divisée par la température de ce même système. Le terme *Entropie* a été forgé en 1865 par le physicien allemand Clausius à partir de la racine grecque *Tropi* qui évoque l'idée de transformation ou de retour en arrière.

L'un des aspects importants de notre travail est d'analyser la génération d'entropie en raison des effets combinés du champ magnétique, de la convection et de la fraction

volumique solide. L'effet combiné du frottement du fluide et de l'irréversibilité thermique reflète la performance des caractéristiques thermo-fluidiques. Il y a plusieurs applications pratiques où il est important de connaître le principal paramètre d'influence dans la génération d'entropie totale. Dans de tels cas, il est nécessaire de concevoir des méthodes pour améliorer l'efficacité thermodynamique des systèmes thermiques en réduisant la génération d'entropie.

Le travail que nous développons dans ce manuscrit concerne l'étude numérique des transferts thermiques convectifs avec nanofluides : a) canal vertical avec génération d'entropie (2D), b) deux cylindres coaxiaux verticaux avec génération d'entropie et champ magnétique et c) cylindre horizontal avec champ magnétique. Les simulations numériques ont été réalisées pour prédire l'effet des nombres de Reynolds, de Rayleigh, de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique solide des nanoparticules et de l'orientation du champ magnétique sur le transfert thermique et la génération d'entropie.

Les actions mises en œuvre pour conduire cette étude s'organisent autour de quatre chapitres et une conclusion :

Faisant suite à cette introduction, le premier chapitre consiste, tout d'abord, à présenter une théorie générale qui permet une meilleure appréhension des effets des nanofluides et du champ magnétique. Ensuite, une large synthèse bibliographique englobant des travaux sur la convection naturelle et mixte dans les cavités ainsi que des études traitant de la génération d'entropie.

La physique du problème, la formulation mathématique, les conditions aux limites et la méthode de résolution, y compris la description de l'outil numérique utilisé et l'analyse du choix du maillage, seront étalées dans le deuxième chapitre de cette thèse.

Le troisième chapitre est réservé à la présentation des résultats obtenus en configuration (2-D) de l'écoulement laminaire-nanofluide de la convection mixte dans un canal vertical (Application 1), et de la convection naturelle dans un cylindre creux vertical (Application 2). Après la première étape de validation, en mettant l'accent sur l'impact de certains paramètres tels que les nombres de Reynolds, de Rayleigh, de Hartmann, la fraction volumique solide des nanoparticules et l'orientation du champ magnétique.

Nous présentons ensuite au quatrième chapitre, une analyse des résultats de simulation numérique dans une configuration tridimensionnelle, pour déterminer les paramètres adéquats pour un meilleur transfert de chaleur et une production d'entropie

minimale. Nous étudierons plus particulièrement l'effet des nombres de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique solide des nanoparticules et de l'orientation du champ magnétique.

Enfin, nous clôturons ce manuscrit par une conclusion générale ainsi qu'un ensemble de perspectives à retenir pour des travaux futurs envisagés.

Objectifs

Les objectifs tirés de la présente étude sont résumés comme suit :

- L'effet de la fraction volumique solide des nanoparticules, des nombres de Reynolds et Grashof sur le champ d'écoulement (vitesses, lignes de courant), le transfert de chaleur (isothermes, nombres de Nusselt local et moyen) et la génération d'entropie totale. (2D-application 1, Figure II. 1).
- Les effets des nombres de Rayleigh et Hartmann, de la fraction volumique solide des nanoparticules et l'orientation du champ magnétique sur la structure d'écoulement (vitesses, lignes de courant), le transfert de chaleur (isothermes, nombre de Nusselt moyen) et la génération d'entropie (la génération d'entropie due au transfert de chaleur, au frottement visqueux, au champ magnétique et le nombre de Bejan). (2D-Application 2, Figure II. 5).
- Les effets des nombres de Richardson et Hartmann, de la fraction volumique solide des nanoparticules et la direction du champ magnétique sur le champ d'écoulement (vitesses, vecteurs de vitesse), le transfert de chaleur (températures, isothermes, coefficient de transfert de chaleur convectif et nombre de Nusselt moyen) et la génération d'entropie (locale et totale). (3D-Application 3, Figure II.7).

CHAPITRE I :

GÉNÉRALITÉS ET SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

Sommaire

I.1 INTRODUCTION.....	7
I.2 NOTION DE BASE	8
I.3 GENERALITES SUR LES NANOFUIDES	8
I.3.1 Définition (Bang et Chang, 2005).....	8
I.3.2 Les applications des nanofluides.....	9
I.4 GENERALITES SUR LA MAGNETOHYDRODYNAMIQUE.....	9
I.4.1 Introduction.....	9
I.4.2 Définition de la magnétohydrodynamique.....	10
I.4.3 Modèle mathématique.....	11
I.4.3.1 Loi de la force de Lorentz.....	11
I.4.3.2 Les équations de Maxwell.....	11
I.4.3.3 L'équation de Navier-Stokes.....	12
I.4.3.4 La loi d'Ohm.....	12
I.4.4 Approximation magnétohydrodynamique.....	12
I.4.5 L'équation de l'induction magnétique.....	12
I.4.6 Equation de continuité.....	13
I.4.7 Cas d'un fluide incompressible.....	13
I.5 SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE	13
I.6 CONCLUSION.....	50

I.1 INTRODUCTION

Le transfert de chaleur par convection peut jouer un rôle important dans divers processus industriels. L'efficacité de tels processus est souvent limitée par les propriétés thermo-physiques des fluides utilisés. La conductivité thermique d'un liquide non métallique étant très faible, il faut trouver un moyen de l'augmenter artificiellement.

L'amélioration des caractéristiques thermiques des fluides consiste à ajouter à ces derniers des petites particules. Parmi toutes les dimensions des particules telles que macro, micro et nano, nano-échelles "diamètre compris entre 1 et 100 nm" ont attiré plus d'attention car la taille des particules est assez proche de la taille de la molécule du fluide de base et le mélange peut être plus homogène facilement. De plus, la chute de pression dans le système est aussi faible que dans le fluide de base.

La convection d'un fluide conducteur de l'électricité contenu dans une cavité représente un sujet adéquat de recherche scientifique, à cause de sa présence dans maints procédés industriels. Le processus de croissance cristalline dans des applications électroniques et optiques a eu une recherche étendue envers la compréhension et le contrôle de la convection dans les systèmes. Dans ce contexte, la convection est étudiée avec la motivation de l'éviter ou de la réduire, à cause de son rôle important dans la formation des défauts tels que les hétérogénéités de composition dans le cristal.

Avec l'application d'un champ magnétique externe, il est possible d'agir sur les écoulements sans aucun contact physique et ainsi supprimer les fluctuations, contrôler les transferts thermique et massique, et donc améliorer la qualité du cristal. A cet effet, le ralentissement magnétique pour contrôler l'écoulement induit par un gradient de température est devenu un moyen privilégié et a fait l'objet de plusieurs applications industrielles.

Ce chapitre est composé de trois parties principales. La première partie présente une étude descriptive des nanofluides. La deuxième partie expose l'intérêt du champ magnétique. La troisième partie est consacrée à une revue des différents travaux scientifiques sur l'étude de la convection naturelle, forcée et mixte dans des cavités, ainsi qu'une étude de la génération d'entropie dans différentes enceintes.

I.2 NOTIONS DE BASE

L'étude du transfert de chaleur par convection permet de déterminer les échanges de chaleur se produisant entre un fluide et une paroi. La quantité de chaleur échangée par unité de temps dépend de plusieurs paramètres : la différence de température entre la paroi et le fluide, la vitesse du fluide, la capacité thermique massique du fluide, la surface d'échange, l'état de surface du solide et sa dimension etc...

La transmission de chaleur par convection est désignée, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection naturelle (libre), convection forcée et convection mixte.

Le phénomène de convection naturelle thermique apparaît spontanément, sous le seul effet des différences de masse volumique résultantes des différences de températures sur les frontières et d'un champ de forces extérieures (le champ gravitationnel, ...).

Le phénomène de convection forcée apparaît quand le mouvement du fluide est imposé par une cause mécanique extérieure (pompe, ventilateur, ...) au système.

La convection mixte correspond au couplage des deux phénomènes précédents (convection naturelle et forcée) quand les vitesses d'écoulement, fictives, dues aux deux types de convections sont considérées séparément, du même ordre de grandeur.

I.3 GENERALITES SUR LES NANOFLUIDES

I.3.1 Définition (Bang et Chang, 2005)

Les nanofluides sont des dispersions de particules de taille nanométrique (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm), appelées nanoparticules, dans un fluide de base afin d'en améliorer certaines propriétés.

Dans le cas des fluides caloporteurs, un des premiers paramètres à prendre en compte afin d'évaluer le potentiel d'échange de chaleur est la conductivité thermique. Or, les fluides les plus employés tels que l'eau, l'huile ou l'éthylène-glycol (EG) ne disposent que d'une conductivité thermique faible par rapport à celle des solides cristallins. Avec les nanofluides, l'idée est alors d'insérer, au sein du fluide de base, des nanoparticules afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange. Ce terme nanofluide a été introduit par Choi (1985).

I.3.2 Les applications des nanofluides (Soufi, 2013)

- ✓ L'échangeur de chaleur.
- ✓ Le refroidissement d'éléments électroniques (produire un nanofluide stable qui est compatible avec des circuits et des composants électroniques).
- ✓ Nanoparticules pour l'efficacité des réfrigérateurs (formulation de lubrifiants et liquides de refroidissement mélangés avec des nanoparticules pourraient entraîner une augmentation de l'efficacité énergétique des réfrigérateurs).
- ✓ Aéronautique et spatial.
- ✓ Refroidissement des systèmes nucléaire.
- ✓ Transport (gestion de refroidissement / Véhicule moteur thermique).
- ✓ Autres applications (piles à combustible, le chauffage solaire d'eau, forage, stockage thermique).

Les avantages et les inconvénients des nanofluides sont mentionnés en détail dans la référence de **Soufi, 2013**.

I.4 GENERALITES SUR LA MAGNETOHYDRODYNAMIQUE

I.4.1 Introduction

La magnétohydrodynamique (MHD en abrégé) est une discipline, au même titre que la thermodynamique, c'est-à-dire un ensemble d'équations et de modèles.

La MHD constitue l'exemple le plus spectaculaire et le plus récent de fluides conducteurs, c'est l'étude du mouvement d'un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique.

Un écoulement MHD peut différer significativement d'un écoulement hydrodynamique ordinaire équivalent. Le mouvement des particules du métal à travers des lignes de champ magnétique produit un courant électrique qui agit réciproquement avec le champ magnétique pour produire une force motrice électromagnétique (EM), qui s'oppose au mouvement du liquide. Même un champ magnétique faible fournit assez de force EM d'amortissement pour éliminer la turbulence et l'instabilité dans la plupart du mouvement concerné, éliminant ainsi beaucoup de micro-défauts dans le cristal. Le taux d'amortissement dépendra en vertu de la force du champ magnétique appliqué aussi bien que son orientation en ce qui concerne la circulation convective (**Bessaih et al. ,2003**).

1.4.2 Définition de la magnétohydrodynamique

Le mot magnétohydrodynamique (MHD) a trois sections qui sont le champ magnétique moyen, le liquide et le mouvement. La figure (I. 1) représente l'idée de base de la MHD. La figure (I. 2) illustre le mécanisme d'influence de la force de Lorentz sur le mouvement du fluide. La loi de la main droite est montrée dans cette figure, qui détermine la direction des forces de Lorentz. Afin de simuler la MHD, les équations de Maxwell devraient être résolues et couplées aux équations de Navier-Stokes.

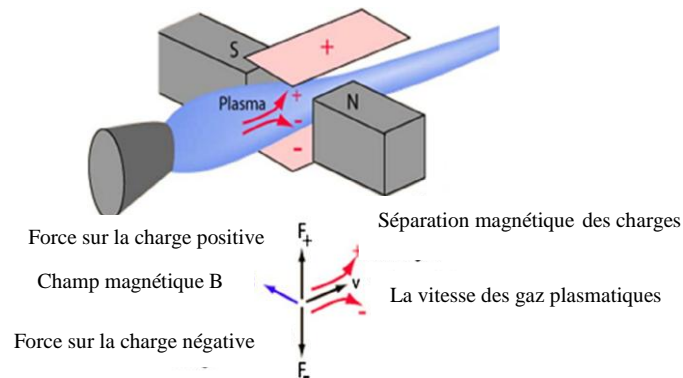


Figure (I. 1) : Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique, **Sheikholeslami et Rokni (2017).**

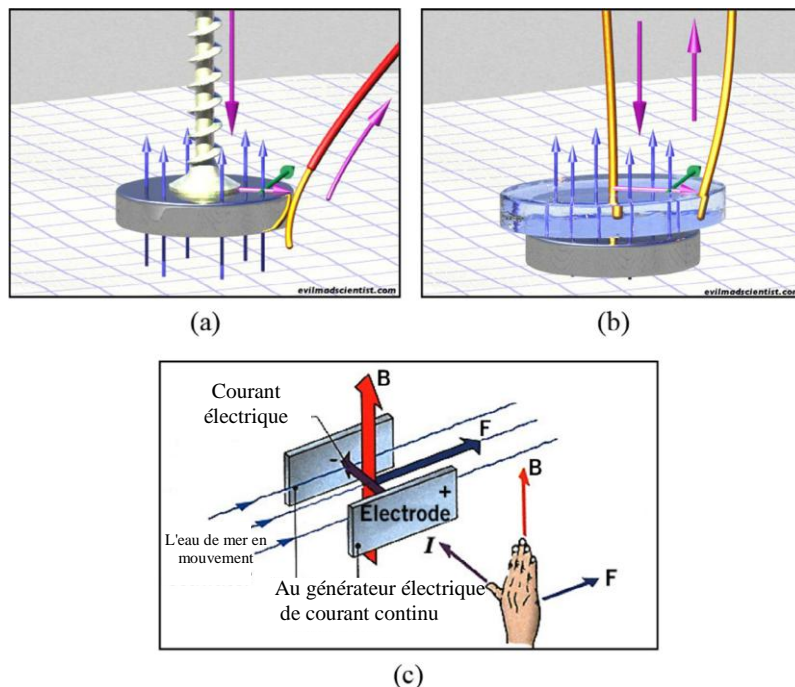


Figure (I. 2) : (a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur; (c) Loi de la main droite. (Ligne bleue: champ magnétique, ligne mauve: courant, ligne verte: mouvement.), **Sheikholeslami et Rokni (2017).**

1.4.3 Modèle mathématique

Afin d'atteindre le modèle mathématique, la conductivité est considérée comme un scalaire constant. La figure (I. 3) montre deux effets importants: la loi de Lenz et la loi de Lorentz.

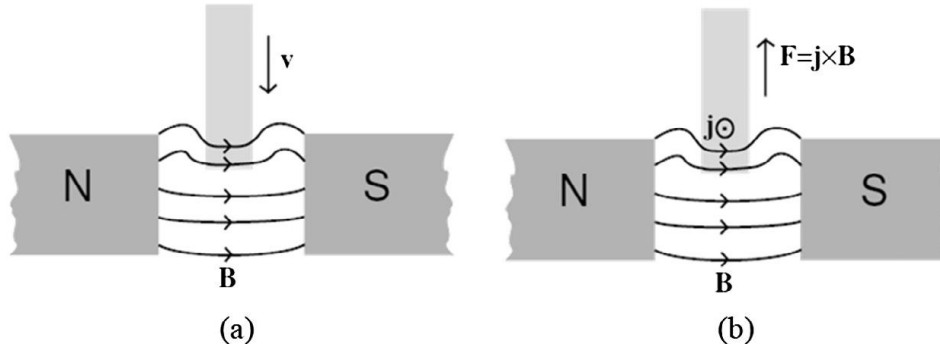


Figure (I. 3) : Les deux effets physiques clés se produisant dans la MHD. (a) Un conducteur en mouvement modifie le champ magnétique en semblant faire glisser les lignes de champ avec lui. Lorsque la conductivité est infinie, les lignes de champ semblent être gelées dans le conducteur en mouvement. (b) Lorsque le courant électrique qui traverse le conducteur traverse les lignes du champ magnétique, il y aura une force de Lorentz qui accélérera le fluide, **Sheikholeslami et Rokni (2017)**.

1.4.3.1 Loi de la force de Lorentz

Comme une particule transportée dans le champ magnétique, elle subit une force qui peut être calculée comme:

$$\vec{F} = q(\vec{u} \times \vec{B}) \quad (\text{I.1})$$

où \vec{u} , q sont la vitesse et la charge de la particule.

1.4.3.2 Les équations de Maxwell

Les formules qui gouvernent sont:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_c \quad (\text{I.2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.4})$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} = \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad (\text{I.5})$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{I.6})$$

où ε , μ sont la permittivité du milieu et la perméabilité magnétique.

1.4.3.3 L'équation de Navier-Stokes

L'équation de quantité de mouvement est:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + d' autres \text{ forces} \quad (I.7)$$

et en présence des champ électrique et magnétique, nous avons:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho_c \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} + d' autres \text{ forces} \quad (I.8)$$

1.4.3.4 La loi d'Ohm

Selon cette loi, la formule de \vec{j} est comme suit:

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (I.9)$$

1.4.4 Approximation magnétohydrodynamique

Dans les utilisations habituelles, la vitesse est très inférieure à la vitesse de la lumière, donc selon les équations (I. 3) et (I. 5) nous avons:

$$\frac{E}{B} \approx \frac{L}{T} = U \quad (I.10)$$

$$\left| \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right| \approx \frac{D/T}{H/L} = \frac{\epsilon_0 E/T}{B/\mu_0 L} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{E L}{B T} \approx \frac{1}{c^2} \left(\frac{L}{T} \right)^2 = \frac{U^2}{c^2} \quad (I.11)$$

$\partial \vec{D} / \partial t$ doit être ignoré parce que $U \ll c$.

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} \quad (I.12)$$

Selon les équations (I. 2) et (I. 11) :

$$|\rho_c| \approx \frac{D}{L} \quad (I.13)$$

$$|\vec{j}| \approx \frac{H}{L} \quad (I.14)$$

En utilisant les équations (I. 10), (I. 12) et (I. 13)

$$\frac{|\rho_c \vec{E}|}{|\vec{j} \times \vec{B}|} \approx \frac{(D/L)E}{(H/L)B} = \frac{\epsilon_0 E^2}{B^2 / \mu_0} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{E^2}{B^2} \approx \left(\frac{U}{c} \right)^2 \quad (I.15)$$

Ainsi $\rho_c \vec{E}$ peut être ignoré par rapport $\vec{j} \times \vec{B}$

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \vec{j} \times \vec{B} + d' autres \text{ forces} \quad (I.16)$$

1.4.5 L'équation de l'induction magnétique

Selon les équations (I. 9)-(I. 11) et $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$:

$$\eta \vec{\nabla} \times \vec{B} = (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (I.17)$$

$$\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma}$$

Prendre $\vec{\nabla} \times$ (I. 15) :

$$\vec{\nabla} \times \left(\eta \vec{\nabla} \times \vec{B} \right) = \vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} \right) \quad (\text{I.18})$$

$$\eta \left(\vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{B} \right) - \nabla^2 \vec{B} \right) = \vec{\nabla} \times \vec{E} + \vec{\nabla} \times \left(\vec{u} \times \vec{B} \right) \quad (\text{I.19})$$

Selon les équations (I. 3) et (I. 4) :

$$-\eta \nabla^2 \vec{B} = \vec{\nabla} \times \left(\vec{u} \times \vec{B} \right) - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.20})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \vec{B} + \vec{\nabla} \times \left(\vec{u} \times \vec{B} \right) \quad (\text{I.21})$$

1.4.6 Equation de continuité

L'équation de continuité est:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \int_S \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS \quad (\text{I.22})$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \int_V \left(\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \right) dV \quad (\text{I.23})$$

Parce que V est fixé

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \right) dV = 0 \quad (\text{I.24})$$

Pour V arbitraire:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad (\text{I.25})$$

1.4.7 Cas d'un fluide incompressible

Ces trois équations doivent être résolues pour un fluide incompressible lorsque $|\vec{u}| \ll c$:

$$\rho \left(\left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u} + \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right) = \mu \nabla^2 \vec{u} + \frac{1}{\mu_0} \left(\vec{\nabla} \times \vec{B} \right) \times \vec{B} - \vec{\nabla} p + d' autres forces \quad (\text{I.26})$$

$$\eta \nabla^2 \vec{B} + \vec{\nabla} \times \left(\vec{u} \times \vec{B} \right) = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.27})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (\text{I.28})$$

I.5 SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

Différentes études ont été menées sur l'influence de plusieurs paramètres sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie par convection en présence d'un champ magnétique à l'intérieur des cavités remplies de nanofluides, qui sont en relation directe

avec notre étude, ont été examinées analytiquement, numériquement et expérimentalement.

Mehrez et al. (2015) ont effectué une étude numérique de la génération d'entropie et du transfert de chaleur par convection mixte d'un nanofluide (Cu-eau) dans une cavité ouverte inclinée, et uniformément chauffée à partir de la paroi gauche. Les équations gouvernantes sont résolues en utilisant la méthode des volumes finis. L'étude a été réalisée pour une large gamme de l'angle d'inclinaison de la cavité ($0^\circ \leq \gamma \leq 360^\circ$) et la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,06$), pour trois nombres de Reynolds $Re = 100, 300$ et 500 en fixant le nombre de Grashof à $Gr = 10^4$. Les résultats montrent que le champ d'écoulement, la distribution de température, le mode de transfert de chaleur, les taux de transfert de chaleur et de la génération d'entropie sont fortement influencés par l'angle d'inclinaison. Cela, dépend du nombre de Reynolds et de la fraction volumique des nanoparticules (figure I. 4).

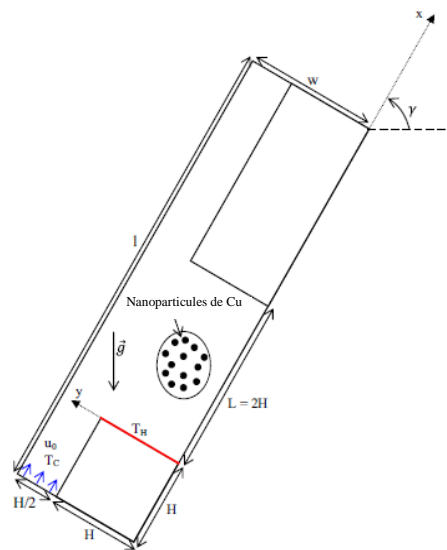


Figure (I. 4) : Configuration géométrique du problème, **Mehrez et al. (2015)**.

Aminossadati et Ghasemi (2009) ont réalisé une étude numérique du refroidissement par convection naturelle d'une source de chaleur encastrée dans la paroi inférieure d'une enceinte remplie de nanofluide. Les parois supérieure et verticale de l'enceinte sont maintenues à une température relativement basse. L'influence des paramètres pertinents tels que le nombre de Rayleigh, l'emplacement et la géométrie de la source de chaleur, le type de nanofluide et la fraction volumique des nanoparticules sur la performance de refroidissement a été étudiée. Les résultats indiquent que l'ajout de nanoparticules dans

l'eau pure améliore les performances de refroidissement en particulier aux faibles nombres de Rayleigh. En outre, le type de nanoparticules et la longueur et l'emplacement de la source de chaleur affectent de manière significative la température maximale de la source de chaleur (figure I. 5).

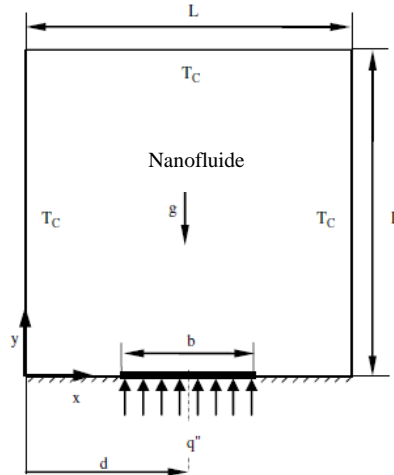


Figure (I. 5) : Le schéma du modèle physique, **Aminossadati et Ghasemi (2009)**.

Les caractéristiques du transfert de chaleur et du coefficient de frottement d'un nanocomposite (MWCNT- Fe_3O_4) dispersé dans un tube rempli d'eau avec des inserts de bandes longitudinales ont été étudiées expérimentalement par **Sundar et al. (2016)**. L'étude a été réalisée pour un nombre de Reynolds de 3000 à 22 000, des concentrations volumiques de 0% à 0,3% et des inserts de bandes longitudinales de rapport d'aspect égale à 1, 2, 4 et 12. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt maximal et les améliorations du coefficient de frottement ont été observés pour un écoulement de nanofluide de 0,3% dans un tube avec un insert de bandes longitudinales de rapport d'aspect égale à 1 à un nombre de Reynolds de 22 000 (figure I. 6).

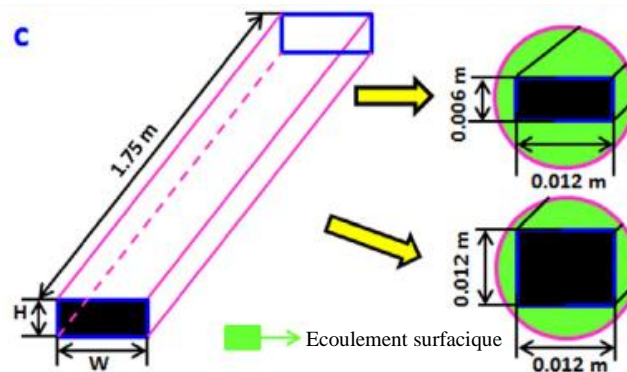


Figure (I. 6) : Représentation des inserts de bandes longitudinales, **Sundar et al. (2016)**.

Moumni et al. (2015) ont étudié numériquement l'écoulement bidimensionnel et le transfert de chaleur par convection mixte de nanofluides (Eau-Cu, Ag, Al_2O_3 et TiO_2) dans une cavité partiellement chauffée par le bas. Deux sources de chaleur discrètes sont situées sur la paroi inférieure de l'enceinte; cependant, les parois verticales et la paroi supérieure sont refroidies à température constante. Les parties restantes de la paroi inférieure sont adiabatiques. Les effets des nombres de Reynolds ($1 \leq \text{Re} \leq 100$), de Richardson ($1 \leq \text{Ri} \leq 20$), de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,2$), des matériaux des nanoparticules ainsi que la position des deux sources de chaleur ont été étudiés. Il a été constaté que l'amélioration significative du transfert de chaleur dépend fortement de l'augmentation des nombres de Richardson et Reynolds, de la présence et du type de nanoparticules, et de la position des deux sources de chaleur situées sur la paroi inférieure de l'enceinte (figure I. 7).

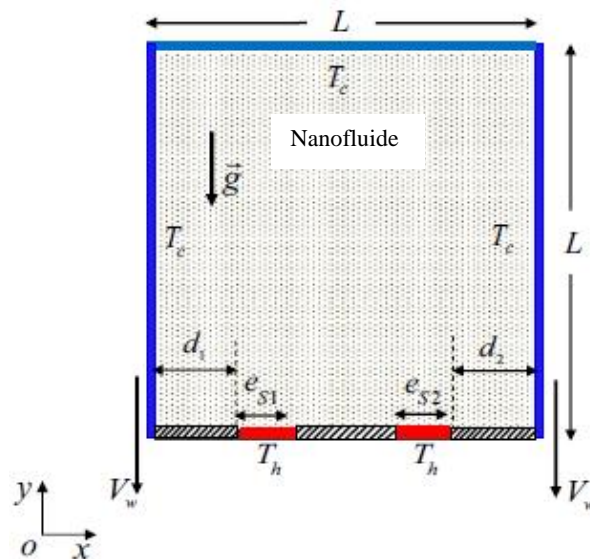


Figure (I. 7) : Schéma de la géométrie du problème, **Moumni et al. (2015)**.

Kasaeipoor et al. (2015) ont présenté les résultats d'une étude numérique sur la convection mixte du nanofluide Cu-eau dans une cavité en forme de T en présence d'un champ magnétique uniforme. Certaines sections de la paroi de fond de la cavité sont chauffées à une température constante et les autres parois sont isolées thermiquement. Le nanofluide à une température relativement basse entre par le bas de la cavité. Les effets de paramètres tels que les nombres de Reynolds ($10 \leq \text{Re} \leq 400$), de Richardson ($0,01 \leq \text{Ri} \leq 10$), de Hartmann ($0 \leq \text{Ha} \leq 80$), la fraction volumique du solide ($0 \leq \phi \leq 0,06$) et le rapport d'aspect de la cavité ($0,1 \leq \text{AR} \leq 0,4$) sur l'écoulement du fluide et les performances thermiques de la cavité ont été étudiés. Les résultats indiquent que la

présence de nanoparticules améliore le transfert de chaleur, sauf à $Re = 100$ et $Ha < 10$ ainsi que $Re = 400$ et $Ha < 60$, où l'eau pure a un taux de transfert de chaleur légèrement plus élevé par rapport au nanofluide. En outre, l'influence du nanofluide sur l'augmentation du transfert de chaleur augmente à mesure que le rapport d'aspect augmente. Pour $Ri = 0,01$ et 1 , le taux de transfert de chaleur maximal est obtenu à $AR = 0,4$; cependant, pour $Ri = 10$, le taux de transfert de chaleur maximal se produit à $AR = 0,1$ (figure I. 8).

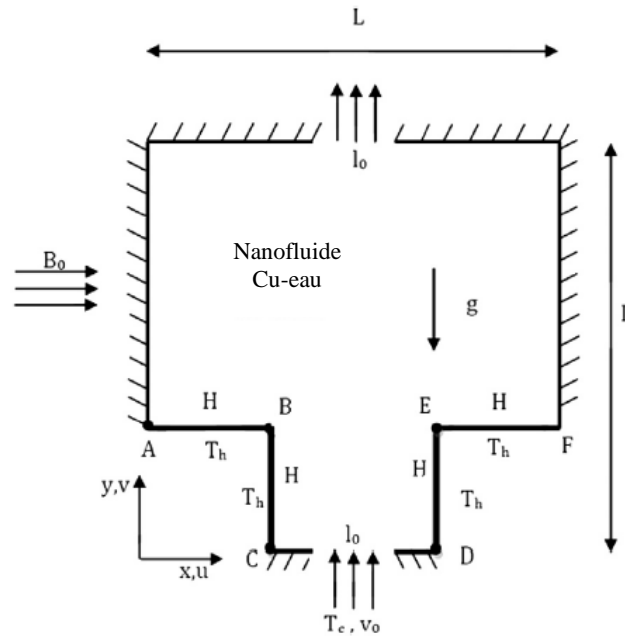


Figure (I. 8) : Schéma de la cavité sous champ magnétique, **Kasaeipoor et al. (2015)**.

Nayak et al. (2015) ont réalisé une étude numérique sur la convection mixte du nanofluide Cu-eau à l'intérieur d'une enceinte inclinée différentiellement chauffée. Les caractéristiques des transferts de fluide et de chaleur sont étudiées pour une large gamme d'angles d'obliquité ($30^\circ \leq \gamma \leq 150^\circ$), de fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,2$) et du nombre de Richardson ($0,1 \leq Ri \leq 5$) à une valeur fixe du nombre de Reynolds. La génération d'entropie et le nombre de Bejan sont évalués pour démontrer l'optimisation thermodynamique de la convection mixte. Ils ont montré que le taux de transfert de chaleur augmente remarquablement par l'ajout de nanoparticules. Le champ d'écoulement est affecté par la variation de l'angle d'inclinaison. En outre, l'augmentation du transfert de chaleur en présence des nanoparticules, avec un taux d'augmentation plus faible de la génération d'entropie, peut être obtenue dans une cavité asymétrique (figure I. 9).

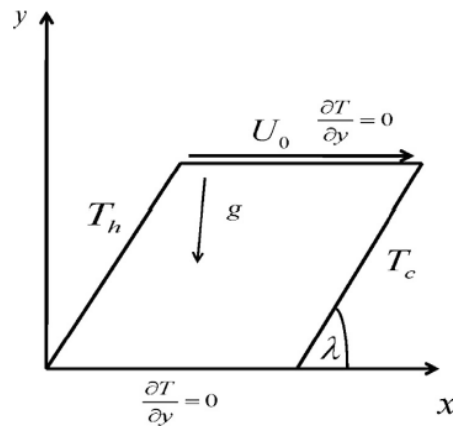


Figure (I. 9) : Le modèle physique, Nayak et al. (2015).

Khorasanizadeh et al. (2013) ont analysé numériquement la convection mixte et la production d'entropie du nanofluide Cu-eau dans une cavité carrée entraînée par un couvercle (figure I. 10). Les parois horizontales de la cavité sont adiabatiques, tandis que les parois verticales ont des températures constantes mais des valeurs différentes. La paroi supérieure se déplace de gauche à droite à une vitesse constante, U_0 . Les nombres de Rayleigh (10^4 , 10^5 et 10^6) et de Reynolds (1, 10 et 100) ont été considérés. Les résultats indiquent que l'ajout de nanoparticules au fluide de base affecte la génération d'entropie.

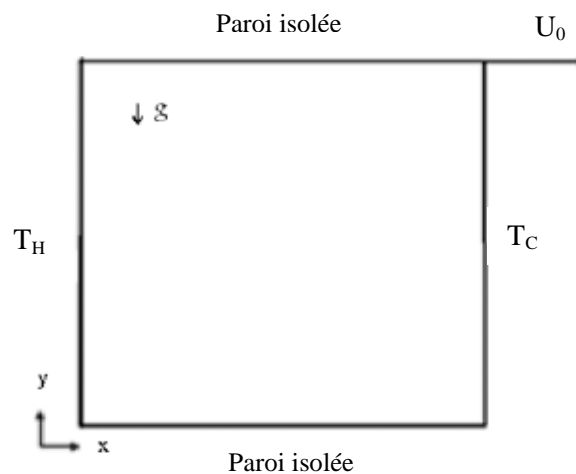


Figure (I. 10) : Géométrie et conditions aux limites, Khorasanizadeh et al. (2013).

L'étude numérique de la convection forcée d'un écoulement laminaire de nanofluide dans un canal pour différents angles d'inclinaison du champ magnétique a été effectuée par **Selimefendigil et Öztöp (2015)**. La paroi inférieure du canal est chauffée à une température constante, tandis que les autres parois du canal sont supposées adiabatiques.

La méthode des éléments finis a été utilisée pour résoudre les équations gouvernantes. L'influence des nombres de Reynolds (entre 20 et 200), de Hartmann (entre 0 et 50) et de la fraction volumique des nanoparticules (entre 0 et 0,04) sur le flux et le transfert de chaleur a été étudiée pour différents angles d'orientation du champ magnétique. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen croît à mesure que le nombre de Reynolds augmente, et cet effet est plus prononcé avec des valeurs plus élevées d'angle d'inclinaison du champ magnétique. Pour un champ magnétique incliné ou vertical, la suppression de la zone de recirculation dans le canal est observée lorsque le nombre de Hartmann augmente, ce qui entraîne une amélioration du transfert de chaleur. Le rapport de la génération d'entropie totale augmente avec l'augmentation des valeurs du nombre de Reynolds, de la fraction volumique des nanoparticules et des valeurs décroissantes du nombre de Hartmann pour un champ magnétique orienté horizontalement (figure I. 11).

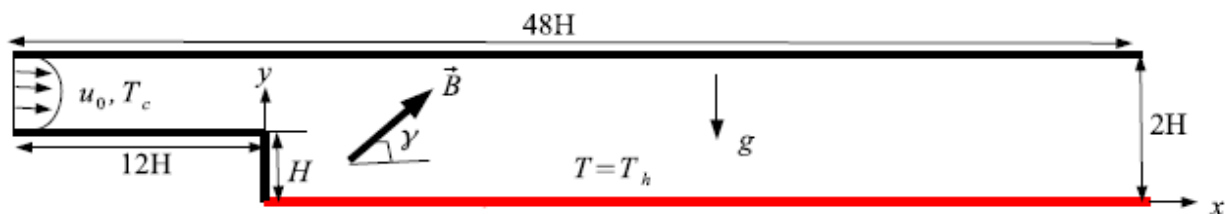


Figure (I. 11) : Schéma du modèle physique avec les conditions aux limites, **Selimefendigil et Öztop (2015).**

Mehrez et al. (2013) ont fait la simulation numérique de la convection mixte et la génération d'entropie d'un nanofluide dans une cavité ouverte chauffée par le bas avec une température uniforme. Les effets des nombres de Reynolds ($100 \leq Re \leq 500$), de Richardson ($0,05 \leq Ri \leq 1$), des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,1$), du rapport d'aspect de la cavité (1, 1,5 et 2) et des différents types de nanoparticules (Cu, Al_2O_3 , CuO et TiO_2) ont été étudiés. Les résultats numériques indiquent que le transfert de chaleur et la génération d'entropie augmentent avec l'augmentation des nombres de Reynolds, de Richardson et de la fraction volumique des nanoparticules, et varient avec le rapport d'aspect de la cavité et les types des nanoparticules. Le choix de ces paramètres est important pour obtenir une amélioration maximale du transfert de chaleur avec une génération d'entropie minimale (figure I. 12).

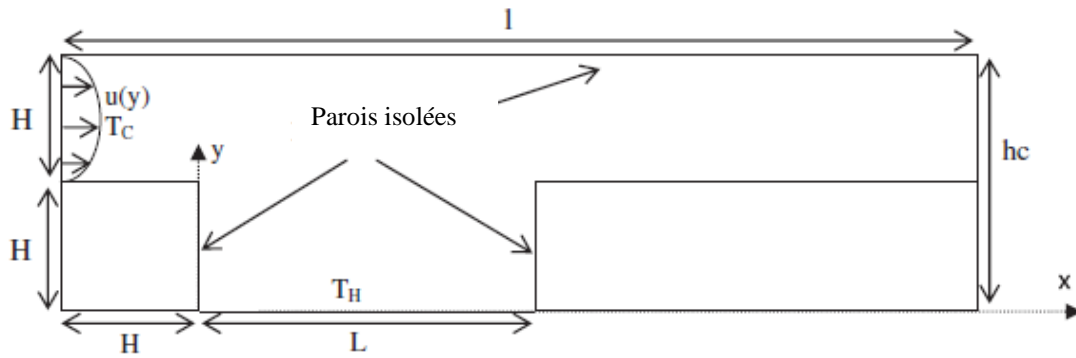


Figure (I. 12) : Configuration du problème physique, Mehrez et al. (2013).

Salari et al. (2012) ont présenté les résultats d'une étude numérique de la convection mixte d'un nanofluide dans une cavité carrée à couvercle chauffée simultanément par deux sources de chaleur sur les parois inférieure et latérale. Les effets des nombres de Rayleigh, de Reynolds, de la fraction volumique des nanoparticules, de la longueur des sources de chaleur et de leurs emplacements ont été étudiés avec précision. Ils ont trouvé que la force des flux induits (The strength of induced flows) croît avec l'augmentation du nombre de Rayleigh et de la longueur des sources de chaleur, tandis qu'elle diminue avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et du nombre de Reynolds, tout en éloignant les sources de chaleur de l'origine des coordonnées. Les nombres de Nusselt local et moyen augmentent avec l'augmentation des nombres de Rayleigh, de Reynolds et de la fraction volumique des nanoparticules, tandis qu'ils diminuent avec l'augmentation de la longueur des sources de chaleur (figure I. 13).

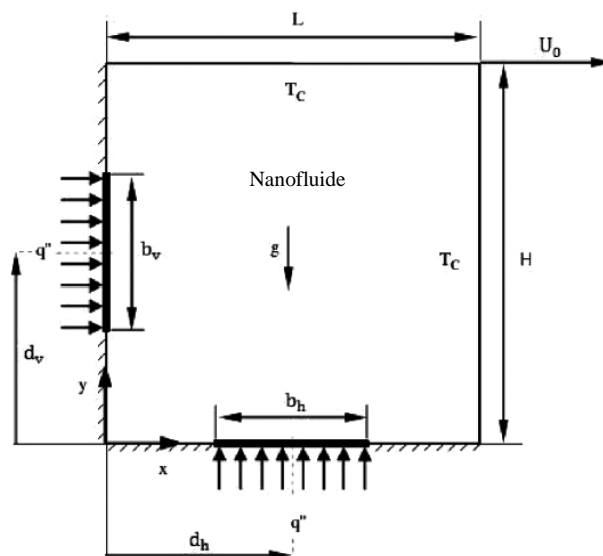


Figure (I. 13) : Modèle physique du problème, Salari et al. (2012).

La convection mixte de l'air dans un canal vertical à plaques parallèles a été étudiée numériquement par **Desrayaud et Lauriat (2009)**. Les résultats sont obtenus pour un écoulement laminaire dans un canal chauffé symétriquement avec une température uniforme et relativement élevée, pour différents nombres de Grashof et de Reynolds ($300 \leq Re \leq 1300$). Ils ont montré que la longueur du canal n'a aucune influence sur l'écoulement lorsque le rapport hauteur/distance ($H/D \geq 10$), (figure I. 14).

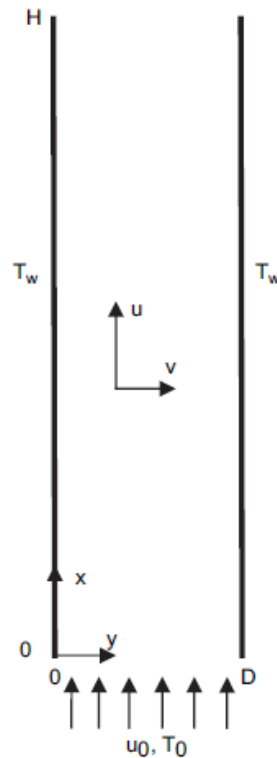


Figure (I. 14) : Domaine de calcul d'un canal à plaques parallèles, **Desrayaud et Lauriat (2009)**.

Yu et al. (2013) ont étudié numériquement les écoulements de la convection naturelle d'un fluide électriquement conducteur sous un champ magnétique uniforme à différents angles θ par rapport au plan horizontal dans des cavités rectangulaires. Des simulations numériques ont été effectuées dans une large gamme des nombres de Rayleigh et de Hartmann pour un nombre de Prandtl fixe ($Pr = 0,025$). Les résultats montrent que le transfert de chaleur n'est pas seulement déterminé par la force du champ magnétique, mais aussi influencé par l'angle d'inclinaison. En particulier, lorsque le rapport d'aspect est inférieur ou supérieur à 1, on constate que l'angle d'inclinaison joue un rôle important dans les transferts thermiques (figure I. 15).

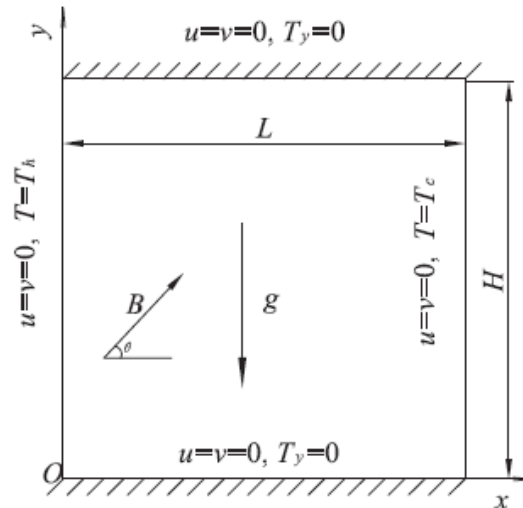


Figure (I. 15) : Schéma de la cavité avec les conditions aux limites, Yu et al. (2013).

Afrand et al. (2017) ont présenté une étude de la convection naturelle à l'intérieur d'un anneau vertical rempli de gallium en présence d'un champ magnétique horizontal. Le système de modélisation est un anneau cylindrique vertical constitué de deux cylindres coaxiaux de rayons interne et externe. Les parois interne et externe sont maintenues isothermes mais à des températures différentes. Les parois supérieure et inférieure de l'anneau sont considérées adiabatiques. Les équations gouvernantes sont permanentes, laminaires et newtoniennes en utilisant l'approximation de Boussinesq. Les résultats impliquent que l'existence du champ magnétique conduit à générer la force de Lorentz dans la direction opposée des forces de flottabilité. De plus, la force de Lorentz et son champ électrique correspondant sont respectivement plus significatifs dans la couche de Hartmann et dans la couche de Roberts. Le champ magnétique élevé est nécessaire pour obtenir des produits de meilleure qualité dans le processus de coulée d'un métal liquide avec un nombre de Prandtl plus élevé (figure I. 16).

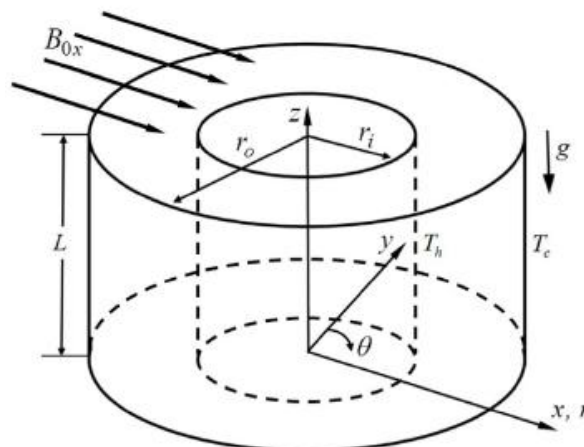


Figure (I. 16) : Schéma du problème, Afrand et al. (2017).

Kakarantzas et al. (2017) ont simulé numériquement l'écoulement d'un métal liquide magnétohydrodynamique (MHD) et le transfert de chaleur dans un anneau vertical. Les parois des cylindres extérieur et intérieur sont isothermes, la température du cylindre extérieur étant plus élevée et, par conséquent, la poussée d'Archimède est la force motrice. Ils ont trouvé que le mouvement du fluide augmente à mesure que le rapport d'aspect et l'espace annulaire deviennent plus grands. La présence du champ magnétique entraîne la décélération du fluide et, par conséquent, la stabilisation de l'écoulement. De plus, des modèles d'écoulement non symétriques se développent, en raison du champ magnétique. Pour tous les espaces annulaires considérés, le taux de transfert thermique le plus élevé est obtenu pour un rapport d'aspect égal à 1 (figure I. 17).

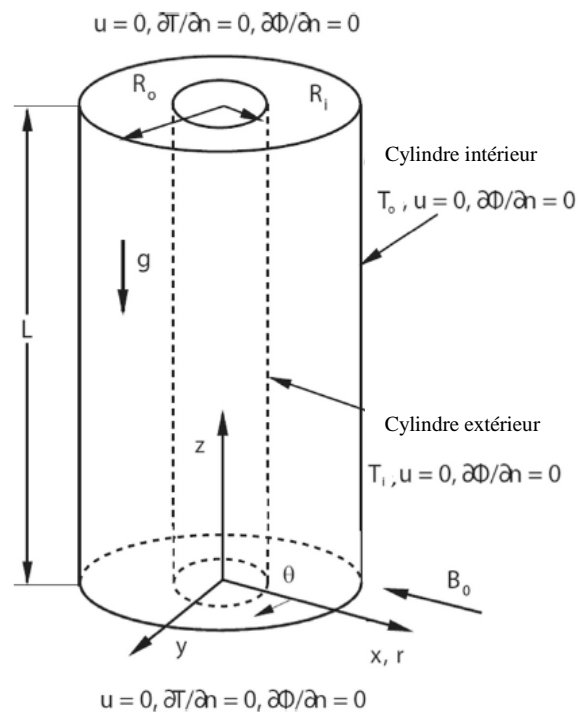


Figure (I. 17) : Deux cylindres coaxiaux et conditions aux limites, **Kakarantzas et al. (2017)**.

La convection naturelle dans un anneau à section horizontale rempli de nanofluide CuO-eau formé par deux surfaces isothermes sous l'influence d'un champ magnétique incliné a été étudiée numériquement par **Selimefendigil et Öztop (2017)**. Une cloison conductrice avec une épaisseur et une conductivité thermique variables a été placée à l'intérieur de l'anneau. L'influence des nombres de Rayleigh (entre 10^4 et 10^6), de Hartmann (entre 0 et 40), de l'angle d'inclinaison du champ magnétique (entre 0° et 90°), de la conductivité thermique (entre 0,06 et 60) et des nanoparticules (entre 0 et

0,04) sur l'écoulement du fluide et les caractéristiques du transfert de chaleur a été étudiée pour différentes valeurs d'épaisseur de la cloison. Il a été constaté que les nombres de Nusselt local et moyen le long de la surface interne augmentent à mesure que la valeur de l'épaisseur de la cloison, le nombre de Rayleigh et l'angle d'inclinaison du champ magnétique (supérieur à 45°) augmentent, et lorsque le nombre de Hartmann diminue. L'influence de l'épaisseur de la cloison conductrice est plus prononcée dans le régime dominé par la conduction quand le nombre de Rayleigh est faible et le nombre de Hartmann est élevé. Le nombre de Nusselt moyen augmente avec la conductivité thermique de la cloison et ceci est plus efficace pour une cloison plus épaisse (figure I. 18).

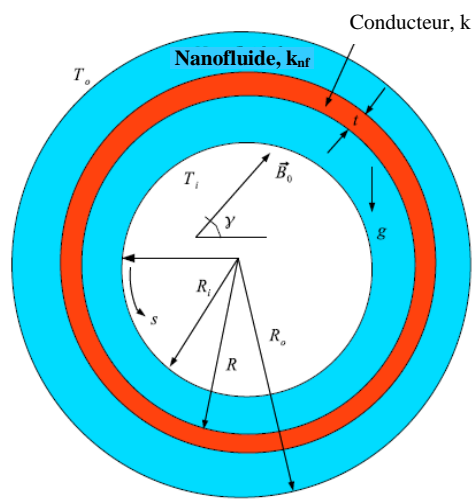


Figure (I. 18) : Description schématique du modèle physique, **Selimefendigil et Öztop (2017)**.

Hatami et al. (2016) ont fait une étude sur le transfert de chaleur par convection naturelle de nanofluide dans une cavité circulaire ondulée. Parce que la forme de la paroi ondulée a un effet significatif sur le transfert de chaleur, il est important de trouver la géométrie optimale pour cette paroi. Les résultats indiquent que l'amplitude a un effet plus significatif sur le coefficient de transfert de chaleur que le nombre d'ondulations pour une paroi ondulée. Après avoir trouvé la géométrie optimale de la paroi ondulée de la cavité, les effets des nombres (Ra , Le , Nr) sur le nombre de Nusselt, les isothermes ainsi que la fraction volumique des nanoparticules ont été étudiés. Les résultats montrent que l'effet du nombre de Lewis sur le nombre de Nusselt peut être considéré comme significatif seulement lorsque le nombre de flottabilité est plus élevé, alors que dans le cas où, le nombre Nr est faible, son effet est presque négligeable (figure I. 19).

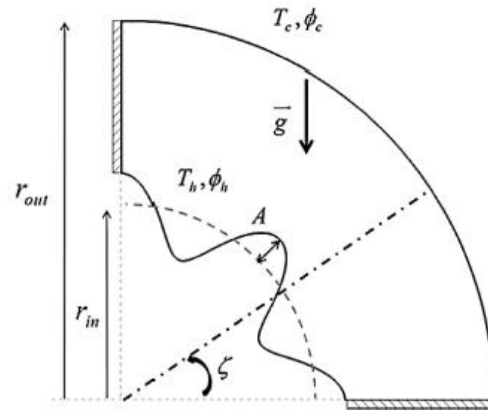


Figure (I. 19) : Schéma de la cavité, Hatami et al. (2016).

Matin et Vaziri (2016) ont présenté une étude numérique sur la convection naturelle d'un nanofluide Al_2O_3 dans une enceinte circulaire verticale. L'enceinte est exposée par le bas à un flux de chaleur non uniforme. La paroi inférieure de l'enceinte est divisée en six bandes annulaires dont chacune reçoit une partie de la chaleur totale, c'est-à-dire que le flux appliqué sur chaque bande est différent. La paroi latérale est maintenue à une température constante et la paroi supérieure est supposée adiabatique. L'objectif est de trouver la distribution du flux de chaleur pour laquelle le coefficient de transfert thermique est optimal. En plus de la distribution du flux thermique, les effets du nombre de Rayleigh ($10^4 \leq Ra \leq 10^6$), de la fraction volumique des nanoparticules ($\phi < 0,08$) et du rapport d'aspect ($A = 0,5, 1$ et $1,5$) sur les isothermes et le nombre de Nusselt ont été analysés. Ils ont observé qu'il existe des conditions physiques pour lesquelles la caractéristique de transfert de chaleur est optimisée (figure I. 20).

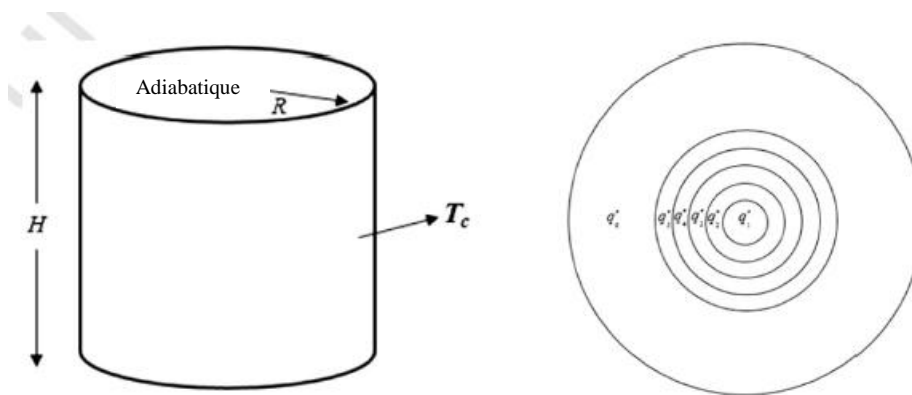


Figure (I. 20) : Schéma du modèle physique et la distribution du flux sur la surface inférieure, Matin et Vaziri (2016).

La convection naturelle dans un cylindre vertical rempli d'un nanofluide (Al_2O_3) en présence de deux champs magnétiques externes différents (B_r , B_z) soit dans le sens radial ou axial a été étudiée numériquement par **Battira et Bessaïh (2016)**. Le cylindre ayant un rapport d'aspect $H/R_0=1$ est fermé par les disques supérieur et inférieur respectivement, à des températures T_h et T_c , et par une paroi latérale adiabatique. Les effets de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,1$), du nombre de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 80$) et de la direction de l'application du champ magnétique (B_r et B_z), pour deux valeurs du nombre de Rayleigh ($Ra = 10^3$ et 10^4), sur le transfert de chaleur ont été étudiés. Les résultats indiquent que pour des petites valeurs du nombre de Hartmann, le nombre de Nusselt moyen diminue quand on augmente la fraction volumique des nanoparticules et cette diminution est plus importante si le champ magnétique est appliqué dans la direction axiale. L'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules augmente les performances du transfert de chaleur dans le nanofluide (figure I. 21).

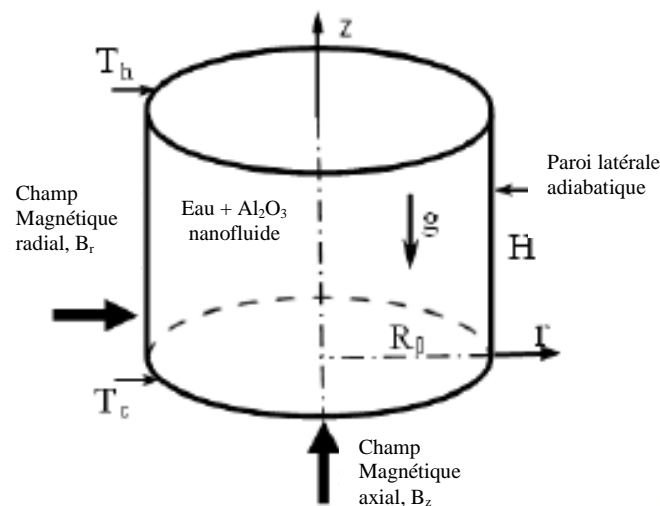


Figure (I. 21) : Géométrie du problème, **Battira et Bessaïh (2016)**.

Rashidi et al. (2016) ont étudié numériquement le transfert de chaleur par convection mixte d'un nanofluide dans un canal vertical avec des parois sinusoïdales sous l'effet d'un champ magnétique. Le transfert de chaleur et les caractéristiques hydrodynamiques ont été examinés. Cette étude a été réalisée pour différents nombres de Reynolds ($500 \leq Re \leq 1000$), de Grashof ($5 \times 10^4 \leq Gr \leq 1 \times 10^6$) et de Hartmann (0,5 et 10), pour trois amplitudes de la paroi sinusoïdale (0,1, 0,2 et 0,3). L'écoulement est supposé bidimensionnel, laminaire, stable et incompressible. De plus, les propriétés thermo-

physiques du nanofluide sont considérées comme constantes. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen augmente en augmentant le nombre de Grashof pour différentes valeurs de la fraction volumique des nanoparticules. De plus, les nombres de Nusselt moyen et de Poiseuille augmentent en augmentant les nombres de Hartmann et de Reynolds (figure I. 22).

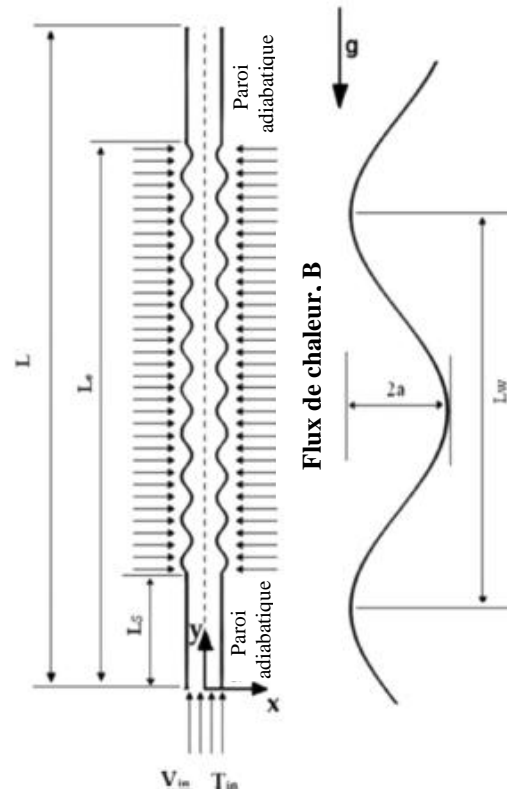


Figure (I. 22) : Schéma du modèle physique, **Rashidi et al. (2016)**.

Le transfert de chaleur par convection naturelle et la génération d'entropie de nanofluide Al_2O_3 -eau dans une cavité carrée avec l'angle d'inclinaison θ et la présence d'un champ magnétique axial constant B_0 sont examinés par **Mamourian et al. (2016)**. Les effets des nombres de Rayleigh (10^3 , 10^4 , 10^5 et 10^6), de Hartmann (0, 10, 30 et 50) et des angles d'inclinaison (0° , 30° , 60° et 90°) ont été étudiés. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt moyen et la génération d'entropie totale augmentent en augmentant le nombre de Rayleigh et l'angle d'inclinaison. De plus, la variation du nombre de Nusselt et de la génération d'entropie par rapport au nombre de Hartmann est trop faible et, par conséquent, négligeable (figure I. 23).

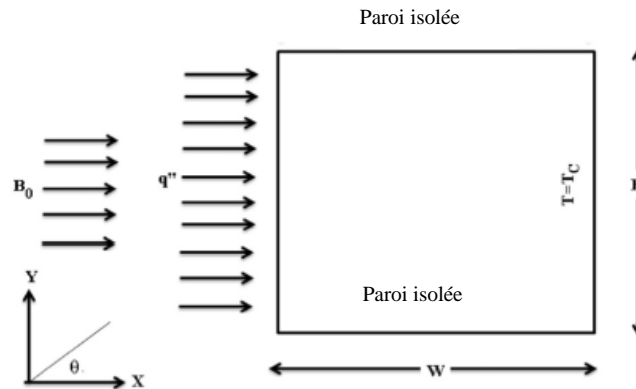


Figure (I. 23) : Géométrie et conditions aux limites, Mamourian et al. (2016).

Hussain et al. (2016) ont présenté une étude numérique de la génération d'entropie due à la convection mixte dans une cavité carrée, partiellement chauffée, remplie de nanofluide Al_2O_3 -eau, sous l'influence d'un champ magnétique incliné. Au niveau de la paroi inférieure de la cavité, deux sources de chaleur sont fixées, la partie restante de cette paroi est adiabatique. La paroi supérieure et les parois verticales sont maintenues à une température froide constante. Les effets des nombres de Reynolds ($1 \leq Re \leq 100$), de Richardson ($1 \leq Ri \leq 50$), de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 100$), de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,2$) ainsi que les angles d'inclinaison du champ magnétique ($0^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$) ont été étudiés. Ils ont constaté que l'augmentation de Ri augmente les valeurs de Nu et S_{th} , mais pour une valeur fixe de Ri , l'augmentation de Ha diminue progressivement Nu et S_{th} . De plus, la génération d'entropie totale S_t et le nombre de Bejan augmentent avec l'augmentation de Re et ϕ . L'énergie cinétique augmente avec une augmentation de Re , Ri et ϕ alors qu'elle diminue pour des valeurs croissantes de Ha (figure I. 24).

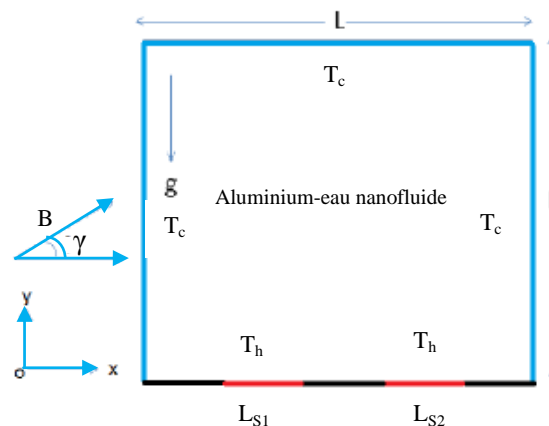


Figure (I. 24) : Diagramme schématique du modèle physique, Hussain et al. (2016).

Une étude numérique de la génération d'entropie et de l'écoulement de la convection mixte MHD d'un nanofluide dans un canal poreux vertical a été réalisée par **Fersadou et al. (2015)**. La plaque de gauche est isolée thermiquement, tandis que les quatre sources de chaleur discrètes dissipant un flux de chaleur uniforme sont montées sur la paroi droite et le reste de cette paroi est adiabatique. Les effets des nombres de Hartmann, d'Eckert, de Richardson, de la fraction volumique des nanoparticules et de la perméabilité moyenne des pores sur le nombre de Nusselt et la génération d'entropie totale ont été analysés. Les résultats montrent qu'une amélioration du taux de transfert de chaleur en utilisant un milieu poreux, un nanofluide, un champ magnétique sans tenir compte du chauffage Joule et lorsque la convection mixte est assistée. Globalement, la génération d'entropie augmente avec les paramètres cités ci-dessus (figure I. 25).

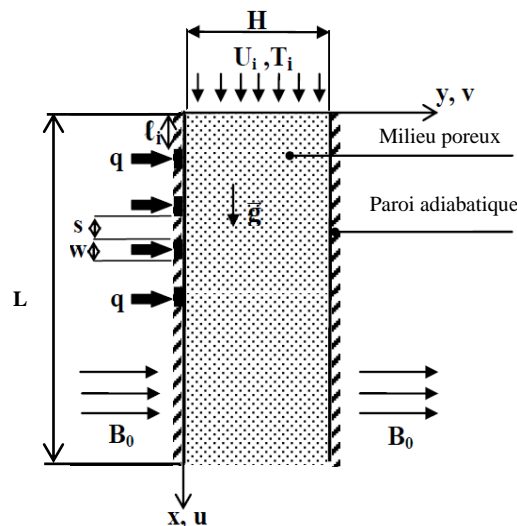


Figure (I. 25) : Schéma du modèle physique, **Fersadou et al. (2015)**.

Afrand et al. (2015) ont présenté une étude numérique de la convection magnéto-naturelle dans un anneau cylindrique vertical formé par deux cylindres coaxiaux rempli de potassium liquide. Les parois cylindriques sont isothermes et les autres parois sont supposées adiabatiques. Un champ magnétique horizontal constant est appliqué sur l'enceinte. Les résultats montrent que le flux est axisymétrique en l'absence du champ magnétique, mais en appliquant le champ magnétique horizontal, il devient asymétrique. Le champ magnétique appliqué entraîne une réduction du nombre de Nusselt dans la plupart des régions de l'anneau. Cette réduction est élevée dans les couches de Hartmann, mais faible dans les couches de Roberts. De plus, Ils ont trouvé que pour une valeur donnée du nombre de Hartmann, le nombre de Nusselt moyen est plus grand

dans le cas de la résolution de l'équation du potentiel électrique. Les résultats montrent qu'il existe une grande différence dans le nombre de Nusselt obtenu en résolvant l'équation du potentiel électrique, par rapport au fait de négliger le potentiel électrique (figure I. 26).

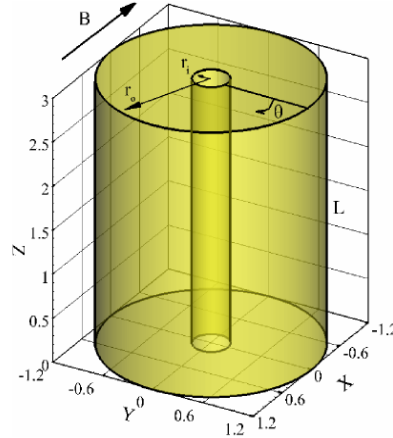


Figure (I. 26) : Schéma de l'anneau cylindrique vertical, **Afrand et al. (2015)**.

Mehrez et al. (2014) ont analysé numériquement l'effet d'un champ magnétique externe orienté sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie de l'écoulement de nanofluide Cu-eau dans une cavité ouverte chauffée par le bas. L'étude a été réalisée pour une large gamme des nombres de Reynolds ($100 \leq Re \leq 500$), de Richardson ($0,001 \leq Ri \leq 1$), de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 100$), de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,06$) pour trois angles d'inclinaison du champ magnétique (0° , 45° et 90°). Ils ont montré que le comportement d'écoulement, la distribution de température, le transfert de chaleur et la génération d'entropie sont fortement affectés par la présence du champ magnétique. Le nombre de Nusselt moyen et la génération d'entropie, qui augmentent en augmentant la fraction volumique des nanoparticules, dépendent principalement du nombre de Hartmann et de l'angle d'inclinaison du champ magnétique. Les taux de variation du transfert de chaleur et de la génération d'entropie lors de l'ajout des nanoparticules ou de l'application d'un champ magnétique dépendent des nombres de Richardson et de Reynolds (figure I. 27).

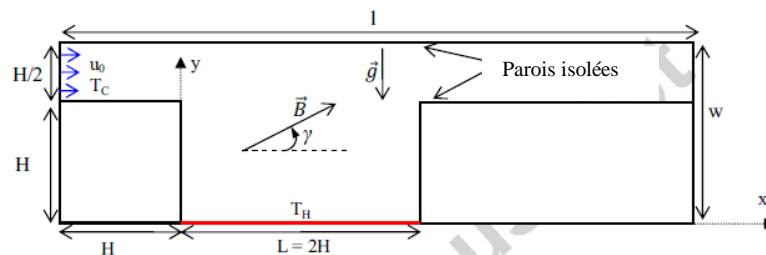


Figure (I. 27) : Configuration géométrique du problème, **Mehrez et al. (2014)**.

Une modélisation numérique de la convection naturelle sous l'influence d'un champ magnétique axial (B_z) ou radial (B_r) dans une configuration cylindrique remplie d'un fluide électriquement conducteur à faible nombre de Prandtl a été étudiée par **Mebarek-oudina et Bessaïh (2014)**. Les résultats indiquent que la stabilisation la plus forte des flux convectifs se produit lorsque le champ magnétique est appliqué dans la direction radiale. Cette étude confirme la possibilité de la stabilisation d'un écoulement de métal liquide en convection naturelle par l'application d'un champ magnétique radial (figure I. 28).

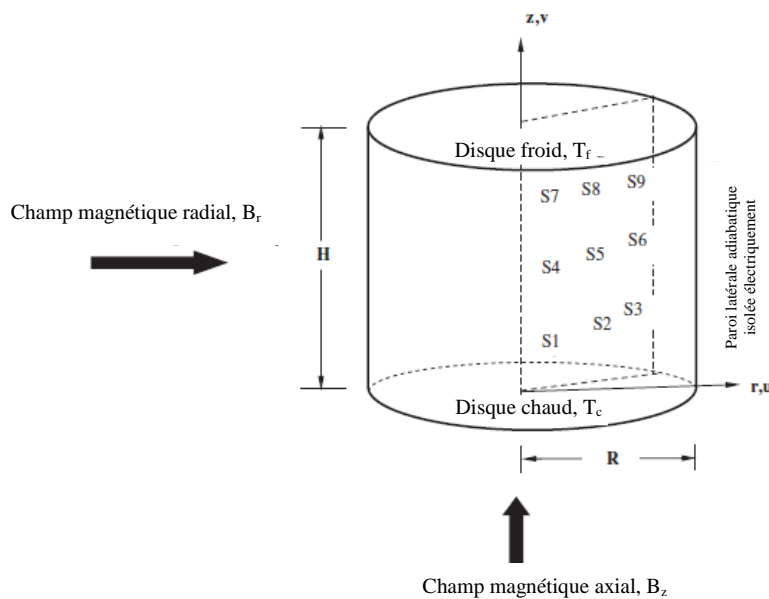


Figure (I. 28) : Géométrie du problème avec les conditions aux limites, **Mebarek-oudina et Bessaïh (2014)**.

Sheikholeslami et al. (2014) ont étudié l'effet MHD sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans une enceinte remplie de nanofluide. Les parois circulaires interne et externe sont maintenues à des températures constantes, tandis que les deux autres parois sont adiabatiques. Les effets des nombres de Hartmann ($Ha = 0, 30, 60$ et 100), de flottabilité ($Nr = 0,1$ à 4) et de Lewis ($Le = 2, 4, 6$ et 8) sont examinés. Une corrélation est également présentée pour le nombre de Nusselt. Il a été constaté que le nombre de Nusselt est une fonction croissante du nombre de flottabilité, mais il est une fonction décroissante des nombres de Lewis et de Hartmann. Les auteurs ont conclu que lorsque le nombre de flottabilité augmente, les effets des autres paramètres sont plus prononcés (figure I. 29).

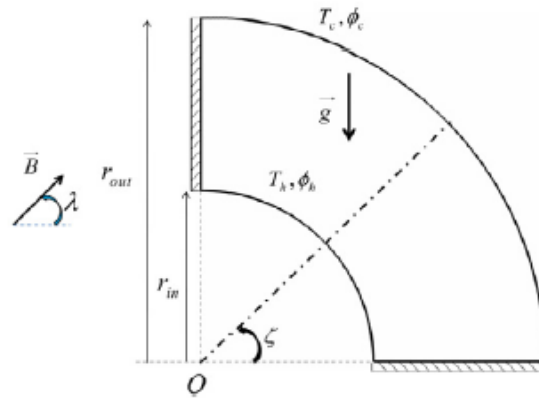


Figure (I. 29) : Géométrie du problème avec les conditions aux limites, **Sheikholeslami et al. (2014)**.

Le transfert de chaleur par convection forcée d'un nanofluide entre deux cylindres horizontaux concentriques en présence d'un champ magnétique radial a été étudié par **Malvandi et al. (2014)**. Pour examiner les effets des conditions aux limites thermiques sur la migration des nanoparticules, deux cas distincts : un flux thermique constant sur la paroi externe avec la paroi interne adiabatique (Cas A) et un flux de chaleur constant sur la paroi interne avec la paroi externe adiabatique (Cas B). Les résultats montrent qu'en induisant un champ magnétique radial sur le système, le taux de transfert de chaleur augmente pour le cas A, mais il diminue pour le cas B. De plus, la vitesse de glissement sur les parois améliore le taux de transfert thermique dans les deux cas (figure I. 30).

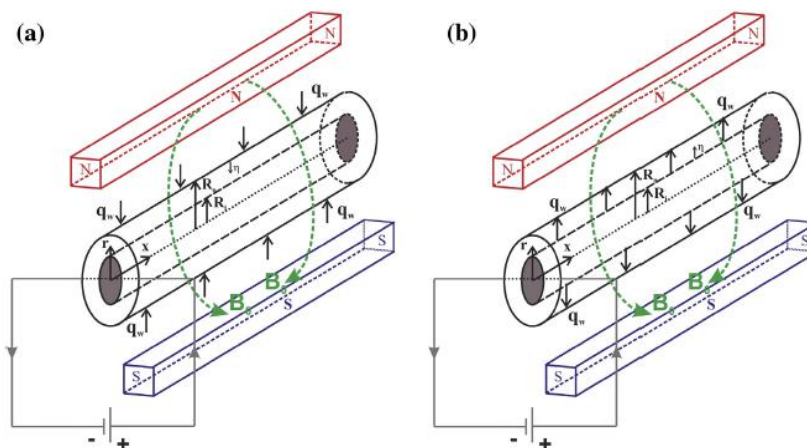


Figure (I. 30) : Schéma du problème, (a) cas A et (b) cas B, **Malvandi et al. (2014)**.

Mahmoudi et al. (2013) ont analysé numériquement la génération d'entropie et l'amélioration du transfert de chaleur par convection naturelle d'un nanofluide Cu-eau en présence d'un champ magnétique constant. L'analyse utilise une enceinte trapézoïdale bidimensionnelle avec les parois verticale gauche et inclinée sont maintenues à une

température basse constante, tandis que la source de chaleur discrète dissipant un flux de chaleur uniforme est montée sur la paroi inférieure de l'enceinte. Les calculs ont été effectués pour une large gamme des nombres de Rayleigh ($10^4 \leq Ra \leq 10^7$), de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 100$) et de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,05$). Les résultats indiquent qu'à $Ra = 10^4$ et 10^5 , le nombre de Nusselt en présence des nanoparticules augmente avec le nombre de Hartmann, mais à un nombre plus élevé de Rayleigh, une réduction a été observée. De plus, il a été constaté que la génération d'entropie est diminuée lorsque les nanoparticules sont présentes, alors que le champ magnétique augmente généralement l'amplitude de la génération d'entropie (figure I.31).

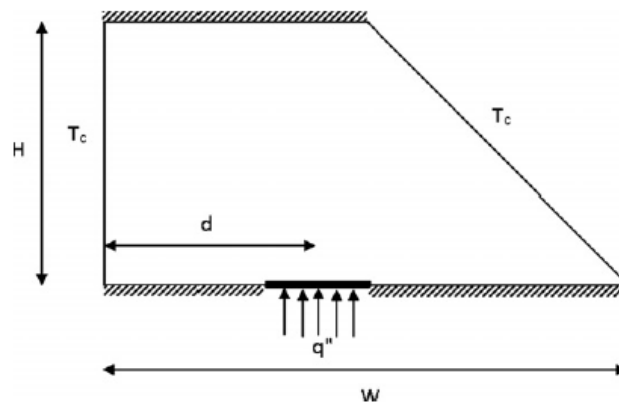


Figure (I. 31) : Configuration du problème étudié, **Mahmoudi et al. (2013)**.

Mahian et al. (2013) ont présenté une étude analytique de la génération d'entropie et du transfert de chaleur d'un nanofluide TiO_2 -eau dans un anneau vertical avec des parois à flux constant et sous l'influence d'un champ magnétique. Les résultats sont présentés pour différentes valeurs de la fraction volumique des nanoparticules ($0\% \leq \phi \leq 2\%$), du nombre de Hartmann (M) et du paramètre d'écoulement (Gr/Re). Ils ont constaté que l'utilisation de nanofluide TiO_2 -eau réduit la génération d'entropie dans l'anneau, tandis qu'une augmentation du nombre de Hartmann augmente la génération d'entropie. Les résultats montrent que les modèles théoriques prédisent une génération d'entropie moyenne supérieure de 4% à celle obtenue par les modèles expérimentaux, pour un nombre de Hartmann égal à 5. Ils ont conclu que la différence entre les résultats obtenus par les deux ensembles de modèles est plus grande pour des valeurs du nombre de Hartmann plus élevées (figure I. 32).

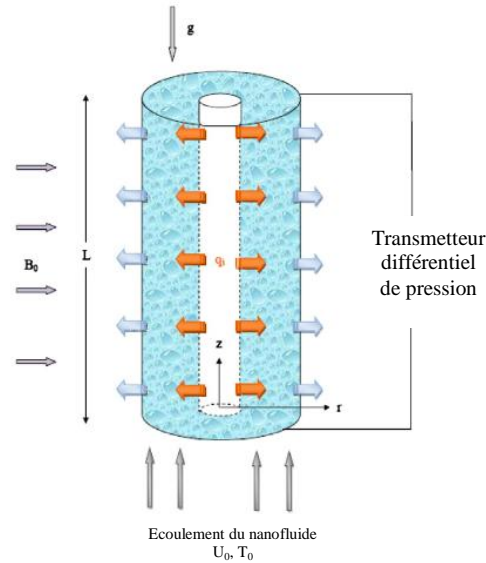


Figure (I. 32) : Schéma du problème, Mahian et al. (2013).

Sankar et al. (2012) ont étudié numériquement la convection à double diffusion dans un anneau vertical poreux soumis à des flux de chaleur et de masse provenant d'une partie de la paroi interne, tandis que la paroi externe est maintenue à une température et une concentration uniformes. L'influence des principaux paramètres tels que les nombres de Rayleigh thermique, de Darcy, de Lewis et les rapports de flottabilité et du rayon sur les transferts de chaleur et de masse ont été étudiée. Les résultats numériques montrent que la structure de l'écoulement et les vitesses des transferts de chaleur et de masse dépendent fortement de l'emplacement de la source de chaleur. En outre, le rapport de flottabilité est significativement influencé par les nombres de Rayleigh thermique, de Darcy, de Lewis et de l'emplacement de la source. De plus, Les nombres moyens de Nusselt et de Sherwood augmentent avec l'augmentation du rapport de rayon (r_o/r_i), des nombres de Darcy et de Rayleigh (figure I. 33).

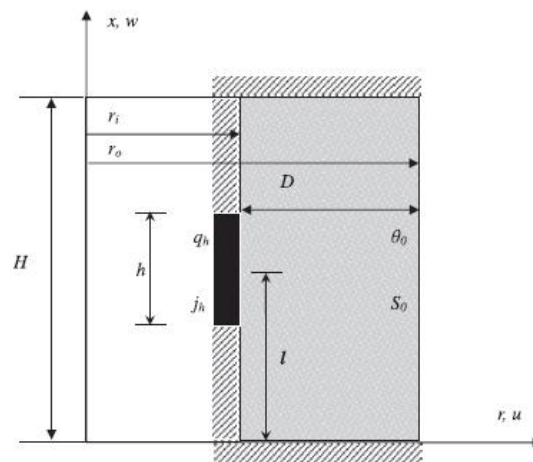


Figure (I. 33) : Configuration et système de coordonnées, Sankar et al. (2012).

L'effet du champ magnétique axial ou radial sur la convection naturelle à double diffusion dans une cavité annulaire cylindrique verticale a été étudié par **Venkatachalappa et al. (2011)**. Les conditions aux limites sur les parois latérales sont imposées de telle sorte que les effets de flottabilité thermique et de solubilité soient coopératifs, soient opposés. Les parois supérieure et inférieure sont adiabatiques et imperméables. L'objectif principal de la présente étude numérique est de comprendre l'effet du champ magnétique sur la convection à double diffusion dans une cavité annulaire. A partir des résultats numériques, on constate que le champ magnétique supprime la convection à double diffusion uniquement pour des valeurs faibles du rapport de flottabilité. Mais, pour un rapport de flottabilité élevé, le champ magnétique est efficace pour supprimer le flux de convection thermique. De plus, le champ magnétique est efficace lorsqu'il est appliqué perpendiculairement à l'écoulement principal (figure I. 34).

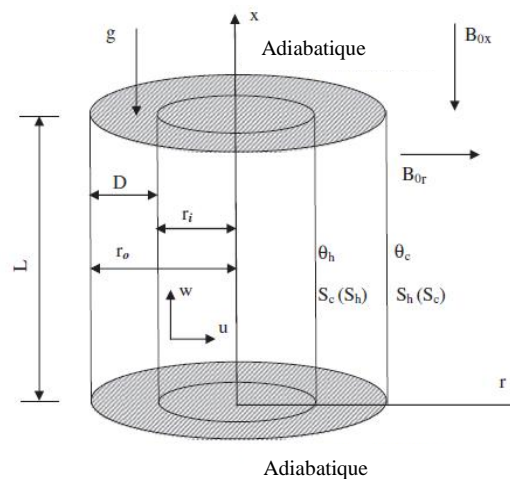


Figure (I. 34) : Configuration physique et système de coordonnées, **Venkatachalappa et al. (2011)**.

Kakarantzas et al. (2011) ont présenté une étude de la convection MHD d'un métal liquide dans un anneau vertical fermé dans lequel les parois supérieure et inférieure sont adiabatiques, tandis que les parois cylindriques sont maintenues à des températures différentes. L'écoulement est entraîné par deux mécanismes : la différence de température entre les deux parois cylindriques et le chauffage volumétrique. Un champ magnétique horizontal constant est imposé. Les résultats montrent qu'en absence du champ magnétique, un écoulement turbulent se développe dans la plupart des cas, tandis que l'augmentation du champ magnétique rend l'écoulement laminaire. Lorsque le fluide est entraîné par le chauffage volumétrique, la température la plus élevée se trouve dans la partie centrale supérieure de la cavité annulaire. Les couches de Hartmann et de Roberts

se développant respectivement près des parois normales et parallèles au champ magnétique, sont responsables du courant non symétrique (figure I. 35).

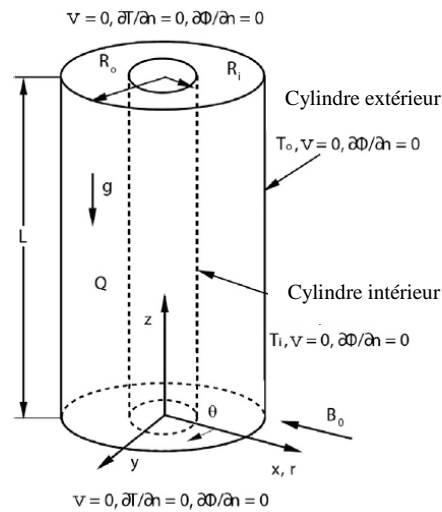


Figure (I. 35) : Configuration du débit et conditions aux limites, Kakarantzas et al. (2011).

Sankar et al. (2011) ont étudié l'effet du champ magnétique sur la convection combinée de la flottabilité et de la tension de surface dans une enceinte annulaire cylindrique. La surface supérieure de l'anneau est supposée libre, la paroi inférieure est adiabatique, alors que les parois cylindriques interne et externe sont maintenues respectivement à des températures chaude et froide. Les résultats révèlent que, dans les cavités hautes, le champ magnétique axial supprime le flux de la tension de surface plus efficacement que le champ magnétique radial, alors que le champ magnétique radial s'avère meilleur pour supprimer le flux entraîné par la flottabilité par rapport au champ magnétique axial. Cependant, le champ magnétique axial s'avère efficace pour supprimer les deux écoulements dans les cavités peu profondes. En outre, le taux de transfert de chaleur augmente avec le rapport de rayons, mais diminue avec le nombre de Hartmann (figure I. 36).

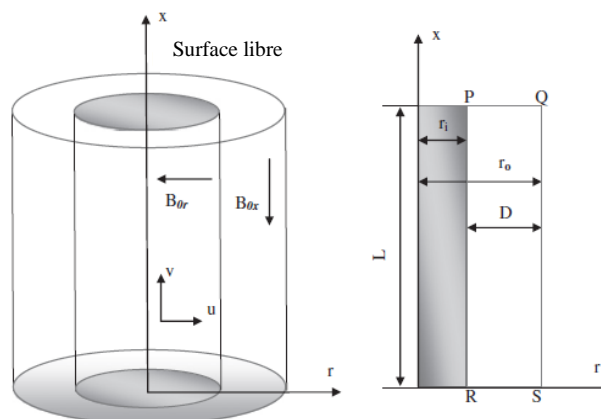


Figure (I. 36) : Configuration de l'écoulement et système de coordonnées, Sankar et al. (2011).

Sankar et al. (2011) ont fait l'étude numérique de la convection naturelle dans un anneau vertical poreux. Une partie de la paroi interne est chauffée par une source de chaleur. La paroi externe est maintenue à une température constante basse, tandis que les parois supérieure et inférieure et les parties non chauffées de la paroi interne sont maintenues adiabatiques. La méthode des différences finies a été utilisée pour résoudre les équations gouvernantes du système. L'analyse a été réalisée pour une large gamme des nombres de Rayleigh et de Darcy, pour différentes longueurs et emplacements de la source de chaleur. Les résultats numériques révèlent que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation des nombres de Rayleigh, de Darcy et du rapport de rayon (r_o/r_i), alors qu'il diminue avec l'augmentation de la longueur de la source de chaleur. En outre, la dimension et l'emplacement de la source de chaleur affectent l'intensité de l'écoulement et le taux de transfert de chaleur dans la cavité annulaire (figure I. 37).

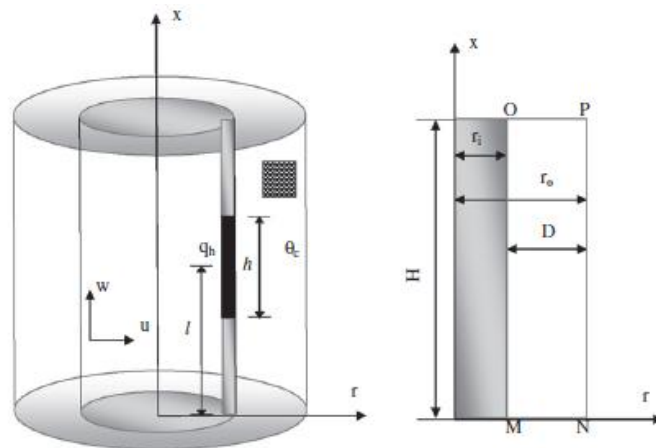


Figure (I. 37) : Configuration physique et système de coordonnées, **Sankar et al. (2011)**.

Sankar et Younghae (2010) ont analysé numériquement l'effet des sources de chaleur sur le transfert de chaleur par convection dans un anneau cylindrique vertical. La paroi interne de la cavité comporte deux sources de chaleur discrètes. La paroi externe est refroidie avec une température constante, tandis que les parois supérieure et inférieure sont adiabatiques. A partir des résultats numériques, il a été trouvé que le transfert de chaleur maximal se produit au niveau de la source de chaleur inférieure. En outre, le taux de transfert de chaleur augmente avec le rapport de rayons, mais il diminue avec le rapport d'aspect (figure I. 38).

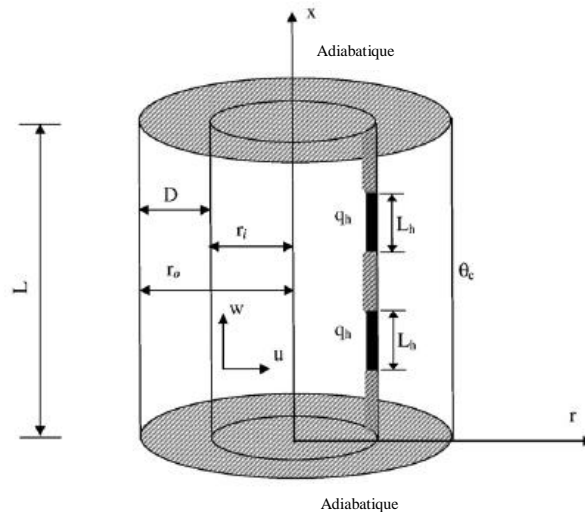


Figure (I. 38) : Configuration physique et système de coordonnées, **Sankar et Younghae (2010)**.

Wrobel et al. (2010) ont présenté une analyse expérimentale et numérique de la convection thermo-magnétique dans une enceinte annulaire verticale avec un noyau de tige ronde et une paroi externe cylindrique. Un champ magnétique fort a été imposé pour l'amélioration du transfert de chaleur. Il a été constaté que selon la direction et la force du champ magnétique, l'amélioration ou la suppression du mouvement convectif a été observée de diverses manières. En outre, le champ magnétique améliore le transfert de chaleur quatre fois plus que l'augmentation du nombre de Rayleigh thermique (figure I. 39).

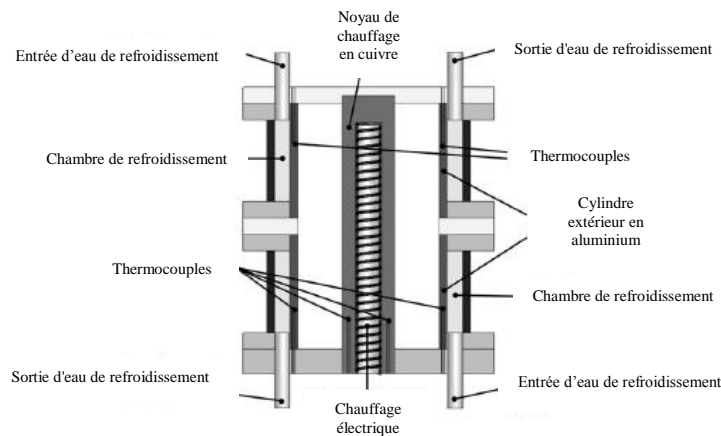


Figure (I. 39) : Coupe transversale de l'enceinte réalisée expérimentalement, **Wrobel et al. (2010)**.

Kakarantzas et al. (2009) ont simulé numériquement la convection naturelle MHD d'un métal liquide dans un cylindre vertical avec une distribution sinusoïdale de la température au niveau de la paroi supérieure et les autres parois sont maintenues adiabatiques. Les effets des nombres de Rayleigh, de Hartmann et des champs

magnétiques verticaux (axiaux) et horizontaux ont été étudiés. Les résultats indiquent que l'augmentation du nombre de Rayleigh favorise le transfert de chaleur par convection, tandis que l'augmentation du nombre de Hartmann favorise la conduction thermique. De plus, le champ magnétique vertical réduit le nombre de Nusselt plus que le champ magnétique horizontal (figure I. 40).

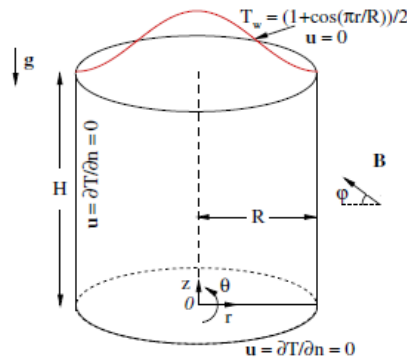


Figure (I. 40) : Géométrie du problème et conditions aux limites, Kakarantzas et al. (2009).

La convection naturelle d'un fluide électriquement conducteur à faible nombre de Prandtl ($Pr = 0,054$) sous l'influence d'un champ magnétique axial ou radial dans un anneau cylindrique vertical a été étudiée numériquement par Sankar et al. (2006). Les cylindres intérieur et extérieur sont maintenus à des températures uniformes et les parois horizontales supérieure et inférieure sont adiabatiques. Les résultats de calcul révèlent que dans les cavités peu profondes, l'écoulement et le transfert de chaleur sont supprimés plus efficacement par un champ magnétique axial, tandis que dans les cavités hautes, un champ magnétique radial est plus efficace. De plus, les oscillations de l'écoulement peuvent être supprimées en imposant un champ magnétique externe. En outre, le nombre de Nusselt moyen augmente avec le rapport de rayons (r_0/r_i), mais diminue avec le nombre de Hartmann (figure I. 41).

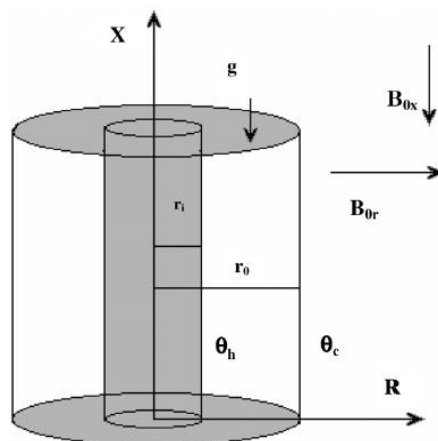


Figure (I. 41) : Configuration physique et système de coordonnées, Sankar et al. (2006).

Bessaïh et al. (2003) ont étudié numériquement et analytiquement l'écoulement entraîné par un disque dans une enceinte cylindrique ayant un rapport d'aspect H/R égal à 1 et contenant un métal liquide soumis à un gradient de température vertical en présence d'un champ magnétique axial. Bien qu'un métal liquide ait habituellement un petit nombre de Prandtl, Pr , le cas de Pr élevé est étudié afin de permettre l'analogie avec le problème du transfert de masse. Quand aucun champ magnétique n'est appliqué, le nombre de Nusselt pour un Pr élevé suit une dépendance qui est similaire à celle trouvée dans un réservoir cylindrique qui est mélangé par une turbine à aubes. Une importante décélération du transfert de chaleur est observée lors de l'application d'un champ magnétique. La conductivité électrique de la paroi est également considérée comme un paramètre important dans le contrôle du transfert de chaleur (figure I. 42).

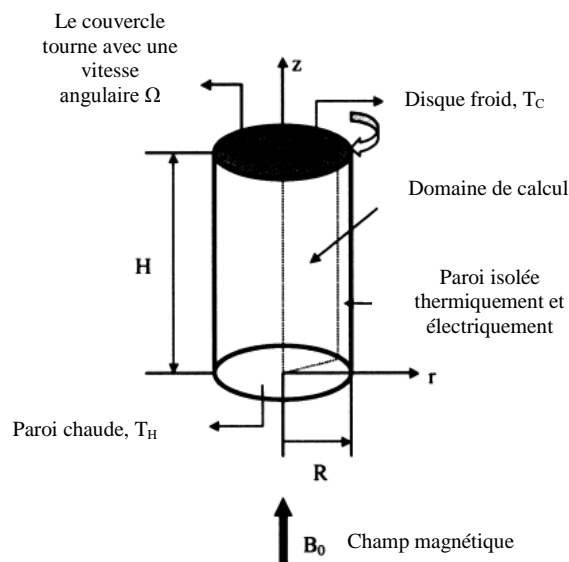


Figure (I. 42) : La géométrie du problème, **Bessaïh et al. (2003)**.

Bensouici et Bessaïh (2010) ont présenté le refroidissement par convection mixte de deux sources de chaleur identiques montées dans un canal vertical. Les effets des nombres de Richardson, de Darcy, de la conductivité thermique et de l'épaisseur de la matrice poreuse sur l'écoulement le transfert de chaleur ont été étudiés. Les résultats montrent qu'un meilleur refroidissement est obtenu pour un canal complètement poreux et avec un nombre de Richardson égal à 0,25, pour toutes les valeurs du nombre de Darcy ($10^{-5} \leq Da \leq 10^{-3}$). De plus, pour $Gr/Re^2 = 20$, où l'effet de flottabilité est plus fort, le nombre de Nusselt moyen avec la matrice poreuse est plus élevé que sans matrice poreuse pour toutes les valeurs du nombre de Richardson ($Ri = 0,25, 1, 10$ et 20). Enfin, l'insertion de

la matrice poreuse à haute conductivité thermique améliore le refroidissement des sources de chaleur (figure I. 43).

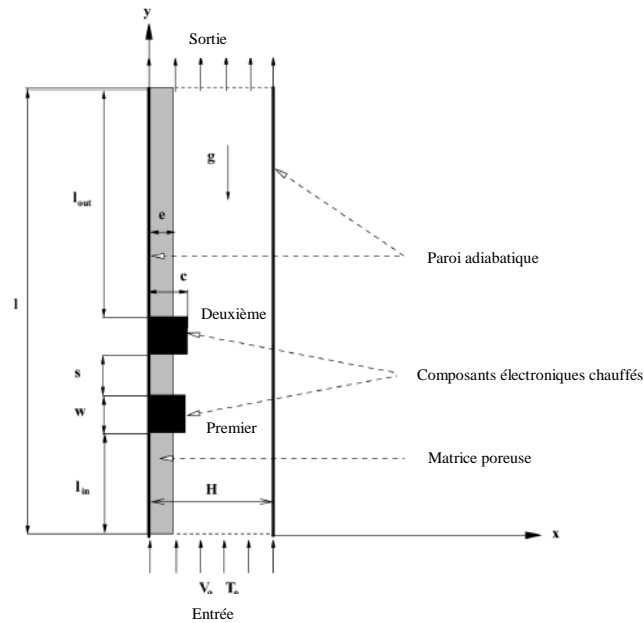


Figure (I. 43) : Diagramme schématique du modèle physique, **Bensouici et Bessaih (2010)**.

Un refroidissement par convection forcée de deux sources de chaleur identiques montées dans un canal horizontal est étudié numériquement par **M. Bensouici et F. Bensouici (2017)**. Les effets du nombre de Reynolds, de la distance de séparation, de la hauteur et de la largeur des composants sur la structure d'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur du canal ont été examinés. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation des paramètres suivants: nombre de Reynolds, distance de séparation, hauteur et largeur des composants. Cependant, ces paramètres augmentent la génération d'entropie totale et provoquent ainsi la dégradation de l'énergie du ventilateur (figure I. 44).

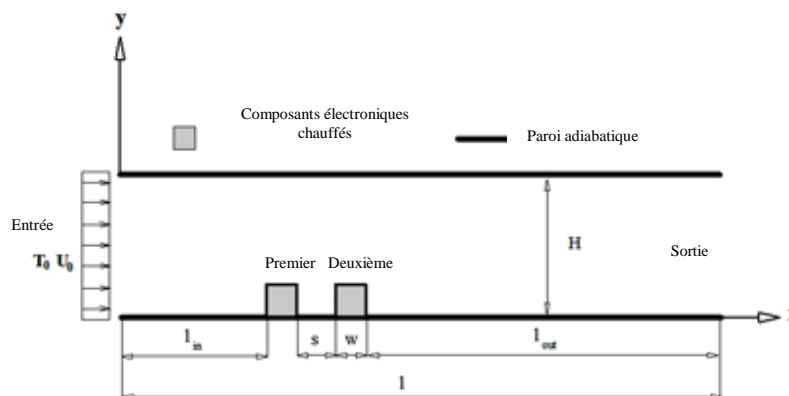


Figure (I. 44) : Diagramme schématique du problème, **M. Bensouici et F. Bensouici (2017)**.

Les nanofluides avec la convection forcée laminaire basée sur un écoulement non Newtonien dans un canal parallèle horizontal avec plusieurs régions de chauffage et de refroidissement ont été étudiés par **Li et al. (2017)**. Les résultats ci-dessus soulignent les effets de la distribution des nanoparticules sur les transferts de chaleur et de masse pour des applications industrielles. Ils révèlent que la distribution uniforme des nanoparticules peut entraîner une erreur significative dans l'estimation de la température. De plus, la distribution uniforme des nanoparticules dans le fluide de base entraîne une chute de pression plus importante que dans le cas de la distribution non uniforme. En outre, pour une distribution non homogène des nanoparticules dans le fluide, le coefficient du transfert thermique augmente avec la diminution de la puissance (figure I. 45).

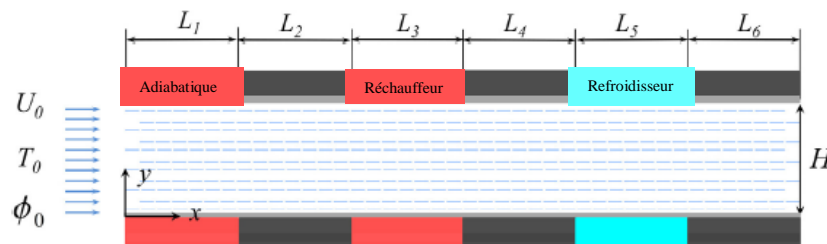


Figure (I. 45) : Canal horizontal avec des régions discrètes de chauffage et de refroidissement, **Li et al. (2017)**.

Raza et al. (2016) ont analysé numériquement le transfert de chaleur MHD d'un nanofluide Cu-eau dans un canal semi-poreux avec des parois extensibles. Ils ont constaté que les différentes valeurs des nombres de Reynolds, de Prandtl, de la fraction volumique des nanoparticules et du champ magnétique affectent les profils de vitesse, de température, le coefficient de frottement et le transfert de chaleur (figure I. 46).

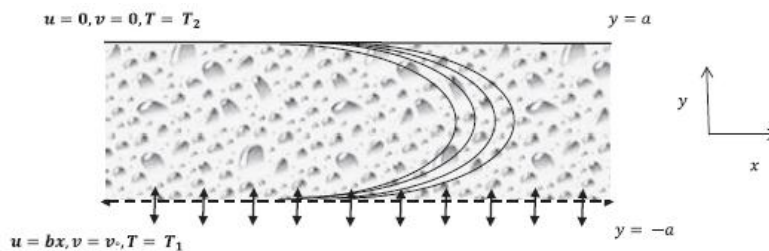


Figure (I. 46) : Modèle physique du problème proposé, **Raza et al. (2016)**.

Rabhi et al. (2016) ont présenté une étude numérique de la génération d'entropie d'un écoulement axisymétrique sous déséquilibre thermique dans un micro-canal poreux soumis à un champ magnétique extérieur orienté. L'objectif de l'étude est l'identification de l'influence du champ magnétique sur la génération d'entropie et le nombre de Bejan avec un changement de divers paramètres tels que les nombres de Knudsen, d'Eckert, de

Biot, de Darcy et le rapport de la conductivité thermique. Les résultats obtenus montrent que l'irréversibilité et la contribution du transfert de chaleur et l'irréversibilité du flux de fluide sont fortement affectées par la présence du champ magnétique (figure I. 47).

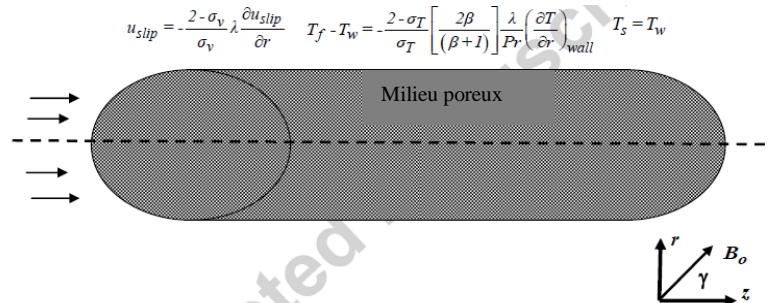


Figure (I. 47) : Géométrie et système de coordonnées, Rabhi et al. (2016).

La convection magnétohydrodynamique dans une cavité demi-lune remplie de ferrofluide a été analysée numériquement par **Mojumder et al. (2016)**. La cavité a deux sources de chaleur inférieures semi-circulaires et l'effet de la distance entre ces deux sources ($\lambda = 0,1$ et $0,4$) a été complètement étudié. Une simulation numérique a été effectuée pour une large gamme de nombres de Rayleigh ($Ra = 10^3$ à 10^7), de Hartmann ($Ha = 0$ à 100) et d'angle d'inclinaison du champ magnétique ($\gamma = 0^\circ$ à 90°) sur les champs d'écoulement et thermique et la génération d'entropie. Les ferrofluides ; Cobalt-kérosène et fer_3O_4 -eau ont été utilisés pour la présente étude et considérés comme un fluide monophasique. Il a été observé que l'augmentation du champ magnétique réduit le taux de transfert de chaleur, tandis que l'augmentation de la distance entre les deux sources de chaleur augmente considérablement le taux de transfert de chaleur. Ils ont également trouvé que $\lambda = 0,4$ donne toujours un meilleur taux de transfert de chaleur et une meilleure optimisation de l'entropie (figure I. 48).

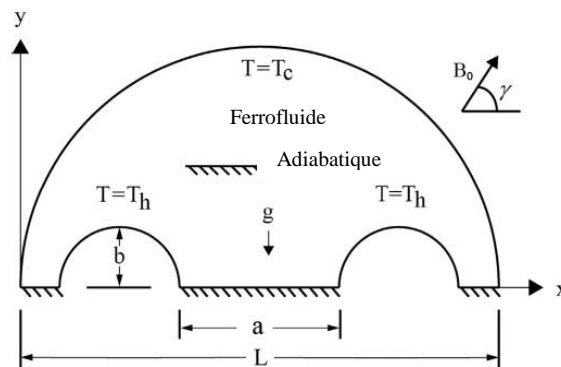


Figure (I. 48) : Schéma de la cavité en forme de demi-lune avec deux sources de chaleur semi-circulaires inférieures, Mojumder et al. (2016).

Aghaei et al. (2015) ont étudié numériquement les effets du champ magnétique sur le champ d'écoulement, le transfert de chaleur et la génération d'entropie de la convection mixte d'un nanofluide Cu-eau dans une enceinte trapézoïdale. Le couvercle supérieur est refroidi et se déplace vers la droite ou vers la gauche, la paroi inférieure est chaude et les parois latérales sont adiabatiques et leurs angles par rapport à l'horizon est de 15° , 30° , 45° et 60° . Des simulations ont été effectuées pour un nombre de Grashof constant de 10^4 , des nombres de Reynolds de 30, 100, 300 et 1000, de Hartmann de 25, 50, 75 et 100 et de la fraction volumique des nanoparticules de 0 jusqu'à 0,04. Les résultats montrent qu'en appliquant le champ magnétique, la convection du nanofluide et la force de l'écoulement diminuent. Pour tous les nombres de Reynolds et les fractions volumiques considérés, en augmentant le nombre de Hartmann, le nombre de Nusselt moyen diminue. Pour tous les cas étudiés, la variation de la génération d'entropie totale avec le nombre de Hartmann est similaire à celle du nombre de Nusselt moyen (figure I. 49).

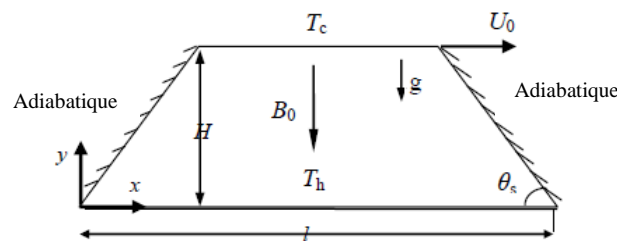


Figure (I. 49) : Géométrie trapézoïdale de l'enceinte avec conditions aux limites, **Aghaei et al. (2015)**.

Sheremet et Pop (2015) ont étudié numériquement l'écoulement convectif naturel stable et le transfert de chaleur d'un nanofluide dans un anneau poreux entre deux cylindres concentriques horizontaux isothermes. Les résultats indiquent que l'ajout des nanoparticules dans l'eau pure modifie la structure de l'écoulement à des faibles valeurs du nombre de Rayleigh (figure I. 50).

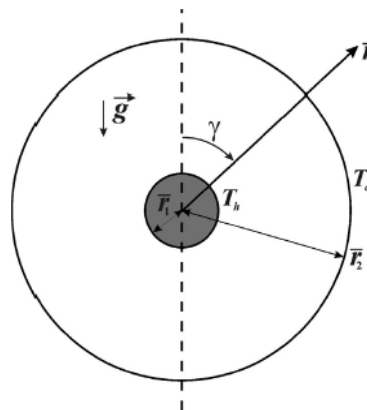


Figure (I. 50) : Modèle physique et système de coordonnées, **Sheremet et Pop (2015)**.

Ravnik et Škerget (2015) ont simulé numériquement la convection naturelle d'un nanofluide dans un cylindre circulaire elliptique chauffé dans une enceinte cubique refroidie. Un régime laminaire et stable avec des valeurs de nombre Rayleigh jusqu'à un million et différents types de nanofluide ; Al_2O_3 , Cu et TiO_2 ont été considérés. Les propriétés des nanofluides ont été supposées comme constantes dans tout le domaine et estimées pour différentes fractions volumiques de nanoparticules (0,1 et 0,2). Les résultats montrent que lorsque la convection est le mécanisme de transfert de chaleur dominant, les nanofluides produisent une augmentation plus faible de l'efficacité du transfert de chaleur. Comme l'enceinte est inclinée contre la gravité, la symétrie d'écoulement autour d'un cylindre elliptique est perturbée et le transfert de chaleur augmente (figure I. 51).

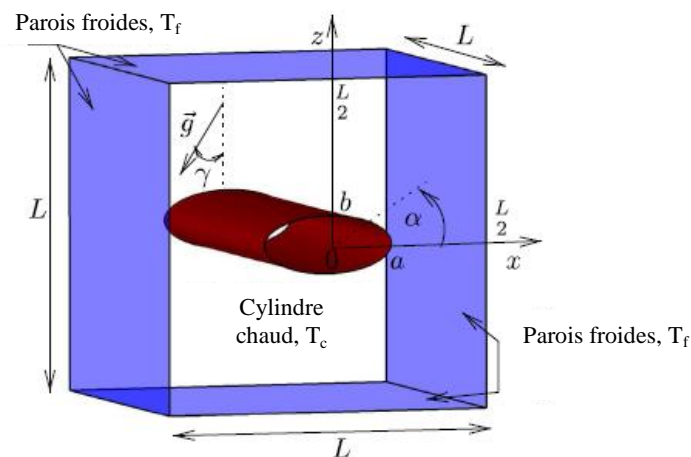


Figure (I. 51) : Domaine de calcul et système de coordonnées avec conditions aux limites, **Ravnik et Škerget (2015)**.

L'effet du champ magnétique incliné sur la convection naturelle dans une cavité carrée avec une source de chaleur locale a été analysé numériquement par **Bondareva et Sheremet (2016)**. Les parois verticales de l'enceinte sont isothermes à température basse et constante, tandis que les parois horizontales sont adiabatiques. Une source de chaleur de température constante est située sur la paroi inférieure. Un champ magnétique uniforme incliné affecte le transfert de chaleur et l'écoulement de fluide. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt moyen est une fonction croissante de l'angle d'inclinaison du champ magnétique, alors que le nombre de Rayleigh est une fonction décroissante du nombre de Hartmann (figure I. 52).

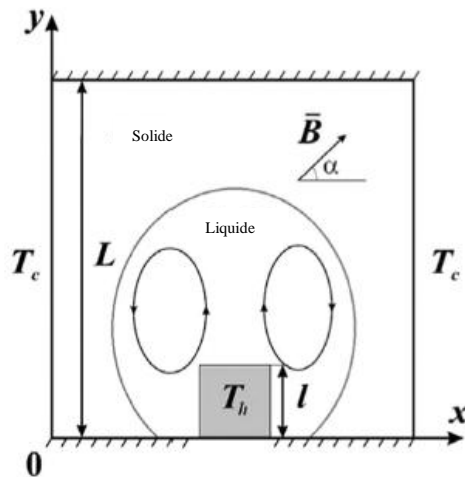


Figure (I. 52) : Schéma du système physique, Bondareva et Sheremet (2016).

La convection mixte dans une cavité carrée remplie de nanofluide Cu-eau et soumise à un champ magnétique incliné a été étudiée par **Ismael et al. (2016)**. Les parois horizontales de la cavité sont entraînées par le couvercle. Une source de chaleur constante sur la paroi gauche est considérée, tandis que la paroi verticale droite est refroidie à température constante. Les autres parois de la cavité sont adiabatiques. Les effets des nombres de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique des nanoparticules, de l'angle d'inclinaison du champ magnétique, de la position et de la direction de la source de chaleur ont été considérés. Les résultats montrent que l'orientation du champ magnétique joue un rôle important dans la convection. Il a été constaté également que la convection naturelle diminue avec l'augmentation de la longueur de la source de chaleur pour toutes les valeurs des paramètres étudiés (figure I. 53).

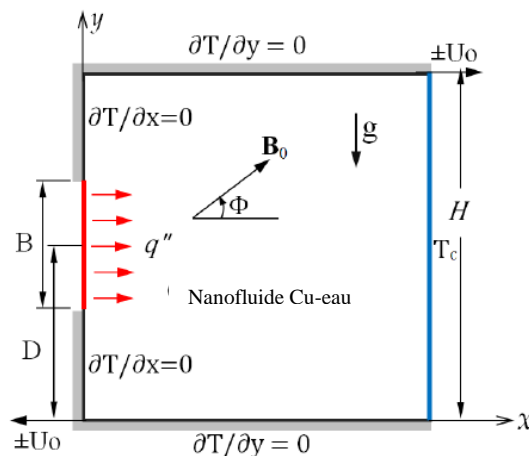


Figure (I. 53) : Schéma et conditions aux limites, Ismael et al. (2016).

Al-Zamily (2014) ont étudié numériquement l'effet du champ magnétique constant sur la convection naturelle d'un nanofluide Cu-eau dans une enceinte semi-circulaire avec un flux thermique. Le flux de chaleur (q'') est fourni au centre de la paroi inférieure, et les autres parties de cette paroi sont supposées adiabatiques. Le centre de l'arc du cercle ($-45^\circ \leq \gamma \leq +45^\circ$) est supposé à température constante (T_c) et les autres parties de l'arc du cercle sont adiabatiques. La gravité (g) agit perpendiculairement à la direction y et le champ magnétique externe uniforme (B_0) est appliqué parallèlement à la gravité. Les effets des nombres de Rayleigh ($10^4 \leq Ra \leq 10^7$), de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 80$ pas 20) et de la fraction volumique des nanoparticules ($0 \leq \phi \leq 0,15$ pas 0,05) sur l'écoulement, les champs de température et les performances de transfert de chaleur sont étudiés. Les résultats montrent que le taux de transfert de chaleur augmente avec une augmentation du nombre de Rayleigh et de la fraction volumique des nanoparticules, mais il diminue avec une augmentation du nombre de Hartmann (figure I. 54).

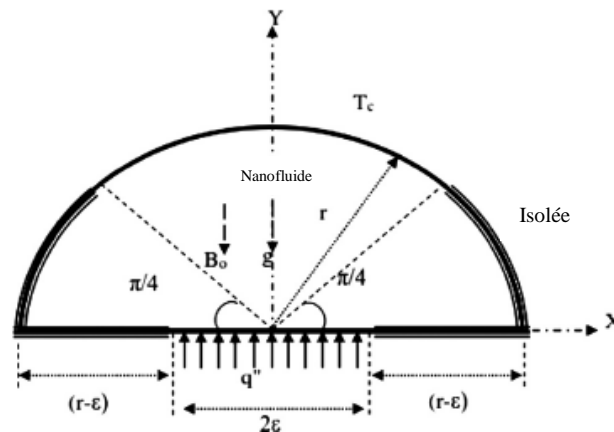


Figure (I. 54) : Schéma du modèle physique, **Al-Zamily (2014)**.

L'effet conjugué du chauffage par effet joule (J) et de la force magnétique (Ha), agissant perpendiculairement à la paroi verticale gauche d'une cavité obstruée par un couvercle saturé d'un fluide électriquement conducteur a été étudié numériquement par **Rahman et al. (2010)**. Les parois droite et gauche sont isothermes, avec la température de la paroi gauche est inférieure à celle de la paroi droite. Les parois horizontales de la cavité sont adiabatiques. Les résultats montrent que l'obstacle a des effets significatifs sur le champ d'écoulement. Ils ont trouvé également que les paramètres Ha et J ont un effet notable sur les champs d'écoulement, les distributions de la température et le transfert de chaleur dans la cavité (figure I. 55).

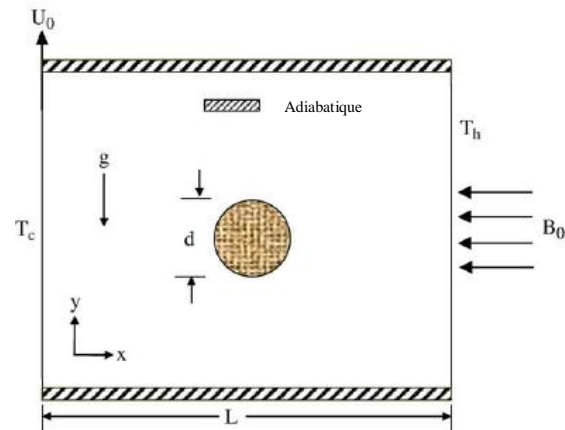


Figure (I. 55) : Schéma et conditions aux limites, Rahman et al. (2010).

Ben Mansour et al. (2011) ont effectué une étude expérimentale sur la convection mixte d'un nanofluide Al_2O_3 -eau dans un tube de cuivre incliné soumis à un flux de chaleur uniforme. Les résultats montrent que le coefficient de transfert thermique diminue légèrement avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules (figure I. 56).

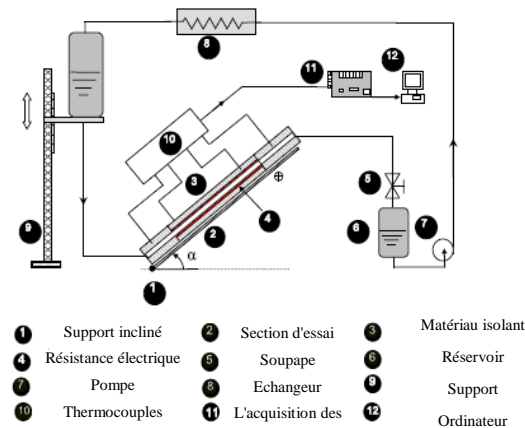


Figure (I. 56) : Schéma du système expérimental, Ben Mansour et al. (2011).

Kefayati (2013) ont étudié l'effet du champ magnétique sur la convection naturelle d'un nanofluide (Al_2O_3 -eau) dans une enceinte ouverte. Les calculs ont été effectués pour les nombres de Rayleigh ($Ra = 10^4$ à 10^6), de Hartmann ($0 \leq Ha \leq 90$) et la fraction volumique des nanoparticules ($\phi = 0, 0,02, 0,04$ et $0,06$), alors que le champ magnétique est considéré horizontal. Les résultats montrent que le transfert de chaleur diminue avec l'augmentation des nombres de Hartmann, de Rayleigh et de la fraction volumique des nanoparticules. De plus, le champ magnétique augmente régulièrement l'effet des nanoparticules au nombre de Rayleigh de $Ra = 10^6$. Finalement, la plus grande influence des nanoparticules se produit à $Ha = 60$ pour $Ra = 10^5$ (figure I. 57).

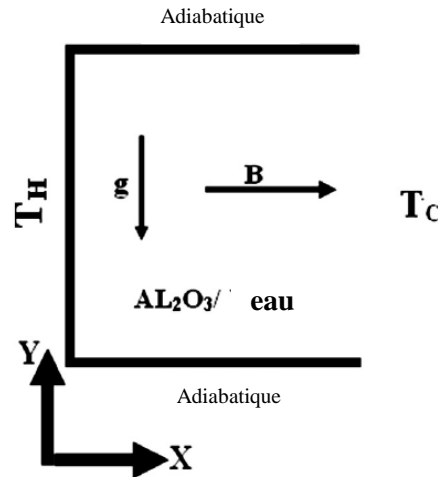


Figure (I. 57) : Géométrie du problème physique, Kefayati (2013).

La convection mixte laminaire du nanofluide Al_2O_3 -eau dans des tubes horizontaux inclinés a été étudiée numériquement par Akbari et al. (2008). Les effets des nombres de Reynolds, de Grashof, de la fraction volumique des nanoparticules et de l'inclinaison du tube sur les paramètres hydrodynamiques et thermiques ont été étudiés. Ils ont montré que la fraction volumique des nanoparticules n'a pas d'effets significatifs sur les paramètres hydrodynamiques. Le coefficient de transfert thermique augmente de 15% à $\phi = 0.04$. Le coefficient de frottement augmente continuellement avec l'inclinaison du tube, mais le coefficient de transfert de chaleur atteint un maximum à l'angle d'inclinaison de 45° (figure I. 58).

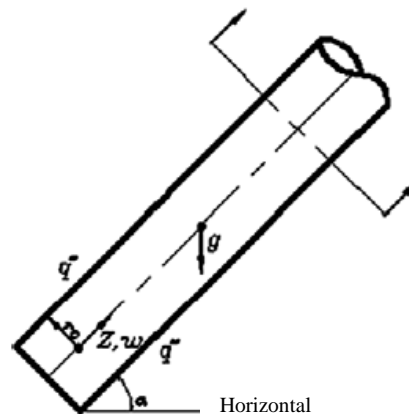


Figure (I. 58) : Schéma du tube incliné, Akbari et al. (2013).

Gelfgat et al. (2001) ont effectué une étude de la convection dans un cylindre vertical avec un profil de température parabolique sur la paroi latérale. Les effets des nombres de Grashof, de Hartmann et de rapport d'aspect du cylindre ($A = \text{hauteur}/\text{rayon} = 1, 2 \text{ et } 3$),

pour une valeur fixe du nombre de Prandtl ($Pr = 0,015$), ont été effectués. Les calculs ont été effectués en utilisant la méthode de Galerkin permettant une analyse de stabilité tridimensionnelle efficace et précise. Ils ont constaté qu'à des valeurs relativement faibles de Ha , le flux axisymétrique a tendance à osciller de façon instable.

I.6 CONCLUSION

Nous avons consacré ce chapitre pour présenter des notions de base et des généralités sur la convection, les nanofluides et le champ magnétique. Des différents travaux expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature, que nous avons exposé dans la section recherche bibliographique, ont été réalisés afin de comprendre les caractéristiques de l'écoulement, le transfert de chaleur et la génération d'entropie par convection en présence des nanofluides et du champ magnétique à l'intérieur de différentes cavités.

CHAPITRE II :

MODELISATION DU PROBLEME & RESOLUTION NUMERIQUE

Sommaire

II.1	INTRODUCTION.....	52
II.2	ELEMENTS MATHEMATIQUES DE BASE	52
II.2.1	Equation de continuité	52
II.2.2	Equations de quantité de mouvement	53
II.2.3	Equation de l'énergie.....	53
II.3	HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.....	54
II.4	CONFIGURATION 2-D (Application 1).....	54
II.4.1	Description du problème.....	54
II.4.2	Modèle mathématique et équations dimensionnelles.....	55
II.4.3	Présentation du logiciel de calcul « FLUENT 14.0 ».....	57
II.4.4	Schémas numériques.....	58
II.4.5	Maillage.....	58
II.4.6	Conditions aux limites.....	59
II.4.7	Résolution numérique.....	59
II.5	CONFIGURATION 2-D (Application 2).....	61
II.5.1	Description du problème.....	61
II.5.2	Modèle mathématique et équations dimensionnelles.....	62
II.5.3	Adimensionnalisation des équations	63
II.5.4	Conditions aux limites	65
II.5.5	Résolution numérique	65
II.6	CONFIGURATION 3-D (Application 3).....	69
II.6.1	Description du problème.....	69
II.6.2	Modèle mathématique et équations dimensionnelles.....	70
II.6.3	Schémas numériques.....	72
II.6.4	Maillage.....	72
II.6.5	Conditions aux limites.....	73
II.6.6	Résolution numérique.....	73
II.7	CONCLUSION.....	75

II.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons la géométrie et la modélisation de système d'équations qui régit l'écoulement, le transfert de chaleur et la génération d'entropie par convection des nanofluides dans un canal vertical, cylindre vertical et cylindre horizontal (trois configurations), soumises à des conditions aux limites thermiques différentes.

Trois parties seront détaillées :

- ✓ La première partie est consacrée à la présentation d'une étude bidimensionnelle (2-D) effectuée en utilisant le logiciel de calcul « Ansys-Fluent 14.0 »,
- ✓ La deuxième partie consiste à présenter une étude bidimensionnelle (2-D) à l'aide d'un code de calcul « Fortran »,
- ✓ La troisième partie expose un calcul numérique 3-D réalisé à l'aide du logiciel de calcul « Ansys-Fluent 14.0 ».

Dans ces trois parties, on débute par le schéma de la géométrie considérée, ensuite les équations modélisant le problème traité, ainsi que les conditions initiales et aux limites appropriées, et on finit par la méthode de résolution choisie.

II.2 ELEMENTS MATHEMATIQUES DE BASE

Les équations régissant l'écoulement sont les équations de continuité, de Navier-stokes et d'énergie, qui expriment, respectivement, la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les champs de vitesses et de températures issues de ces équations peuvent être utilisés pour évaluer les paramètres de transfert de chaleur (nombre de Nusselt) et les distributions de l'entropie produite dans la cavité. En présence d'un champ magnétique, une force apparaît au sein du liquide (force de Lorentz), donc une équation est ajoutée pour compléter le système, ainsi que les conditions initiales et aux limites (cas du cylindre horizontal).

II.2.1 Equation de continuité :

Le principe de la conservation de la masse mène à l'équation de continuité qui s'exprime sous forme tensorielle comme suit (**Bejan, 2004**) :

$$\frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{II.1})$$

(j : indice de somme, = 1~3).

II.2.2 Equation de la quantité de mouvement :

L'équation de la quantité de mouvement découle du principe fondamental de la dynamique appliqué à un fluide, elle peut être écrite sous forme tensorielle comme suit (**Bejan, 2004**) :

$$\frac{\partial(\rho u_i v_j)}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II.2})$$

où :

$\frac{\partial(\rho u_i v_j)}{\partial x_j}$: Représente le taux net de transport de quantité de mouvement suivant la direction i, par mouvement du fluide.

ρg_i : Représente les forces de volume suivant la direction i.

$\frac{\partial p}{\partial x_i}$: Représente les forces dues à la pression.

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$: Représente les forces nettes de viscosité.

(j : indice de somme, = 1~3).

(i : indice de direction, = 1~3).

II.2.3 Equation de l'énergie :

Le principe de conservation de l'énergie (le premier principe de la thermodynamique) pour un fluide Newtonien incompressible donne l'équation d'énergie suivante (**Bejan, 2004**) :

$$\rho C_p \frac{\partial(u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \dot{q} + \mu \Phi \quad (\text{II.3})$$

Où :

k : La conductivité thermique.

C_p : La chaleur spécifique à pression constante.

ρ : La masse volumique.

\dot{q} : La génération de chaleur par unité de volume (densité de chaleur volumétrique).

μ : Viscosité dynamique du fluide.

Φ : La dissipation visqueuse.

II.3 HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES

1- Ecoulement bidimensionnel (suivant les coordonnées cartésiennes x et y) pour le cas : canal 2D (Application 1), écoulement bidimensionnel (suivant les coordonnées cylindriques r et z) pour le cas : cylindre creux 2D (Application 2), écoulement tridimensionnel (suivant les coordonnées cylindriques r , θ , z) pour le cas : cylindre horizontal 3D.

2- Régime laminaire, stationnaire, et incompressible, pour les trois cas étudiés.

3- Transfert de chaleur par rayonnement négligeable.

4- Milieu continu.

5- L'approximation de Boussinesq est validée, elle consiste à considérer que les variations de la masse volumique sont négligeables au niveau de tous les termes des équations de quantité de mouvement ($\rho = \rho_0$), sauf au niveau du terme de gravité. La variation de ρ en fonction de la température est donnée comme suit (**Bejan, 2004**) :

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

T_0 : Température de référence, pour notre cas T_0 est la température du fluide à l'entrée du canal.

β : Coefficient d'expansion thermique à pression constante.

ρ_0 : Masse volumique du fluide à T_0 .

6- Les propriétés thermo-physiques du fluide (ρ, ν, C_p, k) sont supposées constantes.

7- Les nanoparticules sont supposées avoir une forme sphérique et en équilibre thermique avec le fluide de base (**Jmai et al., 2013**).

8- La dissipation visqueuse est négligeable ($\mu\Phi = 0$).

9- L'effet joule est négligeable (Cylindres : vertical (2D) et horizontal (3D)).

10- Le champ magnétique induit est négligeable car le nombre de Reynolds Magnétique $Rm \ll 1$ (**Moreau, 1990**), (Cylindres vertical (2D) et horizontal (3D)).

II.4 CONFIGURATION 2-D (Application 1)

II.4.1 Description du problème

Dans cette section, nous présentons le modèle géométrique qui a été établi en utilisant le logiciel «Workbench 14.0» et nous réalisons une simulation numérique à l'aide du logiciel de calcul « Ansys-Fluent 14.0 » afin de résoudre les équations du modèle mathématique.

Nous avons choisi une modélisation en 2-D, dans le but d'étudier le transfert de chaleur et la génération d'entropie d'un nanofluide (Cu-eau) dans un canal vertical à plaques parallèles ayant un rapport d'aspect ($L/D = 40$), où L et D sont respectivement la longueur et la largeur du canal, est représenté sur la figure II. 1. Les parois du canal sont maintenues à une température uniforme et relativement élevée, T_w . Un courant ascendant pénètre dans le canal à une température constante relativement faible, T_0 ($T_0 < T_w$), et une vitesse uniforme, v_0 .

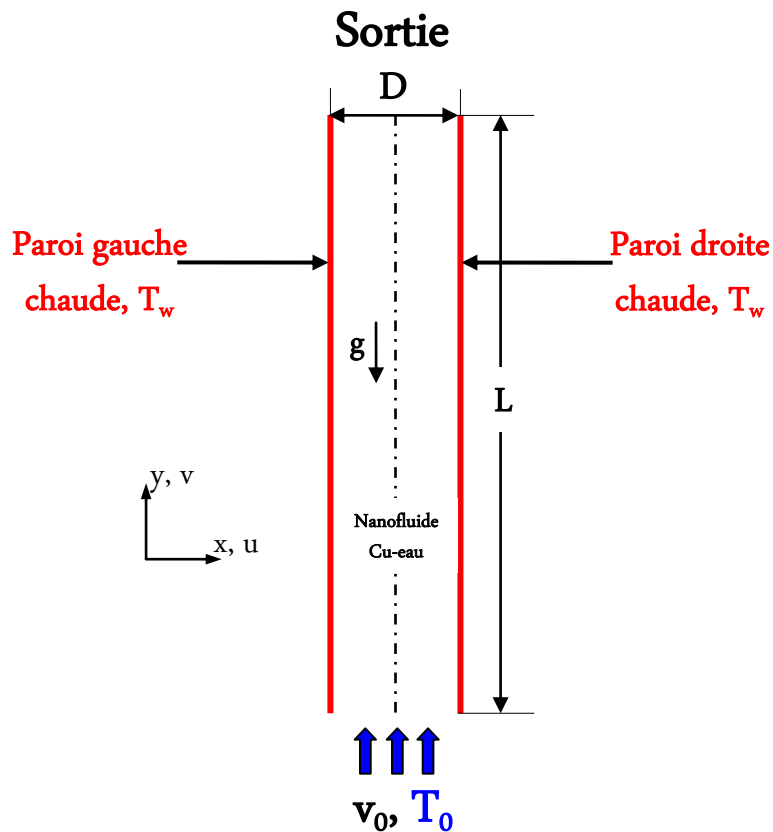


Figure (II. 1) : Schéma d'un canal vertical avec les conditions aux limites, Application 1.

II.4.2 Modèle mathématique et équations dimensionnelles

Après la considération des hypothèses de simplification susmentionnées, les équations dimensionnelles régissant l'écoulement d'un nanofluide dans le canal représenté par la figure II. 1 peuvent s'écrire comme suit :

- Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.4})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « x »

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \right] \quad (\text{II.5})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « y »

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[\frac{\partial p}{\partial y} + \mu_{nf} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + (\rho\beta)_{nf} g (T - T_0) \right] \quad (\text{II.6})$$

- Equation d'énergie

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_{nf} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.7})$$

où les propriétés du nanofluide peuvent être définies comme (**Brinkman, 1952; Maxwell, 1873**) :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_s \quad (\text{II.8})$$

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \phi)(\rho C_p)_f + \phi(\rho C_p)_s \quad (\text{II.9})$$

$$(\rho\beta)_{nf} = (1 - \phi)(\rho\beta)_f + \phi(\rho\beta)_s \quad (\text{II.10})$$

$$\alpha_{nf} = k_{nf} / (\rho C_p)_{nf} \quad (\text{II.11})$$

$$\mu_{nf} = \mu_f / (1 - \phi)^{2.5} \quad (\text{II.12})$$

$$k_{nf} = \left[\frac{(k_s + 2k_f) - 2\phi(k_f - k_s)}{(k_s + 2k_f) - \phi(k_f - k_s)} \right] \quad (\text{II.13})$$

II.4.2.1 Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt local le long des parois verticales peut être s'exprimé par:

$$Nu(y) = -\frac{k_{nf}}{k_f} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\text{Paroi}} \quad (\text{II.14})$$

Le nombre de Nusselt moyen est déterminé en intégrant le nombre de Nusselt local le long des deux parois verticales:

$$\overline{Nu} = \frac{1}{A} \int_A Nu(y) dA \quad (\text{II.15})$$

II.4.2.2 Génération d'entropie

La génération d'entropie locale est alors (**Bejan, 2004**) :

$$S_{gen} = \frac{k_{nf}}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\mu_{nf}}{T} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (\text{II.16})$$

$$S_{gen} = S_{gen,chaaleur} + S_{gen,frottement} \quad (\text{II.17})$$

La méthode de la génération d'entropie est l'influence combinée des principes de la thermodynamique, des lois fondamentales du transfert de chaleur et de la mécanique des fluides. L'équation de la production d'entropie (II. 17) comprend deux termes qui permettent d'évaluer l'irréversibilité :

- ✓ Le premier terme reflète le transfert de chaleur.
- ✓ Le deuxième terme correspond au frottement visqueux.

La production d'entropie totale St est obtenue en intégrant l'équation (II. 16) dans tout le domaine de calcul, comme suit :

$$St = \int S_{gen} dV \quad (II.18)$$

II.4.2.3 Coefficient de frottement

Le coefficient de frottement dans un canal est calculé comme suit (**Bejan, 2004**):

$$C_f = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho v^2} \quad (II.19)$$

II.4.3 Présentation du logiciel de calcul « FLUENT 14.0 »

Ansys-Fluent 14.0 est un code de calcul CFD (Computational Fluid Dynamics) qui modélise tous les écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques et les écoulements multiphasiques, dans des configurations plus ou moins complexes.

Ansys-Fluent emploie la méthode des volumes finis comme procédé de discrétisation des équations qui gouvernent l'écoulement, telle que l'équation de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie. Les étapes de calcul dans le solveur sont les suivantes :

- Intégration des équations sur chaque volume de contrôle.
- Discrétisation des équations de transport ; transformation du système d'équations en système algébrique.
- Résolution du système algébrique par un processus itératif, utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et les composantes de la vitesse afin d'assurer la conservation de la masse.



Figure (II. 2) : Interface du logiciel Ansys-Fluent 14.0 d'un calcul parallèle avec 4 processeurs.

II.4.4 Schémas numériques

Les différents schémas employés par le code de calcul «Ansys-Fluent 14.0» dans notre étude sont présentés dans le (tableau II. 1) :

Tableau (II. 1) : Les schémas numériques utilisés.

Equation	Schéma
Couplage pression-vitesse	SIMPLE
Gradient	Green-Gauss Cell Based
Pression	Standard
Quantité de mouvement	Second Ordre Upwind (amont d'ordre 2)
Energie	Second Ordre Upwind (amont d'ordre 2)

II.4.5 Maillage

Le choix du maillage est une étape cruciale de la simulation numérique, il est donc indispensable de bien choisir le type de maillage qui s'adapte mieux au problème considéré.

Workbench 14.0 est un logiciel utilisé pour structurer la géométrie, générer le maillage et définir les conditions aux limites. Pour notre cas, on a choisi un maillage bidimensionnel simple structuré de cellules carrées où l'écoulement suit pratiquement la forme de la géométrie (figure II. 3).

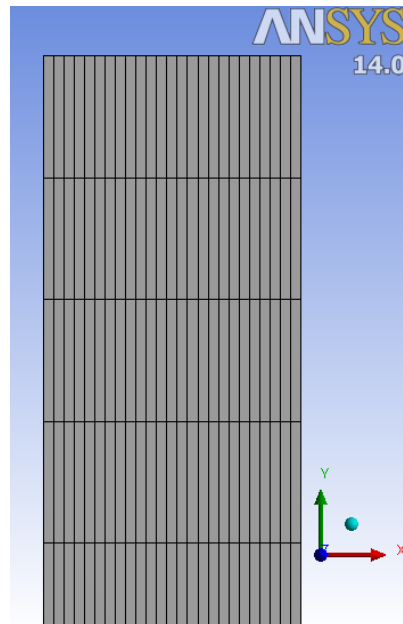


Figure (II. 3) : Une partie du maillage du canal vertical.

II.4.6 Conditions aux limites

Les conditions aux limites du problème considéré sont illustrées dans le (tableau II. 2).

Tableau (II. 2) : Les conditions aux limites pour le cas du canal vertical.

Parois	Définition	Conditions hydrodynamiques	Condition thermique
Paroi gauche	Wall (paroi)	$u = v = 0 \text{ m/s}$, $T = 60 \text{ °C}$	Isotherme
Paroi droite	Wall (paroi)	$u = v = 0 \text{ m/s}$, $T = 60 \text{ °C}$	Isotherme
Entrée du canal	Inlet (entrée)	$u = 0 \text{ m/s}$, $v = v_0$, $T = 25 \text{ °C}$	Adiabatique
Sortie du canal	Outlet (sortie)	$u = 0 \text{ m/s}$, $\partial v / \partial y = 0$, $\partial T / \partial y = 0$	Adiabatique
Domaine intérieur	Fuid (Fluide)	-	-

$$A \quad x = 0 \quad \text{et} \quad 0 \leq y \leq L: \quad u = 0, v = 0 \quad \text{et} \quad T = 60^\circ\text{C} \quad (\text{Paroi gauche})$$

$$A \quad x = D \quad \text{et} \quad 0 \leq y \leq L: \quad u = 0, v = 0 \quad \text{et} \quad T = 60^\circ\text{C} \quad (\text{Paroi droite})$$

$$A \quad y = 0 \quad \text{et} \quad 0 \leq x \leq D: \quad u = 0, v = v_0 \quad \text{et} \quad T = 25^\circ\text{C} \quad (\text{Entrée du canal})$$

$$A \quad y = L \quad \text{et} \quad 0 \leq x \leq D: \quad u = 0, \partial v / \partial y = 0 \quad \text{et} \quad \partial T / \partial y = 0 \quad (\text{Sortie du canal})$$

II.4.7 Résolution numérique

Ansys-Fulent propose différentes techniques pour accélérer le processus de convergence. Nous avons recours à plusieurs techniques décrites ci-dessous :

II.4.7.1 Critère de convergence

Le critère de convergence est vérifié lorsque le résidu entre deux solutions itératives des équations discrétisées dans chaque volume de contrôle est négligeable. Le résiduel pour la variable dépendante φ dans chaque volume de contrôle est défini comme suit :

$$R_{\varphi} = a_p \varphi_p - \sum_i a_i \varphi_i - S_{\varphi} \quad (\text{II.20})$$

Si le calcul est convergent, la valeur de R_{φ} tend vers zéro.

La convergence de la résolution itérative est surveillée par l'évolution des résidus au cours des itérations. Dans notre cas, la valeur de critère de convergence est arrêtée comme suit :

- Continuité : 10^{-5} .
- Vitesse suivant x : 10^{-8} .
- Vitesse suivant y : 10^{-6} .
- Energie : 10^{-8} .

On remarque que la convergence est atteinte après 63 itérations, (figure II. 4).

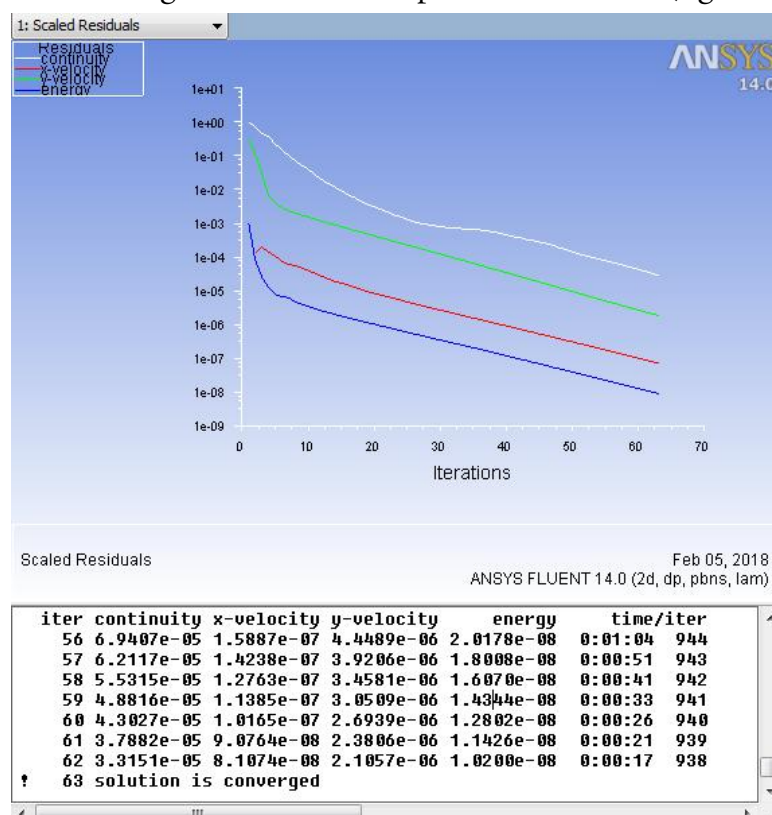


Figure (II. 4) : Evolution des résidus pour un canal vertical remplie de nanofluide (Cu-eau), $\phi = 0.03$, $Re = 800$.

II.4.7.2 Facteurs de sous-relaxation

Dans les méthodes itératives, la résolution des systèmes d'équations algébriques non linéaires nécessite une sous-relaxation dans le processus de calcul pour assurer la convergence. La sous-relaxation est souvent utilisée avec la méthode de Gauss-Seidel dans le code Fluent. La méthode de Gauss-Seidel est contrôlée par un coefficient de sous-relaxation α :

$$\varphi^{(k)} = \varphi^{(k-1)} + \alpha \Delta\varphi \quad (\text{II.21})$$

Où (k) indique l'avancement des itérations successives, et $\Delta\varphi$ la différence entre les résultats des deux itérations (k-1) et (k).

Les facteurs de relaxation utilisés pour accélérer la convergence sont montrés dans le (tableau II. 3):

Tableau (II. 3) : Paramètres de relaxation pour notre cas.

Variables	Facteurs de sous-relaxation
Pression	0,3
Masse volumique	1
Quantité de mouvement	0,7
Energie	1
Forces de volume	1

II.5 CONFIGURATION 2-D (Application 2)

II.5.1 Description du problème

Dans cette section, nous présentons une simulation numérique à l'aide d'un code maison Fortran afin de résoudre les équations du modèle mathématique.

Nous avons choisi une modélisation en 2-D, dans le but d'étudier l'effet d'un champ magnétique externe, uniforme de force \mathbf{B}_0 et incliné d'un angle γ , sur la convection naturelle et la génération d'entropie d'un nanofluide (Al_2O_3 -eau) dans un anneau cylindrique vertical formé par deux cylindres concentriques de rayons intérieur, R_i et extérieur, R_e , est représenté sur la figure II. 5. La cavité annulaire a un rapport d'aspect ($H/D = 2$, où $D = R_0 - R_i$ est l'espace annulaire et H est la hauteur du cylindre). Les parois intérieure et extérieure sont maintenues respectivement à une température locale chaude, T_c et à une température froide, T_f , tandis que les parois supérieure et inférieure sont adiabatiques.

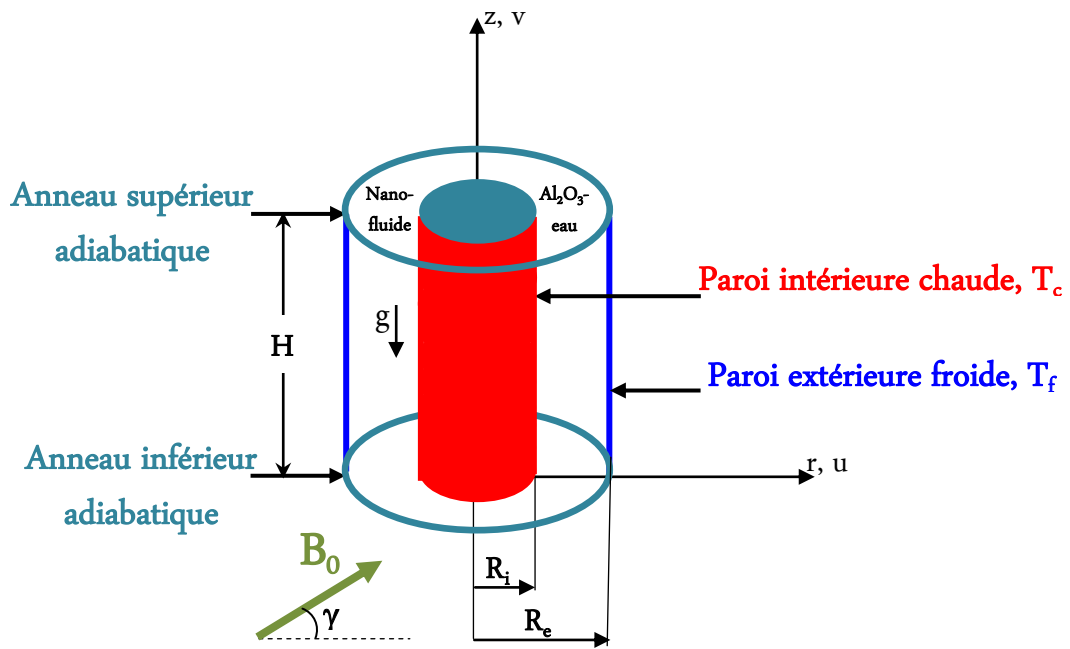


Figure (II.5) : Schéma d'un cylindre vertical creux avec les conditions aux limites, Application 2.

II.5.2 Modèle mathématique et équations dimensionnelles

Après la considération des hypothèses de simplification susmentionnées, les équations dimensionnelles régissant l'écoulement d'un nanofluide dans le cylindre représenté par la figure II. 5 peuvent s'écrire comme suit :

- Equation de continuité

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.22})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « r »

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[-\frac{\partial p}{\partial r} + \mu_{nf} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \right] + \frac{\sigma_{nf}}{\rho_{nf}} B_0^2 (v \sin \gamma \cos \gamma - u \sin^2 \gamma) \quad (\text{II.23})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « z »

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[-\frac{\partial p}{\partial z} + \mu_{nf} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \right] + \frac{\sigma_{nf}}{\rho_{nf}} B_0^2 (u \sin \gamma \cos \gamma - v \cos^2 \gamma) + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf}} g (T - T_f) \quad (\text{II.24})$$

- Equation d'énergie

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{nf} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.25})$$

La conductivité électrique du nanofluide σ_{nf} est calculée comme (**Maxwell, 1873**):

$$\sigma_{nf} = \sigma_f \left[1 + \frac{3(\Delta - 1)\phi}{(\Delta + 2) - (\Delta - 1)\phi} \right], \quad (\text{II.26})$$

$$\text{où } \Delta = \frac{\sigma_s}{\sigma_f}$$

- Equation de la génération d'entropie

L'équation de la génération d'entropie locale peut être écrite en coordonnées cylindriques (r, z) comme suit:

$$s_{gen} = \frac{k_{nf}}{T_0^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\mu_{nf}}{T_0} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (\text{II.27})$$

$$+ \frac{\sigma_{nf}}{T_0} B_0^2 (u \sin \gamma - v \cos \gamma)^2 \quad (\text{II.28})$$

$$s_{gen} = s_{gen, chaleur} + s_{gen, frottement} + s_{gen, magnétique}$$

où T_0 est une température de référence [$T_0 = (T_c + T_f)/2$].

Le troisième terme ($s_{gen, magnétique}$) de l'équation (II. 28) représente la génération d'entropie locale due au champ magnétique.

II.5.3 Adimensionnalisation des équations

Les équations dimensionnelles précédentes sont développées sous forme adimensionnelle par l'intermédiaire des variables caractéristiques suivantes :

$$R = \frac{r}{D}, Z = \frac{H}{D}, U = \frac{u}{(\alpha_{nf}/D)}, V = \frac{v}{(\alpha_{nf}/D)}, P = \frac{p}{\rho_{nf}(\alpha_{nf}/D)^2}, \Theta = \frac{T - T_f}{T_c - T_f} \quad (\text{II.29})$$

- Equation de continuité

$$\frac{1}{R} \frac{\partial(RU)}{\partial R} + \frac{\partial V}{\partial Z} = 0 \quad (\text{II.30})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « r »

$$U \frac{\partial U}{\partial R} + V \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_{nf}} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial U}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right] +$$

$$Ha^2 Pr \frac{\sigma_{nf} \rho_f}{\sigma_f \rho_{nf}} (V \sin \gamma \cos \gamma - U \sin^2 \gamma) \quad (\text{II.31})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « z »

$$U \frac{\partial V}{\partial R} + V \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_{nf}} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right] +$$

$$Ha^2 Pr \frac{\sigma_{nf} \rho_f}{\sigma_f \rho_{nf}} (U \sin \gamma \cos \gamma - V \cos^2 \gamma) + Ra Pr \Theta \frac{(\rho \beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_{nf}} \quad (\text{II.32})$$

- Equation d'énergie

$$U \frac{\partial \Theta}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Z} = \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right) \quad (\text{II.33})$$

où Ra, Pr et Ha sont respectivement les nombres de Rayleigh, Prandtl et Hartmann, définies comme suit :

$$Ra = \frac{g \beta_f (T_c - T_f) D^3}{\alpha_f \nu_f}, Pr = \frac{\nu_f}{\alpha_f}, Ha = B_0 D \sqrt{\frac{\sigma_f}{\mu_f}} \quad (\text{II.33})$$

- **Nombre de Nusselt**

Le nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude peut être s'exprimé par:

$$Nu(z) = -\frac{k_{nf}}{k_f} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)_{R=R_i} \quad (\text{II.34})$$

Le nombre de Nusselt moyen est déterminé en intégrant le nombre de Nusselt local le long de la paroi verticale chaude :

$$\overline{Nu} = \int_0^H Nu(z) dz \quad (\text{II.35})$$

- **Equation de la génération d'entropie**

L'adimensionnalisation de la génération d'entropie locale de l'équation (II.27) est présentée comme suit :

$$\begin{aligned}
S_{gen} &= \frac{k_{nf}}{k_f} \left[\left(\frac{\partial \Theta}{\partial R} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial Z} \right)^2 \right] \\
&+ \mathcal{G} \frac{\mu_{nf}}{\mu_f} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)^2 + \left(\frac{U}{R} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial V}{\partial R} + \frac{\partial U}{\partial Z} \right)^2 \right\} \\
&+ \mathcal{G} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} Ha^2 (U \sin \gamma - V \cos \gamma)^2
\end{aligned} \tag{II.36}$$

Où, $\mathcal{G} = \frac{\mu_f T_0}{k_f} \left[\frac{\alpha_f}{D(T_c - T_f)} \right]$ est le facteur d'irréversibilité ($\mathcal{G} = 10^{-4}$).

La production d'entropie totale St est obtenue en intégrant l'équation (II.36) dans tout le domaine de calcul, comme suit :

$$St = \int S_{gen} dV \tag{II.37}$$

• Nombre de Bejan

Pour déterminer la distribution d'irréversibilité, le nombre de Bejan (Be), qui est le rapport entre la génération d'entropie due au transfert de chaleur et la génération d'entropie totale (St), est exprimé comme suit (**Bejan, 2004**) :

$$Be = \frac{S_{gen,chaaleur}}{S_{gen,chaaleur} + S_{gen,frottement} + S_{gen,magnétique}} \tag{II.38}$$

II.5.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites du problème considéré sous forme adimensionnelle sont comme suit:

$$\begin{aligned}
A \quad Z = 0 \quad \text{et} \quad R_i \leq R \leq R_e : \quad U = V = 0 \quad \text{et} \quad \partial \Theta / \partial Z = 0 \quad (\text{Anneau inférieur}) \\
A \quad Z = H \quad \text{et} \quad R_i \leq R \leq R_e : \quad U = V = 0 \quad \text{et} \quad \partial \Theta / \partial Z = 0 \quad (\text{Anneau supérieur}) \\
A \quad R = R_i \quad \text{et} \quad 0 \leq Z \leq H : \quad U = V = 0 \quad \text{et} \quad \Theta = 1 \quad (\text{Paroi chaude intérieure}) \\
A \quad R = R_e \quad \text{et} \quad 0 \leq Z \leq H : \quad U = V = 0 \quad \text{et} \quad \Theta = 0 \quad (\text{Paroi froide extérieure})
\end{aligned}$$

II.5.5 Résolution numérique

Les écoulements des fluides en régimes laminaire ou turbulent, sont décrits par le système d'équations aux dérivées partielles. Ainsi, tous les phénomènes physiques sont régis par ce système formé par les équations de continuité, de quantité de mouvement et

d'énergie, qu'il convient de résoudre pour connaître les caractéristiques du champ thermique et du champ d'écoulement. Malheureusement, il est pratiquement impossible de trouver une solution analytique et exacte à de tels systèmes du fait que les équations citées précédemment soient très complexes, c'est-à-dire non - linéaires d'une part et couplées d'une autre part. Dans ce cas, le recours à la résolution numérique s'impose et nous incite à choisir la méthode numérique adéquate pour obtenir les meilleures approximations. Dans notre problème on a utilisé la méthode des volumes finis. Cette méthode donne de très bons résultats, car elle garantit la conservation des bilans massique et thermique sur tout le domaine étudié (**Patankar, 1980**).

II.5.5.1 Maillage

Les équations différentielles qui gouvernent notre écoulement convectif sont écrites dans chaque point du domaine physique. Et pour projeter ces équations sur ce domaine, on subdivise ce dernier dans les deux directions, horizontale et verticale, afin d'obtenir un certain nombre de volumes élémentaires ou « volume de contrôle ». Les faces d'un volume de contrôle sont localisées aux points e, w, n, s (figure II. 6). Notons P le centre du volume de contrôle considéré et E, W, N, S sont les centres des volumes de contrôle adjacents situés respectivement à l'Est, L'Ouest, le Nord, et le Sud de celui contenant P.

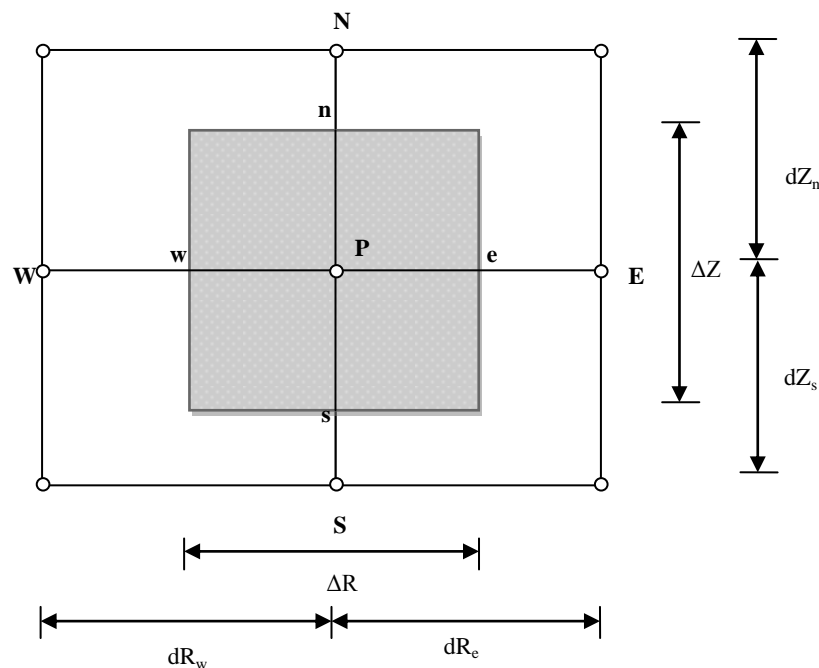


Figure (II. 6) : Schéma d'un volume de contrôle bidimensionnel.

II.5.5.2 Forme générale de l'équation de transport

Les équations régissant l'écoulement peuvent s'écrire selon la suivante forme de l'équation généralisée de transport (II.39) d'une variable dépendante φ :

$$\frac{\partial(U\varphi)}{\partial R} + \frac{\partial(V\varphi)}{\partial Z} = \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial Z} \right) \right) + S_{\varphi} \quad (\text{II.39})$$

Où :

$$\frac{\partial(U\varphi)}{\partial R} + \frac{\partial(V\varphi)}{\partial Z} : \text{représente le transport par convection de } \varphi .$$

$$\left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial Z} \right) \right) : \text{représente la diffusion de } \varphi .$$

S_{φ} : représente le terme source.

Les expressions de la variable dépendante φ , du coefficient de diffusion Γ_{φ} et du terme source S_{φ} , concernant les équations adimensionnelles (II.30 à II.33) présentées dans ce chapitre, sont données par le tableau II.4.

Tableau (II.4) : Différentes quantités transportées et leurs termes de transport.

Equation	φ	Γ_{φ}	S_{φ}
Continuité	1	0	$-\frac{U}{R}$
Quantité de mouvement suivant R	U	$\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_{nf}}$	$-\frac{\partial P}{\partial R} + Ha^2 Pr \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} (V \sin \gamma \cos \gamma - U \sin^2 \gamma)$
Quantité de mouvement suivant Z	V	$\frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf} \alpha_{nf}}$	$-\frac{\partial P}{\partial Z} + Ha^2 Pr \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} (U \sin \gamma \cos \gamma - V \cos^2 \gamma) + Ra Pr \Theta \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_{nf}}$
Energie	Θ	$\frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f}$	0

II.5.5.3 Discrétisation de l'équation générale de transport

Pour obtenir l'équation de discrétisation de la variable dépendante φ , on intègre l'équation générale de transport (II.39) suivant R et Z après multiplication par R sur un volume fini de contrôle typique de dimensions $\Delta R \times \Delta Z$ par unité de profondeur, on obtient la forme algébrique finale suivante (**Patankar, 1980**):

$$A_p \varphi_p^{n+1} = A_E \varphi_E^{n+1} + A_W \varphi_W^{n+1} + A_N \varphi_N^{n+1} + A_S \varphi_S^{n+1} + b \quad (\text{II.40})$$

Avec :

$$\left. \begin{aligned} A_E &= D_e A(P_e) + \text{Max}(-F_e, 0) \\ A_W &= D_w A(P_w) + \text{Max}(F_w, 0) \\ A_N &= D_n A(P_n) + \text{Max}(-F_n, 0) \\ A_S &= D_s A(P_s) + \text{Max}(F_s, 0) \\ b &= \overline{S}_\varphi R_p \Delta R \Delta Z \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.41})$$

$$A_p = A_E + A_W + A_N + A_S \quad (\text{II.42})$$

D'où :

$$\left. \begin{aligned} F_e &= U_e R_e \Delta Z \\ F_w &= U_w R_w \Delta Z \\ F_n &= V_n R_n \Delta R \\ F_s &= V_s R_s \Delta R \end{aligned} \right\} \quad \text{Les flux convectifs aux faces e, w, n, s} \quad (\text{II.43})$$

$$\left. \begin{aligned} D_e &= \frac{\Gamma_e}{\Delta R_e} R_e \Delta Z \\ D_w &= \frac{\Gamma_w}{\Delta R_w} R_w \Delta Z \\ D_n &= \frac{\Gamma_n}{\Delta Z_n} R_p \Delta R \\ D_s &= \frac{\Gamma_s}{\Delta Z_s} R_p \Delta R \end{aligned} \right\} \quad \text{Les flux diffusifs aux faces e, w, n, s} \quad (\text{II.44})$$

$$\left. \begin{aligned} P_e &= \frac{F_e}{D_e} \\ P_w &= \frac{F_w}{D_w} \\ P_n &= \frac{F_n}{D_n} \\ P_s &= \frac{F_s}{D_s} \end{aligned} \right\} \quad \text{Les nombres de Péclet aux faces e, w, n, s} \quad (\text{II.45})$$

F_e, F_w, F_n, F_s sont respectivement les coefficients de diffusion aux faces d'un volume de contrôle.

Dans notre calcul, nous avons utilisé le schéma de différences centrées $A(|P|) = 1 - 0.5|P|$ (**Patankar, 1980**). Ce choix est motivé par le fait que ce schéma soit le plus usuellement utilisé dans la littérature pour fournir une meilleure stabilité de la solution numérique. L'algorithme SIMPLER (**Patankar, 1980**) a été utilisé pour le calcul de la pression et des composantes de la vitesse (couplage Pression-vitesse).

II.5.5.4 Critère de convergence

Le critère de convergence est vérifié lorsque la différence des vitesses et des températures entre deux itérations consécutives est négligeable ; c'est-à-dire :

$$|\Theta^{n+1} - \Theta^n| < 10^{-4}$$

$$|U^{n+1} - U^n| < 10^{-4}$$

$$|V^{n+1} - V^n| < 10^{-4}$$

Où : n et n+1 sont les itérations successives.

II.6 CONFIGURATION 3-D (Application 3)

II.6.1 Description du problème

Dans cette section, nous présentons le modèle géométrique qui a été établi en utilisant le logiciel «Gambit» et nous réalisons une simulation numérique à l'aide du logiciel de calcul « Ansys-Fluent 14.0 » afin de résoudre les équations du modèle mathématique.

Nous avons choisi une modélisation 3-D, pour étudier l'effet de trois champs magnétiques externes différents (B_r, B_θ, B_z) appliqués respectivement dans les trois directions (r, θ, z), sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie par convection

mixte d'un nanofluide (Al_2O_3 -eau) dans un cylindre horizontal de rayon, r et de longueur, L , (figure II. 7). La paroi latérale du cylindre est sous l'effet d'un champ thermique uniforme, q'' . Un courant pénètre dans le cylindre à une température constante relativement faible, T_0 et une vitesse uniforme, v_0 .

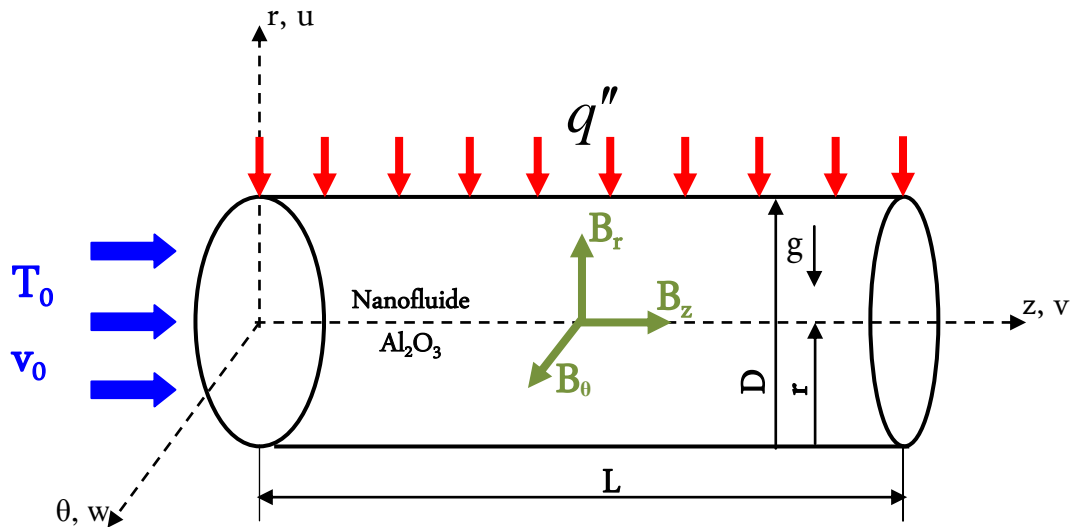


Figure (II. 7) : Schéma d'un cylindre horizontal avec les conditions aux limites, Application 3.

II.6.2 Modèle mathématique et équations dimensionnelles

Après la considération des hypothèses de simplification susmentionnées, les équations dimensionnelles régissant l'écoulement d'un nanofluide dans le cylindre représenté par la figure II. 7 peuvent s'écrire comme suit :

- Equation de continuité

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{nf} r u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{nf} v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_{nf} w) = 0 \quad (\text{II.46})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « r »

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{nf} r u u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{nf} v u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_{nf} w u) - \frac{1}{r} \rho_{nf} w^2 = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\mu_{nf} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_{nf}}{r} \frac{\partial (r u)}{\partial r} \right) - \frac{2 \mu_{nf}}{r^2} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \rho_{nf} g \beta_{nf} (T_w - T) \cos \theta + F_r \end{aligned} \quad (\text{II.47})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « z »

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{nf} r u v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{nf} v v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_{nf} w v) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\mu_{nf} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{nf} \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \rho_{nf} g \sin \theta + F_z \end{aligned} \quad (\text{II.48})$$

- Equation de quantité de mouvement suivant « θ »

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{nf} r u w) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{nf} v w) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_{nf} w w) - \frac{1}{r} \rho_{nf} w u = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\mu_{nf} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_{nf}}{r} \frac{\partial (r w)}{\partial r} \right) + \frac{2 \mu_{nf}}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \rho_{nf} g \beta_{nf} (T_w - T) \sin \theta + F_\theta \end{aligned} \quad (\text{II.49})$$

- Equation d'énergie

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_{nf} r u T) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{nf} v T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_{nf} w T) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{k_{nf}}{Cp_{nf}} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k_{nf}}{Cp_{nf}} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.50})$$

La conductivité électrique du nanofluide σ_{nf} est calculée comme (**Maxwell, 1873**):

$$\sigma_{nf} = (1 - \phi) \sigma_f + \phi \sigma_s \quad (\text{II.51})$$

- Equation du potentiel électrique

En supposant que la conductivité électrique σ du fluide est isotrope, la loi d'Ohm sera:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

Où \vec{j} est la densité volumique de courant et \vec{E} le champ électrique local.

- **Nombre de Nusselt**

Le nombre de Nusselt local le long de la paroi périphérique peut être s'exprimé par:

$$Nu(\theta, z) = \frac{hD}{k_{nf}} \quad (\text{II.52})$$

Le nombre de Nusselt axial est déterminé en intégrant le nombre de Nusselt local le long de la paroi latérale:

$$\overline{Nu}(\theta, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu(\theta, z) d\theta \quad (\text{II.53})$$

- **Equation de la génération d'entropie**

La génération d'entropie locale est alors (Mahian et al., 2013):

$$S_{gen} = \frac{k_{nf}}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial T}{\partial \theta} \right)^2 \right] + \frac{\mu_{nf}}{T} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial w}{\partial \theta} + u \right)^2 \right] + \left[\left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right)^2 \right] \right\} \quad (II.54)$$

$$S_{gen} = S_{gen, chaleur} + S_{gen, frottement} + S_{gen, magnétique} \quad (II.55)$$

La production d'entropie totale St est obtenue en intégrant l'équation (II. 54) dans tout le domaine de calcul, comme suit :

$$St = \int S_{gen} dV \quad (II.56)$$

II.6.3 Schémas numériques

Les différents schémas employés par le code de calcul «Ansys-Fluent 14.0» dans notre étude sont présentés dans le (tableau II. 5) :

Tableau (II. 5) : Les schémas numériques utilisés.

Equation	Schéma
Couplage pression-vitesse	SIMPLE
Gradient	Least Squares Cell Based
Pression	PRESTO!
Quantité de mouvement	Second Ordre Upwind (amont d'ordre 2)
Energie	Second Ordre Upwind (amont d'ordre 2)
Potentiel électrique	Second Ordre Upwind (amont d'ordre 2)

II.6.4 Maillage

Gambit (2006) est un logiciel utilisé pour structurer la géométrie, générer le maillage et définir les conditions aux limites. Pour notre cas, nous avons choisi un maillage hexaédrique (quadra/hexa) tridimensionnel structuré, où l'écoulement suit pratiquement la forme de la géométrie (figure II. 8).

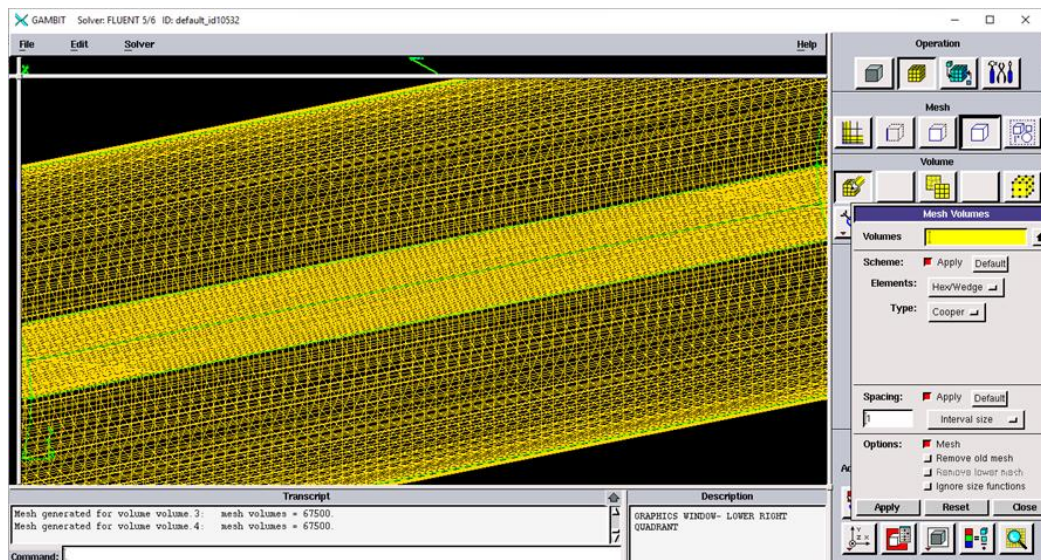


Figure (II. 8) : Une partie du maillage du cylindre horizontal.

II.6.5 Conditions aux limites

Les conditions aux limites du problème considéré sont illustrées dans le (tableau II. 6).

Tableau (II. 6) : Les conditions aux limites pour le cas du cylindre horizontal.

Parois	Définition	Conditions hydrodynamiques	Condition thermique
Paroi latérale	Wall (paroi)	$u = v = w = 0 \text{ m/s}$, $q'' = Gr \cdot k_{nf} \cdot V^2 / g \cdot \beta_{nf} \cdot D^4$	Flux imposé
Entrée du cylindre	Velocity-inlet (vitesse d'entrée)	$u = w = 0 \text{ m/s}$, $v = v_0$, $T = 25 \text{ °C}$	Vitesse et température d'entrée imposées
Sortie du cylindre	Outflow (sortie de l'écoulement)	Pondération du débit = 1	Débit constant
Domaine intérieur	Fuid (Fluide)	-	-

II.6.6 Résolution numérique

Ansys-Fluent propose différentes techniques pour accélérer le processus de convergence. Nous avons recours à plusieurs techniques décrites ci-dessous :

II.6.6.1 Modèle MHD

Lors de la présence du champ magnétique, pour compléter le système d'équations vis-à-vis de l'apparition d'une nouvelle force de volume (Force de Lorentz), la figure (II. 9) illustre la méthode MHD employée par Ansys-Fluent 14.

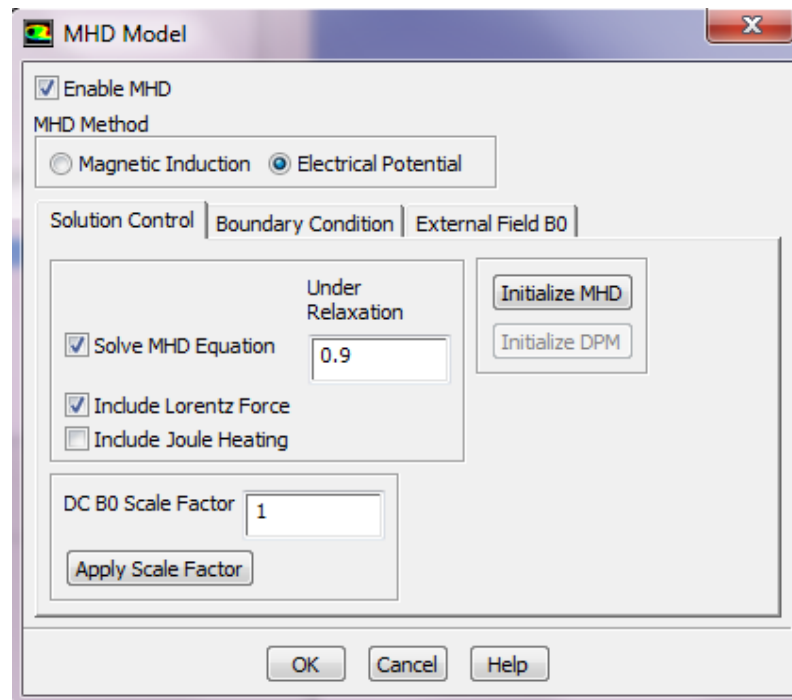


Figure (II. 9) : La méthode MHD utilisée par Ansys-Fluent 14.

II.6.6.2 Critère de convergence

La convergence de la résolution itérative est surveillée par l'évolution des résidus au cours des itérations. La valeur du critère de convergence est arrêtée comme suit :

- Continuité : 10^{-6} .
- Vitesse suivant z : 10^{-6} .
- Vitesse suivant r : 10^{-7} .
- Vitesse suivant θ : 10^{-7} .
- Energie : 10^{-10} .
- Potentiel électrique : 10^{-5} .

On remarque que la convergence est atteinte après 746 itérations, (figure II. 9).

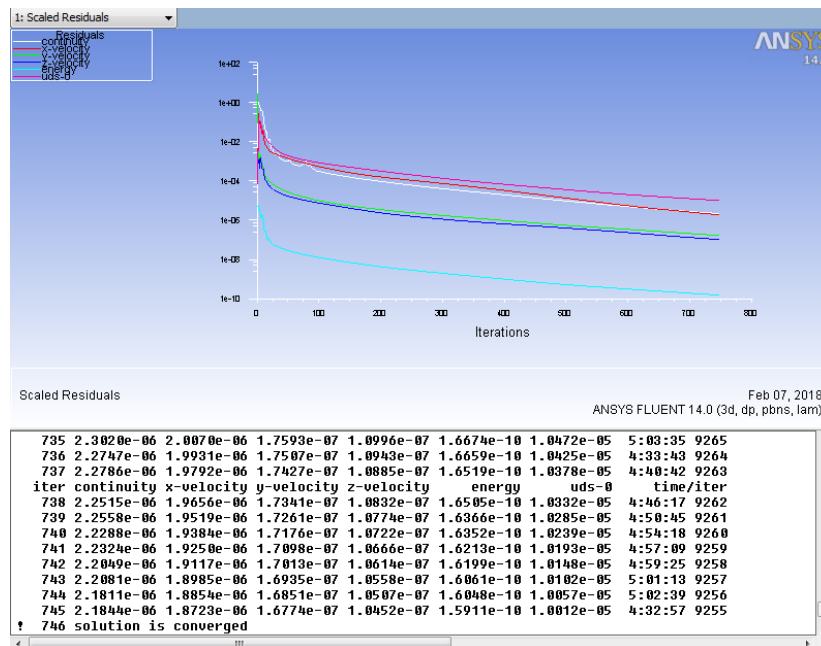


Figure (II. 10) : Evolution des résidus pour un cylindre horizontal remplie de nanofluide (Al_2O_3 -eau), $\text{Ha} = 10$, $\text{Ri} = 1$, $\phi = 0.05$ et B_z (champ magnétique orienté suivant la direction axiale).

II.6.6.3 Facteurs de sous-relaxation

Les facteurs de relaxation utilisés pour accélérer la convergence sont montrés dans le (tableau II. 7):

Tableau (II. 7) : Paramètres de relaxation choisis.

Variables	Facteurs de sous-relaxation
Pression	0,3
Masse volumique	1
Quantité de mouvement	0,7
Energie	1
Forces de volume	1
Potentiel électrique	0,9

II.7 CONCLUSION

A travers ce chapitre, nous avons présenté une étude détaillée de trois configurations différentes avec les hypothèses correspondantes. Notre objectif est de clarifier la formulation mathématique établie, le maillage approprié et la méthode de la résolution numérique employée.

CHAPITRE III :

RESULTATS ET DISCUSSION: CONFIGURATION 2-D

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS : CONFIGURATION 2-D

Application «1»

Transferts thermiques convectifs avec nanofluide dans un canal vertical

III.1.1	INTRODUCTION.....	78
III.1.2	PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES	78
III.1.3	EFFET DE MAILLAGE	79
III.1.4	VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	79
III.1.5	RESULTATS ET DISCUSSIONS	81
III.1.5.1	Effet de la fraction volumique des nanoparticules (ϕ)	81
III.1.5.2	Effets du nombre de Reynolds (Re).....	83
III.1.5.3	Effet du nombre de Grashof (Gr).....	88
III.1.6	CONCLUSION (Application 1).....	92

Application «2»

Transferts thermiques convectifs avec nanofluide entre deux cylindres coaxiaux verticaux

III.2.1	INTRODUCTION.....	93
III.2.2	PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES.....	93
III.2.3	EFFET DU MAILLAGE.....	94
III.2.4	VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	94
III.2.5	RESULTATS ET DISCUSSIONS	95
III.2.5.1	Effets de Ra et ϕ sur les lignes de courant, les isothermes et la génération d'entropie locale	96
III.2.5.2	Effets de Ha et γ sur les lignes de courant	98
III.2.5.3	Effets de Ha et γ sur les champs thermiques	98
III.2.5.4	Effets de Ha et γ sur la génération d'entropie locale.....	101
III.2.5.5	Effets de ϕ , Ra, Ha et γ sur les profils de vitesse.....	101
III.2.5.6	Effets de ϕ , Ra, Ha et γ sur le Nusselt moyen.....	103
III.2.5.7	Effets de ϕ , Ra, Ha et γ sur la génération d'entropie due au transfert de chaleur, au frottement et au champ magnétique	105
III.2.5.8	Effets de ϕ , Ra, Ha et γ sur la génération d'entropie totale.....	109

III.2.5.9 Effets de ϕ , Ra, Ha et γ sur le nombre de Bejan.....	110
III.2.6 CONCLUSION (Application 2).....	114

Application «1»

Transferts thermiques convectifs avec nanofluide dans un canal vertical

III.1.1 INTRODUCTION

L'objectif de cette partie consiste à déterminer l'influence de certains paramètres sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie par convection mixte laminaire bidimensionnelle d'un nanofluide Cu-eau dans un canal vertical à plaques parallèles. Les parois du canal sont maintenues à une température uniforme et relativement élevée, T_w . Un courant ascendant pénètre dans le canal à une température constante relativement faible, T_0 ($T_0 < T_w$), et une vitesse uniforme, v_0 . (Voir figure II.1, chapitre II). Le logiciel Ansys-Fluent 14.0 a été utilisé pour résoudre le système d'équations (II. 4 à II. 7), avec les conditions aux limites appropriées. Nous présentons dans cette section, l'effet du maillage sur la solution numérique et la validation de notre code de calcul, afin de vérifier l'exactitude des résultats numériques obtenus avec des résultats trouvés dans la littérature. Les résultats en termes de lignes de courant, d'isothermes, de génération d'entropie, du facteur de frottement, des nombres de Nusselt local et moyen sont présentés sous forme graphique pour différentes valeurs des nombres de Reynolds, de Grashof et de la fraction volumique des nanoparticules.

III.1.2 PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES

En se référant à la figure (II. 1), les effets étudiés pour les paramètres donnés sont comme suit : la fraction volumique du solide ($\phi = 0, 0.01, 0.03, 0.05, 0.07, 0.1$), le nombre de Reynolds ($Re = 800, 1100, 1500, 1800$) respectivement pour ($v_0 = 0.0311$ (m/s), 0.0427 (m/s), 0.0583 (m/s), 0.0699 (m/s)) et le nombre de Grashof ($Gr = 9.20 \cdot 10^4, 1.59 \cdot 10^5, 1.27 \cdot 10^6$) respectivement pour ($D = 0.009$ (m), 0.01 (m), 0.02 (m)). La température de la paroi a été fixée à $T_w = 60^\circ\text{C}$ tandis que la température du fluide d'entrée est $T_0 = 25^\circ\text{C}$. Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules, sont illustrées dans le (tableau III. 1) à une température de référence $T=25^\circ\text{C}$, **Abu-Nada et al. (2008)**.

Tableau (III. 1) : Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules à 25°C, **Abu-Nada et al., 2008.**

	ρ (kg.m^{-3})	C_p ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	k ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	$\beta \times 10^5$ (K^{-1})
Eau pure	997,1	4179	0,613	21
Cuivre (Cu)	8933	385	401	1,67

III.1.3 EFFET DU MAILLAGE

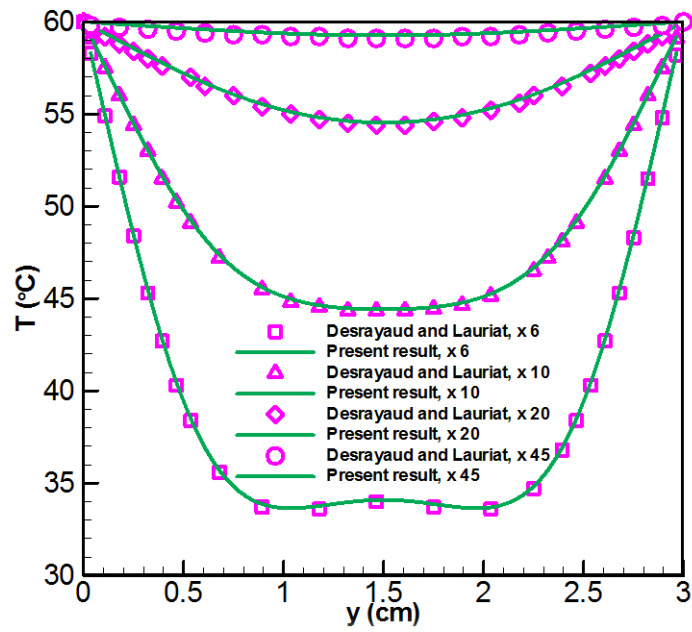
Pour examiner et évaluer l'indépendance du maillage sur la solution numérique, cinq maillages uniformes sont considérés: 15x55, 20x70, 25x85, 30x100 et 35x115 nœuds, pour $Gr = 1.59 \cdot 10^5$, $Re = 800$, $\phi = 0,03$ et $AR = 40$. Les résultats de la variation du maillage sont présentés dans le tableau (III.2). On constate que la variation du nombre de Nusselt moyen reste presque constante à compter du maillage 25x85 nœuds. Par conséquent, le maillage 25x85 nœuds sera adopté pour tous nos calculs.

Tableau (III. 2) : Étude de l'indépendance du maillage pour un nanofluide Cu-eau, avec $AR = 40$, $\phi = 0.03$, $Gr = 1.59 \cdot 10^5$ et $Re = 800$ (Application 1).

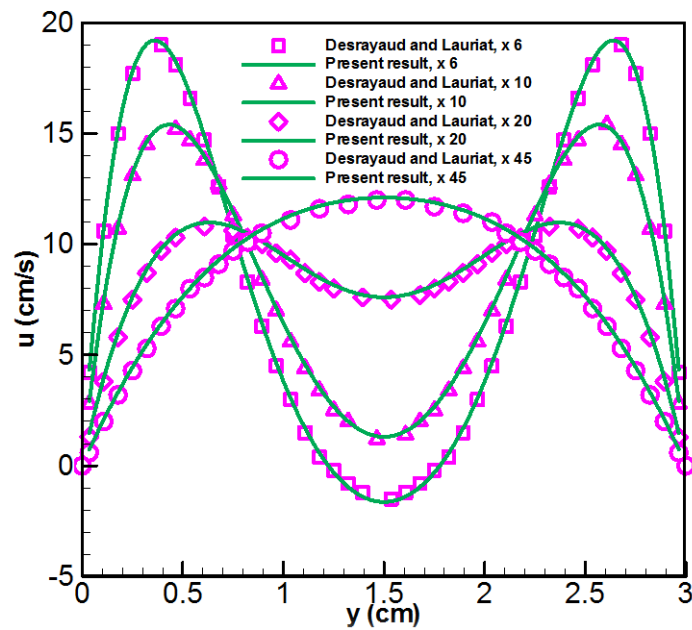
Maillage (nœuds)	15x55	20x70	25x85	30x100	35x115
\overline{Nu}	14.4405	14.4387	14.4375	14.4363	14.4354

III.1.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

Pour vérifier l'exactitude de nos résultats numériques, le code Ansys-Fluent 14 a été validé avec les résultats numériques de **Desrayaud et Lauriat (2009)**, qui ont étudié la convection mixte laminaire de l'air dans un canal vertical chauffé symétriquement avec une température uniforme relativement élevée. La comparaison concerne les profils de température et de vitesse, en fonction de (y) , à $Re = 300$ et $Gr = 1.59 \cdot 10^5$ (figure III. 1). D'après cette figure, il est clair que nos résultats numériques sont en bon accord avec les résultats obtenus par **Desrayaud et Lauriat (2009)**.



(a)



(b)

Figure (III. 1) : Comparaison entre nos résultats numériques et ceux de **Desrayaud and Lauriat (2009)**, (a) Profils de température T et (b) Profils de vitesse u , en fonction de y , pour $\text{Re} = 300$ et $\text{Gr} = 1.59 \cdot 10^5$.

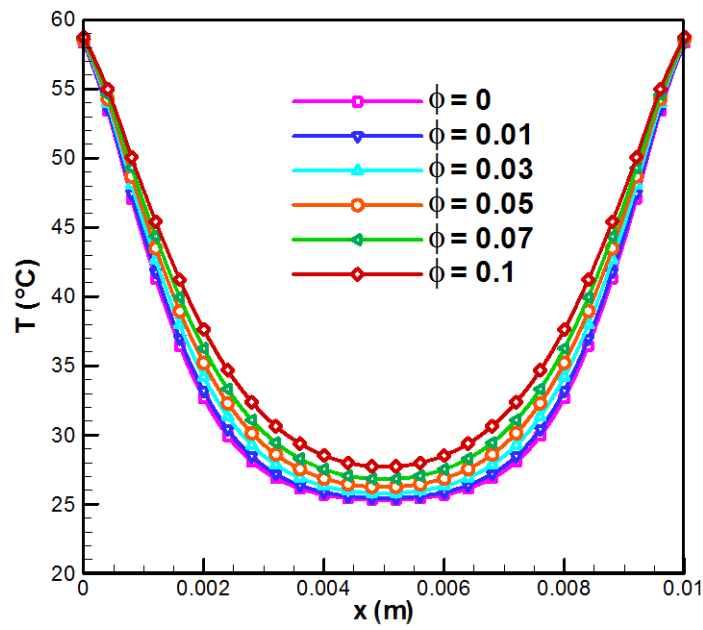
III.1.5 RESULTATS ET DISCUSSION

Dans le but d'étudier la convection mixte dans un canal vertical à plaques parallèles avec un courant ascendant du nanofluide Cu-eau. Une simulation numérique a été effectuée, dans laquelle la fraction volumique des nanoparticules représente un facteur clé, pour une large gamme de nombres de Reynolds ($Re = 800$ à 1800), de Grashof ($Gr = 10^4$ à 10^6) et de la fraction volumique des nanoparticules ($\phi = 0$ à $0,1$) sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie.

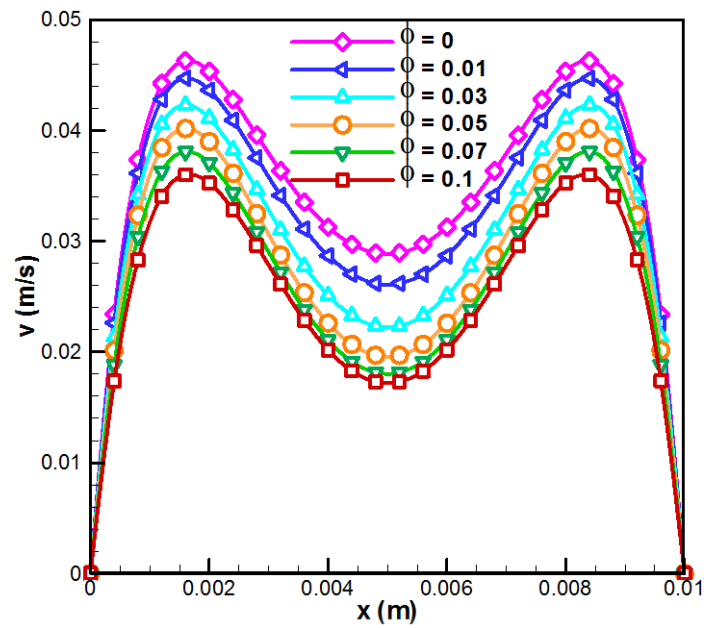
III.1.5.1 Effet de la fraction volumique des nanoparticules (ϕ)

La figure (III. 2) illustre les variations de la vitesse verticale v et de la température T , en fonction de la coordonnée horizontale x . Les profils sont tracés pour différentes valeurs de la fraction volumique solide, à des nombres de Reynolds et Grashof fixes ($Re = 1800$ et $Gr = 1,59 \times 10^5$). On peut voir que la fraction volumique solide a un effet considérable sur les profils de vitesse. Une vue rapprochée des profils de vitesse montre qu'une magnitude maximale de v correspond à une situation de $\phi = 0$, tandis que la valeur minimale correspond à $\phi = 0,1$. Cette décélération est due à l'augmentation de la contrainte de cisaillement provoquée par l'augmentation de la viscosité du nanofluide à une fraction volumique plus élevée de nanoparticules. La fraction volumique solide a également un effet significatif sur les profils de température. L'ajout de nanoparticules augmente la conductivité thermique du nanofluide, ce qui se traduit par une meilleure diffusion de la chaleur au sein du fluide, et donc une augmentation de sa température.

La figure (III. 3) représente le profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi pour diverses fractions volumiques solides de nanoparticules à $Re = 1800$ et $Gr = 1,59 \times 10^5$. Il est clair qu'avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules, la conductivité thermique effective du nanofluide augmente, qui se traduit par un meilleur transport thermique du fluide à l'intérieur du canal et une meilleure transmission de chaleur.



(a)



(b)

Figure (III. 2) : Effet de différentes fractions volumiques solides (ϕ) sur (a) : la température (T) et (b) : la vitesse verticale (v), à la sortie du canal, à $Re = 1800$ et $Gr = 1,59 \times 10^5$.

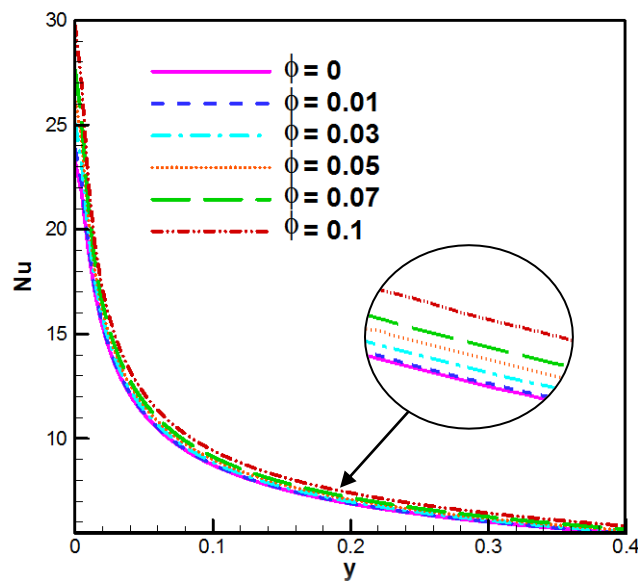


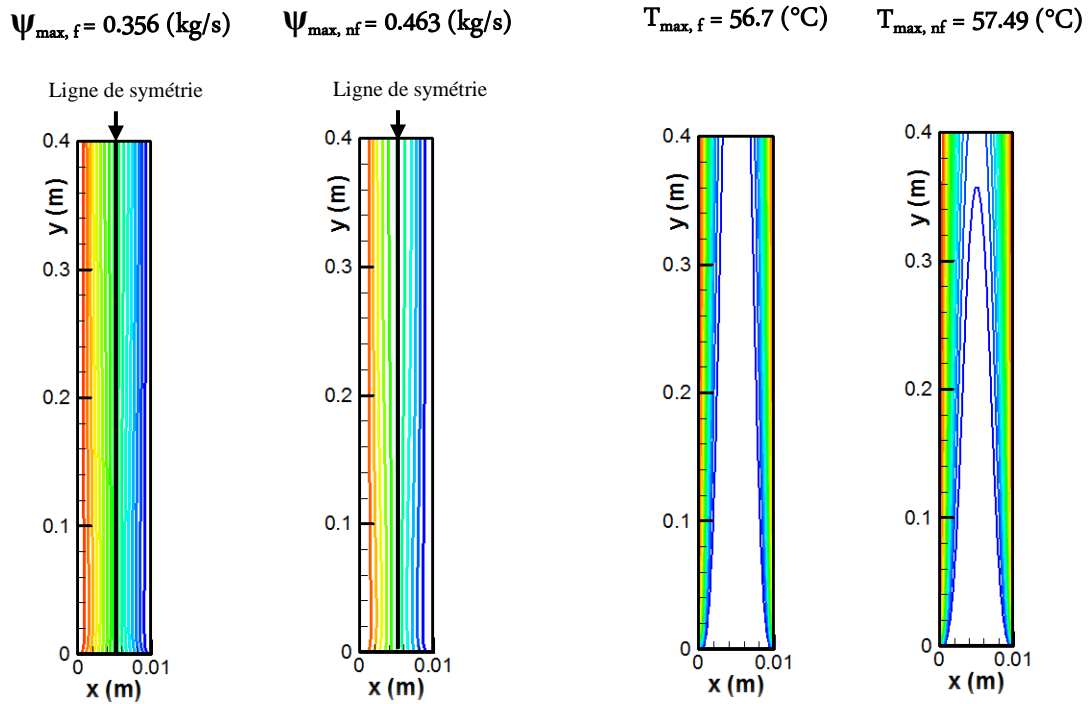
Figure (III. 3) : Effet de différentes fractions volumiques solides (ϕ) sur le nombre de Nusselt local (Nu), le long de la paroi gauche, à $Re = 1800$ et $Gr = 1,59 \times 10^5$.

III.1.5.2 Effet du nombre de Reynolds (Re)

La figure (III. 4) montre les lignes de courant et les isothermes pour $\phi = 0$ et $\phi = 0,1$, et deux valeurs de Re, à $Gr = 1,59 \times 10^5$. On peut constater à partir de ces figures que, pour les deux nombres de Reynolds, l'écoulement est symétrique le long du canal vertical, ceci est principalement dû à la symétrie de la géométrie et aux conditions aux limites. En outre, en augmentant le nombre de Reynolds les lignes de courant deviennent plus grandes et poussent à proximité des parois latérales. Des symétries similaires sont observées pour les isothermes, on peut constater que l'augmentation du nombre de Reynolds améliore le refroidissement par convection des nanoparticules et souligne un transfert de chaleur par convection dominante.

Les résultats montrent clairement que la présence des nanoparticules produit des changements importants dans les lignes de courant et les distributions de température. Ces changements se manifestent par une augmentation de la température du fluide. Il est également remarqué que, la région centrale du nanofluide est réduite par rapport au fluide pur. Ceci peut-être expliqué par le fait de l'ajout de nanoparticules à l'eau pure permet de réduire la force de champ d'écoulement en raison de l'augmentation de la densité. L'augmentation de la fraction volumique du solide provoque une diminution de l'intensité de la flottabilité et, par conséquent, l'intensité de l'écoulement. Ainsi, le fluide se déplace plus lentement dans la cavité, en présence des nanoparticules.

Re = 800



Re = 1800

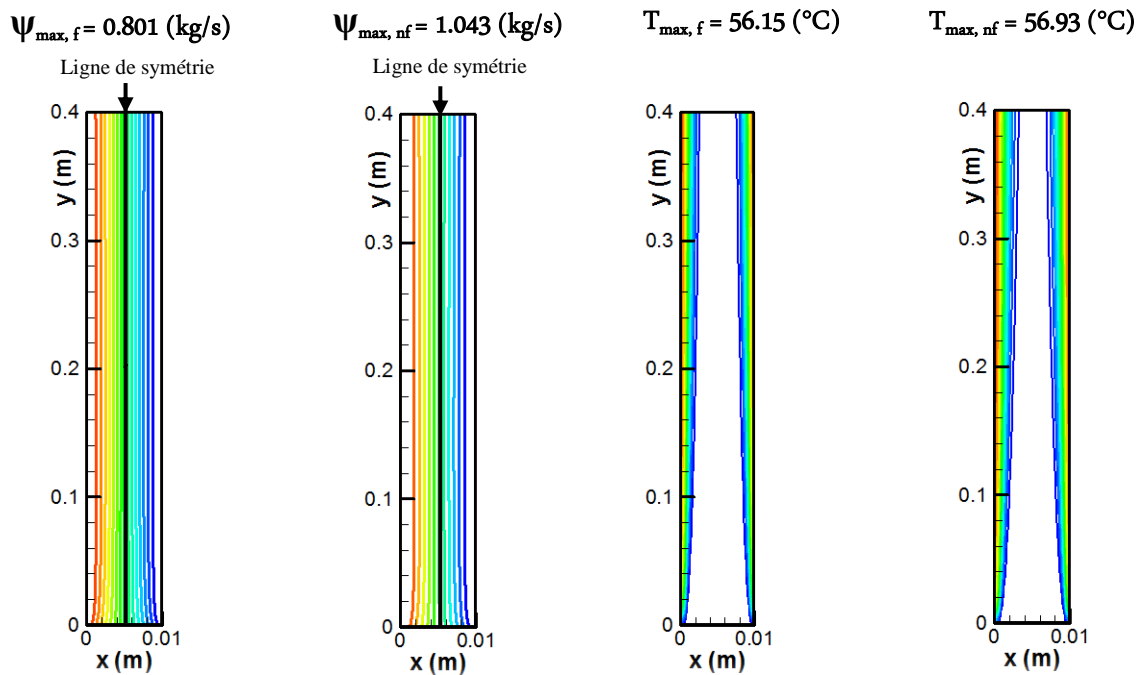


Figure (III. 4) : Lignes de courant (gauche) et isothermes (droite) pour l'eau pure, $f (\phi = 0)$, nanofluide Cu-eau, $nf (\phi = 0,1)$, pour deux valeurs de Re, à $Gr = 1,59 \times 10^5$.

La figure (III. 5) présente la variation du nombre de Nusselt local le long de la paroi verticale pour différents nombres de Reynolds, à $\phi = 0.03$ et $Gr = 1,59 \times 10^5$. Il est à noter que, généralement à n'importe quel endroit le long de la paroi, le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds en raison de la forte convection à des vitesses d'écoulement plus élevées. Il convient également de noter que le transfert de chaleur par convection domine le champ d'écoulement dans les sections où le flux pénètre dans le canal; cependant, l'écoulement est dominé par la convection naturelle dans les sections de sortie du canal où la vitesse d'écoulement est minimale.

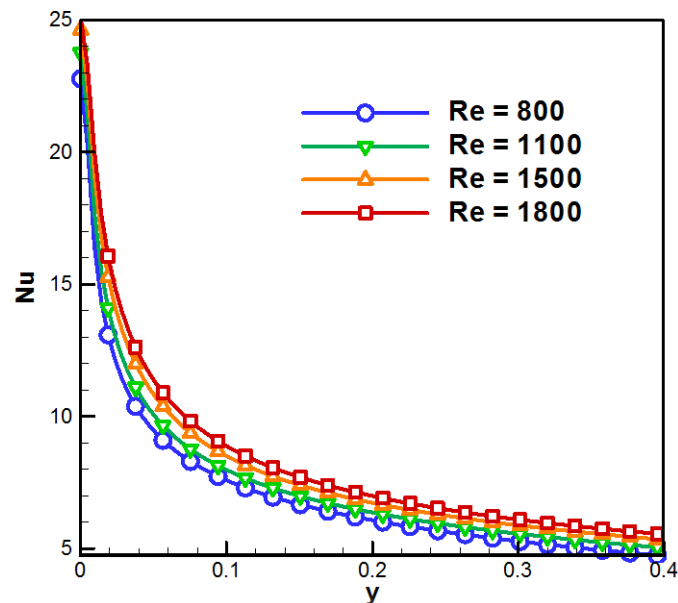


Figure (III. 5) : Effet de différents nombres de Reynolds (Re) sur le nombre de Nusselt local (Nu), à $Gr = 1,59 \times 10^5$ et $\phi = 0,03$.

La figure (III. 6) illustre l'effet de la fraction volumique des nanoparticules (ϕ) sur le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}) et la génération d'entropie totale (S_t) pour différents nombres de Reynolds (Re), à $Gr = 1,59 \times 10^5$. On observe, tout d'abord, que le nombre de Nusselt moyen croît en augmentant le nombre de Reynolds pour toutes les valeurs de ϕ , donc le transfert de chaleur est amélioré en augmentant les effets d'inertie. Il est à noter également que le nombre de Nusselt moyen croît de façon linéaire avec l'accroissement de la fraction volumique des nanoparticules pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds. Il existe deux facteurs qui influent sur le transfert de chaleur tout en augmentant la fraction volumique des nanoparticules: Le premier facteur est l'augmentation de la viscosité du nanofluide qui ralentit son mouvement, ce qui réduit le

taux de transfert de chaleur; et le second facteur est l'augmentation de la conductivité thermique du nanofluide qui améliore ainsi l'échange thermique. L'effet de la viscosité est inférieur à l'effet de la conductivité, et par conséquent le taux de transfert de chaleur augmente en augmentant la fraction volumique du solide.

Le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}) peut être corrélé par l'équation suivante:

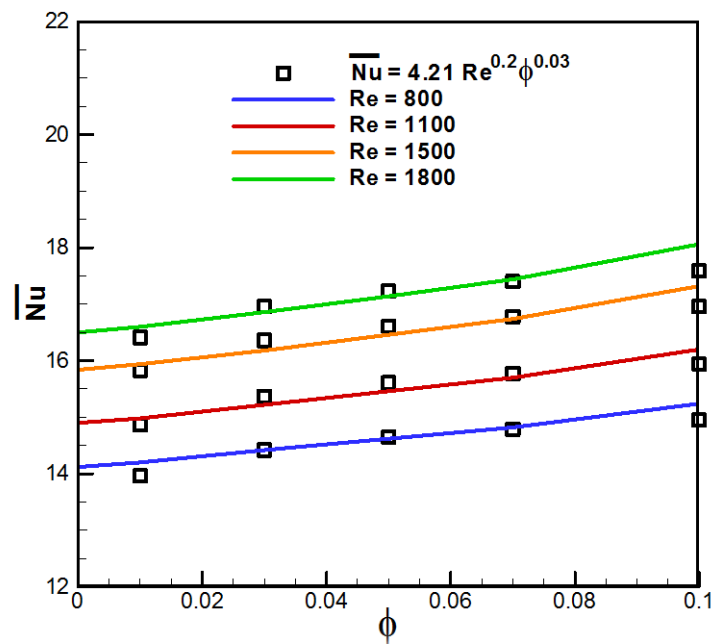
$$\overline{Nu} = 4,21 \text{ Re}^{0,2} \phi^{0,03} \quad (\text{III.1})$$

Ensuite, pour toutes les configurations envisagées, la génération d'entropie totale diminue linéairement en augmentant la fraction volumique des nanoparticules, en raison de la diminution des gradients de vitesse, donc le gradient de vitesse est le facteur dominant dans la production d'entropie. Il est également constaté que l'augmentation du nombre de Reynolds diminue la génération d'entropie. La performance des procédés industriels, mettant en jeu ces différents types d'écoulements, est étroitement liée à la minimisation de la création de cette entropie et, par conséquent, cela constitue une motivation suffisante pour une meilleure connaissance des différents mécanismes qui occasionnent la création de cette entropie.

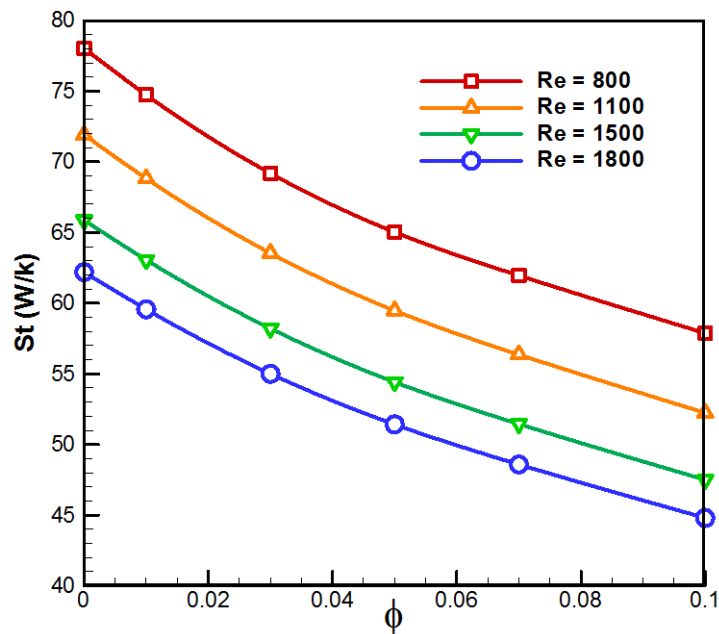
L'augmentation du coefficient de frottement au-delà d'un certain seuil peut nécessiter une puissance de pompage qui compensera les avantages d'un transfert de chaleur amélioré. Le coefficient de frottement pour différentes concentrations volumiques de nanofluide est estimé à partir de l'équation (II.19) et les résultats sont indiqués sur la Figure (III.7). Cette figure montre clairement que le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. De plus, la dispersion des nanoparticules de cuivre dans le fluide de base entraîne une augmentation du coefficient de frottement, cette augmentation est due à la viscosité effective du nanofluide, qui est plus élevée que celle du fluide de base. Cependant, en tenant compte de l'accroissement important du transfert de chaleur, l'augmentation du coefficient de frottement est pratiquement négligeable.

Les résultats obtenus du coefficient de frottement peuvent être corrélés par l'équation suivante:

$$C_f = 2949 \text{ Re}^{-1,534} \phi^{0,02} \quad (\text{III.2})$$



(a)



(b)

Figure (III. 6) : Effet de différents nombres de Reynolds (Re) sur (a) : le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}) et (b) : la génération d'entropie totale (S_t), à $Gr = 1,59 \times 10^5$.

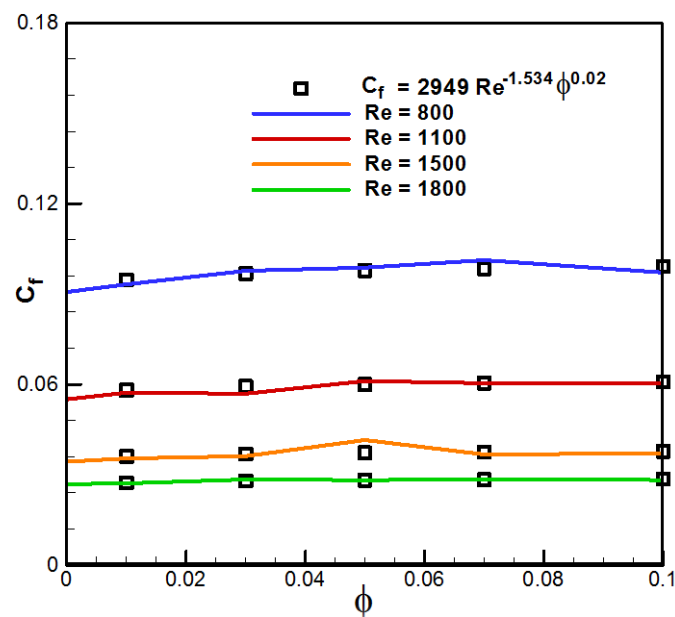


Figure (III. 7) : Effet de différents nombres de Reynolds (Re) sur le coefficient de frottement (C_f), à $Gr = 1,59 \times 10^5$.

III.1.5.3 Effet du nombre de Grashof (Gr)

La figure (III. 8) montre les lignes de courant et les isothermes pour $\phi = 0$ et $\phi = 0,1$, et deux valeurs de Gr , à $Re = 1800$. Nous pouvons voir que l'écoulement est symétrique le long de la direction verticale; ceci est dû à la symétrie de la géométrie et des conditions aux limites. De plus, lorsque le nombre de Grashof est augmenté de $1,59 \times 10^5$ à $1,27 \times 10^6$, les lignes de courant deviennent plus grandes et se développent près des parois latérales. Cela est dû à l'augmentation de la force de flottabilité, donc l'écoulement devient plus fort. Des symétries similaires sont observées pour les isothermes, ce qui peut être observé sur la figure (III. 8). Comme on peut le constater, une augmentation du nombre de Grashof diminue l'épaisseur de la couche limite près des parois, tandis que la température maximale diminue.

L'influence de l'addition des nanoparticules dans le fluide de base sur les lignes de courant et les isothermes dans le canal est présentée sur la figure (III. 8). On observe que, les lignes de courant deviennent plus éloignées en raison de la viscosité élevée du nanofluide. Il est à noter que dans les lignes de courant, l'épaisseur de la couche limite thermique à proximité des parois chaudes du canal est augmentée par l'ajout des nanoparticules en raison de l'augmentation de la conductivité thermique du fluide, ce qui conduit à une augmentation de la température maximale.

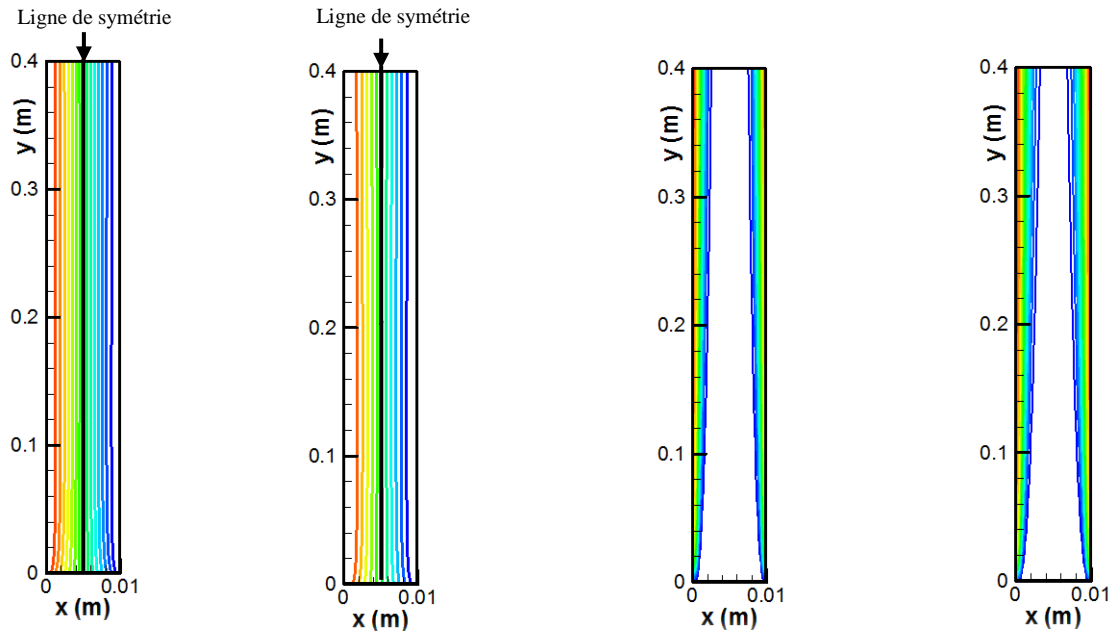
$$Gr = 1,59 \times 10^5$$

$$\Psi_{\max, f} = 0.801 \text{ (kg/s)}$$

$$\Psi_{\max, nf} = 1.043 \text{ (kg/s)}$$

$$T_{\max, f} = 56.15 \text{ (}^\circ\text{C)}$$

$$T_{\max, nf} = 56.93 \text{ (}^\circ\text{C)}$$



$$Gr = 1,27 \times 10^6$$

$$\Psi_{\max, f} = 0.801 \text{ (kg/s)}$$

$$\Psi_{\max, nf} = 1.043 \text{ (kg/s)}$$

$$T_{\max, f} = 54.11 \text{ (}^\circ\text{C)}$$

$$T_{\max, nf} = 55.19 \text{ (}^\circ\text{C)}$$

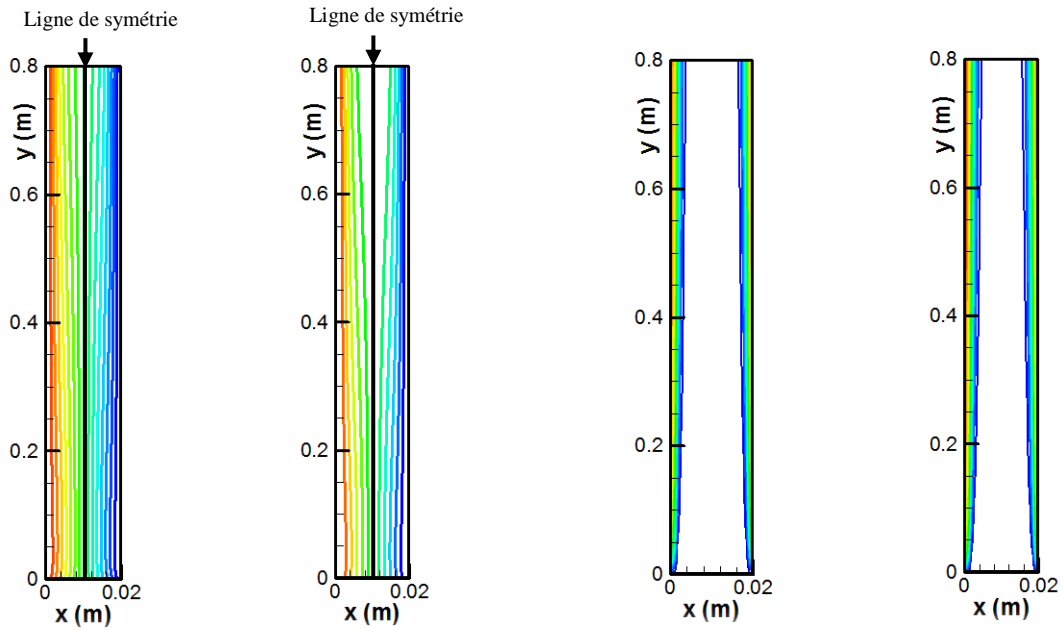


Figure (III. 8) : Lignes de courant (gauche) et isothermes (droite) pour l'eau pure, f ($\phi = 0$), nanofluid Cu-eau, nf ($\phi = 0,1$), pour deux valeurs de Gr , à $Re = 1800$.

La figure (III. 9) présente la variation du nombre de Nusselt local Nu pour différents nombres de Grashof Gr , à $Re = 1800$ et $\phi = 0,03$. Nous pouvons voir que la convection naturelle augmente l'efficacité du transfert de chaleur. Ceci est dû à une vitesse plus lente lorsque le nombre de Grashof est augmenté (rappelons que Gr est augmenté en raison de l'augmentation de la largeur du canal D), provoquant l'extension de l'écoulement inverse dans les directions axiale et transversale. Ceci, à son tour, accélère l'écoulement de fluide le long de la paroi sur une plus longue distance et augmente ainsi l'efficacité du transfert de chaleur.

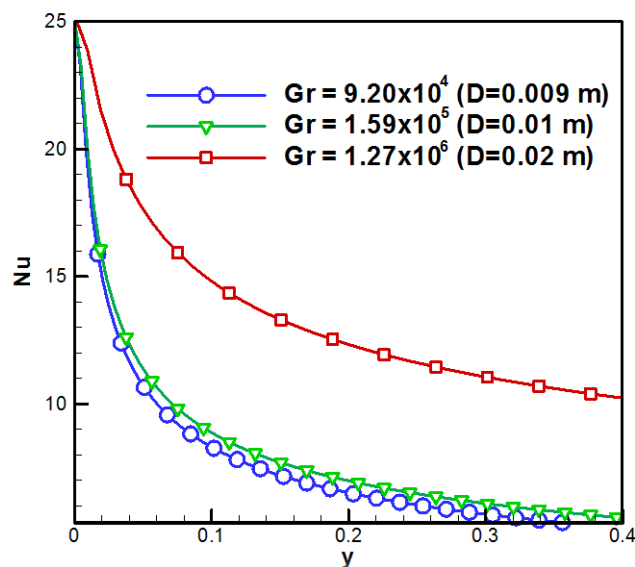
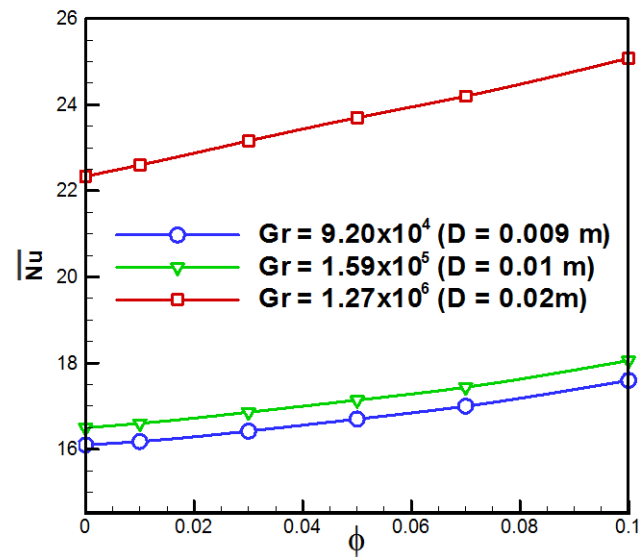


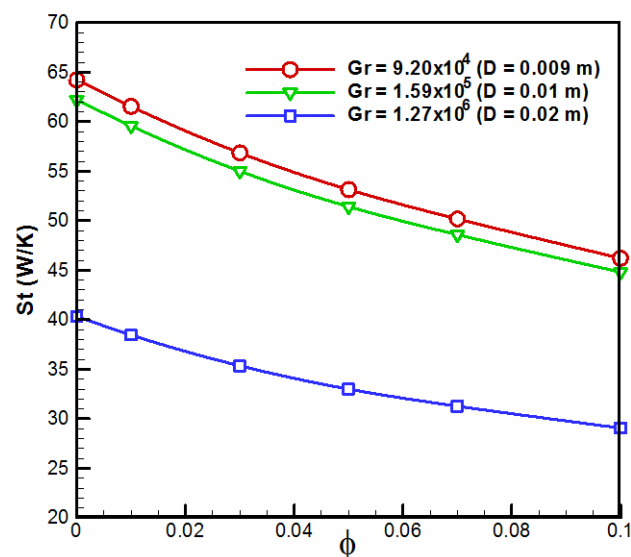
Figure (III. 9) : Effet de différents nombres de Grashof (Gr) sur le nombre de Nusselt local (Nu), à $Re = 1800$ et $\phi = 0,03$.

La figure (III. 10) illustre la variation de \overline{Nu} et St avec ϕ pour différents Grashof Gr , à $Re = 1800$. On observe que, l'ajout des nanoparticules permet d'augmenter le nombre de Nusselt moyen, et donc d'améliorer le transfert de chaleur à l'intérieur du canal. Cela est dû à l'amélioration de la conductivité thermique effective du nanofluide avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules. En outre, le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation du nombre de Grashof. Ceci est justifié par les effets significatifs des forces de flottabilité. Le transfert de chaleur à l'intérieur du canal est dominé par la convection. Par ailleurs, les valeurs les plus élevées pour le nombre de Nusselt moyen sont trouvées à $Gr = 1,27 \times 10^6$, où un champ d'écoulement dynamique fort apparaît dans le canal vertical.

La présence des nanoparticules conduit à des gradients de température plus élevés, ce qui améliore le transfert de chaleur, et à des gradients de vitesse réduits, ce qui entraîne une réduction de la génération d'entropie. En outre, l'augmentation du nombre de Grashof reflète une augmentation de l'intensité de la convection naturelle et provoque une diminution de la production d'entropie en raison des effets visqueux qui sont dominants.



(a)



(b)

Figure (III. 10) : Effet de différents nombres de Grashof (Gr) sur (a) : le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}) et (b) : la génération d'entropie totale (S_t), à $Re = 1800$.

III.1.6 CONCLUSION (Application 1)

Dans cette partie, nous avons étudié numériquement la convection mixte et la génération d'entropie dans un canal vertical à plaques parallèles parcouru par un nanofluide Cu-eau.

Le logiciel Ansys-fluent 14.0, basé sur la méthode des volumes finis et l'algorithme SIMPLE, a été utilisé pour résoudre le modèle mathématique qui a été validé avec d'autres résultats trouvés dans la littérature. Une bonne concordance a été obtenue. Les effets des nombres de Reynolds, de Grashof et de la fraction volumique solide du nanofluide sur le transfert thermique et la génération d'entropie ont été examinés en détail.

Les résultats de la simulation numérique mènent aux conclusions suivantes :

- Une augmentation de la fraction volumique solide des nanoparticules améliore le transfert de chaleur.
- Une augmentation des nombres de Reynolds et Grashof produit un taux de transfert de chaleur nettement plus élevé.
- Avec une augmentation des nombres de Reynolds et Grashof et de la fraction volumique solide, le taux de la génération d'entropie diminue.
- Il n'y a qu'une légère différence dans les ordres de grandeur pour $Gr = 9,20 \times 10^4$ et $1,59 \times 10^5$.

L'ensemble des résultats présentés dans cette partie ont fait l'objet d'une publication internationale (Belahmadi et Bessaïh, World Journal of Engineering, 2018 (en cours d'impression)), et d'une communication internationale avec ISBN (Belahmadi et Bessaïh, Third International Conference on Applied Energetics and Pollution ICAEP 2016).

Application «2»

Transferts thermiques convectifs avec nanofluide entre deux cylindres coaxiaux verticaux

III.2.1 INTRODUCTION

L'objectif de cette partie consiste à déterminer l'effet d'un champ magnétique externe incliné d'un angle γ sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie par convection naturelle laminaire bidimensionnelle d'un nanofluide Al_2O_3 -eau dans un anneau cylindrique vertical formé par deux cylindres concentriques. Les parois intérieure et extérieure sont maintenues respectivement à une température locale chaude, T_c et à une température froide, T_f , tandis que les parois supérieure et inférieure sont adiabatiques. (Voir figure II.5, chapitre II). Un code de calcul Fortran a été utilisé pour résoudre le système d'équations (II. 22 à II. 25), avec les conditions aux limites appropriées. Nous présentons dans cette section, l'effet du maillage sur la solution numérique et la validation de notre code de calcul, afin de vérifier l'exactitude des résultats numériques obtenus avec des résultats trouvés dans la littérature. Les résultats en termes de lignes de courant, d'isothermes, de profils de vitesse, de nombres de Nusselt moyen et Bejan, et de génération d'entropie locale et totale sont présentés sous forme graphique pour différentes valeurs des nombres de Rayleigh, de Hartmann, de la fraction volumique des nanoparticules et de l'angle d'inclinaison du champ magnétique.

III.2.2 PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES

En se référant à la figure (II. 5), les effets étudiés pour les paramètres donnés sont comme suit : la fraction volumique du solide ($\phi = 0, 0,01, 0,03, 0,05, 0,07, 0,1$), le nombre de Rayleigh ($Ra = 10^3, 10^4, 10^5$), le nombre de Hartmann ($Ha = 0, 25, 50, 75, 100$) et l'angle d'inclinaison du champ magnétique ($\gamma = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$). Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules sont illustrées dans le tableau III. 3 à une température de référence $T=25^\circ C$, **Abu-Nada et al. (2008)**.

Tableau (III. 3) : Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules à 25°C, **Abu-Nada et al., 2008.**

	ρ (kg.m^{-3})	C_p ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	k ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	$\beta \times 10^5$ (K^{-1})
Eau pure	997,1	4179	0,613	21
Aluminium (Al_2O_3)	3970	765	40	0,85

III.2.3 EFFET DU MAILLAGE

Pour évaluer l'indépendance du maillage sur la solution numérique, six maillages uniformes sont considérés dans cette deuxième application: 32x62, 42x82, 52x102, 62x122, 72x142 et 82x162 nœuds, pour $Ha = 0$, $\phi = 0,05$ et $Ra = 10^4$. Les résultats de la variation du maillage sont présentés dans le tableau (III.4). On constate que la variation du nombre de Nusselt moyen reste presque constante à compter du maillage 72x142 nœuds. Par conséquent, le maillage 72x142 nœuds sera adopté pour toutes nos simulations numériques.

Tableau (III. 4) : Étude de l'indépendance du maillage pour un nanofluide Al_2O_3 -eau, avec $Ha = 0$, $\phi = 0.05$ et $Ra = 10^4$ (Application 2).

Maillage (nœuds)	32x62	42x82	52x102	62x122	72x142	82x162
\overline{Nu}	7.0336	6.9552	6.945	6.939	6.935	6.933

III.2.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

Pour vérifier l'exactitude de la présente étude numérique, le code numérique a été validé en deux étapes:

- 1) Avec le travail de **Sankar et Younghae (2010)**, et **Kumar et Kalam (1991)** pour le nombre moyen de Nusselt moyen (\overline{Nu}), à $R_o/R_i = 2$ et $AR = H/D = 1$ (figure III. 11).
- 2) Avec les résultats numériques de **Sankar et al. (2006)** pour les profils de vitesse, à $Ra = 10^5$, $AR = 2$ et $Ha = 40$ (figure III. 12). D'après ces figures, il est clair que nos résultats numériques sont en bon accord avec ceux obtenus par **Sankar et Younghae (2010)**, **Kumar et Kalam (1991)**, et **Sankar et al. (2006)**.

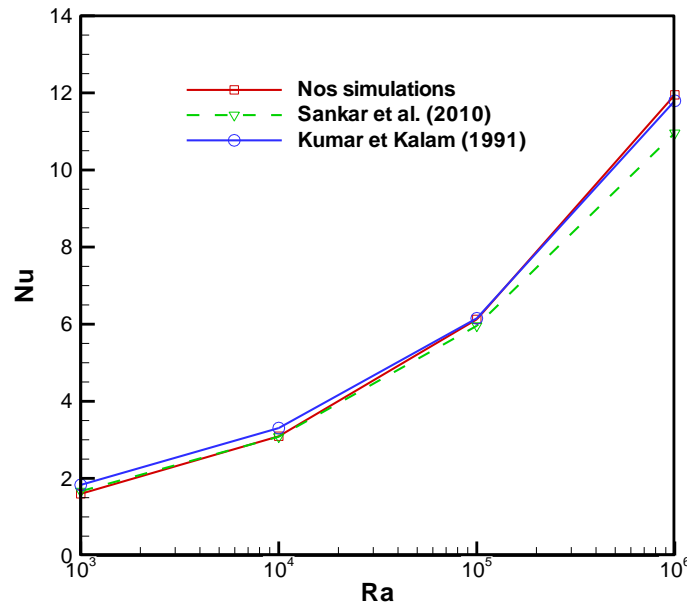


Figure (III. 11) : Comparaison entre nos résultats numériques et ceux de **Sankar et Younghae (2010)** et **Kumar et Kalam (1991)**, pour le nombre moyen de Nusselt (\overline{Nu}), à $R_o/R_i = 2$ et $AR = H/D = 1$.

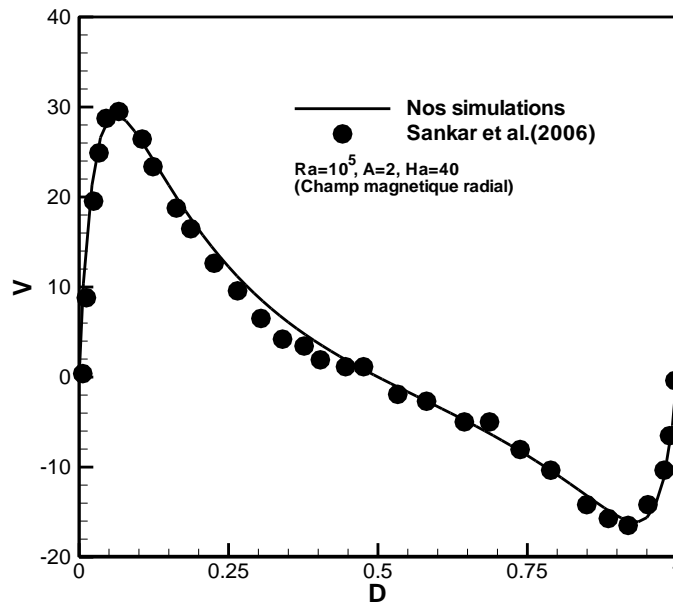


Figure (III. 12) : Comparaison entre nos résultats numériques et ceux de **Sankar et al. (2006)**, pour les profils de vitesse, à $Ra = 10^5$, $AR = 2$ et $Ha = 40$.

III.2.5 RESULTATS ET DISCUSSION

Dans le but d'étudier la convection naturelle dans un anneau cylindrique vertical formé par deux cylindres concentriques remplis de nanofluide Al_2O_3 -eau. Une simulation numérique a été effectuée, dans laquelle l'effet du champ magnétique représente un

facteur clé, pour une large gamme de nombres de Rayleigh ($Ra = 10^3$ à 10^5), de Hartmann ($Ha = 0$ à 100), de l'angle d'inclinaison ($\gamma = 0^\circ$ à 90°) et de la fraction volumique des nanoparticules ($\phi = 0$ à $0,1$) sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie.

III.2.5.1 Effets de Ra et ϕ sur les lignes de courant, les isothermes et la génération d'entropie locale

La figure (III. 13) montre les lignes de courant, les isothermes et la génération d'entropie locale pour $\phi = 0$ et $\phi = 0,1$, et deux valeurs de Ra , à $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$. On peut constater que les lignes de courant sont pour la plupart symétriques, montrent que l'effet de l'écoulement de convection naturelle domine. A mesure que la valeur du nombre de Rayleigh augmente, la cellule centrale change et son intensité augmente de sorte que l'effet de l'écoulement lent est négligeable. En outre, l'addition de nanoparticules à l'eau ($\phi = 0$) réduit la force du champ d'écoulement, de sorte que la valeur de la fonction de courant dans la région centrale est passée de $-0,29$ à $-0,31$ (à $Ra = 10^3$) et de $-13,50$ à $-14,91$ (à $Ra = 10^5$).

On peut voir qu'à $Ra = 10^3$, les isothermes sont presque alignées verticalement, ce qui désigne que la conduction est le mécanisme de transfert de chaleur dominant. Quand le nombre de Rayleigh augmente, les forces de flottabilité augmentent de plus en plus les forces visqueuses, puis les lignes isothermes sont de plus en plus faussées et déformées autour de la région centrale, et en même temps compressées vers les parois verticales, ce qui conduit à une amélioration du taux de transfert de chaleur. En outre, la présence des nanoparticules n'a pas un effet significatif sur la distribution de la température.

On peut noter que la production d'entropie couvre l'ensemble du domaine pour $Ra = 10^3$, ce domaine couvert diminue avec l'augmentation du nombre de Rayleigh. Pour un nombre de Rayleigh élevé, la production d'entropie est localisée seulement, le long de la partie inférieure de la paroi chaude et de la partie supérieure de la paroi froide. Cela est dû aux gradients de vitesse et de température élevés près des parois verticales. En outre, l'ajout de nanoparticules à l'eau ($\phi = 0$) augmente la production d'entropie, de sorte que sa valeur est passée de $2,36$ à $2,98$ (à $Ra = 10^3$) et de $393,14$ à $420,93$ (à $Ra = 10^5$). Ceci peut s'expliquer par l'augmentation des facteurs d'irréversibilité.

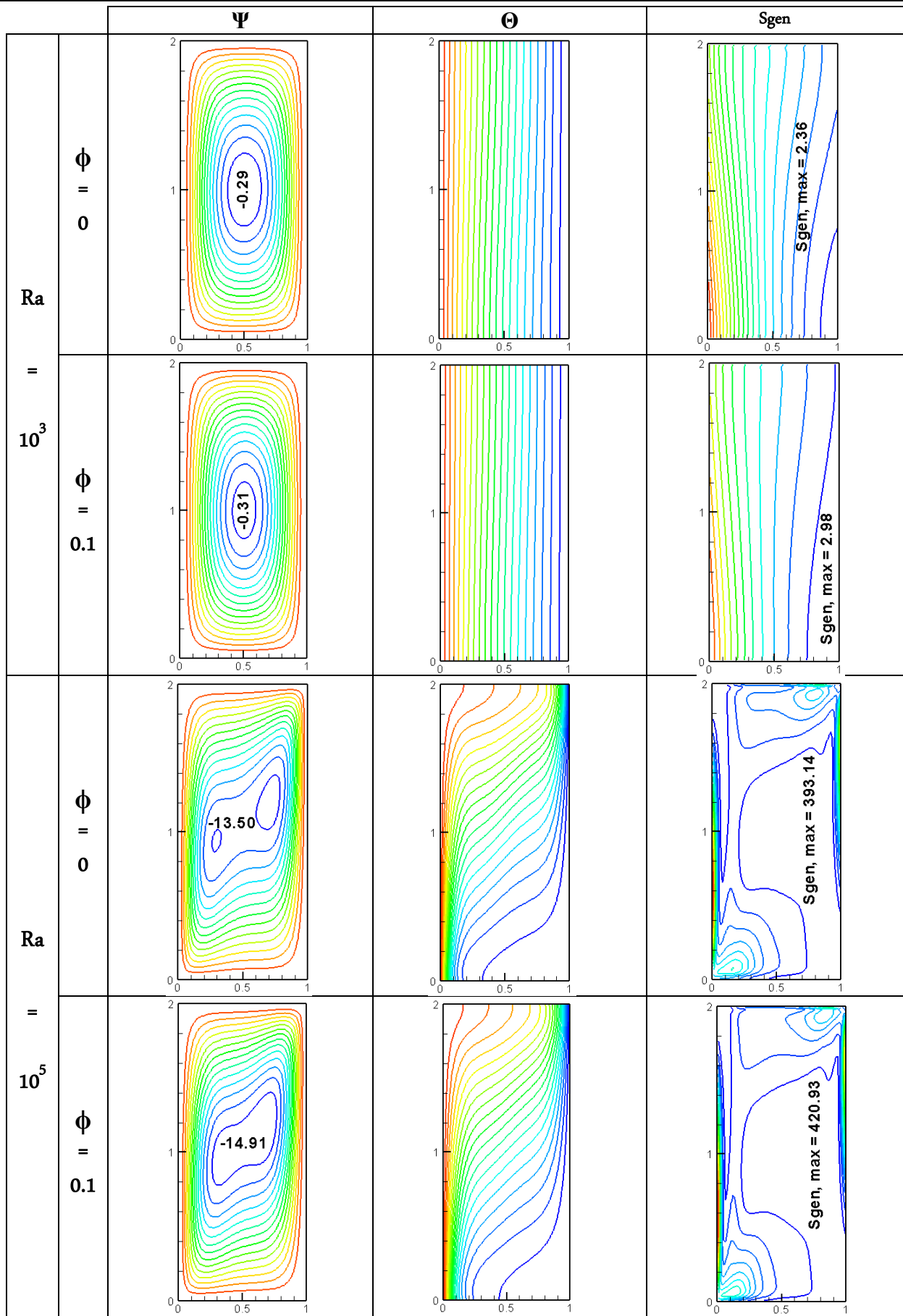


Figure (III. 13) : Les lignes de courant, les isothermes et la génération d'entropie locale pour l'eau pure ($\phi = 0$) et nanofluide Al_2O_3 ($\phi = 0,1$), et deux valeurs de Ra, à $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$.

III.2.5.2 Effets de Ha et γ sur les lignes de courant

La figure (III. 14) illustre l'effet du nombre de Hartmann sur les lignes de courant pour différents angles d'inclinaison, à $\phi = 0,05$ et $Ra = 10^5$. Il convient de noter que l'effet du nombre de Hartmann sur le champ d'écoulement dépend principalement de l'angle d'inclinaison du champ magnétique. Lorsque ce dernier est imposé à l'enceinte, on constate que les lignes de courant ne sont plus symétriques. Cela se produit en raison de la présence du champ magnétique, générant la force de Lorentz, qui tente à retarder l'écoulement convectif. Lorsque Ha augmente, la cellule circulatoire est étirée et l'écoulement remplit toute la cavité avec une augmentation de la valeur maximale de la fonction de courant, de -11,03 à Ha ($\gamma = 45^\circ$) = 50 à -3,85 à Ha ($\gamma = 45^\circ$) = 100. L'augmentation du nombre de Hartmann conduit à supprimer la recirculation formée par l'écoulement dans la cavité. Pour $Ha = 100$ et $\gamma = 90^\circ$, deux cellules de recirculation sont formées, qui sont dues aux effets simultanés des gradients de température et de concentration près des parois latérales interne et externe, assurant un meilleur écoulement du fluide et contribuant à l'augmentation du transfert de chaleur.

III.2.5.3 Effets de Ha et γ sur les champs thermiques

La figure (III. 15) présente l'effet du nombre de Hartmann sur les champs de température pour différents angles d'inclinaison, à $\phi = 0,05$ et $Ra = 10^5$. Nous pouvons voir que l'effet du nombre de Hartmann dépend principalement de l'angle d'inclinaison du champ magnétique. La couche thermique correspondante près de la paroi chaude est plus étroite et les isothermes deviennent parallèles à cette paroi avec l'augmentation du nombre de Hartmann, montrant la suppression du mode de transfert de chaleur par convection dominé par le mode de conduction. De plus, la densité des isothermes stratifiées près de la paroi chaude s'affaiblit avec l'augmentation de Ha en raison du champ magnétique qui amortit l'écoulement. Lorsque le nombre de Hartmann augmente, les isothermes les plus proches du côté gauche de la cavité s'écartent progressivement tout en se déplaçant vers le côté droit. Ce fait est plus prononcé à $\gamma = 90^\circ$. En outre, avec l'augmentation de l'intensité du champ magnétique, le mécanisme de convection dans la cavité disparaît.

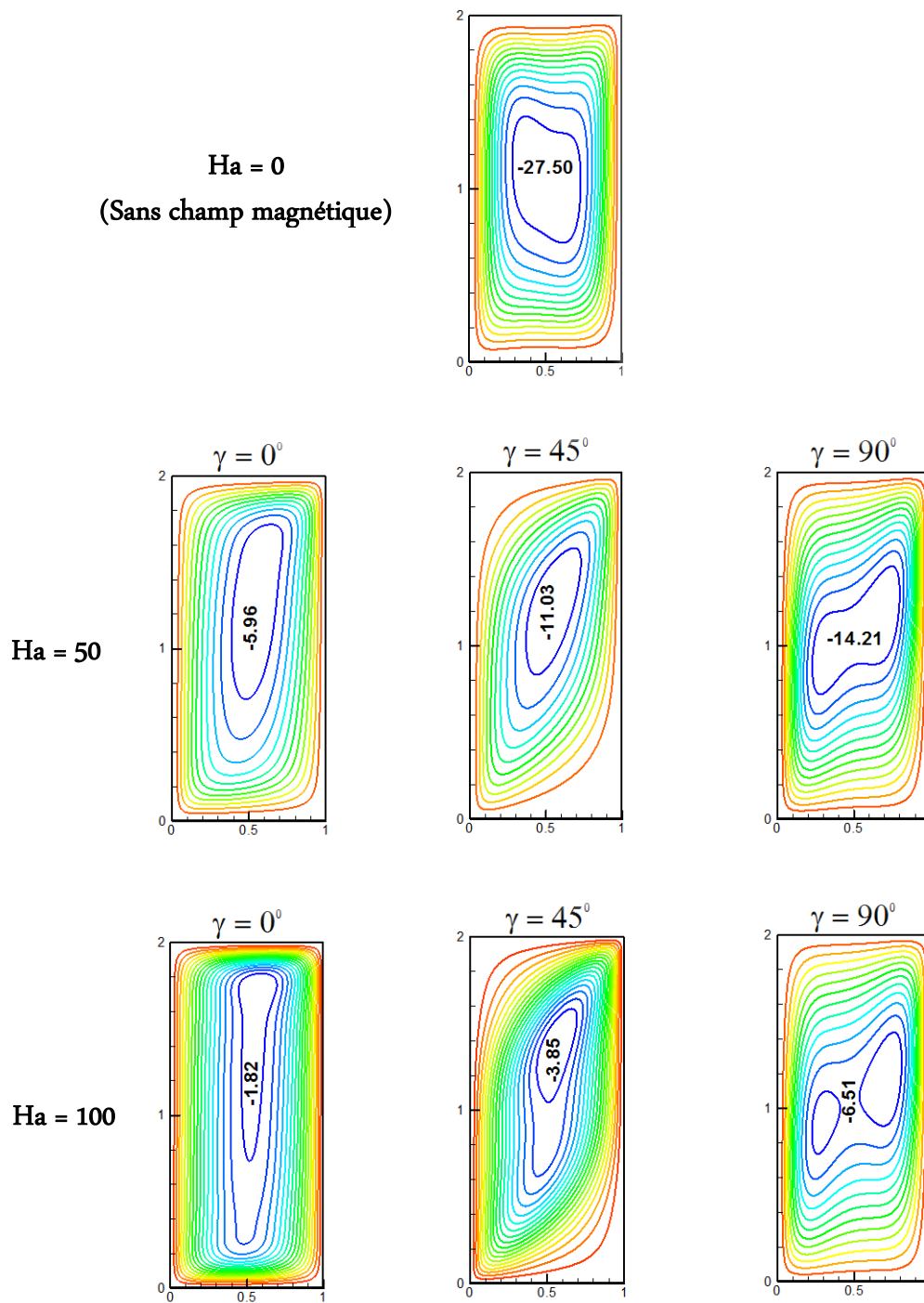


Figure (III. 14) : Lignes de courant pour différents nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ), à $Ra = 10^5$ et $\phi = 0.05$.

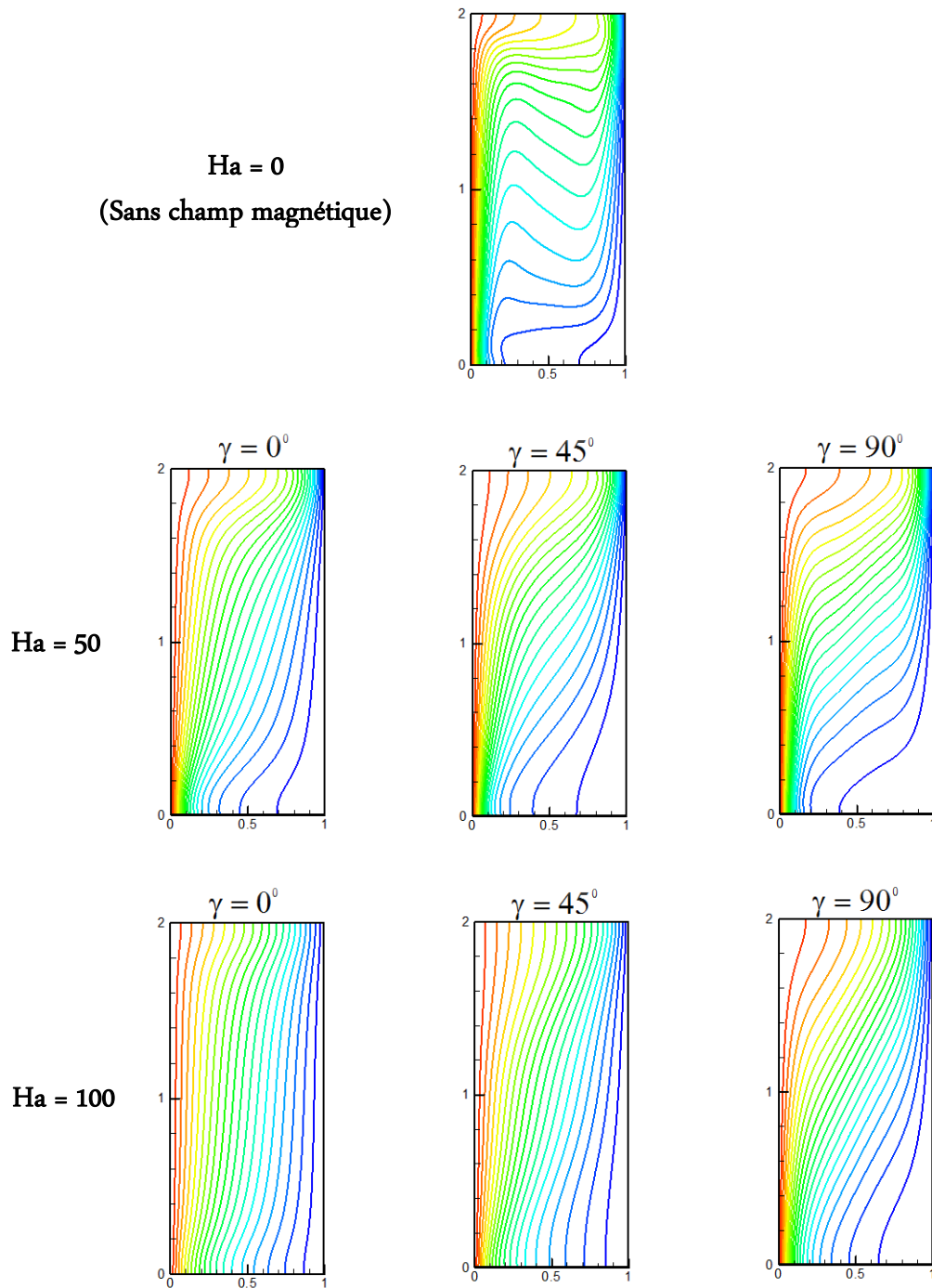


Figure (III. 15) : Isothermes pour différents nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ),
à $Ra = 10^5$ et $\phi = 0.05$.

III.2.5.4 Effets de Ha et γ sur la génération d'entropie locale

La figure (III. 16) montre l'effet du nombre de Hartmann sur la génération d'entropie locale pour différents angles d'inclinaison, à $\phi = 0,05$ et $Ra = 10^5$. Il est clair que l'effet du nombre de Hartmann sur la distribution de l'entropie dépend principalement de l'angle d'inclinaison du champ magnétique. Nous pouvons constater que les contours de l'entropie montrent une ligne symétrique. La génération d'entropie locale est plus élevée et concentrée près des parois latérales, où le gradient de température est important, et faible au milieu de la cavité. A $Ha = 100$, la génération d'entropie locale est maximale près de la paroi chaude ; cela peut se produire parce qu'après une certaine valeur de Ha , il n'y a pas de changement significatif dans le transfert de chaleur. Nous trouvons aussi, pour $\gamma = 0^\circ$ et 45° , que la génération d'entropie est plus élevée dans la région inférieure de la paroi gauche. Pour $\gamma = 90^\circ$, l'entropie thermique est minimale dans le plan médian en raison de deux tourbillons du transfert d'énergie opposés, ce qui provoque un gradient thermique minimal. Comme l'écoulement est de nature symétrique, l'entropie due au frottement du fluide est maximale aux limites, en raison de l'absence de condition de glissement et de la collision de deux tourbillons opposés sur le plan médian.

III.2.5.5 Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur les profils de vitesse

Les figures (III. 17 a-d) représentent les variations des profils de vitesse magnétohydrodynamique adimensionnelle pour divers ϕ , Ra , Ha et γ . Sur la figure (III. 17 a), nous montrons la variation de V pour différentes fractions volumiques du solide, à $Ra = 10^4$, $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$. Nous pouvons voir que la fraction volumique des nanoparticules n'a pas beaucoup d'effet sur les profils de vitesse. Une vue rapprochée des profils de vitesse montre qu'une valeur maximale de V correspond à une situation de $\phi = 0$, alors que la valeur minimale se produit à $\phi = 0,1$. Cette diminution est due à la suppression des écoulements du nanofluide au niveau d'une fraction volumique des nanoparticules plus élevée dans le nanofluide.

La figure (III. 17 b) montre la variation de V pour différents nombres de Rayleigh, à $\phi = 0,05$, $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$. Il est clair que l'augmentation du nombre de Rayleigh induit une force de flottabilité dans le cylindre, ce qui améliore la circulation à l'intérieur du domaine fluide. L'amplitude maximale de la vitesse V correspond à une situation de $Ra = 10^5$.

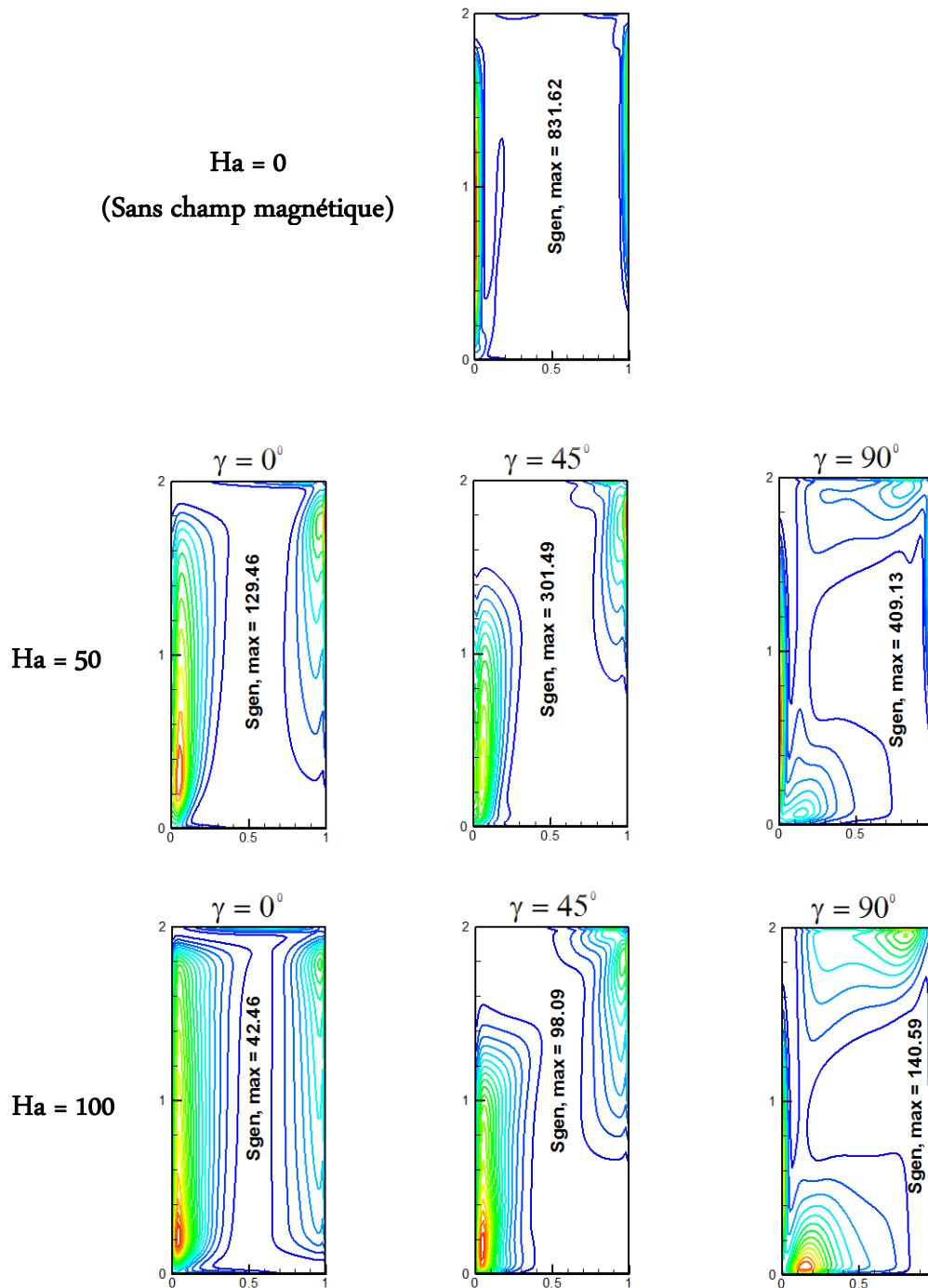


Figure (III. 16) : Génération d'entropie locale pour différents nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ), à $Ra = 10^5$ et $\phi = 0.05$.

La variation de V pour différents nombres de Hartmann, à $\phi = 0,05$, $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$ est illustrée sur la figure (III. 17 c). Une conclusion évidente que nous pouvons tirer de cette figure est que le champ magnétique imposé réduit les grandeurs de vitesse. Avec l'augmentation des effets magnétiques, qui est caractérisée par une nouvelle augmentation des nombres de Hartmann, la réduction de la vitesse est plus élevée et la réduction maximale est à $Ha = 100$. L'application du champ magnétique induit la force de Lorentz dans le cylindre, ce qui s'oppose à l'écoulement.

La figure (III. 17 d) présente la variation de V pour différents angles d'inclinaison, à $\phi = 0,05$, $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$. Il est clair que l'augmentation de γ réduit la vitesse négative à proximité des parois horizontales. En outre, deux pics de composantes verticales V sont enregistrés à proximité des parois verticales avec des valeurs plus élevées de la vitesse associées à l'augmentation de γ . Dans chacune de ces figures, les profils de vitesse sont symétriques par rapport à la ligne de symétrie ($D = 0$).

III.2.5.6 Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur le Nusselt moyen

Les figures (III. 18 a-c) représentent les variations du nombre de Nusselt moyen en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour divers Ra , Ha et γ . La première caractéristique notable de ces figures est que le nombre de Nusselt augmente avec la fraction volumique. L'ajout de nanoparticules au fluide de base conduit à une conductivité thermique plus élevée et, par conséquent, un coefficient de transfert de chaleur plus élevé. Avec une augmentation de la fraction volumique des nanoparticules, le nombre de collisions entre les nanoparticules augmente; il en résulte une accélération du mouvement brownien des nanoparticules à l'intérieur de l'enceinte. Par conséquent, le nombre de Nusselt moyen augmente. En sachant que les particules solides dans le fluide augmentent la viscosité effective et la densité effective du nanofluide.

Sur la figure (III. 18 a), nous montrons la variation du nombre de Nusselt moyen pour différents nombres de Rayleigh, à $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$. L'augmentation du nombre de Nusselt avec le nombre de Rayleigh est due au fait qu'une augmentation de Ra provoque une augmentation des forces de flottabilité. Il révèle que les effets du transfert de chaleur par convection apparaissent à des nombres de Rayleigh supérieurs à 10^4 , et deviennent dominants lorsque le nombre de Rayleigh prend des valeurs supérieures à 10^5 .

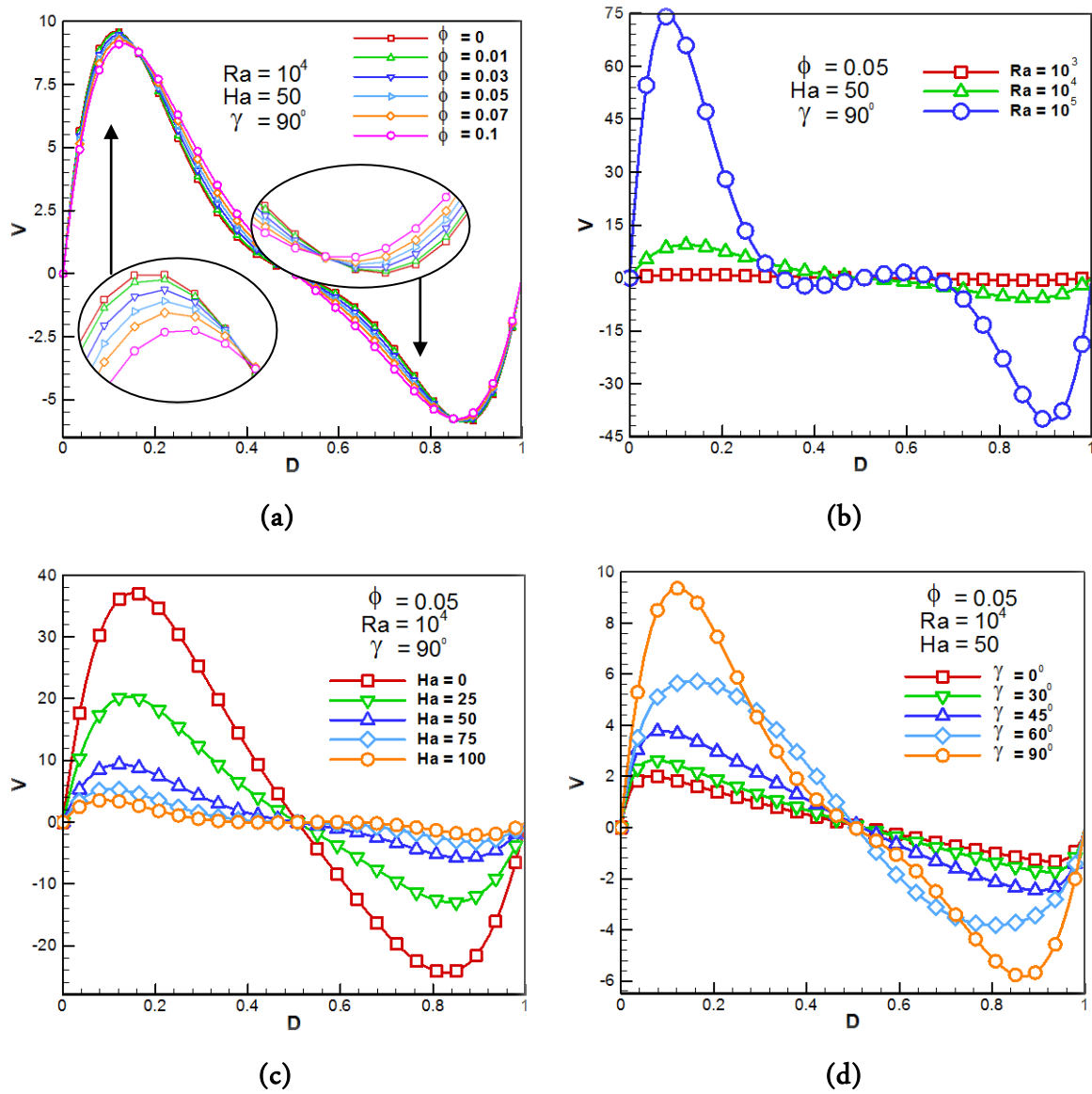


Figure (III. 17) : Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la vitesse axiale adimensionnelle (V): (a) $Ra = 10^4$, $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$;(b) $\phi = 0.05$, $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$;(c) $\phi = 0.05$, $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$;(d) $\phi = 0.05$, $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$.

La figure (III. 18 b) illustre la variation du nombre de Nusselt moyen pour différents nombres de Hartmann, à $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$. Comme prévu, pour une valeur donnée de Ra , le nombre de Nusselt moyen est une fonction décroissante de Ha . L'augmentation du nombre de Hartmann amortit l'écoulement par la force de Lorentz qui affaiblit la convection, et donc réduit le transfert de chaleur.

La variation du nombre de Nusselt moyen pour différents angles d'inclinaison, à $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$ est présentée sur la figure (III. 18 c). On peut constater que le transfert de chaleur moyen augmente avec l'angle d'inclinaison magnétique, donc la suppression du transfert de chaleur est plus dans le cas $\gamma = 0^\circ$ par rapport au cas $\gamma = 90^\circ$. Ceci révèle le fait que le transfert de chaleur dans les enceintes profondes peut être efficacement supprimé, en appliquant un champ magnétique radial plutôt qu'un champ magnétique axial.

III.2.5.7 Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur la génération d'entropie due au transfert de chaleur, au frottement et au champ magnétique

Les figures (III. 19-20) représentent les variations de la génération d'entropie due au transfert de chaleur et au frottement en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour divers Ra , Ha et γ . On observe, pour toutes les configurations, la génération d'entropie augmente avec l'augmentation la fraction volumique (ϕ) en raison de l'augmentation de la conductivité thermique et la viscosité par l'addition des nanoparticules. Il est clair que l'augmentation du nombre de Rayleigh augmente la production d'entropie. On remarque qu'avec une augmentation du nombre de Hartmann, la génération d'entropie diminue progressivement en raison de la diminution des gradients de température et de vitesse. L'angle d'orientation du champ magnétique a un effet significatif sur l'amélioration de la production d'entropie. Ces résultats prouvent que la génération d'entropie due au transfert thermique et au frottement sont qualitativement similaires à ceux de la production d'entropie totale, car les résultats montrent la même tendance.

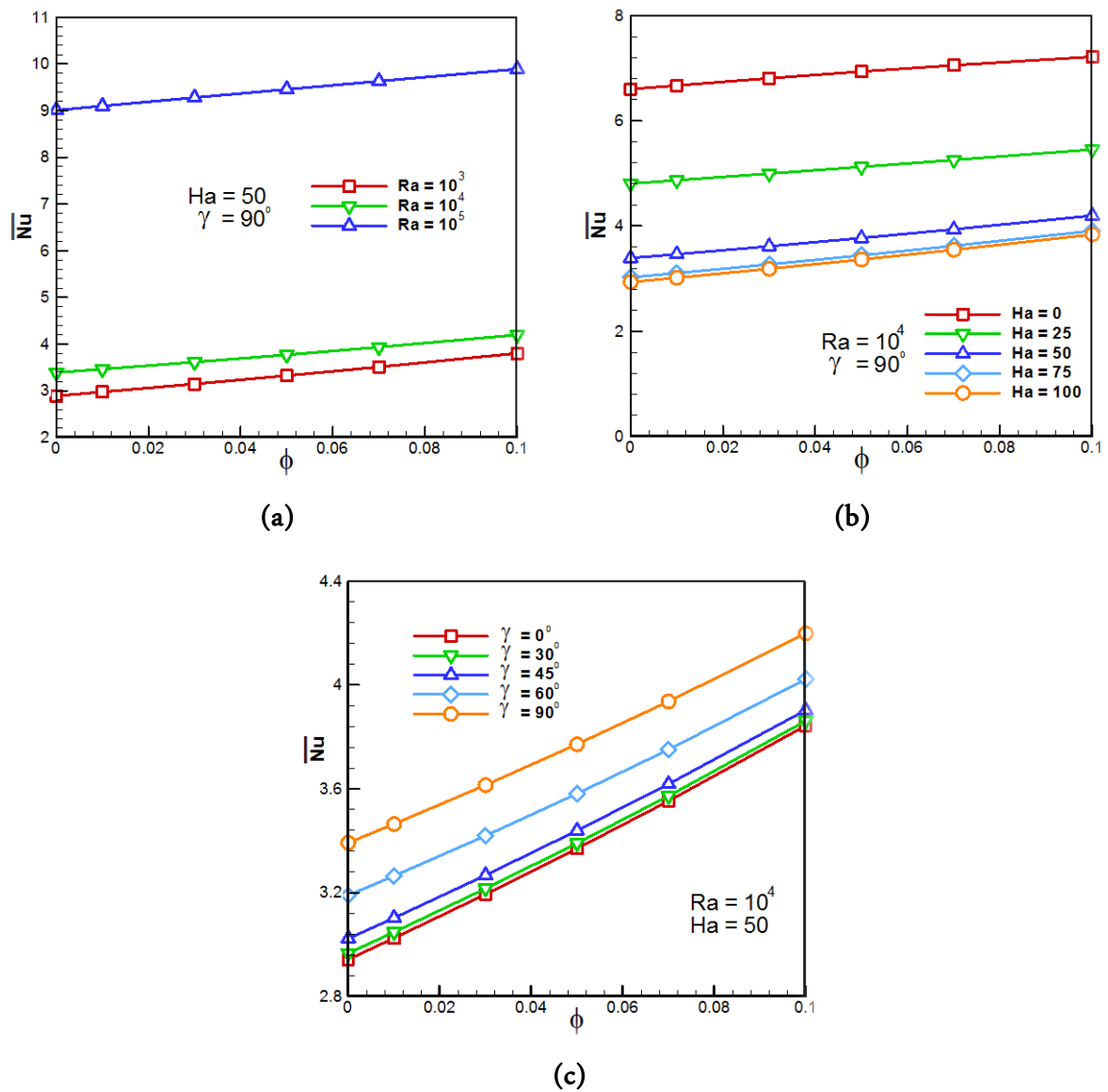


Figure (III. 18) : Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}) en fonction de ϕ : (a) $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$; (b) $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$; (c) $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$.

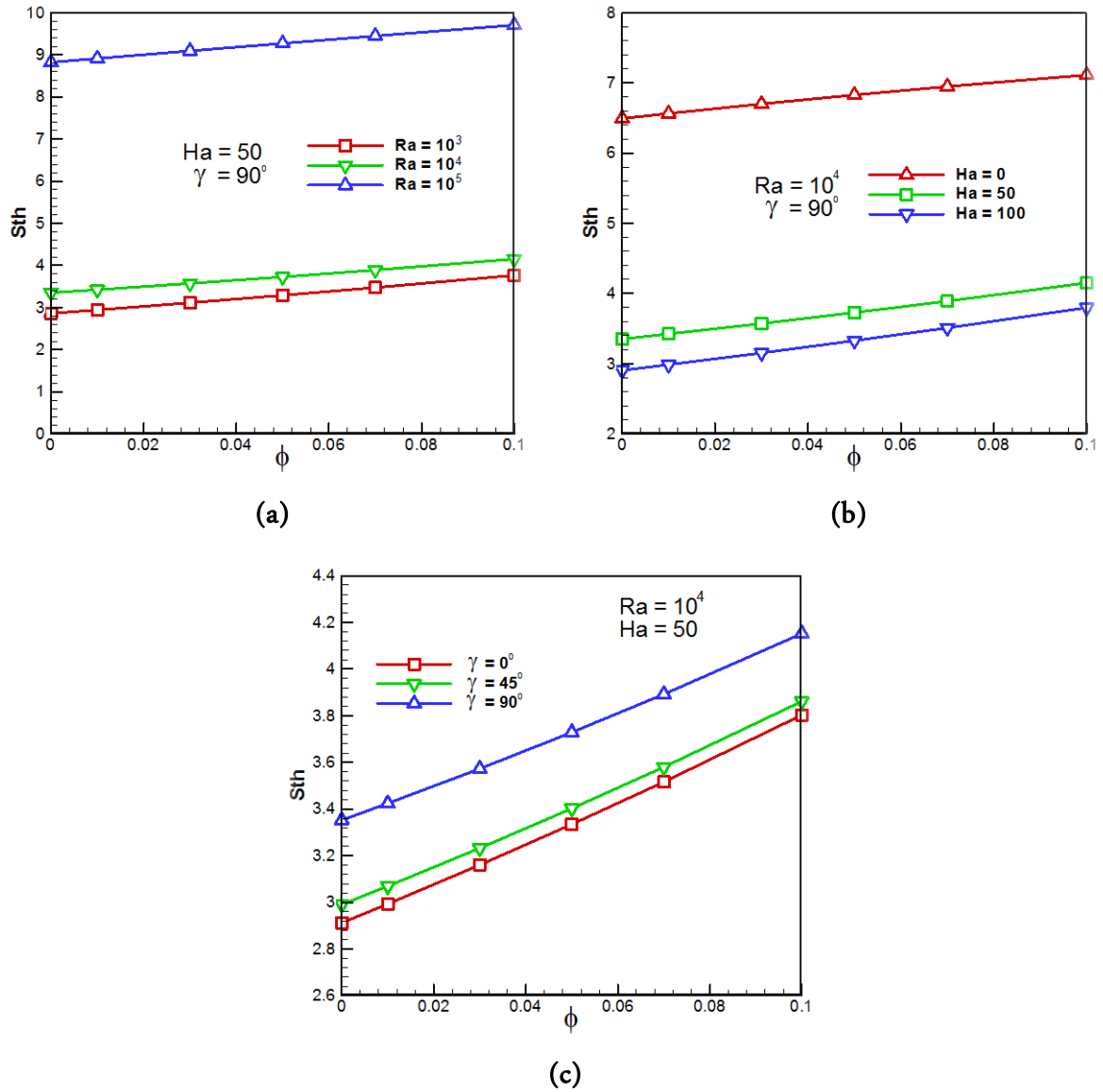


Figure (III. 19) : Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la génération d'entropie due au transfert de chaleur (S_{th}) en fonction de ϕ : (a) $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$;(b) $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$;(c) $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$.

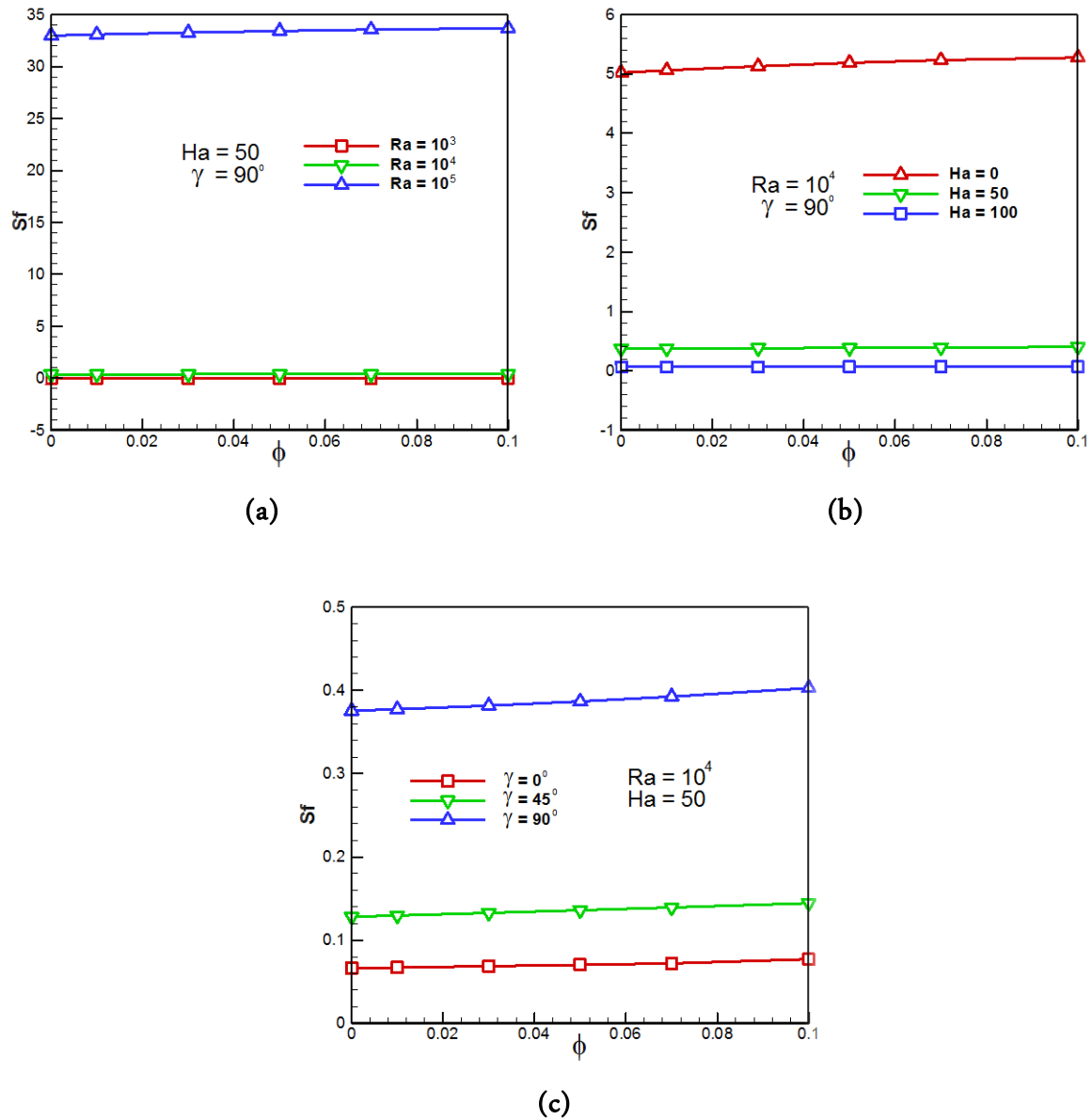


Figure (III. 20) : Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la génération d'entropie due frottement (S_f) en fonction de ϕ : (a) $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$; (b) $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$; (c) $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$.

La figure (III. 21) représente les variations de la génération d'entropie due au champ magnétique en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour divers Ra , Ha et γ . On peut constater que, pour toutes les configurations, la génération d'entropie due au champ magnétique diminue avec l'augmentation la fraction volumique (ϕ), en raison de la diminution de la conductivité électrique par l'addition des nanoparticules.

Les nombres de Rayleigh, de Hartmann et l'angle d'orientation du champ magnétique jouent un rôle majeur dans l'amélioration de la production d'entropie due au champ magnétique.

III.2.5.8 Effets de ϕ , Ra , Ha et γ sur la génération d'entropie totale

Les figures (III. 22 a-c) représentent les variations de la génération d'entropie totale en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour divers Ra , Ha et γ . On constate que, pour toutes les configurations, la génération totale d'entropie augmente en augmentant ϕ en raison de l'augmentation des facteurs d'irréversibilité. Ceci peut s'expliquer par l'accroissement des rapports de conductivité thermique, de viscosité et de conductivité électrique qui apparaissent dans l'expression de la génération d'entropie locale, augmentant à la fois le frottement et l'irréversibilité de la conduction.

Sur la figure (III. 22 a), nous montrons la variation de la génération d'entropie totale pour différents nombres de Rayleigh, à $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$. Comme prévu, l'augmentation du nombre de Rayleigh augmente la dominance de la convection dans le cylindre. On trouve qu'il y a une augmentation significative de la génération d'entropie totale durant ce régime à convection dominée. On constate également qu'avec une convection thermique croissante, la valeur maximale de la génération d'entropie est obtenue lorsque $Ra = 10^5$.

La figure (III. 22 b) illustre la variation de la génération d'entropie totale pour différents nombres de Hartmann, à $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$. La génération d'entropie totale, St diminue considérablement en augmentant le nombre de Hartmann. Cela peut s'expliquer par l'intensification du champ magnétique pour ces cas qui conduit à ralentir l'écoulement, ce qui diminue les gradients de température et de vitesse. Ceci provoque la réduction de tous les termes de la génération d'entropie moyenne.

La variation de la génération d'entropie totale pour différents angles d'inclinaison, à $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$ est présentée sur la figure (III. 22 c). Comme on s'y attend à

nombre de Hartmann constant, l'augmentation de l'angle d'orientation provoque l'augmentation de la génération d'entropie due à l'augmentation de l'intensité de l'écoulement, ce qui renforce les gradients de vitesse et de température, puis tous les facteurs d'irréversibilité.

III.2.5.9 Effets de ϕ , Ra, Ha et γ sur le nombre de Bejan

Les figures (III. 23 a-c) représentent les variations du nombre de Bejan en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour divers Ra, Ha et γ . Pour toutes les configurations étudiées, Be augmente en augmentant ϕ , montrant l'augmentation du taux d'irréversibilité du frottement dû à l'augmentation de la viscosité par l'ajout de nanoparticules au fluide de base.

Sur la figure (III. 23 a), nous montrons la variation du nombre de Bejan pour différents nombres de Rayleigh, à Ha = 50 et $\gamma = 90^\circ$. Nous pouvons voir que l'incrément de Ra provoque la contribution du frottement fluidique à la génération d'entropie. Lorsque $10^3 \leq Ra \leq 10^4$, $Be > 0,5$ indique que la génération d'entropie est due au gradient de température, alors qu'à $Ra \geq 10^5$, $Be < 0,5$ dépeint que la génération d'entropie est due au frottement du fluide.

La figure (III. 23 b) illustre la variation du nombre de Bejan pour différents nombres de Hartmann, à $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$. Le nombre de Bejan est réduit de manière significative avec la diminution du nombre de Hartmann. Une chose notable est que pour Ha = 0, le nombre de Bejan est inférieur à 0,5, alors que lors de l'application d'un champ magnétique, la valeur du nombre de Bejan reste supérieure à 0,5, ce qui signifie que la génération d'entropie est dominée par le gradient de température.

La variation du nombre de Bejan pour différents angles d'inclinaison, à $Ra = 10^4$ et Ha = 50 est présentée sur la figure (III. 23 c). D'après la figure, on peut voir que pour un nombre de Hartmann constant (Ha = 50), le nombre de Bejan diminue avec la réduction de l'angle d'inclinaison. Il convient de noter que pour toutes les valeurs de γ , Be est supérieur à 0,5, ce qui indique la dominance de l'irréversibilité due aux effets thermiques.

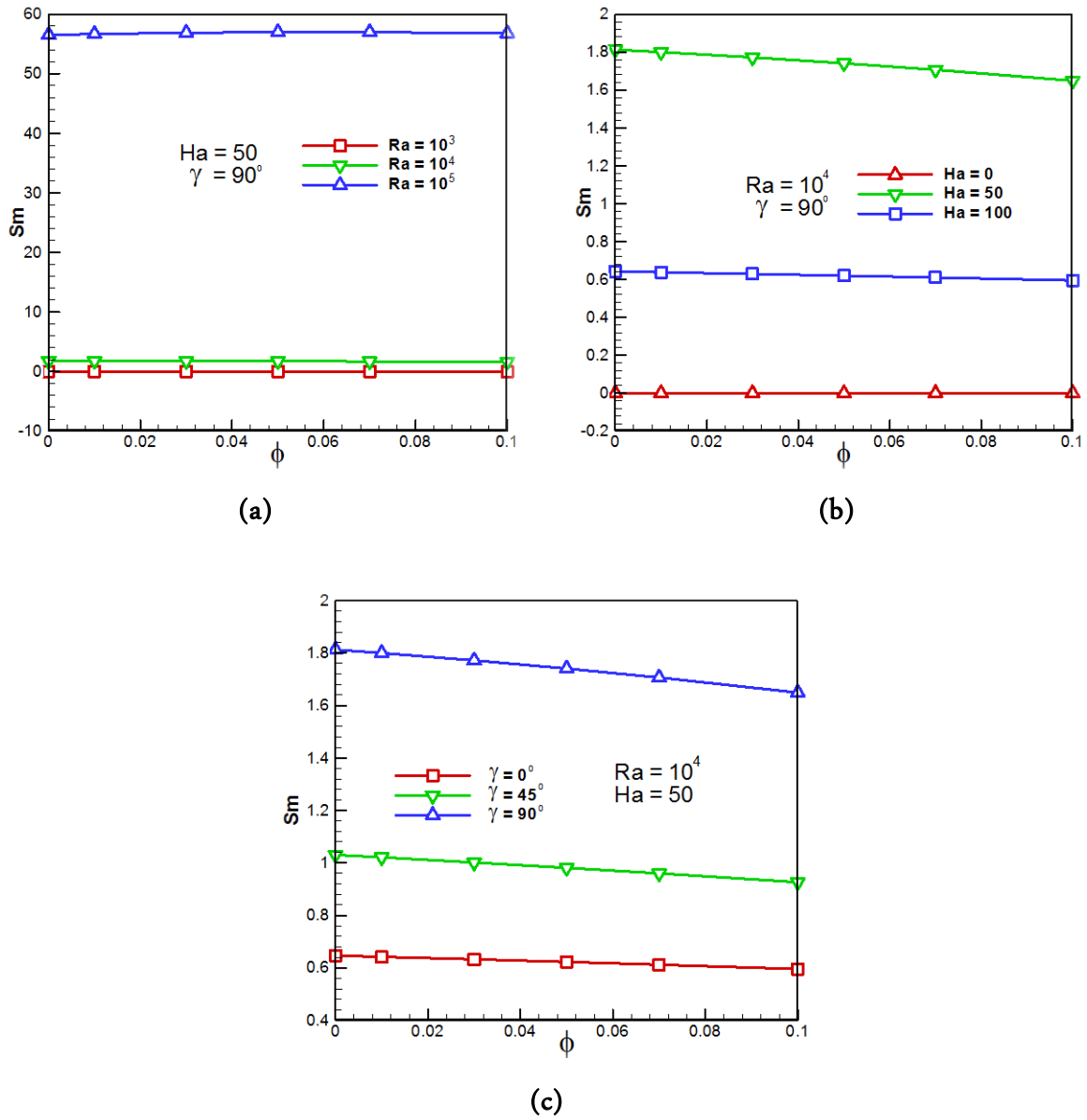


Figure (III. 21) : Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la génération d'entropie due au champ magnétique (S_m) en fonction de ϕ : (a) $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$;(b) $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$;(c) $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$.

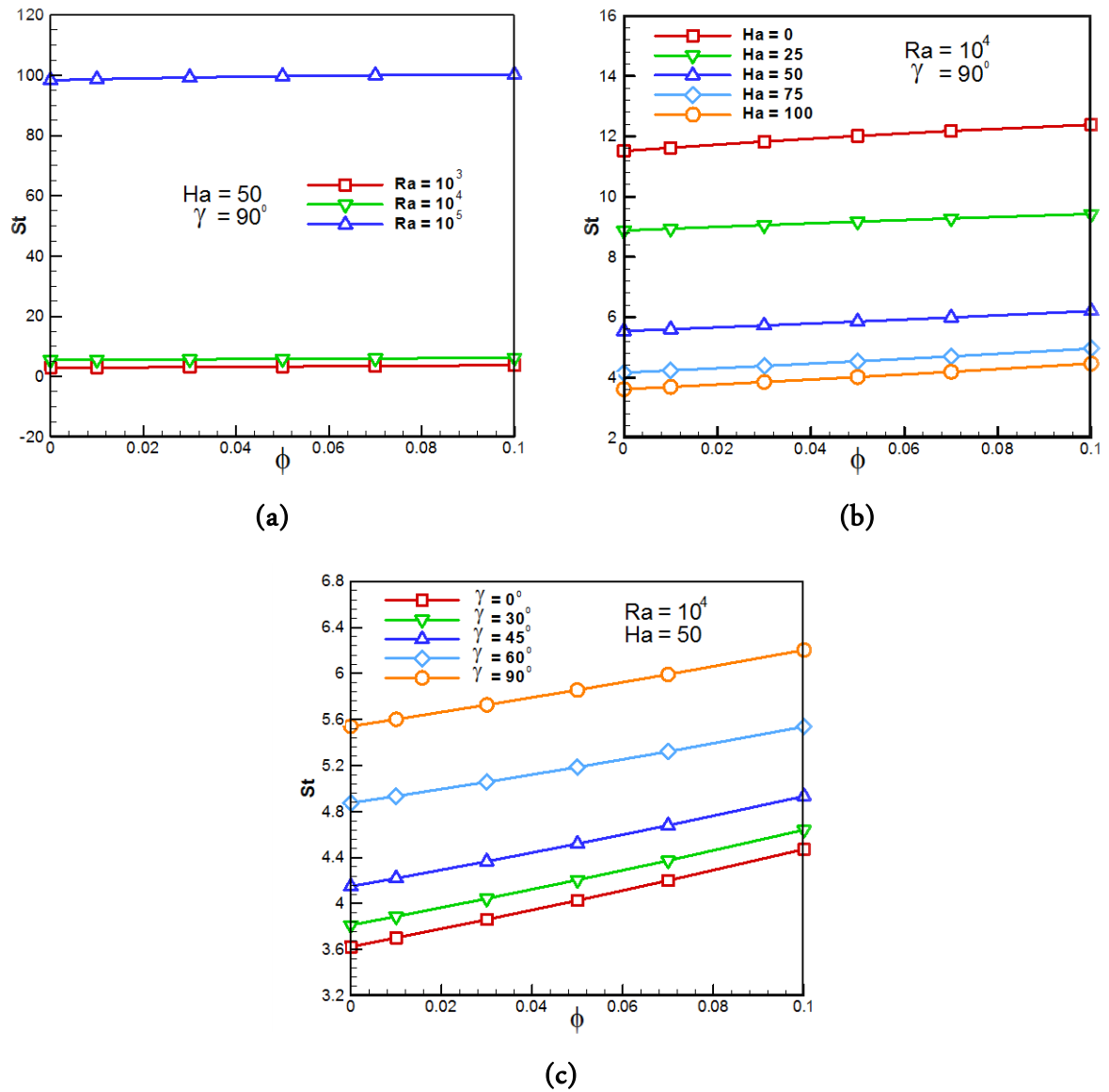


Figure (III. 22) : Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur la génération d'entropie totale (S_t) en fonction de ϕ : (a) $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$; (b) $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$; (c) $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$.

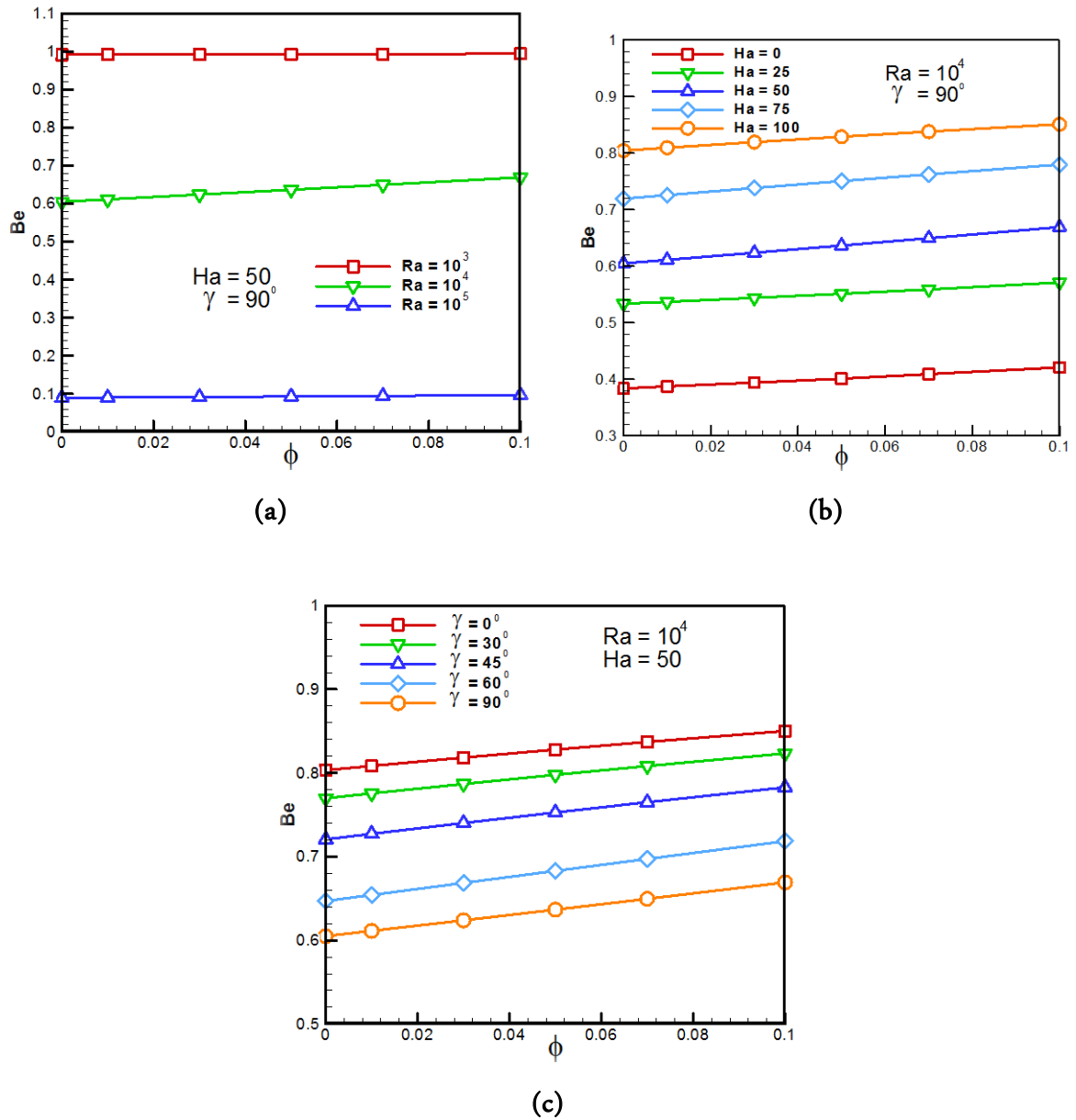


Figure (III. 23) : Effets de différents nombres de Rayleigh (Ra), nombres de Hartmann (Ha) et angles d'orientation (γ) sur le nombre de Bejan (Be) en fonction de ϕ : (a) $Ha = 50$ et $\gamma = 90^\circ$;(b) $Ra = 10^4$ et $\gamma = 90^\circ$;(c) $Ra = 10^4$ et $Ha = 50$.

III. 2.6 Conclusion (Application 2)

Dans cette partie, l'effet du champ magnétique sur la convection naturelle et la génération d'entropie d'un nanofluide Al_2O_3 -eau entre deux cylindres coaxiaux verticaux été étudié numériquement. Le code de calcul Fortran, basé sur la méthode des volumes finis et l'algorithme SIMPLER, a été utilisé pour résoudre le modèle mathématique et validé avec d'autres résultats trouvés dans la littérature. Une bonne concordance a été obtenue. Les effets des nombres de Rayleigh, de Hartmann, d'angle d'inclinaison et de la fraction volumique solide des nanoparticules sur le transfert thermique et la génération d'entropie sont examinés en détail.

Les résultats de la simulation numérique mènent aux conclusions suivantes :

- Les taux du transfert de chaleur et de la génération d'entropie dépendent de l'intensité et de l'orientation du champ magnétique.
- Dans tous les cas, le nombre de Nusselt moyen, la génération d'entropie totale et le nombre de Bejan croissent avec l'accroissement de la fraction volumique solide des nanoparticules.
- Le transfert de chaleur et la génération d'entropie diminuent et le nombre de Bejan augmente en augmentant le nombre de Hartmann.
- Le transfert de chaleur et la génération d'entropie augmentent et le nombre de Bejan diminue en augmentant le nombre de Rayleigh et l'angle d'inclinaison magnétique.

L'ensemble des résultats présentés dans cette partie ont fait l'objet d'une publication internationale (Belahmadi et Bessaïh, Thermal Science, International Scientific Journal, 2018), et d'une publication internationale d'une communication internationale avec ISBN (Belahmadi et Bessaïh, International Conference on Energy and Thermal Engineering, Istanbul 2017).

CHAPITRE IV :

RESULTATS ET DISCUSSION

CONFIGURATION 3-D

Sommaire

Application «3»	
Transferts thermiques convectifs, 3D avec nanofluide dans un cylindre horizontal	
IV.1	INTRODUCTION..... 116
IV.2	PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES 116
IV.3	EFFET DU MAILLAGE 117
IV.4	VALIDATION DU CODE DE CALCUL 117
IV.5	RESULTATS ET DISCUSSION 118
IV.5.1	Effets de Ri , Ha et B sur les vecteurs de vitesse..... 119
IV.5.2	Effets de Ri , Ha et B sur les champs thermiques..... 119
IV.5.3	Effets de ϕ , Ha et B sur les profils de la vitesse axiale..... 120
IV.5.4	Effets de ϕ , Ha et B sur les profils de la température 120
IV.5.5	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le coefficient du transfert de chaleur..... 121
IV.5.6	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le nombre de Nusselt moyen..... 122
IV.5.7	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur les profils de la génération d'entropie locale..... 123
IV.5.8	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur la génération d'entropie totale..... 123
IV.5.9	Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le coefficient de frottement..... 124
IV.6	CONCLUSION (Application 3)..... 135

Application «3»

Transferts thermiques convectifs, 3D avec nanofluide dans un cylindre horizontal

IV.1 INTRODUCTION

L'objectif de cette partie consiste à déterminer l'effet de trois champs magnétiques externes différents (B_r , B_θ , B_z) appliqués respectivement dans les trois directions (r , θ , z), sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie par convection mixte laminaire tridimensionnelle d'un nanofluide Al_2O_3 -eau dans un cylindre horizontal. La paroi latérale du cylindre est sous l'effet d'un champ thermique uniforme, q'' . Un courant pénètre dans le cylindre à une température constante relativement faible, T_0 et une vitesse uniforme, v_0 . (Voir figure II.7, chapitre II).

Le logiciel Ansys-Fluent a été utilisé pour résoudre le système d'équations (II. 46 à II. 50), avec les conditions aux limites appropriées. Nous présentons l'effet du maillage sur la solution numérique et la validation de notre code de calcul, afin de vérifier l'exactitude des résultats numériques obtenus avec des résultats trouvés dans la littérature. Les résultats en termes de vecteurs de vitesses, d'isothermes, de profils de vitesse, de température, de génération d'entropie locale, des coefficients de transfert de chaleur et de frottement, de nombre de Nusselt moyen et de génération d'entropie totale sont présentés sous forme graphique pour différentes valeurs des nombres de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique des nanoparticules et de la direction du champ magnétique.

IV.2 PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES

En se référant à la figure (II. 7), les effets étudiés pour les paramètres donnés sont comme suit : la fraction volumique du solide ($\phi = 0, 0,03, 0,05, 0,07, 0,1$), le nombre de Richardson ($Ri = 0.5, 1, 2$), le nombre de Hartmann ($Ha = 0, 10, 20$) et la direction du champ magnétique (B_r, B_θ, B_z). Le nombre de Reynolds a été fixé à $Re = 320$, la température du fluide d'entrée est $T_0 = 289$ K la longueur du cylindre est $L = 1$ m et le diamètre du cylindre est $r = 0.1$ m. Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules sont illustrées dans le tableau IV. 1 à une température de référence $T=25^\circ C$, Abu-Nada et al. (2008).

Tableau (IV. 1) : Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules à 25°C, **Abu-Nada et al., 2008.**

	ρ (kg.m^{-3})	C_p ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	k ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	$\beta \times 10^{-5}$ (K^{-1})	σ (S/m)
Eau pure	997,1	4179	0,613	21	5×10^{-2}
Aluminium (Al_2O_3)	3970	765	40	0,85	1×10^{-10}

IV.3 EFFET DU MAILLAGE

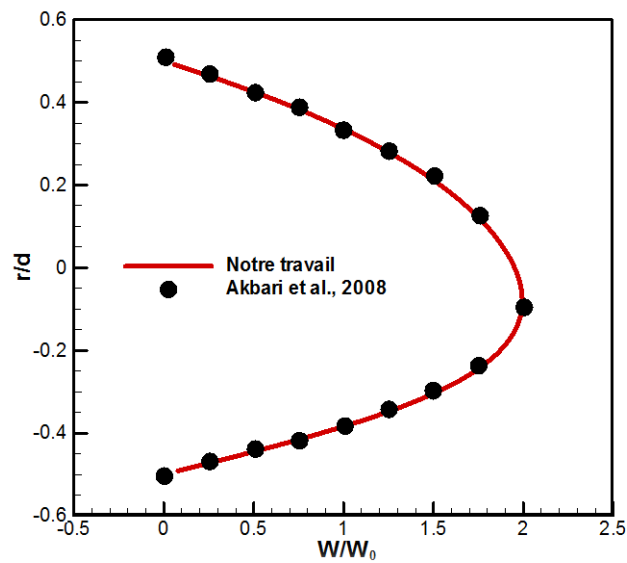
Pour examiner l'indépendance du maillage sur la solution numérique, quatre maillages uniformes ont été considérés dans cette application: 100x40x20, 120x40x20, 100x50x20 et 100x40x30 nœuds, pour $Ha = 0$, $\phi = 0,05$, $Re = 320$ et $Ri = 1$. Les résultats de la variation du maillage sont présentés dans le tableau (IV.2). On constate que l'augmentation du nombre de nœuds ne change pas de manière significative le nombre de Nusselt moyen. Le maillage sélectionné pour tout le calcul est constitué de 100x40x20 nœuds, respectivement dans les directions axiale, radiale et circonférentielle.

Tableau (IV. 2) : Étude de l'indépendance du maillage pour un nanofluide Al_2O_3 -eau, avec $Ha = 0$, $\phi = 0.05$, $Re = 320$ et $Ri = 1$ (Application 3).

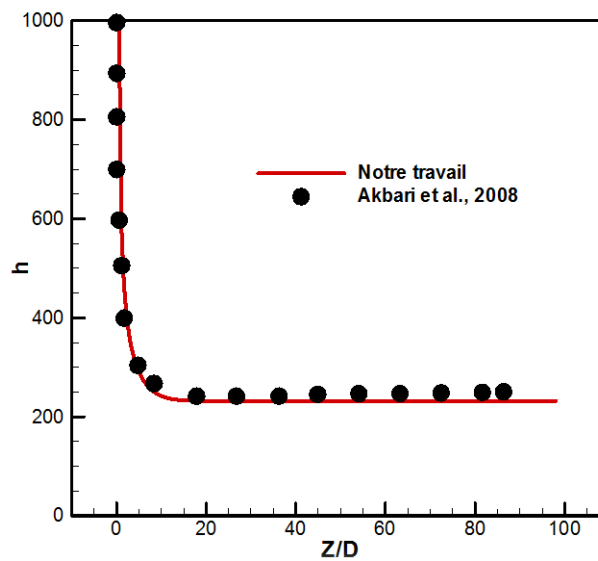
Maillage (nœuds)	100x40x20	120x40x20	100x50x20	100x40x30
\overline{Nu}	7.9591	7.9579	7.9568	7.9570

IV.4 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

Afin de vérifier l'exactitude de nos résultats numériques, le code de calcul Ansys-Fluent 14 a été validé avec les résultats numériques d'**Akbari et al. (2008)**, qui ont étudié la convection mixte laminaire du nanofluide Al_2O_3 -eau dans un tube horizontal incliné. La comparaison concerne les profils de vitesse et le coefficient d'échange de chaleur h , à $Re = 300$, $Gr = 5 \times 10^4$ et $\phi = 0.02$ (figure IV. 1). D'après cette figure, il est clair que nos résultats numériques sont en bon accord avec ceux obtenus par d'**Akbari et al. (2008)**.



(a)



(b)

Figure (IV. 1) : Comparaison entre nos résultats numériques et ceux d'**Akbari et al. (2008)**, (a) Profil de vitesse u et (b) Profil du coefficient de transfert de chaleur convectif, pour $Re = 300$ et $Gr = 5 \times 10^4$ et $\phi = 0.02$.

IV.5 RESULTATS ET DISCUSSION

Dans le but d'étudier la convection mixte dans un cylindre horizontal avec nanofluide Al_2O_3 -eau, une simulation numérique a été effectuée pour une large gamme

de nombres de Richardson ($Ri = 0,5$ à 2), de Hartmann ($Ha = 0$ à 20), de la fraction volumique des nanoparticules ($\phi = 0$ à $0,1$) et la direction du champ magnétique (B_r , B_θ ou B_z) sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie.

IV.5.1 Effets de Ri , Ha et B sur les vecteurs de vitesse

La figure (IV. 2) montre les vecteurs de vitesse pour divers Ri , Ha et B , à $\phi = 0,05$. On constate que, pour toutes les configurations envisagées, les vecteurs de vitesse sont symétriques par rapport à la ligne médiane verticale du cylindre, montrent que l'effet de l'écoulement de la convection naturelle domine. Le fluide descend dans le milieu froid du cylindre et monte près de la paroi latérale chaude ; qui forme deux cellules contrarotatives à l'intérieur du cylindre. Un mouvement qui permet d'en déduire l'existence d'écoulements secondaires dans une section droite, qui se manifestent par deux rouleaux convectifs. A mesure que la valeur du nombre de Richardson augmente, les deux cellules tournantes en sens inverse changent et leurs intensités augmentent en raison de l'augmentation des forces de flottabilité. En outre, l'application d'un champ magnétique externe amortit le mouvement convectif du fluide à l'intérieur du cylindre. Lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction de l'écoulement, les vecteurs de vitesse diminuent. Cependant, l'influence de la direction circonférentielle du champ magnétique sur les configurations est faible.

IV.5.2 Effets de Ri , Ha et B sur les champs thermiques

La figure (IV. 3) montre les champs thermiques pour divers Ri , Ha et B , à $\phi = 0,05$. Il est clair que, pour toutes les configurations envisagées, l'écoulement est symétrique à l'intérieur du cylindre, ceci est principalement dû à la symétrie de la géométrie et aux conditions aux limites.

Avec l'augmentation du nombre de Richardson, les cellules circulatoires sont poussées vers le bas et deviennent plus grandes, en raison de l'augmentation des gradients de température.

Lorsque le nombre de Hartmann est augmenté de $Ha = 10$ à $Ha = 20$, les cellules circulatoires sont plus proches et poussent vers le centre du cylindre, ce qui indique la convection supprimée en raison de l'effet de la force magnétique.

Pour un nombre de Hartmann constant, la direction circonférentielle du champ magnétique, par rapport à la direction radiale, diminue l'inertie de l'écoulement et donc la cellule circulatoire monte.

IV.5.3 Effets de ϕ , Ha et B sur les profils de la vitesse axiale

Les figures (IV. 4 a-c) représentent les variations des profils de vitesse axiale adimensionnelle pour divers ϕ , Ha et B. Sur la figure (IV. 4 a), nous présentons la variation de la vitesse axiale pour différentes fractions volumiques du solide, à B_r , $Ri = 1$ et $Ha = 10$. Nous pouvons voir que la fraction volumique du solide n'a pas beaucoup d'effet sur les profils de vitesse magnétohydrodynamique. Une vue rapprochée montre que lorsque la fraction volumique augmente, l'amplitude absolue de la vitesse diminue. Une telle réduction des grandeurs de vitesse peut être attribuée au fait que l'ajout des nanoparticules à l'eau augmente la viscosité du fluide.

La figure (IV. 4 b) montre la variation de la vitesse axiale pour différents nombres de Hartmann, à B_r , $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$. Une conclusion évidente qu'on peut tirer de cette figure est que l'application d'un champ magnétique exerce une force du type résistif (force de Lorentz) sur le champ de vitesses; par conséquent, lorsque le nombre de Hartmann augmente, la force retardatrice augmente également et, de manière non surprenante, les vitesses diminuent. Les profils de vitesse sont plats à des valeurs élevées du nombre de Hartmann.

La figure (IV. 4 c) illustre l'effet des champs magnétiques axial (B_z), radial (B_r) et circonférentiel (B_θ) sur les profils de la vitesse axiale, à $\phi = 0.05$, $Ri = 1$ et $Ha = 10$. L'effet de la direction du champ magnétique est tout à fait apparent pour les variations de vitesses. La vitesse axiale est plus efficacement réduite, entre les deux parois latérales, par les champs magnétiques radial et circonférentiel que par le champ magnétique axial. Le profil de vitesse est plat à la direction radiale. Il n'ya pas de différence dans les ordres de grandeurs pour $Ha = 10$ (B_z) et $Ha = 0$.

IV.5.4 Effets de ϕ , Ri, Ha et B sur les profils de la température

Les figures (IV. 5 a-d) représentent les distributions de la température le long de la ligne axiale du cylindre pour divers ϕ , Ri, Ha et B. La figure (IV. 5 a) indique la variation de la température pour différentes fractions volumiques du solide, à B_r , $Ri = 1$ et $Ha = 10$. Il est clair que l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules augmente la température du nanofluide, puisque l'addition de nanoparticules améliore la conductivité thermique effective au sein du fluide.

La figure (IV. 5 b) présente la variation de la température pour différents nombres de Richardson, à B_r , $Ha = 10$ et $\phi = 0,05$. On peut voir sur cette figure que la

température augmente à mesure que le nombre de Richardson augmente. Ceci est dû au fait que l'augmentation du nombre de Richardson apporte une amélioration de l'effet de la convection naturelle dans le cylindre. Il est à noter que l'amélioration maximale est à $Ri = 2$.

La figure (IV. 5 c) montre la variation de la température pour différents nombres de Hartmann, à B_r , $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$. Le comportement des profils de température indique que l'effet du champ magnétique réduit la température du nanofluide.

La figure (IV. 5 d) illustre l'effet des champs magnétiques axial (B_z), radial (B_r) et circonférentiel (B_θ) sur les profils de température, à $\phi = 0,05$, $Ri = 1$ et $Ha = 10$. La direction du champ magnétique a une influence significative sur les distributions de température. On peut constater qu'un champ magnétique axial est plus efficace qu'un champ magnétique radial, et ce dernier, donne des valeurs importantes qu'un champ magnétique appliqué suivant la direction circonférentielle. Il n'ya pas de différence dans les ordres de grandeurs pour $Ha = 10$ (B_z) et $Ha = 0$.

On constate que, pour toutes les configurations, la température augmente tout au long de la longueur du cylindre, et cette augmentation commence à partir de la station $z = 0,2$ m jusqu'à la sortie du cylindre.

IV.5.5 Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le coefficient du transfert de chaleur

Les figures (IV. 6 a-d) représentent les profils axiaux du coefficient du transfert de chaleur pour divers ϕ , Ri , Ha et B . La figure (IV. 6 a) indique la variation du coefficient de transfert de chaleur pour différentes fractions volumiques du solide, à B_r , $Ri = 1$ et $Ha = 10$. Il est attendu que l'addition de nanoparticules au fluide de base conduit à une conductivité thermique plus élevée et, par conséquent, un coefficient de transfert de chaleur amélioré.

La figure (IV. 6 b) présente la variation du coefficient de transfert de chaleur pour différents nombres de Richardson, à B_r , $Ha = 10$ et $\phi = 0,05$. Il est clair que l'augmentation du nombre de Richardson augmente les forces de flottabilité et entraîne une amélioration du coefficient du transfert de chaleur.

La figure (IV. 6 c) montre la variation du coefficient de transfert de chaleur pour différents nombres de Hartmann, à B_r , $Ri = 1$ et $\phi = 0,05$. Comme prévu, l'augmentation de l'intensité du champ magnétique réduit le coefficient du transfert de chaleur.

La figure (IV. 6 d) illustre l'effet des champs magnétiques axial (B_z), radial (B_r) et circonférentiel (B_θ) sur les profils du coefficient de transfert de chaleur, à $\phi = 0,05$, $Ri = 1$ et $Ha = 10$. Le coefficient de transfert de chaleur est plus important pour un champ magnétique circonférentiel que des champs magnétiques axial et radial. Il n'ya pas de différence dans les ordres de grandeurs pour B_z et B_r .

IV.5.6 Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le nombre de Nusselt moyen

Les figures (IV. 7 a-c) représentent l'effet de différentes directions du champ magnétique sur le nombre de Nusselt moyen. La figure (IV. 7 a) indique la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Hartmann pour différentes directions du champ magnétique, à $Ri = 1$ et $\phi = 0,05$. Lorsque le champ magnétique est appliqué dans les directions, axiale et circonférentielle, le nombre de Nusselt diminue avec l'augmentation du nombre de Hartmann, en raison de l'écoulement amorti dans le cylindre par la force de Lorentz générée par le champ magnétique qui affaiblit la convection, et donc réduit le transfert de chaleur. Par contre, lorsque le champ magnétique est appliqué dans la direction radiale, le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Hartmann. Dans cette direction, la force de Lorentz permet la pénétration du fluide froid dans le cylindre sans recirculation, ce qui améliore le transfert de chaleur.

La figure (IV. 7 b) présente la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de la fraction volumique pour différentes directions du champ magnétique, à $Ri = 1$ et $Ha = 10$. On constate que, pour toutes les directions considérées, le transfert de chaleur augmente en augmentant la fraction volumique des nanoparticules, en raison de l'augmentation de la conductivité thermique du nanofluide, qui est plus importante que l'augmentation de sa viscosité en augmentant la fraction volumique des nanoparticules.

La figure (IV. 7 c) montre la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Richardson pour différentes directions du champ magnétique, à $Ha = 10$ et $\phi = 0,05$. Pour tous les cas examinés, l'augmentation du nombre de Richardson provoque une augmentation de l'intensité de la force de flottabilité et conduit à une accélération du nanofluide, qui s'accompagne d'une amélioration du transfert de chaleur.

Pour ces trois figures, le champ magnétique radial conduit à un meilleur transfert de chaleur, en comparant avec les champs magnétiques axial et circonférentiel.

IV.5.7 Effets de ϕ , Ri, Ha et B sur les profils de la génération d'entropie locale

Les figures (IV. 8 a-d) représentent les profils axiaux de la génération d'entropie locale pour divers ϕ , Ri, Ha et B. La figure (IV. 8 a) indique la variation de la génération d'entropie locale pour différentes fractions volumiques du solide, à B_r , Ri = 1 et Ha = 10. La génération d'entropie locale augmente en augmentant la fraction volumique. Ceci peut s'expliquer par l'augmentation des rapports de la conductivité thermique, de la viscosité et de la conductivité électrique qui apparaissent dans l'expression de la génération d'entropie locale.

La figure (IV. 8 b) présente la variation de la génération d'entropie locale pour différents nombres de Richardson, à B_r , Ha = 10 et $\phi = 0,05$. Nos résultats montrent qu'avec l'augmentation du nombre de Richardson, la génération d'entropie locale augmente en raison de l'augmentation de l'effet de flottabilité.

La figure (IV. 8 c) montre la variation de la génération d'entropie locale pour différents nombres de Hartmann, à B_r , Ri = 1 et $\phi = 0,05$. Lorsque le nombre de Hartmann augmente, la génération d'entropie locale diminue, ce qui est dû à la suppression de la convection et à l'amortissement du mouvement d'écoulement.

La figure (IV. 8 d) illustre l'effet des champs magnétiques axial (B_z), radial (B_r) et circonférentiel (B_θ) sur les profils de la génération d'entropie locale, à $\phi = 0,05$, Ri = 1 et Ha = 10. Le champ magnétique circonférentiel a un rapport de génération d'entropie plus élevé que les champs magnétiques ; axial et radial.

IV.5.8 Effets de ϕ , Ri, Ha et B sur la génération d'entropie totale

Les figures (IV. 9 a-c) représentent l'effet de différentes directions du champ magnétique sur la génération d'entropie totale. La figure (IV. 9 a) indique la variation de la génération d'entropie totale en fonction du nombre de Hartmann pour différentes directions du champ magnétique, à Ri = 1 et $\phi = 0,05$. Comme prévu, l'augmentation du nombre de Hartmann provoque une diminution de la génération d'entropie totale due à l'atténuation de l'intensité du flux, ce qui affaiblit les gradients de vitesse et de température puis tous les facteurs d'irréversibilité.

La figure (IV. 9 b) présente la variation de la génération d'entropie totale en fonction de la fraction volumique pour différentes directions du champ magnétique, à $Ri = 1$ et $Ha = 10$. Il est intéressant de noter que la génération d'entropie totale augmente linéairement avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules. L'augmentation de la fraction volumique augmente la conductivité thermique et la viscosité du nanofluide, ce qui provoque une augmentation du transfert de chaleur et des irréversibilités du frottement du fluide.

La figure (IV. 9 c) montre la variation de la génération d'entropie totale en fonction du nombre de Richardson pour différentes directions du champ magnétique, à $Ha = 10$ et $\phi = 0,05$. L'augmentation du nombre de Richardson intensifie les effets d'inertie et de flottabilité, et augmente les gradients de vitesse et de température, et donc augmente la génération d'entropie totale. En outre, l'augmentation du nombre de Richardson n'a pas d'effet sur la génération d'entropie totale, lorsque le champ magnétique est appliqué suivant la direction circonférentielle.

Pour ces trois figures, le champ magnétique radial conduit à une génération d'entropie minimale, en comparant avec les champs magnétiques axial et circonférentiel.

IV.5.9 Effets de ϕ , Ri , Ha et B sur le coefficient de frottement

Les figures (IV. 10 a-d) représentent les profils axiaux du coefficient du frottement pour divers ϕ , Ri , Ha et B . La figure (IV. 10 a) indique la variation de la température pour différentes fractions volumiques du solide, à B_r , $Ri = 1$ et $Ha = 10$. La dispersion des nanoparticules de l'aluminium dans le fluide de base entraîne une augmentation du coefficient de frottement, cependant, en prenant en considération l'amélioration importante du transfert de chaleur, l'augmentation du coefficient de frottement est pratiquement négligeable.

La figure (IV. 10 b) présente la variation de la température pour différents nombres de Richardson, à B_r , $Ha = 10$ et $\phi = 0,05$. L'augmentation du nombre de Richardson augmente les forces de flottabilité et entraîne une augmentation du coefficient de frottement.

La figure (IV. 10 c) montre la variation de la température pour différents nombres de Hartmann, à B_r , $Ri = 1$ et $\phi = 0,05$. Il a été observé à la figure (IV. 4b) que l'augmentation du nombre de Hartmann conduit à des profils de vitesse plus plats, puisque pour maintenir un écoulement uniforme, la vitesse axiale près de la paroi

devient de plus en plus grande. Cette augmentation engendre des gradients de vitesse plus élevés près de la paroi, ce qui entraîne également une contrainte de cisaillement plus élevée, d'où un coefficient de frottement plus grand.

La figure (IV. 10 d) illustre l'effet des champs magnétiques axial (B_z), radial (B_r) et circonferentiel (B_θ) sur les profils de température, à $\phi = 0,05$, $Ri = 1$ et $Ha = 10$. Le coefficient frottement est plus important pour un champ magnétique circonferentiel que des champs magnétiques axial et radial. Il n'ya qu'une légère différence dans les ordres de grandeur pour B_z et B_r .

L'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules, des nombres de Richardson et Hartmann, n'a pas d'effet significatif sur le coefficient de frottement.

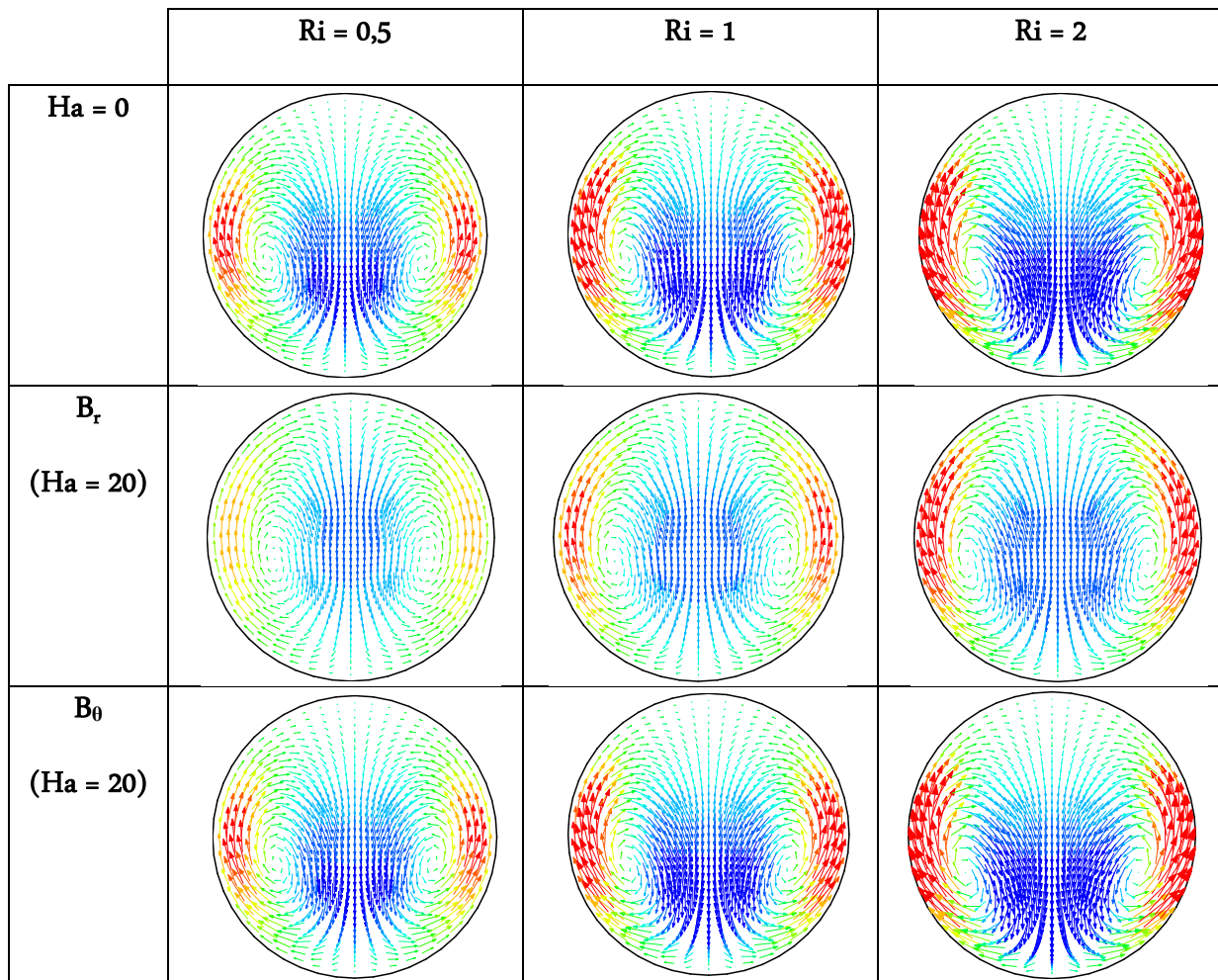


Figure (IV. 2) : Vecteurs de vitesse développés pour différents nombres de Richardson (Ri) et Hartmann (Ha), pour deux directions (B_r , B_θ), à la sortie du cylindre, à $\phi = 0.05$.

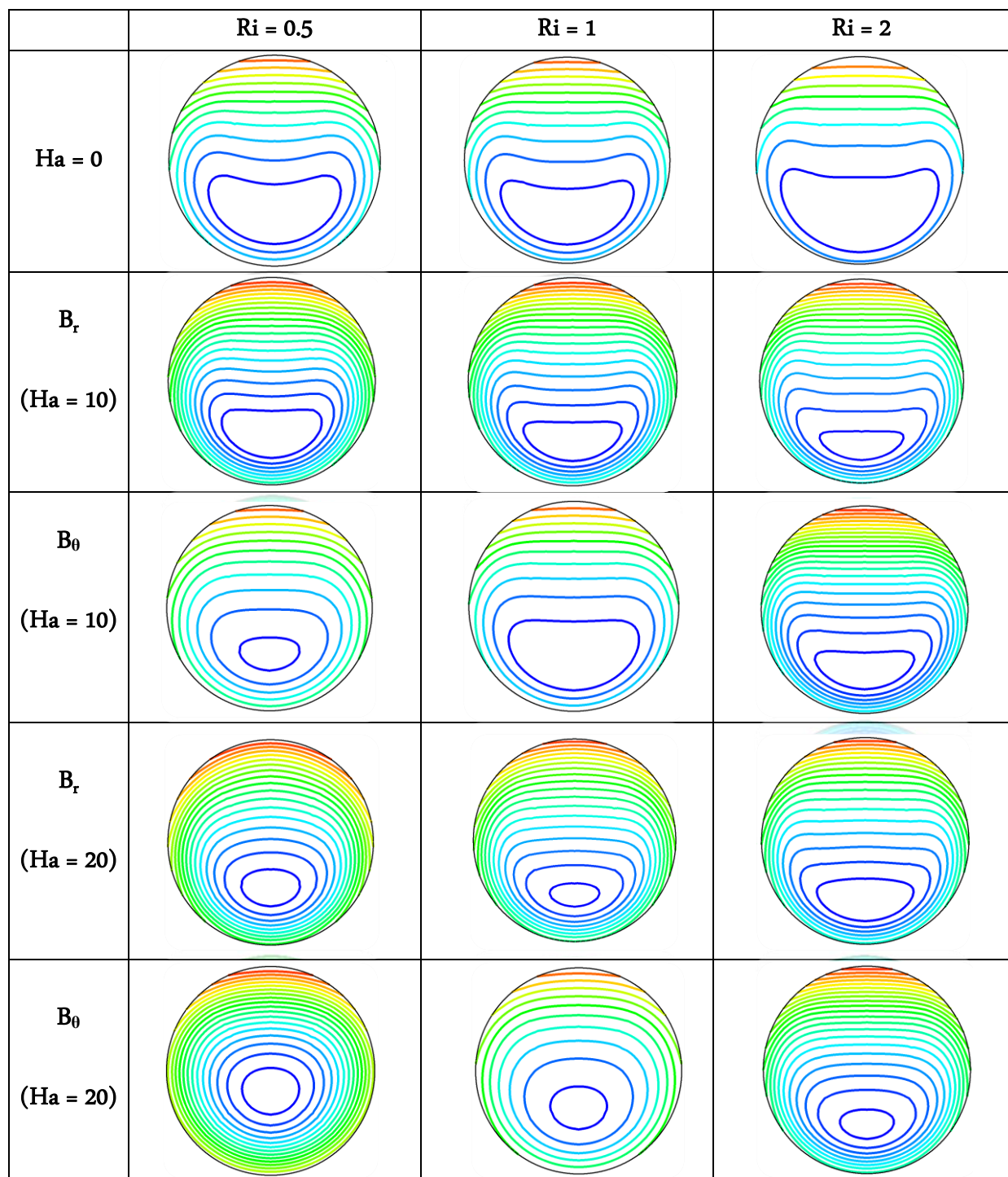
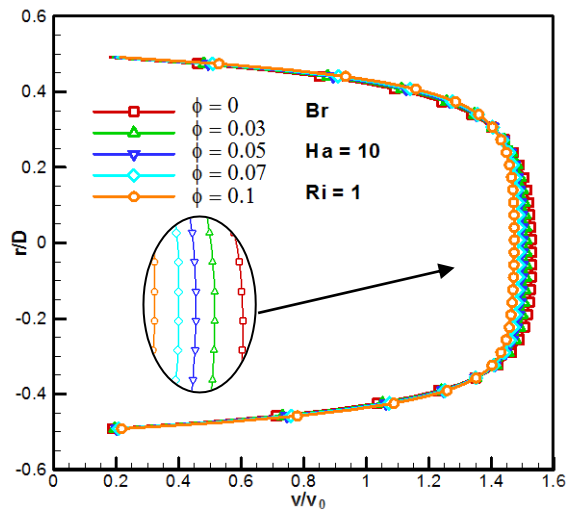
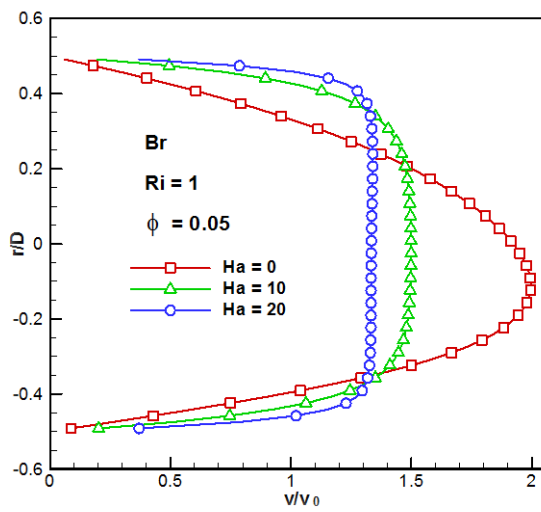


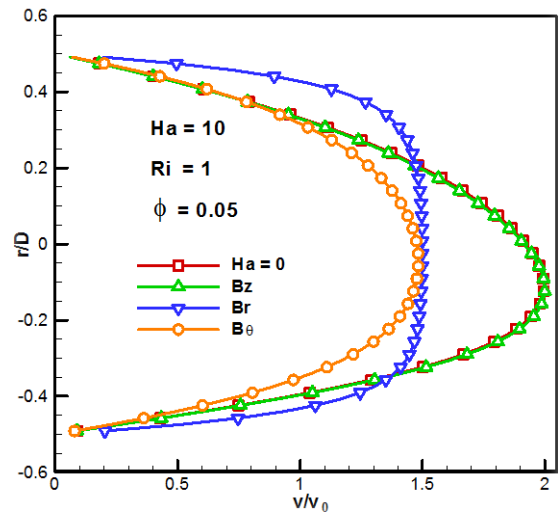
Figure (IV. 3) : Isothermes développés pour différents nombres de Richardson (Ri) et Hartmann (Ha), pour deux directions (B_r , B_θ), à la sortie du cylindre, à $\phi = 0.05$.



(a)



(b)



(c)

Figure (IV. 4) : Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_z , B_θ) sur la vitesse axiale adimensionnelle (v/v_0): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$.

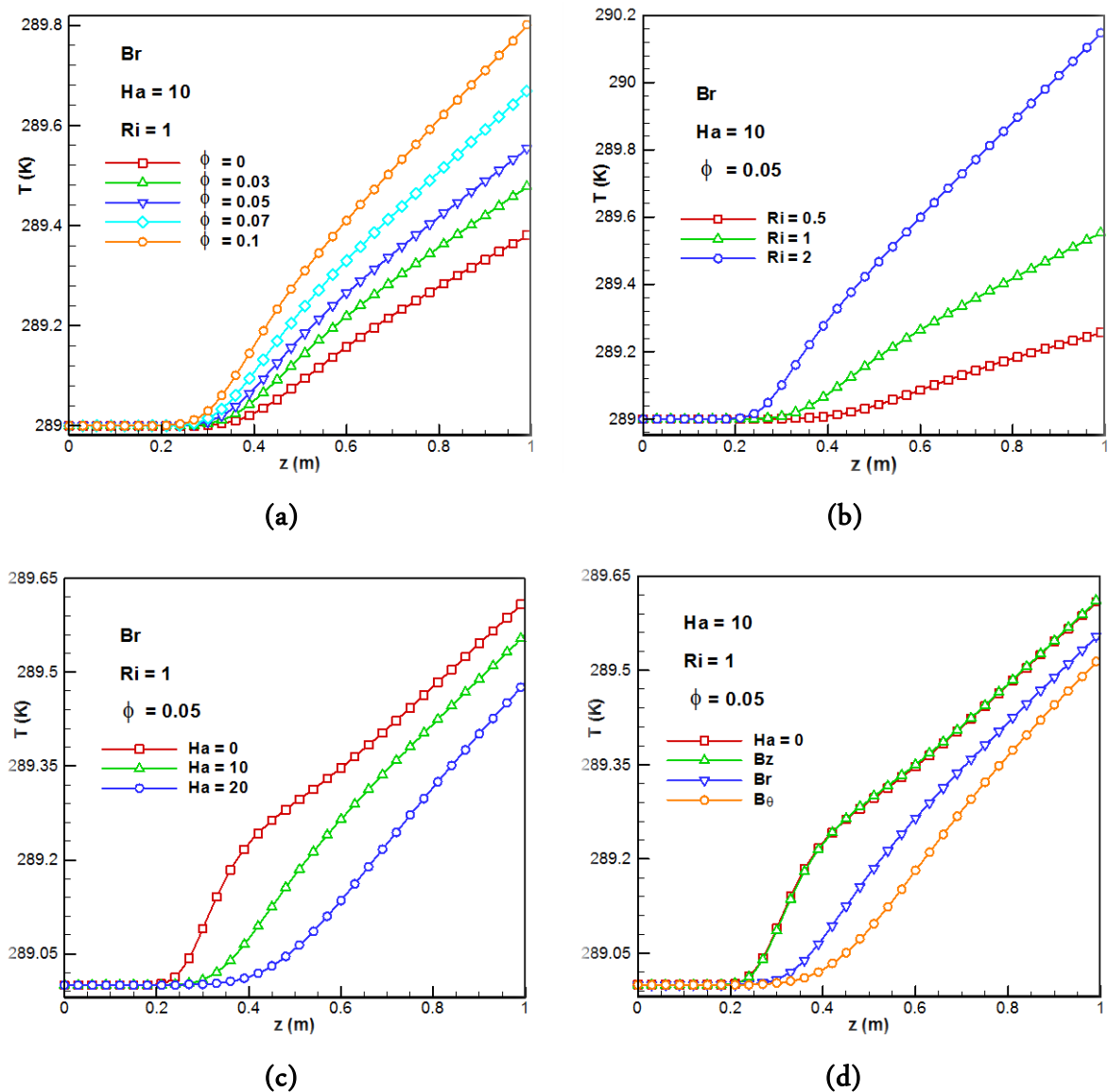


Figure (IV. 5) : Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Richardson (Ri), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r, B_θ, B_z) sur le profil de température le long de la ligne axiale du cylindre (T): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ha = 10$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (d) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$.

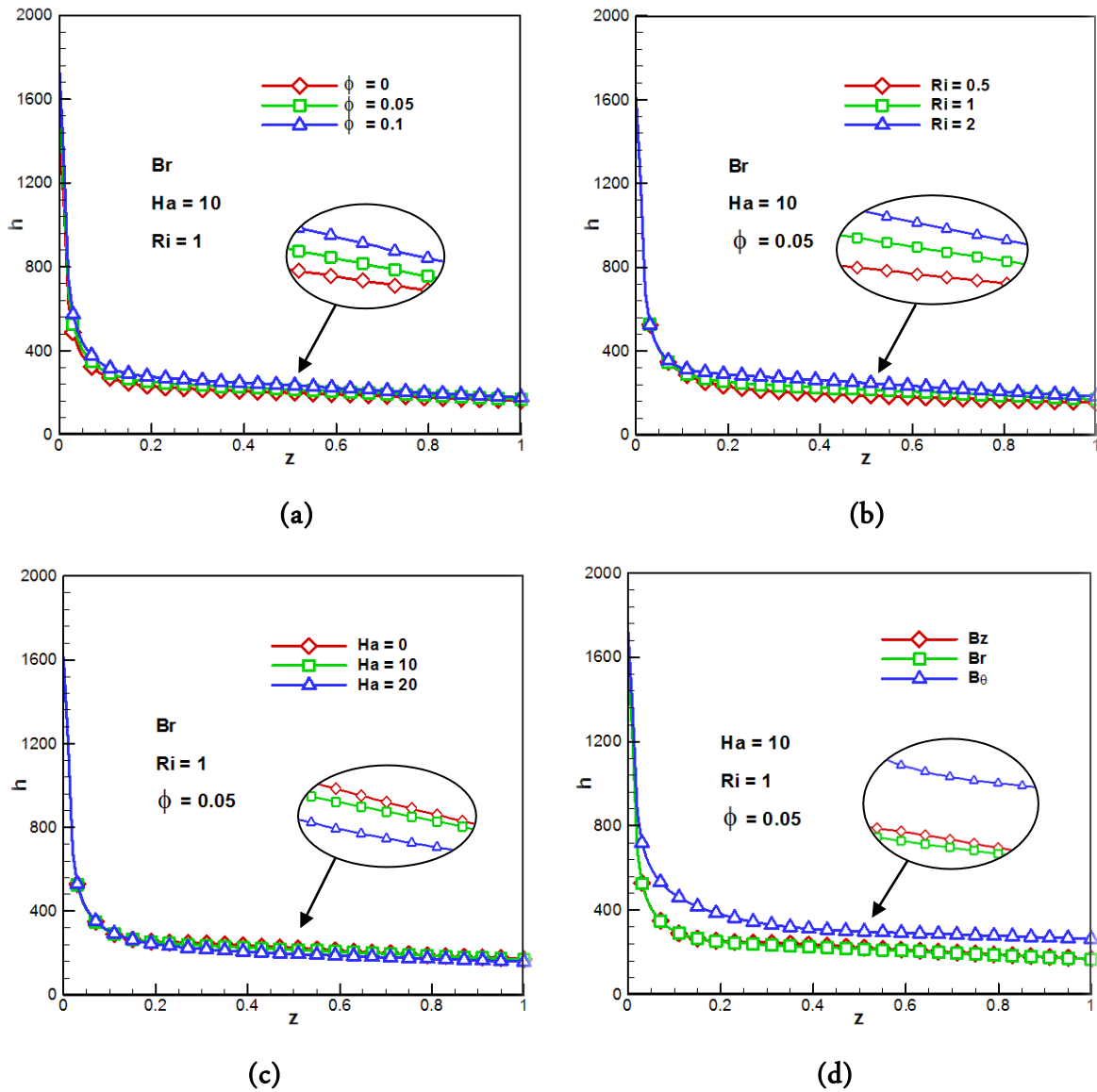


Figure (IV. 6) : Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Richardson (Ri), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_θ , B_z) sur le profil axial du coefficient du transfert de chaleur (h): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ha = 10$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (d) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$.

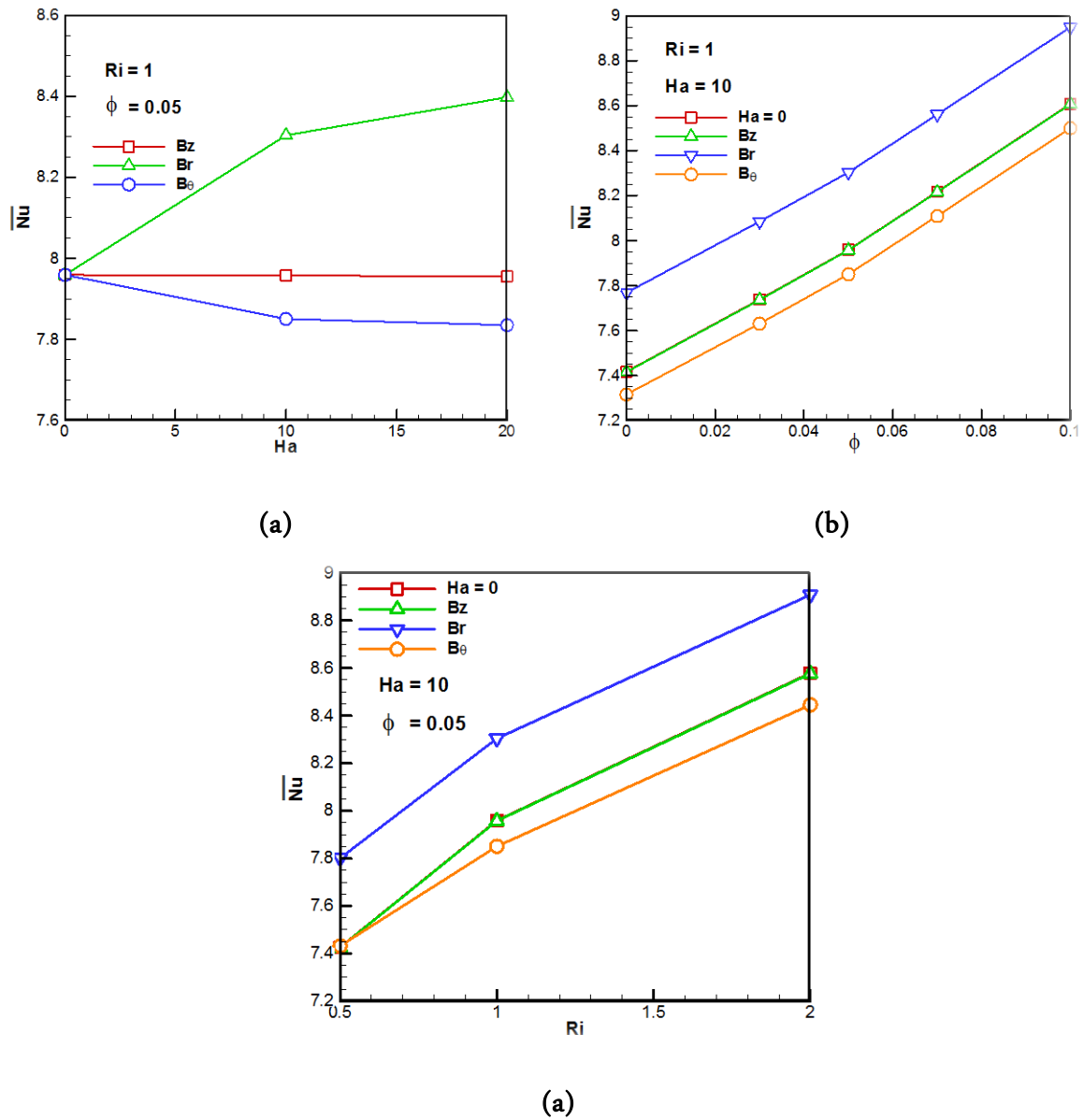


Figure (IV. 7) : Effet de différentes directions du champ magnétique sur le nombre de Nusselt moyen (\overline{Nu}), en fonction de : (a) Ha pour $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$;(b) ϕ pour $Ri = 1$ et $Ha = 10$;(c) Ri pour $Ha = 10$ et $\phi = 0.05$.

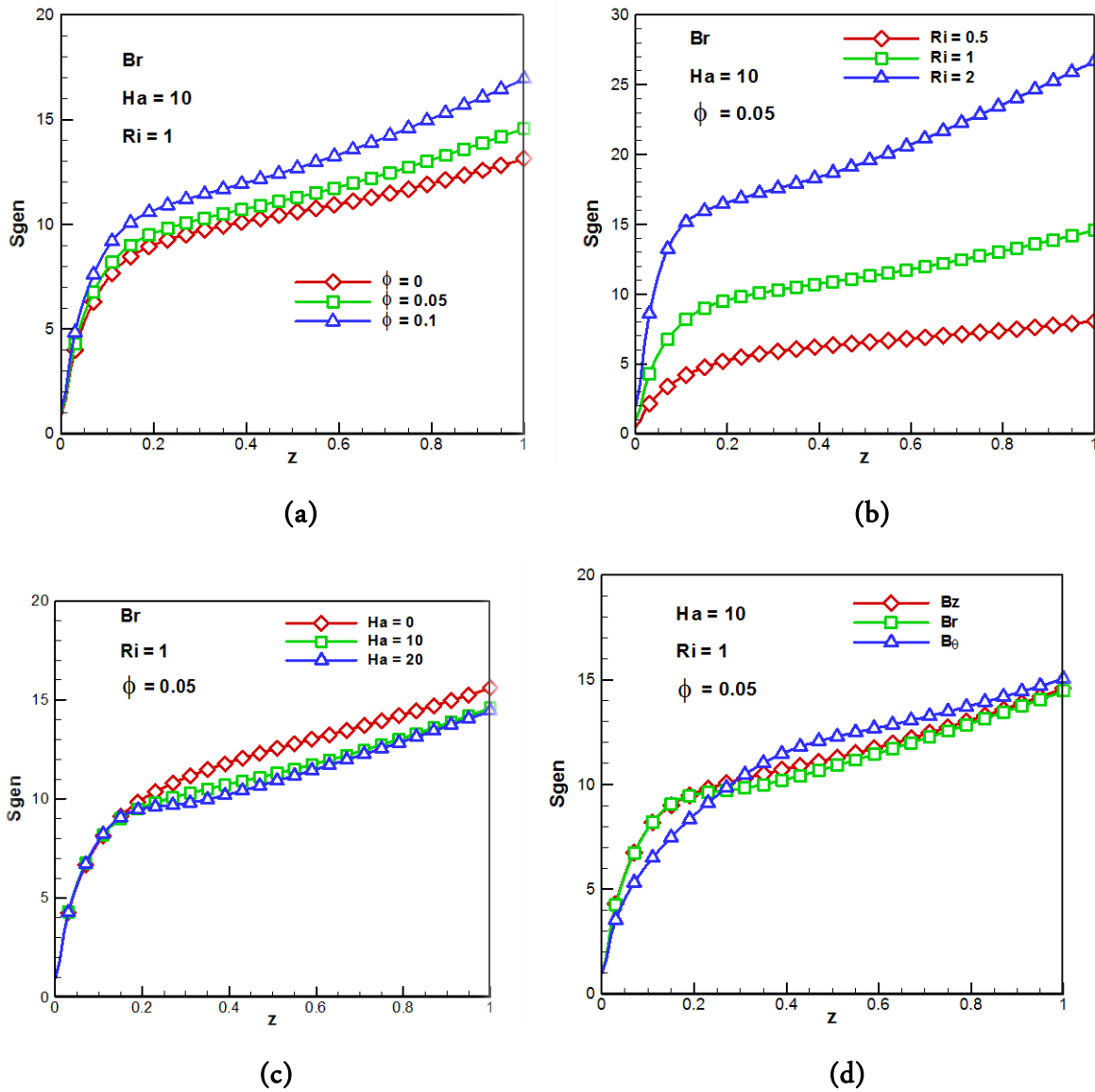


Figure (IV. 8) : Effets de différents fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Richardson (Ri), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_θ , B_z) sur le profil axial de la génération d'entropie locale (S_{gen}): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ha = 10$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (d) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$.

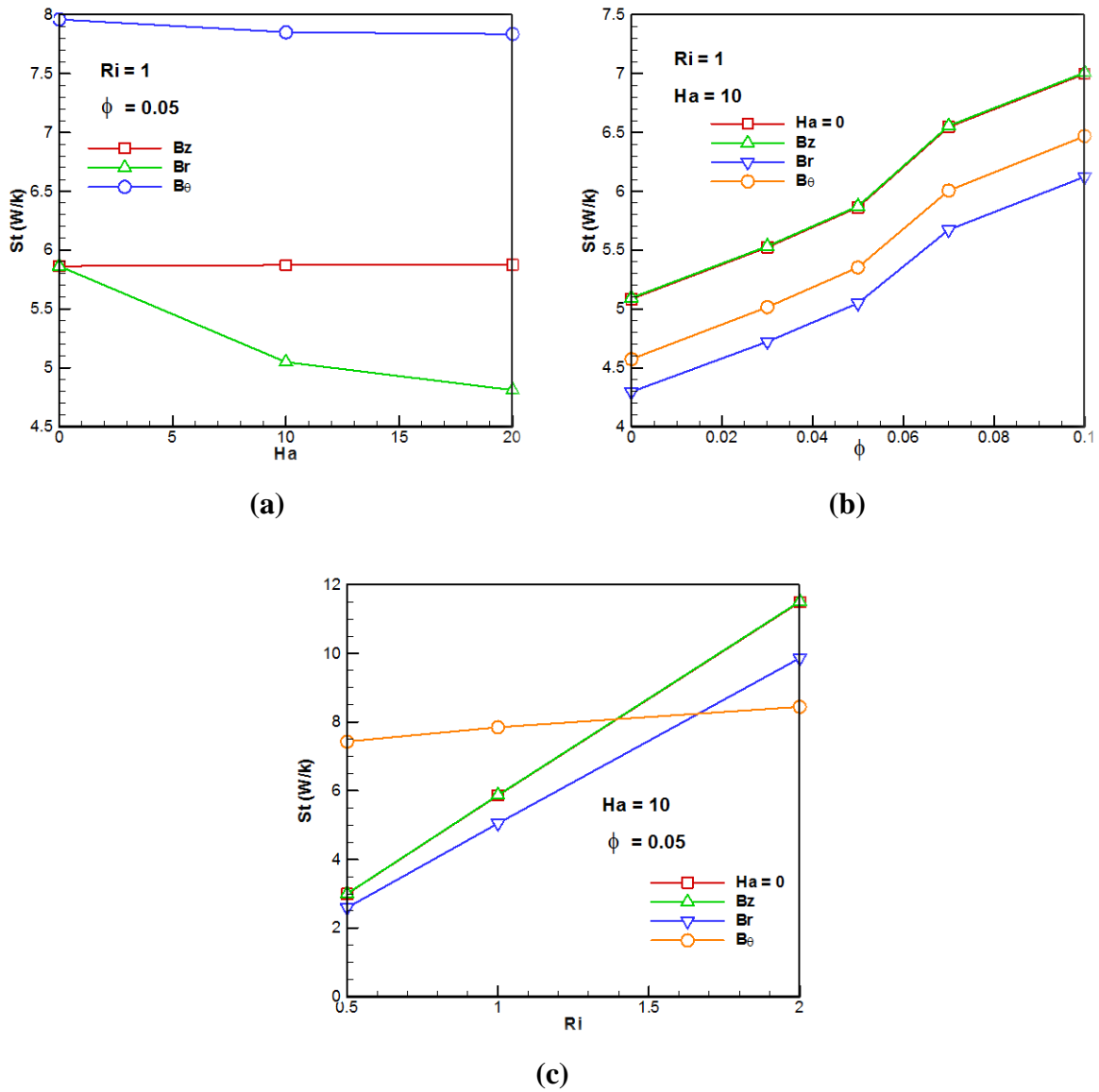


Figure (IV. 9) : Effet de différentes directions du champ magnétique sur la génération d'entropie totale (S_t), en fonction de : (a) Ha pour $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$;(b) ϕ pour $Ri = 1$ et $Ha = 10$;(c) Ri pour $Ha = 10$ et $\phi = 0.05$.

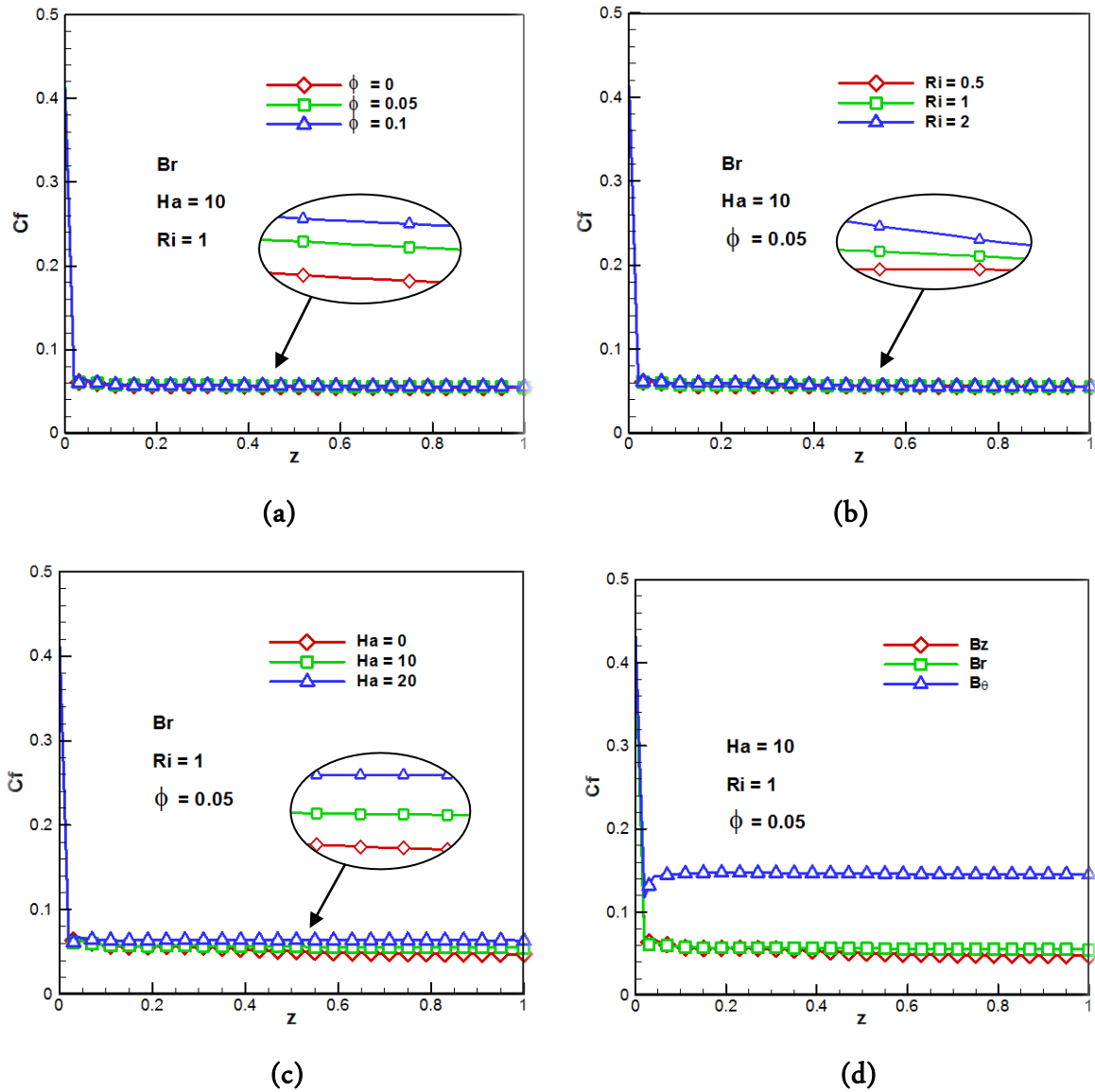


Figure (IV. 10) : Effets de différentes fractions volumiques solides (ϕ), nombre de Richardson (Ri), nombre de Hartmann (Ha) et directions du champ magnétique (B_r , B_θ , B_z) sur le profil axial du coefficient du frottement (C_f): (a) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et B_r ; (b) $Ha = 10$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (c) $Ri = 1$, $\phi = 0.05$ et B_r ; (d) $Ha = 10$, $Ri = 1$ et $\phi = 0.05$.

IV.6 CONCLUSION (Application 3)

Dans cette partie, nous avons étudié numériquement la convection mixte et la génération d'entropie dans un cylindre horizontal rempli de nanofluide Al_2O_3 -eau et soumis à un flux de chaleur à la paroi. Le logiciel Ansys-fluent 14.0 a été validé avec des résultats trouvés dans la littérature. Une bonne concordance a été obtenue. Les effets des nombres de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique solide du nanofluide et la direction du champ magnétique sur le transfert thermique et la génération d'entropie ont été examinés en détail.

Les résultats de la simulation numérique mènent aux conclusions suivantes :

- Pour toutes les directions considérées du champ magnétique, le nombre de Nusselt moyen et la génération d'entropie totale augmentent en augmentant la fraction volumique solide des nanoparticules.
- Une augmentation du nombre de Richardson produit des taux de transfert de chaleur et de génération d'entropie nettement plus élevés.
- Le taux du transfert de chaleur dépend de l'intensité et de la direction du champ magnétique.
- Pour tous les cas étudiés, la génération d'entropie diminue avec l'augmentation du nombre de Hartmann.
- Il n'y a pas de différence dans les ordres de grandeur pour $Ha = 0$ et Bz .
- Le champ magnétique radial conduit à un meilleur transfert de chaleur et une génération d'entropie minimale.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Le travail présenté dans cette thèse a permis d'étudier numériquement le transfert de chaleur par convection et la génération d'entropie d'un fluide en présence des nanoparticules qui ont la particularité d'améliorer les caractéristiques thermiques des fluides.

Dans la première partie (application 1), nous avons étudié numériquement la convection mixte et la génération d'entropie dans un canal vertical à plaques parallèles parcouru par un nanofluide Cu-eau. Le logiciel Ansys-fluent 14.0, basé sur la méthode des volumes finis et l'algorithme SIMPLE, a été utilisé pour résoudre les équations du modèle mathématique. Une bonne concordance a été obtenue avec les résultats trouvés dans la littérature. Les effets des nombres de Reynolds, de Grashof et de la fraction volumique solide du nanofluide sur le transfert thermique et la génération d'entropie ont été examinés en détail.

Les conclusions retenues de cette partie sont résumées comme suit :

- Une augmentation de la fraction volumique solide des nanoparticules améliore le transfert de chaleur.
- Une augmentation des nombres de Reynolds et Grashof produit un taux de transfert de chaleur nettement plus élevé.
- Avec une augmentation des nombres de Reynolds et Grashof et de la fraction volumique solide, le taux de la génération d'entropie diminue.

Dans la seconde partie (application 2), l'effet d'un champ magnétique sur la convection naturelle et la génération d'entropie d'un nanofluide Al_2O_3 -eau entre deux cylindres coaxiaux verticaux a été étudié numériquement. Le code de calcul Fortran, basé sur la méthode des volumes finis et l'algorithme SIMPLER a été utilisé pour résoudre le modèle mathématique. Une bonne concordance a été obtenue avec les résultats trouvés dans la littérature. Les effets des nombres de Rayleigh, de Hartmann, d'angle d'inclinaison et de la fraction volumique solide des nanoparticules sur le transfert thermique et la génération d'entropie ont été examinés en détail.

A l'issue des résultats présentés dans cette partie, nous avons dégagé les conclusions suivantes :

- Les taux du transfert de chaleur et de la génération d'entropie dépendent de l'intensité et de l'orientation du champ magnétique.

- Dans tous les cas, le nombre de Nusselt moyen, la génération d'entropie totale et le nombre de Bejan augmentent en augmentant la fraction volumique solide des nanoparticules.
- Le transfert de chaleur et la génération d'entropie diminuent et le nombre de Bejan augmente en augmentant le nombre de Hartmann.
- Le transfert de chaleur et la génération d'entropie augmentent et le nombre de Bejan diminue en augmentant le nombre de Rayleigh et l'angle d'inclinaison magnétique.

Dans la troisième partie, nous avons étudié numériquement la convection mixte et la génération d'entropie dans un cylindre horizontal rempli de nanofluide Al_2O_3 -eau, soumis à un flux de chaleur à la paroi. Le logiciel Ansys-fluent 14.0 a été utilisé pour résoudre le modèle mathématique. Une bonne concordance a été obtenue avec les résultats trouvés dans la littérature. Les effets des nombres de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique solide du nanofluide et la direction du champ magnétique sur le transfert thermique et la génération d'entropie ont été examinés en détail.

Les conclusions retenues de cette partie sont résumées comme suit :

- Pour toutes les directions considérées du champ magnétique, le nombre de Nusselt moyen et la génération d'entropie totale augmentent en augmentant la fraction volumique solide des nanoparticules.
- Une augmentation du nombre de Richardson produit des taux de transfert de chaleur et de génération d'entropie nettement plus élevés.
- Le taux du transfert de chaleur dépend de l'intensité et de la direction du champ magnétique.
- Pour tous les cas étudiés, la génération d'entropie diminue avec l'augmentation du nombre de Hartmann.
- Le champ magnétique radial conduit à un meilleur transfert de chaleur et une génération d'entropie minimale.

En conclusion nous estimons que la présente étude permettra de donner plus d'éclaircissement pour les futurs travaux traitants le sujet en question.

Perspectives :

Il est souhaitable d'envisager des études de transfert de chaleur en présence des nanofluides dans lequel les effets suivants pourraient être considérés :

- Effet de la forme et de la dimension des nanoparticules.
- Régime turbulent.
- Ecoulement à double phase.

Références

A

- Al-Zamily, A., M., J. (2014)** : Effect of magnetic field on natural convection in a nanofluid-filled semi-circular enclosure with heat flux source, *Computers and Fluids*, vol. 103, pp. 71 - 85.
- Abu-Nada, E., Chamkha, A., J. (2008)**: Mixed convection flow in a lid-driven inclined square enclosure filled with a nanofluid, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, vol. 29, pp. 472 - 482.
- Afrand, M., Rostami, S., Akbari, M., Wongwisesc, S. (2015)** : Effect of induced electric field on magneto-natural convection in a vertical cylindrical annulus filled with liquid potassium, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 90, pp. 418 - 426.
- Afrand, M., Toghraie, D., Karimipoura, A., Wongwisesc, S. (2017)** : A numerical study of natural convection in a vertical annulus filled with gallium in the presence of magnetic field, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 430, pp. 22 - 28.
- Aghaei, A., Khorasanizadeh, H., Sheikhzadeh, G., Abbaszadeh, M. (2015)** : Numerical study of magnetic field on mixed convection and entropy generation of nanofluid in a trapezoidal enclosure, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, in press.
- Akbari, M., Behzadmehr, A., Shahraki, F. (2008)**: Fully developed mixed convection in horizontal and inclined tubes with uniform heat flux using nanofluid, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29, pp. 545-556.
- Aminossadati, S., M., Ghasemi, B. (2009)** : Natural convection cooling of a localised heat source at the bottom of a nanofluid-filled enclosure, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, vol. 28, pp. 630-640.
- Ansys- Fluent (2009)**: User's guide. ANSYS Inc.

B

- Bang, I., C., Chang, S., H. (2005):** Boiling heat transfer performance and phenomena of Al_2O_3 - water nanofluids from a plan surface in a pool, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, pp. 2407-2419.
- Battira, M., Bessaïh, R. (2016) :** Radial and Axial Magnetic Fields Effects on Natural Convection in a Nanofluid-filled Vertical Cylinder, *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 9, pp. 407 - 418.
- Bejan, A. (2004):** Convection Heat Transfer, 3rd Edition, Wiley, New York.
- Ben Mansour, R., Galanis, N., Nguyen, C. T. (2011):** Experimental study of mixed convection with water- Al_2O_3 nanofluid in inclined tube with uniform wall heat flux, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 50, pp. 403 – 410.
- Bensouici, M., Bessaïh, R. (2010) :** Mixed convection in a vertical channel with discrete heat sources using a porous matrix, *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol. 58, pp. 581 – 604.
- Bensouici, M., Bensouici, F., Z. (2017) :** Entropy generation and optimization of laminar forced convection air cooling in a horizontal channel containing heated sources, *Journal of Applied Fluid Mechanics*, vol. 10, pp. 819 - 831.
- Bessaïh, R., Marty, PH., Kadja, M. (2003) :** Hydrodynamics and heat transfer in disk driven rotating flow under axial magnetic field, *International Journal of Transport Phenomena*, vol. 5, pp. 259 – 278.
- Bondareva, N., S., Sheremet, M., A. (2016):** Effect of inclined magnetic field on natural convection melting in a square cavity with a local heat source, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 419, pp. 476 - 484.
- Brinkman, H., C. (1952):** The viscosity of concentrated suspensions and solutions, *Journal of Chemical Physics*, vol. 20, pp. 571.

D

- Desrayaud, G., Lauriat, G. (2009):** Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plate channels, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 48, pp. 2036 - 2045.

F

Fersadou, I., Kahalerras, H., El Ganaoui, M. (2015): MHD mixed convection and entropy generation of a nanofluid in a vertical porous channel, *Computers and Fluids*, vol. 121, pp. 164 – 179.

G

Gambit (2006): User's guide_Fluent Inc.

Gelfgat, A., Y., Bar-Yoseph, P., Z., Solan, A. (2001): Effect of axial magnetic field on three-dimensional instability of natural convection in a vertical Bridgman growth configuration, *Journal of Crystal Growth*, vol. 230, pp. 63 – 72.

H

Hatami, M., Song, D., Jing, D. (2016) : Optimization of a circular-wavy cavity filled by nanofluid under the natural convection heat transfer condition, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 98, pp. 758 – 767.

Hussain, S., Mehmood, K., Sagheer, M. (2016) : MHD mixed convection and entropy generation of water-alumina nanofluid flow in a double lid driven cavity with discrete heating, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 419, pp. 140 – 155.

I

Ismael, M., A., Mansour, M., A., Chamkha, A., J., Rashad, A., M. (2016) : Mixed convection in a nanofluid filled-cavity with partial slip subjected to constant heat flux and inclined magnetic field, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 416, pp. 25 – 36.

J

Jmai, R., Ben-Beya, B., Lili, T. (2013) : Heat transfer and fluid flow of nanofluid-filled enclosure with two partially heated side walls and different nanoparticles, *Superlattices and Microstructures*, vol. 53, pp. 130 – 154.

K

- Kakarantzas, S., C., Grecos, A., P., Sarris, I., E., Vlachos, N., S. (2009)** : Magnetohydrodynamic natural convection in a vertical cylindrical cavity with sinusoidal upper wall temperature, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, pp. 250-259.
- Kakarantzas, S., C., Sarris, I., E., Vlachos, N., S. (2011)** : Natural convection of liquid metal in a vertical annulus with lateral and volumetric heating in the presence of a horizontal magnetic field, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, pp. 3347-3356.
- Kakarantzas, S., C., Benos, L., Th., Sarris, I., E., Knaepen, B., Grecos, A., P., Vlachos, N., S. (2017)** : MHD liquid metal flow and heat transfer between vertical coaxial cylinders under horizontal magnetic field, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 65, pp. 342-351.
- Kasaeipoor, A., Ghasemi, B., Aminossadati, S., M. (2015)** : Convection of Cu-water nanofluid in a vented T-shaped cavity in the presence of magnetic field, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 94, pp. 50-60.
- Kefayati, GH., R. (2013)**: Effect of a magnetic field on natural convection in an open cavity subjugated to water/alumina nanofluid using Lattice Boltzmann method, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 40, pp. 67 – 77.
- Khorasanizadeh, H., Nikfar, M., Amani, J. (2013)**: Entropy generation of Cu-water nanofluid mixed convection in a cavity, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, vol. 37, pp. 143 – 152.
- Kumar, R., Kalam M., A. (1991)**: Laminar Thermal Convection Between Vertical Coaxial Isothermal Cylinders, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34, pp. 513-524.

L

- Li, B., Zhang, W., Zhu, L., Lin, Y., Bai, B. (2017)**: Effects of nanoparticle migration on non-Newtonian nanofluids in a channel with multiple heating and cooling regions, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 107, pp. 836 – 845.

M

- Mahian, O., Pop, I., Sahin, A., Z., Oztop, H., F., Wongwises, S. (2013):** Irreversibility analysis of a vertical annulus using TiO_2 /water nanofluid with MHD flow effects, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 64, pp. 671 – 679.
- Mahian, O., Kianifar, A., Kleinstreuer, C., Al-Nimr, M., A., Pop, I., Sahin, A., Z., Wongwises, S. (2013):** A review of entropy generation in nanofluid flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 65, pp. 514 – 532.
- Mahmoudi, A., H., Pop, I., Shahi, M., Talebi, F. (2013):** MHD natural convection and entropy generation in a trapezoidal enclosure using Cu–water nanofluid, *Computers and Fluids*, vol. 72, pp. 46 – 62.
- Malvandi, A., Moshizi, S., A., Ganji, D., D. (2014) :** Effect of magnetic fields on heat convection inside a concentric annulus filled with Al_2O_3 –water nanofluid, *Advanced Powder Technology*, vol. 25, pp. 1817 – 1824.
- Mamourian, M., Shirvan, K., M., Pop, I. (2016) :** Sensitivity analysis for MHD effects and inclination angles on natural convection heat transfer and entropy generation of Al_2O_3 -water nanofluid in square cavity by Response Surface Methodology, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 79, pp. 46 – 57.
- Matin, M., H., Vaziri, S. (2016) :** Natural convection of Al_2O_3 -Water nanofluid inside a vertical circular enclosure exposed to a non-uniform heat flux, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 76, pp. 337 – 347.
- Maxwell, J., C. (1873):** A Treatise on Electricity and Magnetism, *Oxford University, Cambridge, UK*, vol. 2, pp. 54.
- Mebarek-oudina, F., Bessaïh, R. (2014) :** Numerical modeling of MHD stability in a cylindrical configuration, *Journal of the Franklin Institute*, vol. 351, pp. 667 – 681.
- Mehrez, Z., Bouterra, M., El cfsi, A., Belghith, A. (2013):** Heat transfer and entropy generation analysis of nanofluids flow in an open cavity, *Computers and Fluids*, vol. 88, pp. 363 – 373.
- Mehrez, Z., El Cfsi, A., Belghith, A., Quéré, P., L. (2014):** MHD effects on heat transfer and entropy generation of nanofluid flow in an open cavity, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 374, pp. 214 – 224.

Mehrez, Z., El Cafsi, A., Belghith, A., Quéré, P., L. (2015): The entropy generation analysis in the mixed convective assisting flow of Cu-water nanofluid in an inclined open cavity, *Advanced Powder Technology*, vol. 26, pp. 1442 – 1451.

Mojumder, S., Rabbi, K., M., Saha, S., Hasan, M., Saha, S., C. (2016): Magnetic field effect on natural convection and entropy generation in a half-moon shaped cavity with semi-circular bottom heater having different ferrofluid inside, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 407, pp. 412 – 424.

Moumni, H., Welhezi, H., Djebali, R., Sediki, E. (2015): Accurate finite volume investigation of nanofluid mixed convection in two-sided lid driven cavity including discrete heat sources, *Applied Mathematical Modelling*, vol. 39, pp. 4164 – 4179.

N

Nayak, R., K., Bhattacharyya, S., Pop, I. (2015): Numerical study on mixed convection and entropy generation of Cu-water nanofluid in a differentially heated skewed enclosure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 85, pp. 620 – 634.

P

Patankar, S. (1980): Numerical heat transfer and fluid flow, MC *Graw-Hill*, New York.

R

Rabhi, R., Amami, B., Dhahri, H., Mhimid, A. (2016) : Entropy generation for an axisymmetric MHD flow under thermal non-equilibrium in porous micro duct using a Modified Lattice Boltzmann Method, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 419, pp. 521 – 532.

Rahman, M., M., Alim, M., A., Sarker, M., M., A. (2010) : Numerical study on the conjugate effect of joule heating and magneto-hydrodynamics mixed convection in an obstructed lid-driven square cavity, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 37, pp. 524 – 534.

Rashidi, M., M., Nasiri, M., Khezerloo, M., Laraq, N., (2016) : Numerical investigation of magnetic field effect on mixed convection heat transfer of nanofluid in a channel with sinusoidal walls, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 401, pp. 159 – 168.

Ravnik, J., Škerget, L. (2015) : A numerical study of nanofluid natural convection in a cubic enclosure with a circular and an ellipsoidal cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 89, pp. 596 – 605.

Raza, J., Rohni, A., M., Omar, Z. (2016) : MHD flow and heat transfer of Cu–water nanofluid in a semi porous channel with stretching walls, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 103, pp. 336 – 340.

S

Salari, M., Tabar, M., M., Tabar, A., M., Danesh, H., A. (2012): Mixed convection of nanofluid flows in a square lid-driven cavity heated partially from both the bottom and side walls, *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol. 62, pp. 158 – 177.

Sankar, M., Venkatachalappa, M., Shivakumara, I., S. (2006) : Effect of magnetic field on natural convection in a vertical cylindrical annulus, *International Journal of Engineering Science*, vol. 44, pp. 1556 – 1570.

Sankar, M., Do, Y. (2010) : Numerical simulation of free convection heat transfer in a vertical annular cavity with discrete heating, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 37, pp. 600 – 606.

Sankar, M., Venkatachalappa, M., Do, Y. (2011) : Effect of magnetic field on the buoyancy and thermocapillary driven convection of an electrically conducting fluid in an annular enclosure, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 32, pp. 402 – 412.

Sankar, M., Park, Y., Lopez, J., M., Do, Y. (2011) : Numerical study of natural convection in a vertical porous annulus with discrete heating, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, pp. 1493 – 1505.

Sankar, M., Kim, B., Lopez, J., M., Do, Y. (2012) : Thermosolutal convection from a discrete heat and solute source in a vertical porous annulus, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, pp. 4116 – 4128.

Selimefendigil, F., Oztop, H., F. (2015): Influence of inclination angle of magnetic field on mixed convection of nanofluid flow over a backward facing step and entropy generation, *Advanced Powder Technology*, vol. 26, pp. 1663 – 1675.

Selimefendigil, F., Oztop, H., F. (2017): Conjugate natural convection in a nanofluid filled partitioned horizontal annulus formed by two isothermal cylinder surfaces under magnetic field, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 108, pp. 156 – 171.

Sheikholeslami, M., Gorji-Bandpy, M., Ganji, D., D., Rana, P., Soleimani, S. (2014) : Magnetohydrodynamic free convection of Al_2O_3 -water nanofluid considering Thermophoresis and Brownian motion effects, *Computers and Fluids*, vol. 94, pp. 147 – 160.

Sheikholeslami, M., Rokni, H., B. (2017) : Simulation of nanofluid heat transfer in presence of magnetic field: A review, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 115, pp. 1203 - 1233.

Sheremet, M., A., Pop, I. (2015) : Free convection in a porous horizontal cylindrical annulus with a nanofluid using Buongiorno's model, *Computers and Fluids*, vol. 118, pp. 182 - 190.

Soufi, E., H., (2013): Application des nanofluides pour le refroidissement : étude d'un cas d'une géométrie simple, *Thèse de Master en Génie Chimique*, Université Kasdi Merbah d'Ouargla.

Sundar, L., S., Otero-Irurueta, G., Singh, M., K., Sousa, A., C., M. (2016) : Heat transfer and friction factor of multi-walled carbon nanotubes– Fe_3O_4 nanocomposite nanofluids flow in a tube with/without longitudinal strip inserts, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 100, pp. 691 - 703.

V

Venkatachalappa, M., Do, Y., Sankar, M. (2011) : Effect of magnetic field on the heat and mass transfer in a vertical annulus, *International Journal of Engineering Science*, vol. 49, pp. 262 - 278.

W

Wrobel, W., Fornalik-Wajs, E., Szmyd, J., S. (2010) : Experimental and numerical analysis of thermo-magnetic convection in a vertical annular enclosure, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 31, pp. 1019 - 1031.

Y

Yu, P., X., Qiu, J., X., Qin, Q., Tian, Z., F. (2013): Numerical investigation of natural convection in a rectangular cavity under different directions of uniform magnetic field, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 67, pp. 1131 - 1144.

Liste des publications et communications internationales

- 1) **Belahmadi, E., Bessaïh, R., (2018):** Entropy generation analysis of nanofluid natural convection in coaxial cylinders subjected to magnetic field, *Thermal Science*, (in press).
- 2) **Belahmadi, E., Bessaïh, R., (2018):** Heat transfer and entropy generation analysis of Cu-water nanofluid in a vertical channel, *World Journal of Engineering*, (in press).
- 3) **E. Belahmadi** et R. Bessaïh, Etude numérique de la convection mixte dans un canal vertical rempli d'un nanofluide, *Troisième Conférence Internationale sur l'énergie, les matériaux, l'énergétique Appliquée et la Pollution (CIEMEAP'16)* , Constantine-Algérie, 30-31 Octobre 2016, **ISBN 978-9931-9229-2-6**.
- 4) **E. Belahmadi** et R. Bessaïh, Effect of magnetic fields on natural convection and entropy generation inside a vertical coaxial cylinders filled with Al_2O_3 -water nanofluid, *1th International Conference on Energy and Thermal Engineering (ICTE'17)*, Istanbul-Turkey, 25-28 April 2017, **ISBN 978-605-9546-04-1**.