



DOCTORAL THESIS

3rd Cycle Doctoral (D-LMD)

Presented by

Kamel ZITOUNI

With a view to obtaining the doctoral diploma in 3rd Cycle Doctoral (D-LMD)

Branch: Mechanical Engineering

Specialty: Energetics

Topic

Thermal and dynamic study of a ferrofluid in an open flow

Supported, on 29/11/ 2020, before the jury composed of:

Last and first name	Grade	Institution of affiliation	Designation
Mr Cheikh KEZRANE	MCA	University of Djelfa	President
Mr Lakhdar AIDAOU	Professeur	University of Djelfa	Supervisor
Mr Yahia LASBET	Professeur	University of Djelfa	Co- Supervisor
Mr Abderrahmane HORIMEK	MCA	University of Djelfa	Examiner
Mr Abdelkrim BENLEFKI	MCA	University of Tissemsilt	Examiner
Mr Yacine KAHIL	MCA	University of Tissemsilt	Examiner
Mr Tahar Tayebi	MCA	University of Bordj Bou Arreridj	invited



Département : Génie Mécanique

N° d'Ordre : 011/ 2022

Autorisation de Soutenance N° 123/2022

THESE DE DOCTORAT

Doctorat 3^{ème} Cycle (D-LMD)

Présentée par

Kamel ZITOUNI

En vue de l'obtention du diplôme de Docteur en 3^{ème} Cycle D-LMD

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

Thème

Étude thermique et dynamique d'un ferrofluide dans un écoulement ouvert

Soutenue publiquement, le 29/11/2022, devant le jury composé de :

Nom et Prénom	Grade	Etablissement de rattachement	Désignation
Mr Cheikh KEZRANE	MCA	Université de Djelfa	Président
Mr Lakhdar AIDAOUI	Pr	Université de Djelfa	Directeur de thèse
Mr Yahia LASBET	Pr	Université de Djelfa	Co Directeur de thèse
Mr Abderrahmane HORIMEK	MCA	Université de Djelfa	Examineur
Mr Abdelkrim BENLEFKI	MCA	Université de Tissemsilt	Examineur
Mr Yacine KAHIL	MCA	Université de Tissemsilt	Examineur
Mr Tahar Tayebi	MCA	Université de Bordj Bou Arreridj	Invité

Remerciements

Je tiens à exprimer toutes mes reconnaissances à mon directeur de thèse, Pr. AIDAOUI Lakhdar Et mon Co Directeur de thèse, Pr. LASBET Yahia de l'Université de Ziane Achour de Djelfa, à qui je dois énormément de respect. Je particulièrement apprécie leurs modesties encouragements et conseils durant la poursuite de mon travail.

Je remercie vivement Mr KEZRANE Cheikh, Maître de Conférences A à l'Université de Djelfa, pour l'honneur qu'il m'a fait d'avoir accepté d'examiner mon travail et de présider le jury.

Je tiens aussi à remercier Monsieur HORIMEK Abderrahmane, Maître de Conférences A à l'Université de Djelfa, Monsieur BENLEFKI Abdelkrim, Maître de Conférences A à l'Université de Tissemsilt, Monsieur KAHIL Yacine, Maître de Conférences A à l'Université de Tissemsilt, et Monsieur Tayebi Tahar, Pr. à l'Université de Bordj Bou Arreridj, pour leur participation à l'évaluation du présent travail.

Je tiens aussi à remercier Pr. Tayebi Tahar, Dr. Raouache El hadj. Dr. Gouidmi Hamza, Dr. Chikh Noureddine, Dr. Belfagass Bilal et Mr. Saaidani Lyamine et Tous les enseignants de Génie mécanique à l'Université de Mouhamed El Bachir El Ibrahimi – Bordj Bou Arreridj

Dédicaces

Je dédie ce mo Dédicace deSte travail à mes parents.

*À ma belle femme zohra et mes enfants
(Ayoub, Adem, Med elamin)*

À mes frères et à mes sœurs.

*À mes collègues, A.Briki, M. Zaouche,
Y.Chatbani, A.Semane et N.Boumarta.*

À toutes les familles Zitouni, Gasmi et Chihhi.

À tous mes collègues de l'université

Mohammed el Bachir l'Ibrahim BBA.

Nomenclature

A	Aire de la section	m^2
B	champ magnétique	Tesla
Be	Nombre de Bejan	
Cp	Chaleur spécifique	J/kg.K
Dh	Diamètre hydraulique	m
g	Gravité	m/s^2
Gr:	Nombre de Grashof	
<i>f</i>	Coefficient de frottement	
h	Coefficient du transfert de chaleur convectif	$W/m^2.K$
Ha	Nombre de Hartmann	
k	Conductivité thermique	$W/m.K$
L	Longueur du canal,	m
Nu	Nombre de Nusselt	
p	Pression statique	Pa
P0	Nombre de Poiseuille	
P	Pression adimensionnel	
Pr	Nombre de Prandtl	
q	Densité de flux de chaleur	W/m^2
Re	Nombre de Reynold	
Ri	Nombre de Richardson	

u, v, w	Vitesses dans x, y et z,	m/s
U, V, Z	Vitesses adimensionnelles	
S _{gen}	Génération d'entropie totale	
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
x, y, z	Coordonnées cartésiennes,	m
X, Y, Z	Coordonnées adimensionnelle	

Caractères grecs

α	Diffusivité thermique du fluide	m ² /s
β	Coefficient de dilatation thermique	1/k
\emptyset	Fraction volumique solide	
γ	Angle d'inclinaison du champ magnétique	degré (°)
σ	Conductivité électrique	1/Ω. m
ν	Viscosité cinématique	m ² /s
μ	Viscosité dynamique	kg/s. m
ρ	Masse volumique	kg/m ³
θ	Température adimensionnelle	

Indices

c	Chaud
f	Froid
F	Fluide de base (eau)
l	Local

m	Moyenne
nf	Nanofluide
s	Nanoparticules
0	Indices de référence

Abréviations

CFD	Dynamique des fluides numérique.
CNT	Carbone nanotube.
FMF	Champ magnétique complet
HPC	Paramètre de performance hydrothermique.
MHD	Magnétohydrodynamique.
PFM	Champ magnétique partiel.

.

Liste des figures

Figure I.1 : Matériau commun pour fluide de base et nanoparticules	3
Figure I.2 Les méthodes de préparation des nanofluides	4
Figure I.3 : Diagramme schématique d'un procédé à une seule étape pour la production des nanofluides.....	4
Figure I.4 : Procédure schématique de la préparation des nano-fluides en deux étapes.	5
Figure I.5 : Échelle des dimensions, 1 nanomètre = 0,000 001 millimètre	5
Figure I.6 : Classification de nanoparticules	6
Figure I.7 Classification de nanocomposites	6
Figure I.8 : Nanoparticules sphériques(a) ; Nanotubes de carbone (b)	7
Figure I.9 : Effet d'un champ magnétique sur la poudre de fer	14
Figure I.10 : Comportement structural des particules d'un fluide magnétique sous l'action d'un champ magnétique (image obtenue par microscope électronique): (a) sans champ B (à gauche) et (b) avec champ B (à droite).....	15
Figure I.11 : Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique	16
Figure I.12 : (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).....	17
Figure I.13 : Schéma du modèle physique	21
Figure I.14 : Géométrie et système de coordonnées.....	22
Figure I.15 : Schéma montre le principe du conduit étudié	22
Figure I.16 : Modèle de tuyau étudié.....	23
Figure I.17 : Schéma du canal considéré en forme de C.....	24
Figure I.18 ; Représentation de : (a) zone du mode d'application partielle MHD, (b) calcul discrétisation de domaine	24
Figure I.19 ; Géométrie d'un conduit triangulaire.....	25
Figure I.20 ; Géométrie de conduit triangulaire équilatéral	25
Figure I.21 : Géométrie de conduit ondulé.....	26
Figure I.22 : Modèle de tuyau étudié.....	27
Figure I.23 : Géométrie et condition aux limites.....	28
Figure I.24 : Paramètres géométriques pour tous les canaux.....	28

Figure I.25 : Cavité considérée et conditions aux limites adimensionnelles.....	29
Figure I.26 : Schéma d'un cylindre horizontal avec les conditions aux limites.....	30
Figure I.27 : Schéma d'une période du canal en forme de C avec les parties colorées indiquent zone de champ MHD partielle.....	30
Figure I.28 : Schéma du domaine de simulation.....	31
Figure I.29 : Schéma du microcanal et du champ magnétique (a) Géométrie du microcanal dans la présente étude; (b) Plan de coupe transversale du champ magnétique transversal non uniforme ; (c) champ magnétique transversal uniforme.....	32
Figure I.30 : Géométrie schématique du modèle physique	33
Figure I.31 : Problème physique	34
Figure I.32 : Schéma du modèle physique, (b) plan de coupe transversale, (c) contours de l'intensité du champ magnétique, et (d) grille.	35
Figure I.33 : Géométrie de l'écoulement	35
Figure I.34 : Vue schématique du modèle physique avec conditions aux limites.....	36
Figure I.35 :(i-iii) Schéma de l'énoncé du problème avec un, deux et trois dipôles magnétiques linéaires	37
Figure I.36 : Schéma de l'installation expérimentale.....	38
Figure I.37 : Schéma du système (aimant permanent unique et fil conducteur de courant) ...	39
Figure I.38 :Croquis de la cavité et du système de coordonnées.....	39
Figure. I.39 : Un schéma du problème : (a) géométrie et conditions aux limites et (b) maillage construit.....	40
Figure. I.40 : Modèle physique d'un tube horizontal courbé (a) Maillage structuré du tube courbé (b).....	41
Figure II.1 : Vue schématique du canal considéré avec des parties colorées indiquant les zones MHD partielles.	45
Figure.II.2 . Schéma du maillage d'une vue en coupe du conduit rectangulaire.....	49
Figure.II.3 : Vue schématique du canal de section différente considéré avec des parties colorées indiquant les zones MHD.....	52
Figure.II.4 : Schéma du maillage des différentes sections des canaux considérés (Triangulaire, Rectangulaire, Elliptique et Circulaire).....	54
Figure.II.5 : Maillage des différentes sections des canaux considérés (Triangulaire, Rectangulaire, Elliptique et Circulaire) sur le progiciel GAMBIT 2.4.6	55
Figure II.6 : Vue schématique de deux cas du canal considéré : (a)horizontal – (b) vertical	57
Figure II. 7 : Schéma du maillage d'une vue en coupe du conduit rectangulaire.....	58
Figure II. 8 : Interface des logiciels Gambit et Ansys-Fluent 18.1.0	64
Figure III.1 : Comparaison entre les résultats obtenus avec l'équation de Shah. [67], résultats numériques de Bayat et al. [68], et les résultats expérimentaux de Kim et al. [69].....	68
Figure III.2 : Evolution du facteur de frottement local avec la longueur du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re=50$. (A)	

MHD partiel et $\gamma=0$, (B) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma=0$, (D) MHD complet et $\gamma=\pi/2$.	69
Figure III.3 : Evolution du facteur de frottement local le long de la longueur du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 400$. (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.	70
Figure III.4 : Evolution du nombre de Nusselt local avec la longueur de canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re=50$. (A) MHD partiel et $\gamma=0$, (B) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma=0$, (D) MHD complet et $\gamma=\pi/2$.	72
Figure III.5 : Evolution du nombre de Nusselt local avec la longueur de canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re=400$. (A) MHD partiel et $\gamma=0$, (B) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma=0$, (D) MHD complet et $\gamma=\pi/2$.	73
Figure III.6 : Evolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Hartmann pour différents modes d'application du champ MHD avec $Re=400$, $\phi=0.02$ (A) MHD complet, (B) MHD partiel.	74
Figure III.7 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le nombre de Hartmann pour CNT/eau et Fe_3O_4 /eau nanofluides avec divers modes du champ MHD pour $Re=50$ et $Re=400$ et $\phi=0.02$. (A) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (B) MHD partiel et $\gamma=0$, (C) MHD complet et $\gamma=\pi/2$, (D) MHD complet et $\gamma=0$.	75
Figure III.8 : Évolution du rapport Num/Pom en fonction du nombre de Hartmann pour CNT/eau et Fe_3O_4 /eau avec divers modes du champ MHD pour $Re=50$ et 400 . (A) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (B) MHD partiel et $\gamma=0$, (C) MHD complet et $\gamma=\pi/2$, (D) MHD complet et $\gamma=0$.	76
Figure III.9 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x=40mm$ pour différents modes considérés du champ MHD pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau avec $Re=400$ et $\phi=0.02$.	78
Figure III.10 : Champ de température à la section $x=40mm$ pour différents modes considérés du champ MHD pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau avec $Re=400$.	79
Figure III.11 : Variation des profils de vitesse et de température le long de l'axe des ordonnées à $x=40mm$ pour différents modes du champ MHD pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau pour $Re=400$. (A) Profils de température pour $\gamma=\pi/2$, (B) Profils de température pour $\gamma=0$, (C) Profils de vitesse pour $\gamma=\pi/2$, (D) Profils de vitesse pour $\gamma=0$.	80
Figure III.12 : Comparaisons entre les résultats obtenus avec l'équation de Shah [67], résultats numériques de Bayat et al. [68], et les résultats expérimentaux de Kim et al.[69]	83
Figure III.13 : Distribution du facteur de frottement local pour différentes sections avec le nombre de Hartmann pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau avec divers modes du champ MHD pour $Re = 200$ et $0 \leq Ha \leq 50$. (A) sans MHD, (B) MHD complet et $\gamma = 0$, (C) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (D) MHD partiel et $\gamma = 0$, (E) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$	85
Figures III.14 : Distribution du nombre de Nusselt local pour différentes sections transversales pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau en divers modes du champ MHD pour $Re = 200$ et	

Ha = 50. (A) sans MHD, (B) MHD complet et $\gamma = 0$, (C) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (D) MHD partiel et $\gamma = 0$, (E) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$	87
Figure III.15 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le nombre de Hartmann pour différentes sections transversales pour le nanofluide Fe ₃ O ₄ /eau avec divers modes du champ MHD à Re = 200. (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$	88
Figure III.16 : Taux de transfert de chaleur (Nu/Nu ₀) pour différentes sections transversales avec le nombre de Hartmann pour le nanofluide Fe ₃ O ₄ /eau avec divers modes du champ MHD pour Re=200.	89
Figure III.17 : Variation du rapport de facteur de frottement (f/f_0) avec le nombre de Hartmann pour différentes sections transversales pour le nanofluide Fe ₃ O ₄ /eau avec divers modes d'application du champ magnétique à Re = 200, (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$	90
Figure III.18 : Variation du Paramètre de performance hydrothermique HPC avec le nombre de Hartmann pour différentes sections transversales pour différents modes d'application du champ magnétique à Re = 200, (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$	91
Figure III.19 : Entropie génération totale pour différents nombres de Hartmann pour différentes sections transversales avec différents modes d'application du champ MHD à Re = 200. (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$	93
Figure III.20 : Entropie génération thermique pour différents nombres de Hartmann dans différentes sections transversales avec différents modes d'application du champ MHD à Re = 200, (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$	94
Figure III.21 : Entropie génération frictionnelle pour différents nombres de Hartmann pour différentes sections transversales avec différents modes d'application du champ MHD à Re = 200. (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$	95
Figure III.22 : Entropie génération magnétique pour différents nombre de Hartmann dans différentes sections transversales avec différents modes d'application du champ MHD à R e= 200. (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$	96
Figure III.23 : Nombre de Bejan pour différentes sections transversales avec le nombre de Hartmann pour différents modes d'application du champ magnétique à Re = 200. (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$	97
Figure III.24 : Champ de température à la section x=40 mm pour différents modes considérés pour le nanofluide Fe ₃ O ₄ /eau lorsque Re=200.....	99

Figure III.25 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x=40\text{mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re}=200$	100
Figure III.26 : Champ entropie génération à la section $x = 40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ quand $\text{Re} = 200$	101
Figure III.27 : Champ de température à la section $x=40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re}=200$	102
Figure III.28 Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x=40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re}=200$	103
Figure III.29 : Champ entropie génération à la section $x = 40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ quand $\text{Re} = 200$	104
Figure III.30 : Champ de température à la section $x=40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re}=200$	105
Figure III.31 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x=40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re}=200$	106
Figure III.32 : Champ entropie génération à la section $x = 40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ quand $\text{Re} = 200$	107
Figure III.33 : Champ de température à la section $x=40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re}=200$	108
Figure III.34 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x=40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re}=200$	109
Figure III.35 : Champ entropie génération à la section $x = 40 \text{ mm}$ pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re} = 200$	110
Figure IV.1 : Comparaison entre les résultats obtenus avec l'équation de Shah. [67], résultats numériques de Bayat et al. [68], et les résultats expérimentaux de Kim et al. [69].	115
Figure IV.2 : Profils de vitesse axiale (a) et distributions de température (b) en fonction de la position et du profil de vitesse d'entrée : $x_6 = 0,18 \text{ m}$, $x_{10} = 0,30 \text{ m}$, $x_{20} = 0,60 \text{ m}$, $x_{45} = 1,35 \text{ m}$. $\text{Re} = 300$, $\text{Gr} = 1,59 \times 10^5$, $A = 50$ ($D = 0,03 \text{ m}$, $H = 1,50 \text{ m}$).	116
Figure IV.3 : Evolution du facteur de frottement local avec la longueur horizontale du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $\text{Re} = 200$, $\text{Ha}=50$. (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (e) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (b) Full MHD et $\gamma = 0$, (d) Full MHD et $\gamma = \pi/2$, $\text{Ha}=0$. (a) Non MHD.	118
Figure IV.4 : Evolution du facteur de frottement local avec la longueur horizontale du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $\text{Re} = 200$, divers nombre de Richardson, $\text{Ha}=50$. (d) MHD partiel et $\gamma = 0$, (c) MHD partiel et $\gamma = \pi/4$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (a) MHD complet et $\gamma = \pi/4$	119
Figure IV.5 : Evolution du facteur de frottement local avec la longueur verticale du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $\text{Re} = 200$, divers nombre de Richardson, $\text{Ha}=50$. (d) MHD partielle et $\gamma = 0$, (c) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (b) Full MHD et $\gamma = 0$, (a) Full MHD et $\gamma = \pi/2$	120

Figure IV.6 : Evolution du facteur de frottement local avec la longueur verticale du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, divers nombre de Richardson , $Ha=50$. (d) MHD partielle $et\gamma= 0$, (c) MHD partiel $et\gamma=\pi/4$, (b) Full MHD $et\gamma= 0$, (a) Full MHD $et\gamma=\pi/4$ 121

Figure IV.7 : Evolution du nombre de Nusselt local avec la longueur du canal horizontal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, nombre de Richardson divers, $Ha=50$. (c) MHD partiel et $\gamma = 0$, (e) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (d) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, $Ha=0$. (a) Non MHD..... 122

Figure IV.8 : Evolution du nombre de Nusselt local avec la longueur du canal horizontal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, et divers nombre de Richardson , $Ha=50$. (d) MHD partielle $et\gamma= 0$, (c) MHD partiel $et\gamma=\pi/4$, (b) Full MHD $et\gamma= 0$, (a) Full MHD $et\gamma=\pi/4$ 123

Figure IV.9 :: Evolution du nombre de Nusselt local avec la longueur du canal vertical pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, nombre de Richardson divers, $Ha=50$. (c) MHD partiel et $\gamma = 0$, (e) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (d) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, $Ha=0$. (a) Non MHD..... 124

Figure IV.10 : Evolution du nombre de Nusselt local avec la longueur du canal vertical pour divers nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, et divers nombre de Richardson , $Ha=50$. (d) MHD partielle $et\gamma= 0$, (c) MHD partiel $et\gamma=\pi/4$, (b) Full MHD $et\gamma= 0$, (a) Full MHD $et\gamma=\pi/4$ 125

Figure IV.11 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal horizontal pour divers Nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$.(c) MHD partielle $et\gamma= 0$, (d) MHD partielle $et\gamma=\pi/2$, (a) Full MHD $et\gamma= 0$, (b) Full MHD $et\gamma=\pi/2$ 126

Figure IV.12 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal horizontal pour divers Nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$.(c) MHD partielle $et\gamma= 0$, (d) MHD partielle $et\gamma=\pi/4$, (a) Full MHD $et\gamma= 0$, (b) Full MHD $et\gamma=\pi/4$ 127

Figure IV.13 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal vertical pour divers Nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$.(c) MHD partielle $et\gamma= 0$, (d) MHD partielle $et\gamma=\pi/2$, (a) Full MHD $et\gamma= 0$, (b) Full MHD $et\gamma=\pi/2$ 128

Figure IV.14 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal vertical pour divers Nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$.(c) MHD partielle $et\gamma= 0$, (d) MHD partielle $et\gamma=\pi/4$, (a) Full MHD $et\gamma= 0$, (b) Full MHD $et\gamma=\pi/4$ 129

Figure IV.15 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal horizontal pour divers Nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. MHD partiel $\gamma=\pi/2$ et MHD

partiel $\gamma=\pi/4$, Full MHD $\gamma=0$ et MHD partiel $\gamma=0$. MHD complet $\gamma=\pi/2$ et MHD partiel $\gamma=\pi/4$	130
Figure IV.16 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal vertical pour divers Nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. MHD partiel $\gamma=\pi/2$ et MHD partiel $\gamma=\pi/4$, Full MHD $\gamma=0$ et MHD partiel $\gamma=0$. MHD complet $\gamma=\pi/2$ et MHD partiel $\gamma=\pi/4$	131
Figure IV.17 : Evolution du Pom en fonction du nombre de Hartmann pour des nanofluides Fe_3O_4/eau en conduit horizontal avec divers modes du champ MHD et divers nombre de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (c) MHD partiel et $\gamma=0$, (b) Full MHD et $\gamma=\pi/2$, (a) Full MHD et $\gamma=0$	133
Figure IV.18 : Evolution du Pom en fonction du nombre de Hartmann pour des nanofluides Fe_3O_4/eau en conduit horizontal avec divers modes du champ MHD et divers nombre de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/4$, (c) MHD partielle et $\gamma=0$, (b) Full MHD et $\gamma=\pi/4$, (a) Full MHD et $\gamma=0$	134
Figure IV.19 : Evolution du Pom en fonction du nombre de Hartmann pour des nanofluides Fe_3O_4/eau en conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombre de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (c) MHD partiel et $\gamma=0$, (b) Full MHD et $\gamma=\pi/2$, (a) Full MHD et $\gamma=0$	135
Figure IV.20 : Evolution du rapport Pom en fonction du nombre de Hartmann pour des nanofluides Fe_3O_4/eau en conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombre de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/4$, (c) MHD partielle et $\gamma=0$, (b) Full MHD et $\gamma=\pi/4$, (a) Full MHD et $\gamma=0$	136
Figure IV.21 : Entropie généralr totale en fonction du nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau dans un conduit horizontal avec divers modes du champ MHD et divers nombre de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (c) MHD partielle et $\gamma=0$, (b) Full MHD et $\gamma=\pi/2$, (a) Full MHD et $\gamma=0$	137
Figure IV.22 : Entropie généralr totale en fonction du nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau dans un conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombre de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/4$, (c) MHD partiel et $\gamma=0$, (b) Full MHD et $\gamma=\pi/4$, (a) Full MHD et $\gamma=0$	138
Figure IV.23 : Entropie généralr totale en fonction du nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau dans un conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombre de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (c) MHD partielle et $\gamma=0$, (b) Full MHD et $\gamma=\pi/2$, (a) Full MHD et $\gamma=0$	139
Figure IV.24 : Entropie générale totale en fonction du nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau dans un conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/4$, (c) MHD partielle et $\gamma=0$, (b) MHD complet et $\gamma=\pi/4$, (a) MHD complet et $\gamma=0$	140

Figure IV.25 : Champ de température à la section $x= 45$ mm pour différents modes considérés du champ MHD pour Fe_3O_4 /nanofluide d'eau avec $Re= 200$, $0 \leq Ha \leq 50$, $0,001 \leq Ri, \leq 10$ (conduite horizontale)..... 142

Figure IV.26 : Champ de vitesse à la section $x= 45$ mm pour différents modes considérés du champ MHD pour Fe_3O_4 / d'eau avec $Re= 200$, $0 \leq Ha \leq 50$, $0,001 \leq Ri, \leq 10$. (conduite horizontale)..... 143

Figure IV.27 : Champ de température à la section $x= 45$ mm pour différents modes considérés du champ MHD pour Fe_3O_4 /nanofluide d'eau avec $Re= 200$, $0 \leq Ha \leq 50$, $0,001 \leq Ri, \leq 10$. (conduite vertical)..... 144

Figure IV.28 : Champ de vitesse à la section $x= 45$ mm pour différents modes considérés du champ MHD pour Fe_3O_4 /nanofluide d'eau avec $Re= 200$, $0 \leq Ha \leq 50$, $0,001 \leq Ri, \leq 10$. (conduite vertical)..... 145

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Matériaux et fluides porteurs utilisés dans les ferrofluides.....	14
Tableau II.1 : Propriétés des matériaux (eau, Fe_3O_4) CNT,.....	47
Tableau.II.2 : Les schémas numériques utilisés.....	50
Tableau. II.3 : Les conditions aux limites pour le cas du canal horizontal.....	50
Tableau II.4 : Paramètres de relaxation pour notre cas.....	52
Tableau II.5 : Valeurs de Φ , S et Γ correspondantes aux équations gouvernantes.....	57
Tableau.II.6 : Les schémas numériques utilisés.....	60
Tableau III.1: Propriétés des matériaux (Eau pure, Fe_3O_4 , CNTs).....	67
Tableau III.2 ; Test d'indépendance de la grille basé sur le nombre moyen de Poiseuille et le nombre moyen de Nusselt pour $Re=400$, $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{H}_2\text{O}$, $Ha=50$, $\phi=0.02$, FMF ($\gamma=0$).....	67
Tableau III.3 ; Propriétés des matériaux (Eau pure, Fe_3O_4).....	82
Tableau III.4 Test d'indépendance de grille basé sur le nombre de Nusselt moyen pour $Re=200$, $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{H}_2\text{O}$, $Ha=50$, $\phi=0.02$, FMF ($\gamma=0$).....	83
Tableau. IV.1. Propriétés thermophysiques de l'eau de base, Fe_3O_4	114
Tableau IV.2 Nombre de Nusselt moyen basé sur le test d'indépendance de la grille pour $Re=200, Ri=10$, $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{H}_2\text{O}$, $Ha=50$, $\phi=0,02$, FMF ($\gamma=0$) (Conduite Horizontale).....	114
Tableau IV.3 : Nombre de Nusselt moyen basé sur le test d'indépendance de la grille pour $Re=200, Ri=10$, $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{H}_2\text{O}$, $Ha=50$, $\phi=0,02$, FMF ($\gamma=0$) (Conduite Vertical).....	114

Sommaire

Remerciements	i
Dédicace	ii
Nomenclature	iii
Liste des figures	vi
Liste des tableaux	xiv
Table des matières	xv
Introduction général.....	1

Chapitre I

Généralités et synthèse bibliographique

I.1 Introduction.....	3
I.2 Étude descriptive des nanofluides	3
I.3 Préparation des nanofluides	4
I.4 Types de nanofluides.....	5
I.5 Utilisation du nanofluide.....	7
I.6 Avantages et inconvénients des nanofluides.....	8
I.6.1 Avantage des nanofluides.....	8
I.6.2 Inconvénients des nanofluides	9
I.7 Agrégation des nanoparticules	9
I.8 Propriétés thermophysiques des Nanofluides	9
I.8.1 La conductivité thermique.....	10
I.8.2 Masse volumique.....	11
I.8.3 Viscosité dynamique	12
I.8.4 Chaleur spécifique.....	13

I.8.5 Coefficient d'expansion thermique	13
1.9 Un ferrofluide	13
I.10 Introduction sur la magnétohydrodynamique MHD.....	16
1.10.1 Définition de la magnétohydrodynamique.....	16
1.10.2 Les équations de la MHD :	17
I.13 Notions de base :	18
I.14 Les nombres sans dimension :	19
I.14.1 Nombre de Reynolds :	19
I.14.2 Nombre de Prandtl :	19
1.14.3 Nombre de Nusselt :	19
I.14.4 Nombre de Grashof :	20
I.14.5 Le nombre de Richardson.....	20
I.15 Synthèse bibliographique	20
I.16 Conclusion.....	42

Chapitre II

Géométries-modèles mathématiques, et Méthode numérique

II.1 Introduction.....	43
II.2 Eléments mathématiques de base.....	43
II.3 Hypothèses simplificatrices	44
II.4 Modèle physique.....	44
II.4.1 Application (1)Description du problème	44
II.4.2 Modèle mathématique et équations dimensionnelles	45
II.4.2.1 Nombre de Nusselt.....	48
II.4.2.2 Coefficient de frottement	48
II.4.2.3 Nombre de Poiseuille.....	48
II.4.3 Présentation du logiciel de calcul	48
II.4.3.1 Présentation du logiciel Gambit.....	49

II.4.4	Présentation du logiciel Ansys fluent.....	50
II.4.4.1	Schémas numériques.....	50
II.4.4.2	Conditions aux limites	50
II.4.5.	Résolution numérique	51
II.4.5.1	Modèle MHD	51
II.4.5.2	Critère de convergence	51
II.4.5.3	Facteurs de sous-relaxation.....	51
II.5	Application (2) Description du problème	52
II.5.1	Équations de la génération d'entropie.....	53
II.5.2.	Schémas numériques.....	54
II.5.3	Maillage	54
II.5.4.	Conditions aux limites	55
II.5.5.	Résolution numérique	55
II.5.5.1	Modèle MHD	56
II.5.5.2	Critère de convergence	56
II.5.5.3	Facteurs de sous-relaxation.....	56
II.6	Application (3) Description du problème	56
II.6.1	Maillage	58
II.6.2	Modèle mathématique et équations dimensionnelles	58
II.6.2.1	Canal horizontal.....	58
II.6.2.2	Nombre de Nusselt.....	60
II.6.2.3	Nombre de Richardson	60
II.6.2.4	Nombre de Grashof.....	60
II.6.2.5	Equation de la génération d'entropie	61
II.6.2.6	Conditions aux limites	61
II.6.2.7	Canal Vertical	61
II.6.2.8	Nombre de Nusselt.....	62
II.6.2.9.	Critère de convergence	63
II.6.2.10	Facteurs de sous-relaxation.....	63
II.7.	Modèle Numérique	63
II.7.1.	Méthode des volumes finis :	64
II.8.	Conclusion	65

Chapitre III

Résultats et discussion : Écoulement de convection forcé

III.1 Introduction (Première partie)	66
III.2 Paramètres géométriques et physiques	66
III.3. Effet du maillage	67
III.4 Validation du code de calcul.....	67
III.5 Résultats et discussion	68
III.5.1 La chute de pression	68
III.5.2 Caractéristiques d'échange de chaleur	71
III.5.3 Effets du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen	73
III.5.4 Compromis ; augmentation du transfert de chaleur - diminution de la perte de charge.....	75
III.5.5 Courbes de vitesse et de température.....	76
III.5.6 Profils de vitesse et de température	79
III.6 Conclusion	81
III.7 Introduction (Deuxième partie)	82
III.8 Paramètres géométrique et physique	82
III.9 Effet du maillage	82
III.10 Validation du code de calcul	83
III.11 Résultats et discussion	84
III.11.1 La chute de pression	85
III.11.2 Échange de chaleur	86
III.11.3 Effets du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen	88
III.11.4 Rapport d'amélioration du transfert de chaleur et rapport du facteur de frottement.....	89
III.11.5 Compromis ; transfert de chaleur - chute de pression	90
III.11.6 Effets du nombre de Hartman sur la génération d'entropie totale.....	92
III.11.7 Nombre de Bejan	96
III.11.8 Contour de température, de vitesse et de génération d'entropie totale	97

III.12 Conclusion.....	111
------------------------	-----

Chapitre IV

Résultats et discussion : Écoulement de convection mixte

IV.1 introduction (troisieme partie).....	113
IV.2 Paramètres géométriques et physiques.....	113
IV.3. Effet du maillage	114
IV.4 Validation du code de calcul	115
IV.5 Résultats et discussion.....	116
IV.5.1 Évolution du facteur de frottement local.....	116
IV.5.2 Évolution du Nusselt local	121
IV.5.3 Effets du nombre de Hartman sur le Nusselt moyen.....	125
IV.5.4 Effets du nombre de Richardson sur le Nusselt moyen.....	129
IV.5.5 Effets du nombre de Poiseuille.....	132
IV.5.6 Effet du nombre de Hartman sur la génération d'entropie totale.....	136
IV.5.7 Effet du nombre de Richardson sur champs d'amplitude de la vitesse et de la temperature	140
IV.6 Conclusion.....	146

Conclusion général.....	147
Bibliographie	149
Productions scientifiques.....	155

Introduction générale

Le problème de l'amélioration du transfert de chaleur dans les microcanaux en présence de champ magnétique se pose dans de nombreuses applications énergétiques, comme les échangeurs de chaleur, les réfrigérateurs, les automobiles et les centrales électriques. Le besoin croissant d'une plus grande efficacité dans ces dispositifs a reçu une grande attention de nombreux chercheurs.

Ainsi, la géométrie de la conduite est l'une des nombreuses techniques appropriées pour améliorer le comportement dynamique et thermique du fluide.

L'utilisation de nanofluide une nouvelle classe de fluide intelligent, peut également améliorer le transfert de chaleur dû à l'amélioration de la conductivité thermique du fluide.

L'étude des écoulements magnétohydrodynamique est d'une grande importance, beaucoup de théories, des travaux numériques et expérimentaux ont été réalisés sur la magnétohydrodynamique thermoconvective et la génération d'entropies de nanofluide qui a été faite au cours de la dernière décennie.

Ce travail de thèse se base sur une étude numérique de trois configurations différentes remplies des nanofluides (Fe_3O_4 /eau et nanotubes de carbone/eau) : convection forcée dans une conduite de section carrée (horizontale), convection forcée dans plusieurs conduites de différentes sections (triangulaire, rectangulaire, circulaire et elliptique) et convection mixte dans une conduite de section carrée (horizontale et verticale), en présence d'un champ magnétique qui est pertinent pour contrôler le transfert de chaleur par convection et entropie générale.

La simulation numérique est réalisée par le code Ansys fluent 18.1, basée sur la méthode des volumes, pour résoudre les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et énergie.

Ce travail est organisé en quatre chapitres : le premier chapitre est consacré aux définitions et aux généralités sur le transfert de chaleur, les nanofluides, la magnétohydrodynamique et une synthèse bibliographique englobant des travaux numériques et expérimentaux menés en convection utilisant respectivement les

fluides les nanofluides sous l'effet d'un champ magnétique externe dans les conduites ainsi que des études traitant de la génération d'entropies.

Le deuxième chapitre est consacré à la méthodologie adoptée, simulation numérique d'un écoulement de convection forcée et mixte tridimensionnelle dans un conduit, le troisième et le quatrième chapitre sont consacrés à la présentation et la discussion des résultats numériques obtenus lors de la simulation.

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

I. 1 Introduction

Ce chapitre se compose de trois parties principales. La première partie présente une étude descriptive de la nanofluidique. La deuxième partie met en évidence les définitions de champ magnétique. La troisième partie est consacrée à un aperçu de diverses études scientifiques portant sur la convection forcée et mixte dans les conduites et sur la génération d'entropie dans diverses géométries.

I.2 Étude descriptive des nanofluides

Les nanofluides sont des mélanges colloïdaux constitués d'un fluide de base et nanoparticules dispersées. La présence de nanoparticules entraîne une amélioration des propriétés de transfert de chaleur dans de tels fluides par rapport aux fluides de base. Le nanofluide a été proposé pour la première fois par Choi [1], et il s'agit essentiellement d'un système à deux phases. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières. En effet, les fluides de base souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent leur capacité de transfert de chaleur. L'idée est alors d'insérer au sein des liquides de base des nanoparticules de conductivité très élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ces performances thermiques. Les liquides de base généralement utilisés dans la préparation des nanofluides sont ceux d'usage commun dans les applications de transfert de chaleur tel que l'eau, l'éthylène glycol, l'huile de moteur, etc.

Les nanoparticules peuvent être à base de métaux, d'oxydes, de carbures, et de nitrures ou de carbone (Figure I.1). Les nanoparticules, généralement, sont des tailles inférieures à 100 nm.

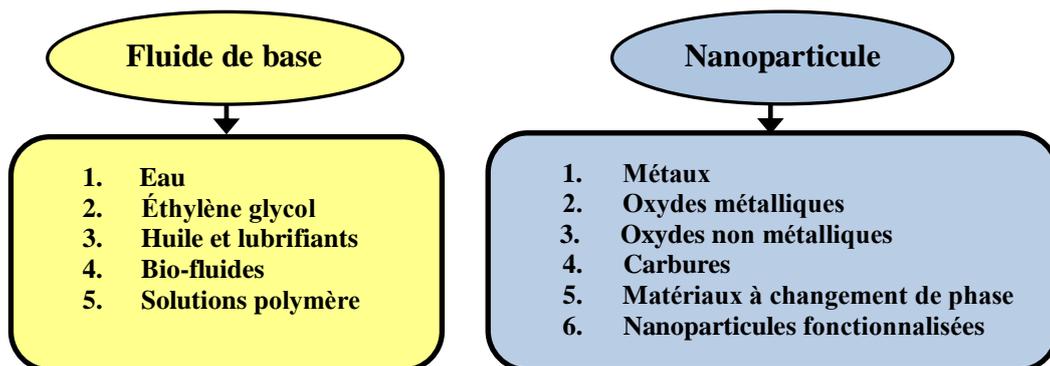


Figure I.1 : Matériau commun pour fluide de base et nanoparticules [2].

I.3 Préparation des nanofluides

La préparation des nanofluides est l'étape clé dans l'utilisation des nanoparticules pour améliorer la conductivité thermique des fluides. Deux types de méthodes ont été employés dans la production de nanofluides. L'une est une méthode en une seule étape et l'autre est une méthode en deux étapes : Figure I.2)

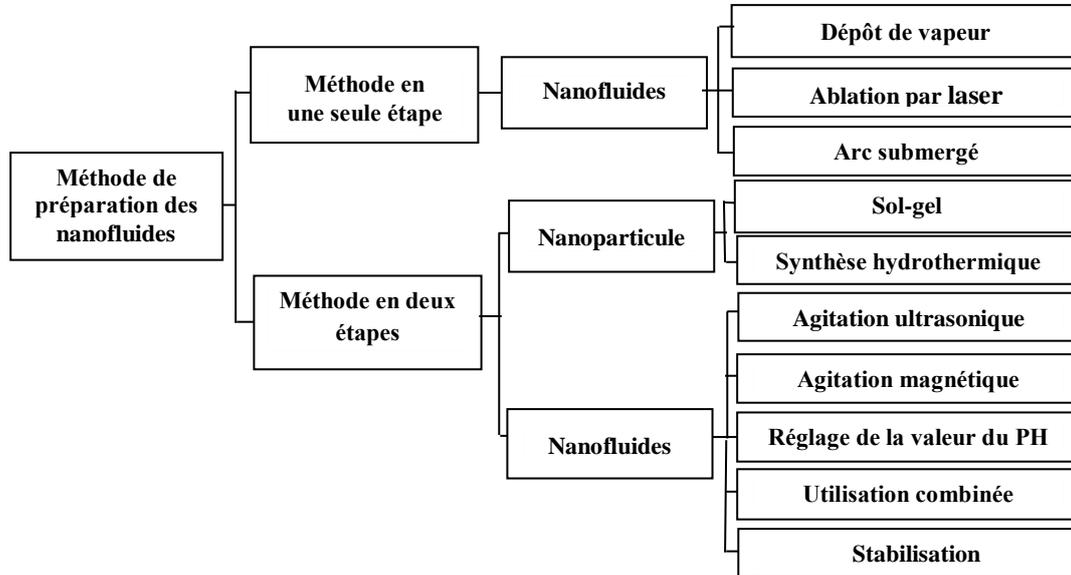


Figure I.2 : Les méthodes de préparation des nanofluides [3].

Il y a deux méthodes principales pour obtenir un nanofluide :

- **En une étape :**

La technique a été employée au Laboratoire National d'Argonne, États-Unis. Eastman et al. [4] ont consisté à produire les nanoparticules une fois et dispersées dans le fluide de base. Moins industrielle, elle n'est utilisable que pour certains nanofluides mais permet d'éviter l'agglomération et plus la conductivité thermique du mélange est améliorée. Le schéma de principe de ce procédé est représenté dans la Figure I.3.

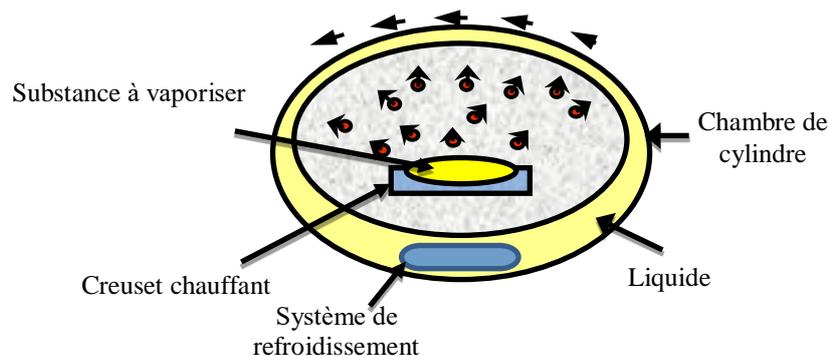


Figure I.3 : Diagramme schématique d'un procédé à une seule étape pour la production des nanofluides [5].

- **En deux étapes**

La méthodologie en deux étapes est la méthodologie la plus généralement utilisée pour préparer les nanofluides. Ont consisté à produire dans un premier temps les nanoparticules, puis à les disperser dans le fluide de base. Pour permettre une bonne dispersion, une forte action mécanique à l'aide d'un agitateur rotatif ou d'ultrasons est souvent nécessaire afin de briser les agglomérats, en homogénéisant pour obtenir le nanofluide final. (Figure I.4)

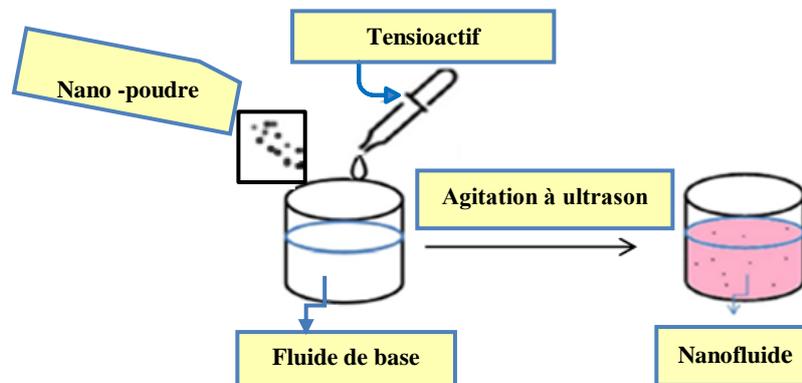


Figure I.4 : Processus de préparation d'un nanofluide en deux étapes [6].

Il y a eu plusieurs techniques et méthodes pour formuler des nanofluides. Chacune de ces méthodes présente des avantages et des inconvénients. Par conséquent, il est important d'avoir une compréhension de base sur les caractéristiques et la nature des nanoparticules et les fluides de base avant de pouvoir s'engager sur une méthode pour produire des nanofluides.

I.4 Types de nanofluides

La production de nouveau nanomatériau (nanoparticules) constitue un champ de recherche en pleine expansion, aussi seules les nanoparticules les plus couramment utilisées dans les applications liées aux transferts thermiques sont ici brièvement mentionnées. Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100 nm). (Figure I.5)

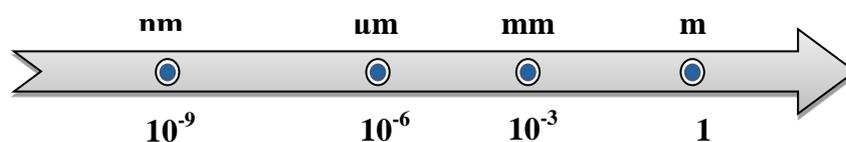


Figure I.5 : Échelle des dimensions, 1 nanomètre = 0,000 001 millimètre

Les types de nanofluides dépendent de l'utilisation de différents types de nanoparticules et de fluides de base. Il existe plusieurs types de nanoparticules, comme le métal pur, l'oxyde métallique et les nanoparticules à base de carbure. Voir figures (I.6, I.7). Ces particules sont dispersées dans divers choix de fluides de base comme l'eau, l'eau / éthylène glycol, l'huile, l'éthylène glycol, etc.

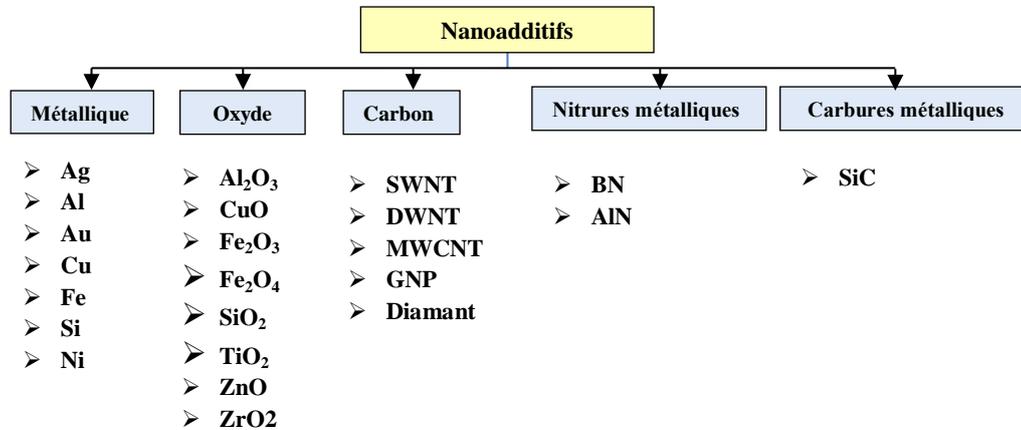


Figure I.6 : Classification de nanoparticules [7].

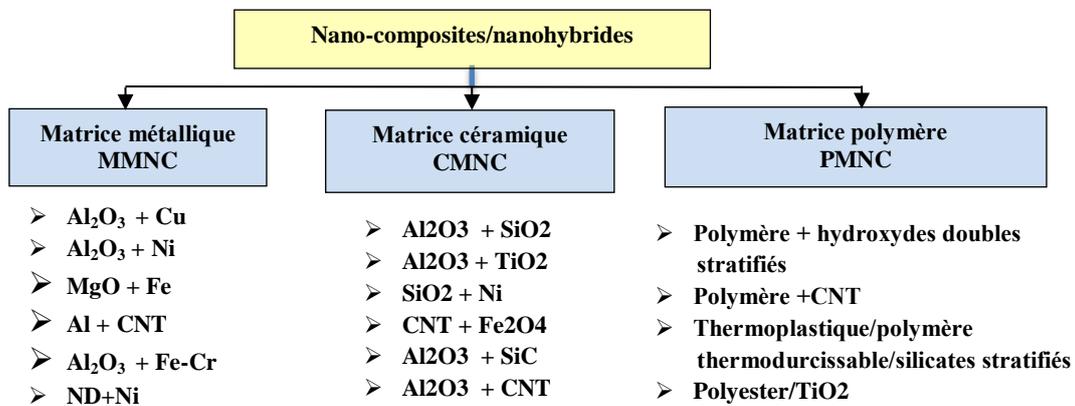


Figure I.7 : Classification de nanocomposites [7].

D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories (voir la figure I.8) :

- Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à base de métaux (aluminium Al, cuivre Cu, fer Fe, or Au, argent Ag...) ou d'oxydes (oxyde d'aluminium Al₂O₃, oxyde de cuivre CuO, oxyde de titane TiO₂...).

- Les nanotubes (les nanotubes de carbone NTC, les nanotubes de titane TiO_2 , Nanotube de silicium...) [8].

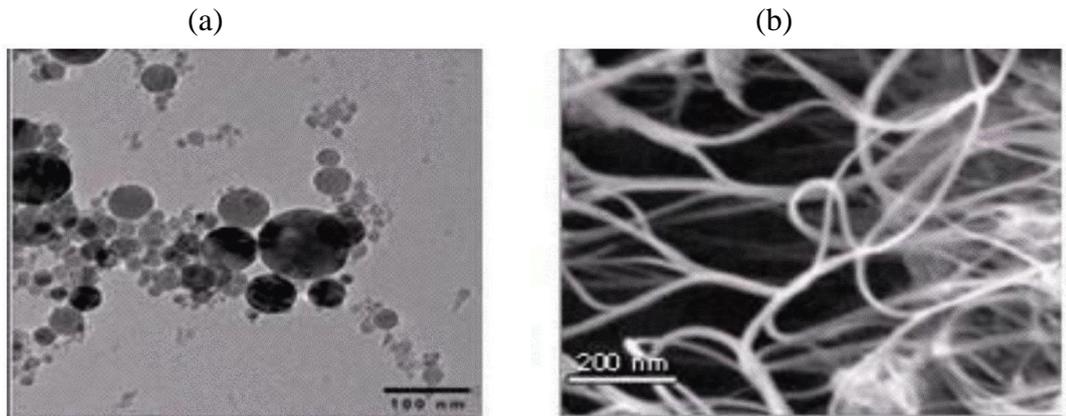


Figure I.8: (a) Nanoparticules sphériques; (b) Nanotubes de carbone [8].

I.5 Utilisation du nanofluide

Le nanofluide peut être utilisé pour diverses applications. Ces utilisations n'affectant pas toutes le transfert d'énergie, elles peuvent réduire le besoin de base en carburant conventionnel, en énergie électrique ou en gaz. Citons quelques applications importantes des nanofluides :

➤ **Refroidissement des appareils électroniques :**

Dans les circuits intégrés, les nanofluides ont été considérés comme fluides de refroidissement. Pour cela plusieurs études ont été effectuées. Tsai et col [9] ont employé un nanofluide à base d'eau pour refroidir une unité centrale de traitement dans un microordinateur. De leur côté, Ma et col [10] ont étudié l'effet du nanofluide sur les possibilités de transport de la chaleur d'un caloduc d'oscillation, ils ont prouvé qu'à la puissance d'entrée de 80 W, et seulement pour une concentration volumique de $\varphi=1\%$, la différence de température entre le vaporisateur et le condensateur est de $16.6^{\circ}C$.

➤ **Refroidissement du système d'énergie nucléaire :**

L'institut de technologie de Massachusetts a réservé un centre interdisciplinaire uniquement pour la nouvelle nanotechnologie (nanofluide) dans l'industrie de l'énergie nucléaire. Actuellement, ils évaluent l'impact potentiel de l'utilisation des nanofluides sur la sûreté neutronique, et de la performance économique des systèmes nucléaires.

➤ **Processus de réfrigération :**

Le processus de réfrigération travaille sur différents cycles thermodynamiques. Le fluide de travail dans ce processus est le réfrigérant. Les propriétés thermiques de certains

réfrigérants peuvent être améliorées par l'utilisation de nanoparticules.

➤ **Huile de refroidissement dans le transformateur :**

Le transformateur est un équipement électrique de transmission de puissance. La chaleur générée dans le transformateur est absorbée par l'huile. Si nous ajoutons des nanoparticules dans l'huile de refroidissement, les performances du transformateur peuvent être améliorées.

➤ **La biomédecine :**

Les nanofluides et les nanoparticules ont beaucoup d'applications en biomédicale. Par exemple, pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitement du cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des drogues. Aussi pour une chirurgie plus sûre en produisant le refroidissement efficace autour de la région chirurgicale, Jordan et col [11] ont effectué une étude où les nanofluides pourraient être employés pour produire une température plus élevée autour des tumeurs pour tuer les cellules cancéreuses sans affecter les cellules saines voisines.

➤ **Refroidissement des systèmes thermiques:**

Le mélange d'éthylène-glycol et l'eau, sont utilisés comme liquide de refroidissement dans les moteurs des véhicules. L'addition des nanoparticules dans ces liquides ce dernier améliore le taux de refroidissement. Ce point est étudié par plusieurs groupes de chercheurs, Tzeng et col [12] ont dispersé les nanoparticules de CuO et Al₂O₃ dans l'huile de refroidissement du moteur de transmission. Dans une autre application, Zhang et Que [13] ont rapporté une étude pour réduire l'usure (lubrification) à l'aide des nanoparticules, et améliorer les propriétés tribologiques, et la résistance à l'usure avec la réduction du frottement entre les éléments mécaniques mobiles.

I.6 Avantages et inconvénients des nanofluides

I.6.1 Avantage des nanofluides [14]

- Les nanoparticules en suspension augmentent la surface de transfert de chaleur et la capacité thermique du fluide.
- Dispersion et stabilité élevées avec un mouvement de particules brownien prédominant.
- Les nanoparticules en suspension augmentent la conductivité thermique effective du fluide

- La dispersion des nanoparticules aplatit le gradient de température transverse des fluides.

I.6.2 Inconvénients des nanofluides [14]

- Grande puissance de pompage et pus perte de charge.
- Érosion et corrosion des composants.
- Sédimentation.
- Viscosité supérieure, chaleur spécifique basse.
- Difficultés dans le processus de production
- Coût élevé.

I.7 Agrégation des nanoparticules

L'un des mécanismes de transfert de chaleur les plus discutés dans les nanofluides est peut-être le regroupement de nanoparticules. Les nanoparticules ont été expérimentalement observées pour agglomérer en grappes lorsqu'elles sont suspendues dans le liquide [15].

Théoriquement, le regroupement des nanoparticules dans les motifs de percolation crée des trajectoires de résistance thermique inférieure qui auraient un effet majeur sur la conductivité thermique globale et la viscosité. L'effet sur l'amélioration de la conductivité incorrecte serait négatif pour les fractions de faible volume de particules, car il y aurait des zones exemptes de particules dans le liquide.

Plusieurs études de la dynamique moléculaire ont montré une amélioration substantielle de la conductivité thermique avec l'augmentation du groupement de nanoparticules [15] malgré l'opposition forte des autres experts (Par exemple, Hong et al [16]).

Il est évident que le regroupement de particules doit avoir un certain effet sur la conductivité thermique, mais sa magnitude est encore inconnue.

I.8 Propriétés thermophysiques des Nanofluides

L'incorporation de nanoparticules dans le fluide de base entraîne une modification des propriétés thermophysiques telles que la conductivité thermique, la viscosité et la chaleur spécifique qui affectent le transfert de chaleur par convection. La concentration des nanoparticules, le niveau de pureté, la forme et la taille des nanomatériaux sont quelques-uns des principaux facteurs qui modifient de manière significative les propriétés thermophysiques.

I.8.1 La conductivité thermique

La conductivité thermique généralement est une propriété importante, principalement dans notre étude parce qu'elle joue un rôle très important dans le phénomène de transfert de chaleur elle peut indiquer clairement l'efficacité du transfert de chaleur du fluide ou du solide, la conductivité dépend de la température. À titre d'exemple, l'utilisation des nanoparticules de cuivre avec de l'éthylène glycol entraîne une augmentation de la conductivité thermique de 40 % par rapport au fluide de base.

En plus de sa variation en fonction de la température, la conductivité thermique du nano-fluide varie en fonction de la fraction volumique aussi, la conductivité thermique d'un nanofluide est calculé selon les modèles suivant :

➤ **Modèle de Maxwell (1881)**

Maxwell fait partie des chercheurs qui se sont intéressés au calcul de la conductivité thermique d'un fluide contenant des particules sphériques en suspension [17]. Pour aboutir à l'estimation de cette dernière, il a supposé que le fluide renferme plusieurs particules sphériques de même diamètre. La formule de Maxwell est donnée par

$$k_{nf} = \frac{k_s + 2k_f + 2\phi(k_f - k_s)}{k_s + 2k_f + 2\phi(k_f + k_s)} k_f \quad \text{I.1}$$

k_{nf} , k_f , k_s désignent respectivement les conductivités thermiques du nanofluide, du fluide de base et des particules solides. Le modèle de Maxwell est satisfaisant pour les suspensions contenant des particules sphériques de concentrations volumiques relativement faibles, mais ne tient pas compte de l'effet de la taille ni de la forme des particules. Il est à noter aussi que l'effet des interactions inter-particules est négligé dans ce modèle.

➤ **Modèle de Hamilton-Crosser (1962)**

Le modèle de Hamilton et Crosser [18] a été établi pour résoudre la limite du modèle de Maxwell. Puisque ce dernier n'est valable que dans le cas des particules sphériques, une chose qui rend le modèle non efficace pour la description du phénomène étudié. Pour cela le modèle de Hamilton et Crosser a été développé pour rendre plus efficace le calcul de la conductivité thermique du nanofluide quelle que soit la forme de la nanoparticule. La conductivité thermique apparente du milieu est donnée par l'expression suivante :

$$k_{nf} = \frac{k_s + (1-n)k_f + (1-n)(k_f - k_s)\phi}{k_s + (1-n)k_f + (k_f - k_s)\phi} k_f \quad \text{I.2}$$

Où n est un facteur de forme empirique. Avec : n est un facteur de forme empirique qui est défini comme $n = 3$ pour les particules sphériques et $n = 6$ pour les particules cylindriques. Pour ($\phi = 1$) (particules sphériques).

➤ **Modèle de Yu et Choi (2003)**

Ils ont proposé de modéliser les nanofluides comme un liquide de base et des particules solides séparés par une couche nanométrique [19]. Cette couche agit comme un pont thermique entre le fluide et les nanoparticules. De plus, il est supposé que la conductivité thermique de la couche nanométrique est plus grande que la conductivité thermique du liquide.

$$k_{nf} = \frac{k_s + 2k_f + 2(k_f - k_s) + (1 + \beta^3)\phi}{k_s + 2k_f - (k_f - k_s) + (1 + \beta^3)\phi} k_f \quad \text{I.3}$$

Avec : $\beta = 0.1$ est le rapport de l'épaisseur de la couche nanométrique sur le rayon des particules.

I.8.2 La masse volumique

Dans le cas d'un mélange, la masse volumique est donnée par la relation suivante :

$$\rho_{nf} = \left[\frac{m}{v} \right]_{nf} = \frac{m_f + m_s}{v_f + v_s} = \frac{\rho_f v_f + \rho_s v_s}{v_f + v_s} \quad \text{I.4}$$

La fraction volumique des nanoparticules, notée ϕ désigne le rapport du volume des nanoparticules sur le volume total (fluide + solide).

$$\phi = \frac{\text{Volume solide}}{\text{Volume total du nanofluide}} = \frac{v_s}{v_f + v_s} \quad \text{I.5}$$

On déduit alors la masse volumique du nanofluide :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_s \quad \text{I.6}$$

Où :

ρ_{nf} : La masse volumique du nanofluide ;

ρ_f : La masse volumique du fluide de base ;

ρ_s : La masse volumique des nanoparticules solides.

I.8.3 La viscosité dynamique

La viscosité caractérise l'aptitude d'un fluide à s'écouler. Sa connaissance est fondamentale pour toutes les applications impliquant le transport de fluides. L'ajout des nanoparticules conduit à une augmentation défavorable de la viscosité dynamique. Plusieurs modèles théoriques et expérimentales ont été développés pour prédire l'évolution de la viscosité dynamique des suspensions sous certaines conditions telles que :

➤ **Modèle d'Einstein (1906)**

Einstein a déterminé l'énergie dissipée autour d'une seule particule dans un fluide en associant son énergie au travail réalisé pour la faire avancer relativement au fluide [20]. À partir de ce résultat, il a déterminé l'expression décrivant une dépendance linéaire de la viscosité des suspensions dans un fluide avec la concentration pour $\phi \leq 1\%$:

$$\mu_{nf} = \mu_f(1 + 2,5\phi) \quad \text{I.7}$$

Par contre, Brinkman [21] a étendu la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques.

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2,5}} \quad \text{I.8}$$

On remarque que pour les faibles fractions volumiques, la relation de Brinkman conduit exactement à celle d'Einstein. Ces relations n'intègrent pas les effets du mouvement Brownien ni ceux de la taille des particules

La formule d'Einstein a depuis été vérifiée expérimentalement et est considérée satisfaisante pour des suspensions très diluées de particules sphériques (browniennes ou non browniennes) [22], typiquement pour des concentrations volumiques inférieures à 1%. Il est à noter que ce modèle ne tient pas compte des effets de la taille des particules et des interactions inter-particules.

➤ **Modèle de Pack et Cho (1998)**

Pack et Cho (1998) [23] ont proposé une corrélation pour les nanoparticules Al_2O_3 dispersés dans l'eau donnée par :

$$\mu_{nf} = \mu_f(533,9\phi^2 + 39,11\phi + 1) \quad \text{I.9}$$

➤ **Modèle de Maiga et al (2005)**

D'autres relations ont été proposées dans la littérature, qui sont limitées à des applications bien précises. Maiga et al. (2005) [24] à partir de résultats de mesures ont proposé la corrélation ;

$$\mu_{nf} = \mu_f(123\phi^2 + 7,3\phi + 1) \quad \text{I.10}$$

I.8.4 La chaleur spécifique

La chaleur spécifique est la capacité calorifique par unité de masse d'une substance ou d'un système homogène ($C = \frac{dQ}{m dT}$). La chaleur spécifique correspond à l'apport de chaleur nécessaire pour élever la température de l'unité de substance de 1 K lors de la transformation considérée.

Pour la détermination de la chaleur spécifique d'un nanofluide, on peut citer les deux modèles suivants :

- **Modèle de Pak et Cho. (1998) [25] :**

$$(C_p)_{nf} = (1 - \phi)(C_p)_f + \phi(C_p)_s \quad \text{I.11}$$

- **Modèle de Xuan et Roetzel (2000) [26] :**

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \phi)(\rho C_p)_f + \phi(\rho C_p)_s \quad \text{I.12}$$

I.8.5 Le coefficient d'expansion thermique

La variation de la masse volumique sous l'action de la température est caractérisée par le coefficient d'expansion thermique :

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$$

β_T : Coefficient de dilatabilité.

Pour calculer la valeur de ce coefficient pour les nanofluides, nombreux auteurs ont utilisé à la suite des premiers travaux sur les nanofluides :

$$\beta_{nf} = (1 - \phi)(C_p)_f + \phi(C_p)_s \quad \text{I.13}$$

1.9 Définition d'un ferrofluide

Les nanotechnologies ouvrent aujourd'hui de nouvelles perspectives dans de nombreux domaines, de la médecine (analyses médicales, vectorisation de médicaments, prothèses) à l'environnement (épuration de l'eau, pots catalytiques, capteurs), via l'optique (éclairage, imagerie) et l'électronique (stockage de l'information) [26].

Parmi ces derniers : les ferrofluides magnétiques présentent un exemple illustratif de ces applications. Aujourd'hui, ils sont utilisés dans différents domaines.

Un ferrofluide ou liquide magnétique est une suspension de particules ferromagnétiques de taille nanométrique dans un liquide porteur. Les ferrofluides sont apparus dans la deuxième moitié du XXe siècle. Ils n'existent pas à l'état naturel, il a donc

fallu les synthétiser. La première ébauche de ferrofluide ai été découverte par Wilson en 1779 qui a préparé un fluide constitué de fines particules de fer dans l'eau. Cependant, on ne peut parler d'une réelle synthèse de ferrofluide qu'à partir de 1963, lorsque Stephen Papell, chimiste de la NASA, réalisa un mélange de poudre de magnétite Fe_3O_4 et du kérosène (liquide porteur) en présence d'acide oléique (tensioactif). Les particules sont broyées pendant 10 mois, dans le but de pouvoir disposer des particules magnétiques de taille et de forme contrôlée. L'objectif était de fabriquer un liquide de propulsion pour fusées en absence de gravité [27]. Les fluides magnétiques, encore appelés ferrofluides, sont des solutions colloïdales très stables constituées de nanoparticules solides ferromagnétiques en suspension d'une taille de l'ordre de 10 à 100 nanomètres dans un liquide porteur, en général un solvant organique ou de l'eau [28]. La propriété magnétique de ces nanoparticules permet de contrôler leur mouvement par l'application de champ magnétique externe.

Les ferrofluides présentent une conductivité thermique étonnante. Ceci s'explique par la forte interaction entre les nanoparticules magnétiques et le fluide de base. (Figure I.9)

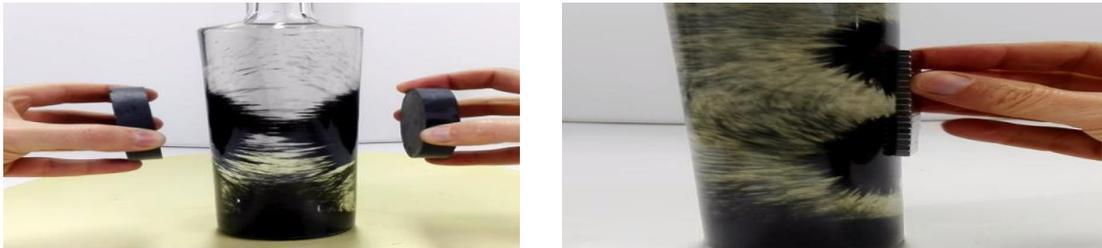


Figure I.9 : Effet d'un champ magnétique sur la poudre de fer [29].

Le matériau magnétique des nanoparticules et le fluide porteur des ferrofluides peuvent être de différentes natures. Nous présentons sur le **Tableau I.1** les matériaux et les fluides porteurs les plus utilisés.

Tableau I.1 : Matériaux et fluides porteurs utilisés dans les ferrofluides [30].

Le matériau le plus communément rencontré est l'oxyde de fer qui existe avec différentes stœchiométries : Fe_2O_3 ou Fe_3O_4 . Il est synthétisé à partir des ions Fe_{2+} ou Fe_{3+} en milieu basique. Ce matériau est l'un des moins chers existant et donne lieu à toute

Matériaux magnétiques		Fluides porteurs	
Métallique	Oxyde magnétique	Solvants organiques	Solvants polaires
Fe : Fer	Fe_3O_4 : magnétite	Kérosène	Eau
Co : Cobalt	γ - Fe_2O_3 : maghémite	Diester carboxylique	Méthanol
Ni : Nickel	Fe_2CoO_4 : ferrite cobalt	Huile de silicone	Ethanol
Fe-Co	Fe_2MnO_4 :ferrite manganèse	Polyphényléthers	Ethylène glycol

une famille de matériaux. En effet, dans les ferrites Fe_3O_4 , on peut remplacer les cations Fe^{2+} par d'autres cations divalents comme Co^{2+} , Zn^{2+} , Mn^{2+} ou Mg^{2+} ainsi que leurs alliages. On peut ainsi ajuster le moment magnétique de la ferrite selon les propriétés recherchées.

Dans un matériau, les nanoparticules se comportent comme de petits aimants, caractérisés par leur moment magnétique. Lorsqu'on applique un champ magnétique H , ces aimants élémentaires s'orientent selon le champ et le matériau acquiert alors une aimantation M .

La Figure I.10 représente l'arrangement des nanoparticules dans un ferrofluide en absence et en présence d'un champ magnétique. Les particules magnétiques sont constituées d'une matrice complexe contenant des grains d'oxyde de fer (Fe_2O_3 (Maghémite)), qui portent un moment magnétique permanent orienté suivant un axe principal d'aimantation. En absence de champ magnétique, le moment magnétique de ces grains est orienté de manière aléatoire au sein de la particule et aucun moment global n'apparaît au niveau de la particule. Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, tous les moments magnétiques des grains s'alignent dans la direction du champ, conférant à la particule un moment dipolaire magnétique global.

Sous l'action d'un champ magnétique extérieur (Figure I.10), tous les moments magnétiques des grains s'alignent dans la direction du champ, conférant à la particule un moment dipolaire magnétique global [31].

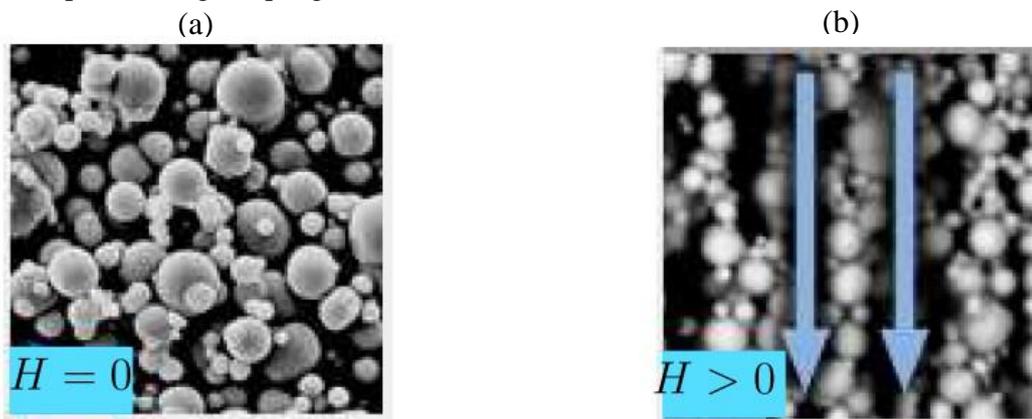


Figure I.10 : Comportement structural des particules d'un fluide magnétique sous l'action d'un champ magnétique (image obtenue par microscope électronique): (a) sans champ B (à gauche) et (b) avec champ B (à droite) [31].

I.10 Introduction sur la magnétohydrodynamique (MHD)

La magnétohydrodynamique (MHD en abrégé) concerne la description du comportement d'un fluide susceptible à conduire de l'électricité une fois soumis à l'action de champs électromagnétiques. Elle s'applique, en particulier aux plasmas. C'est une généralisation de l'hydrodynamique (appelée dynamique des fluides, définie par les équations de Navier-Stokes) couplée à l'électromagnétisme (équations de Maxwell) [32].

1.10.1 Définition de la magnétohydrodynamique

La magnétohydrodynamique (MHD) comporte trois parties, à savoir le champ magnétique moyen, le fluide et le mouvement. La figure (I.11) représente l'idée de base de la MHD. La figure (I.12) illustre le mécanisme par lequel la force de Lorentz affecte mouvements fluides. La loi de la main droite est représentée sur cette figure, qui détermine la direction de la force de Lorentz. Pour simuler le MHD, les équations de Maxwell doivent être résolues et combinées avec les équations de Navier-Stokes.

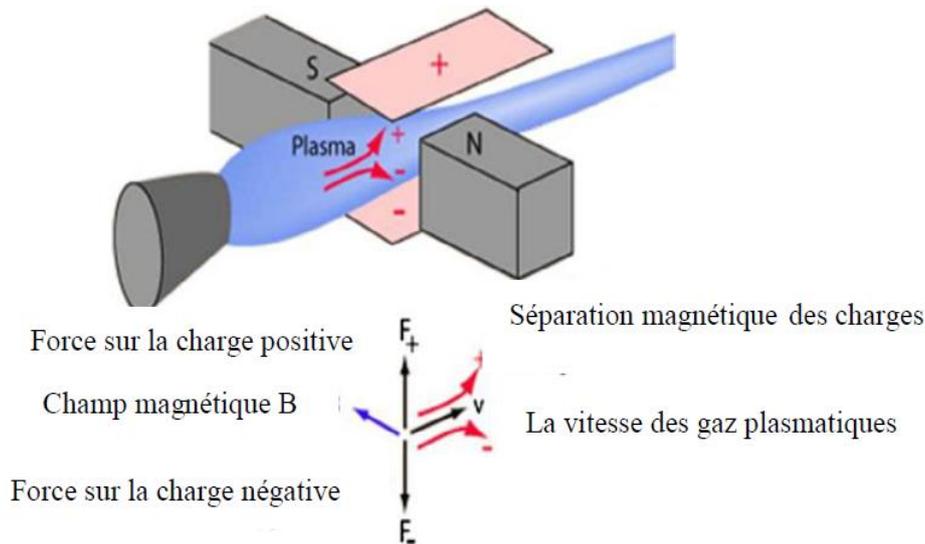


Figure I.11 : Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique [33].

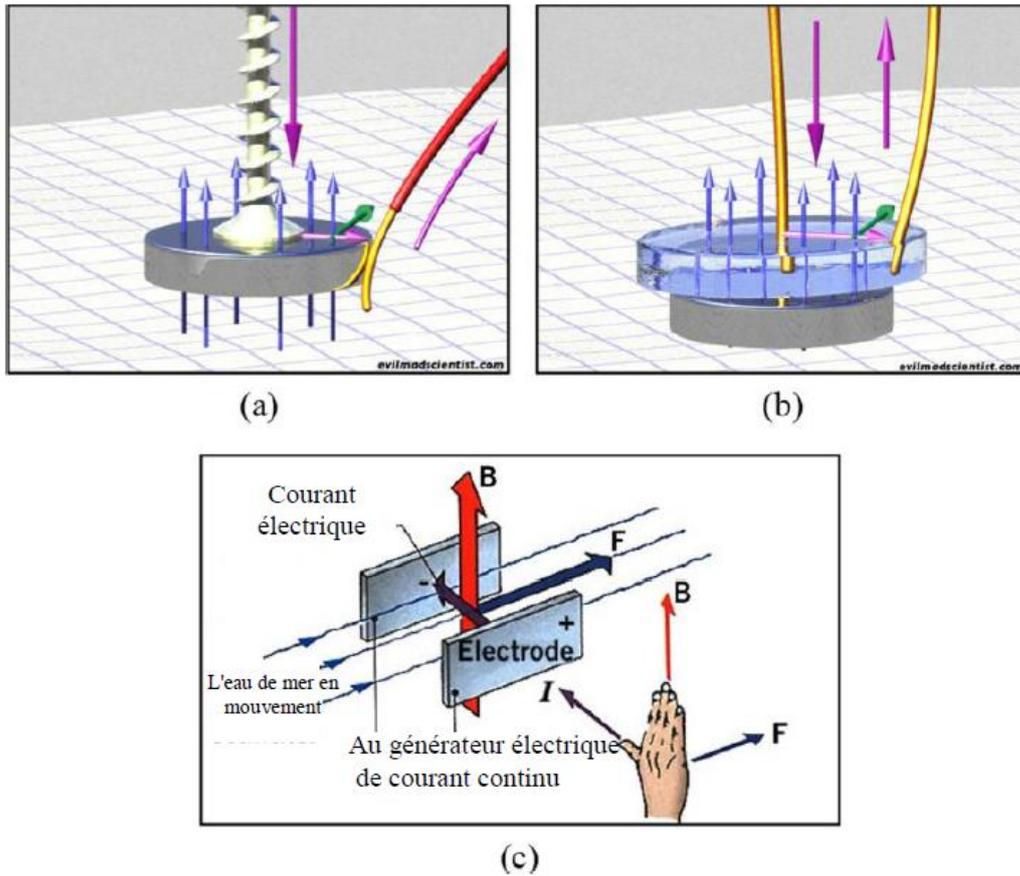


Figure I.12 : (a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur; (c) Loi de la main droite. (Ligne bleue : champ magnétique, ligne mauve : courant, ligne verte : mouvement.) [33].

1.10.2 Les équations de la MHD

Les équations de la magnétohydrodynamique sont les équations de Navier-Stokes et les équations de Maxwell, en plus de la loi d'Ohm. L'équation de conservation de la masse est inchangée et les équations de Maxwell non plus.

• Équation de mouvements

$$\frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} (v \sin(\gamma) \cos(\gamma) - u (\sin(\gamma))^2) \quad \text{I.14}$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} (u \sin(\gamma) \cos(\gamma) - v \cos(\gamma))^2 \quad \text{I.15}$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad \text{I.16}$$

➤ **Loi d'Ohm**

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad \text{I.17}$$

Avec : σ la conductivité électrique du fluide en Siemens par mètre.

E champ électrique (unité : V m⁻¹) - champ vectoriel.

B champ magnétique (unité : T) - champ vectoriel.

➤ **Loi de la force de Lorentz**

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

$$\vec{F} = q(\vec{u} \times \vec{B}) \quad \text{I.18}$$

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

➤ **Le nombre adimensionnel**

Dans le cadre de la MHD, de nouveaux nombres adimensionnels peuvent être utilisés.

➤ **Le nombre de Hartmann**

$$Ha = B_0 D_h \sqrt{\frac{\sigma_f}{\mu_f}} \quad \text{I.19}$$

I.13 Notions de base

La convection consiste essentiellement au transfert de l'énergie thermique par le mouvement ou le déplacement macroscopique au sein du fluide. On distingue trois types de convection, la convection naturelle où le mouvement des particules est dû à la différence de température qui est imposée au fluide, cette différence de température implique une différence de masse volumique, par contre la convection forcée est le résultat du mouvement des particules qui résulte de la différence de pression appliquée au fluide par l'intermédiaire des moyens mécaniques et la convection mixte qui est la combinaison des deux dernières:

- Convection forcée : apparaît quand le mouvement du fluide est imposé par une cause mécanique extérieure (pompe, ventilateur, ...) au fluide
- Convection naturelle : 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, ...)

- 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.14 Les nombres sans dimension

I.14.1 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. Il peut être exprimé comme :

$$\frac{F_a}{F_\mu} = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de viscosité}} \quad \text{I.20}$$

$$\frac{F_a}{F_\mu} = \frac{m \frac{V}{t}}{\mu L \frac{V}{L} L^2} = \frac{\rho L^2 V^2}{\mu L V} = \frac{\rho V L}{\mu} = Re \quad \text{I.21}$$

Où V : La vitesse moyenne [m/s].

L : La longueur caractéristique [m].

Le nombre de Reynolds permet de quantifier et qualifier les écoulements laminaires et turbulents.

I.14.2 Nombre de Prandtl.

Le nombre de Prandtl est le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique. Il caractérise l'importance relative des effets thermiques et visqueux.

Il peut être exprimé comme :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{K} = \frac{\nu}{\alpha} \quad \text{I.22}$$

I.14.3 Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt est le rapport entre le transfert thermique total et le transfert par conduction. Il peut être exprimé comme :

$$Nu = \frac{hL}{K} \quad \text{I.23}$$

Où h : Le coefficient d'échange thermique [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$].

I.14.4 Nombre de Grashof

Le nombre de Grashof est proportionnel au rapport entre les forces d'inerties gravitationnelles par les forces visqueuses. Il peut être exprimé comme :

$$\frac{F_g}{F_\mu} = \frac{\text{forces de gravité}}{\text{forces de viscosité}} \quad \text{I.24}$$

$$\frac{F_g}{F_\mu} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L_C^3 \cdot \rho^2}{\mu^2} = Gr \quad \text{I.25}$$

Où g : L'accélération de la pesanteur [m.s^{-2}].

ΔT : La différence de température [$^\circ\text{C}$].

I.14.5 Le nombre de Richardson

Le nombre de Richardson Ri est un nombre sans dimension utilisé surtout en thermodynamique. Ce nombre est en fait le rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle d'une parcelle du fluide et son énergie cinétique. Il est le rapport du nombre de Grashof sur le carré du nombre de Reynolds. On le définit de la manière suivante :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad \text{I.26}$$

Si $Ri \gg 1$ la convection naturelle est dominante ;

Si $Ri \ll 1$ la convection forcée est dominante ;

Si $Ri \approx 1$ la convection est dite mixte.

I.15 Synthèse bibliographique

Diverses études ont été menées en examinant plusieurs paires de paramètres Transfert de chaleur et génération d'entropie par convection en présence d'un champ magnétique dans les conduites remplies de nanofluide, qui sont directement liées à notre étude, ont été examinées analytiquement, numériquement et expérimentalement.

Rashidi et al. [34] ont mené une étude numérique sur le transfert de chaleur par convection mixte d'un nanofluide dans un conduit verticale à parois sinusoïdales et sous l'influence d'un champ magnétique externe. Le transfert de chaleur et les caractéristiques hydrodynamiques ont été examinés. Des simulations ont été effectuées pour des différents nombres de Reynolds ($500 \leq Re \leq 1000$), Grashof ($5 \times 10^4 \leq Gr \leq 1 \times 10^6$) et Hartmann (0.5

et 10), pour trois Amplitudes de la paroi sinusoïdale (0.1, 0.2 et 0.3). Les résultats sont obtenus pour un écoulement bidimensionnel, laminaire, stable et incompressible. De plus, les propriétés thermophysiques des nanofluides sont considérées comme constantes. Ils ont montré que le nombre de Nusselt moyen augmente en augmentant le nombre de Grashof pour différentes valeurs de la fraction volumique de nanoparticules. De plus, les nombres de Nusselt moyen et de Poiseuille augmentent en augmentant les nombres de Hartmann et de Reynolds. (Figure I.13)

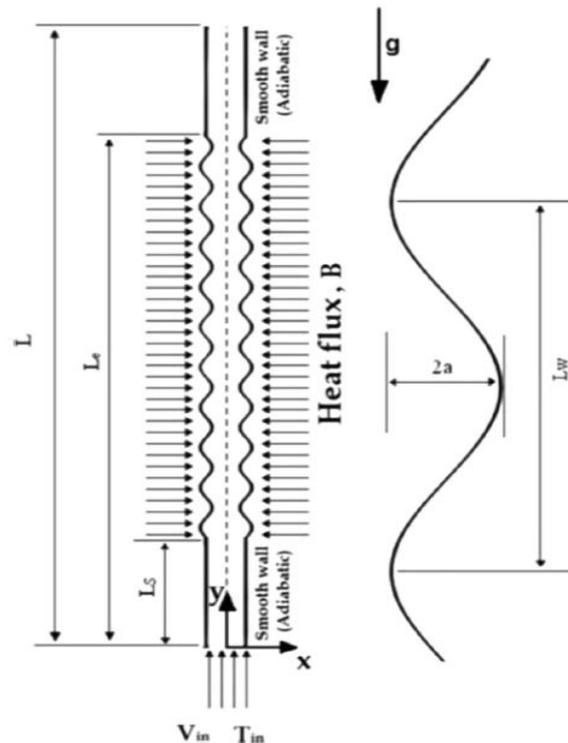


Figure I.13 : Schéma du modèle physique [34].

Rabhi et al. [35] ont fait l'étude numérique de la génération d'entropie et le transfert de chaleur d'un écoulement axisymétrique sous déséquilibre thermique dans un microcanal poreux et en présence d'un champ magnétique externe orienté. Le but de la recherche est de déterminer l'effet du champ magnétique sur la génération d'entropie et le nombre de Bejan avec la variation des divers paramètres tels que le nombre de Knudsen, d'Eckert, de Biot, de Darcy et le rapport de la conductivité thermique. Les résultats montrent que l'irréversibilité et la contribution du transfert de chaleur et l'irréversibilité du flux de fluide sont fortement influencés par la présence d'un champ magnétique. (Figure. I.14)

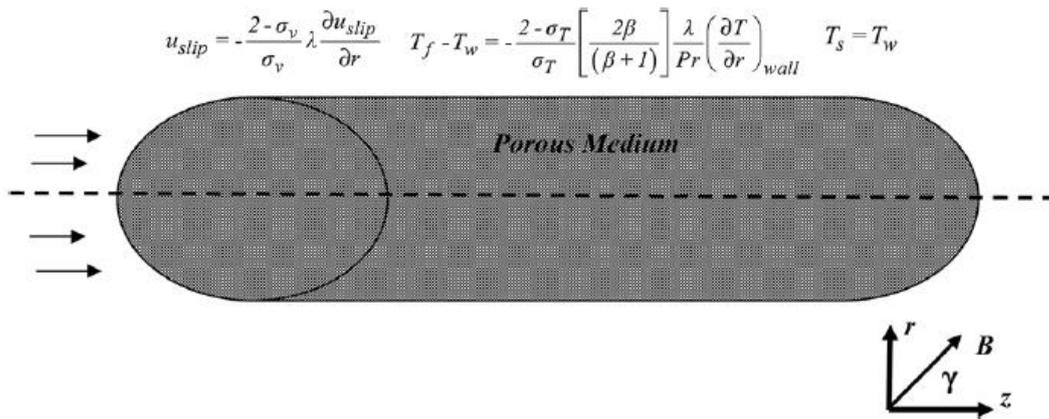


Figure I.14 : Géométrie et système de coordonnées [35].

Heidary et al. [36] Dans leur étude, le transfert de chaleur et l'analyse de l'écoulement de fluide dans un canal droit utilisant un nanofluide est étudié numériquement, il été conclu que le transfert de chaleur dans les canaux peut augmenter jusqu'à 75 % en raison de la présence de nanoparticules et l'effet du champ magnétique. (Figure. I.15)

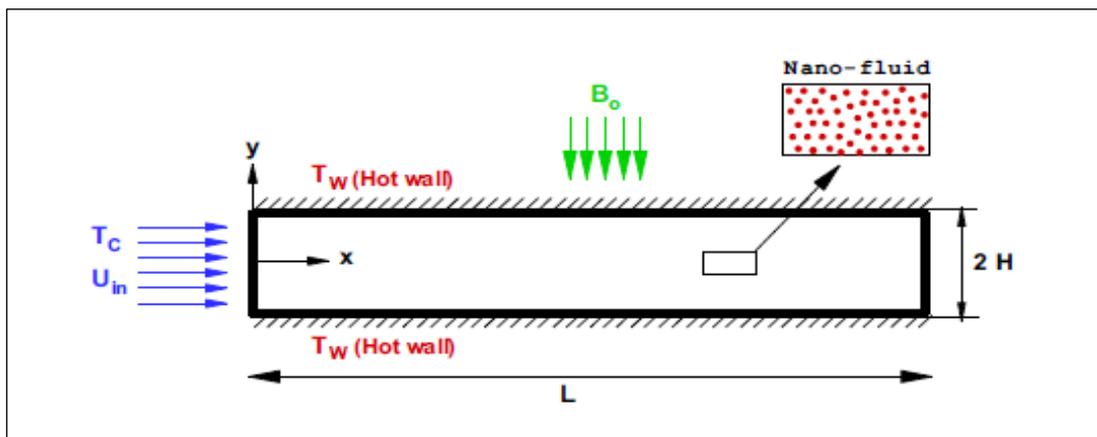


Figure I.15 : Schéma montre le principe du conduit étudié [36].

Erdem et Varol [37] ont étudié numériquement le comportement du nano-fluide Cu-eau dans un tuyau. Le tuyau est soumis à un champ magnétique externe orienté perpendiculairement. La température du tuyau est supérieure à la température du fluide. L'étude a été réalisée pour trois nombres de Reynolds différents. Les forces du champ magnétique et les fractions volumiques du nano-fluide ont été choisies comme $Ha = 0, 10, 20$ et $\phi = 0, 0,02, 0,04$, respectivement. L'analyse a été réalisée avec le logiciel commercial Ansys Fluent, il est conclu que l'intensité du champ magnétique, la fraction volumique du

nanofluide et le nombre de Reynolds (Re) se sont avérés efficaces pour le transfert de chaleur, et le mouvement du nanofluide peut être contrôlé par le champ magnétique. (Figure I.16)

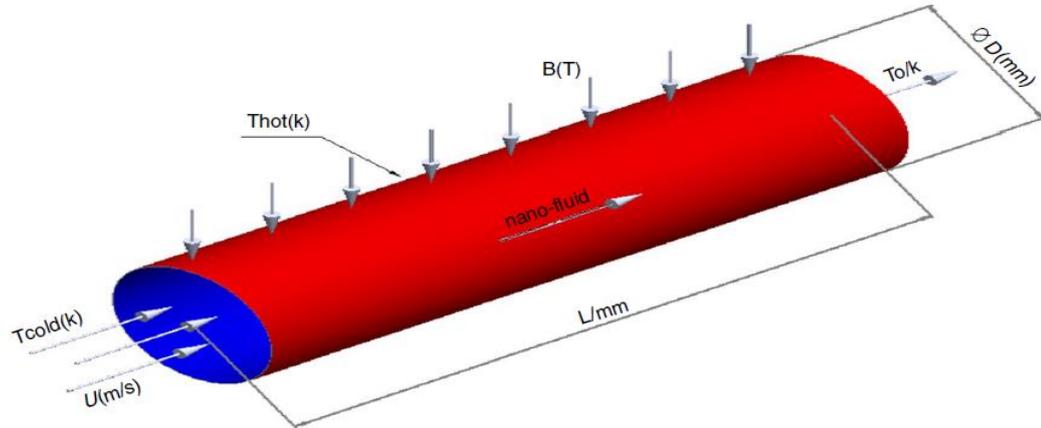


Figure I.16 : Modèle de tuyau étudié [37].

L'efficacité du système d'échange thermique par convection forcée d'un nanofluide dans un canal chaotique alimenté par un champ magnétique non-uniforme appliqué de deux manières différentes ; soit sur la géométrie complète, soit partiellement sur des portions sélectionnées du canal été étudiées numériquement par **Aidaoui et al.** [38]. Les résultats numériques indiquent que le nombre de Nusselt est une fonction croissante avec le nombre de Hartmann dans le cas du mode partiel et de l'orientation transversale du champ MHD. Alors qu'il s'agit d'une fonction constante, décroissante ou légèrement augmentée avec le nombre de Hartmann dans les autres applications. Une amélioration d'environ 13 % des transferts de chaleur est enregistrée pour le cas optimal par rapport à la situation standard (sans champ magnétique). De plus, il été montré que le nombre Reynolds augmente l'échange de chaleur avec une valeur critique existante de Re pour le cas d'orientation transversale, où l'effet du mode MHD (Partiel ou complet) sur le nombre Nu moyen est différent. (Figure I.17 et I.18)

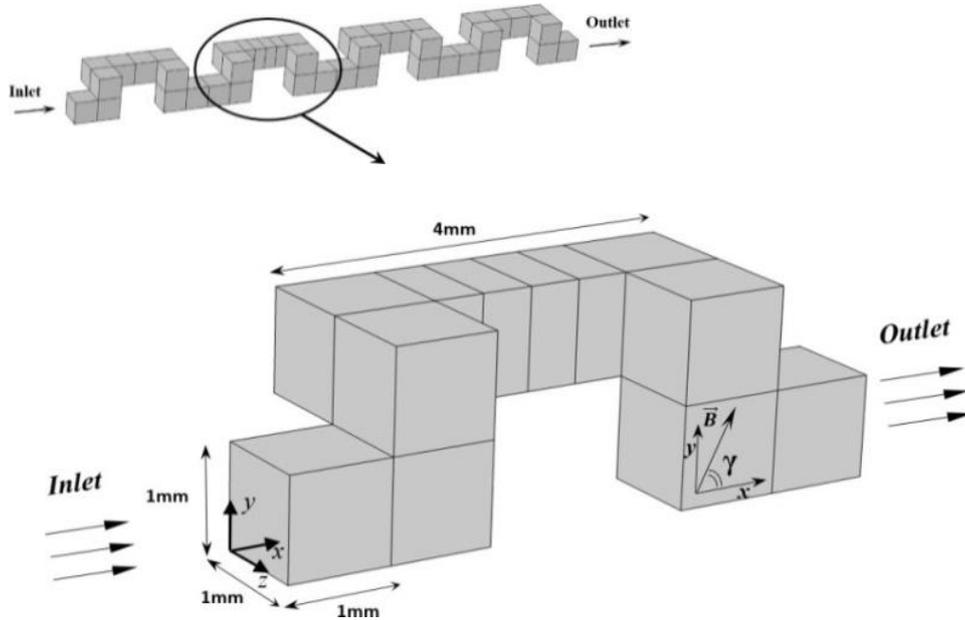


Figure I.17 : Schéma du canal considéré en forme de C [38].

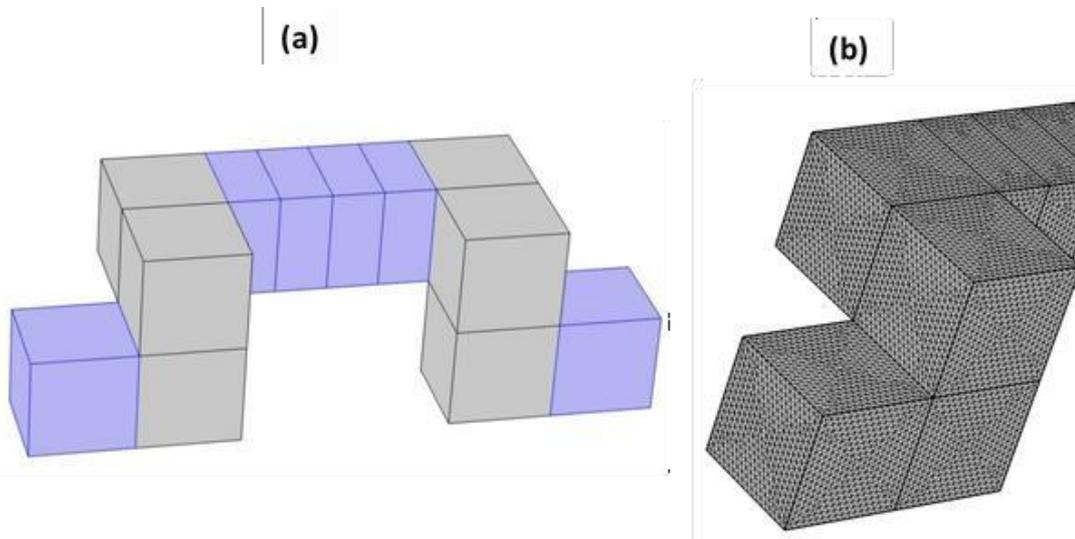


Figure I.18 : Représentation de : (a) zone du mode d'application partielle MHD, (b) calcul discrétisation de domaine [38].

Heris et al. [39] ont fait la simulation numérique de la convection forcée laminaire d'un nanofluide Al_2O_3/eau dans un conduit triangulaire, les parois du canal sont chauffées à une température constante. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt du nanofluide augmente avec l'augmentation de la concentration de nanoparticules et la diminution du diamètre. Aussi, l'amélioration du transfert de chaleur du fluide devient meilleure à haute valeur de nombre de Reynolds en écoulement laminaire. (Figure I.19)

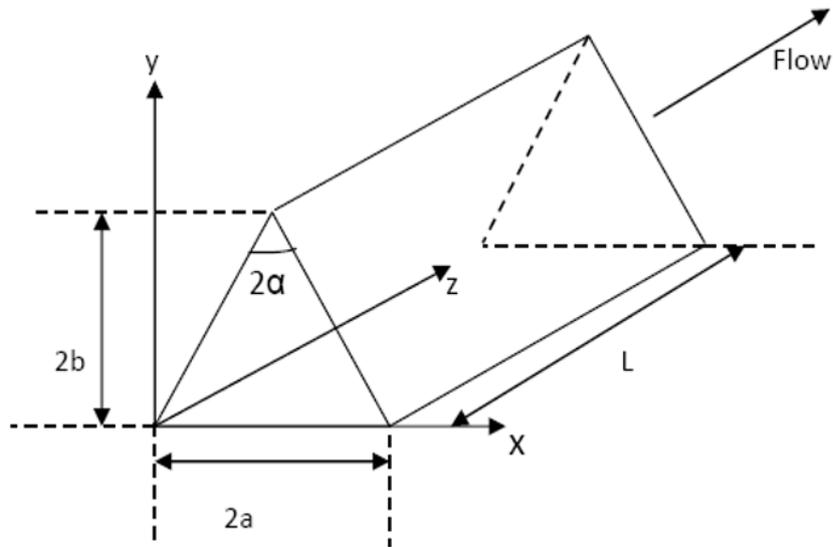


Figure I.19 : Géométrie d'un conduit triangulaire [39].

Haghighatkah et al. [40] ont simulé numériquement l'écoulement de nanofluide à l'intérieur d'un canal triangulaire équilatéral en présence d'un champ magnétique, deux modèles sont utilisés : modèle monophasé et biphasé avec des propriétés constantes. Trois concentrations de nanofluides sont examinées ϕ (0, 1, 4), la vitesse non dimensionnelle, nombre de Reynolds et le nombre de Hartmann variaient de (0, 1.6), (100, 800) et (0, 20) respectivement. Ils ont constaté que l'augmentation de l'intensité du champ magnétique indique une augmentation de l'efficacité du système de transfert de chaleur.

Les résultats montrent qu'avec l'augmentation du champ magnétique, le coefficient de frottement, la vitesse dans le canal, le taux de transfert de chaleur, le nombre moyen de Nusselt augmentent. (Figure I.20)

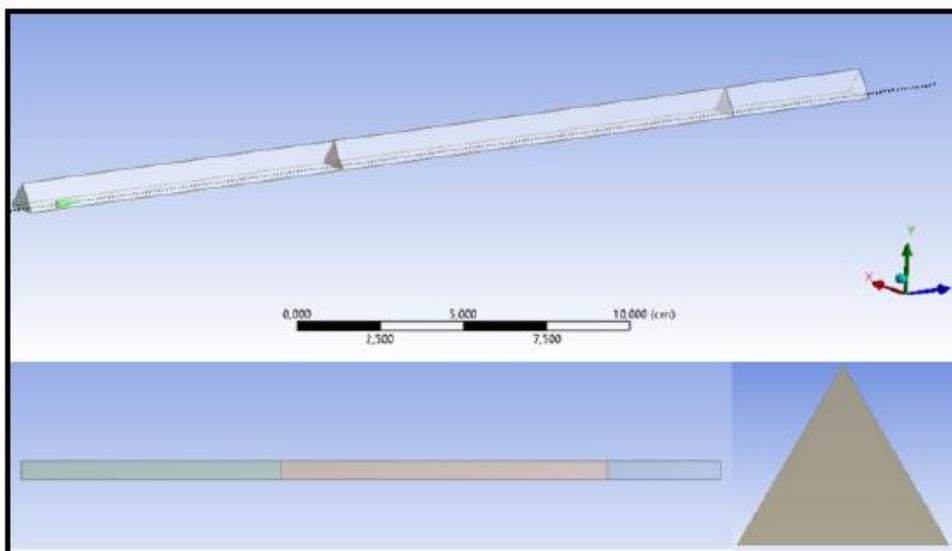
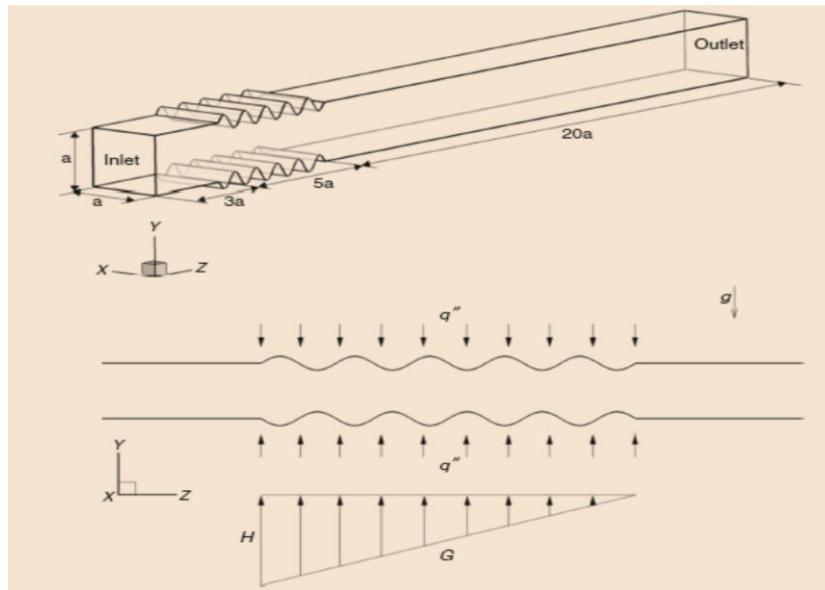


Figure I.20 : Géométrie de conduit triangulaire équilatéral [40].

Mousavi et al. [41] ont étudié numériquement les effets d'un champ magnétique non- uniforme sur le comportement hydrodynamique et thermique d'un écoulement de ferrofluide dans un canal ondulé, les surfaces ondulées en haut et en bas du canal sont chauffées par des flux de chaleur constante. De plus, les flancs sont adiabatiques.

Les résultats indiquent que la paroi ondulée améliore le taux de transfert de chaleur sur le fond du canal par rapport à la paroi lisse, alors qu'elle n'a pas d'effet significatif sur la paroi supérieure où la convection naturelle est faible. Par ailleurs, on constate que l'influence du champ magnétique sur le champ d'écoulement et le transfert de chaleur dans le canal à parois ondulées est supérieure par rapport au canal à parois lisses. Ceci est dû à la suppression des zones de recirculation dans les canaux sinusoïdales des parois ondulées par application du champ magnétique. (Figure I.21)



I.21 : Géométrie de conduit ondulé. [41]

Les équations couplées de la convection et de la diffusion d'un problème d'écoulement magnétohydrodynamique ont été étudiées par **Prasanna et Ganesh [42]**. Pour des conduites de différentes sections telles que carré, rectangle, triangle, cercle, ellipse, secteur et anneau dans des conditions de régime permanent, le nombre de Hartmann étant fixe. Ont observé à partir des contours d'écoulement MHD de toute forme considérée que les comportements du champ magnétique induit et de la vitesse sont similaires.

Dans tous les cas discutés ci-dessus, le profil de vitesse est plat dans la région centrale, ce qui correspond au comportement de la vitesse dans l'étude de la littérature.

Soltanipour et al. [26] ont présenté l'effet d'un champ magnétique non-uniforme sur l'écoulement du ferrofluide, le transfert de chaleur et la génération d'entropie dans un tuyau courbé chauffé par flux de chaleur constante. L'objectif principal est de déterminer l'effet de l'angle circonférentiel et la force d'un champ magnétique sur l'amélioration du transfert de chaleur. Ils ont constaté que l'application d'un champ magnétique réduit considérablement l'irréversibilité du transfert de chaleur. (Figure I.22)

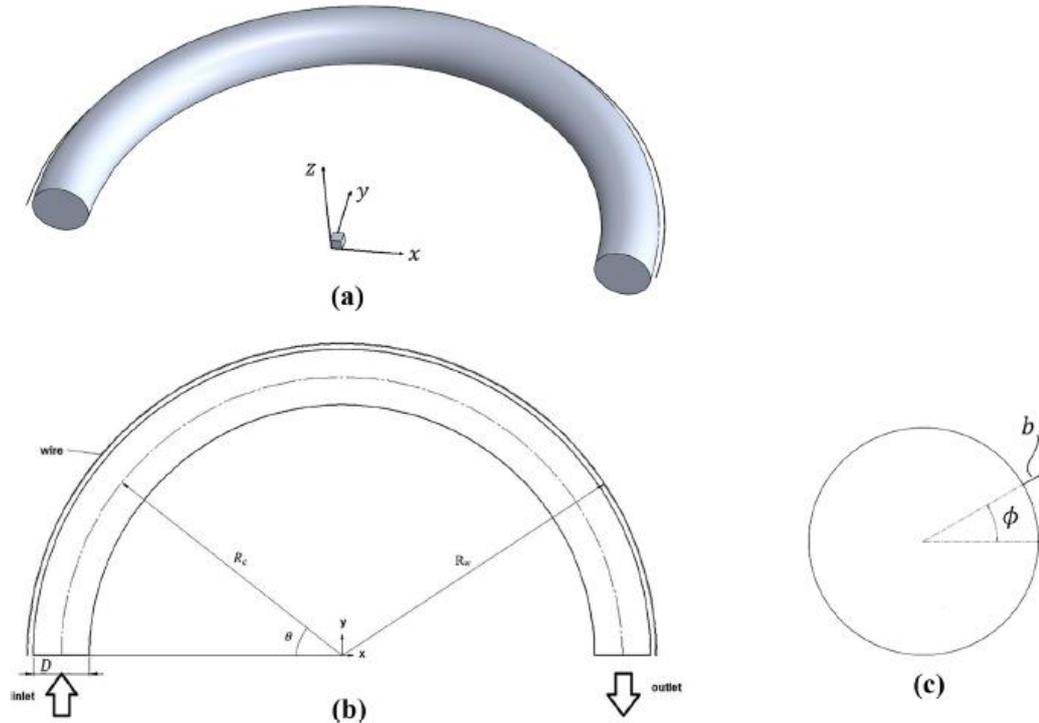


Figure I.22 : Modèle de tuyau étudié [42].

Alizadeh et al. [43] ont étudié numériquement le MHD et la convection mixte s'écoulent dans un canal vertical à deux plaques parallèles, en référence de développement à flux laminaire, thermique et hydrodynamique de fluide newtonien. Les limites sont considérées comme isothermes et les autres parois sont maintenues à des températures égales.

Les résultats montrent que l'augmentation du nombre Hartmann a ralenti le mouvement du fluide dans l'axe de canal et par conséquent, la vitesse augmente près des parois associées à un débit constant de chaque section de canal et le nombre de Nusselt augmente légèrement. (Figure I.23)

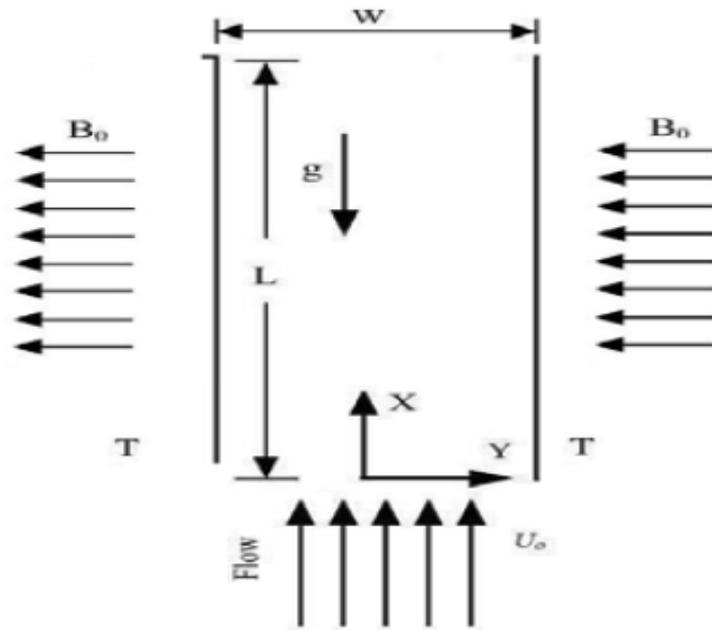


Figure I.23 : Géométrie et condition aux limites [43].

Le transfert de chaleur par convection d'un nanofluide magnétique (Fe_3O_4) dans des canaux droits : carré, circulaire et triangulaire a été étudié par **Abdulwahab et al.**[45], pour examiner l'écoulement de fluide et l'amélioration du transfert de chaleur.

Les résultats montrent que lorsque le nombre de Reynolds augmente, le taux de transfert de chaleur augmente pour toutes les géométries, mais il est mieux dans le cas de tubes circulaires. (Figure I.24)

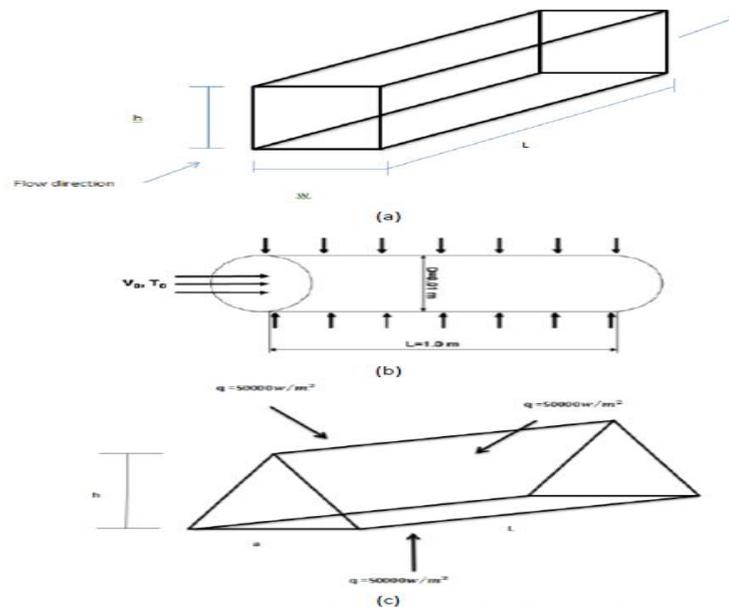


Figure I.24 : Paramètres géométriques pour tous les canaux [45].

Benzema et al. [46] ont étudié numériquement l'écoulement laminaire et stationnaire d'un nanofluide traversant une cavité ventilée de forme géométrique trapézoïdale à angle droit soumis à un champ magnétique et uniforme. Les résultats indiquent que l'écoulement du nanofluide est fortement affecté par l'application d'un champ magnétique. En outre, l'augmentation des nombres de Reynolds et de Hartmann améliore les performances thermiques de la cavité ventilée. (Figure I.25)

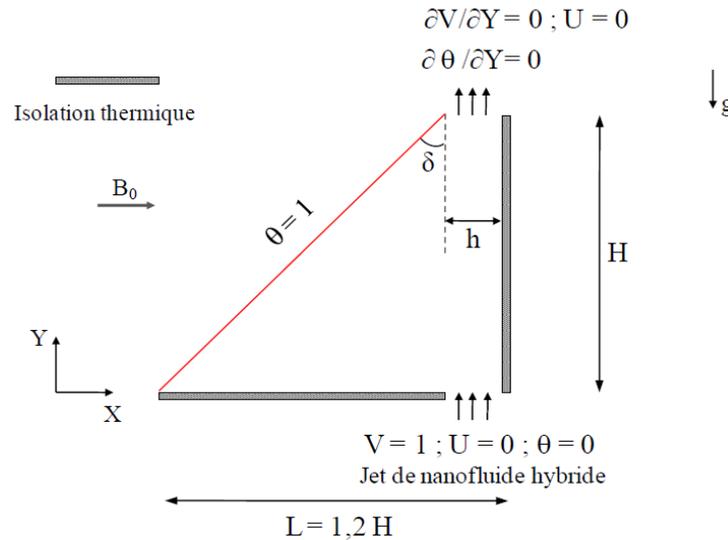


Figure I.25 : Cavité considérée et conditions aux limites adimensionnelles [46].

Belahmadi et Bessaïh. [47] ont analysé numériquement l'effet de trois champs magnétiques externes différents (B_r , B_θ , B_z) appliqués respectivement dans les trois directions (r , θ , z), sur 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. Des simulations ont été effectuées pour nombre de Richardson, de Hartmann, de la fraction volumique des nanoparticules et de la direction du champ magnétique ont été examinés.

Les résultats montrent que la production d'entropie et le transfert de chaleur et les taux de transfert de chaleur dépendent de l'intensité et de la direction du champ magnétique. De plus, l'augmentation de Ri et NP augmente la génération d'entropie et le transfert de chaleur. Enfin, l'application d'un champ magnétique radial favorise un meilleur transfert de chaleur par convection et minimise la production d'entropie. (Figure I.26)

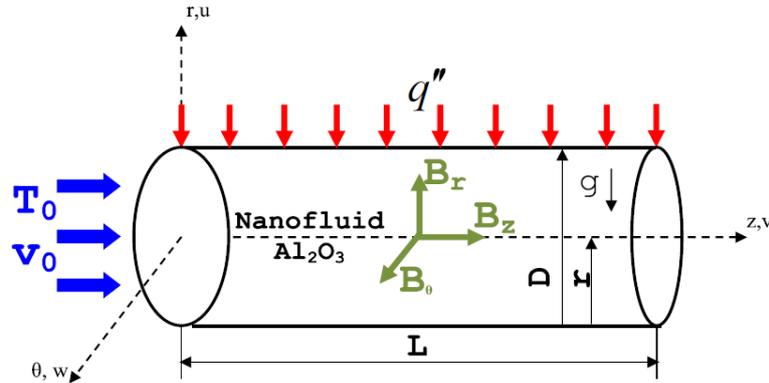


Figure I.26 : Schéma d'un cylindre horizontal avec les conditions aux limites [47].

Aidaoui et al. [48] ont étudié numériquement l'écoulement d'une convection forcée d'un nanofluid Cu-eau dans un canal en forme de C sous l'influence d'un champ magnétique externe non-uniforme. Des simulations numériques sont menées pour étudier les effets des techniques actives et passives combinées d'amélioration du transfert de chaleur, telles que l'advection chaotique, les nanoparticules et le champ MHD sur les performances de l'écoulement du fluide. Sur la base de la première et de la deuxième loi de la thermodynamique, les paramètres adoptés pour la caractérisation sont principalement : le coefficient de transfert de chaleur par convection, le principe du champ de synergie, la génération d'entropie et l'efficacité. Les effets du nombre de Hartmann ($0 < Ha < 50$), du nombre de Reynolds ($20 < Re < 100$), de la fraction volumique solide des nanoparticules ($0 < \phi < 0.1$) ainsi que le mode d'application du champ magnétique (partiel/complet) et son orientation ($0, \pi/2$) sur les paramètres précédents sont évalués. Les résultats montrent que les performances thermiques, l'homogénéisation du champ thermique, le rendement énergétique et le rendement exégétique sont considérablement améliorés en appliquant le champ magnétique externe de manière partielle avec le choix d'une direction transversale du champ magnétique. (Figure I.27)

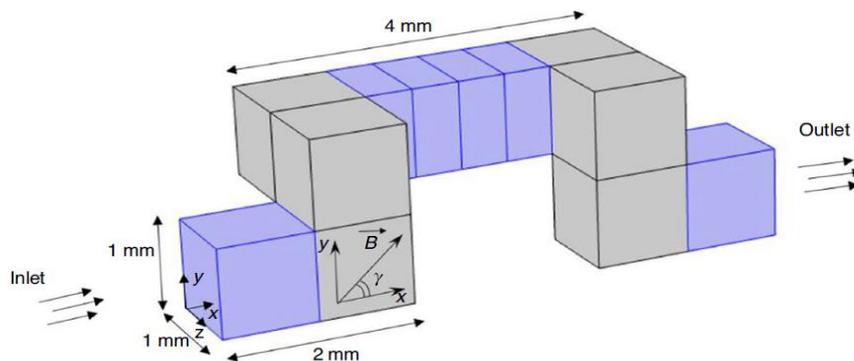


Figure I.27 : Schéma d'une période du canal en forme de C avec les parties colorées indiquant zone de champ MHD partielle [48].

Ashorynejad et Zarghami [49] ont étudié numériquement à l'aide d'un LBM (la méthode de lattice- Boltzmann) le transfert de chaleur par convection forcé d'un nanofluide dans un canal partiellement poreux avec des parois ondulées sous l'effet d'un champ magnétique vertical uniforme, le transfert de chaleur et les caractéristiques hydrodynamiques ont été examinés, le gradient de pression et le flux de chaleur sont considérées comme constantes.

Les résultats montrent que le nombre de Nusselt est une fonction croissante de la fraction volumique des nanoparticules, du nombre de Hartmann, et du gradient de pression. (Figure I.28)

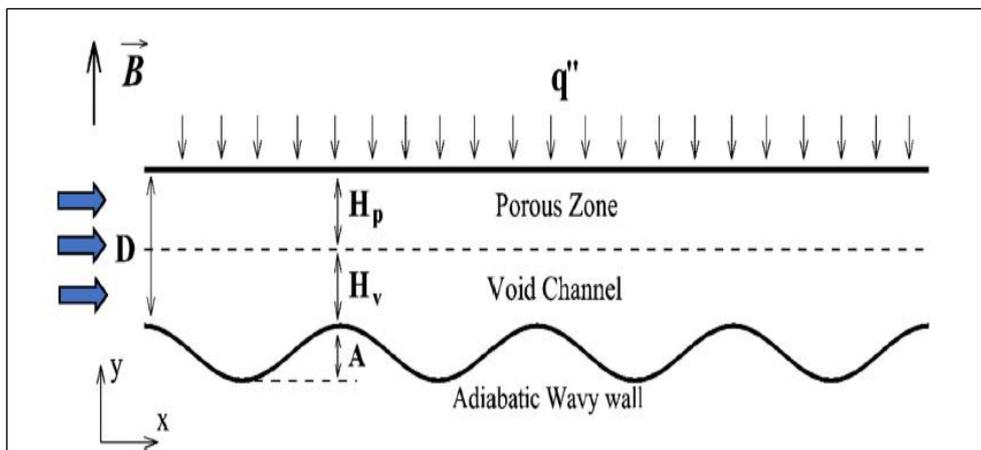


Figure I.28 : Schéma du domaine de simulation [49].

Le flux de convection dans le dissipateur thermique à microcanaux avec des cavités réentrantes en forme d'éventail décalées dans la paroi latérale remplie d'eau Fe_3O_4 a été étudié numériquement par Nasiri et al. [50]. Les effets de la modification de certains paramètres tels que le nombre de Reynolds et le champ magnétique sont pris en compte. L'écoulement du nanofluide est laminaire, stable et incompressible, tandis que les propriétés thermo-physiques des nanoparticules ont été supposées constantes. Une méthode de volumes finis et des modèles de mélange à deux phases ont été utilisés pour simuler l'écoulement. Les résultats obtenus montrent que la génération d'entropie frictionnelle augmente à mesure que le nombre de Reynolds augmente, tandis qu'une tendance inverse est observée pour la génération d'entropie thermique. En appliquant un champ magnétique non-uniforme, la génération d'entropie due au transfert de chaleur diminue d'abord puis augmente. Lors de l'utilisation du champ magnétique uniforme, la génération d'entropie de frottement et la génération d'entropie thermique sont négligeables. Pour tous les cas étudiés, la génération d'entropie totale diminue en utilisant des champs magnétiques non-

uniformes. En outre, en augmentant la puissance du champ magnétique, la génération totale d'entropie diminue. (Figure I.29)

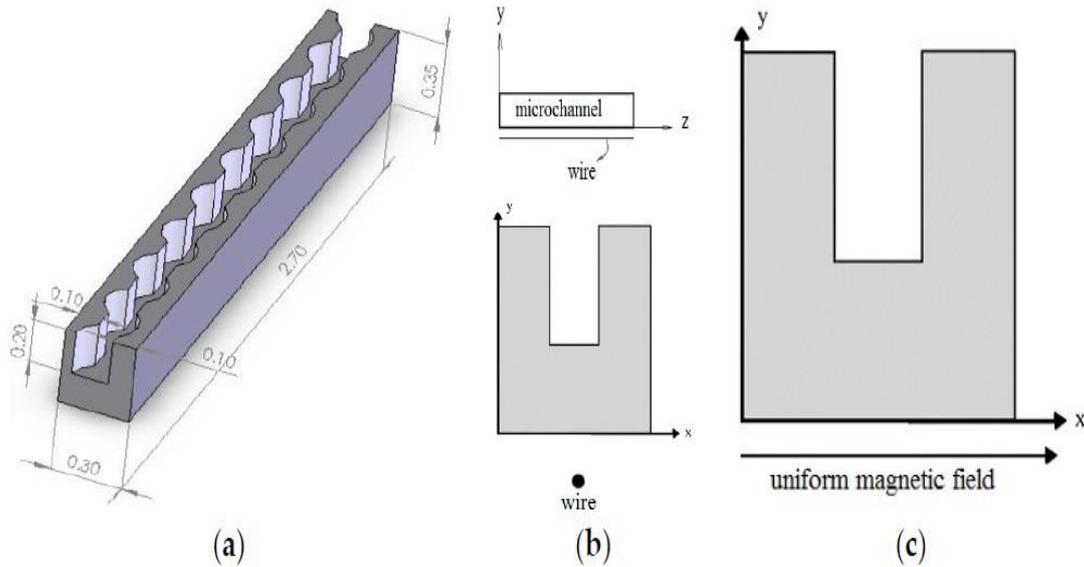


Figure I.29 : Schéma du microcanal et du champ magnétique (a) Géométrie du microcanal dans la présente étude; (b) Plan de coupe transversale du champ magnétique transversal non uniforme ; (c) champ magnétique transversal uniforme [50].

Hajjaligol et al. [51] ont effectué une étude de la convection mixte et la génération d'entropie dans un microcanal tridimensionnel rempli d'un nanofluid sous l'effet d'un champ magnétique. Les champs de température, la variation de la vitesse horizontale, la résistance thermique, la perte de charge, les nombres de Hartmann et Reynolds ont été considérés. De plus, la génération de chaleur, de frottement et d'entropie magnétique est étudiée dans différentes fractions volumiques. Les résultats montrent qu'avec l'augmentation du nombre de Hartmann, la vitesse horizontale maximale le long de la ligne médiane et la résistance thermique d'entrée et de sortie diminuent dans le microcanal. D'autre part, en augmentant la force du champ magnétique imposant, la génération d'entropie thermique s'atténue, tandis que celles de frottement et magnétiques augmentent. Cependant, l'augmentation des deux derniers est très faible par rapport à la génération d'entropie de chaleur. Le rapport $Nu_{avg}/$ (perte de charge) est supérieur à 10. Ainsi, le gain thermique de ce microcanal domine assez la perte de réduction de pression. (Figure I.30)

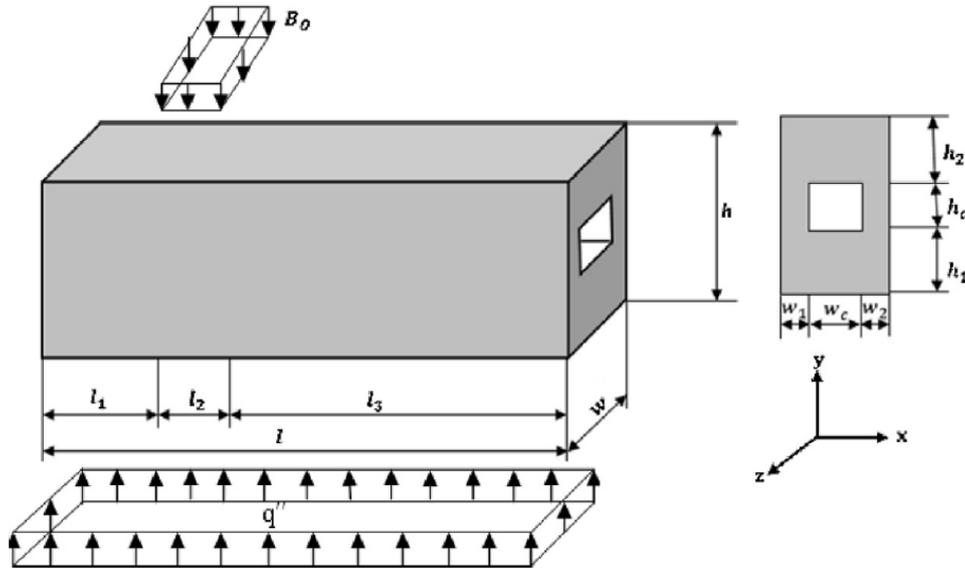


Figure I.30 : Géométrie schématique du modèle physique [51].

Kherroubi et al. [52] ont étudié numériquement l'écoulement tridimensionnel et le transfert de chaleur par convection mixte d'un nanofluide Cu-eau dans une cavité cubique ventilée de forme L, en présence d'un champ magnétique uniforme. La ventilation est assurée par deux ouvertures de même taille. Le flux froid entre par une ouverture pratiquée en haut de la paroi gauche et sort par une autre ouverture pratiquée en bas de la paroi verticale droite. Toutes les parois de la cavité sont maintenues à la même température, supérieure à celle du flux entrant, sauf les parois latérales qui sont considérées comme adiabatiques. Les paramètres de contrôle sont : le nombre de Reynolds et le nombre de Hartmann ainsi que la fraction volumique des nanoparticules. Les résultats indiquent qu'en l'absence de champ magnétique, l'augmentation du nombre de Reynolds augmente l'écoulement hydrodynamique et améliore le transfert de chaleur. Le champ magnétique appliqué provoque une amélioration insignifiante du transfert de chaleur. De plus, l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules augmente les performances du transfert de chaleur dans le nanofluide, quel que soit le cas ; la présence ou l'absence du champ magnétique. (Figure I.31)

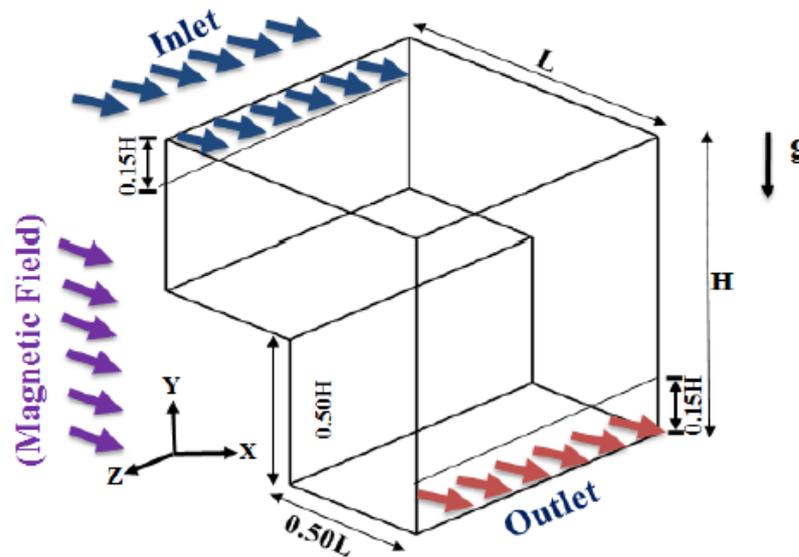


Figure I.31 : Problème physique [52].

Aminfar et al. [53] ont étudié numériquement les caractéristiques hydrothermiques d'un ferrofluide ($\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$) dans un conduit rectangulaire vertical soumis à un champ magnétique transversal non-uniforme. Le modèle de mélange à deux phases et la technique du volume de contrôle ont été utilisés pour étudier l'écoulement. Les résultats montrent que l'application du champ magnétique susmentionné augmente le nombre de Nusselt, le facteur de coefficient de frottement, crée une paire de tourbillons qui améliore le transfert de chaleur et empêche la sédimentation des nanoparticules. De plus, contrairement au champ magnétique non uniforme axial, l'augmentation du nombre de Nusselt pour le champ magnétique transversal est considérables sur tout le long du conduit et on en conclut également qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds, l'effet du champ magnétique transversal non-uniforme sur le nombre de Nusselt est supérieur à celui du champ magnétique axial non-uniforme. (Figure I.32)

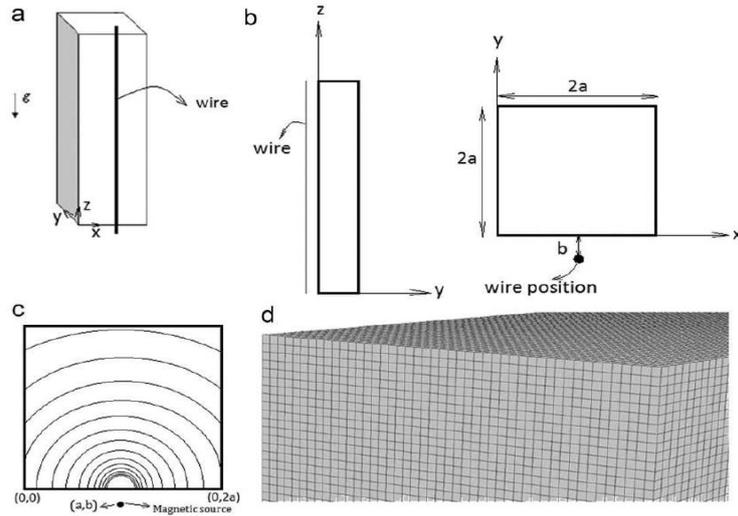


Figure I.32 : (a) Schéma du modèle physique, (b) plan de coupe transversale, (c) contours de l'intensité du champ magnétique, et (d) grille [53].

Gul et al. [54] ont étudié numériquement le transfert de chaleur par convection mixte magnétohydrodynamique (MHD) d'un ferrofluide le long d'un canal vertical, les parois sont maintenues à des températures non-uniformes. Un champ magnétique transversal est appliqué sur le canal. De plus, des nanoparticules d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) non magnétiques ont également été utilisées. Des comparaisons entre les nanoparticules magnétiques et de non magnétiques ont également été réalisées. Le mouvement du fluide est dû à la force de flottabilité associée au gradient de pression appliqué. Le problème a été modélisé en termes d'équations aux dérivées partielles avec des conditions aux limites physiques. Des solutions analytiques ont été obtenues pour la vitesse et la température. Les résultats graphiques ont été tracés et discutés. Il a été constaté que la température et la vitesse des ferrofluides dépendent fortement de la viscosité et de la conductivité thermique ainsi que du champ magnétique. (Figure I.33)

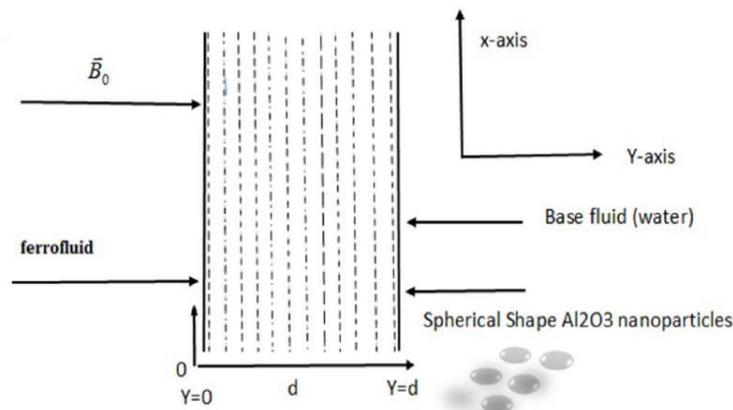


Figure I.33 : Géométrie de l'écoulement [54].

La convection forcée du nanofluide Fe_3O_4 -eau dans un canal en présence d'un champ magnétique variable bifurquant est analysé numériquement par **Selimefendigil et al.** [55]. Les effets de diverses valeurs du nombre de Reynolds (entre 100 et 500), du nombre de Hartmann (entre 0 et 3) et de la fraction volumique de nanoparticules solides (entre 0 % et 4 %) sur les caractéristiques de transfert de chaleur par convection sont étudiés. Les résultats montrent que l'emplacement et la taille des zones de recirculation établies dans les parois du canal bifurquant sont fortement influencés par le champ magnétique variable et le nombre de Reynolds. Les améliorations moyennes du taux de transfert de chaleur étaient de l'ordre de 12 à 15 % pour les parois chaudes du canal ramifié en l'absence de champ magnétique, alors qu'ils ont été réduits de 9 à 12 % dans la présence de champ magnétique. (Figure I.34)

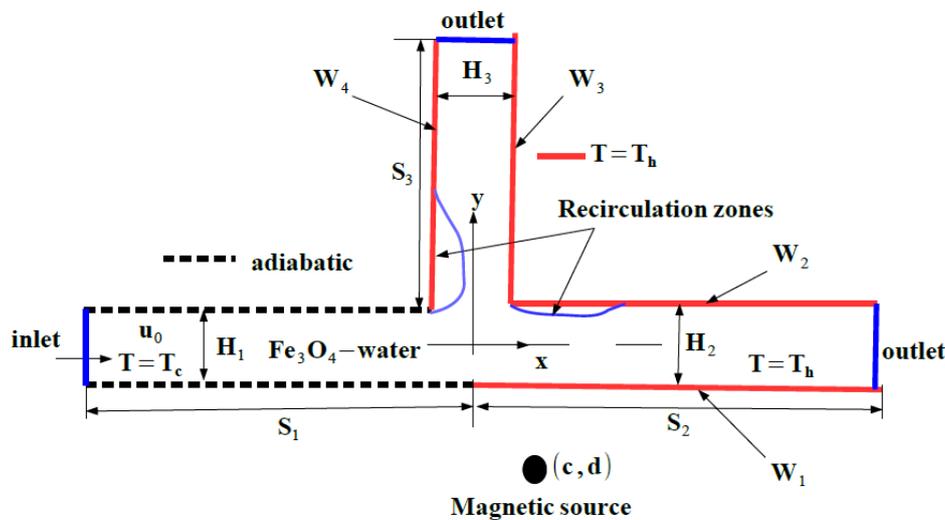


Figure I.34 : Vue schématique du modèle physique avec conditions aux limites [55].

Shah et Khandekar [56] ont présenté une étude numérique de la convection forcée laminaire de deux ferrofluides à base d'eau ayant des concentrations différentes de nanoparticules dans des plaques parallèles sous un champ magnétique non-uniforme produit par des dipôles de lignes magnétiques placés le long de la longueur de la plaque. L'effet de la fraction volumique solide des nanoparticules, des configurations de dipôles simples et multiples et de différents nombres de Reynolds sur l'amélioration du transfert de chaleur ont été étudiés. Ils ont constaté que le transfert de chaleur est fortement affecté (augmenté de manière significative) par la présence de champ magnétique par rapport à l'absence de champ magnétique. De plus, le placement de dipôles multiples le long du canal montre de meilleurs résultats pour l'amélioration du transfert de chaleur par rapport

au cas du dipôle unique. En outre, des fractions volumiques solides plus élevée donne de meilleurs résultats dans tous les cas, en raison des propriétés thermophysiques supérieures des ferrofluides. (Figure I.35)

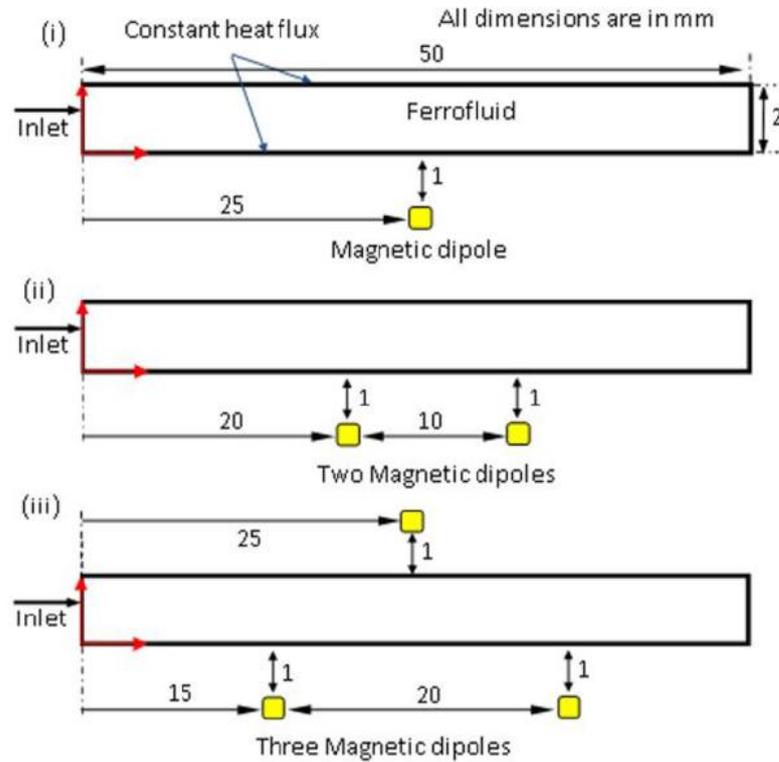


Figure I.35 : (i-iii) Schéma de l'énoncé du problème avec un, deux et trois dipôles magnétiques linéaires [56].

Abadeh et al. [57] ont effectué une étude expérimentale sur les effets d'un champ magnétique constant sur la variation du nombre de Nusselt moyen d'un ferrofluide dans un tuyau enroulé en hélice avec une température de paroi constante pour une large gamme des nombres de Reynolds. Le coefficient de transfert de chaleur par convection et la chute de pression sont deux critères fondamentaux dans l'évaluation des résultats, et les principaux paramètres géométriques sont les rapports de courbure et de torsion. Les résultats montrent qu'en l'application d'un champ magnétique de 600 G, le nombre moyen de Nusselt augmente de près de 7 %. De plus, à un nombre de Reynolds constant, l'application du champ magnétique de 900 G donne un nombre de Nusselt moyen plus élevé. (Figure I.36)

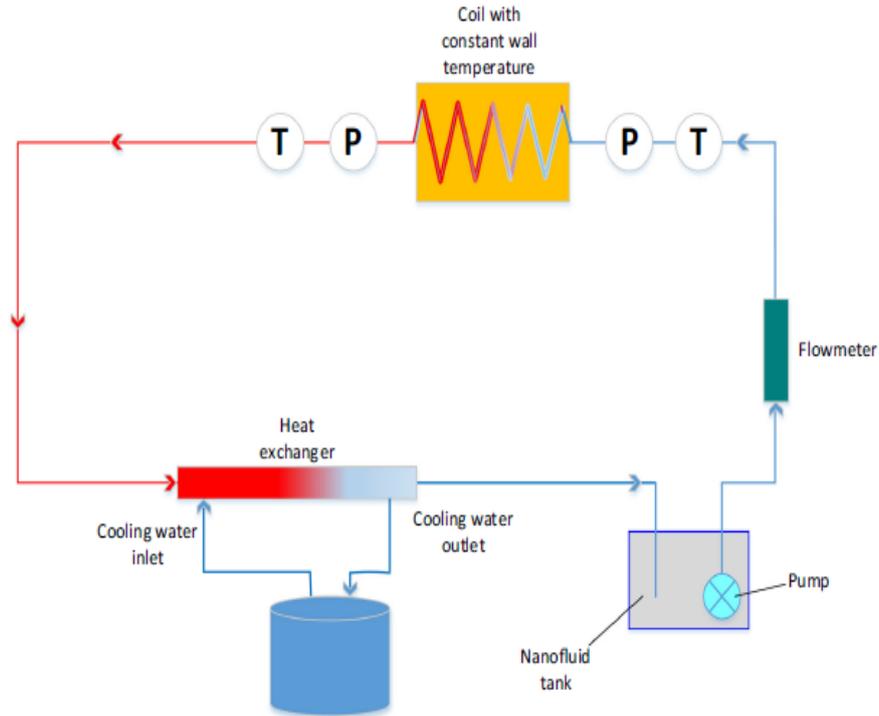


Figure I.36 : Schéma de l'installation expérimentale [57].

Le transfert de chaleur tridimensionnel (3D) par convection forcée d'un ferrofluide dans un tuyau avec des parois à flux constant et sous l'influence d'aimant permanent simple ou double ou de fil conducteur de courant a été étudié et comparé par **Fadaei et al.** [58].

La fraction volumique des nanoparticules, la valeur du nombre de Reynolds et le type de source de champ magnétique (c'est-à-dire un aimant permanent ou un fil conducteur de courant) sur le transfert de chaleur par convection forcée des nanofluides magnétiques ont été explorés. On constate qu'en appliquant le champ magnétique, le mélange de fluides pouvait être intensifié, ce qui entraînait une augmentation de la valeur du nombre de Nusselt le long de la longueur du tuyau. De plus, les résultats obtenus indiquent qu'en appliquant le champ magnétique induit par deux aimants permanents avec une aimantation de 3×10^5 (A/m) (pour chacun), la valeur du nombre de Nusselt peut être augmentée de 196 %, tandis que la valeur de Nu augmente jusqu'à 26 % dans le cas d'un fil transportant un courant de 50 A. (Figure I.37)

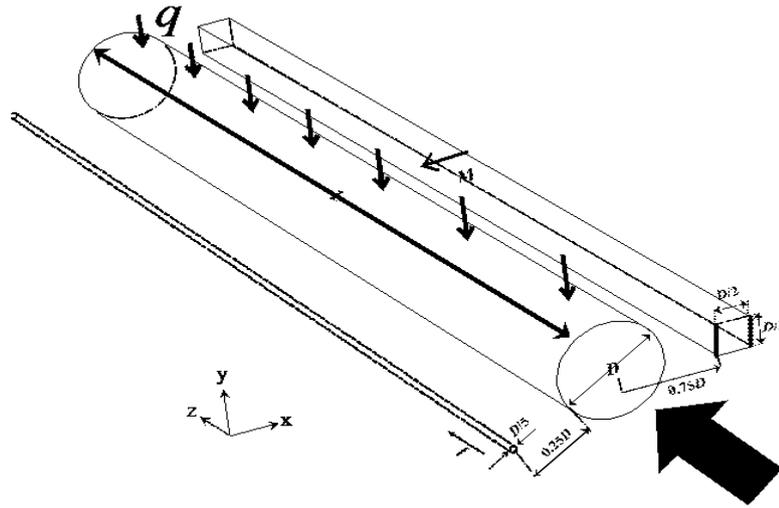


Figure I.37 : Schéma du système (aimant permanent unique et fil conducteur de courant) [58].

El Harfi et al. [59] ont présenté une analyse numérique et analytique sur le transfert de chaleur par convection mixte dans une cavité rectangulaire fermée et contenant un ferrofluide en présence d'un champ magnétique, les parois verticales courtes sont maintenues à un flux de chaleur constante, tandis que les parois horizontales sont adiabatiques, la paroi supérieure glissant avec une vitesse uniforme de gauche à droite (c'est-à-dire la direction des flux de chaleur appliqués). Les nombres de Reynolds, Hartmann, Richardson, et la fraction volumique solide des ferrofluides ont été étudiés et discutés. Les résultats obtenus indiquent que l'augmentation de Ha diminué l'intensité de l'écoulement et le taux de transfert de chaleur, de plus, Le transfert de chaleur diminue toujours avec la concentration de Φ , indépendamment de Re et Ri , et augmente lorsque le nombre de Richardson augmente. (Figure I.38)

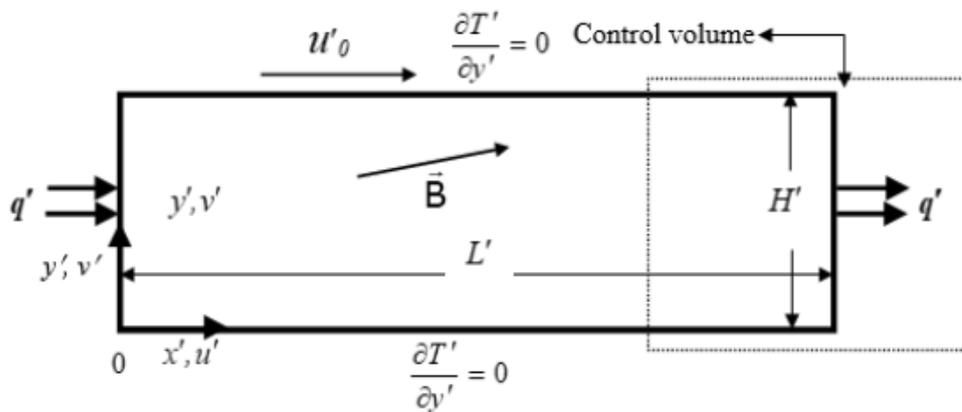


Figure I.38 : Croquis de la cavité et du système de coordonnées [59].

Mayeli et al. [60] ont examiné numériquement la génération d'entropie et le transfert de chaleur de convection forcée d'un écoulement laminaire de nanofluide d'Al₂O₃-eau à travers un canal horizontal avec des parois ondulées en présence de champ magnétique. Les effets de nombre de Re, de la fraction volumique, du nombre de Hartmann et les différents états d'amplitude des ondes sinusoïdales ont été étudiés sur le nombre de Nu local et moyen et la génération d'entropie totale. Les résultats montrent qu'avec la force croissante du champ magnétique, le nombre de Nu et la génération d'entropie totale sont augmentés. (Figure I.39)

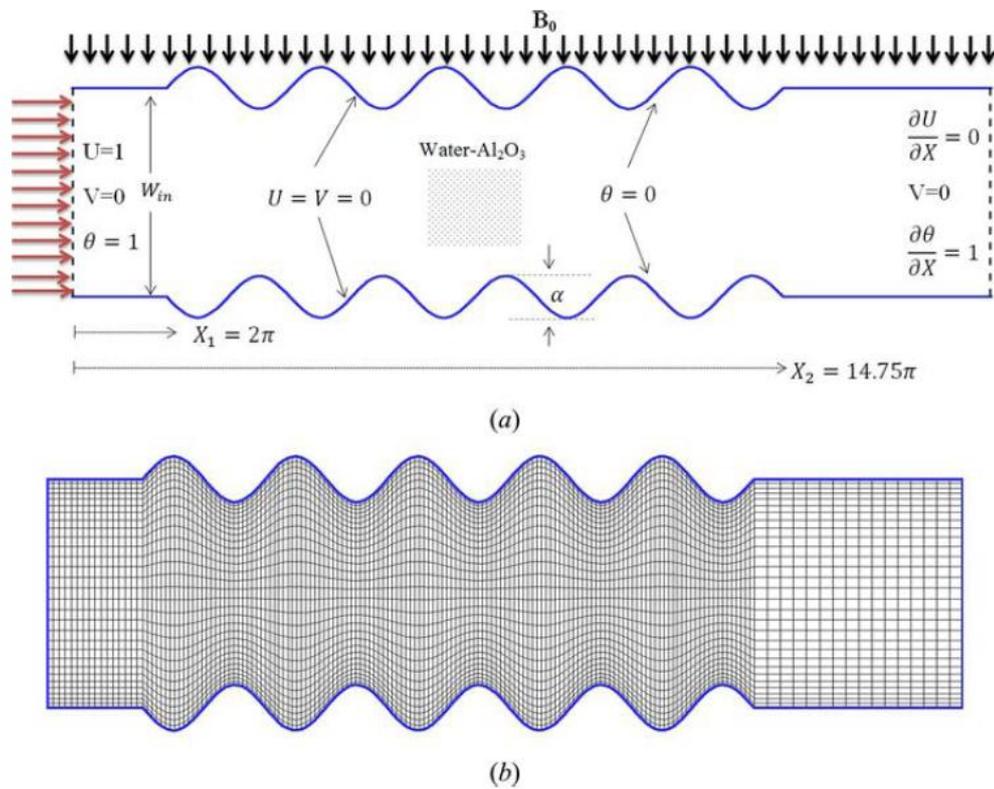


Figure I.39 : Un schéma du problème : (a) géométrie et conditions aux limites et (b) maillage construit [60].

Akbarinia et al. [61] ont étudié numériquement la convection mixte d'un écoulement laminaire établi d'un nanofluide (Al₂O₃/eau) dans un tube courbé horizontal.

Les calculs ont été effectués pour les nombres de Reynolds (300, 600 et 900), le nombre de Grashof (8000, 30000 et 640000), avec trois différentes concentrations des nanoparticules (0%, 2% et 4%). Ils ont constaté que la force de flottabilité augmente avec

l'augmentation de la concentration des nanoparticules. Quand la force de flottabilité domine la force centrifuge, l'augmentation du nombre de Grashof augmente le frottement. De plus, la force centrifuge pour convection naturelle a un effet presque négligeable sur l'amélioration du transfert de chaleur. Pour un nombre de Reynolds donné et un faible nombre de Grashof Gr , la concentration des nanoparticules n'a aucune influence sur la diminution de frottement. L'augmentation de la concentration des nanoparticules améliore le transfert de chaleur à différentes combinaisons du groupe $Re-Gr$. (Figure I.40)

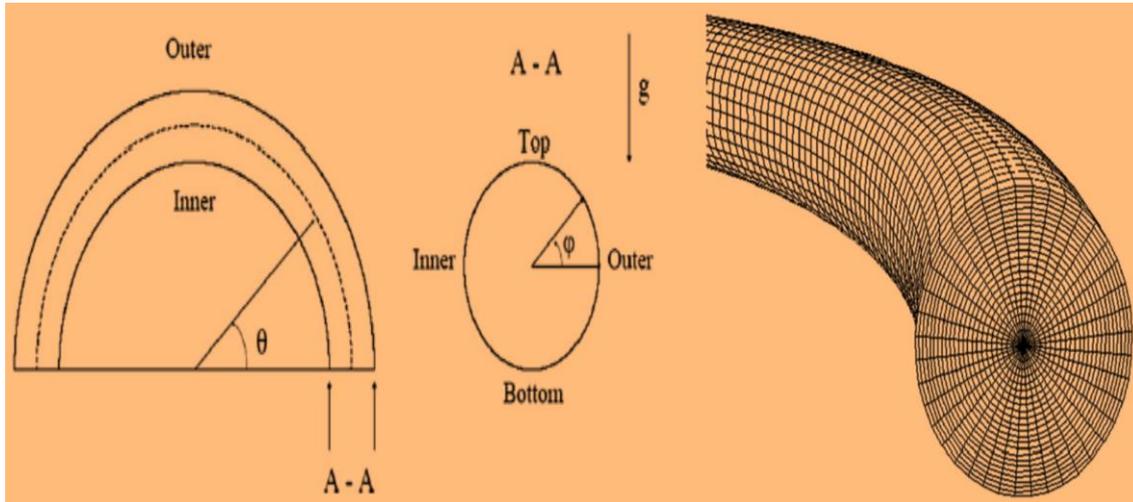


Figure I.40 : Modèle physique d'un tube horizontal courbé (a) Maillage structuré du tube courbé (b) [61].

Chamkha et al. [62] Nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont signalé une amélioration significative des propriétés thermiques des nanofluides grâce à la mise en suspension de concentrations modestes de nanoparticules dans des fluides de base à faible conductivité thermique. La plupart des articles scientifiques sur les nanofluides se concentre sur le développement et la compréhension des modèles de propriétés des nanofluides et de leur comportement en tant que mécanismes de chauffage ou de refroidissement dans de nombreuses applications industrielles, techniques et technologiques. Au cours de la dernière décennie, de nombreux travaux ont été réalisés sur l'écoulement convectif MHD des nanofluides, mais l'examen de ces types de situations d'écoulement et de transfert de chaleur est absent de la littérature à ce jour. Cet article passe en revue certains des modèles de propriétés physiques des nanofluides disponibles et se concentre sur la présentation des divers travaux de recherche effectués sur la convection MHD des nanofluides dans diverses géométries et applications.

I.16 Conclusion

Dans ce chapitre Nous avons présenté des notions de base et des généralités sur, les nanofluides, le ferrofluide et le champ magnétique. Des différents travaux de recherches expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature, que nous avons exposée dans la section synthèse bibliographique. L'analyse de ces études a permis d'identifier les différents paramètres pouvant influencer le comportement thermique des 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 différents canaux.

II.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons trois applications mentionnées ci-dessous pour exposer la géométrie, la modélisation de système d'équations qui régit l'écoulement, le transfert de chaleur et la génération d'entropie par convection Forcé ou mixte des nanofluides dans Trois configurations soumises à des conditions aux limites dynamiques et thermiques différentes.

- La première application consiste à présenter une étude tridimensionnelle (3-D) d'un écoulement de convection forcé dans une conduite carré horizontale remplie de deux nanofluides ((Fe₃O₄ /eau) ou nanotubes de carbon/eau)), en utilisant logiciel « Ansys Fluent 18.1 ».
- La deuxième application à traiter une étude tridimensionnelle (3-D) de la génération d'entropie et du transfert de chaleur par convection forcée d'un nanofluide dans un canal de différentes sections à l'aide de logiciel « Ansys Fluent 18 ».
- La troisième application présente une étude tridimensionnelle (3-D) d'un écoulement de convection mixte dans une conduite carré horizontale ou verticale remplie de nanofluide, en utilisant logiciel « Ansys Fluent 18.1 ».

II.2 Éléments mathématiques de base

Le système d'équation gouvernant les phénomènes de la convection est régit par les équations générales de conservation de la masse, de quantités de mouvement, et de l'énergie.

•Équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \tag{II.1}$$

Avec : j=1, 2, 3

•Équation de quantité de mouvement

D'après la deuxième loi fondamentale de la dynamique, l'équation de conservation de quantité de mouvement d'un fluide incompressible, stationnaire et visqueuse est :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho u_t)}{\partial t}}_a + \underbrace{\frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j}}_b = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial x_i}}_c + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]}_d + \underbrace{F}_e \tag{II.2}$$

ij: 1, 2, 3 Indice de sommation.

a : Taux de la quantité de mouvement.

b : Taux de transport de quantité de mouvement.

c : Représente les forces due à la pression.

d : Représente les forces de viscosité.

e : Représente les forces du volume.

• Équation de l'énergie.

Elle est obtenue par l'application du premier principe de la thermodynamique. Cette équation pour un fluide Newtonien incompressible, s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(u_j T)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + \dot{q} \quad \text{II.3}$$

Et (j=1, 2, 3 : indice de somme).

$$\alpha = \frac{k}{\rho \cdot C_p}$$

α : Diffusivité thermique.

k : Conductivité thermique.

C_p : Chaleur spécifique à pression constante.

\dot{q} : La dissipation visqueuse.

II.3 Hypothèses simplificatrices

Ces hypothèses sont largement utilisées pour l'étude des phénomènes de convection, pour but de simplifier la formulation mathématique des équations de conservation : masse quantité de mouvement et de l'énergie.

- 1- L'écoulement est laminaire, stationnaire, incompressible et tridimensionnel pour les trois cas étudiés.
- 2- La dissipation visqueuse et le transfert de chaleur par rayonnement sont négligeables.
- 3- Le chauffage par effet de joule et le courant de déplacement sont négligés.
- 4- Les propriétés physiques des ferrofluides sont constantes.
- 5- L'approximation de Boussinesq est adoptée dans l'écoulement convection mixte.

II.4 Modèle physique

II.4.1 Application (1) : description du problème

Les géométries considérées sont illustrées dans la figure II.1. Un canal carré horizontal de 1 mm^2 de section transversale et tridimensionnelle de longueur $L=50 \text{ mm}$ et

largeur $H=1$ mm remplie de différents nanofluides à base d'eau entrant à une vitesse, température et fraction volumique des nanoparticules uniformes (U_e, T_e, ϕ), un champ magnétique externe (partiel ou total périodique), uniforme de force B_0 et incliné d'un angle d'inclinaison (γ) et un flux de chaleur constant appliqué sur la surface latérale du canal.

Le problème étudié est supposé laminaire, stationnaire, newtonien et incompressible.

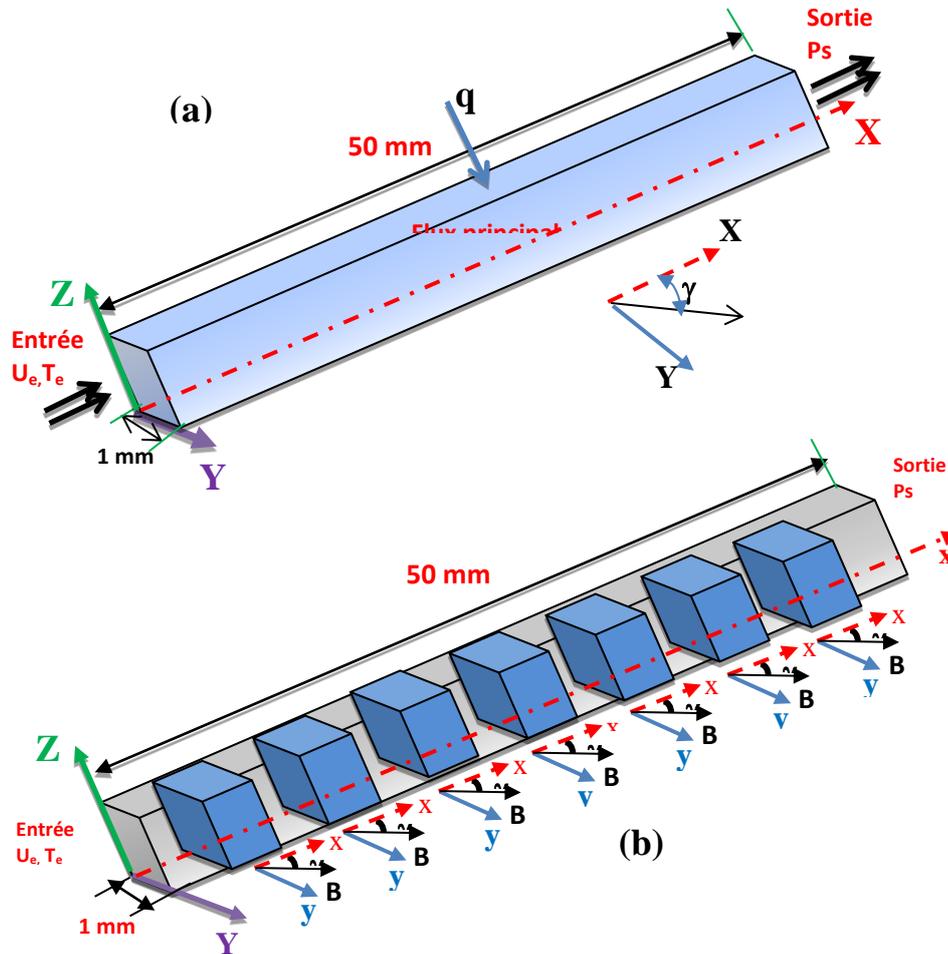


Figure II.1 : Vue schématique du canal considéré avec des parties colorées indiquant les zones MHD partielles.

II.4.2 Modèle mathématique et équations dimensionnelles

➤ Équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

II.4

➤ Équation de quantité de mouvement

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} (v \sin(\gamma) \cos(\gamma) - u \sin^2(\gamma)) \quad \text{II.5}$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} (u \sin(\gamma) \cos(\gamma) - v \cos^2(\gamma)) \quad \text{II.6}$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad \text{II.7}$$

➤ Équation d'énergie

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{nf} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad \text{II.8}$$

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

$$\rho_{nf} = \phi \rho_p + (1 - \phi) \rho_f \quad \text{II.9}$$

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

$$(\rho \beta)_{nf} = \phi (\rho \beta)_p + (1 - \phi) (\rho \beta)_f \quad \text{II.11}$$

$$\sigma_{nf} = 1 + \frac{3 \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_p} - 1 \right) \phi}{\left(\frac{\sigma_p}{\sigma_f} + 2 \right) - \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_f} - 2 \right) \phi} \quad \text{II.12}$$

La viscosité dynamique du nanofluide est définie comme suit [21] :

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1 - \phi)^{2.5}} \quad \text{II.13}$$

Concernant la conductivité thermique effective du nanofluide, nous avons considéré le modèle de Maxwell [17] pour le nanofluide Fe₃O₄-eau :

$$\frac{K_{nf}}{K_f} = \frac{(K_p + 2K_f) - 2\phi(K_f - K_p)}{(K_p + 2K_f) + \phi(K_f - K_p)} \quad \text{II.14}$$

Pour le nanofluide CNTs-eau, nous avons considéré le modèle Xue [63] :

$$K_{nf} = K_f \frac{1 - \phi + 2\phi \left(\frac{K_p}{K_p - K_f} \right) \ln(K_p + K_f / 2K_f)}{1 - \phi + 2\phi \left(\frac{K_f}{K_p - K_f} \right) \ln(K_p + K_f / 2K_f)} \quad \text{II.15}$$

Les propriétés thermophysiques des nanofluides utilisés sont résumées dans le tableau II.1 [64] et [65].

Tableau II.1 : Propriétés des matériaux (eau, Fe₃O₄), CNT

Propriété	Eau pure	Fe ₃ O ₄	CNTs
ρ (Kg.m ⁻³)	997.1	5200	1350
C_p (J.Kg ⁻¹ .m ⁻³)	4179	670	650
K (W.m ⁻¹ . K ⁻¹)	0.613	6	3500
μ (kg. s ⁻¹ . m ⁻¹)	$Pr=6.2$	-	-
β (k ⁻¹)	21×10^{-5}	1.3×10^{-5}	4.2×10^{-5}
σ (Ω^{-1} k ⁻¹)	0.05	25000	5×10^6

Pour obtenir la formulation adimensionnelle de ce problème, on introduit les variables, sans dimension, suivantes en fonction des grandeurs dimensionnelles :

$$U = \frac{u}{u_0}, V = \frac{v}{v_0}, W = \frac{w}{w_0}, X = \frac{x}{D_h}, Y = \frac{y}{D_h}, Z = \frac{z}{D_h}, P = \frac{p}{\rho_f u_0^2}, \theta = \frac{T - T_C}{\Delta T},$$

$$\Delta T = \frac{q D_h}{k_f},$$

$$Ha = B_0 D_h \sqrt{\frac{\sigma_f}{\mu_f}}, Ri = \frac{g \beta \Delta T L}{U^2}, Gr = \frac{g \beta \Delta T D_h^2}{\nu_f^2}, Pr = \frac{\mu_f C_p}{k_f}, Re = \frac{u_0 D_h}{\nu_f}$$

Les équations sans dimension sont exprimées par :

➤ **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \tag{II.16}$$

➤ **Équation de quantité de mouvement**

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial X} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{Ha^2}{Re} (V \sin(\gamma) \cos(\gamma) - U \sin^2(\gamma)) \tag{II.17}$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial Y} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{Ha^2}{Re} (U \sin(\gamma) \cos(\gamma) - V (\cos^2(\gamma))) \tag{II.18}$$

$$U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) \tag{II.19}$$

➤ **Équation d'énergie**

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{Pr Re} \frac{k_{nf}}{k_f} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{C_{p_f}}{C_{p_{nf}}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right) \tag{II.20}$$

II.4.2.1 Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt local le long des parois latérales peut être exprimé par :

$$Nu_l = \frac{qD_h}{K_f(T_w - T_m)} \quad \text{II. 21}$$

Le nombre de Nusselt moyen est calculé comme suit :

$$Nu_m = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_L dA \quad \text{II.22}$$

Avec :

$$T_w = \frac{1}{L_w} \int_0^{L_w} T_w dl \quad \text{II. 23}$$

$$T_m = \frac{\iint \rho_{nf} u C p_{nf} T dA}{\iint \rho_{nf} u C p_{nf} dA} \quad \text{II. 24}$$

II.4.2.2 Coefficient de frottement

Le coefficient de frottement pour un canal est calculé comme suit :

$$f_l = - \frac{dP}{dx} \frac{D_h}{\frac{1}{2} \rho u_m^2} \quad \text{II.25}$$

$$f_m = - \frac{\Delta P}{L} \frac{D_h}{\frac{1}{2} \rho u_m^2} \quad \text{II. 26}$$

II.4.2.3 Nombre de Poiseuille

Le nombre moyen de Poiseuille est calculé par la formule suivante :

$$Po_m = f_m Re \quad \text{II.27}$$

II.4.3 Présentation du logiciel de calcul

Gambit et **Ansys Fluent 18.1** sont des logiciels, sous licence commerciale, permettant de réaliser des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides allant de la construction du maillage avec Gambit à la résolution des équations de Navier Stokes et au post-traitement avec Ansys Fluent. Largement répandus dans l'industrie (automobile, aéronautique, espace...etc.) en raison de leur interface graphique puissante et de l'abondance de leurs options, ils permettent de réaliser des simulations sur tous types de géométries complexes (fixes ou mobiles) associées à des maillages fixes ou adaptatifs et avec des modèles physiques variés (diphasique, turbulent...etc.).

2.4.3.1 Présentation du logiciel Gambit

Le logiciel Gambit (Geometry And Mesh Building Intelligent Toolkit) est un mailleur 2D/3D; pré-processeur qui permet de mailler des domaines de géométrie d'un problème de CFD. Il permet de générer un maillage structuré ou non structuré en coordonnées cartésiennes, polaires, cylindriques ou axisymétriques. Il peut réaliser des maillages complexes en deux ou trois dimensions avec des mailles de type rectangle ou triangle. Les options de génération de Gambit offrent une flexibilité de choix. On peut décomposer la géométrie en plusieurs parties pour générer un maillage structuré. Sinon, Gambit génère automatiquement un maillage non structuré adapté au type de géométrie construite. Avec les outils de vérification du maillage, les défauts sont facilement détectés. Il peut être utilisé pour construire une géométrie et lui générer un maillage éventuellement (Figure II. 2), une géométrie d'un autre logiciel de CAO peut être importée dans ce préprocesseur. Il génère des fichiers (msh) pour Ansys Fluent

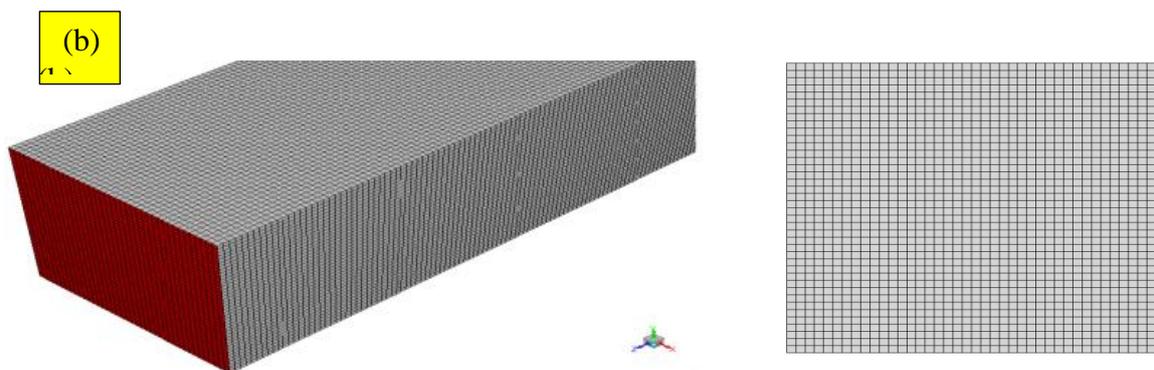
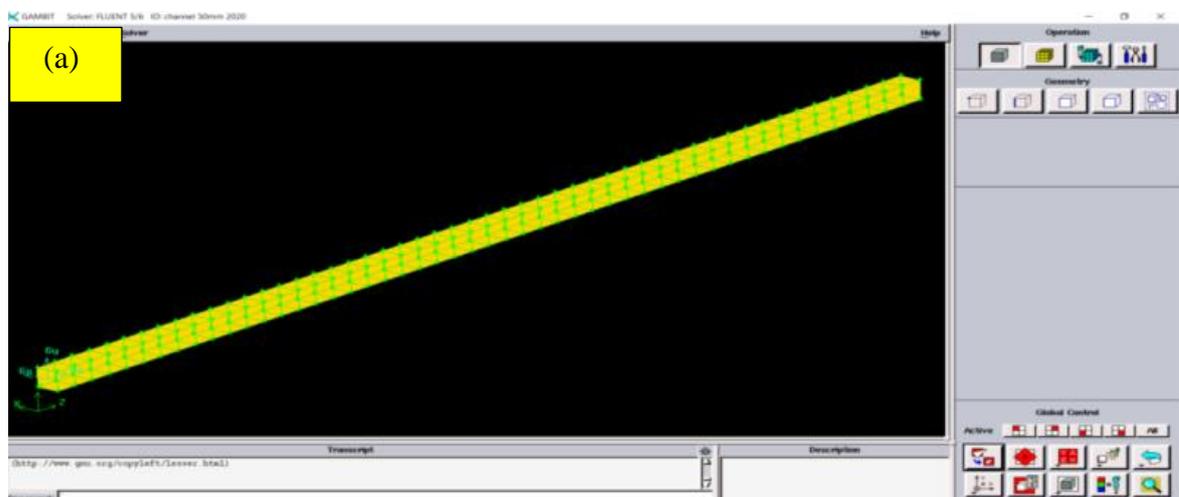


Figure II.2 : Schéma du maillage d'une vue en coupe du conduit rectangulaire

II.4.4 Présentation du logiciel Ansys Fluent

Fluent est un code CFD commercial très utilisé dans l'industrie. Il permet de résoudre les écoulements fluides et le transfert de chaleur pour différents type de problèmes. Il peut par exemple calculer la portance d'une aile d'avion, la traînée d'une voiture, le refroidissement de circuits électroniques par de l'air ventilé...etc. En démarrant le logiciel Fluent on doit choisir les dimensions du domaine de calcul (2D ou 3D), et la précision que doit utiliser le logiciel, simple précision ou double précision..

Pour réaliser notre simulation numérique par ANSYS FLUENT, on a suivi les étapes suivantes :

- Définition du problème sous le logiciel Ansys Fluent.
- Calcul avec Ansys Fluent pour les différents cas retenus.
- Analyse des résultats obtenus.

Nous avons recours à plusieurs techniques décrites ci-dessous :

II.4.4.1 Schéma numérique

Les différents schémas employés par le code de calcul «Ansys-Fluent 18.1» dans notre étude sont présentés dans le tableau II. 2 :

Tableau. II.2 : Les schémas numériques utilisés.

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

II.4.4.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites du problème considéré sont illustrées dans le (tableau II.3).

Tableau. II.3 : Les conditions aux limites pour le cas du canal horizontal.

Parois	Conditions hydrodynamiques	Condition thermique
Entrée du canal	$u = u_0$	$T = T_0$
Sortie du canal	Condition de pression	
Paroi latérale	Condition D'adhérence	Flux imposé
Domaine intérieur	Ferrofluide (Fe ₃ O ₄ -eau) +CNT (1) cas	Ferrofluide (Fe ₃ O ₄ -eau) (2+3) cas

II.4.5. Résolution numérique (Première cas)

II.4.5.1 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).

II.4.5.2 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 :

$$R_\varphi = a_p \varphi_p - \sum_i a_i \varphi_i - S_\varphi$$

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 suivante y : 10^{-5} .
- Énergie : 10^{-6} .
- Vitesse suivant x : 10^{-5} .

On remarque que la convergence est atteinte après 344 itérations.

II.4.5.3 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 :

$$\varphi^{(k)} = \varphi^{(k-1)} + \alpha \Delta \varphi$$

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.

Tableau II.4 : Paramètres de relaxation pour notre cas.

Variabes	Facteurs de sous-relaxation
Pression	0,3
Masse volumique	1
Quantité de mouvement	0,7
Énergie	1
Forces de volume	1
Potentiel électrique	0.9

II.5 Application (2) : description du problème

Les systèmes physiques considérés (Figure II.3) sont des canaux de différentes sections (triangulaires, rectangulaires, circulaires et elliptiques). Le transfert de chaleur et la génération d'entropie du flux laminaire d'un ferrofluide à base d'eau ($\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$) circule dans les canaux est soumis à un champ magnétique complet ou partiel périodique. Un flux de chaleur constant est appliqué sur la surface latérale du canal. Dans la section d'entrée, une vitesse constante et une température uniforme sont considérées.

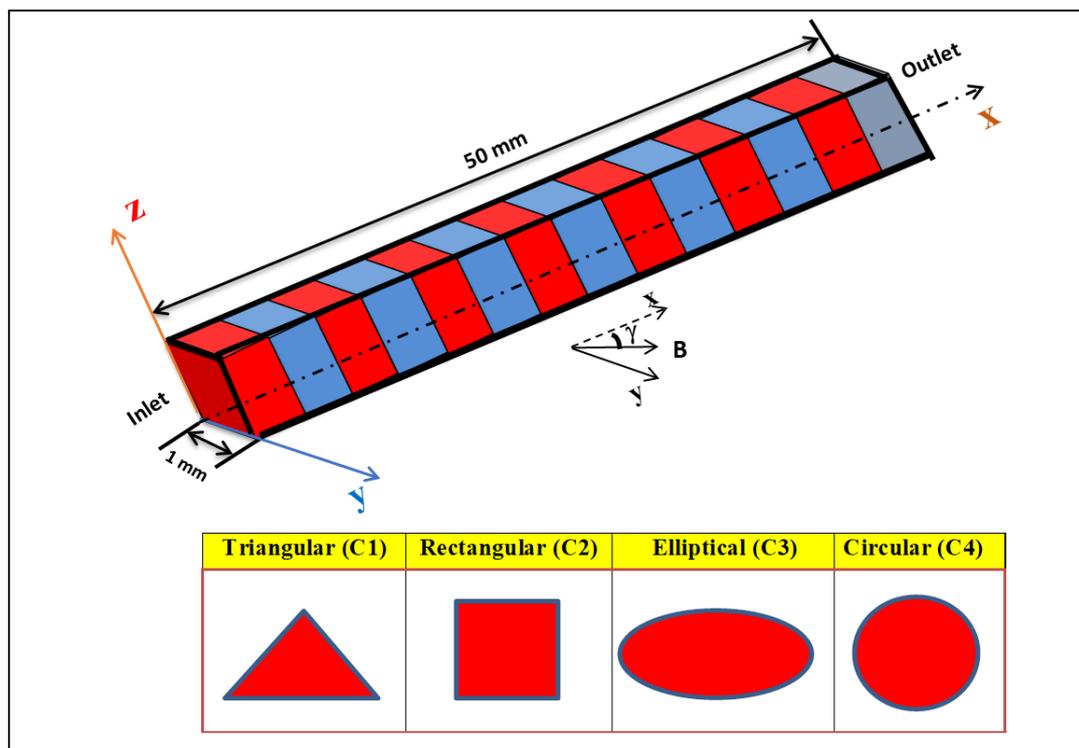


Figure II.3 : Vue schématique du canal de section différente considéré avec des parties colorées indiquant les zones MHD

II.5.1 Équation de la génération d'entropie

L'évaluation de la génération d'entropie, qui est conforme à la deuxième loi de la thermodynamique, peut être utile pour une meilleure conception des systèmes énergétiques. Le taux de génération d'entropie peut être calculé en coordonnées cartésiennes (x, y, z) comme suit :

$$\begin{aligned}
S_{gen} = & \underbrace{\frac{k_{nf}}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right]}_{S_{th}} + \\
& \underbrace{\frac{\mu_{nf}}{T} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]}_{S_f} \\
& + \underbrace{\frac{\sigma_{nf} B_0^2}{T} (u \sin \gamma - v \cos \gamma)^2}_{S_m}
\end{aligned} \tag{II.28}$$

Comme illustrés dans l'équation (II.28), trois termes contribuent à la génération d'entropie ; le premier S_{th} présente l'effet de transfert de chaleur ou le taux de génération d'entropie thermique, le deuxième terme S_f désigne le taux de génération d'entropie de frottement, tandis que la troisième partie S_m est due au champ magnétique qui présente le taux de génération d'entropie magnétique.

Pour calculer le taux de génération d'entropie total dans tout le volume du flux de ferrofluide, nous intégrons le taux de génération d'entropie locale comme suit :

$$S_t = \int S_{gen} dV \tag{II.29}$$

Le nombre de Bejan sans dimension défini dans l'équation II.30 permette d'évaluer la contribution de chaque facteur de la génération d'entropie, qui désigne le rapport entre le taux d'entropie thermique et le taux d'entropie totale dans le domaine de calcul.

$$Be = \frac{S_{th}}{S_t} \tag{II.30}$$

Les quantités suivantes sont utilisées pour transformer les équations dimensionnelles en équations sans dimension.

$$U = \frac{u}{u_0}, V = \frac{v}{v_0}, W = \frac{w}{w_0}, X = \frac{x}{D_h}, Y = \frac{y}{D_h}, Z = \frac{z}{D_h}, P = \frac{p}{\rho_f u_0^2}, \theta = \frac{T - T_c}{\Delta T}, \Delta T = \frac{q D_h}{k_f},$$

$$Re = \frac{u_0 D_h}{\nu_f}, \quad Ha = B_0 D_h \sqrt{\frac{\sigma_f}{\mu_f}}$$

L'adimensionnalisation de la génération d'entropie locale est présentée comme suit (II.31):

$$S_{gen} = \frac{k_{nf}}{k} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} \right)^2 \right] + \underbrace{\phi \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial Z} \right)^2 \right]}_{S_f} + \underbrace{\phi \frac{\sigma_{nf} H^2}{\sigma} (U \sin \gamma - V \cos \gamma)^2}_{S_m} \tag{II.31}$$

II.5.2. Schémas numériques

Les différents schémas employés par le code de calcul «Ansys-Fluent 18.1» dans notre étude sont présentés dans le tableau II. 2 :

II.5.3 Maillage(Deuxième cas)

Maillage utilise dans l'application (2). Figure II-4 et Figure II-5.

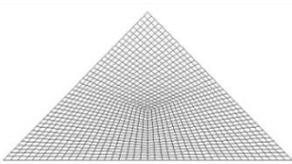
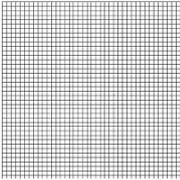
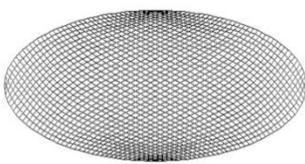
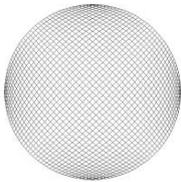
Triangulaire -C1-	Rectangulaire -C2-	Elliptique -C3-	Circulaire -C4-
			

Figure II.4 : Schéma du maillage des différentes sections des canaux considérés (Triangulaire, rectangulaire, elliptique et circulaire).

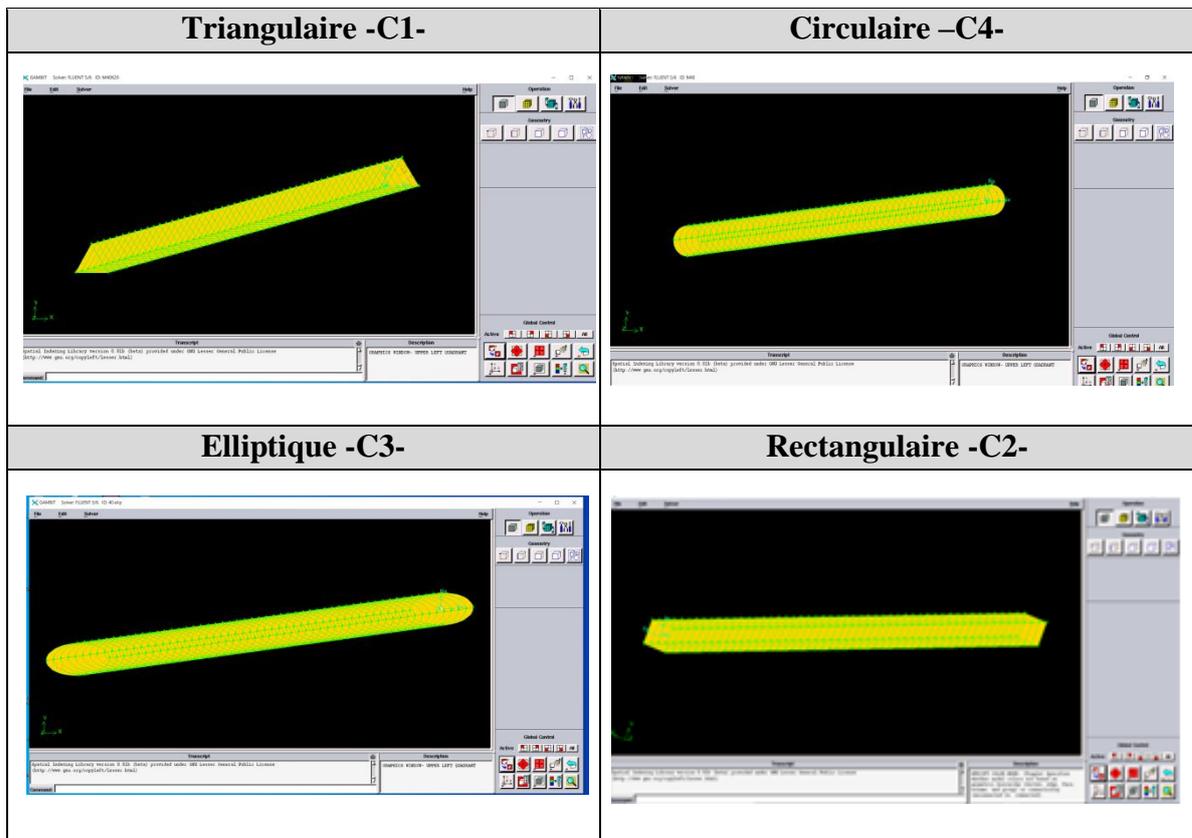


Figure II.5 : Maillage des différentes sections des canaux considérés (Triangulaire, Rectangulaire, Elliptique et Circulaire) sur le logiciel Gambit 2.4.6

II.5.4. Conditions aux limites.

Les conditions aux limites du problème considéré sont illustrées dans le (tableau II.3).

II.5.5. Résolution numérique (Deuxième cas)

Les équations de conservation dans le système de coordonnées cartésiennes, la continuité, le mouvement et l'équation d'énergie qui régissent le problème d'écoulement convectif laminaire des ferrofluides considérés dans un canal 3D de différentes sections (carré, circulaire, elliptique et triangulaire) avec des conditions aux limites associées sont résolus par calcul. La technique des volumes finis est employée avec une précision du second ordre. Pour la relation vitesse/pression, l'algorithme SIMPLE a été adopté. La convergence est atteinte dès lors qu'il y a un changement négligeable à l'itération, que ce soit pour les variables locales ou moyennes, en plus de la satisfaction des équilibres énergétiques dynamiques de masse entre l'entrée et la sortie du canal.

II.5.5.1 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)

II.5.5.2 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 :

$$R_\varphi = a_p \varphi_p - \sum_i a_i \varphi_i - S_\varphi$$

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 suivante y : 10^{-5} .
- Énergie : 10^{-6} .
- Vitesse suivant x : 10^{-5} .

On remarque que la convergence est atteinte après (397, 344, 1087, et 295) itérations pour (Triangle, Rectangle, Elliptique et Cercle) respectivement.

2.5.5.3 Facteurs de sous-relaxation

Les facteurs de relaxation utilisés pour accélérer la convergence sont montrés dans le (tableau II.4) :

II.6 Description du problème (Application 3)

Avant de réaliser les simulations numériques, nous créons le modèle géométrique à l'aide du logiciel Gambit. Nous avons choisi une modélisation en 3D présentant les résultats de l'étude numérique de la convection mixte, en trois dimensions dans deux conduites carrées, horizontale et verticale Figure (II. 6), de 1 mm^2 de section transversale tridimensionnelle de longueur $L=50 \text{ mm}$ et largeur $H=1 \text{ mm}$ remplie de ferrofluide à base d'eau entrant à une vitesse, température et fraction volumique des nanoparticules uniformes (U_e, T_e, ϕ), un champ magnétique externe (partiel ou total périodique), uniforme de force

B_0 et incliné d'un angle γ et un flux de chaleur constante appliqué sur la surface latérale du canal.

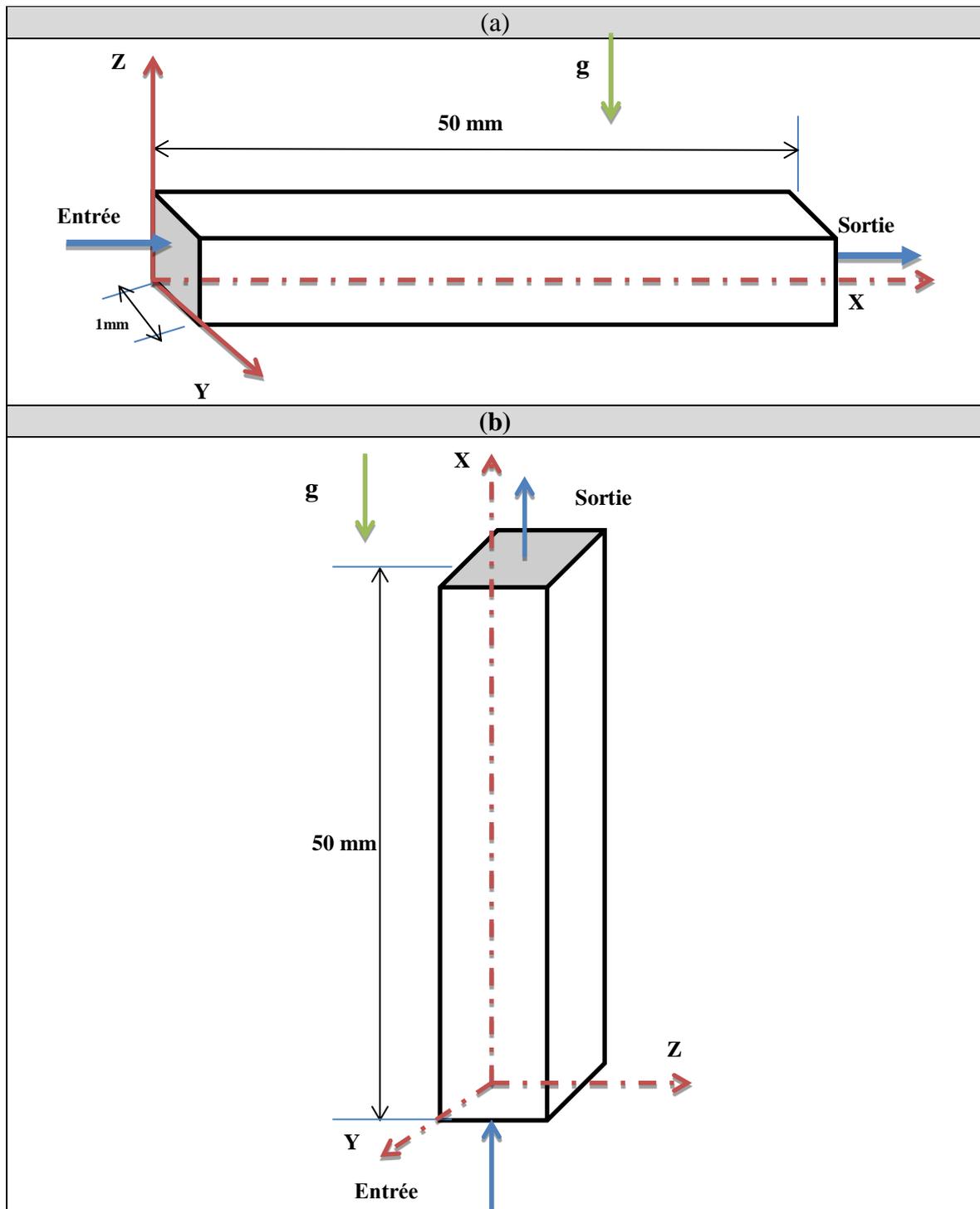


Figure II.6 : Vue schématique de deux cas du canal considéré : (a) horizontal – (b) vertical

II.6.1 Maillage

Dans ce travail, nous avons utilisé aussi le code de calcul fluent 18.1 pour simuler les deux cas étudiés, Figure II. 7, a et b.

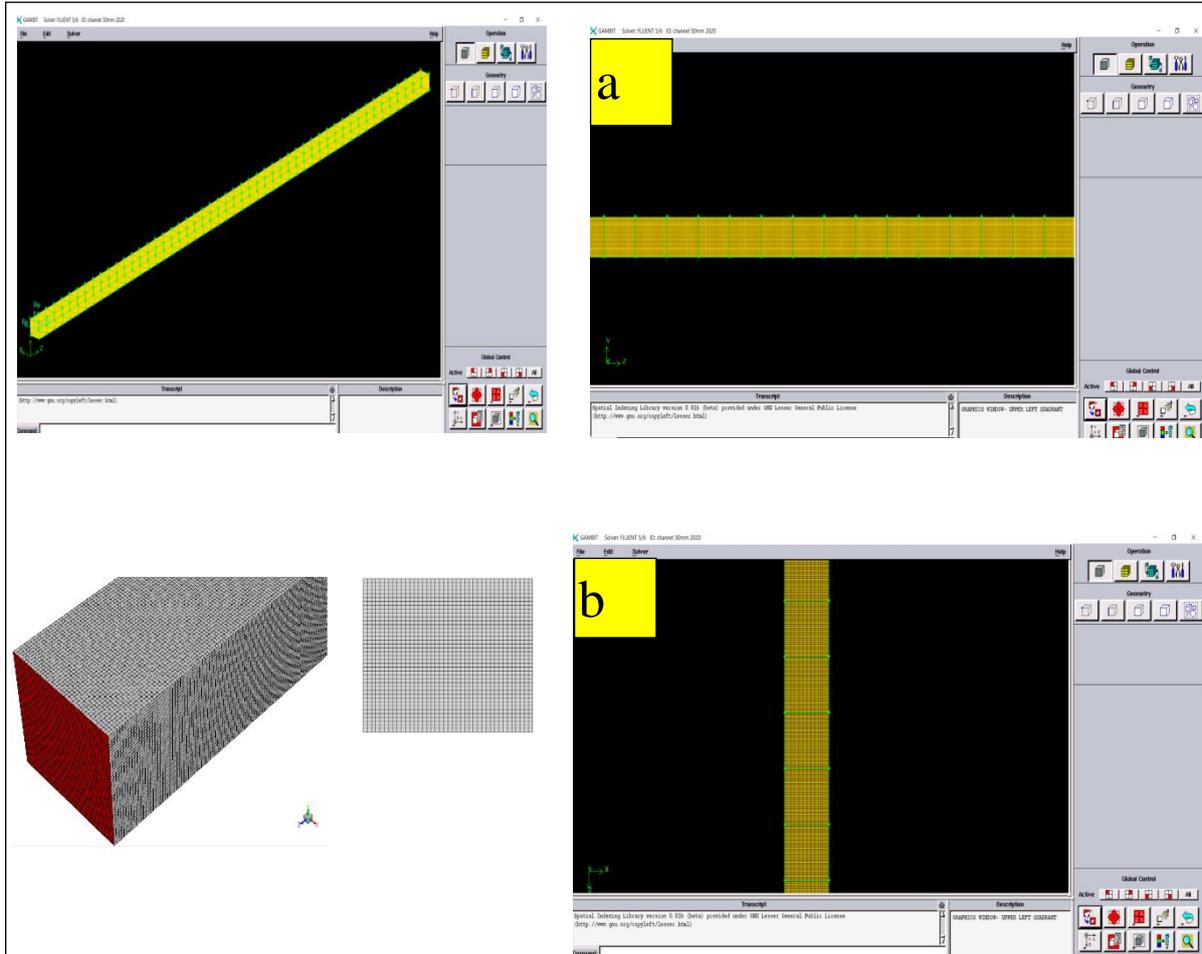


Figure II.7 : Schéma du maillage d'une vue en coupe du conduit rectangulaire. (a) conduit horizontal – (b) conduite vertical.

II.6.2 Modèle mathématique et équations dimensionnelles

II.6.2.1 Canal horizontal

➤ Équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{II. 32}$$

➤ Équation de quantité de mouvement

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} (v \sin(\gamma) \cos(\gamma) - u \sin^2(\gamma)) \tag{II. 33}$$

$$\begin{aligned}
& u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \\
& - \frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial y} + v_{nf} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + g\beta (T - T_c) + \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} (u \sin(\gamma) \cos(\gamma) - \\
& v \cos^2(\gamma))
\end{aligned} \tag{II. 34}$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial z} + v_{nf} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \tag{II. 35}$$

➤ **Équation d'énergie**

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{nf} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \tag{II. 36}$$

Pour obtenir la formulation adimensionnelle de ce problème, on, introduit les variables sans dimension suivante en fonction des grandeurs dimensionnelles

$$\begin{aligned}
U &= \frac{u}{u_0}, V = \frac{v}{v_0}, W = \frac{w}{w_0}, X = \frac{x}{D_h}, Y = \frac{y}{D_h}, Z = \frac{z}{D_h}, P = \frac{p}{\rho_f u_0^2}, \theta = \frac{T - T_c}{\Delta T}, \Delta T \\
&= \frac{q D_h}{k_f}, Re = \frac{u_0 D_h}{\nu_f}, \\
Ha &= B_0 D_h \sqrt{\frac{\sigma_f}{\mu_f}}, Ri = \frac{g\beta \Delta T L}{U^2}, Re = \frac{U D_h}{\nu_f}, Ri = \frac{Gr}{Re^2}, Gr = \frac{g\beta \Delta T D_h^2}{\nu_f^2}, Pr = \frac{\mu_f c_p}{k_f}
\end{aligned}$$

Les équations sans dimension sont exprimées par :

➤ **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \tag{II. 37}$$

➤ **Équation de quantité de mouvement**

$$\begin{aligned}
& U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = \\
& - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial X} + \frac{v_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{Ha^2}{Re} (v \sin(\gamma) \cos(\gamma) - u \sin^2(\gamma))
\end{aligned} \tag{II. 38}$$

$$\begin{aligned}
& U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = \\
& - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial Y} + \frac{v_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf}\beta_f} Ri \theta + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{Ha^2}{Re} (U \sin(\gamma) \cos(\gamma) - \\
& V \cos^2(\gamma))
\end{aligned} \tag{II. 39}$$

$$U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{u_{nf}}{u_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) \quad \text{II. 40}$$

► Équation d'énergie

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{PrRe} \frac{k_{nf}}{k_f} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{Cp_f}{Cp_{nf}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right) \quad \text{II. 41}$$

II.6.2.2 Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt local le long des parois latérales peut être exprimé par :

$$Nu_l = \frac{qD_h}{K_f(T_w - T_m)} \quad \text{II. 42}$$

Le nombre de Nusselt moyen est calculé comme suit :

$$Nu_m = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_L dA \quad \text{II.43}$$

II.6.2.3 Nombre de Richardson

Le nombre de Richardson est défini comme le rapport entre le nombre de Grashof sur le carré du nombre de Reynolds, il peut être exprimé comme :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad \text{II.44}$$

$$Ri = \frac{g\beta\Delta TL}{U^2} \quad \text{II.45}$$

Si : $Ri < 1$, c'est la convection forcée qui domine.

Si : $Ri = 1$, c'est le domaine de la convection mixte (naturelle et forcée).

Si : $Ri > 1$, c'est la convection naturelle qui domine

II.6.2.4 Nombre de Grashof

Le nombre de Grashof est défini comme le rapport entre les forces de gravité par les forces visqueuse, Il peut être exprimé comme :

$$Gr = \frac{g\beta\Delta T\rho H^3}{\nu^2} \quad \text{II.46}$$

II.6.2.5 Équation de la génération d'entropie

$$\begin{aligned}
 S_{gen} = & \frac{k_{nf}}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] + \\
 & \frac{\mu_{nf}}{T} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \\
 & + \underbrace{\frac{\sigma_{nf} B_0^2}{T} (u \sin \gamma - v \cos \gamma)^2}_{S_m}
 \end{aligned} \tag{II.47}$$

$$\begin{aligned}
 S_{gen} = & \frac{1}{(\theta + c_R)^2} \frac{k_{nf}}{k} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} \right)^2 \right] + \\
 & Re^2 Pr^2 \Phi \left(\frac{\mu_{nf}}{\mu} \right) \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial Z} \right)^2 \right] \\
 & + Re^2 Pr^2 \Theta \underbrace{\frac{\sigma_{nf} H^2}{\sigma} (U \sin \gamma - V \cos \gamma)^2}_{S_m}
 \end{aligned} \tag{II.48}$$

$$\text{Ou : } \Theta = \left(\frac{\mu}{\Delta T K} \right) \left(\frac{\alpha}{H} \right)^2$$

II.6.2.6 Conditions aux limites

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

II.6.2.7 Canal Vertical

➤ **Équation de continuité**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{II.49}$$

➤ **Équation de quantité de mouvement**

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = & \\
 - \frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + g\beta (T - T_c) + \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} (v \sin(\gamma) \cos(\gamma) - & \\
 u \sin^2(\gamma)) &
 \end{aligned} \tag{II.50}$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \frac{\sigma_{nf} B_0^2}{\rho_{nf}} (u \sin(\gamma) \cos(\gamma) - v \cos^2(\gamma)) \quad \text{II. 51}$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_{nf} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad \text{II. 52}$$

➤ **Équation d'énergie**

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{nf} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad \text{II. 53}$$

Les équations sans dimension sont exprimées par :

➤ **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad \text{II. 54}$$

➤ **Équation de quantité de mouvement**

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial X} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf} \beta_f} Ri \theta + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{Ha^2}{Re} (v \sin(\gamma) \cos(\gamma) - u \sin^2(\gamma)) \quad \text{II. 55}$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial Y} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) + \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_f} \frac{Ha^2}{Re} (U \sin(\gamma) \cos(\gamma) - V \cos^2(\gamma)) \quad \text{II. 56}$$

$$U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{\nu_{nf}}{\nu_f} \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) \quad \text{II. 57}$$

➤ **Équation d'énergie**

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{Pr Re} \frac{k_{nf}}{k_f} \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{Cp_f}{Cp_{nf}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right) \quad \text{II. 58}$$

II.6.2.8 Nombre de Nusselt

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

$$Nu_l = \frac{q D_h}{K_f (T_w - T_m)} \quad \text{II. 59}$$

Le nombre de Nusselt moyen est calculé comme suit :

$$Nu_m = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_L dA \quad \text{II. 60}$$

II.6.2.9 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 :

$$R_\varphi = a_p \varphi_p - \sum_i a_i \varphi_i - S_\varphi$$

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 suivante y : 10^{-5} .
- Énergie : 10^{-6} .
- Vitesse suivant x : 10^{-5} .

On remarque que la convergence est atteinte après (480,747) itérations, pour le canal (horizontal et vertical) respectivement.

II.6.2.10 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 :

$$\varphi^{(k)} = \varphi^{(k-1)} + \alpha \Delta \varphi$$

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.4 :

II.7 Modèle Numérique

La résolution des équations d'un phénomène physique de convection thermique se fait par l'utilisation d'une méthode numérique. Cette dernière consiste à développer les

moyens de la résolution de ces équations. À cette étape, intervient le concept de la discrétisation.

Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport est un système d'équations algébriques non-linéaire, ces équations décrivent les propriétés discrètes du fluide aux nœuds dans le domaine de solution. Dans notre travail, nous avons effectué une simulation numérique moyennant le code de calcul « FLUENT 18.1 », qui acquiesce la résolution des équations de transport par la méthode des volumes finis. Des paramètres adaptés d'écoulement et des conditions aux limites adéquates sont utilisés. Nous avons réalisé le maillage par le pré-logiciel « GAMBIT 2.4.6 ».

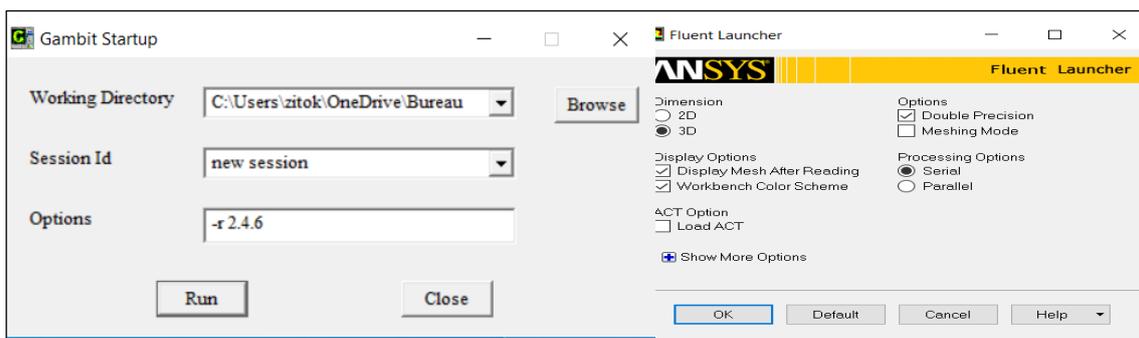


Figure II.8 : Interface des logiciels Gambit et Ansys-Fluent 18.1.0

Dans le domaine de thermique, de la mécanique des fluides et de la combustion, les phénomènes physiques sont décrits par des équations aux dérivées partielles (EDP) fortement couplées et non linéaires. En général, Ces équations n'admettent pas des solutions analytiques sauf dans des cas très simplifiés. Mais une solution numérique peut être possible en transformant ces équations différentielles en systèmes d'équations algébriques linéaires par une méthode de discrétisation avant de résoudre ce système par des méthodes directes ou par itérations. Il existe plusieurs méthodes de discrétisation sont utilisées actuellement, on peut citer à titre d'exemple :

- la méthode des différences finies.
- la méthode des éléments finis.
- la méthode des volumes finis.

II.7.1 Méthode des volumes finis

Dans notre présente étude nous avons choisi la méthode des volumes finis. Cette méthode intègre le système d'équations gouvernantes sur un volume fini appelé « **volume de contrôle** » couvrant le domaine physique. Le résultat de la discrétisation en un point est une équation algébrique liant la valeur d'une variable typique aux variables des points

directement voisins. La discrétisation des équations gouvernantes par cette méthode présente certains avantages du fait qu'elle permet un traitement plus facile et garantit la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans chaque volume de contrôle Patankar [66].

II.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons essayé de présenter les trois configurations géométriques **1^e Cas** convection forcé: conduite à section carrée, **2^{ème} Cas** convection forcé conduite à plusieurs sections et **3^{ème} Cas** convection mixte conduite carrée horizontale ou verticale respectivement étudiées avec ces hypothèses correspondantes. Les résultats obtenus par cette démarche numérique seront présentés et discutés dans le chapitre suivant.

III.1 Introduction (Première partie)

Ce chapitre est composé de deux parties principales, dans la première partie, nous allons étudier numériquement la convection laminaire forcée d'un écoulement tridimensionnel (3D) en régime stationnaire à l'intérieur d'un canal rectangulaire de section carrée horizontale, avec un flux de chaleur constante et sous un champ magnétique externe, complet et partiel périodique sont prédits. L'influence des différentes valeurs de concentration en volume de deux sortes de nanoparticules (Fe_3O_4 et CNT). Le nombre de Reynolds (Re) et le nombre de Hartmann (Ha) pour deux cas d'excitation de champ magnétique (complète et partielle périodique) et son orientation ($\gamma = 0$ et $\gamma = \pi/2$) sur l'écoulement du fluide et l'échange thermique est étudié en fournissant le nombre de Nusselt, le facteur de frottement, le nombre de Poiseuille, les profils de vitesse et de température sont présentés sous forme graphique.

Un code de calcul CFD a été utilisé pour résoudre le système d'équations (II.17 à II.32), avec des conditions aux limites appropriées. Dans ce chapitre, le logiciel Ansys-fluent 18.1 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. Les résultats en termes de rhéologie, coefficient de frottement local, nombre de Nusselt local, le nombre de Nusselt moyen et le nombre de Poiseuille sont représentés graphiquement pour différentes valeurs des nombres de Reynolds, Hartmann, la fraction volumique des nanoparticules et l'angle d'inclinaison du champ magnétique pour deux types de nanoparticule.

L'objectif de cette étude est l'investigation numérique des effets combinés du différent nanofluides et l'orientation du champ magnétique sur la structure dynamique et thermique de l'écoulement dans un canal rectangulaire de section carrée horizontale tridimensionnelle (3D).

III.2 Paramètres géométriques et physiques

Les effets étudiés des paramètres donnés sont comme suit : la fraction volumique du solide ($\phi = 0.02$), le nombre de Hartmann ($Ha = 0, 10, 30, 50$) et l'angle d'inclinaison du champ magnétique ($\gamma = 0^\circ, 90^\circ$) le nombre de Reynolds ($Re = 50, 400$). La température d'entrée du fluide est $T_0 = 300\text{K}$, la longueur du conduit est $L = 0.05$ m et le diamètre hydraulique de la conduite est $d = 0.001$ m. Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules sont illustrées dans le tableau (III.1) à une température de référence $T = 298\text{K}$.

Tableau III.1 : Propriétés des matériaux (Eau pure, Fe₃O₄, CNTs)

Propriété	Eau pure	Fe ₃ O ₄	CNTs
$\rho(\text{Kg.m}^{-3})$	997.1	5200	1350
$C_p(\text{J.Kg}^{-1}.\text{m}^{-3})$	4179	670	650
$K(\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1})$	0.613	6	3500
$\mu(\text{kg}.\text{s}^{-1}.\text{m}^{-1})$	$Pr = 6.2$	-	-
$\beta(\text{k}^{-1})$	21×10^{-5}	1.3×10^{-5}	4.2×10^{-5}
$\sigma(\Omega^{-1} \text{K}^{-1})$	0.05	25000	5×10^6

III.3. Effet du maillage

Pour évaluer l'indépendance du maillage sur la solution numérique, cinq maillages uniformes sont considérés dans cette application : 20x20x20, 30x30x30, 40x40x40, 50x50x50, et 60x60x60 nœuds, pour $Ha = 50$, $\phi = 0.02$, $Re = 400$ et $\gamma = 0$. 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 40x40 nœuds. Par conséquent, le maillage 40x40 nœuds sera adopté pour toutes nos simulations numériques.

Table III.2 : Test d'indépendance de la grille basé sur le nombre moyen de Poiseuille et le nombre moyen de Nusselt pour $Re = 400$, Fe₃O₄/h₂O, $Ha = 50$, $\phi = 0.02$, FMF ($\gamma = 0$)

Grid of 1mm ³	Po_m	Nu_m
20x20x20	67.6558888	6.8626
30x30x30	69.36191	6.7788
40x40x40	68.4631563	6.7568
50x50x50	68.5915479	6.8205
60x60x60	68.7493576	6.8503

III.4 Validation du code de calcul

Pour vérifier l'exactitude de la présente étude numérique, le code numérique a été validé avec l'équation de Shah, résultats numériques de Bayat et al et les résultats expérimentaux de Kim et al. (Voir Figure III.1)

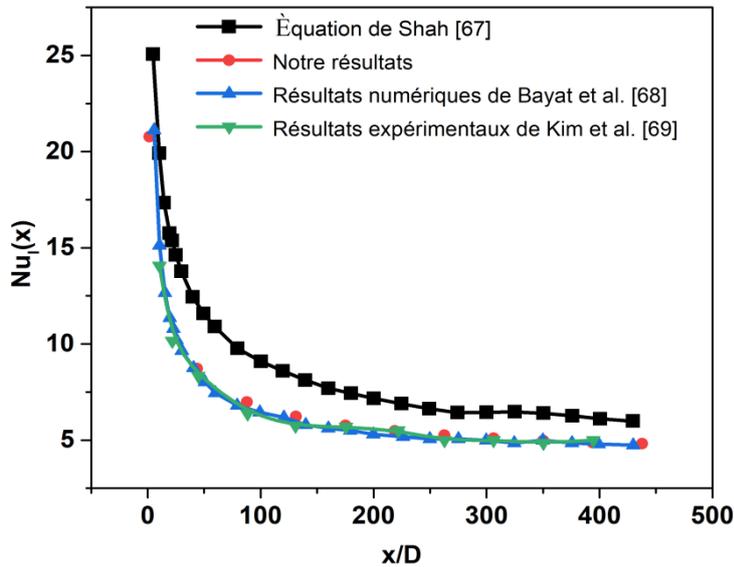


Figure III.1: Comparaison entre les résultats obtenus avec l'équation de Shah. [67], résultats numériques de Bayat et al. [68], et les résultats expérimentaux de Kim et al. [69].

III.5 Résultats et discussion

III.5.1 La chute de pression

Le frottement avec la paroi conduit à dissiper l'énergie de l'écoulement, surtout si le fluide est très visqueux. Dans un canal rectiligne, cette dissipation est due à des pertes de charge linéaires. Dans la caractérisation des systèmes énergétiques, le calcul des pertes de charge est essentiel. La mesure du nombre de Poiseuille ou du coefficient de frottement permet d'évaluer cette perte de charge. La figure III.2 illustre le coefficient de frottement local le long du conduit contenant un ferrofluide pour différentes valeurs de Ha , γ et différents modes d'excitation par le champ magnétique pour $Re = 50, 400$ et une fraction volumique donnée ($\phi = 0.02$) du ferrofluide (Fe_3O_4/H_2O). Dans la figure III.2. A et C, le coefficient de frottement local présente des valeurs importantes à l'entrée et il tend vers des valeurs asymptotiques avec des valeurs minimales une fois l'écoulement pleinement développé lorsque le champ magnétique est orienté longitudinalement ($\gamma = 0$). Ce comportement persiste également dans les modes complets et partiels du champ MHD.

Dans ce cas, la force du champ MHD (nombre de Hartmann) affecte la valeur asymptotique du nombre de Poiseuille. De plus, la longueur d'établissement du flux reste la même quelle que soit la valeur du nombre de Hartmann. Il est à noter qu'une application d'un champ magnétique longitudinal complet ou partiel ($\gamma = 0$) n'influencerait pas beaucoup le coefficient de frottement. Les figures III.2 B et D présentent les

évolutions du coefficient de frottement le long du canal considéré pour différentes valeurs de nombre de Hartmann allant de 0 à 50. Une orientation transversale du domaine MHD ($\gamma = \pi/2$) est appliquée avec des modes périodiques partiels et complets. Notant que lors de l'application d'un champ MHD orienté transversalement ($\gamma = \pi/2$), le coefficient de frottement augmente considérablement par rapport à celui trouvé dans le cas de ($\gamma = 0$) en particulier pour le cas du champ magnétique partiel, et provoque un établissement plus rapide du débit avec des valeurs de facteur de frottement plus élevées. Cela se traduira par une pénalité supplémentaire dans la puissance de pompage. Pour les faibles valeurs du nombre de Hartmann (0 et 10), le coefficient de frottement diminue de la section d'entrée après une courte distance vers une valeur asymptotique, tandis que lorsque le Hartmann atteint des valeurs élevées ($Ha = 30$ et $Ha = 50$), le coefficient de frottement augmente le long du canal jusqu'à atteindre une valeur constante.

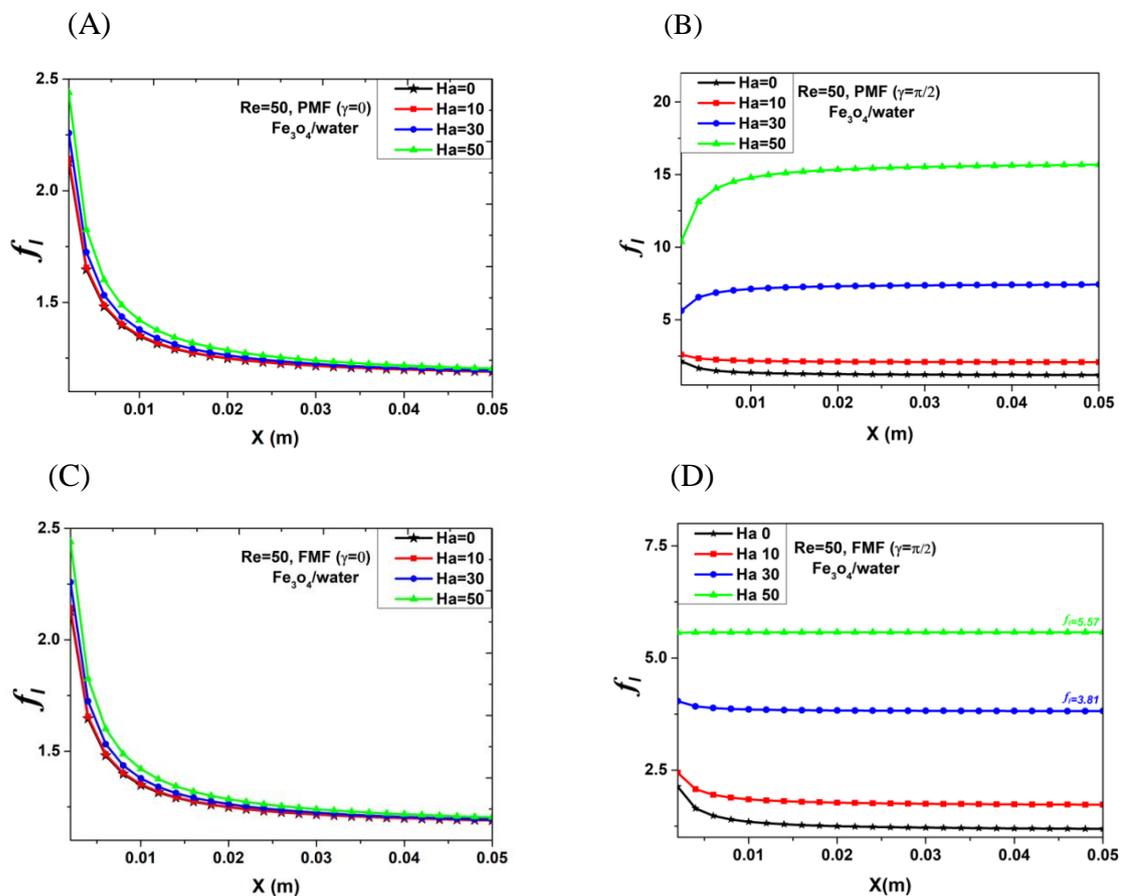


Figure III.2 : Évolutions du facteur de frottement local avec la longueur du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 50$, (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

La cinématique du fluide dans le canal dépend essentiellement des conditions de fonctionnement imposées à l'écoulement. Ainsi, on constate que l'application d'un champ MHD périodique dans le sens transversal augmente considérablement les pertes de charge dues aux flux secondaires créés dans le fluide. De plus, l'application de ce protocole ralentit le fluide (diminution de la vitesse moyenne) dans la conduite, ce qui conduira à générer des pertes de charge supplémentaires. La figure III.3 clarifie la variation du facteur de frottement avec la coordonnée (x) générée dans le flux de ferrofluide pour $Re = 400$ et Ha variant entre 0 et 50. L'influence de l'orientation, ainsi que le mode d'application du champ MHD, sont également représentés sur cette figure. Comme on le sait dans la littérature de Shah et de Londres, [4] le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds pour un fluide de base normal (par exemple, l'eau) sans champ magnétique. La même tendance de tels paramètres est également obtenue en appliquant un champ MHD sur un écoulement de ferrofluide.

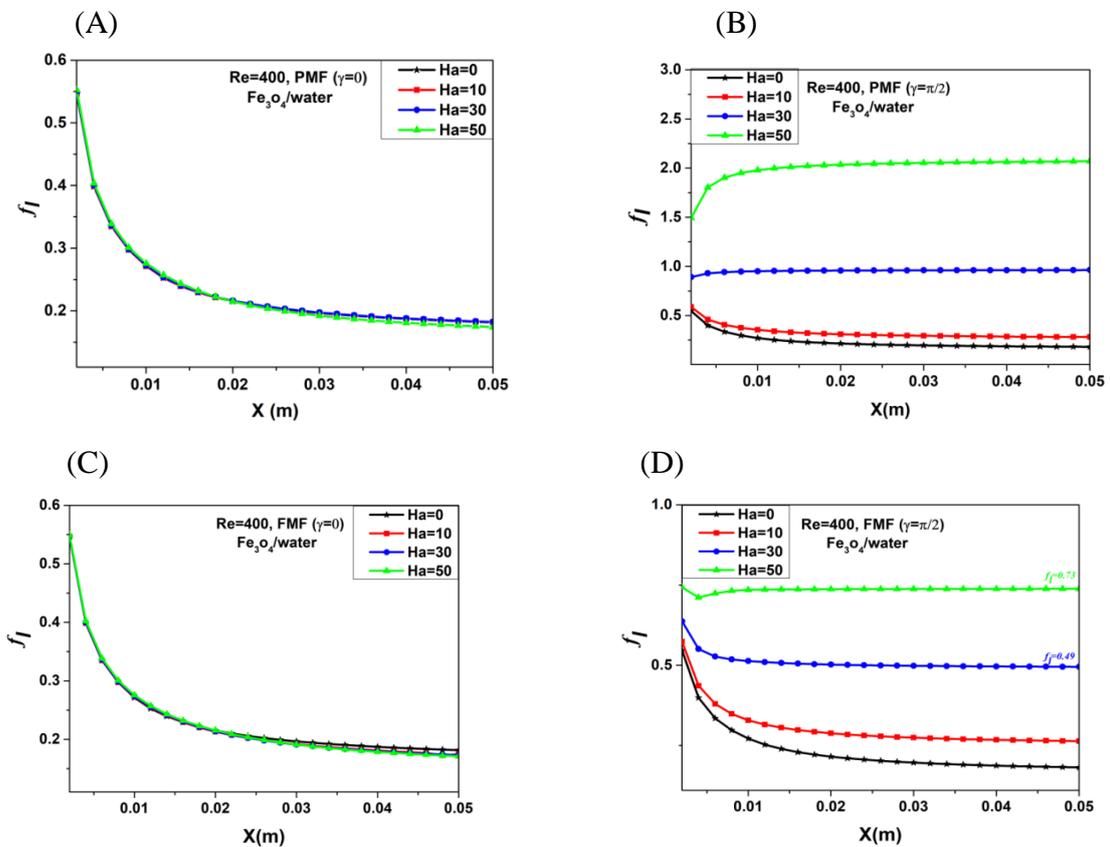


Figure III.3 : Évolutions du facteur de frottement local le long de la longueur du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 400$. (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

III.5.2 Caractéristiques de l'échange de chaleur

Dans notre étude, l'efficacité énergétique est évaluée en calculant les nombres de Nusselt moyens et locaux. Cette approche découle du premier principe de la thermodynamique. Le calcul du nombre de Nusselt caractérise l'échange thermique entre le fluide et la paroi chaude, qui est directement lié à la nature de l'écoulement et du fluide. L'application du champ magnétique en plus de l'insertion de nanoparticules a modifié la structure et le comportement de l'écoulement du fluide.

Les effets des nombres de Reynolds et de Hartmann en tenant compte de divers modes et orientations du champ magnétique sur les nombres de Nusselt locaux au niveau de la paroi chauffée du conduit sont représentés sur les figures III.4 et III.5.

Dans tous les cas envisagés, le nombre de Nusselt local Nu_l affiche les valeurs maximales à l'entrée du canal en raison de la grande différence de température entre la surface latérale et le flux de nanofluide dans la section d'entrée jusqu'à ce qu'il devienne relativement constant avec des valeurs minimales à la sortie une fois que le flux est complètement développé. Lorsque le champ MHD est orienté longitudinalement, les évolutions du nombre de Nusselt local se superposent dans tous les modes considérés du champ MHD appliqué (complet et partiel) et quelle que soit la valeur numérique de nombre de Hartmann (comprise entre 0 et 50). Généralement, les chutes de pression s'accompagnent d'une modification du transfert de chaleur. Sur la base des résultats ci-dessus, lorsque le champ magnétique est orienté longitudinalement, les chutes de pression sont immuables, par conséquent, le nombre de Nusselt se comporte de la même manière quelle que soit la valeur du nombre de Hartmann et le mode d'application du champ magnétique (complet ou partiel). Alors que les valeurs de taux de transfert de chaleur local sont augmentées notamment en augmentant le nombre de Hartmann pour $\gamma = \pi/2$ pour les deux modes d'application du champ magnétique également.

De plus, on voit qu'une amélioration du nombre de Nusselt est causée par l'augmentation du nombre de Reynolds pour tous les cas considérés. En augmentant le nombre de Hartmann lorsque le champ MHD est orienté transversalement ($\gamma = \pi/2$), le fluide est ralenti par rapport aux autres cas qui favorisent le transfert de chaleur par diffusion moléculaire (conduction). Pour cette raison, le nombre de Nusselt est plus grand pour les grandes valeurs de Hartmann. Cela est vrai même en changeant le nombre de Reynolds. Pour chaque valeur sélectionnée du nombre de Hartmann, le nombre Nusselt local Nu_l augmente avec le nombre de Reynolds. On note également que pour une direction transverse $\gamma = \pi/2$ et avec les mêmes nombres de Hartmann (Ha

= 0, et $Ha = 50$) et de Reynolds ($Re = 50$) (voir figure III.4 B et D), l'intervalle de variation du nombre de Nusselt local Nu_l dans l'application périodique du champ MHD est plus large que celle trouvée dans le cas de l'application MHD complet. Cet intervalle est compris entre 3,16 et 6,87 pour le mode partiel et entre 3,16 et 4,78 dans le cas du mode complet.

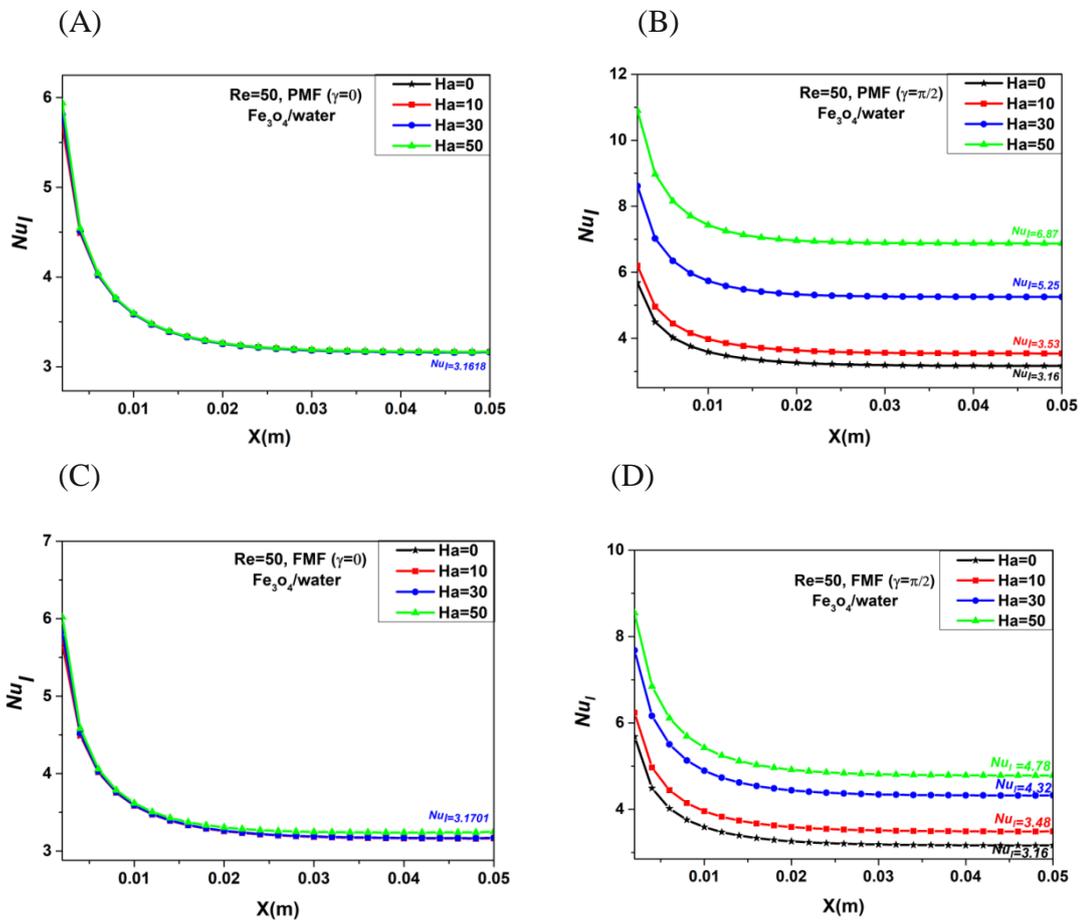


Figure III.4 : Évolutions du nombre de Nusselt local avec la longueur de canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 50$. (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

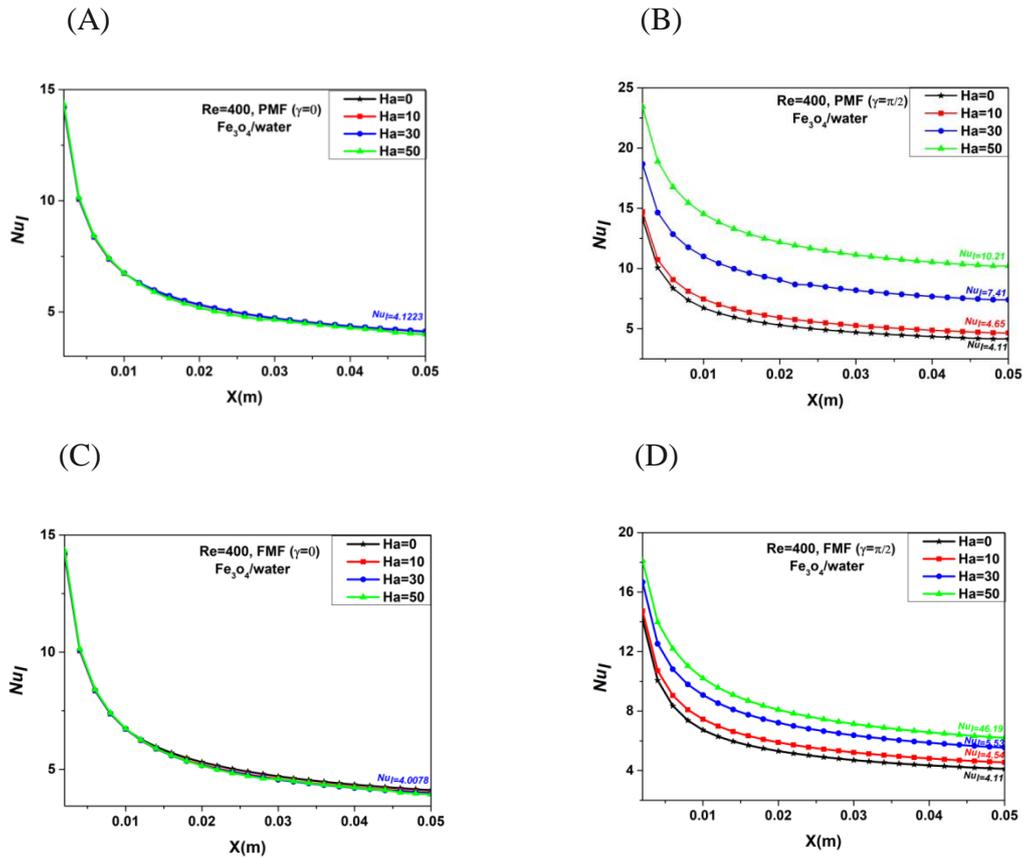


Figure III.5 : Évolutions du nombre de Nusselt local avec la longueur de canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 400$. (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

III.5.3 Effets du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen

La figure III.6 affiche les tracés du nombre de Nusselt moyen Nu_m contre un nombre de Hartmann allant de 0 à 50 et pour une concentration en nanoparticules égale à 0,02 pour tous les cas inclus et pour $Re = 400$. Les calculs des Nu_m sont effectués pour deux orientations du champ MHD et pour deux modes d'application du champ MHD (complet et partiel). La figure III.6 montre une petite diminution du nombre de Nusselt moyen lors de l'application d'un champ magnétique orienté longitudinalement complet ou partiel ($\gamma = 0$). En mode complet, le changement du nombre de Nusselt moyen est à peine détecté dans notre géométrie (conduit droit) contrairement à celui trouvé par Aidaoui et al. [4] où une forte diminution du nombre moyen de Nusselt avec le nombre de Hartmann est observée.

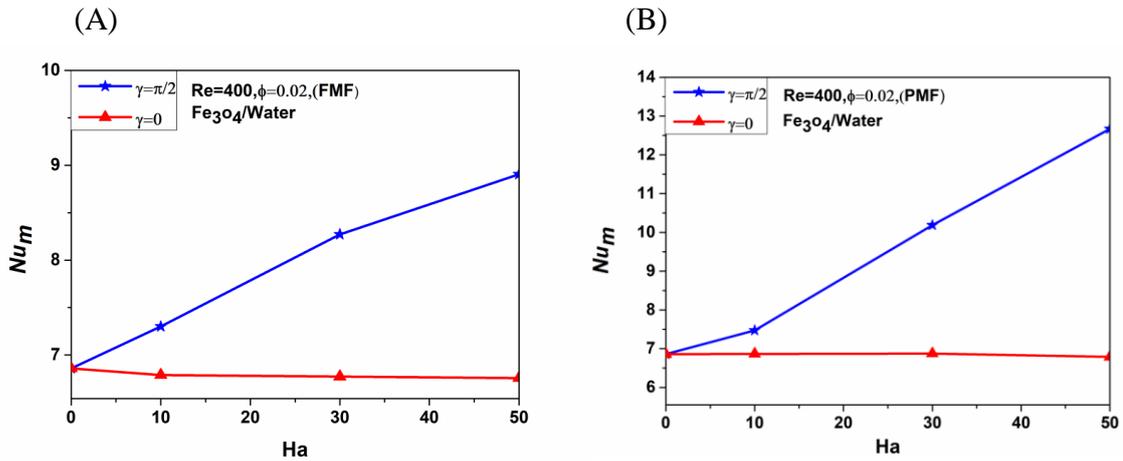


Figure III.6 : Évolutions du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Hartmann pour différents modes d'application du champ MHD avec $Re = 400$, $\phi = 0.02$ (A) MHD complet, (B) MHD partiel.

Cela est dû à la nature du régime d'écoulement. Un écoulement laminaire existe dans le canal droit avec des trajectoires parallèles tandis que dans le canal en forme de C dans la référence [48] le flux est chaotique et les trajectoires sont entièrement erratiques. Bien que les résultats aient clairement illustré que le nombre moyen de Nusselt est amélioré avec l'augmentation du nombre de Hartmann en appliquant un champ magnétique orienté transversalement ($\gamma = \pi/2$) quel que soit le mode d'application du MHD. De plus, l'application simultanée du mode partiel et du champ MHD orienté transversalement conduit au meilleur taux d'échange thermique entre la surface chaude et le nanofluide en écoulement où le nombre de Nusselt moyen s'est amélioré de 78%.

Malgré la conductivité thermique plus élevée des (CNT) nanoparticules non magnétiques par rapport aux (Fe_3O_4) nanoparticules magnétiques, il ressort clairement de la figure III.7 celle utilisant un flux de nanofluide avec des nanoparticules magnétiques (Fe_3O_4) donne le taux de transfert de chaleur global le plus élevé par rapport à un nanofluide avec des nanoparticules magnétiques CNT pour la même concentration pour tous les cas considérés. Cela indique que le taux d'échange de chaleur est principalement influencé par les propriétés magnétiques des nanoparticules. Ceci est peut-être dû à la forte influence mutuelle entre les propriétés magnétiques du ferromagnétique nanoparticule et la propriété électrique du fluide de base par rapport à celle régnant entre les nanoparticules de CNT et le fluide de base.

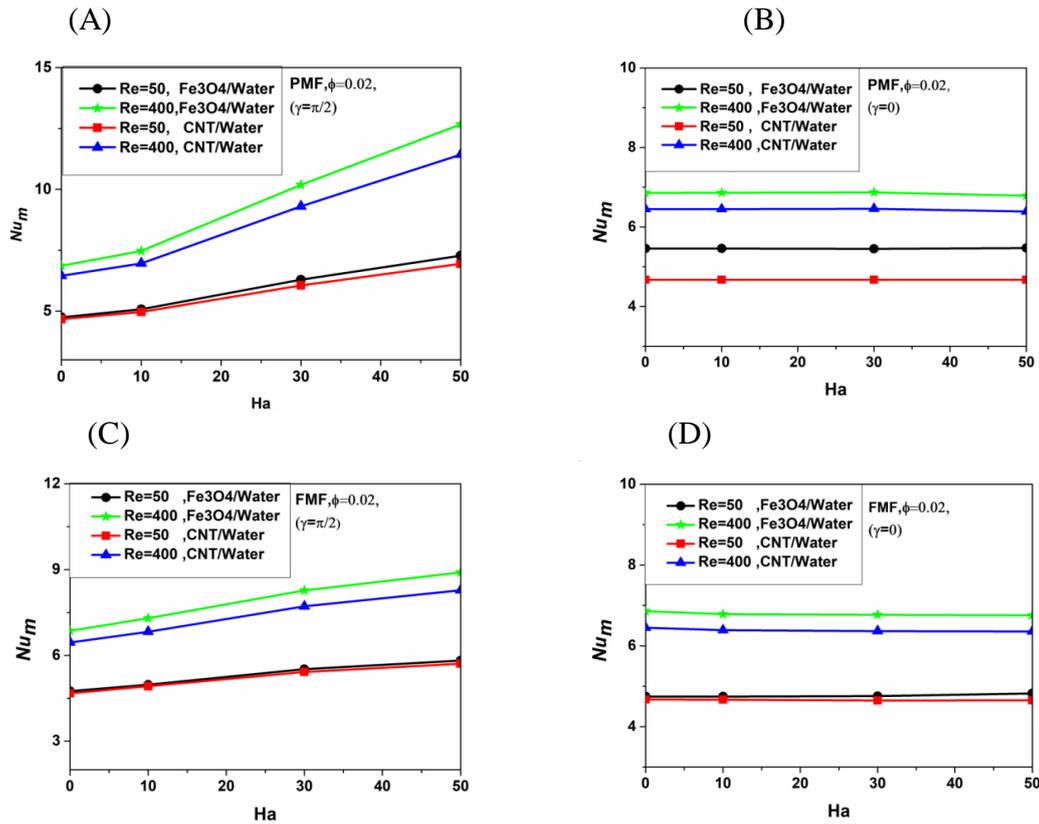


Figure III.7 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le nombre de Hartmann pour CNT/eau et Fe_3O_4 /eau nanofluides avec divers modes du champ MHD pour $Re = 50$ et $Re = 400$ et $\phi = 0.02$. (A) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (B) MHD partiel et $\gamma = 0$, (C) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (D) MHD complet et $\gamma = 0$.

III.5.4 Compromis ; augmentation du transfert de chaleur - diminution de la perte de charge

Chaque amélioration du transfert de chaleur s'accompagne de pertes de charge supplémentaires. Par conséquent, la notion de compromis entre l'amélioration du transfert de chaleur et la création de frottement sont nécessaires pour la caractérisation des systèmes énergétiques. Le critère qui paraît le plus adéquat dans cette situation est le rapport entre le nombre de Nusselt et le nombre de Poiseuille, Nu/Po .

Ainsi, pour quantifier le compromis amélioration du transfert thermique par rapport à la perte de charge réduite à travers le canal pour les différents cas étudiés, nous présentons le rapport du nombre moyen de Nusselt au nombre moyen de Poiseuille (Voir la figure III.8). Cette figure présente les évolutions du ratio considéré, Nu_m/Po_m , en fonction du nombre de Hartmann allant de 0 à 50 pour $\phi = 0.02$. La variation est considérée pour deux valeurs de nombre de Reynolds 50 et 400, CNT/eau et Fe_3O_4 /eau, deux angles d'orientation (0, $\pi/2$) en plus de la manière utilisée du champ MHD

(complet ou partiel périodique). La figure III.8.A révélé que le rapport du nombre de Nusselt au nombre de Poiseuille augmente avec l'augmentation de Re dans tous les cas prise en compte dans cette étude pour toutes les valeurs du nombre de Hartmann. Pour un nombre de Reynolds donné, nous observons que si le champ MHD est appliqué dans la direction longitudinale, le rapport du nombre de Nusselt sur le nombre de Poiseuille reste constant, alors qu'une application du champ MHD transversal conduit à une diminution significative de ce rapport. De plus, l'ajout des nanoparticules Fe_3O_4 offre un meilleur rapport de compromis par rapport aux nanoparticules de CNT avec le même comportement en fonction des nombres de Reynolds et de Hartmann. Ce rapport peut être un critère très intéressant pour sélectionner l'échange de chaleur optimal pour les applications industrielles.

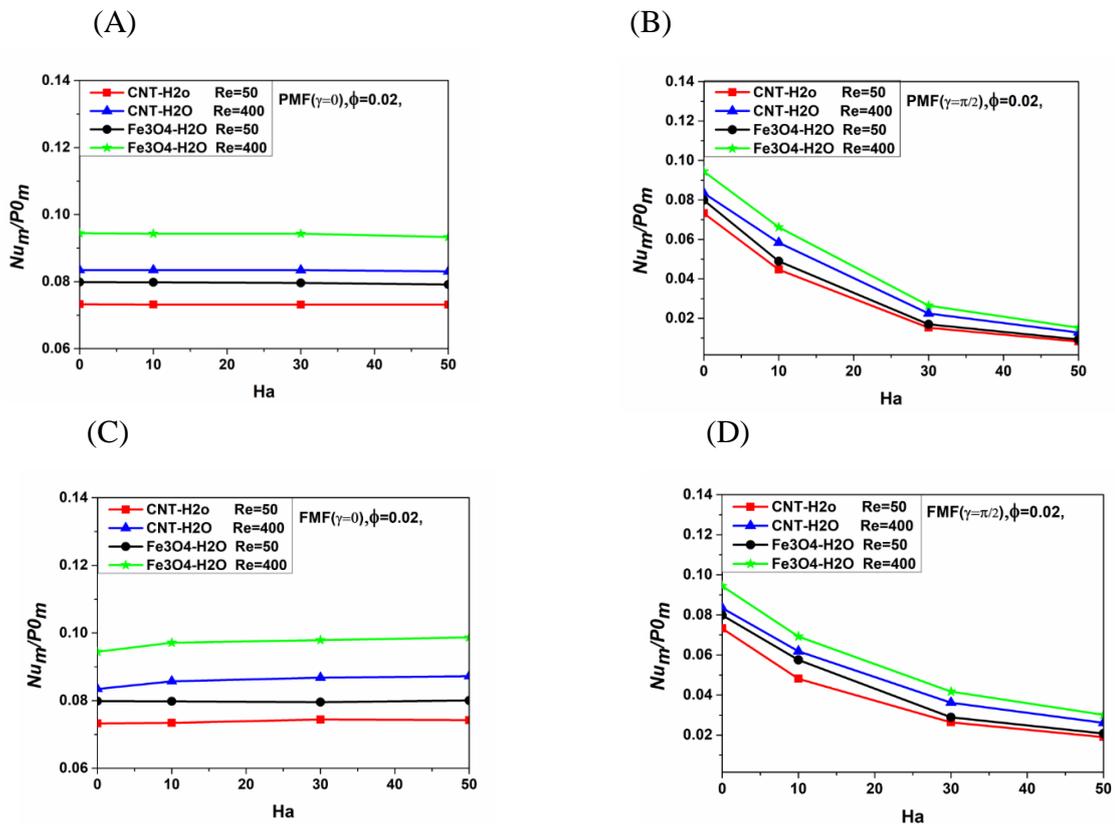


Figure III.8 : Évolution du rapport Nu_m/Po_m en fonction du nombre de Hartmann pour CNT/eau et Fe_3O_4 /eau avec divers modes du champ MHD pour $Re = 50$ et 400 . (A) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (B) MHD partiel et $\gamma = 0$, (C) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (D) MHD complet et $\gamma = 0$.

III.5.5 Courbes de vitesse et de température

Les figures III.9 et III.10 décrivent l'amplitude de la vitesse et des champs de température à la section transversale $x = 40$ mm pour différents modes d'excitation considérés pour le $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ pour un nombre de Reynolds $Re = 400$. On note que lorsqu'on applique un champ magnétique longitudinal, les valeurs de la grandeur de la vitesse dans l'écoulement principales sont remarquablement affectées, lesquelles augmentent lorsque le fluide est accéléré. Bien que l'application d'un champ magnétique transversal affecte de manière significative à la fois l'amplitude de la vitesse et les caractéristiques de l'écoulement dans le conduit, ce qui entraîne une diminution de la vitesse d'écoulement principale avec l'existence de deux cellules d'écoulement. Cela peut s'expliquer par le fait que les forces de Lorentz lors de l'application du champ MHD transverse ($\gamma = \pi/2$) agissent directement pour affaiblir l'écoulement dans la direction axiale, selon les équations de moment citées précédemment. Cependant, il est montré qu'en raison de l'application d'un champ MHD transversal, l'écoulement est accéléré près de la surface chaude, car des gradients de vitesse élevés s'y trouvent, ce qui à son tour conduit à des gradients des températures élevées proches de la surface chaude entraînant un taux de transfert de chaleur plus élevé par rapport au cas de champ MHD longitudinal, comme indiqué précédemment. C'est également à l'aide du comportement du noyau à deux flux qui contribue à une meilleure interaction entre le nanofluide et la surface chaude.

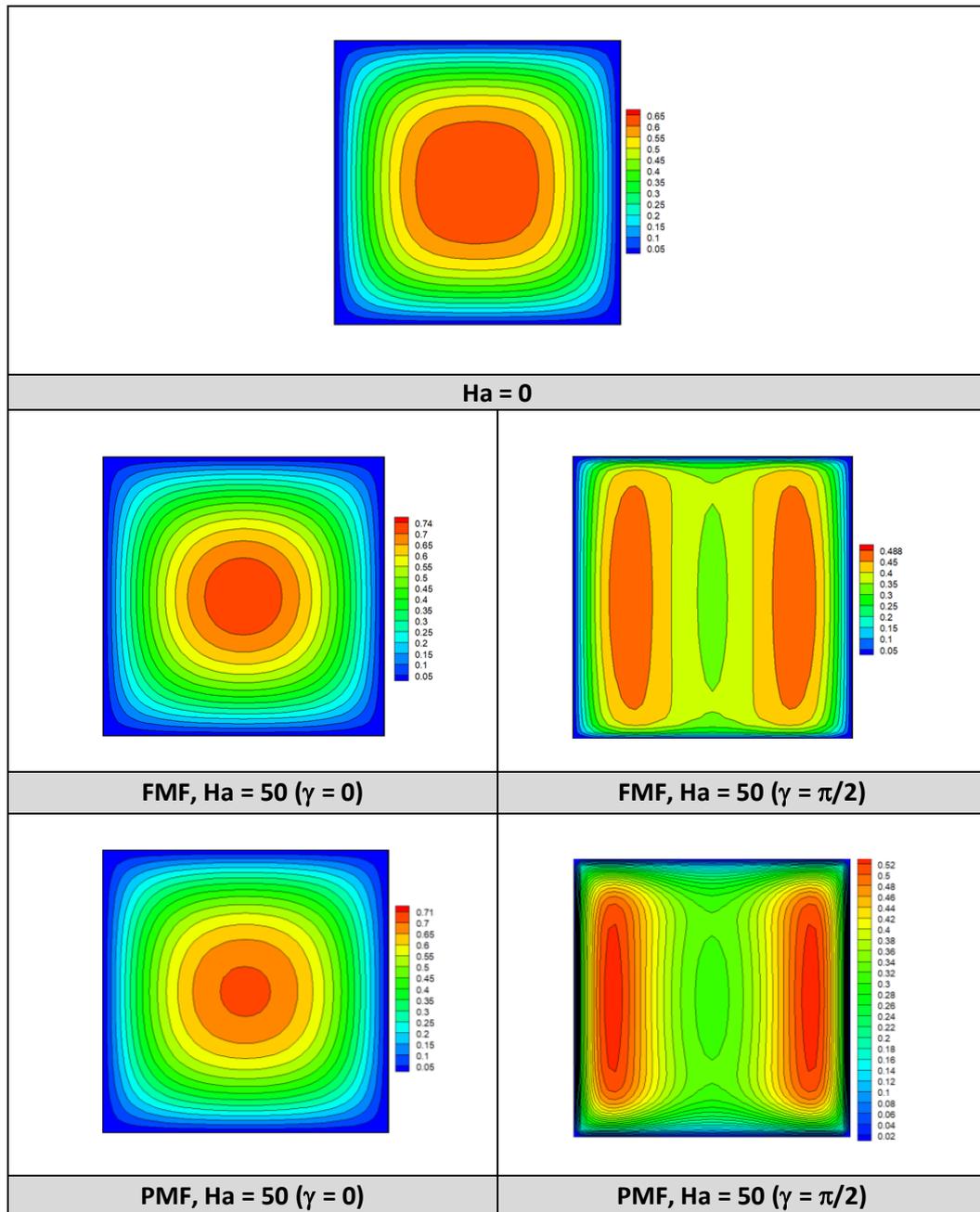


Figure III.9 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x=40\text{mm}$ pour différents modes considérés du champ MHD pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ avec $Re = 400$ et $\phi = 0.02$

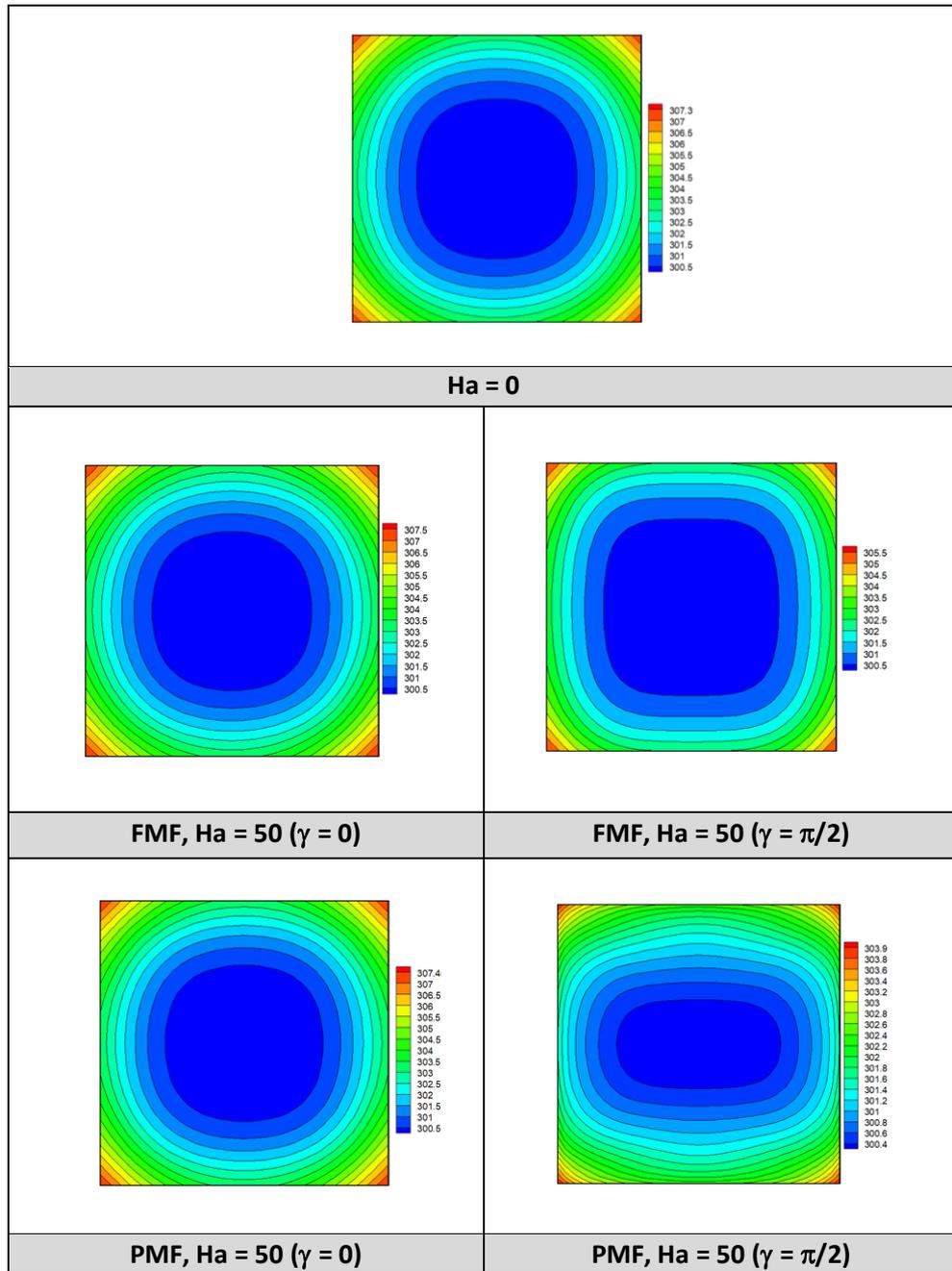


Figure III.10 : Champ de température à la section $x = 40\text{mm}$ pour différents modes considérés du champ MHD pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ avec $Re = 400$.

III.5.6 Profils de vitesse et de température

Pour plus de justification sur les évolutions de vitesse et de température dans le conduit, les graphiques de la Figure III.11 illustrent les profils de vitesse et de température suivant l'axe « y » à la surface $x=40\text{mm}$ pour différents modes d'excitation de champ MHD pour le ferrofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/$ d'eau avec $Re = 400$.

Les profils de température ont une forme parabolique avec des valeurs minimales au centre du tuyau et des valeurs maximales près de la paroi. Pour une utilisation

longitudinale du champ magnétique, le profil de la température n'est pas affecté en mode complet et en mode partiel. Ceci confirme les résultats trouvés précédemment dans le calcul du nombre de Nusselt. Lors d'une orientation transversale du champ MHD et en appliquant un mode partiel, le profil de température est plus uniforme par rapport aux autres cas présentés dans la figure actuelle. Les profils de vitesse dans le cas d'une orientation transversale et dans le mode partiel de la MHD montrent des minima au centre du canal et des maximums près de la paroi. Ainsi, l'accélération du fluide dans les régions proches de la paroi favorise le mode de convection forcée par rapport aux caissons. Cela intensifiera le transfert de chaleur de la paroi. Ce résultat est confirmé ci-dessus dans les calculs de température et de nombre de Nusselt.

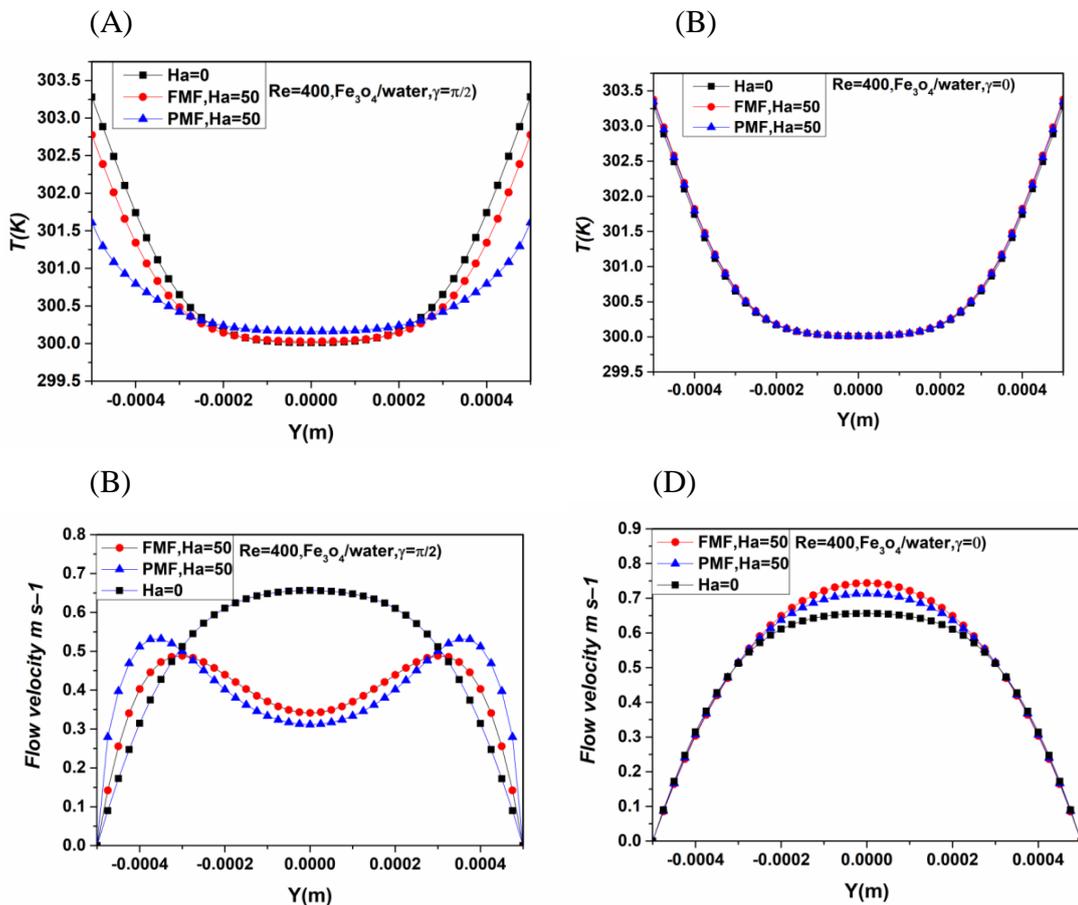


Figure III.11 : Variation des profils de vitesse et de température le long de l'axe des ordonnées à $x = 40$ mm pour différents modes du champ MHD pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau pour $Re = 400$. (A) Profils de température pour $\gamma = \pi/2$, (B) Profils de température pour $\gamma = 0$, (C) Profils de vitesse pour $\gamma = \pi/2$, (D) Profils de vitesse pour $\gamma = 0$.

III.6 Conclusion

Le présent travail est porté sur les caractéristiques dynamiques et thermiques de la suspension aqueuse de Fe_3O_4 et des CNTs dans un conduit carré droit soumis à un champ magnétique partiel ou complet avec des orientations différentes.

Des simulations numériques sont effectuées pour résoudre les équations gouvernantes de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie à l'aide de la méthode des volumes finis. Les résultats ont été interprétés en examinant l'influence du nombre de Hartmann (Ha), le nombre de Reynolds (Re), et l'angle d'orientation du champ MHD (γ) pour deux modes d'excitation du champ magnétique à une fraction volumique de nanofluide ($\phi = 2\%$). Les principaux résultats indiquent que :

- L'augmentation des valeurs du nombre de Reynolds conduit à une amélioration du transfert de chaleur et à une diminution du facteur de frottement dans tous les cas considérés.
- Pour un nombre donné de Re , une application d'un FMF ou PMF dans le sens longitudinal ($\gamma = 0$) n'a pas beaucoup influencé les coefficients de frottement et les nombres de Nusselt, tandis que l'application d'un champ magnétique orienté transversalement ($\gamma = \pi/2$) les fait augmenter, surtout pour le cas du champ magnétique partiel.
- Cependant, l'application d'un champ magnétique longitudinal ; le rapport de compromis entre le nombre moyen de Nusselt sur le nombre moyen de Poiseuille (performance de transfert de chaleur par rapport à la perte de charge) reste constant, alors qu'une application de champ magnétique transversal entraîne une diminution significative de ce rapport. .
- L'utilisation d'un nanofluide avec des nanoparticules ferromagnétiques (Fe_3O_4) fournit un taux global d'échange de chaleur le plus élevé et de meilleures performances thermiques (Nu_m/Po_m) par rapport à un nanofluide avec des particules de CNTs pour une même concentration, pour tous les cas considérés.

III.7 Introduction (Deuxième partie)

La deuxième partie expose le transfert de chaleur et la génération d'entropie du flux laminaire d'un ferrofluide dans un canal de différentes sections (triangulaire, rectangulaire, circulaire et elliptique) soumis à un champ magnétique partiel et complet.

Un flux de chaleur constante a été appliqué sur la paroi. Le problème est résolu numériquement par la méthode des volumes finis avec une précision de second ordre.

Les effets de l'application totale ou partielle d'un champ magnétique avec différentes directions et intensités sur les distributions de température, de vitesse, le transfert de chaleur et la génération d'entropie ont été étudiés.

L'objectif de cette partie consiste à déterminer l'effet de champs magnétiques externes incliné d'un angle γ sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie pour la convection laminaire tridimensionnelle d'un ferrofluide Fe_3O_4 -eau dans quatre canaux de sections transversales différentes (triangulaire, rectangulaire, circulaire et elliptique). Les parois latérales sont sous l'effet d'un champ thermique uniforme.

III.8 Paramètres géométriques et physiques

Le problème étudié est supposé être laminaire, stationnaire, newtonien et incompressible. Le ferrofluide est supposé être un modèle monophasé homogène.

Un état d'équilibre thermique est supposé pour le fluide de travail résultant (fluide à base d'eau et nanoparticules) avec une vitesse relative nulle. Par conséquent, les champs de température et de vitesse à l'entrée du canal sont les mêmes pour l'eau et les nanoparticules.

Tableau III.3 ; Propriétés des matériaux (Eau pure, Fe_3O_4)

Propriété	Eau pure	Fe_3O_4
$\rho(\text{Kg.m}^{-3})$	997.1	5200
$C_p(\text{J.Kg}^{-1}.\text{m}^{-3})$	4179	670
$K(\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1})$	0,613	6
$\mu(\text{kg}.\text{s}^{-1}.\text{m}^{-1})$	$Pr=6,2$	-
$\beta(\text{k}^{-1})$	21×10^{-5}	1.3×10^{-5}
$\sigma(\Omega^{-1} \text{k}^{-1})$	0,05	25000

III.9 Effet du maillage

Pour évaluer l'indépendance du maillage sur la solution numérique, cinq maillages uniformes sont considérés dans cette application : $20 \times 20 \times 20$, $30 \times 30 \times 30$, $40 \times 40 \times 40$, $50 \times 50 \times 50$, et $60 \times 60 \times 60$ nœuds, pour $Ha = 50$, $\phi = 0.02$, $Re = 200$ et $\gamma = 0$.

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 40x40x40 nœuds. Par conséquent, le maillage 40x40x40 nœuds sera adopté pour toutes nos simulations numériques.

Tableau III.4 ; Test d'indépendance de grille basé sur le nombre de Nusselt moyen pour $Re = 200$, Fe_3O_4/H_2O , $Ha = 50$, $\phi = 0.02$, FMF ($\gamma = 0$)

Grille de 1mm3	Nu_m			
	Rectangulaire	Circulaire	Triangulaire	Elliptique
20x20x20	6.8626	7.6240	3,4384	7.1573
30x30x30	6,7788	7.5954	3.4103	7.4291
40x40x40	6,7568	7.6431	3,4581	7.4618
50x50x50	6.7905	7,6717	3,4719	7.5196
60x60x60	6.8303	7.7051	3,5125	7.6073

III.10 Validation du code de calcul

Pour vérifier l'exactitude de la présente étude numérique, le code numérique a été validé avec l'équation de Shah, résultats numériques de Bayat et al, et les résultats expérimentaux de Kim et al. (Voir Figure III.12)

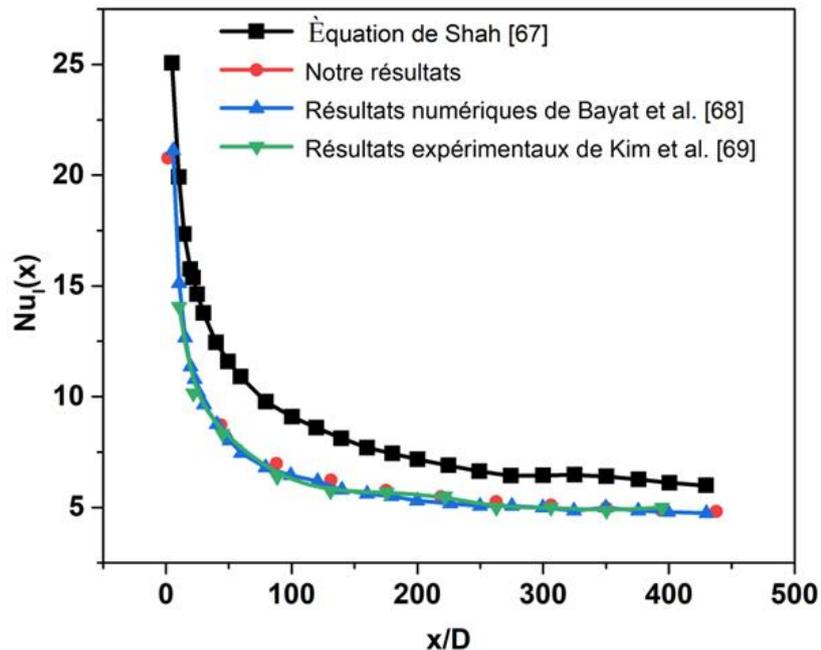


Figure III.12 : Comparaisons entre les résultats obtenus avec l'équation de Shah [67], résultats numériques de Bayat et al. [68], et les résultats expérimentaux de Kim et al. [69].

III.11 Résultats et discussion

III.11.1 La chute de pression

L'une des propriétés thermophysiques les plus importantes est que le frottement avec la paroi du conduit à dissiper l'énergie de l'écoulement, surtout si le fluide est très visqueux. Dans un écoulement de conduit rectiligne avec différentes sections transversales (triangulaires, rectangulaires, circulaires et elliptiques), cette dissipation est due à des pertes de charge linéaires. Ces pertes de charge jouent un rôle critique dans l'efficacité énergétique du système, le calcul des pertes de charge est essentiel, soit par le calcul du coefficient de frottement ou le rapport *HPC* appelé Paramètre de performance hydrothermique, ce paramètre montre l'amélioration du nombre de Nusselt par rapport à celui du facteur de frottement.

Le coefficient de frottement local le long du conduit avec différentes sections contenant un ferrofluide pour différentes valeurs du nombre de Hartmann $Ha = 0$ et 50 , lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le sens longitudinal ($\gamma = 0$), qu'elle soit partielle ou complète, $Re = 200$, et à une fraction volumique donnée ($\phi = 0,02$) de Fe_3O_4 , les coefficients de frottement local pour $Ha = 0$ (Figure III.13.A). On était comparés aux valeurs du coefficient de frottement local obtenu pour $Ha = 50$ (Figure III.13.B, D), un excellent accord a été observé et en remarque que le facteur de frottement présente des valeurs importantes à l'entrée et il tend vers des valeurs asymptotiques avec des valeurs minimales. En outre, il reste le même quelle que soit la valeur du nombre de Hartmann. Il convient de noter qu'une application d'un champ magnétique longitudinal complet ou partiel ($\gamma = 0$) n'a pas beaucoup influencé le coefficient de frottement pour tous les écoulements des conduits droits avec différentes sections transversales (triangulaires, rectangulaires, circulaires et elliptiques).

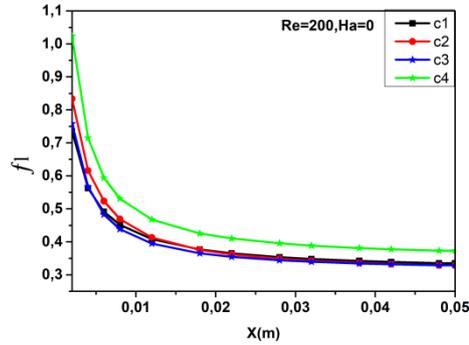
Les figures (III.13 B, D) présentent les évolutions du coefficient de frottement le long de l'écoulement du conduit considéré pour différentes sections transversales (triangulaires, rectangulaires, et circulaires) avec orientation transversale du champ magnétique ($\gamma = \pi/2$) qui est appliqué avec des modes périodiques partiels et total. Notant que les résultats obtenus démontrent clairement une augmentation du coefficient de frottement pour tous les conduits des différentes sections considérés par rapport à ceux trouvés dans le cas de ($\gamma = 0$).

Selon les figures (III.13.B et D), le coefficient de frottement dans un conduit droit de section elliptique et de section circulaire est supérieur à celui des sections

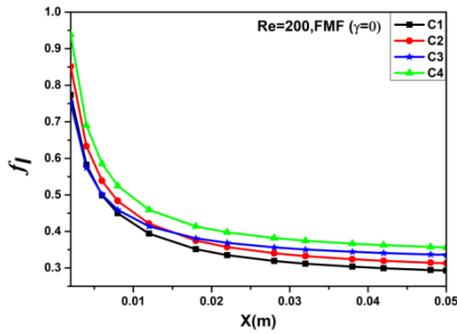
triangulaire et rectangulaire, ce qui signifie qu'un conduit droit de section non-circulaire crée une perte de charge inférieure à celle du conduit droit de section circulaire.

Avec l'augmentation du nombre de Hartmann (Ha), la force d'écoulement diminue, car il y a une force de Lorentz qui diminue la vitesse d'écoulement et fait que le fluide se déplace lentement dans le conduit, ce qui entraîne également une augmentation de la viscosité du ferrofluide.

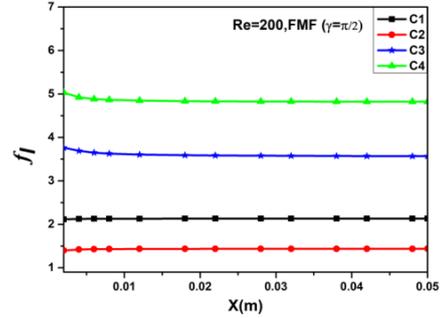
(A)



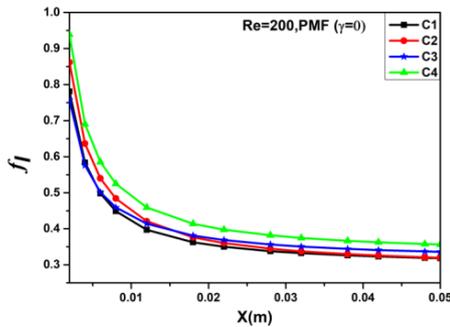
(B)



(C)



(D)



(E)

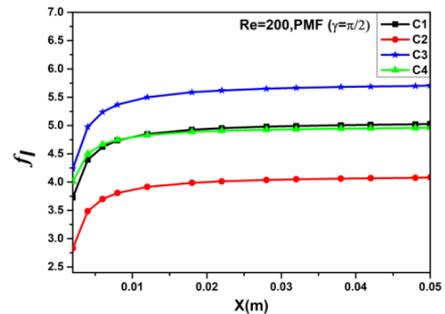


Figure III.13 : Distribution du facteur de frottement local pour différentes sections avec le nombre de Hartmann pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau avec divers modes du champ MHD pour $Re = 200$ et $0 \leq Ha \leq 50$. (A) sans MHD, (B) MHD complet et $\gamma = 0$, (C) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (D) MHD partiel et $\gamma = 0$, (E) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$.

Ainsi, on constate que l'application d'un champ magnétique périodique dans le sens transversal augmente considérablement les pertes de charge dues aux flux secondaires se produisant à l'intérieur du conduit. De plus, l'application de ce champ magnétique ralentira le fluide (diminution de la vitesse moyenne) dans la canalisation, ce qui conduira à générer des pertes de charge supplémentaires.

Pour une meilleure compréhension, l'application d'un champ magnétique périodique dans le sens transversal génère deux tourbillons tournants en sens inverse, perturbe la couche limite thermique et augmente le coefficient de frottement.

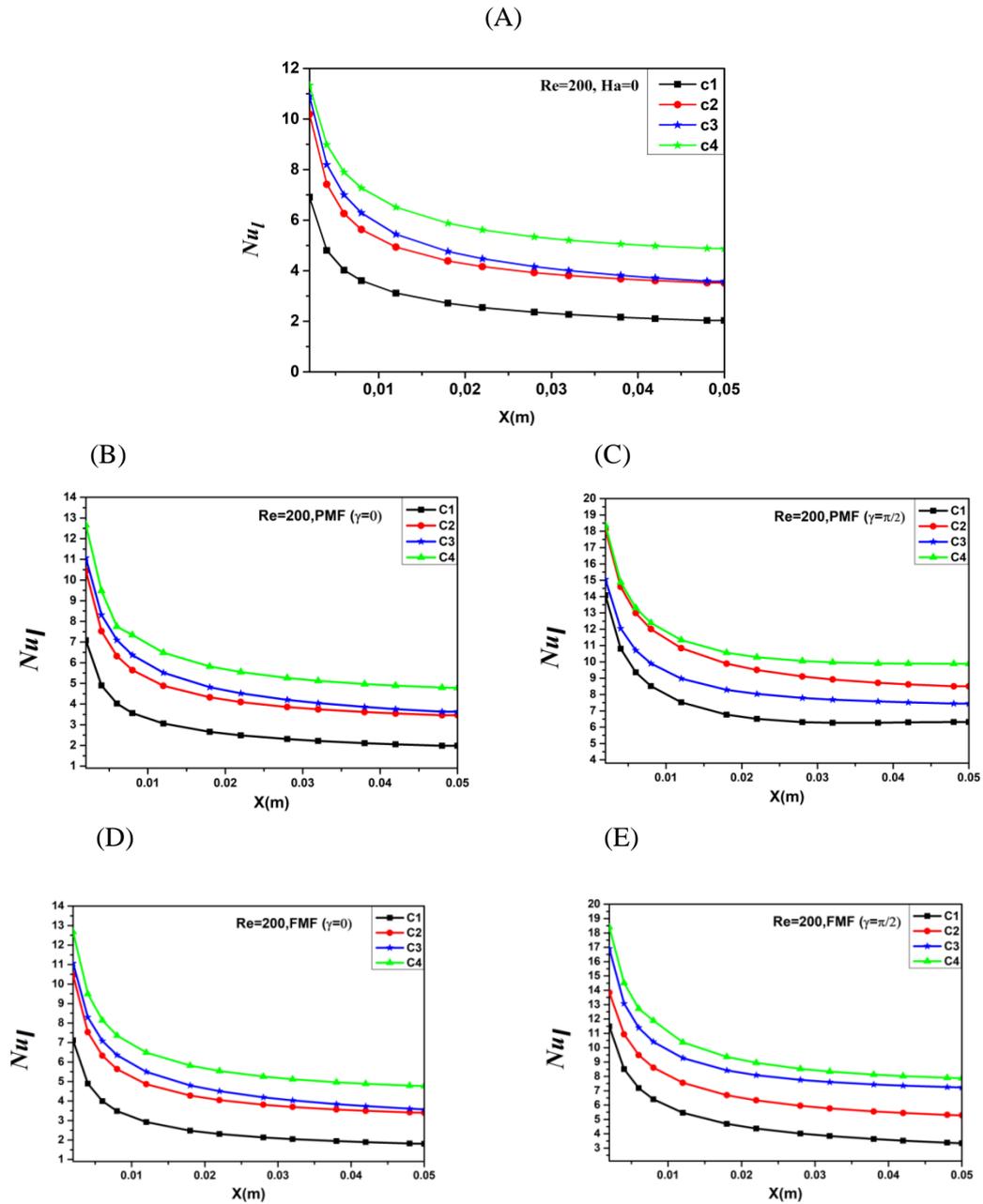
III.11.2 Échange de chaleur

Dans cette section, nous présentons les effets de l'angle d'inclinaison ($0^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$) du champ magnétique, total et partiel.

Dans le cas $\gamma=0^\circ$; lors de l'application d'un champ magnétique longitudinal, la variation du nombre de Nusselt local est considérée négligeable et l'application de ce type de champ magnétique affecte faiblement le champ d'écoulement dans le conduit (Figure III.14.B) et (Figures III.14.A et C).

Dans le cas $\gamma = 90^\circ$, comme prévu, lors de l'application d'un champ magnétique transversal, le nombre de Nusselt local augmente considérablement sur toute la longueur du conduit pour les différentes sections transversales respectivement (circulaire, rectangulaire, elliptique et triangulaire), et donc l'utilisation de ce type de champ magnétique peut être plus efficace afin d'avoir des performances de transfert de chaleur plus élevées, On peut voir qu'à $Ha = 0$ (Figure III.14.A) et $Ha = 50$ (Figures III.14.B et D). Le nombre de Nusselt local augmente en augmentant le nombre de Hartmann, de sorte que ses valeurs passent de 07.02, 10.05, 11.01 à 14.28 (pour $Ha = 0$) et de 14.44, 15.01, 18.25 à 18,48 (pour $Ha = 50$) pour les conduits avec des sections triangulaires, rectangulaires, elliptiques et circulaires, respectivement.

Le champ magnétique transversal conduit à la formation d'une paire de tourbillons contrarotatifs qui transfèrent le fluide vers les côtés de l'axe perpendiculaire des parois du conduit à cause de la force de Lorentz s'exerçant sur l'écoulement du fluide, diminue la vitesse d'écoulement et améliore le mécanisme de transfert de chaleur.



Figures III.14 : Distribution du nombre de Nusselt local pour différentes sections transversales pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau en divers modes du champ MHD pour $Re = 200$ et $Ha = 50$. (A) sans MHD, (B) MHD complet et $\gamma = 0$, (C) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (D) MHD partiel et $\gamma = 0$, (E) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$.

III.11.3 Effets du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen

D'après la figure III.15, le taux d'augmentation du nombre de Nusselt moyen est considérable sur toute la longueur du conduit pour différentes sections transversales, il varie de manière significative respectivement (circulaire, elliptique, rectangulaire et triangulaire) lors de l'application d'un champ magnétique transversal. Contrairement à l'application d'un champ magnétique longitudinal, la valeur moyenne du nombre de Nusselt le long de l'axe de l'écoulement reste à peu près constante, respectivement (circulaire, elliptique, rectangulaire et triangulaire).

L'application d'un champ magnétique transversal renforce le nombre de Nusselt dans les conduites, ce résultat est relié à l'effet de la résultante de la force de Lorentz qui agit à l'écoulement, et réduit ainsi la vitesse médiane dans le conduit. De plus, les flux secondaires peuvent être générés et ainsi améliorer le mélange. Le démarrage et la croissance des flux secondaires intensifient le mélange du fluide dans la couche limite, améliorant ainsi le transfert de chaleur par convection.

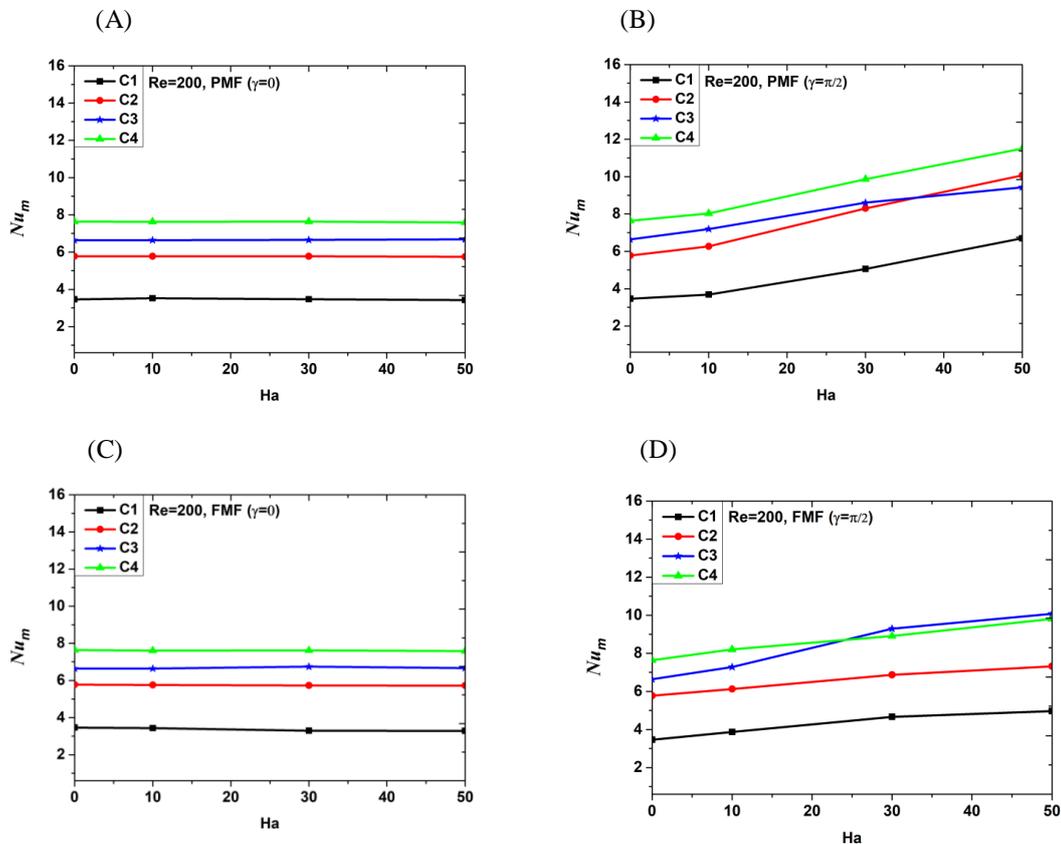


Figure III.15 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le nombre de Hartmann pour différentes sections transversales pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau avec divers modes du champ MHD à $Re = 200$. (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

III.11.4 Rapport d'amélioration du transfert de chaleur et rapport du facteur de frottement

Les rapports Nu/Nu_0 et f/f_0 d'un canal pour différentes sections transversales augmentent avec l'augmentation du nombre de Hartmman lors de l'application d'un champ MHD partiel ou complet dans le sens transversal, conduit à une augmentation de la force de Lorentz, le flux secondaire devient plus intense, et par conséquent, la vitesse axiale diminue, la couche limite thermique est épaissie. Les figures III.16.B, D et les figures III.17.B et D indiquent que l'augmentation de frottement due à un champ magnétique est bien plus qu'un transfert de chaleur.

Lorsque l'application d'un champ MHD partiel ou complet et dans la direction longitudinale, dans un canal de différentes sections transversales rempli de ferrofluide, les rapports Nu/Nu_0 et f/f_0 provoquent une plus faible diminution thermique (section triangulaire) et frictionnelle (section circulaire, rectangulaire et triangulaire). Les figures.III.16.A et C et III.17.A et C indiquant que l'effet du champ magnétique sur l'écoulement du ferrofluide dans les différents canaux est négligeable.

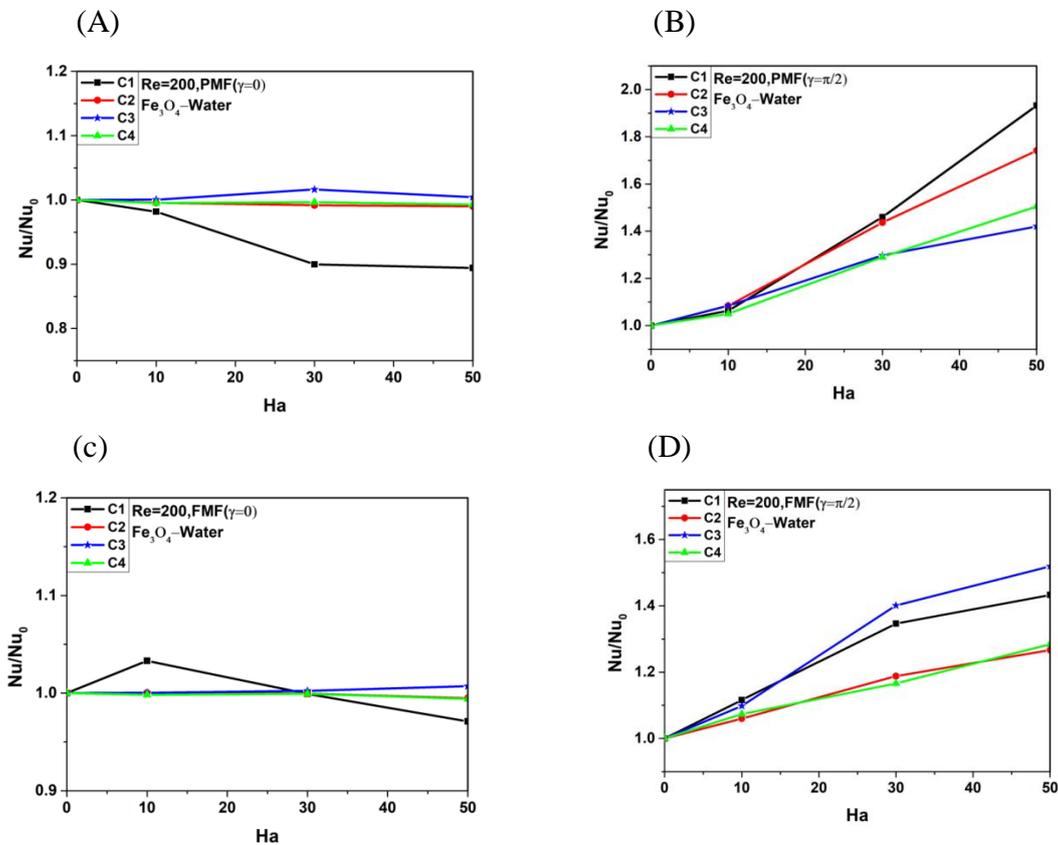


Figure III.16 : Taux de transfert de chaleur (Nu/Nu_0) pour différentes sections transversales avec le nombre de Hartmann pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau avec divers modes du champ MHD pour $Re = 200$. (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

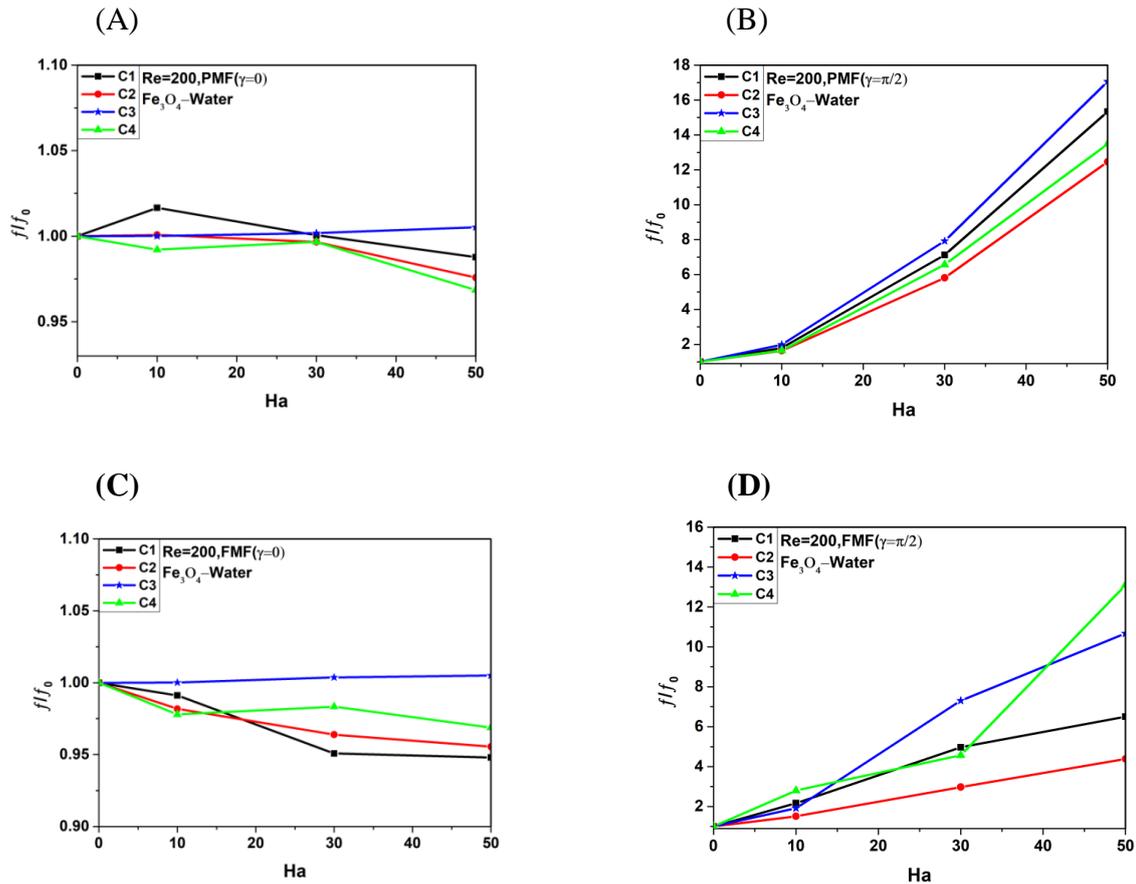


Figure III.17 : Variation du rapport de facteur de frottement (f/f_0) avec le nombre de Hartmann pour différentes sections transversales pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau avec divers modes d'application du champ magnétique à $Re = 200$, (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

III.11.5 Compromis ; transfert de chaleur - chute de pression

L'augmentation du nombre de Hartmann (champ magnétique intensifiant) entraîne une augmentation de la force de Lorentz (force de ralentissement des phénomènes de transport), qui tend à résister à l'écoulement du fluide et réduit ainsi la vitesse du nanofluide. Les résultats montrent que les Paramètres de performances hydrothermiques HPC pour les deux cas ; l'absence du champ magnétique et l'application d'un champ magnétique longitudinal partiel ou complet ont les mêmes valeurs (Figure III.18.B et D) dans les sections transversales circulaire, elliptique, rectangulaire et triangulaire, respectivement.

L'application d'un champ magnétique transversal nécessite une énergie excessive pour vaincre le frottement des parois et la création d'un flux secondaire et ainsi améliorer le mélange. Le démarrage et la croissance des écoulements secondaires

intensifient le mélange du fluide dans la couche limite, améliorant ainsi le transfert de chaleur par convection. Ainsi, plus de puissance de pompage est nécessaire pour obtenir une meilleure performance dans le canal de différentes sections transversales rempli de ferrofluide et soumis à des champs magnétiques partiels ou complets.

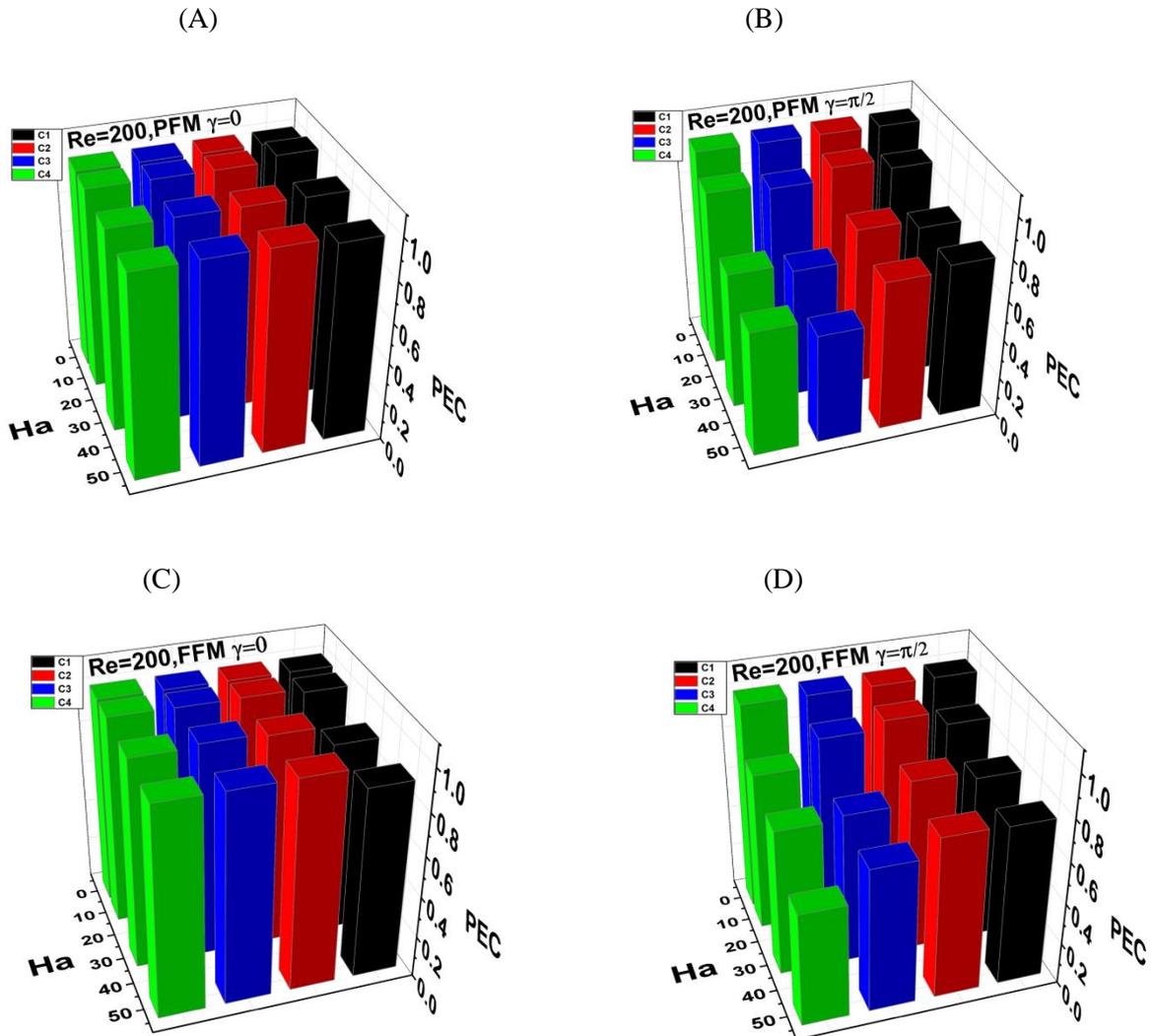


Figure III.18 : Variation du Paramètre de performance hydrothermique HPC avec le nombre de Hartmann pour différentes sections transversales pour différents modes d'application du champ magnétique à $Re = 200$, (A) MHD partiel et $\gamma = 0$, (B) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD complet et $\gamma = 0$, (D) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

III.11.6 Effets du nombre de Hartman sur la génération d'entropie totale

Dans cette section, l'entropie générée par divers facteurs tels que le transfert de chaleur et la dissipation visqueuse ainsi que le champ magnétique appliqué est représenté. Les figures III.19, 20, 21 et 22 représentent l'effet des différentes directions du champ magnétique et de son intensité sur la génération d'entropie totale pour différents canaux de différentes sections transversales (rectangulaire, circulaire, elliptique et triangulaire).

Les variations des générations d'entropie pour divers champs magnétiques longitudinaux en modes complets ou partiels sont représentés sur les figures III.19.A et C. On peut voir que l'application d'un champ magnétique longitudinal complet ou partiel au ferrofluide n'a pas affecté l'entropie totale et les générations thermiques dues au frottement et au champ magnétique (Fig.III.20.A et C, Fig.III.21.A et C et la Fig.III.22 A et C)

L'effet de la génération d'entropie magnétique est très faible et peut être négligé par rapport à la génération d'entropie par frottement, thermique et totale.

Les résultats ont montré que l'application d'un champ magnétique longitudinal n'affectait aucune génération d'entropie totale et thermique. Ils restent les mêmes.

L'influence du nombre de Hartmann sur les générations d'entropie est présentée graphiquement sur la Figure III.19.B et D. Il est clair qu'avec l'augmentation du nombre de Hartmann la génération d'entropie thermique est réduite (Fig.III.20.B et D), la génération d'entropie totale diminue d'abord puis augmente, tandis que la génération d'entropie de frottement et d'entropie magnétique augmente, lorsque le champ magnétique, complet ou partiel, a été appliqué dans la direction transversale.

La génération d'entropie magnétique et frictionnelle augmente avec l'augmentation de l'intensité du champ magnétique transversal complet ou partiel. (Figure III.21.B et D, et Figure III.22.B et D). Les conduites de section transversale circulaires, montre la valeur la plus basse de l'entropie générée inférieure que les autres conduits de sections triangulaires, rectangulaires et elliptiques respectivement.

Les résultats montrent pour les différents conduits de différentes sections que le champ magnétique transversal améliore le transfert de chaleur et réduit les générations d'entropie dues aux effets totaux et thermiques.

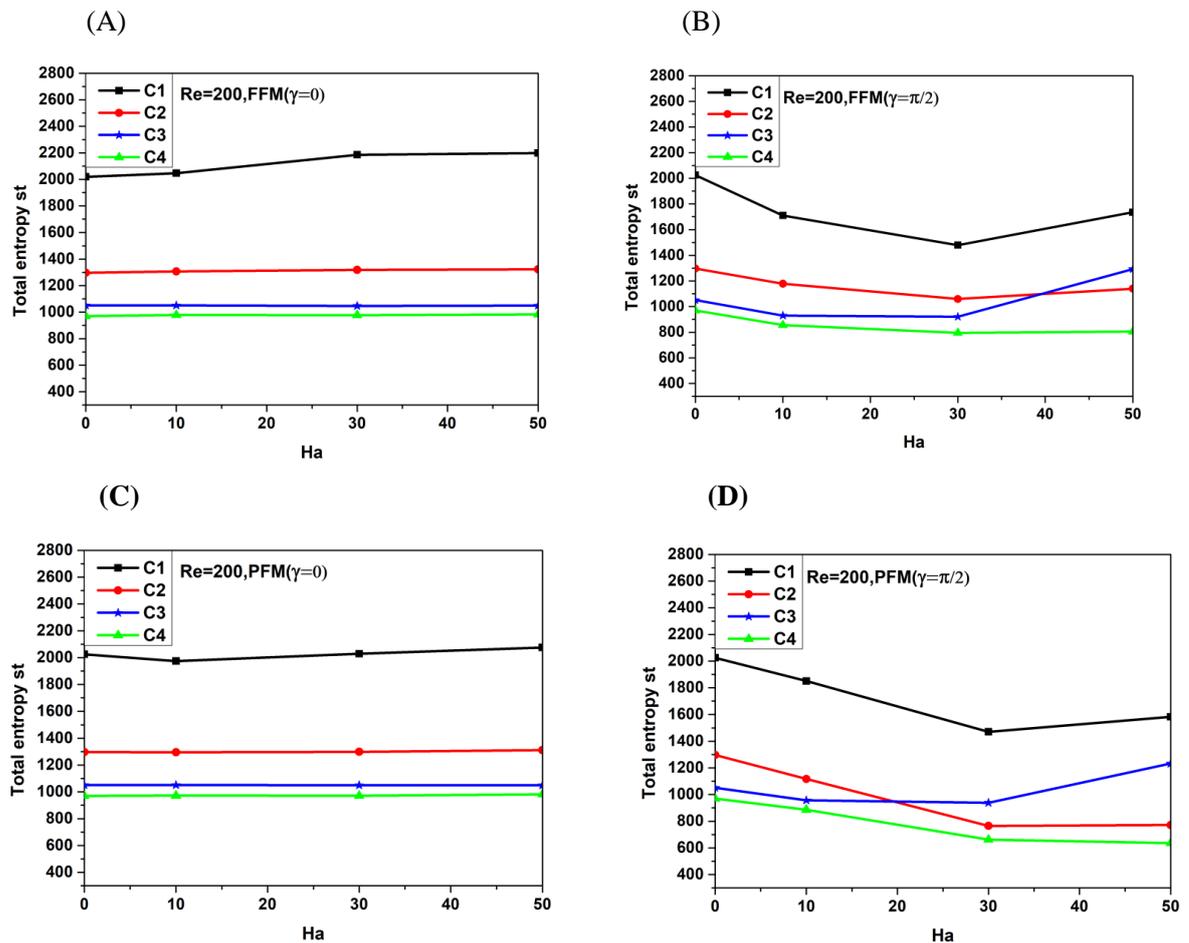


Figure III.19 : Entropie génération totale pour différents nombres de Hartmann pour différentes sections transversales avec différents modes d'application du champ MHD à $Re = 200$. (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$.

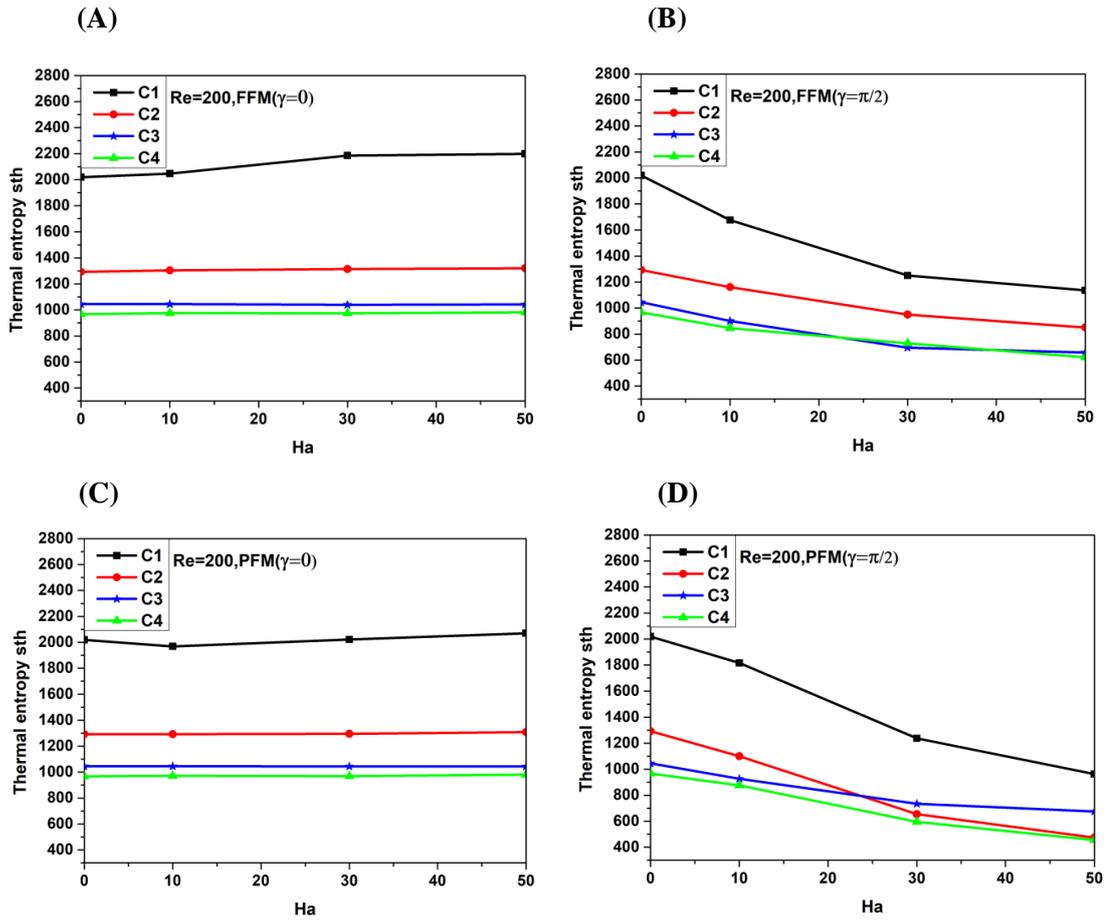


Figure III.20 : Entropie génération thermique pour différents nombres de Hartmann dans différentes sections transversales avec différents modes d'application du champ MHD à $Re = 200$, (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$.

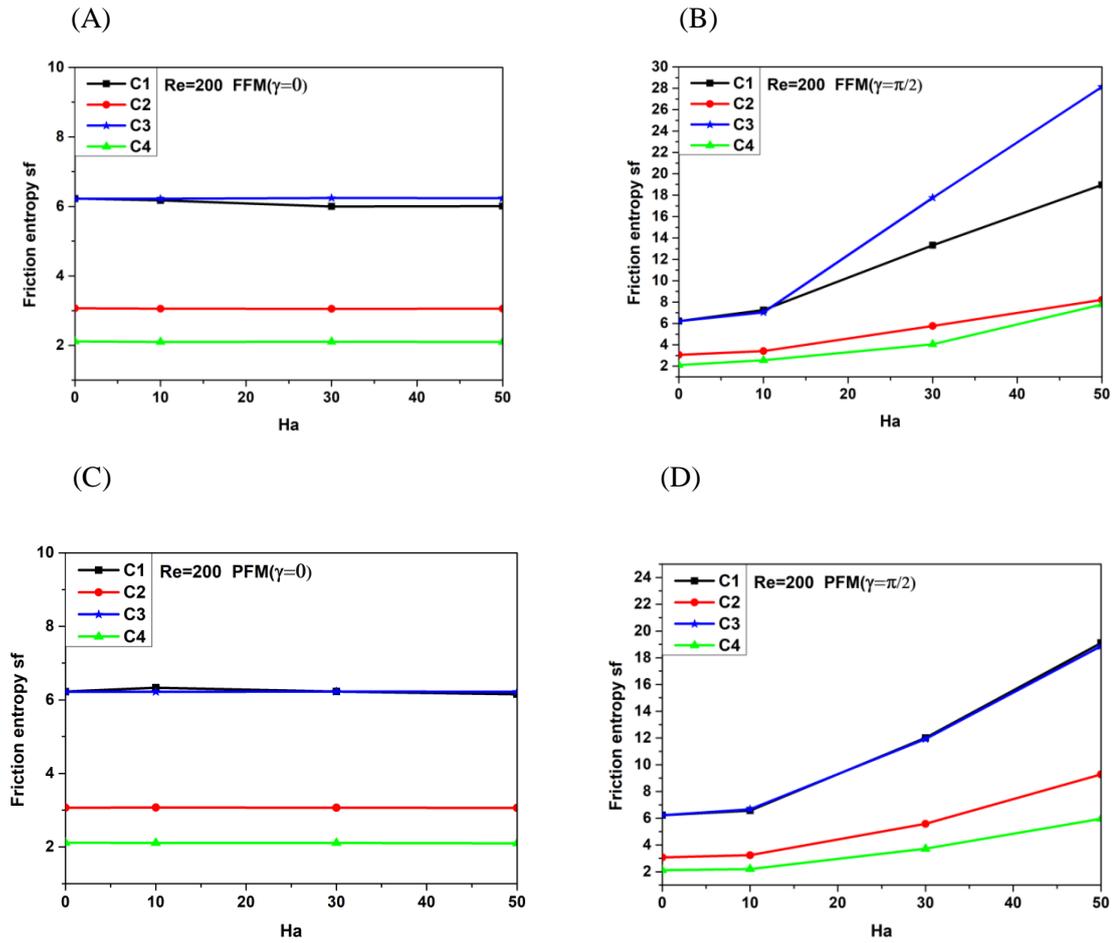


Figure III.21: Entropie génération frictionnelle pour différents nombres de Hartmann pour différentes sections transversales avec différents modes d'application du champ MHD à $Re = 200$. (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$.

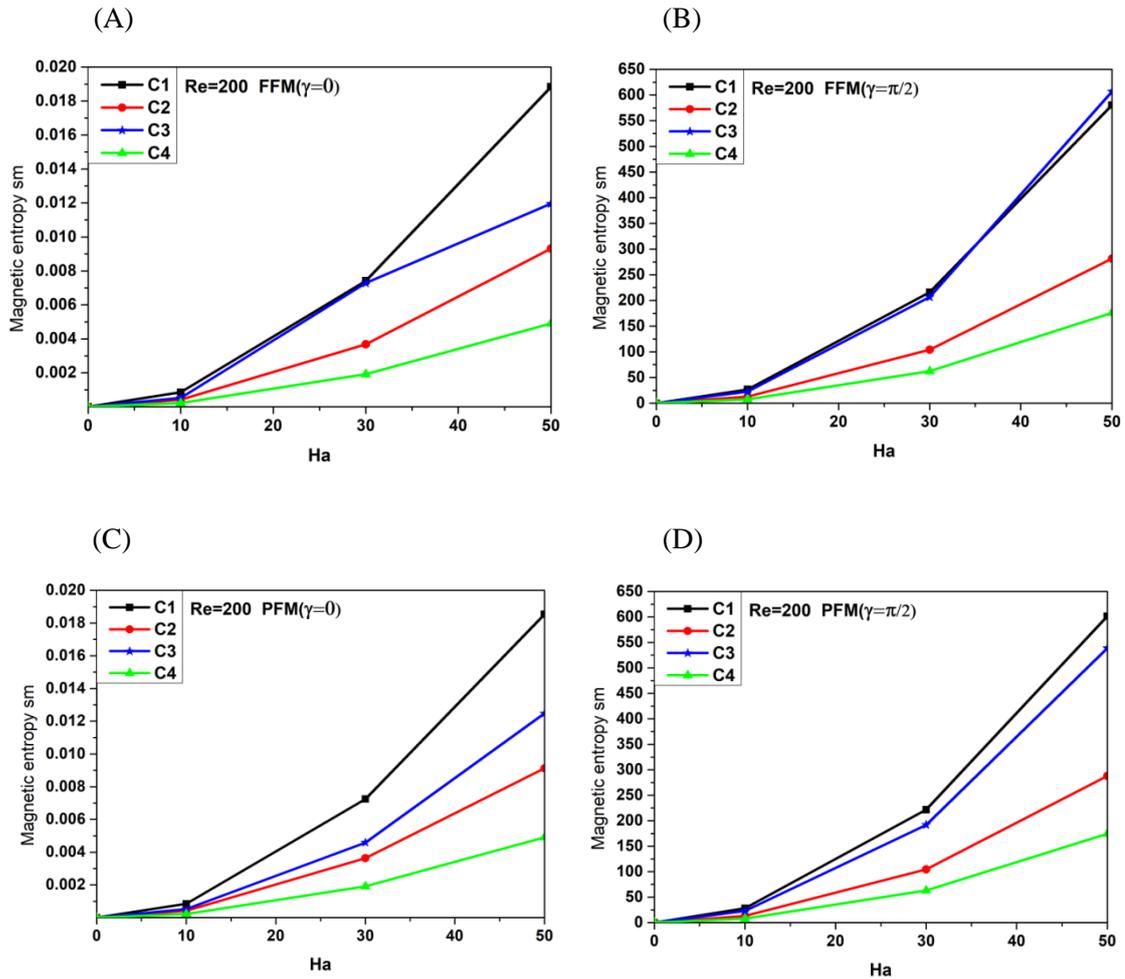


Figure III.22 : Entropie génération magnétique pour différents nombre de Hartmann dans différentes sections transversales avec différents modes d'application du champ MHD à $Re=200$. (A) MHD complet et $\gamma=0$, (B) MHD complet et $\gamma=\pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma=0$, (D) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$.

III.11.7 Nombre de Bejan

Le nombre de Bejan montre l'importance d'entropie thermique dans la génération d'entropie totale. La figure III.23 représente les variations du nombre de Bejan en termes de nombre de Hartmann pour des canaux de différentes sections transversales remplis de ferrofluide et soumis à des champs magnétiques partiels ou complets à $Re=200$.

Comme on peut l'observer, le nombre de Bejan diminue en augmentant le nombre de Hartmann, lorsque le champ magnétique complet ou partiel a été appliqué dans le sens transversal, le conduit de section circulaire, montre la valeur la plus élevée du nombre de Bejan, supérieure à ceux des conduits de section rectangulaire, triangulaire et elliptique. (Figure III.23.B et D).

Contrairement à l'application d'un champ magnétique longitudinal, le nombre de Bejan le long de l'axe de l'écoulement conserve une valeur presque constante aux différents canaux de différentes sections (Figure III.23.A et C).

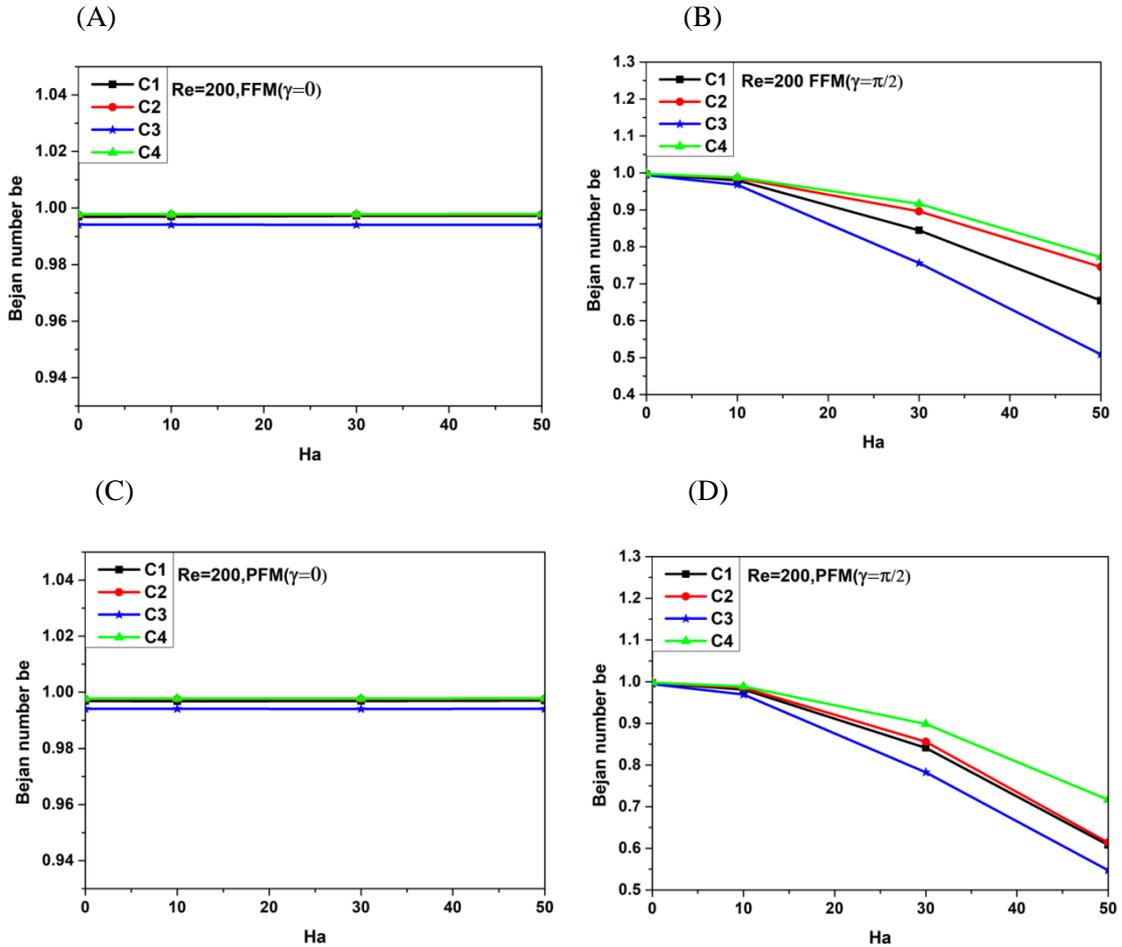


Figure III.23 : Nombre de Bejan pour différentes sections transversales avec le nombre de Hartmann pour différents modes d'application du champ magnétique à $Re = 200$. (A) MHD complet et $\gamma = 0$, (B) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (C) MHD partiel et $\gamma = 0$, (D) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$.

III.11.8 Contour de température, de vitesse et de génération d'entropie totale.

Les figures III.26 à III.37 représentent les distributions des champs de température, de vitesse et d'entropie totale locale dans la section $x = 40$ mm le long de la ligne axiale des différents canaux lorsque $Re = 200$, $0 \leq Ha \leq 50$, $\phi = 0.02$, $\gamma = 0$, et $\gamma = \pi/2$. Les figures montrent que lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le sens longitudinal ($\gamma = 0$), qu'il soit complet ou partiel, il n'y a aucune influence du champ magnétique sur la température, la vitesse et le comportement d'entropie locale pour tous les types de canaux. Les valeurs de vitesse les plus élevées se trouvent dans la zone

centrale. Lorsque l'application du champ magnétique complet ou partiel est dans le sens transversal ($\gamma = \pi/2$), son impact sera plus efficace. Lorsque l'intensité du champ magnétique augmente, la couche limite thermique sur la surface de la conduite est développée. Aussi, plus le nombre de Hartmann est grand, plus les gradients de vitesse sont importants et des tourbillons symétriques se forment près de la surface des canaux et la faible vitesse est remarquée dans la zone centrale des canaux, on note l'amélioration du coefficient de transfert de chaleur. À travers les champs de génération d'entropie locale, nous pouvons remarquer que les valeurs les plus élevées d'entropie générée se trouvent dans les régions à gradients de température élevés, ce qui implique que les effets thermiques dominent la génération d'entropie à ce stade. Il est évident que l'effet du champ magnétique sur la distribution d'entropie est principalement déterminé par sa force et sa direction. En raison des grands effets de gradient de température, lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le sens longitudinal, qu'il soit complet ou partiel, plus d'entropie est générée dans les parties centrales du canal. Lorsque le champ magnétique est appliqué dans le sens transversal ($\gamma = \pi/2$), le taux de génération d'entropie totale est confiné aux parois des canaux en raison des augmentations de la génération d'entropie de frottement et de la génération d'entropie magnétique en raison de l'augmentation des gradients de vitesse.

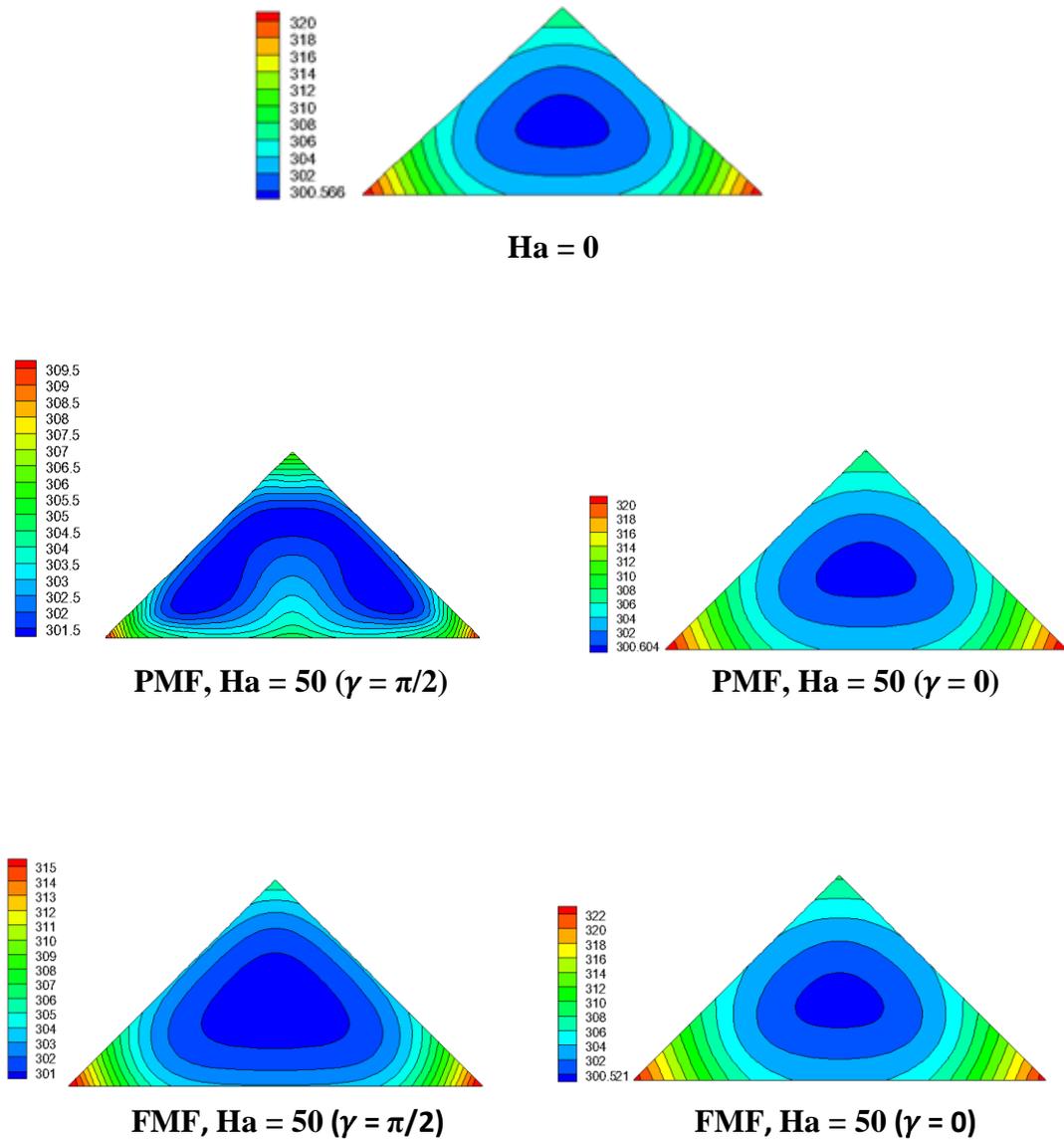


Figure III.24 : Champ de température à la section transversale $x = 40$ mm pour différents modes MF considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $Re = 200$.

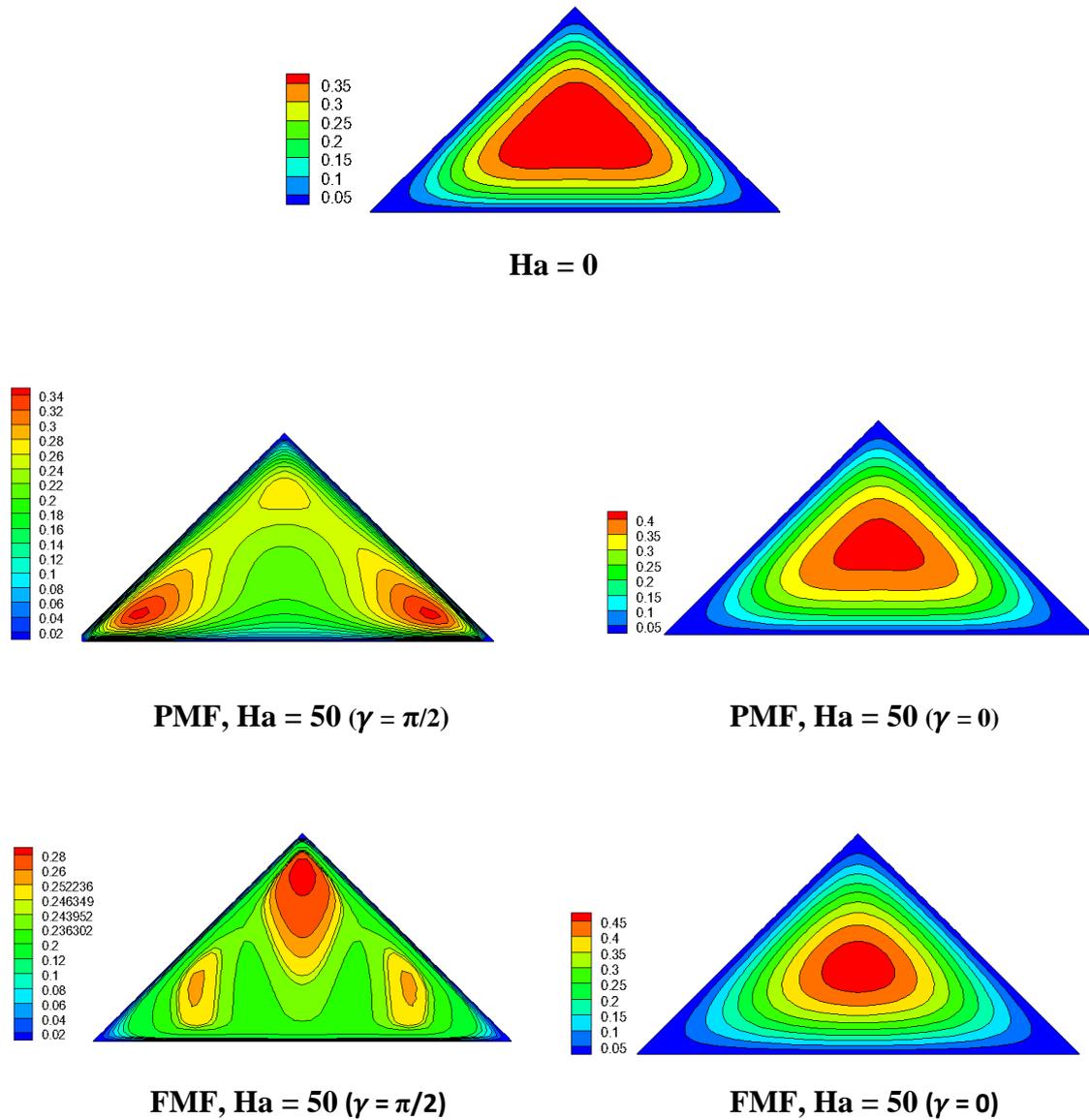


Figure III.25 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x=40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau lorsque $Re = 200$.

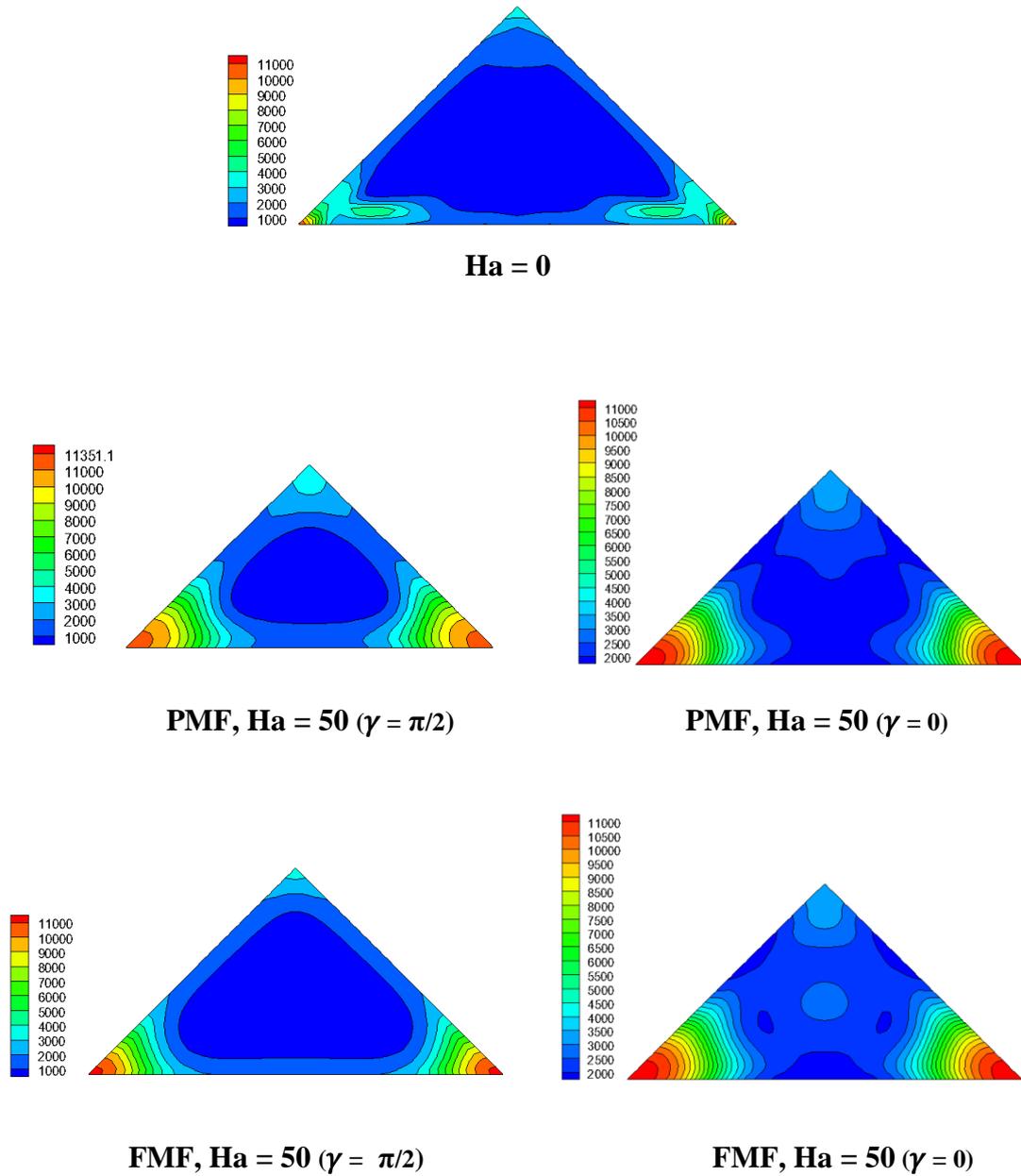


Figure III.26 : Champ entropie génération à la section $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ quand $Re = 200$

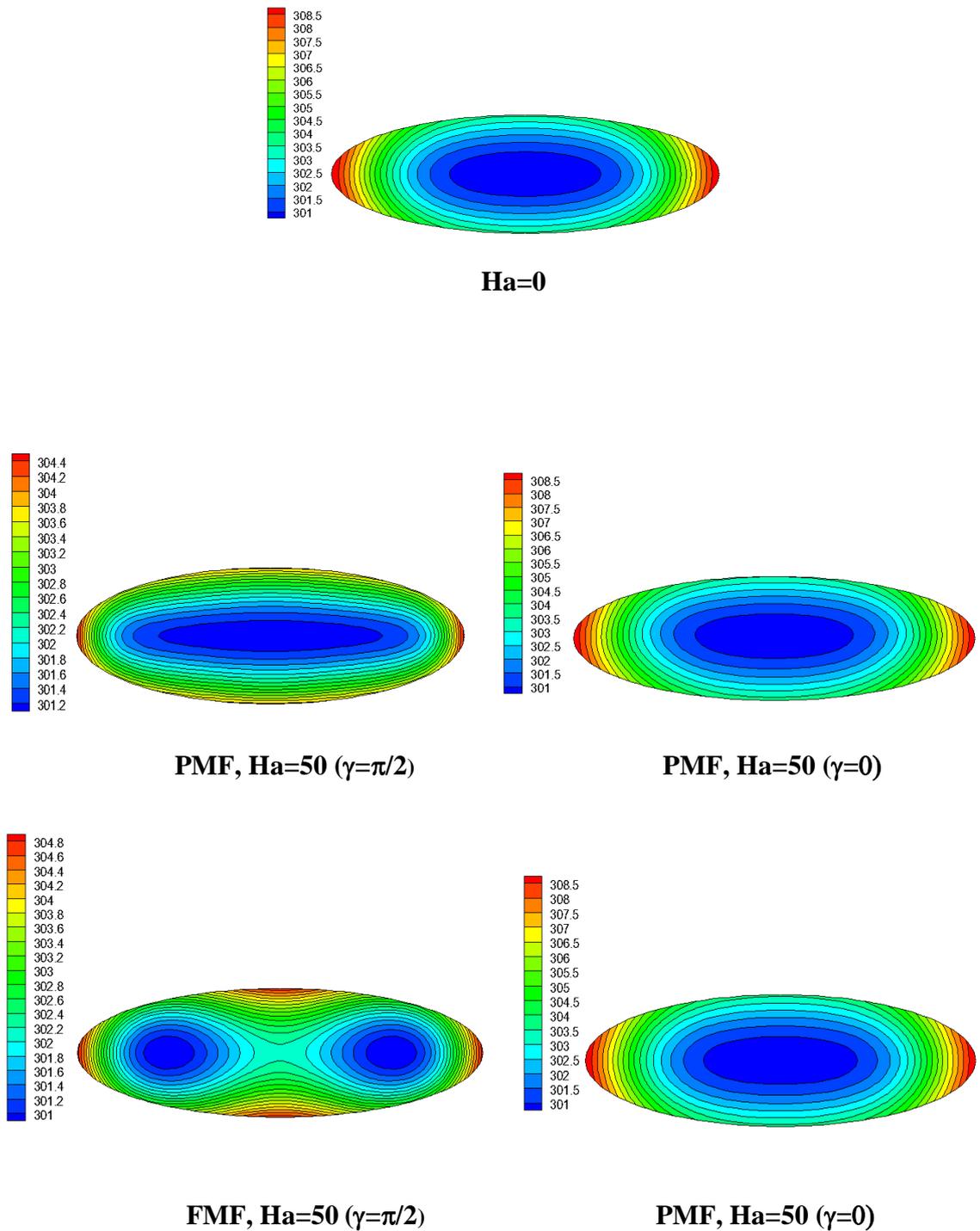


Figure III.27 : Champ de température à la section $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re} = 200$.

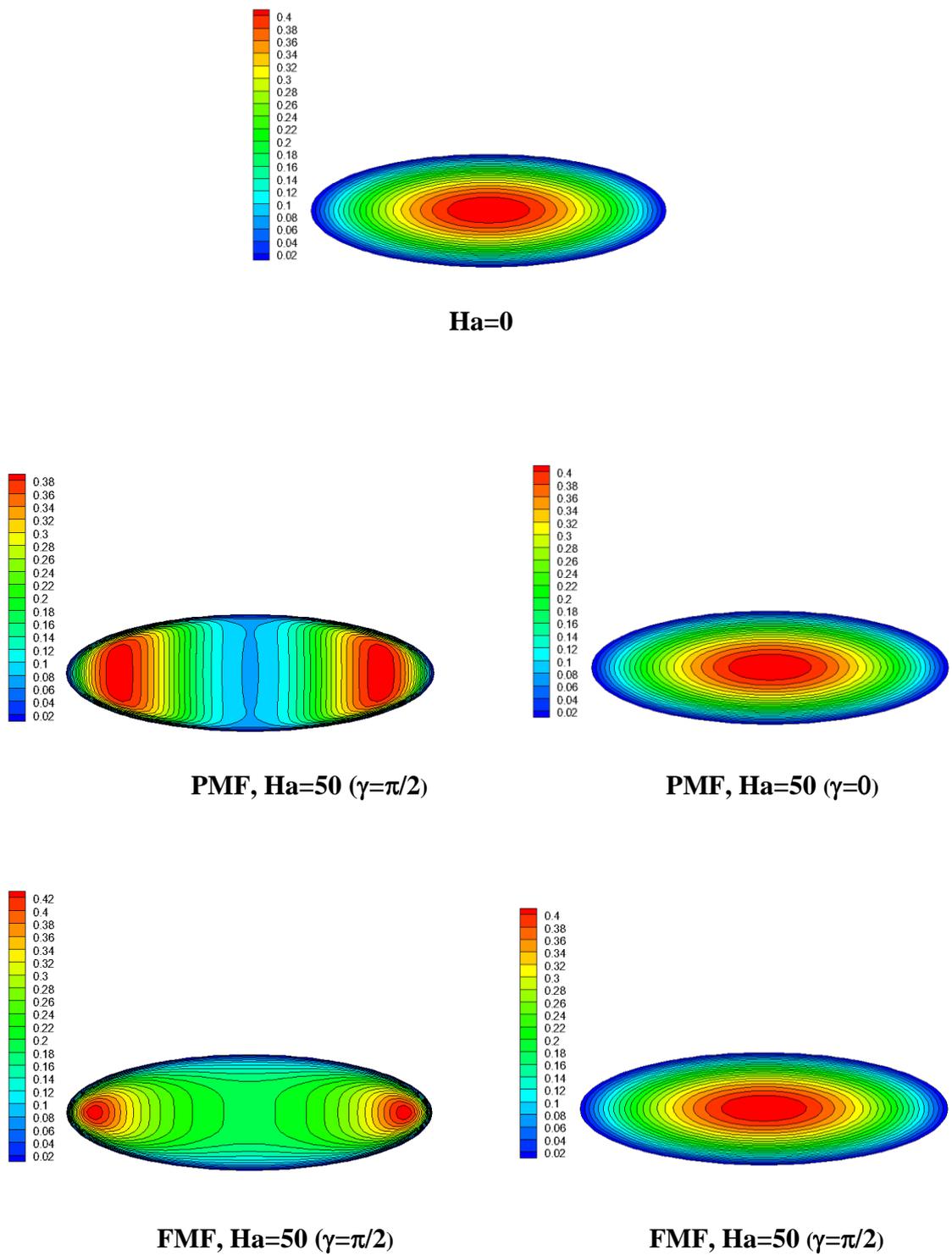


Figure III.28 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re} = 200$.

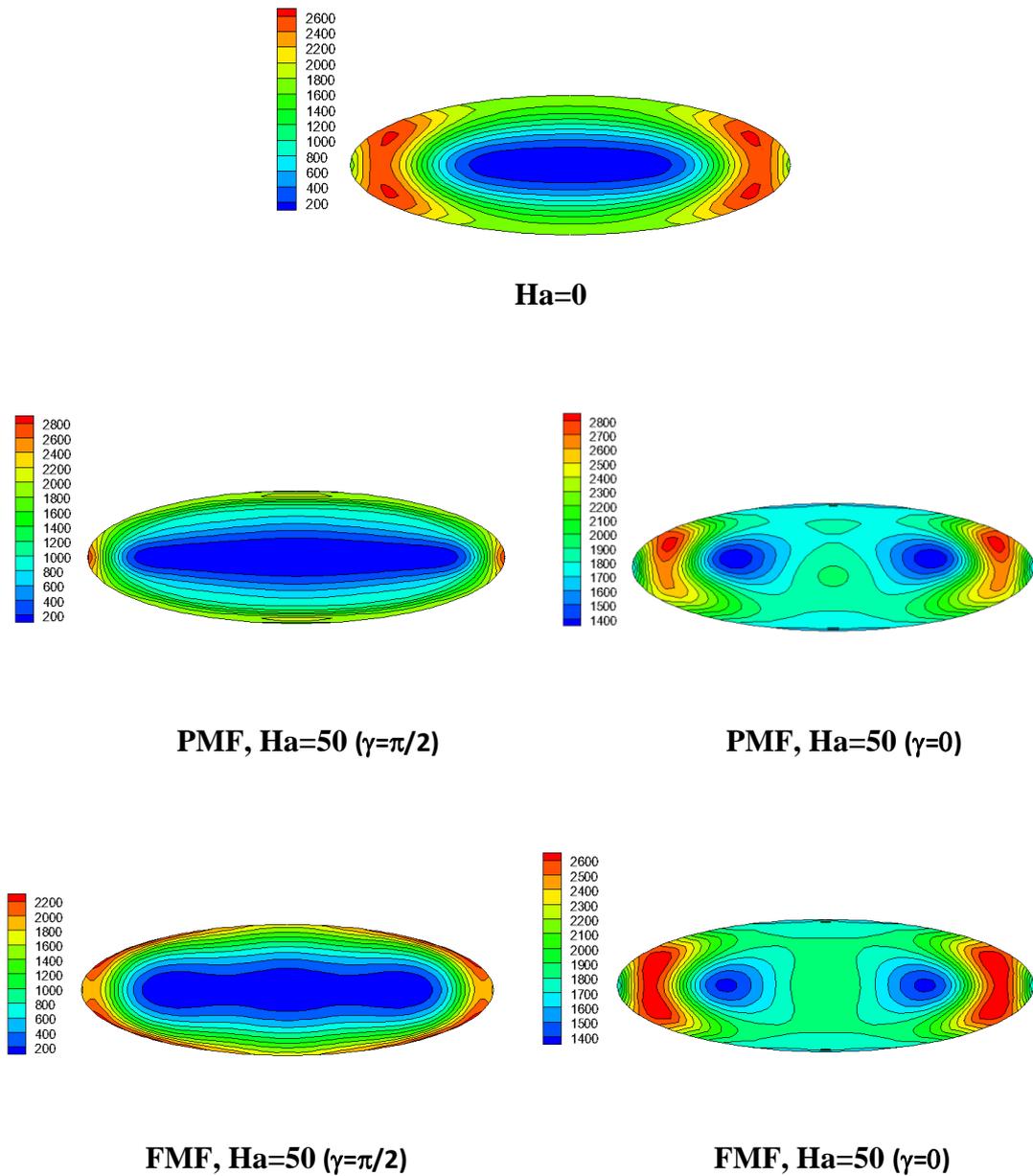


Figure III.29 : Champ entropie génération à la section $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ quand $\text{Re} = 200$.

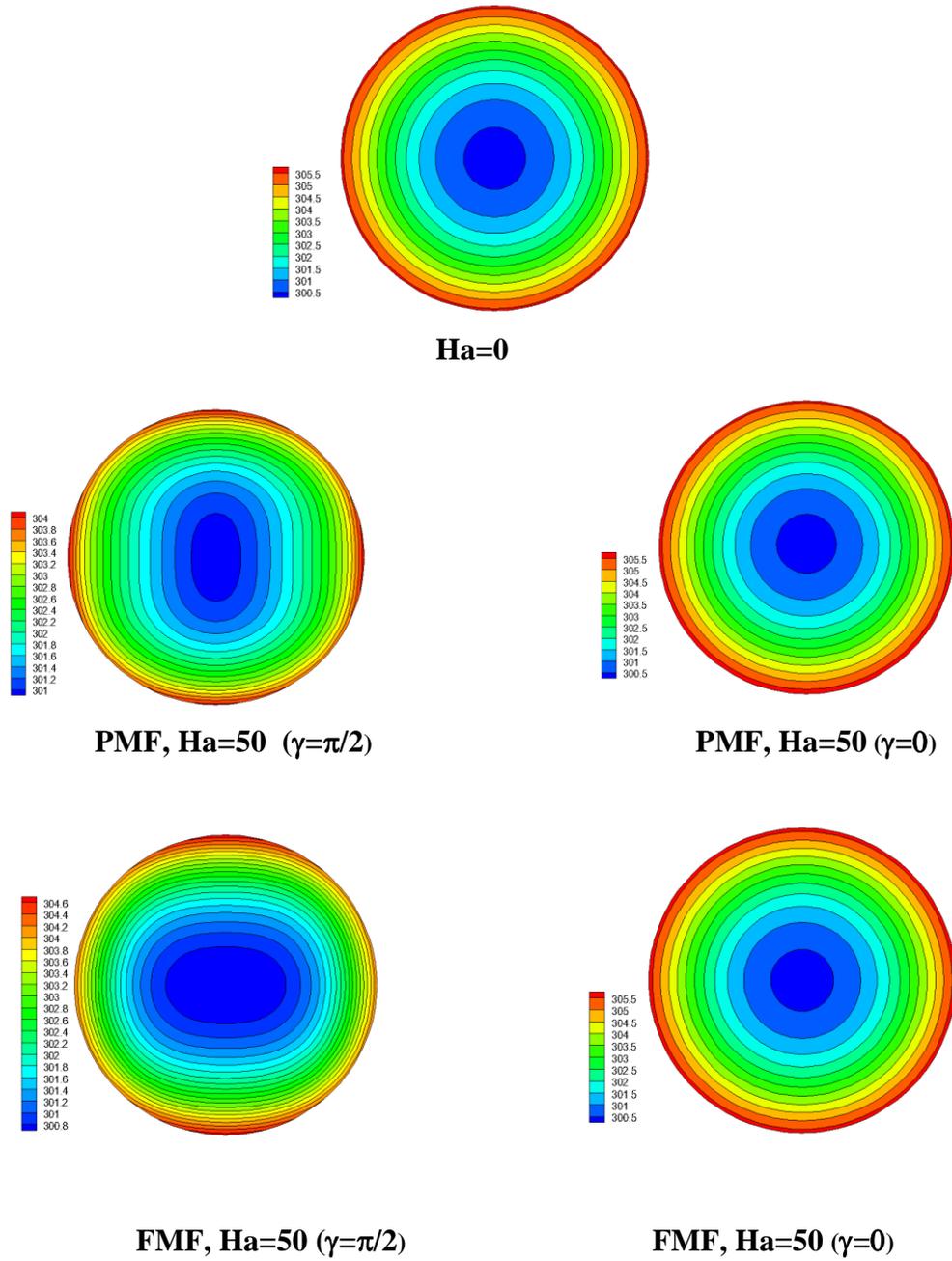


Figure III.30 : Champ de température à la section $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau lorsque $Re = 200$

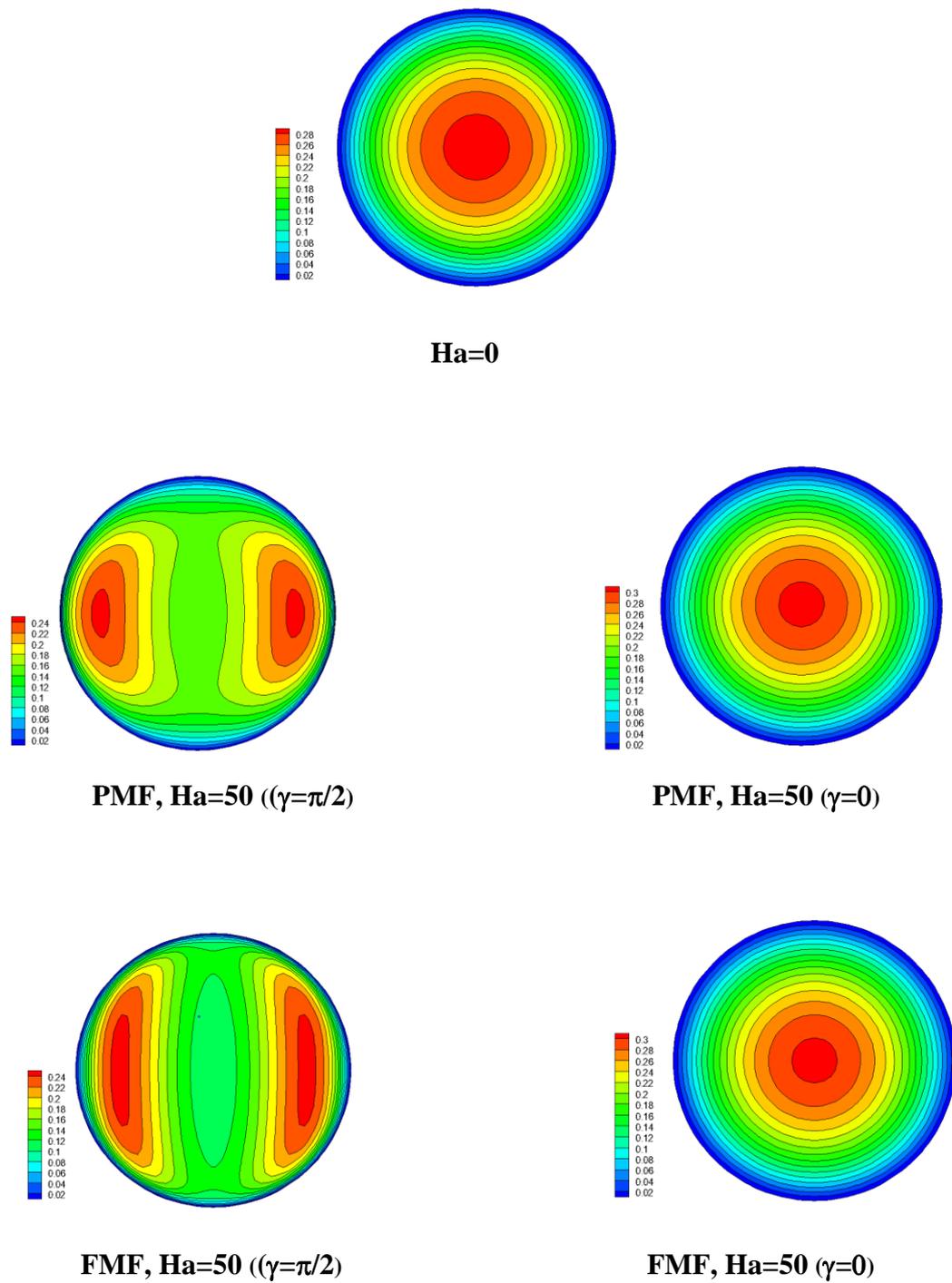


Figure III.31 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau lorsque $Re = 200$.

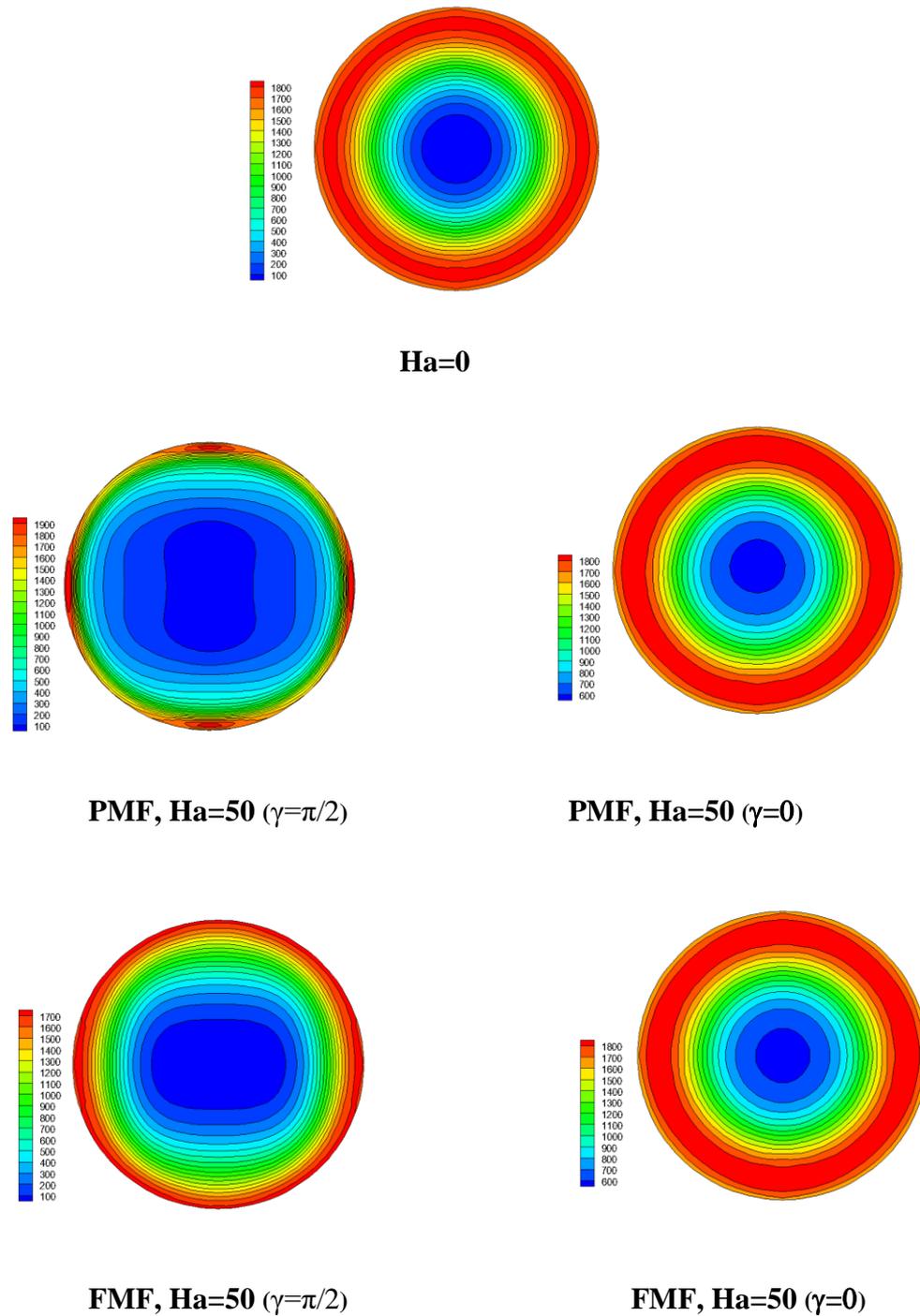


Figure III.32 : Champ entropie génération à la section $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide Fe₃O₄/eau quand $Re = 200$.

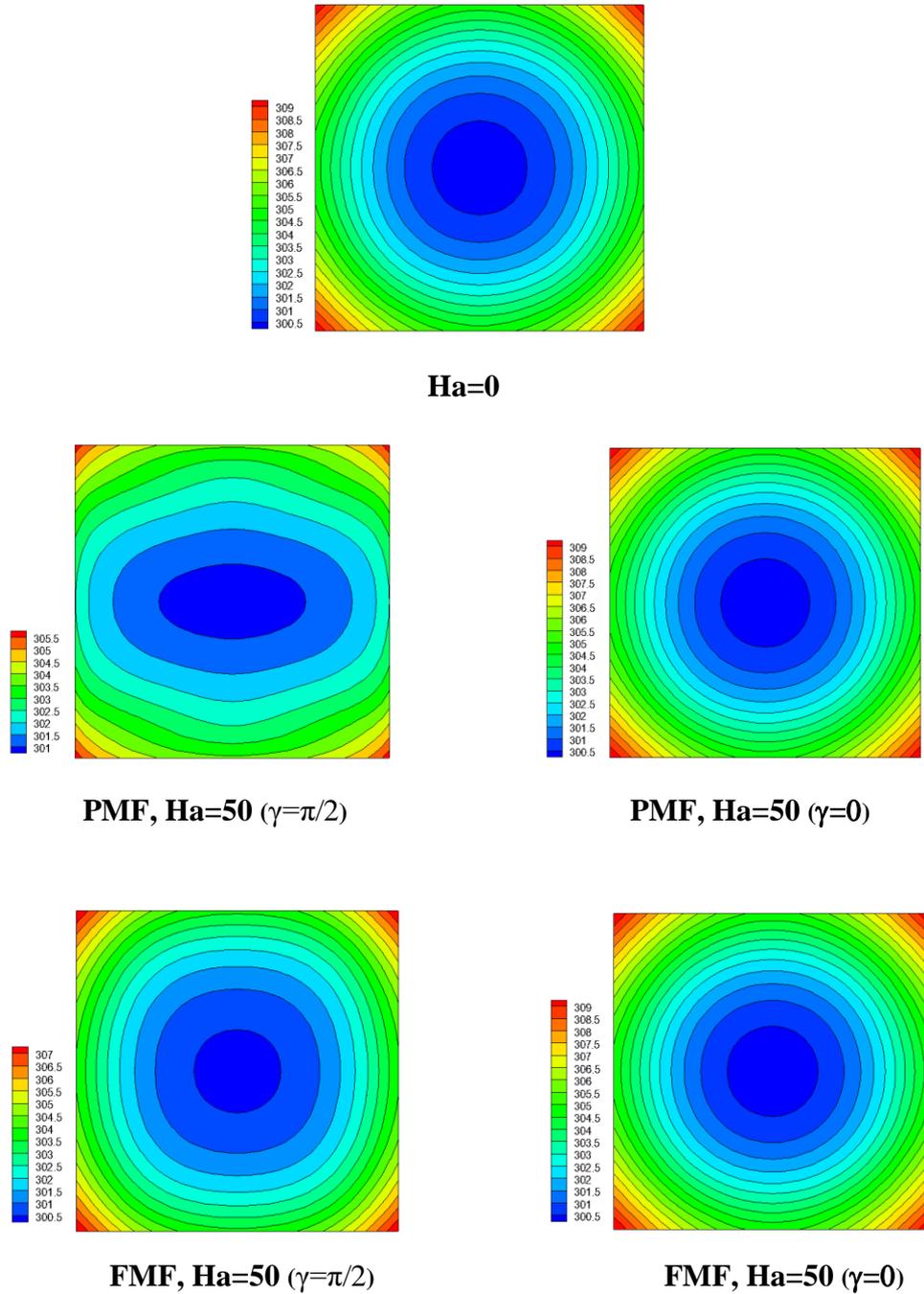


Figure III.33 : Champ de température à la section $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ lorsque $\text{Re} = 200$

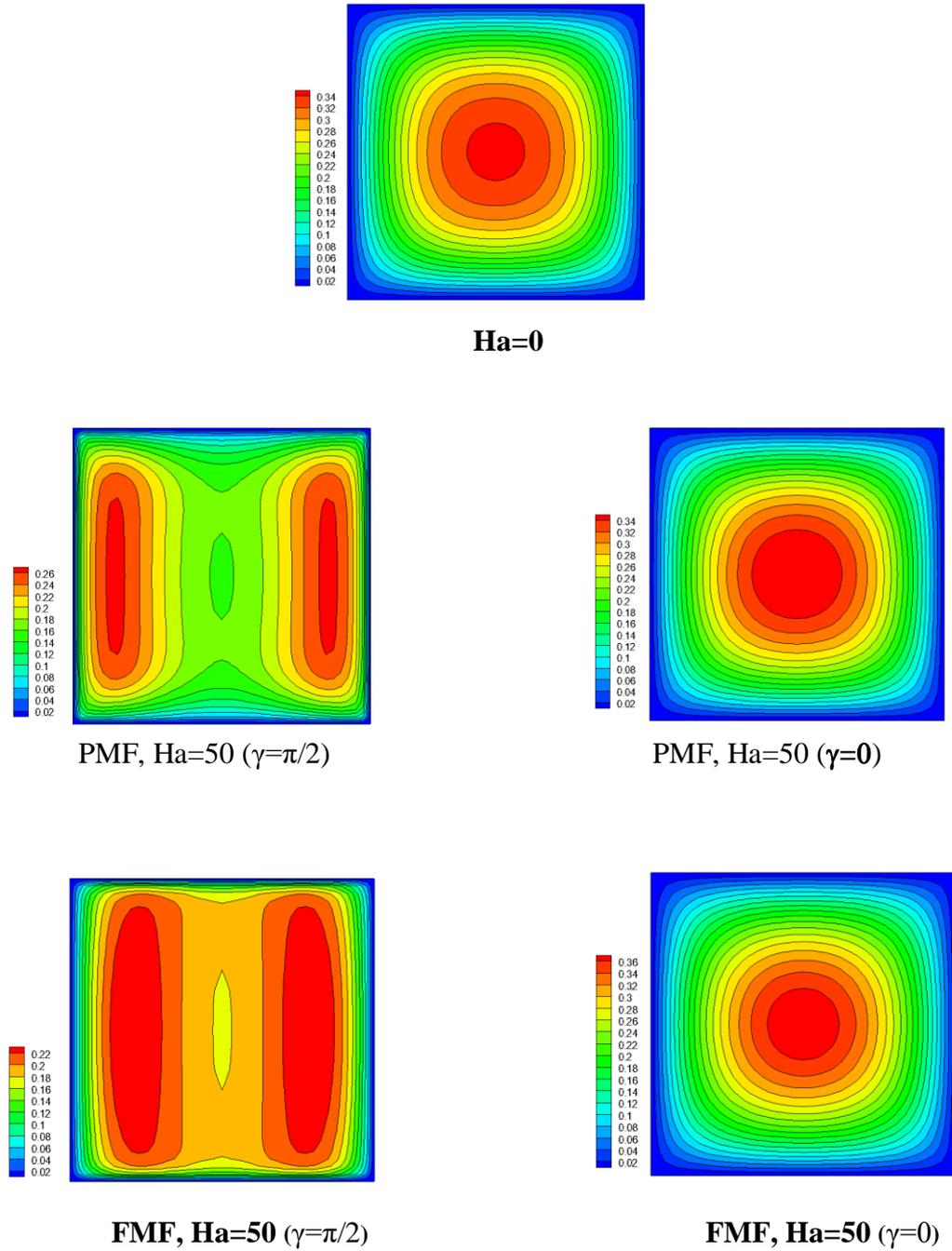


Figure III.34 : Champ d'amplitude de vitesse à la section transversale $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide Fe_3O_4 /eau lorsque $Re = 200$

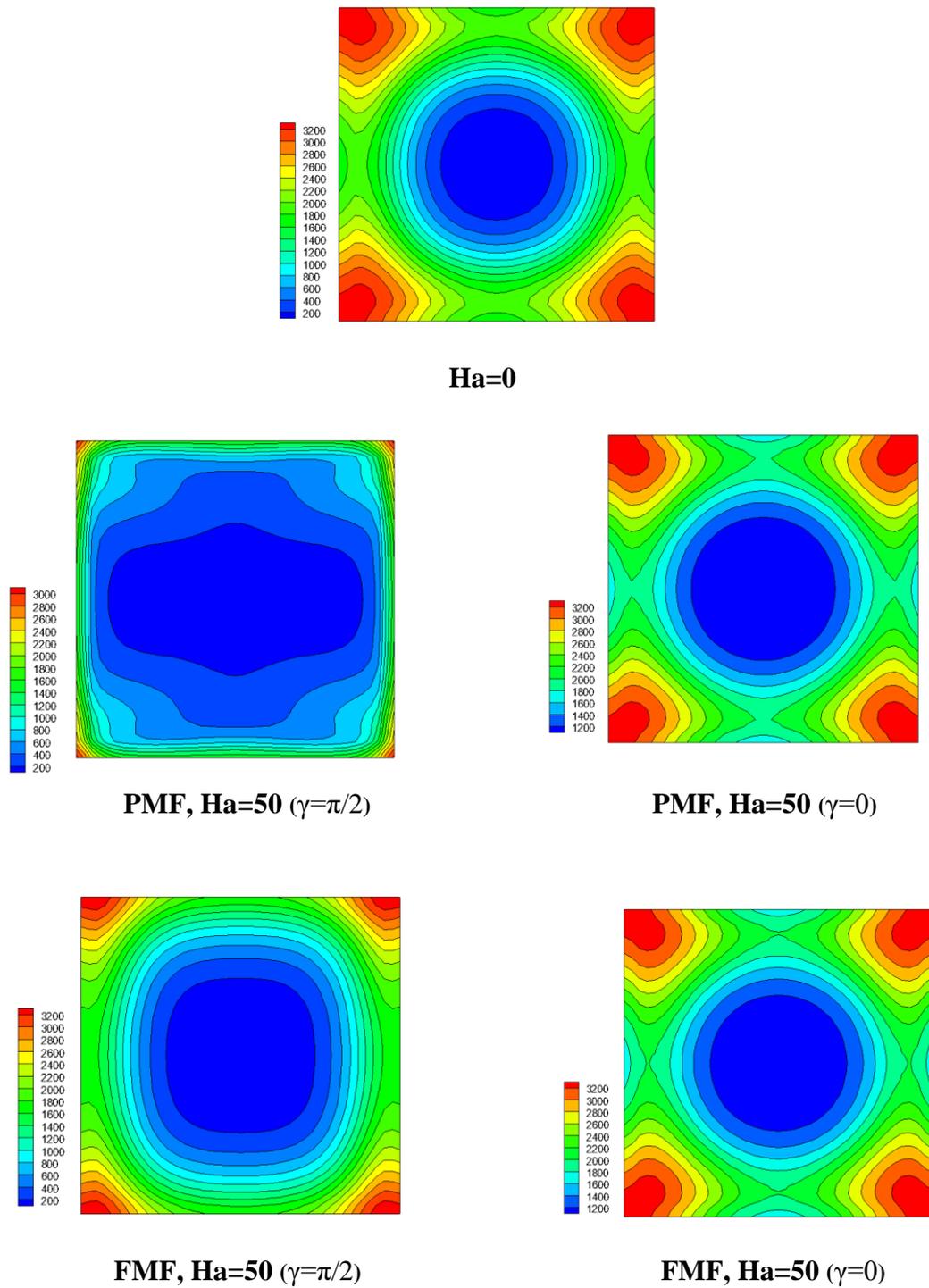


Figure III.35 : Champ entropie génération à la section $x = 40$ mm pour différents modes considérés pour le nanofluide $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ quand $\text{Re} = 200$.

III.12 Conclusion

Ce travail présente les effets d'un champ magnétique appliqué en mode plein ou partiel et son orientation ($\gamma = 0$ et $\gamma = \pi/2$) sur les deux ; la variation du transfert de chaleur et la génération d'entropie. Plus précisément, la génération d'entropie et le flux de convection laminaire du ferrofluide ainsi que le transfert de chaleur à l'intérieur d'un conduit droit de différentes sections transversales (triangulaire, rectangulaire, circulaire et elliptique) sont examinés numériquement.

Les simulations numériques 3D sont effectuées pour résoudre les équations gouvernées de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie avec l'utilisation de la méthode des volumes finis. Les effets de l'application totale ou partielle d'un champ magnétique avec différentes directions et intensités sur les distributions de température et de vitesse, le transfert de chaleur et la génération d'entropie ont été étudiés. Les principaux résultats ont indiqué que :

- Le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'application du champ magnétique dans la direction transverse ($\gamma = \pi/2$) pour les deux modes ; FMF et PMF quelle que soit la section du canal. Ce comportement peut s'expliquer par le fait que le travail de la force magnétique avec un angle ($\gamma = 0$) est faible, car la force magnétique est perpendiculaire au déplacement de l'écoulement. Avec un angle de ($\gamma = \pi/2$), la force magnétique est parallèle au flux, et donc le travail est important. Sachant que le travail est le produit scalaire entre la force et le déplacement.

- Appliquer le mode PMF augmente le rapport de compromis (performance de transfert de chaleur par rapport à la perte de charge $((\text{Num}/\text{Nu}_0) / (f_m / f_0))$) dans les deux sens, alors que l'application d'un FMF n'affecte pas ce rapport, sauf dans le canal à section triangulaire où un inverse de ce comportement est observé.

- La génération totale d'entropie a augmenté en augmentant le nombre de Hartmann lorsque la force magnétique est longitudinale dans les deux cas ; modes complets ou partiels, pour toutes les configurations de canaux, alors qu'il diminue lorsque le champ magnétique est appliqué dans la direction transversale. Cependant, l'application d'un champ magnétique longitudinal n'augmente considérablement la génération d'entropie totale dans le canal circulaire par rapport aux canaux non circulaires.

- Dans tous les cas, le canal à section transversale circulaire fournit des taux de transfert de chaleur plus élevés et une génération d'entropie plus faible que les canaux à

section transversale non circulaire. En d'autres termes, la géométrie avec les meilleures performances thermiques est celle avec la production d'entropie minimale. L'augmentation du transfert de chaleur influe sur l'homogénéisation du champ thermique, on obtient donc une diminution de l'entropie, car celle-ci est fonction du gradient de de température.

IV.1 Introduction (Troisième partie)

Dans ce chapitre, une étude numérique est faite pour étudier l'influence d'application d'un champ magnétique sur les comportements hydrodynamiques et thermiques de flux de ferrofluide à convection mixte MHD et génération d'entropie la longue d'un conduit de deux cas différents horizontal et vertical, avec différentes conditions aux limites. Richardson (Ri), angle de Hartmann (γ), Nombre de Hartmann (Ha), Fraction volumique (ϕ), Nombre de Hartmann (Ha) et le nombre de Reynolds.

Dans les simulations informatiques 3D utilisant Ansys fluent1 8.1, une solution ferrofluide à 2 % (Fe_3O_4 /eau) a été considéré.

Deux configurations magnétiques ont été prises en compte, le premier était la direction du champ magnétique ($\gamma = 0, \gamma = \pi/4, \gamma = \pi/2$), La deuxième configuration était la forme d'application du champ magnétique complet ou partial.

L'objectif du travail est d'étudier l'effet de Nombre de Hartmann, nombre de Richardson, nombre de Grashof et de Reynolds nombre sur les caractéristiques d'écoulement du fluide, de transfert de chaleur et l'entropie générale à l'intérieur de différents conduits (horizontal et vertical).

Un ensemble de résultats graphiques est présenté en termes de lignes de courant, isothermes, nombre de Nusselt local, coefficient de frottement local, Nombre de Nusselt moyenne, nombre de poisseille et l'entropie générale.

Les résultats révèlent que le taux de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson et du nombre de Hartmann lors de l'application d'un champ magnétique partial.

IV.2 Paramètres géométriques et physiques

Les effets étudiés des paramètres donnés sont comme suit : la fraction volumique du solide ($\phi = 0.02$), le nombre de Hartmann ($0,01 \leq Ha \leq 50$), l'angle d'inclinaison du champ magnétique ($\gamma = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$), le nombre de Reynolds ($Re = 200$) et le nombre de Richardson ($0,01 \leq Ri \leq 10$), La température d'entrée du fluide est $T_0 = 300$ K, la longueur du conduit est $L = 0.05$ m et le diamètre hydraulique de la conduite (horizontal et vertical) est $d = 0.001$ m. Les propriétés thermophysiques de l'eau et des nanoparticules sont illustrées dans le tableau (IV. 1) à une température de référence $T = 298$ K.

Table. IV.1. Propriétés thermophysiques de l'eau de base, Fe₃O₄.

Propriété	Eau pure	Fe ₃ O ₄
ρ (Kg.m ⁻³)	997.1	5200
CP (J.Kg ⁻¹ .m ⁻³)	4179	670
K (Wm ⁻¹ . K ⁻¹)	0,613	6
μ (kg.s ⁻¹ .m ⁻¹)	$Pr=6,2$	-
β (k ⁻¹)	21×10^{-5}	1.3×10^{-5}
σ (Ω^{-1} k ⁻¹)	0,05	25000

IV.3. Effete du maillage

Pour évaluer l'indépendance du maillage sur la solution numérique, cinq maillages uniformes sont considérés dans cette application : 20x20x20, 30x30x30, 40x40x40, 50x50x50, et 60x60x60 nœuds, pour $Ha = 50$, $\phi = 0.02$, $Re = 200$, $Ri = 10$ et $\gamma = 0$. Les résultats de la variation du maillage pour deux conduites (Horizontal et vertical) sont présentés dans les tableaux (IV.2) et (IV.3). On constate que la variation du nombre de Nusselt moyen reste presque constante à compter du maillage 40x40x40 nœuds. Par conséquent, le maillage 40x40x40 nœuds sera adopté pour toutes nos simulations numériques.

Tableau IV.2 Nombre de Nusselt moyen basé sur le test d'indépendance de la grille pour $Re=200$, $Ri=10$, Fe₃O₄/H₂O, $Ha=50$, $\phi = 0.02$, FMF ($\gamma = 0$) (**conduite horizontale**)

<i>Re = 200, Ri = 10, Ha = 50, $\gamma = 0$</i>	
Grille de 1mm ³	<i>Nombre de nusselt moyen</i>
20x20x20	12.303684
30x30x30	11.260485
40x40x40	11.151834
50x50x50	10.919942
60x60x60	10.737370

Tableau IV.3 Nombre de Nusselt moyen basé sur le test d'indépendance de la grille pour $Re = 200$, $Ri = 10$, Fe₃O₄/H₂O, $Ha = 50$, $\phi = 0.02$, FMF ($\gamma = 0$) (**conduite verticale**)

<i>Re = 200, Ri = 10, Ha = 50, $\gamma = 0$</i>	
Grilled 1mm ³	<i>Nombre de nusselt moyen</i>
20x20x20	9.1551624
30x30x30	7.75201335
40x40x40	7.661411319
50x50x50	6.89941125
60x60x60	6.47629183

IV.4 Validation du code de calcul.

Pour vérifier l'exactitude de la présente étude numérique, le code numérique a été validé avec l'équation de Shah, résultats numériques de Bayat et al et les résultats expérimentaux de Kim et al (Voir **Figure IV.1**) pour la conduite horizontale.

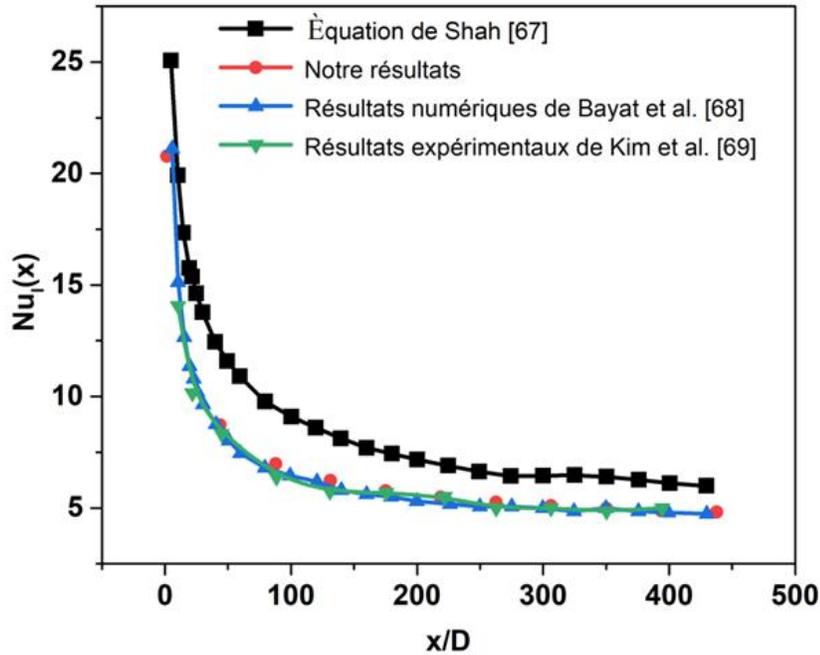


Figure IV.1 : Comparaison entre les résultats obtenus avec l'équation de Shah. [67] résultats numériques de Bayat et al. [68], et les résultats expérimentaux de Kim et al. [69].

Le code numérique a été validé avec les résultats numériques de Desrayaud et G. Lauriat [70] (**Figure IV.2**) pour la conduite verticale.

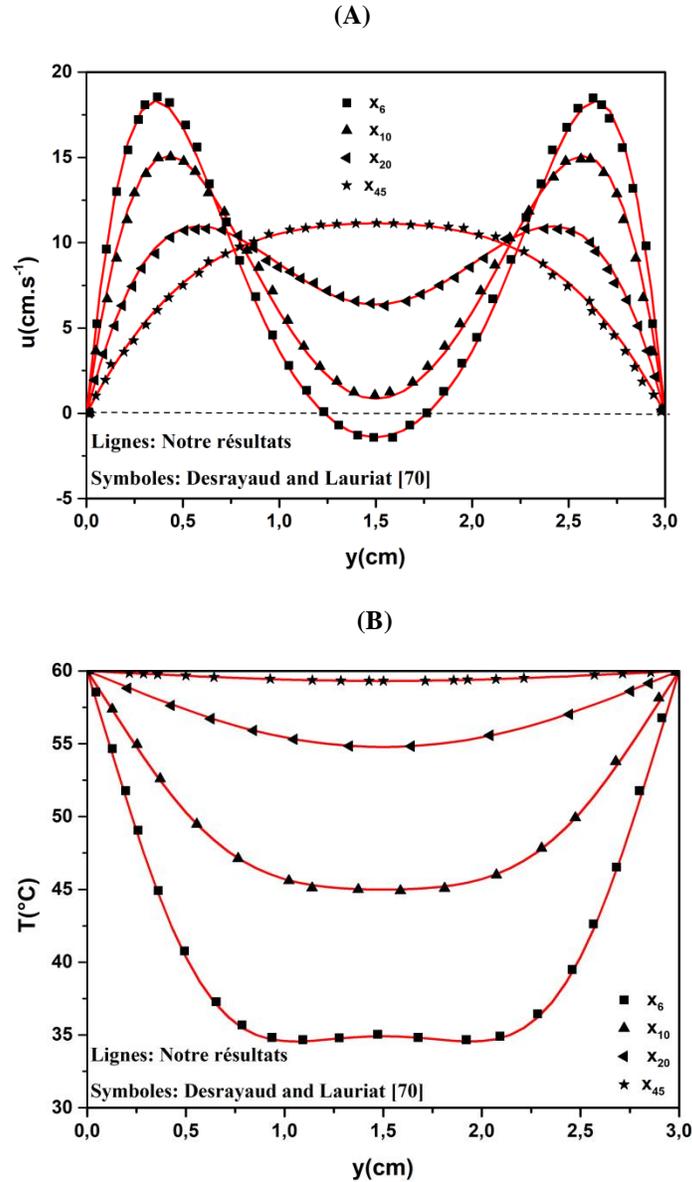


Figure IV.2 : Profils de vitesse axiale (a) et distributions de température (b) en fonction de la position et du profil de vitesse d'entrée : $x_6 = 0,18$ m, $x_{10} = 0,30$ m, $x_{20} = 0,60$ m, $x_{45} = 1,35$ m. $Re = 300$, $Gr = 1,59 \times 10^5$, $A = 50$ ($D = 0,03$ m, $H = 1,50$ m).

IV.5 Résultats et discussion

IV.5.1 Évolution du facteur de frottement local

Dans l'étude numérique d'un modèle tridimensionnel, sur le transfert de chaleur par convection mixte MHD et la génération d'entropie d'un ferrofluide constitué d'eau et de

nanoparticules de Fe_3O_4 dans des conduits horizontaux et verticaux avec un flux de chaleur uniforme et sous champ magnétique externe complète et périodique.

Les résultats numériques détectés sont présentés en fonction des effets du nombre de Richardson ($0.01 \leq \text{Ri} \leq 10$), du nombre de Hartmann ($0 \leq \text{Ha} \leq 50$) et de la fraction volumique solide ($0 \leq \phi \leq 0,02$) sur le coefficient de frottement local (f_l), Nombre local de Nusselt (Nul), nombre de Nusselt moyen (Num), nombre de Poiseuille, entropie générale, lignes de courant et isothermes. Les vitesses d'entrée assurent le régime laminaire stationnaire, et elles correspondent à $\text{Re} = 200$.

Les figures IV.3, IV.4, IV.5, et IV.6 représentent la répartition du coefficient de frottement local variant le long du conduit horizontal et vertical respectivement pour différentes directions de champ magnétique, l'orientation longitudinale et transversale est du champ MHD ($\gamma = 0$, $\gamma = \pi/4$, $\gamma = \pi/2$) est appliqué avec des modes périodiques partiels et complets.

Le coefficient de frottement local commencé par des valeurs élevées à l'entrée du canal puis diminuer, il va vers une valeur constante, c'est-à-dire que le flux est pleinement développé, on observe que, l'effet du champ magnétique longitudinal ($\gamma = 0$) pour différents Ri, il n'y a pas de différence d'ordre de grandeur pour $\text{Ha} = 0$ et $\text{Ha} = 50$. Les figures (IV.3 (a, c, e), IV.4 (b, d), IV.5 (a, c, e), et IV.6 (b, d)) illustrent la variation du coefficient de frottement local sous l'effet d'un champ magnétique externe de transfert ($\gamma = \pi/4$, $\gamma = \pi/2$) pour différents Ri, exercent une influence significative sur l'amplitude pour $\text{Ha} = 0$ et $\text{Ha} = 50$ du facteur de frottement local à l'entrée du tuyau, et montre un comportement descendant le long du microcanal jusqu'à un point où le facteur de frottement local atteint une valeur fixe, respectivement, $\text{Ri} = 0.01$ et $\text{Ri} = 10$ le facteur de frottement local le plus élevé et le plus faible. L'augmentation de la valeur de Ha a tendance à ralentir le mouvement du fluide dans le canal. Les forces de Lorentz qui sont responsables de la décélération du mouvement du fluide conduisant au ralentissement de la vitesse du fluide.

On observe en outre que l'amplitude du frottement local est plus élevée dans le cas d'un conduit vertical par rapport au conduit horizontal. Le phénomène de reflux (valeurs négatives de f_l) qui apparaît avec l'augmentation du nombre de Hartmann est illustré sur les figures IV.5 et IV.6.

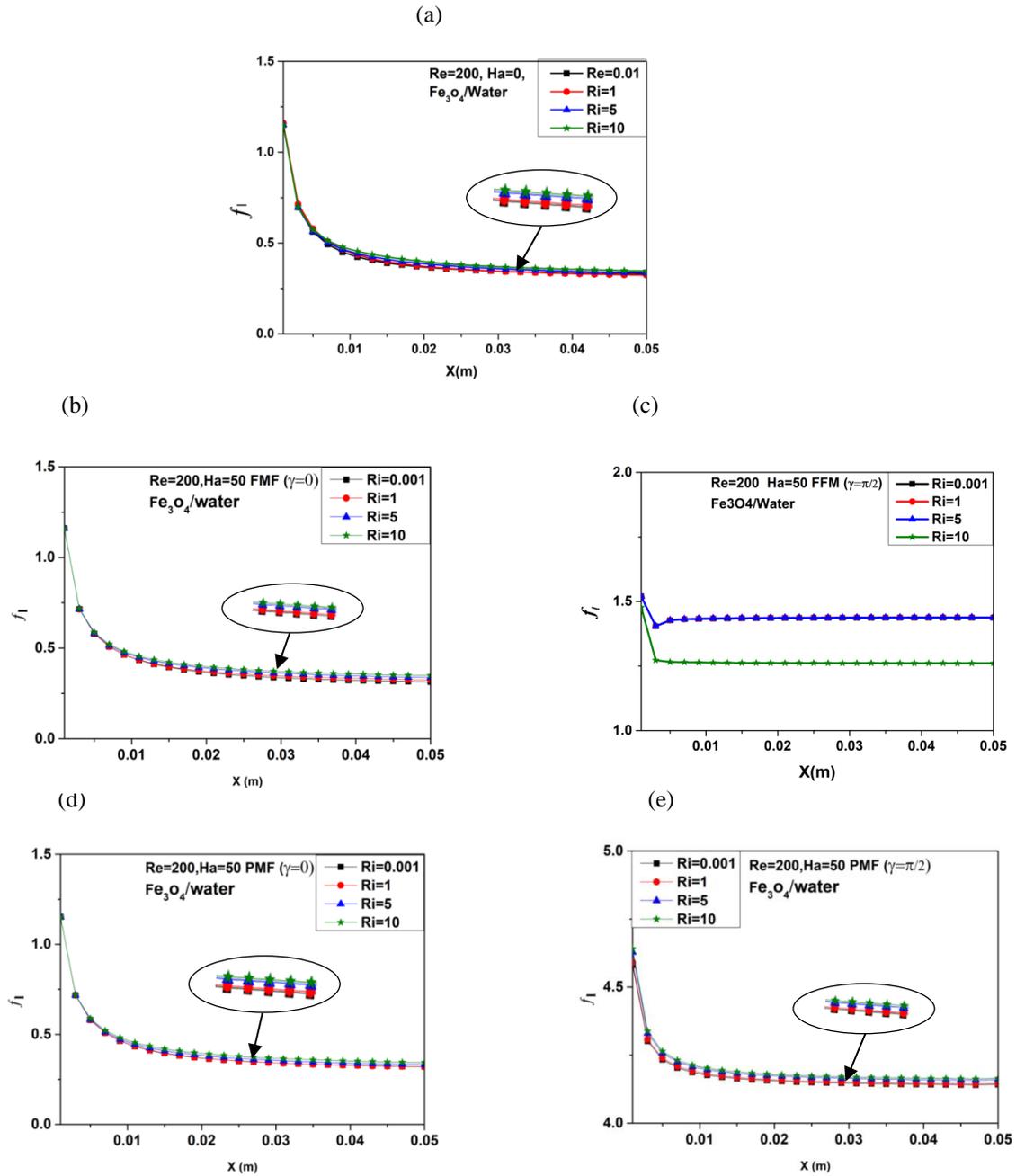


Figure IV.3 : Évolution du facteur de frottement local avec la longueur horizontale du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, $Ha = 50$. (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (e) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (d) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, $Ha = 0$. (a) Non MHD

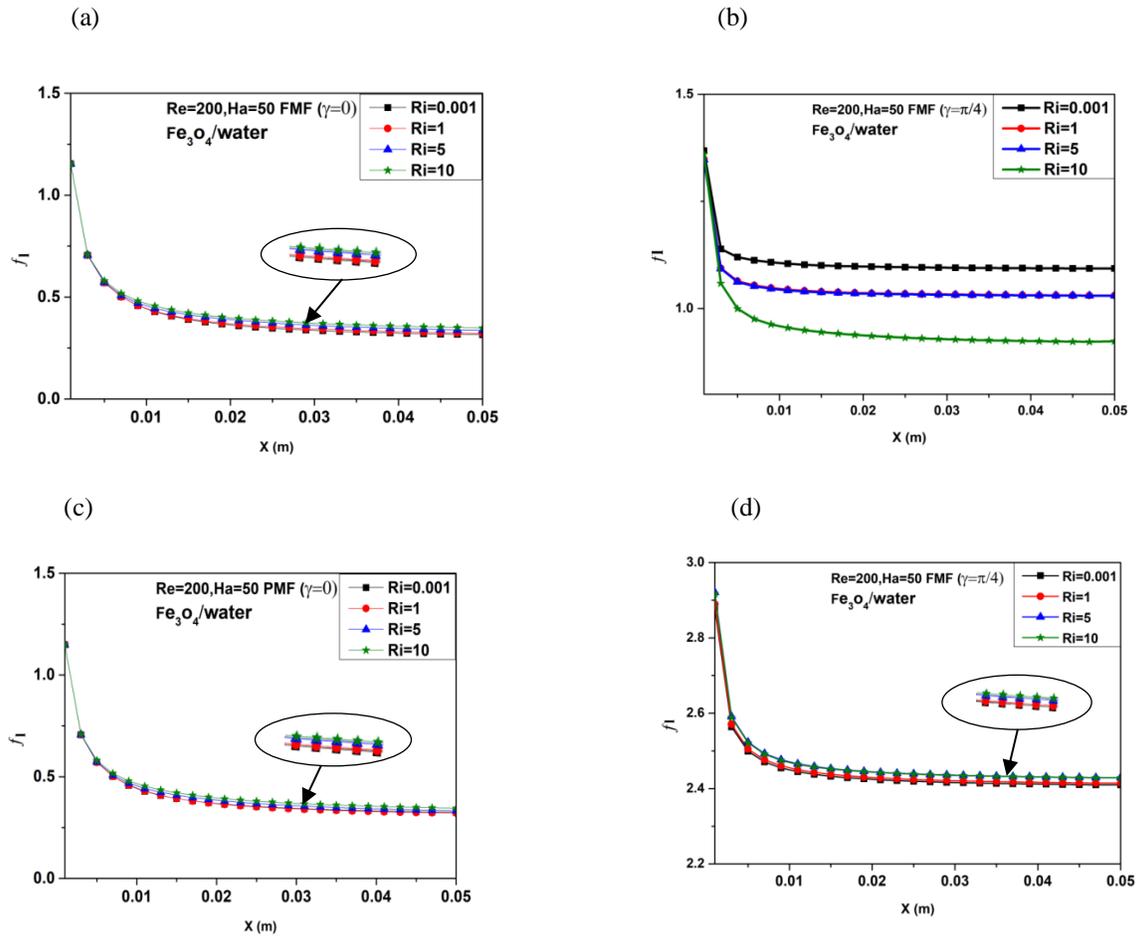


Figure IV.4 : Évolution du facteur de frottement local avec la longueur horizontale du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, divers nombres de Richardson, $Ha = 50$. (d) MHD partiel et $\gamma = 0$, (c) MHD partiel et $\gamma = \pi/4$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (a) MHD complet et $\gamma = \pi/4$

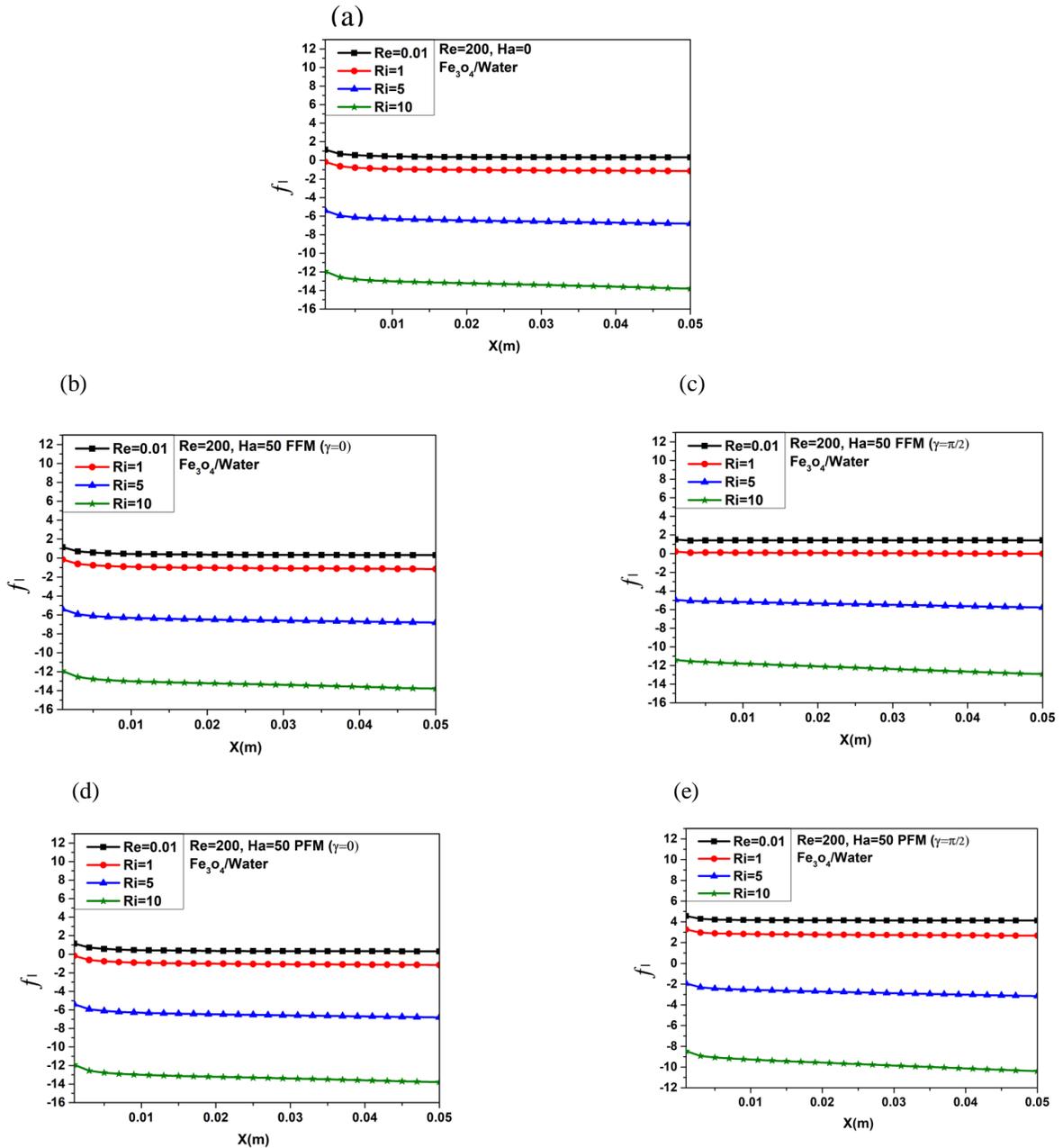


Figure. IV.5 : Évolutions du facteur de frottement local avec la longueur verticale du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, divers nombres de Richardson, $Ha = 50$. (d) MHD partielle et $\gamma = 0$, (c) MHD partiel et $\gamma = \pi / 2$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (a) MHD complet et $\gamma = \pi / 2$

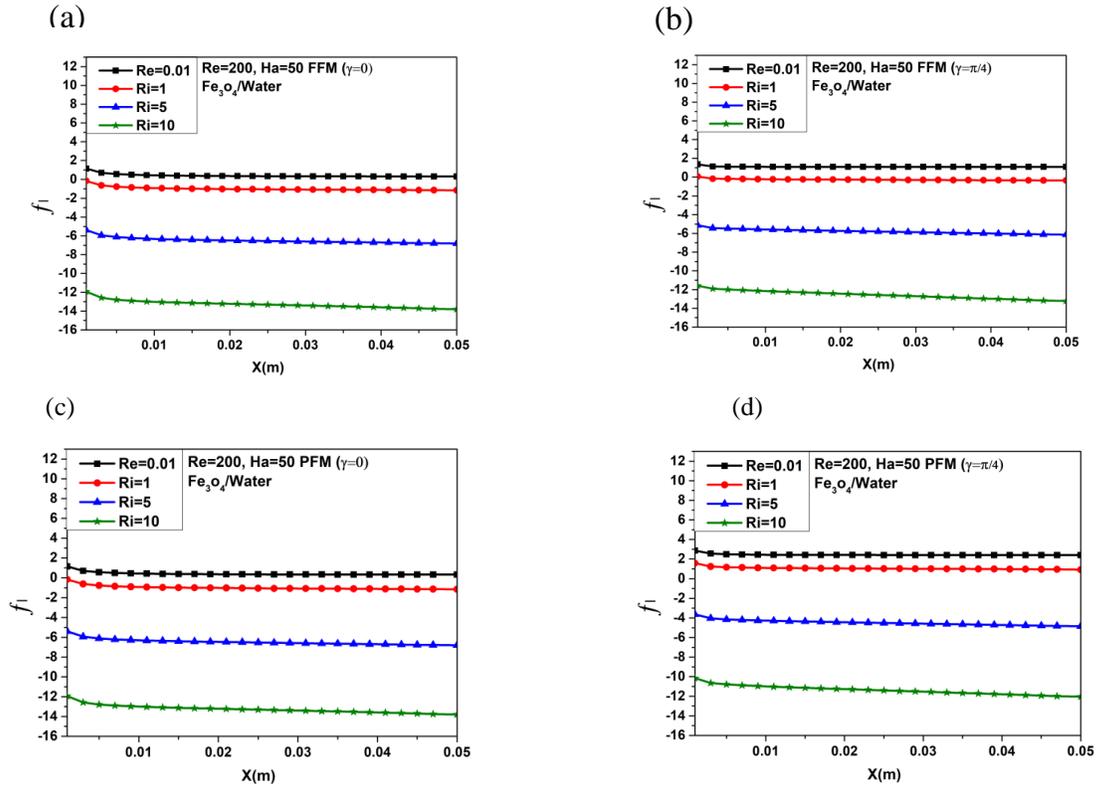


Figure. IV.6 : Evolution du facteur de frottement local avec la longueur verticale du canal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, divers nombres de Richardson, $Ha = 50$. (d) MHD partielle et $\gamma = 0$, (c) MHD partiel et $\gamma = \pi/4$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (a) MHD complet et $\gamma = \pi/4$

IV.5.2 évolutions du Nusselt local

Les figures IV.7, IV.8 et IV.9, IV.10 montrent la répartition des nombres de Nusselt local pour un ferrofluide à 2 %, des fractions volumiques dans différents Nombre de Richardson en présence et absence d'un champ magnétique.

L'effet du champ magnétique longitudinal ($\gamma = 0$) pour différents nombres de Richardson $0.01 \leq Ri \leq 10$ par rapport au nombre de Nusselt local est indiqué dans Figures (IV.7 (a, b, d), IV.8 (a, c), IV.9 (a, b, d), et IV.10 (a, c)), généralement il n'y a pas de changement majeur pour $Ha = 0$ et $Ha = 50$. Le nombre de Nusselt local a une valeur élevée à l'entrée du tube horizontal et vertical respectivement, qui diminue à mesure que la distance à l'entrée augmente. À un nombre de Richardson différent. L'effet du champ magnétique transversale ($\gamma = \pi/4$, $\gamma = \pi/2$) pour différents nombres de Richardson $0.01 \leq Ri \leq 10$ par rapport au nombre de Nusselt

local est démontré dans les Figures (IV.7 (c, e), IV.8 (b, d), IV.9 (c, e), et IV.10 (b, d)) une augmentation du nombre de Richardsson de 0,01 à 10 se manifeste par une augmentation de nombre Nusselt locale (3.51, 9.26) et (3.51, 6.90) à $x = 0.05$ m ,en l'absence de champs magnétiques lorsque $Ha = 0$ et (8.71, 13.77) et (8.71, 9.09) à $x = 0.05$ m, en présence de champ magnétique quand $Ha = 50$. On observe en outre que l'ampleur de nombre de Nusselt locales plus élevé dans le cas de conduit horizontal par rapport au conduit vertical.

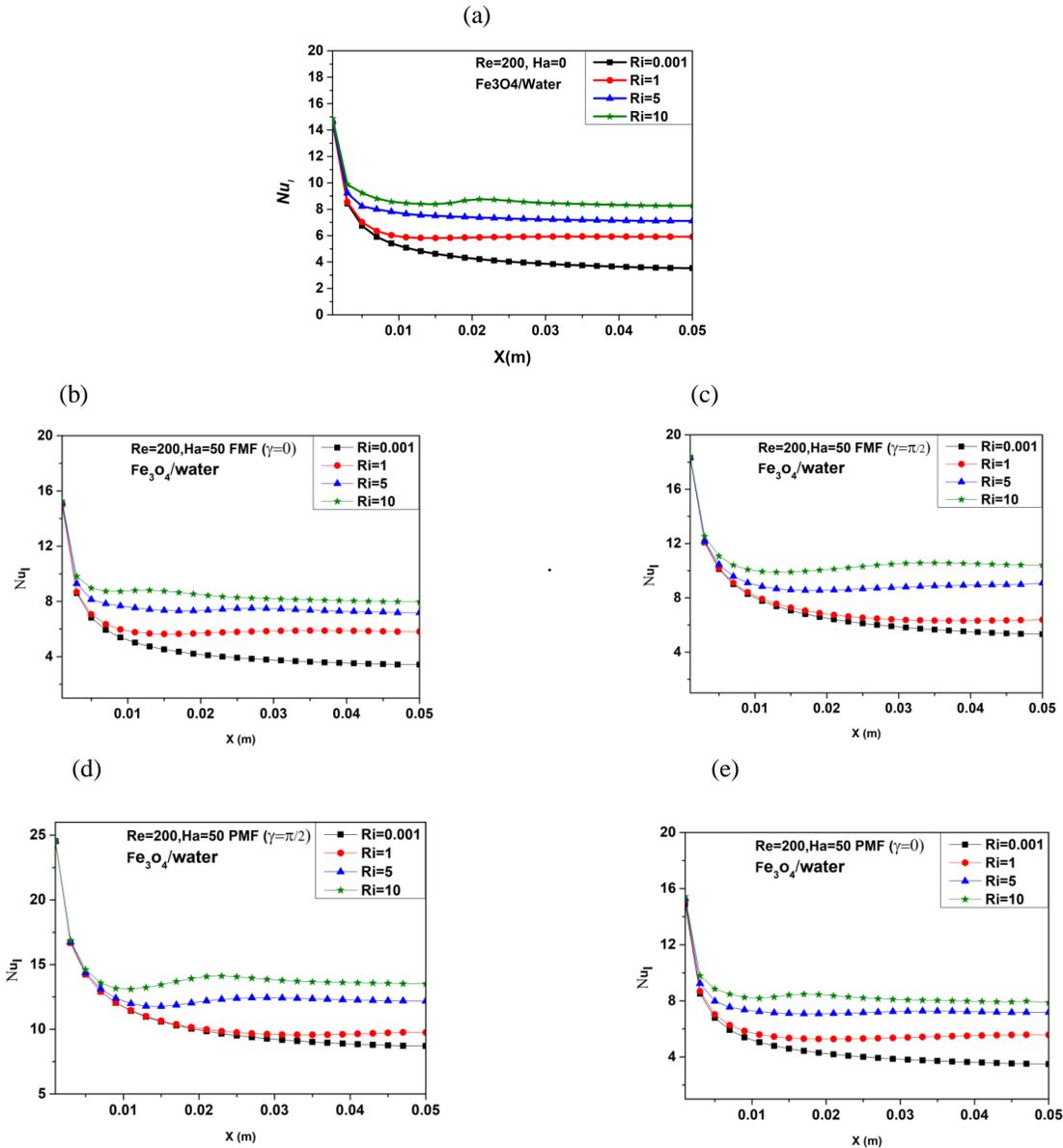


Figure IV.7 : Évolution du nombre de Nusselt local avec la longueur du canal horizontal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, divers

nombre de Richardson, $Ha=50$. (c) MHD partiel et $\gamma = 0$, (e) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (d) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, $Ha = 0$. (a) Non MHD.

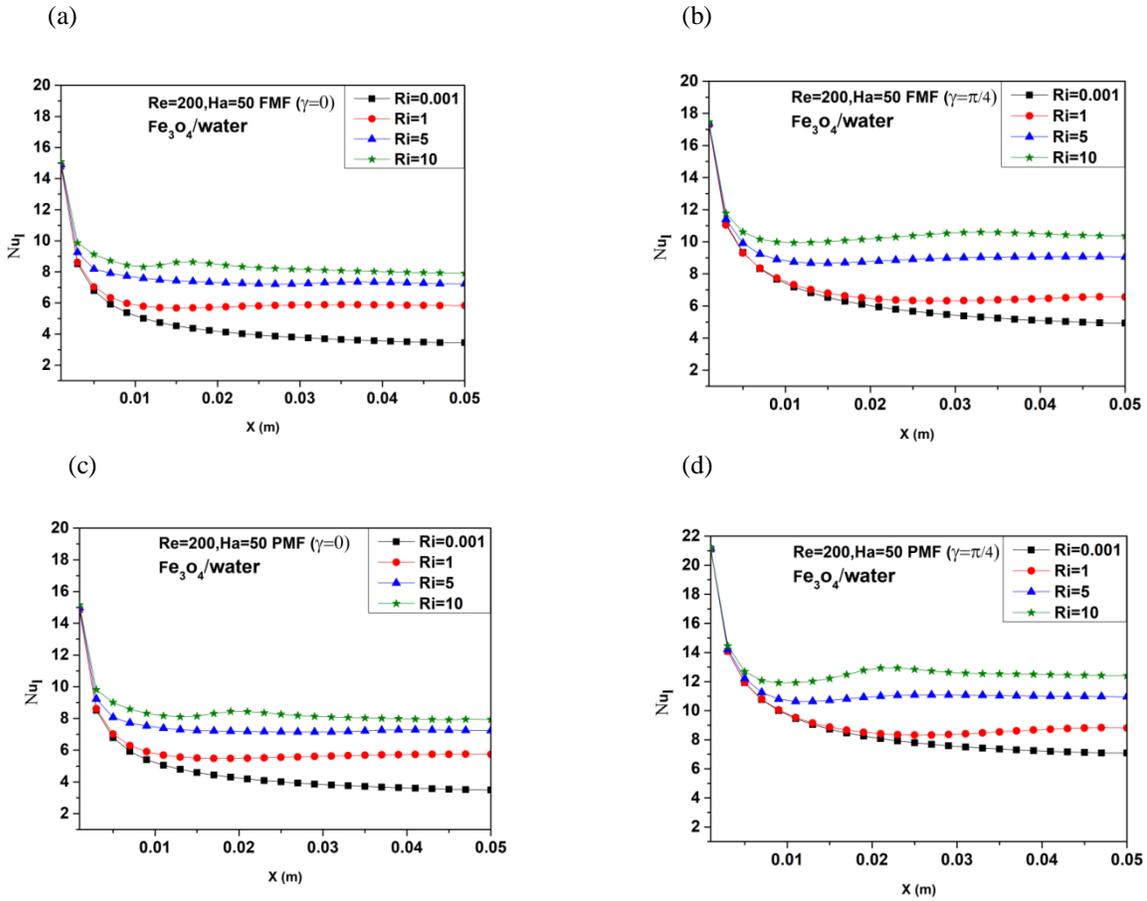


Figure IV.8 : Évolution du nombre de Nusselt local avec la longueur du canal horizontal pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, et divers nombres de Richardson , $Ha=50$. (d) MHD partielle et $\gamma = 0$, (c) MHD partiel et $\gamma=\pi/4$, (b) MHD complet et $\gamma=0$, (a) MHD complet et $\gamma=\pi/4$.

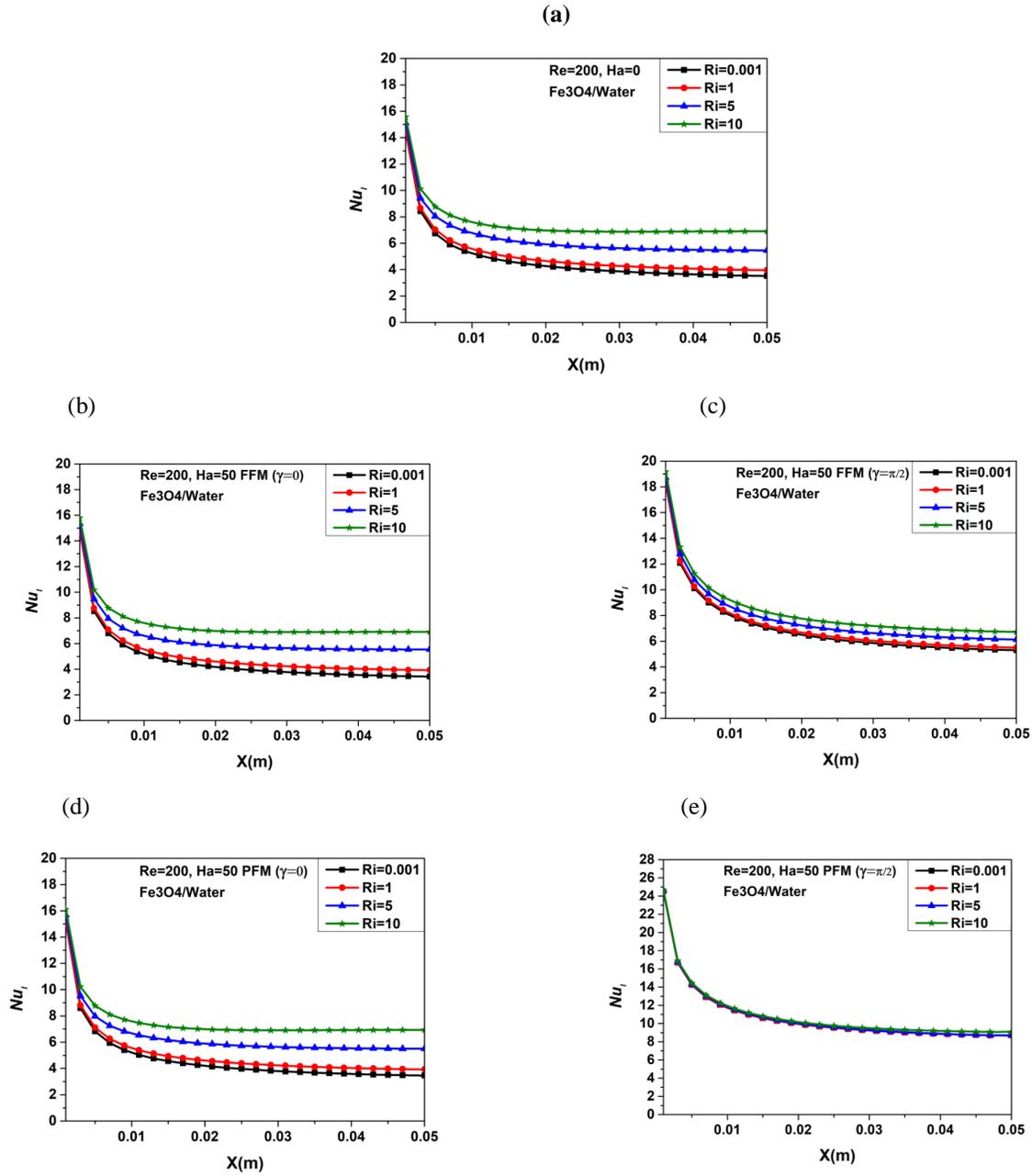


Figure IV.9 : Évolution du nombre de Nusselt local avec la longueur du canal vertical pour différents nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, nombres de Richardson divers, $Ha=50$. (c) MHD partiel et $\gamma = 0$, (e) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (d) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, $Ha = 0$. (a) Non MHD

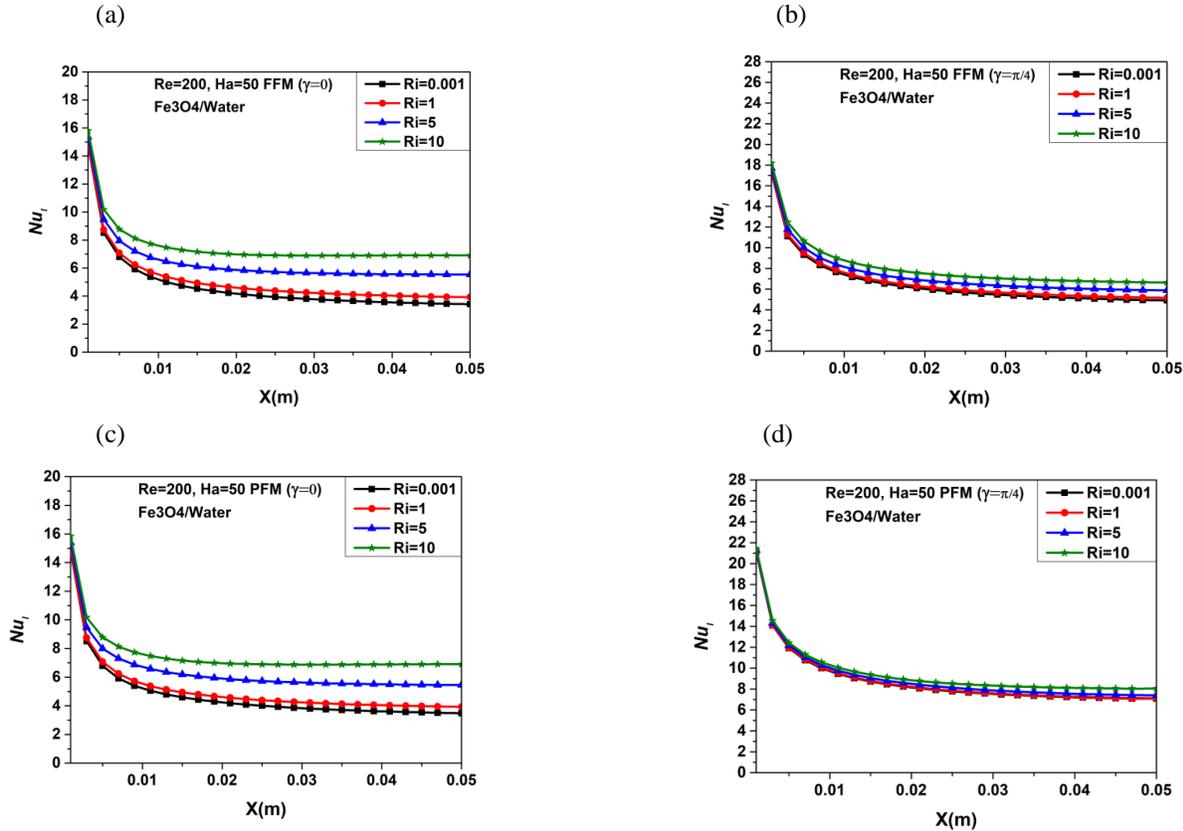


Figure IV.10 : Évolution du nombre de Nusselt local avec la longueur du canal vertical pour divers nombres de Hartmann et modes d'application du champ MHD avec $Re = 200$, et divers nombre de Richardson , $Ha = 50$. (d) MHD partielle et $\gamma = 0$, (c) MHD partiel et $\gamma = \pi/4$, (b) MHD complet et $\gamma = 0$, (a) MHD complet et $\gamma = \pi/4$.

IV.5.3 Effets du nombre de Hartman sur le Nusselt moyen

Comme on le voit, en augmentant le nombre de Richardson diversifié, le nombre de Nusselt moyen est augmenté de manière significative en raison de l'effet transversal du champ magnétique ($\gamma = \pi/4$, $\gamma = \pi/2$), le nombre de Nusselt moyen augmente avec les valeurs plus élevées du nombre de Richardson pour 10, 5, 1, 0.01 respectivement comme indiqué sur les figures (IV.11 (b, d), IV.12 (b, d), IV.13 (b, d), et (IV.14 (b, d)) en conduite horizontale et verticale.

On voit que l'angle d'inclinaison magnétique à moins d'impact sur la variation du nombre de Nusselt moyen pour le nombre de Richardson divers, les valeurs les plus élevées sont obtenues pour $\gamma = \pi/2$, le champ magnétique transverse tend à retarder le mouvement du fluide. Cela est dû à la force de Lorentz, qui ralentit le mouvement du fluide. Ceci est associé à

des gradients de température plus importants au niveau des parois, ce qui entraîne des taux de transfert de chaleur plus élevés et les forces de flottabilité sont relativement faibles. Et qui améliore le transfert de chaleur dans un conduit.

Lorsque l'effet du champ magnétique longitudinal ($\gamma = 0$) pour différents nombres de Richardson $0.01 \leq Ri \leq 10$, en l'absence ou en présence d'un champ magnétique. Les valeurs du nombre de Nusselt moyen deviennent presque constantes pour toutes les valeurs de Ha. Les valeurs maximales de Num (11.15, 10.03, 8.02, 5.72) et (7.66, 6.92, 6.05, 5.72) seront observées aux plages des valeurs les plus élevées de Nombre de Richardson pour 10, 5, 1, 0.01, respectivement comme indiqué sur les figures (IV.11 (a, c), IV.12 (a, c), IV.13 (a, c), et IV.14 (a, c)). On observe en outre que l'amplitude du nombre moyen de Nusselt est plus élevée dans le cas de conduit horizontal par rapport au conduit vertical.

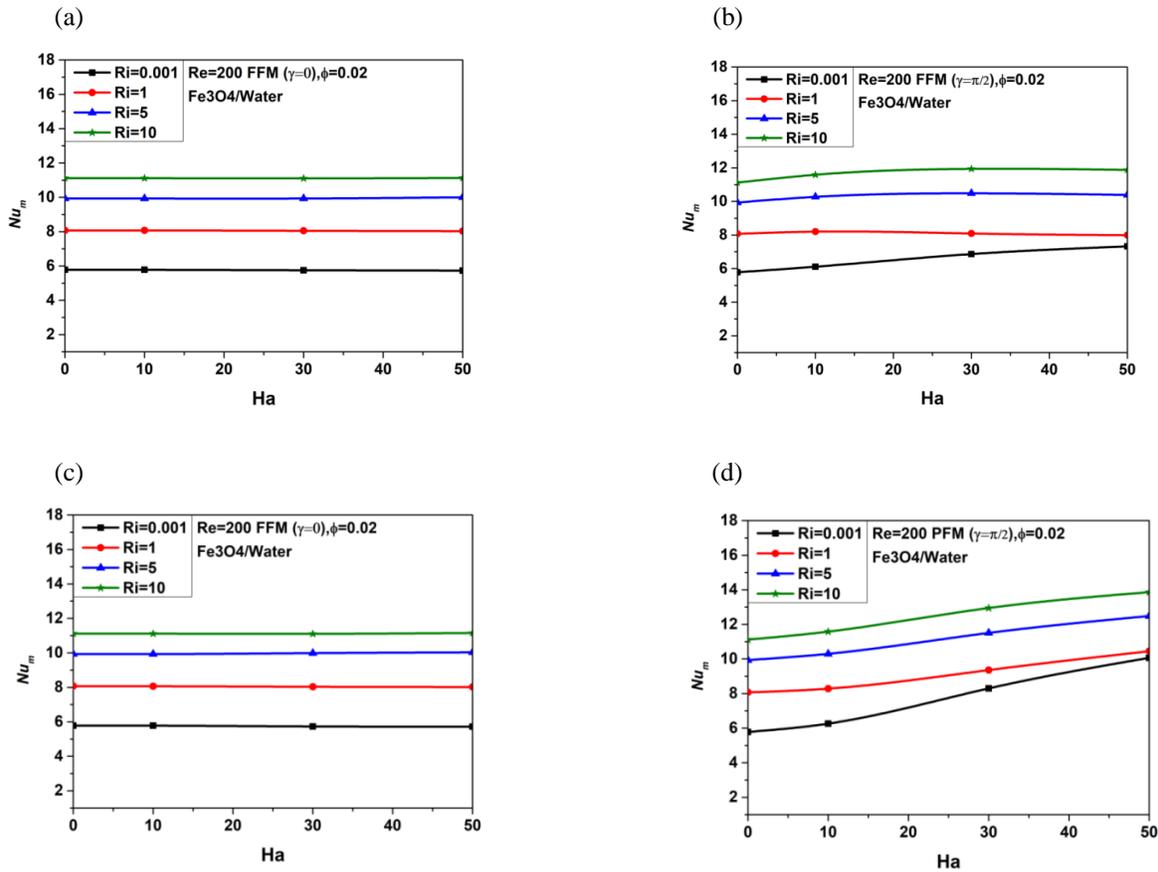


Figure IV.11 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal horizontal pour divers Nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4 /eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (d) MHD partielle et $\gamma = \pi/2$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/2$.

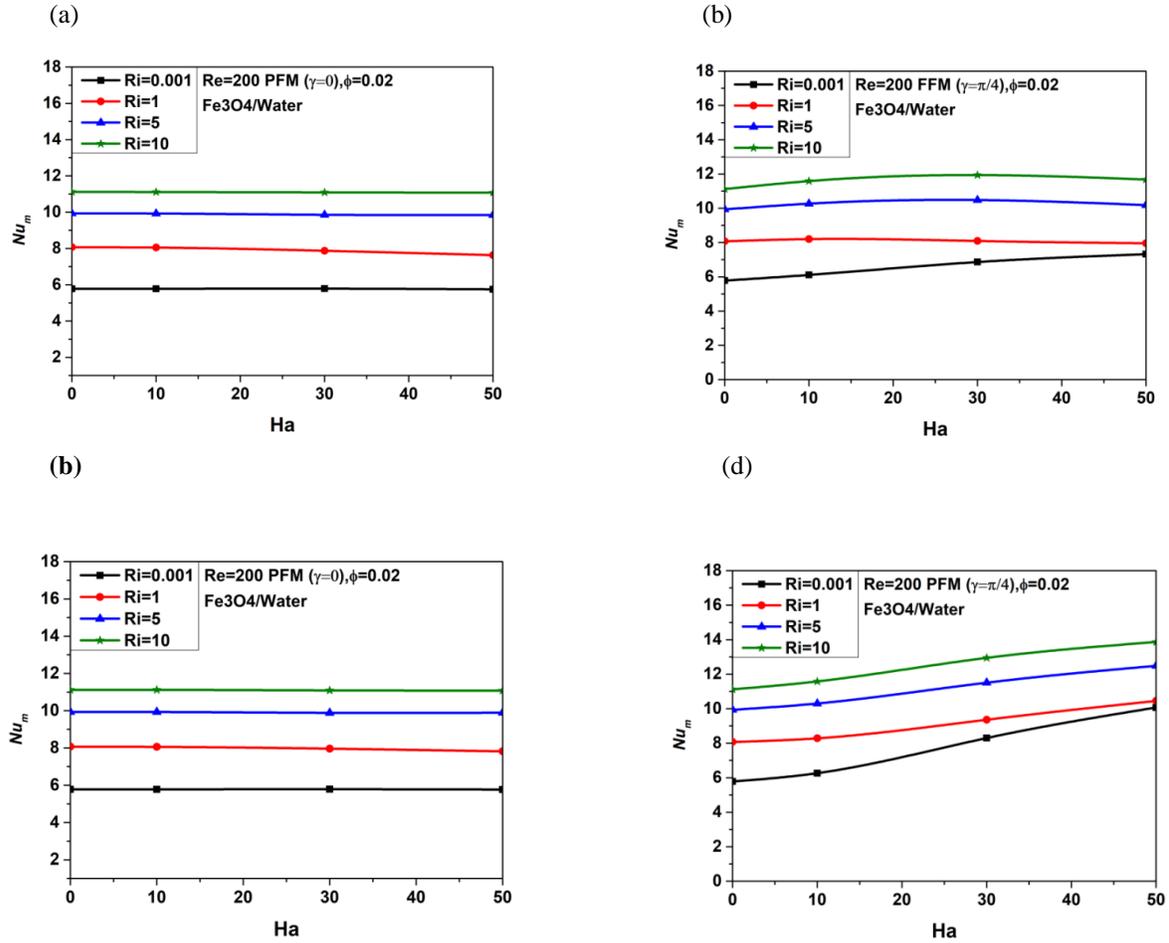


Figure IV.12 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal horizontal pour divers Nombres de Hartmann pour les nanofluides Fe₃O₄/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (d) MHD partielle et $\gamma = \pi/4$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/4$

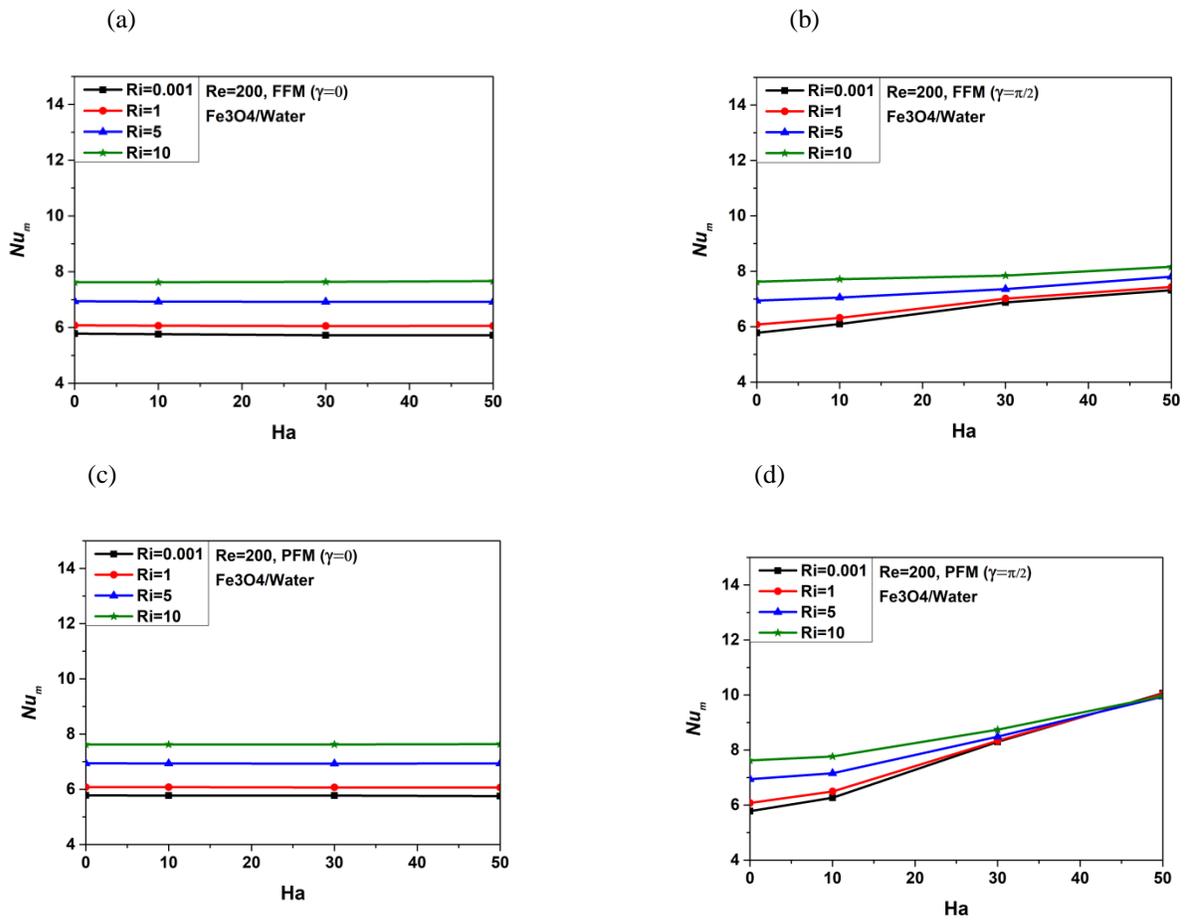


Figure IV.13 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal vertical pour divers Nombres de Hartmann pour les nanofluides Fe₃O₄/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (d) MHD partielle et $\gamma = \pi/2$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/2$

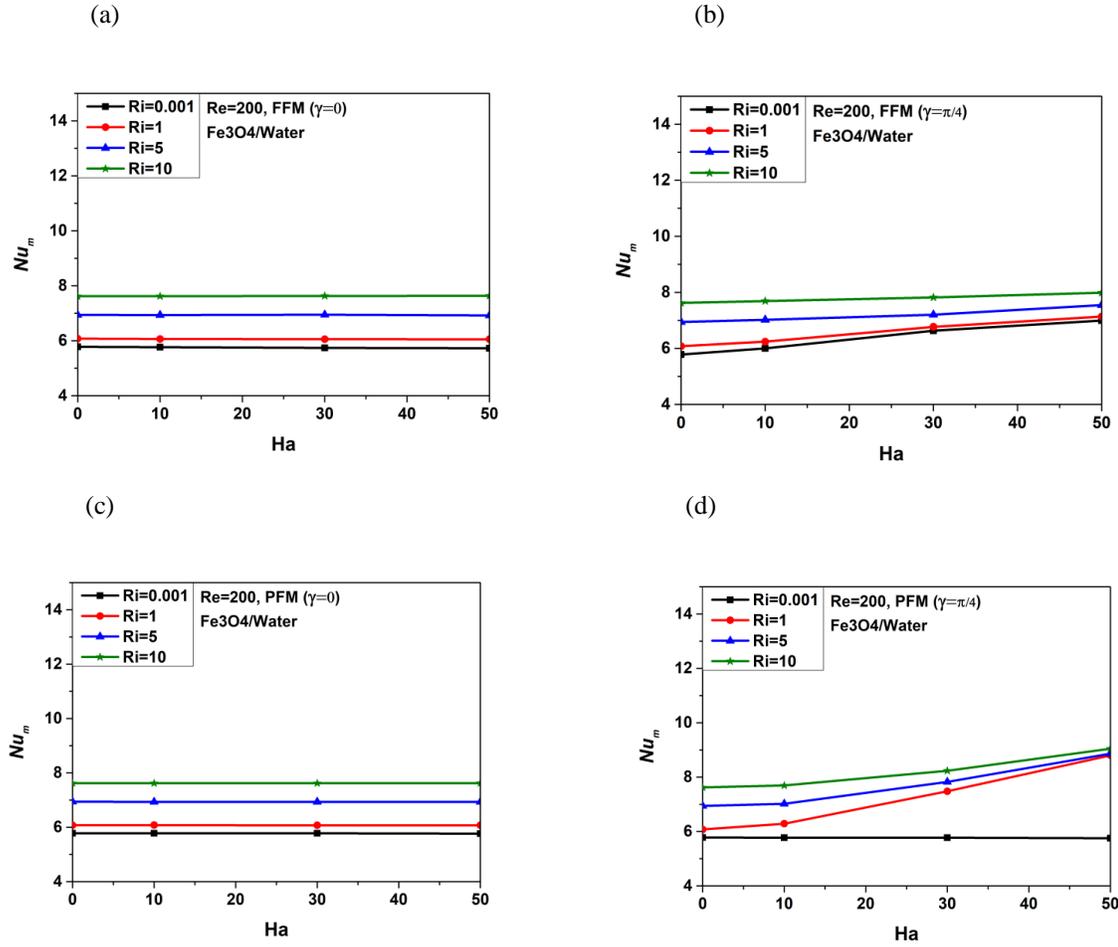


Figure IV.14 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal vertical pour divers Nombres de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4 /eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (d) MHD partielle et $\gamma = \pi/4$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/4$

IV.5.4 Effets du nombre de Richardson sur le Nusselt moyen

L'augmentation de la valeur du nombre de Hartmann entraîne une amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le nombre de Richardson divers dans les conduits horizontaux et verticaux est représenté respectivement sur les figures IV.15 et IV.16. L'amplitude du nombre de Nusselt moyen est plus élevée dans le cas où son obtenu pour $\gamma = \pi/2$, $\gamma = \pi/4$ et MHD partiel pour le nombre de Richardson divers ($Ri=10$, $Ri=5$, $Ri=1$, $Ri=0.001$) respectivement. Alors que l'inverse est le cas qui sont obtenus pour $\gamma = 0$, complet et MHD

partiel. On observe en outre que l'amplitude du nombre moyen de Nusselt est plus élevée dans le cas de conduit horizontal par rapport au conduit vertical.

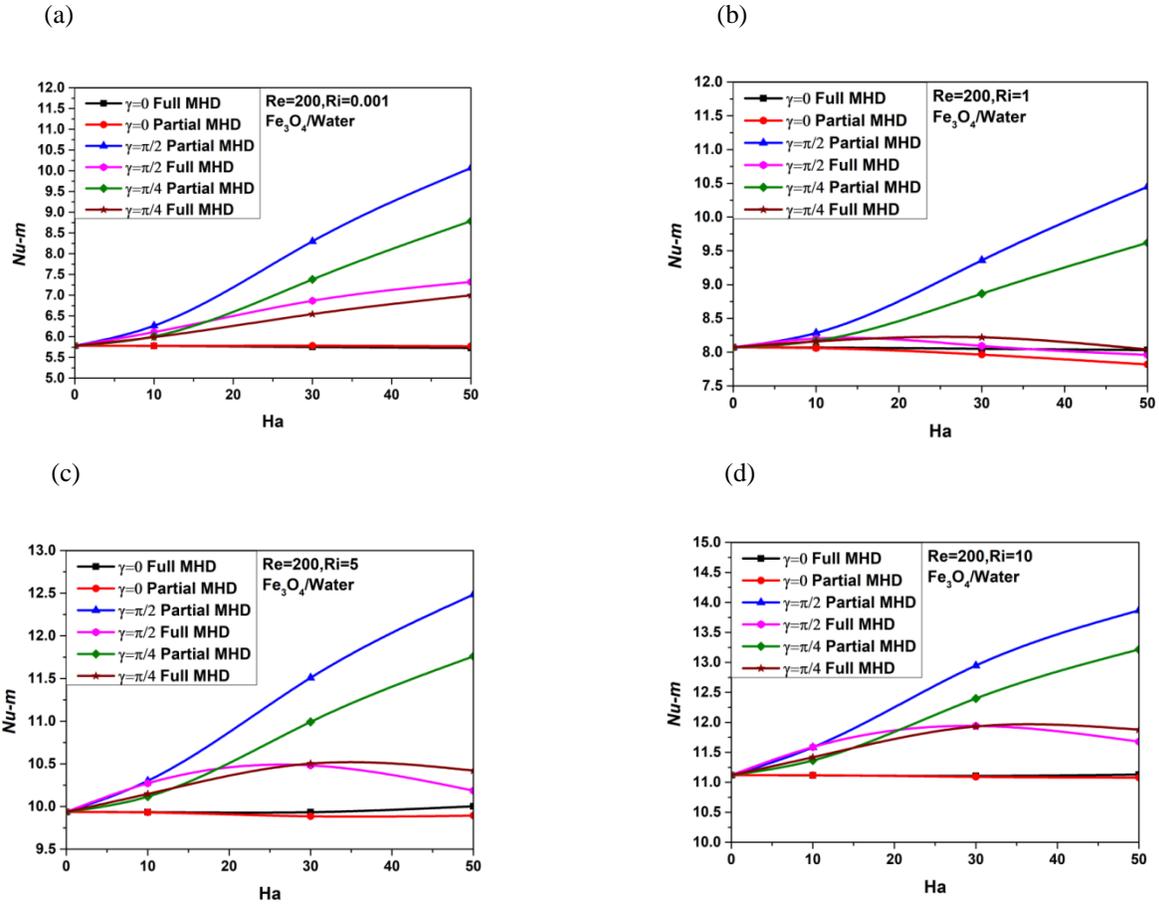


Figure IV.15 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal horizontal pour divers Nombres des Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. MHD partiel $\gamma = \pi/2$ et MHD partiel $\gamma = \pi/4$, MHD complet $\gamma = 0$ et MHD partiel $\gamma = 0$. MHD complet $\gamma = \pi/2$ et MHD partiel $\gamma = \pi/4$

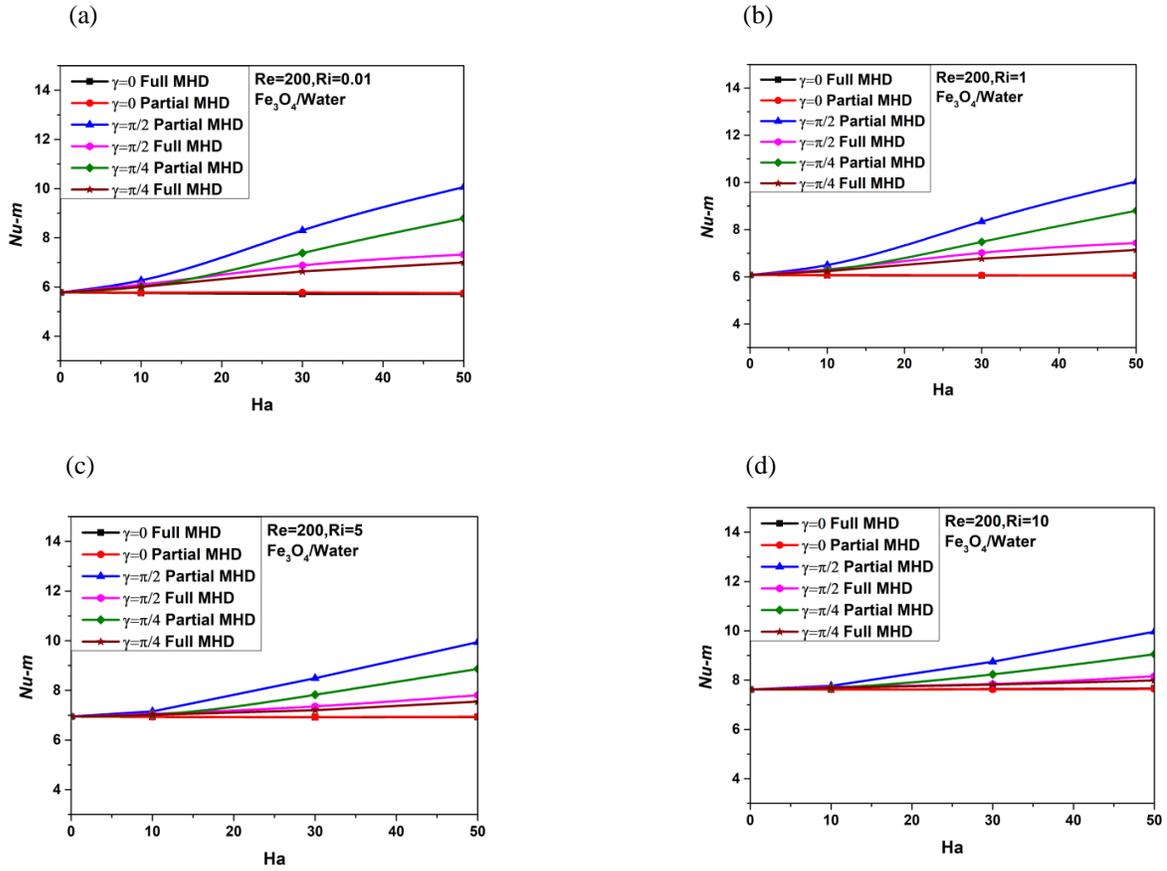


Figure IV.16 : Variation du nombre de Nusselt moyen avec le canal vertical pour divers Nombres de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. MHD partiel $\gamma = \pi/2$ et MHD partiel $\gamma = \pi/4$, MHD complet $\gamma = 0$ et MHD partiel $\gamma = 0$. MHD complet $\gamma = \pi/2$ et MHD partiel $\gamma = \pi/4$

IV.5.5 Effets du nombre de Poiseuille

Les figures IV.17, IV.18, IV.19 et IV.20 montrent la variation des nombres de Poiseuille pour le nombre de Richardson en fonction du nombre de Hartmann à un Reynolds constant ($Re = 200$) en conduit horizontal et vertical avec divers modes du champ MHD.

L'effet d'un champ magnétique transversal complet ou partiel ($\gamma = \pi/4$, $\gamma = \pi/2$) pour différents nombres de Richardson $0,01 \leq Ri \leq 10$, le nombre de Poiseuille moyen augmente avec l'augmentation du nombre de Hartmann, car la vitesse d'écoulement diminue en raison de la force de Lorentz inhibe l'écoulement du fluide. Les effets de la force de flottabilité et de la convection deviennent importants en augmentant le nombre de Nusselt moyen, et par conséquent le transfert de chaleur s'améliore (Des tourbillons plus importants sont créés lors de l'application d'un champ MHD orienté transversal qui perturbe l'écoulement et améliore le transfert de chaleur). Est montré dans les Figures (IV.17 (b, d), IV.18 (b, d), IV.19 (b, d) et IV.20 (b, d)).

Dans le cas d'un canal vertical, l'inversion du flux se produit parce que la composante axiale des forces de flottabilité qui devient importante (Entraînant une inversion de flux qui augmente en valeur absolue ces forces).

L'effet de champ magnétique longitudinal total ou partiel ($\gamma = 0$) pour différents nombres de Richardson $0.01 \leq Ri \leq 10$, l'évolution des nombres de Poiseuille pour différents nombres de Richardson en fonction des nombres de Hartmann à un nombre de Reynolds constant ($Re = 200$) en gaine horizontale et verticale est monotone pour tous les cas $0.01 \leq Ri \leq 10$. (Figures IV.17 (a, c), IV.18 (a, c), IV.19 (a, c) et IV.20 (a, c)).

Dans le cas d'un canal horizontal, une vitesse radiale négative est détectée et l'inversion du flux ne se produit pas, car les forces de flottabilité sont faibles. Mais dans le cas d'un canal vertical, l'inversion du flux note que le nombre de Poiseuille est négatif, de sorte que les forces de flottabilité agissent dans le sens opposé au flux ascendant.

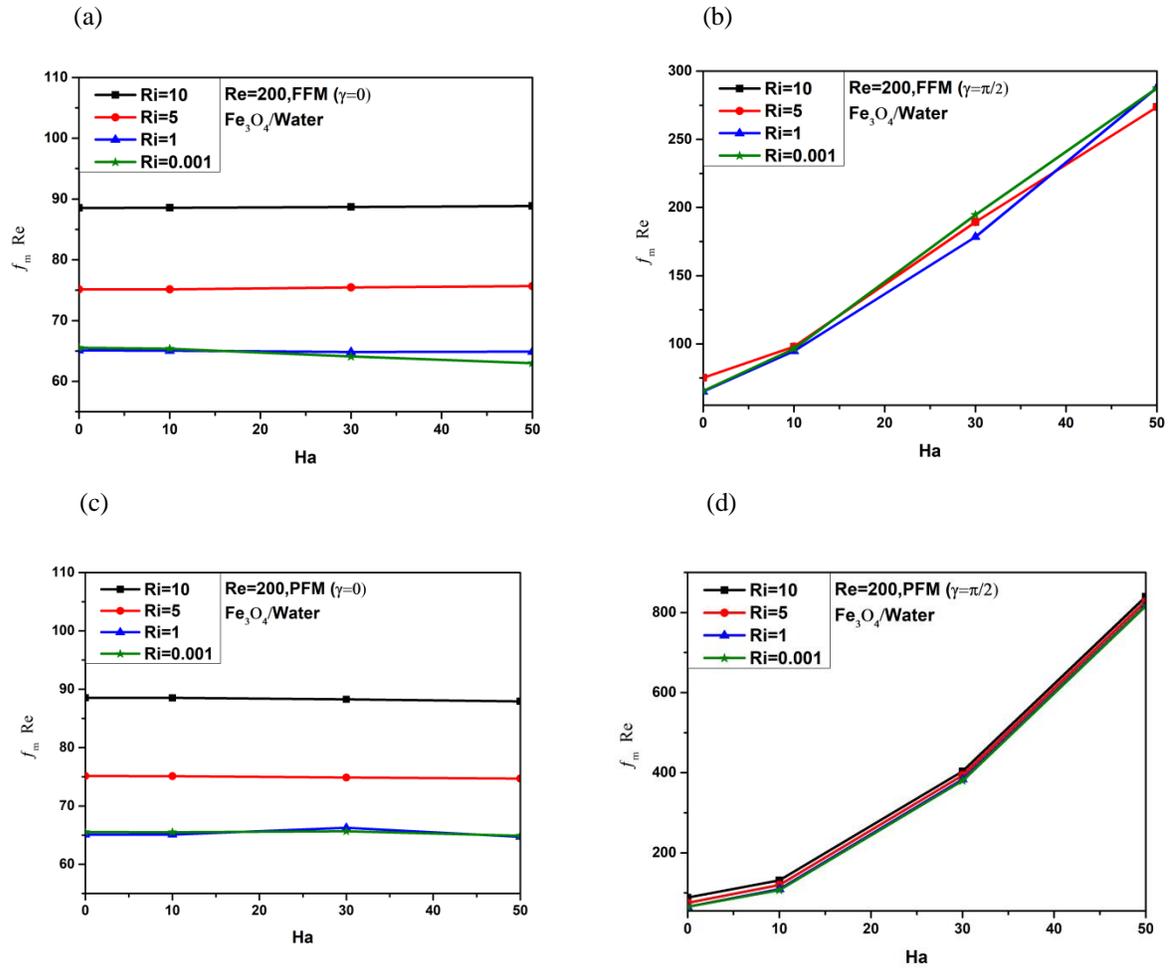


Figure IV.17 : Évolutions du Pom en fonction du nombre de Hartmann pour des nanofluides Fe_3O_4/eau en conduit horizontal avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma=\pi/2$, (c) MHD partiel et $\gamma=0$, (b) MHD complet et $\gamma=\pi/2$, (a) MHD complet et $\gamma=0$

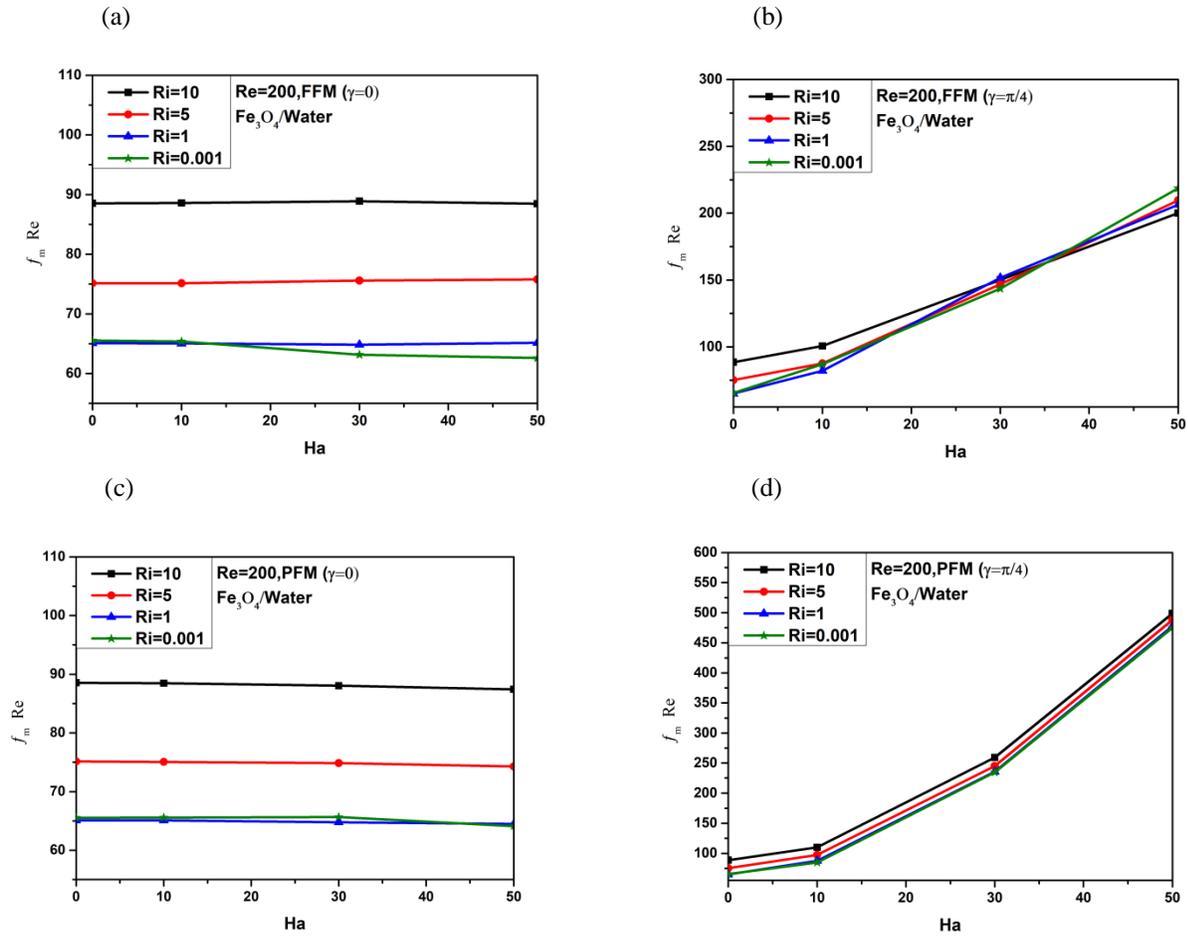


Figure IV.18 : Évolutions du Pom en fonction du nombre de Hartmann pour des nanofluides Fe_3O_4/eau en conduit horizontal avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partielle et $\gamma = \pi/4$, (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/4$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$

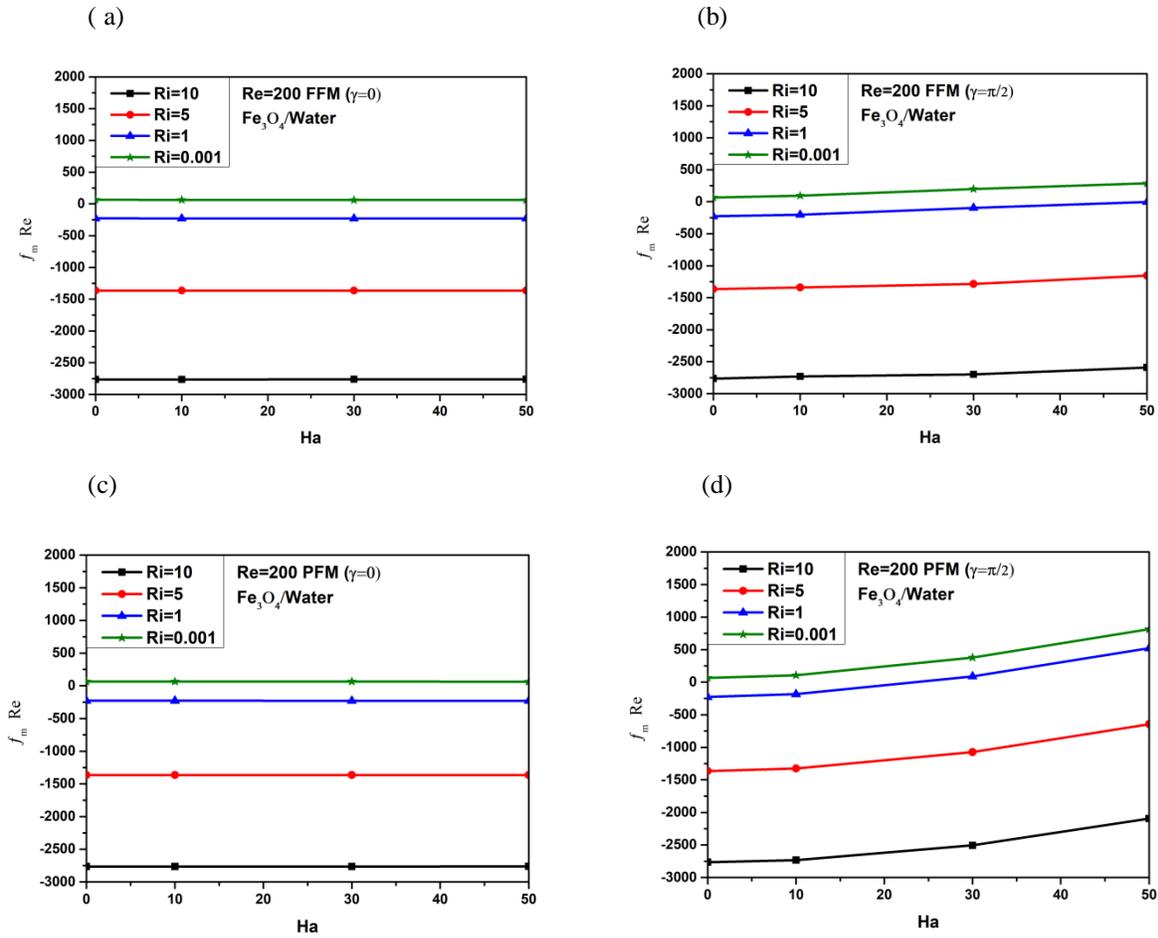


Figure IV.19 : Évolutions du Pom en fonction du nombre de Hartmann pour des nanofluides Fe_3O_4 /eau en conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partielle et $\gamma = \pi/2$, (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (a) MHD complète $\gamma = 0$

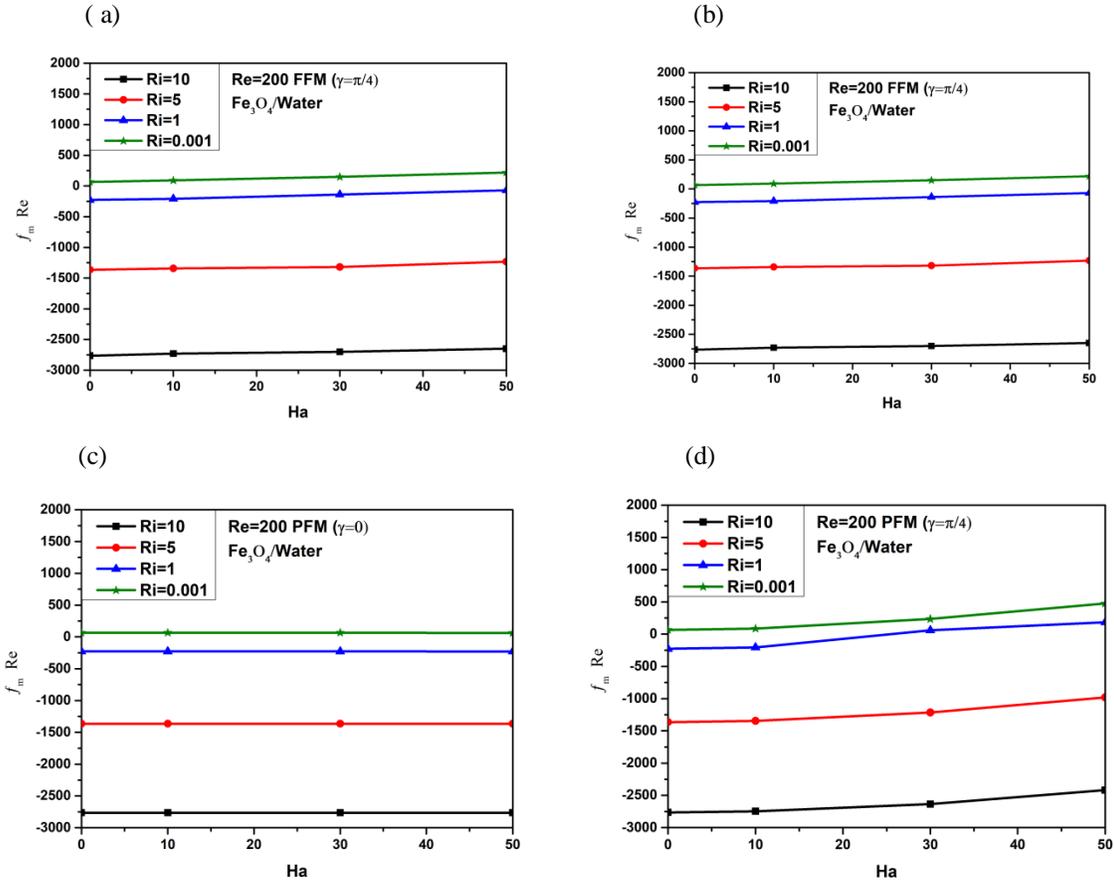


Figure IV.20 : Évolutions du rapport Pom en fonction du nombre de Hartmann pour des nanofluides Fe_3O_4 /eau en conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partielle et $\gamma = \pi/4$, (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/4$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$

IV.5.6 Effet du nombre de Hartman sur la génération d'entropie totale

Dans les figures IV.21, IV.22, IV.23 et IV.24, l'effet du nombre de Richardson Ri sur la génération d'entropie S_g avec une intensité de champ magnétique totale ou partielle différente Ha à un Reynolds constant ($Re = 200$) dans le conduit horizontal et vertical est affiché.

L'effet de champ magnétique longitudinal total ou partiel ($\gamma=0$) pour différents nombres de Richardson $0.001 \leq Ri \leq 10$, les figures (IV.21 (a, c), IV.22 (a, c), IV.23 (a, c) et IV.24 (a, c)) montrent que les générations d'entropie minimale et maximale ont été obtenues à $Ri = 10$ et $Ri = 0.001$, respectivement.

L'effet de champ magnétique de transfert total ou partiel ($\gamma = \pi/4$, $\gamma = \pi/2$) pour différents nombres de Richardson $0.001 \leq Ri \leq 10$, les Figures (IV.21 (b, d), IV.22 (b, d),

IV.23 (b, d) et IV.24 (b, d)) montrent que l'augmentation du nombre de Hartmann a entraîné une diminution de la génération d'entropie en raison de la diminution de la vitesse et des gradients thermiques en conduite horizontale et verticale.

L'impact de l'effet négatif de l'écoulement inversé dans le conduit vertical, de l'effet Lorentz et de la force de flottabilité sur la génération d'entropie totale ne diminue que de légers changements avec divers nombres de Hartmann et divers nombre de Richardson pour $Re = 200$.

L'effet de champ magnétique longitudinal complet ou partiel ($\gamma = 0$) pour différents nombres de Richardson $0.001 \leq Ri \leq 10$, les figures (IV.21 (b, d), IV.22 (b, d), IV.23 (b, d) et IV.24 (b, d)) montrent un nombre de Hartmann croissant avec l'augmentation de la génération d'entropie.

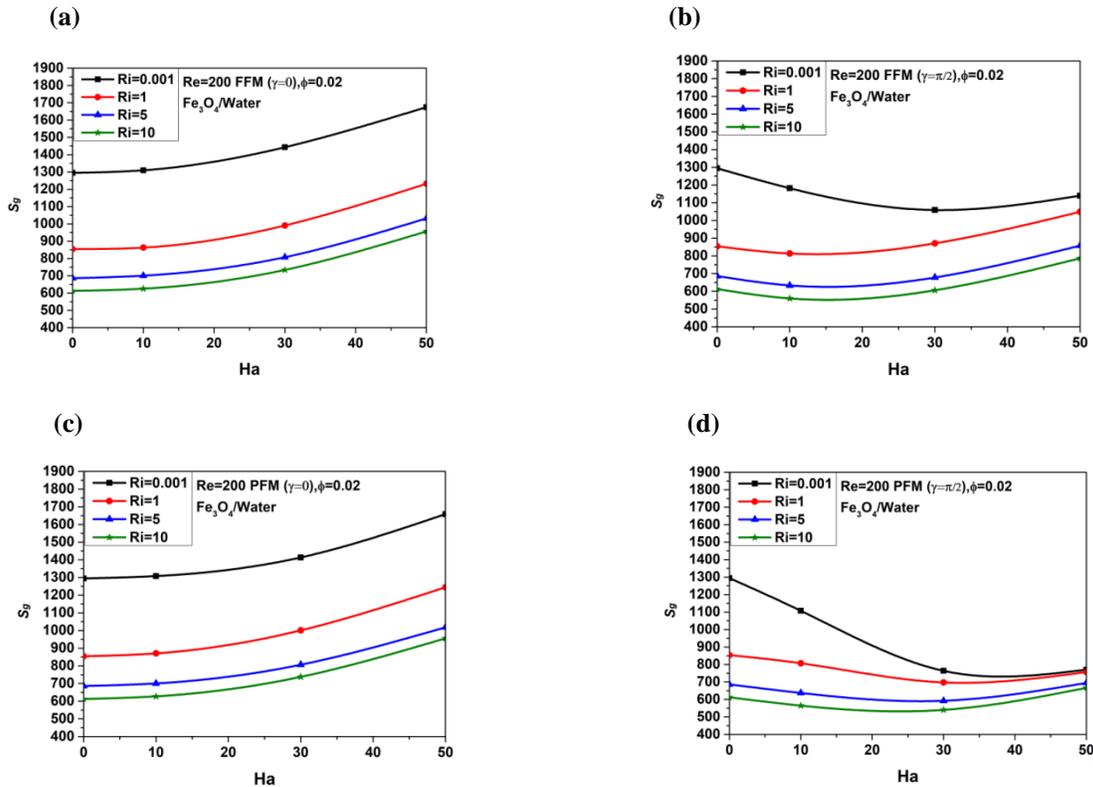


Figure IV.21 : Entropie générale totale en fonction du nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau dans un conduit horizontal avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (c) MHD partiel et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$

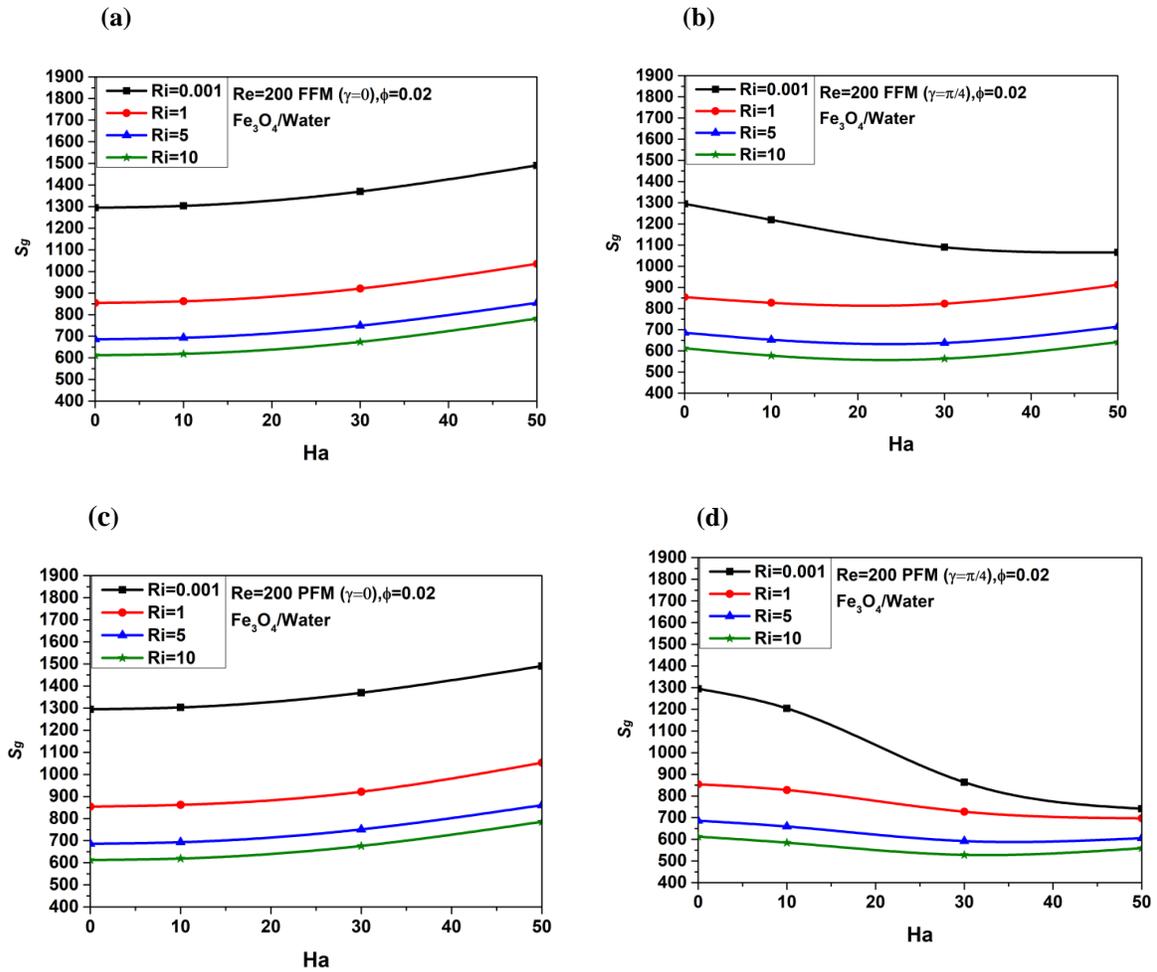


Figure IV.22 : Entropie générale totale en fonction du nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau dans un conduit horizontal avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma = \pi/4$, (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/4$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$

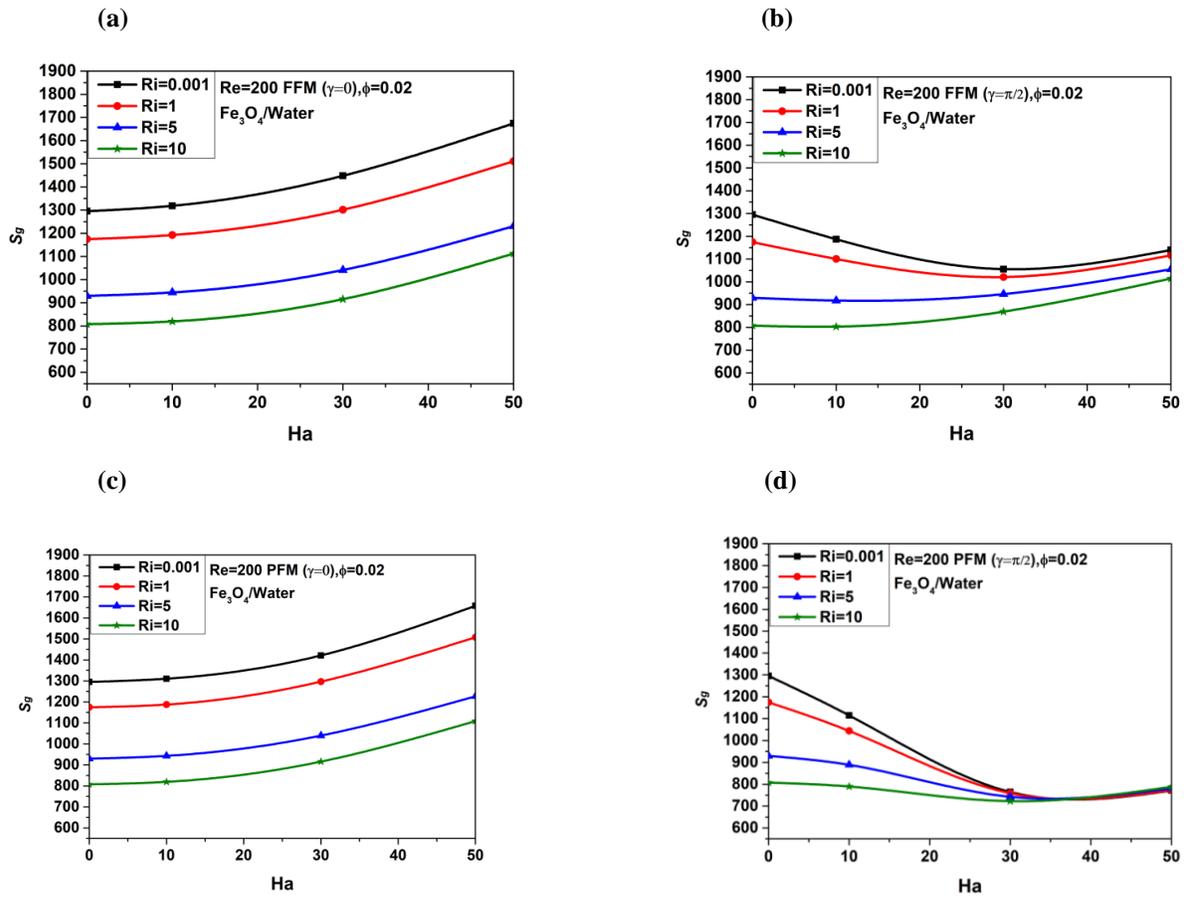


Figure IV.23 : Entropie générale totale en fonction du nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4 /eau dans un conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma = \pi/2$, (c) MHD partiel et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/2$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$

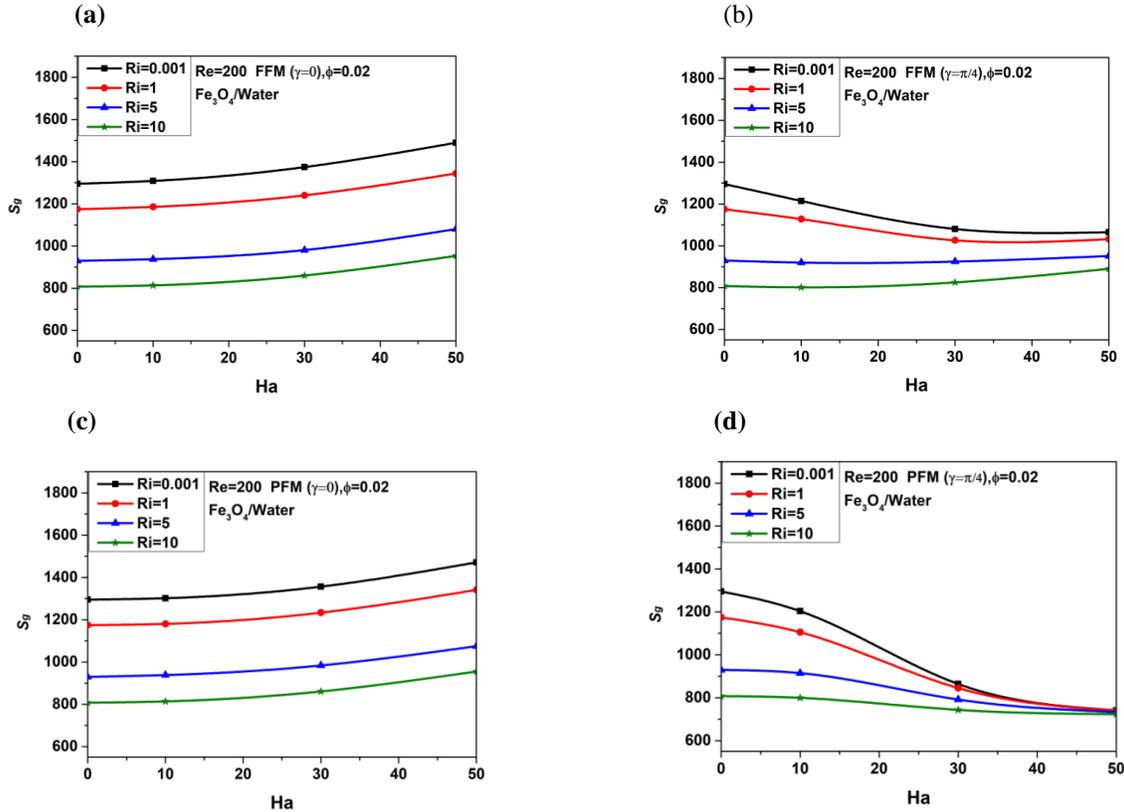


Figure IV.24 : Entropie générale totale en fonction du nombre de Hartmann pour les nanofluides Fe_3O_4/eau dans un conduit vertical avec divers modes du champ MHD et divers nombres de Richardson pour $Re = 200$. (d) MHD partiel et $\gamma = \pi/4$, (c) MHD partielle et $\gamma = 0$, (b) MHD complet et $\gamma = \pi/4$, (a) MHD complet et $\gamma = 0$

IV.5.7 Effet du nombre de Richardson sur les champs d'amplitude de la vitesse et de la température

Les champs d'amplitude de vitesse pour divers nombres de Richardson et Nombre de Hartmann à Reynolds constant ($Re = 200$) sont illustrés aux figures IV.26 et IV.28. On peut voir que l'augmentation du nombre de Hartmann provoque la formation de tourbillons plus importants près des parois du conduit, est également répartie et symétrique à la ligne médiane verticale à la section croisement $x = 45$ mm, Lorsqu'il est appliqué un champ magnétique de transfert total ou partiel ($\gamma = \pi/2$) affecte le flux de ferrofluide et se dirige vers les parois canal horizontal et vertical.

L'influence de Ri sur les isothermes est illustrée aux figures IV.25 et IV.27. En augmentant le nombre de Richardson ($Ri \geq 1$), la formation de tourbillons plus grands devient plus grande et se déplace vers le bas de la paroi inférieure dans le conduit horizontal et plus grande en raison de l'augmentation des gradients de température. Les effets de la force de Lorentz et de la force de flottabilité conduisent à un écoulement de fluide de convection naturelle vers le bas de la chaîne (ce qui se traduit par un refroidissement par convection).

Dans le conduit vertical, les isothermes sont plus regroupés au milieu de la section transversale $x = 45$ mm,

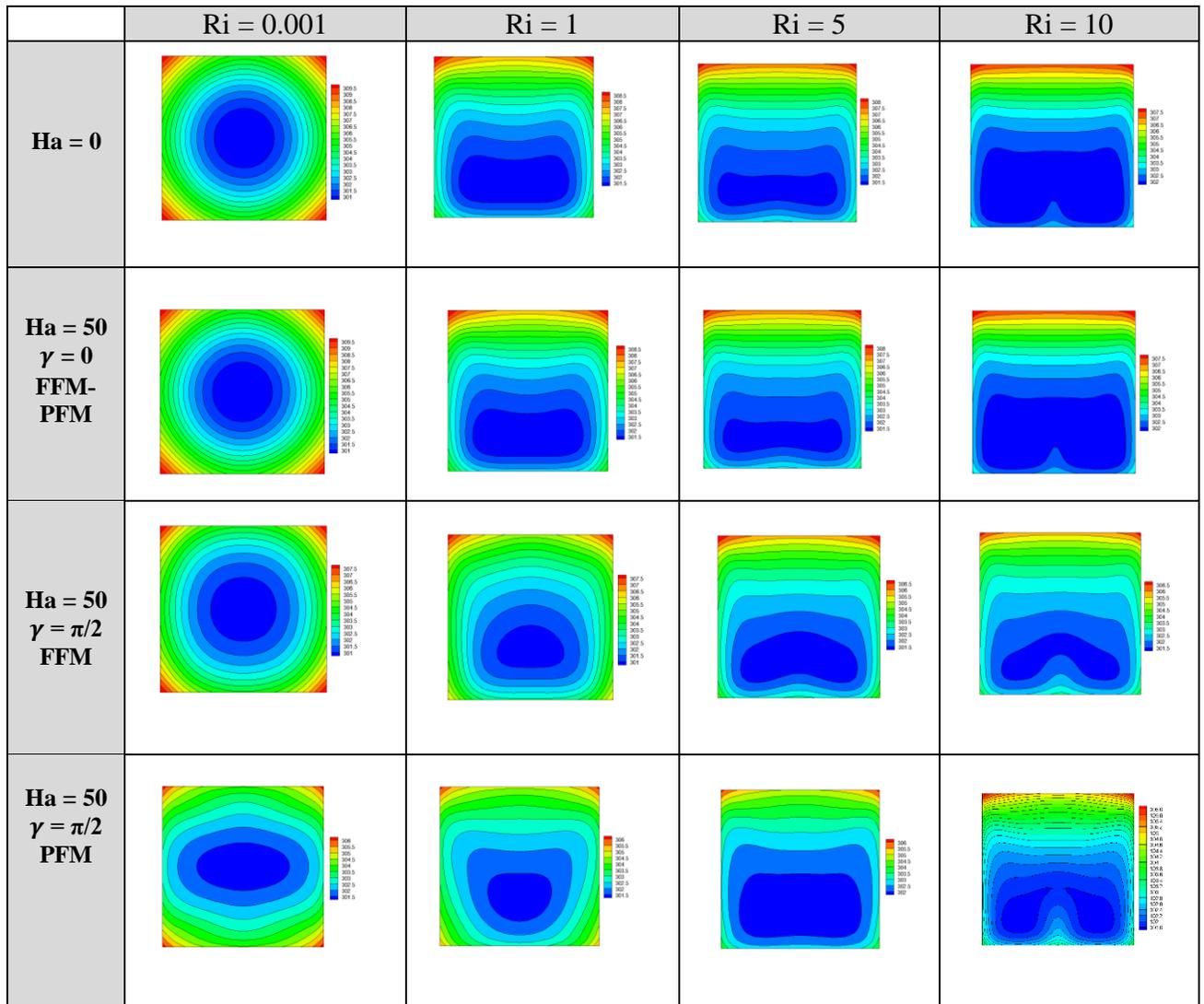


Figure IV.25 : Champ de température à la section $x = 45$ mm pour différents modes considérés du champ MHD pour $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ avec $\text{Re} = 200$, $0 \leq \text{Ha} \leq 50$, $0.001 \leq \text{Ri} \leq 10$. (Conduite horizontale)

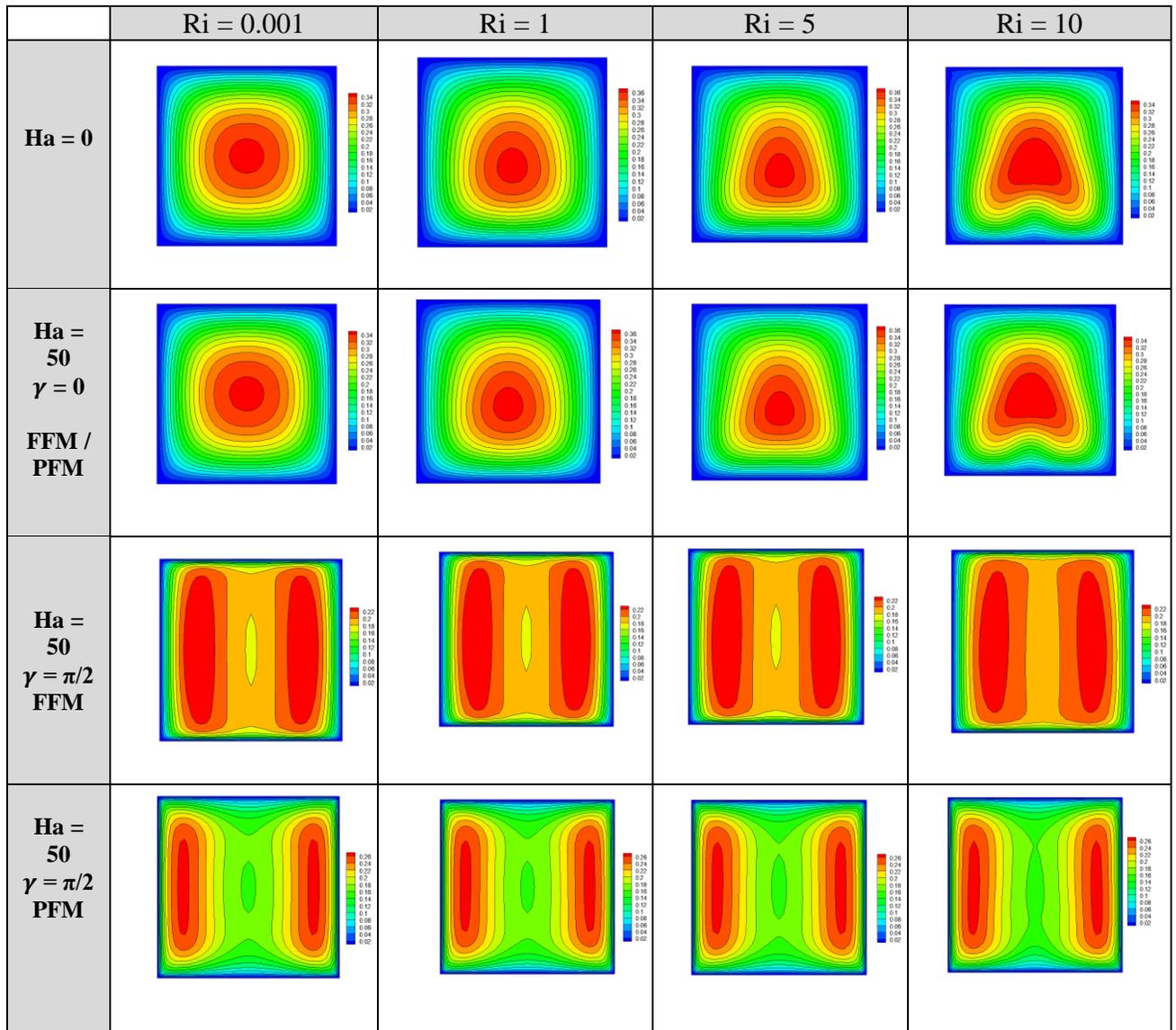


Figure IV.26 : Champ de vitesse à la section $x = 45$ mm pour différents modes considérés du champ MHD pour $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{eau}$ avec $\text{Re} = 200$, $0 \leq \text{Ha} \leq 50$, $0,001 \leq \text{Ri} \leq 10$. (Conduite horizontale).

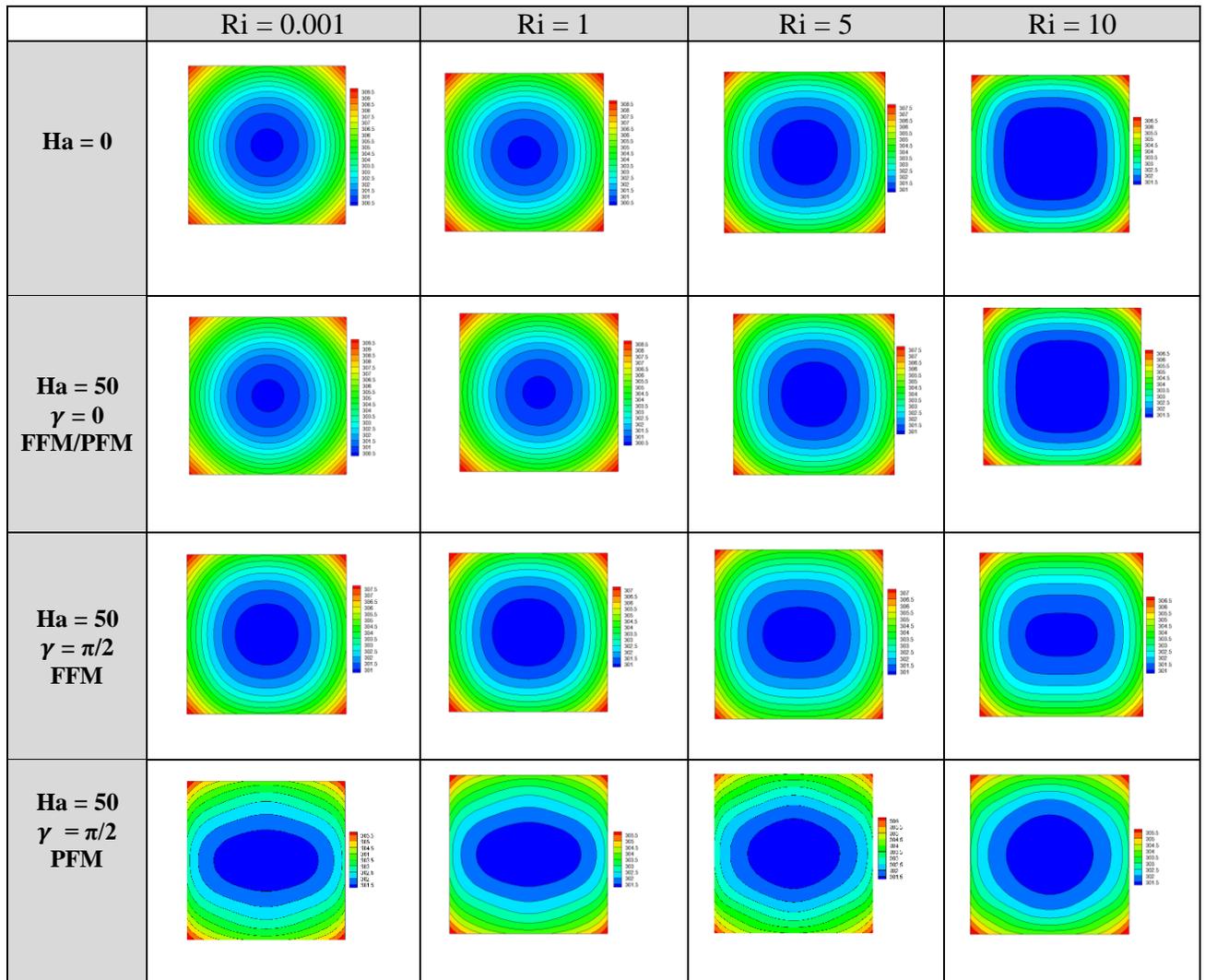


Figure IV.27 : Champ de température à la section $x = 45$ mm pour différents modes considérés du champ MHD pour Fe_3O_4 /nanofluide d'eau avec $\text{Re} = 200$, $0 \leq \text{Ha} \leq 50$, $0.001 \leq \text{Ri} \leq 10$. (Conduite vertical)

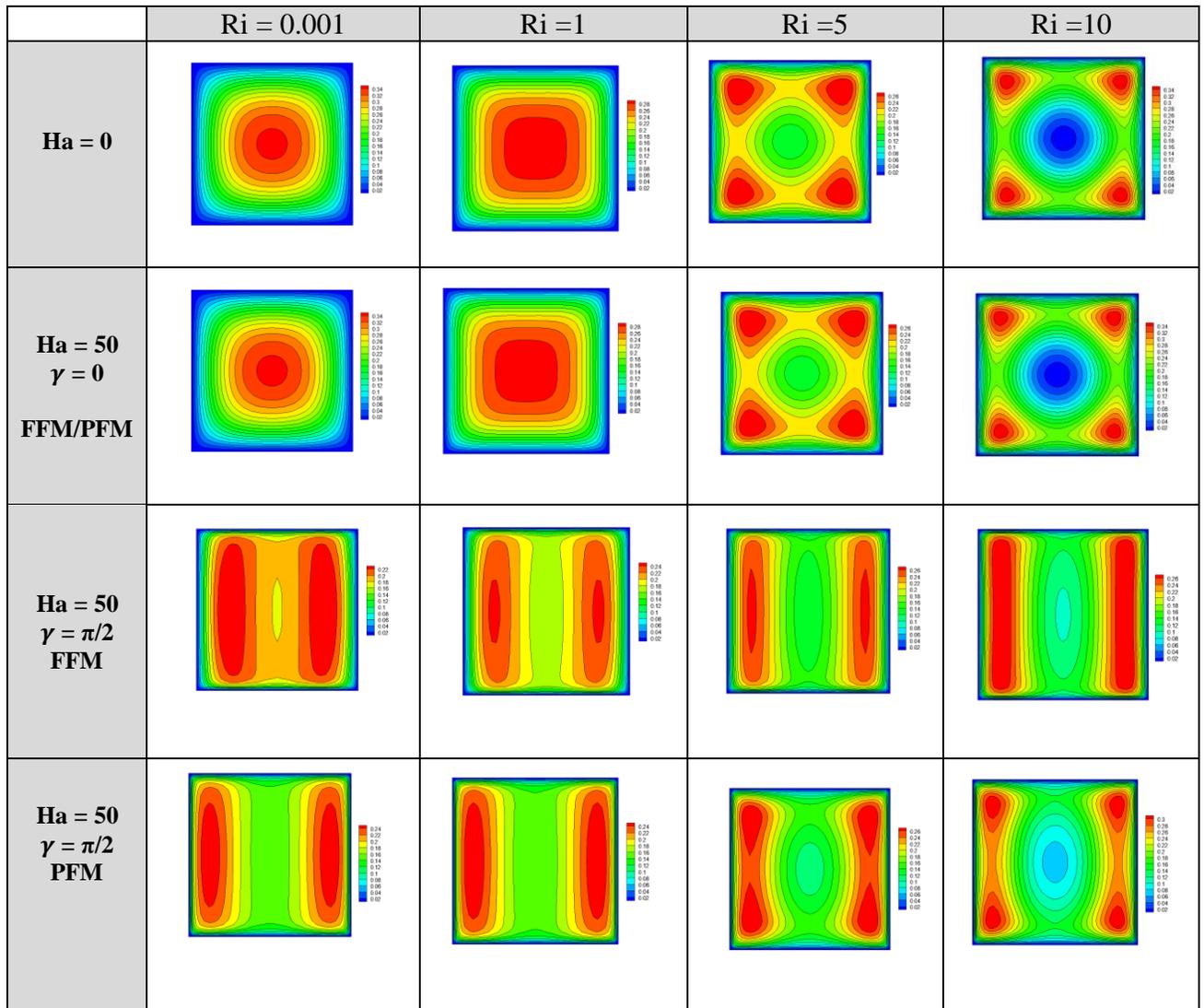


Figure IV.28 : Champ de vitesse à la section $x = 45 \text{ mm}$ pour différents modes considérés du champ MHD pour $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{nanofluide}$ d'eau avec $\text{Re} = 200$, $0 \leq \text{Ha} \leq 50$, $0,001 \leq R \leq 10$. (Conduite vertical)

IV.6 Conclusion

Dans ce travail, une étude numérique de la convection mixte avec les effets d'un champ magnétique total ou partiel sur le transfert de chaleur et la génération d'entropie d'un écoulement laminaire de ferrofluide à l'intérieur dans un canal différent (horizontal et vertical) sous la condition aux limites de flux de chaleur constante. Des simulations numériques 3D sont effectuées pour résoudre les équations régies de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie grâce à l'utilisation de la méthode des volumes finis. Les effets de l'application totale ou partielle d'un champ magnétique avec différentes directions et intensités sur les distributions de température et de vitesse, le transfert de chaleur et la génération d'entropie ont été étudiés. Les principaux résultats ont indiqué que :

- le nombre moyen de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Hartmann pour l'application d'un champ magnétique d'un FMF ou PMF dans la direction transversale ($\gamma = \pi/2$, $\gamma = \pi/4$).
- La découverte la plus frappante est que l'utilisation d'un nanofluide avec des nanoparticules ferromagnétiques (Fe_3O_4) fournit le taux global d'échange de chaleur le plus élevé et une meilleure performance de transfert de chaleur par rapport à la chute de pression. (le rapport de Pom)
- La génération d'entropie totale augmentait en augmentant le nombre de Hartmann lorsque le MF longitudinal, complet ou partiel, était appliquée dans le sens longitudinal pour toutes les configurations de conduit, mais elle diminuait lorsque le MF était appliquée dans le sens transversal.
- Dans tous les cas, le canal horizontal fournit des taux de transfert de chaleur plus élevés et une génération d'entropie plus faible que les canaux verticaux.

C onclusion générale

Les problèmes analysés dans cette thèse de doctorat ont été simulés numériquement avec la méthode des volumes finis, à l'aide d'un code CFD. Plusieurs cas ont été considérés :

- ✓ Convection forcée dans une conduite de section carrée.
- ✓ Convection forcée dans plusieurs conduites de différentes sections.
- ✓ Convection mixte dans une géométrie de section carrée.

Deux techniques ont été proposées pour améliorer les performances, l'une active (MHD) et l'autre passive (nanofluides).

Les grandeurs physiques pour caractériser nos géométries sont:

- Le coefficient de frottement,
- Le nombre de poiseuille,
- Le nombre de nusselt
- L'entropie générée dans l'écoulement

Les conclusions retenues de cette thèse de doctorat sont résumées comme suit :

- 1- Le transfert de chaleur et les pertes de charge augmente dans le cas d'une application du champ magnétique d'une façon non uniforme (mode partiel) et pour une direction transversale du champ magnétique ($\gamma=\pi/2$).
- 2- L'application de MHD selon le mode complet et dans la direction de l'écoulement n'a affecté pas les performances thermique et dynamique.
- 3- La géométrie circulaire donne des meilleures performances thermiques dans le cas d'une application du champ magnétique d'une façon non uniforme (mode partiel) et pour une direction transversale du champ magnétique ($\gamma=\pi/2$).

Conclusion générale

- 4- La minimum création d'entropie est obtenue par la géométrie qui a les meilleures performances thermiques.
- 5- Les irréversibilités thermiques sont les plus importantes par rapport aux entropies de frottement et magnétiques.
- 6- Le ferrofluide améliore considérablement les performances par rapport au CNT.

Des études futures s'inscrivant dans le prolongement du présent travail peuvent être considérés :

- Effet des nanofluides hybrides.
- Régime instationnaire et turbulent.
- Effet des parois déformables.

Bibliographie

- [1] **Choi, S. U., et Eastman, J. A.** (1995). Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles (No. ANL/MSD/CP-84938; CONF-951135-29). *Argonne National Lab.* (ANL), Argonne, IL (United States).
- [2] **Xian, H. W., Sidik, N. A. C., et Najafi, G. J. J. O. T. A.** (2019). Recent state of nanofluid in automobile cooling systems. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 135(2), 981-1008.
- [3] **Ali, H. M., Babar, H., Shah, T. R., Sajid, M. U., Qasim, M. A., et Javed, S.** (2018). Preparation techniques of TiO₂ nanofluids and challenges: à review. *Applied Sciences*, 8(4), 587.
- [4] **Eastman, J. A., Choi, U. S., Li, S., Thompson, L. J., et Lee, S.** (1996). Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids. *MRS Online Proceedings Library (OPL)*, 457.
- [5] **Choi, S.** (2002). Nanofluids could help open door to advanced truck designs. *Trans Forum Research Review*.
- [6] **Raj, P., et Subudhi, S.** (2018). A review of studies using nanofluids in flat-plate and direct absorption solar collectors. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 84, 54-74.
- [7] **Wcislik, S.** (2020). Efficient stabilization of mono and hybridnanofluids energies 13(15) 3793.
- [8] **Halelfadl, S.** (2014). Caractérisation des propriétés thermo-physiques et d'échanges de chaleur des nanofluides à base de nanotubes de carbone (*Doctoral dissertation, INSA de Rennes*).
- [9] **Tsai, C. Y., Chien, H. T., Ding, P. P., Chan, B., Luh, T. Y., et Chen, P. H.** (2004). Effect of structural character of gold nanoparticles in nanofluid on heat pipe thermal performance. *Materials Letters*, 58(9), 1461-1465.
- [10] **Ma, H. B., Wilson, C., Borgmeyer, B., Park, K., Yu, Q., Choi, S. U. S., et Tirumala, M.** (2006). Effect of nanofluid on the heat transport capability in an oscillating heat pipe. *Applied Physics Letters*, 88(14), 143116.
- [11] **Jordan, A., Scholz, R., Wust, P., Föhling, H., et Felix, R.** (1999). Magnetic fluid hyperthermia (MFH): Cancer treatment with AC magnetic field induced excitation of biocompatible superparamagnetic nanoparticles. *Journal of Magnetism and Magnetic materials*, 201(1-3), 413-419.

- [12] **Tzeng, S. C., Lin, C. W., et Huang, K. D.** (2005). Heat transfer enhancement of nanofluids in rotary blade coupling of four-wheel-drive vehicles. *Acta Mechanica*, 179(1), 11-23.
- [13] **Zhang, Z., Xue, Q., et Zhang, J.** (1997). Synthesis, structure and lubricating properties of dialkyldithiophosphate-modified Mo□ S compound nanoclusters. *Wear*, 209(1-2), 8-12.
- [14] **M.Bouton**, Evaluation de l'intérêt énergétique des nanofluides dans l'usage des machines frigorifiques, 2012.
- [15] **Evans, W. Prasher, R. Fish, J. Meakin, P. Phelan, P. and Keblinski,P.** (2008). Effect of aggregation and interfacial thermal resistance on thermal conductivity of nano composites and colloidal nanofluids. *Int. J. Heat Mass Transf*; 51,no. 5–6: 1431–1438.
- [16] **Hong, KS.Hong, T K. and Yang,H S.** (2006)—Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles. *Appl. Phys. Lett.* 88, no. 3: 31901.
- [17] **Maxwell, J. C.** (1873). A treatise on electricity and magnetism (Vol. 1). *Clarendon press*.
- [18] **R. L. Hamilton et O. K. Crosser.** (1962) Thermal conductivity of heterogeneous two-component system. *Industrial et Engineering Chemistry Fundamentals*, Vol.1, N°3, pp. 187 -191.
- [19] **W. Yu et SUS. Choi.** (2003) The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: à renovated Maxwell model. *J. nanoparticule Res*, Vol 5, pp. 167- 71.
- [20] **A. Einstein.** (1906) Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen, *Ann. Phys. Leipzig*, vol. 19, pp. 289-306.
- [21] **H. C. Brinkman.** (1952) The Viscosity of concentrated suspensions and solution, *J. of Chem.Phys*, Vol 20, pp. 571-581.
- [22] **A. Einstein.** (1956) Investigations on the Theory of the Brownian Movement.
- [23] **B.C. Pak and Y.I. Cho.** (1998) Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles. *Experimental Heat Transfer*, 11(2), 151–170.
- [24] **S. Maiga, S. Palm, S. Nguyen, C. Roy, and G. Galanis.** (2005) Heat transfer enhancement by using nanofluids in forced convection flows. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 26, 530-546.
- [25] **Y. Xuan and W. Roetzel.** (2000) Conception for heat transfer correlation of nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(19), 3701-3707.
- [26] **A.H. Lu, E.I. Salabas, F. Schuth.** (2007) Reviews: Magnetic Nanoparticles: Synthesis, Protection, Functionalization, and Application; *Angewandte Chemie Internatiobal Edition*. 46, 1222 –1244.

Bibliographie

- [27] **Stephan Lampert et al.** (2015) Ferrofluide : un liquide attirant. *Olympiade de physique France*.
- [28] **G.Cécile.** (2004) Thèse de doctorat : Colloïdes magnétiques : auto-organisation et applications biologiques ; *Université de Paris VI*.
- [29] <https://www.supermagnete.fr/> (2046) Utilisations-d-aimants/Limaille-de-fer-dans-l-eau
- [30] **Cherief, W.** (2015). Etude des ferrofluides et de leurs applications à l'intensification des transferts de chaleur par convection forcée (Doctoral dissertation, Université Grenoble Alpes).
- [31] **Sleiman, H.** (2010) Systèmes de suspension semi-active à base de fluide magnétorhéologique pour l'automobile. Thèse de Doctorat, *Arts et Métiers ParisTech*,
- [32] **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.
- [33] **Sheikholeslami, M., Rokni, H., B.** (2017) Simulation of nanofluid heat transfer in presence of magnetic field: À review, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 115, pp. 1203 – 1233
- [34] **Rashidi, M. M., Nasiri, M., Khezerloo, M., et Laraqi, 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*, 401, 159-168.
- [35] **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.
- [36] **Heidary H, Hosseini R, Pirmohammadi M, Kermani MJ.**(2015) Numerical study of magnetic field effect on nano- fluid forced convection in a channel. *J MagnMagn Mater.* 2015; 374:11-17.
- [37] **Erdem, M., etVarol, Y.** (2020). Numerical investigation of heat transfer and flow characteristics of MHD nano-fluid forced convection in a pipe. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 139(6), 3897-3909.
- [38] **Aidaoui L, Lasbet Y, Selime fendigil F.** (2020) Improvement of transfer phenomena rates in open chaotic flow of nanofluid under the effect of magnetic field: application of a combined method. *Int J Mech Sci.* 179: 105649
- [39] **Saeed Zeinali Heris1, Seyyed Hossein Noie, et Elham Talaii, Javad Sargolzaei.** (2011) Numerical investigation of Al₂O₃/water nanofluid laminar convective heat transfer through triangular ducts. *Nanoscale Research Letters* 6(1):179

- [40] **Haghighatkah, Amir, Hossein Ahmadi-Danesh-Ashtiani, and Kourosh Amiraslani.** (2018) Numerical study of the heat transfer rate of nanofluid flow in a channel with a triangular cross-section in the presence of a magnetic field. *Universal Journal of Mechanical Engineering* 6.4:55-62.
- [41] **S.M. Mousavi, M. Biglarian. A.A.R. Darzi, M. Farhadi, H.H. Afrouzi, D. Toghraie.** (2019) Heat transfer enhancement of ferrofluid flow within a wavy channel by applying a non-uniform magnetic field, *J. Therm. Analys.Calor.* doi: 10.1007/s10973-019-08650-6
- [42] **M.Prasanna Jeyanthi, S.Ganesh.** (2019), Magnetohydrodynamic Flow Through Ducts with Different Cross Section, *International Journal of Recent Technology and Engineering (IJRTE)*
- [43] **Soltanipour, H., Gharegöz, A., et Oskooee, M. B.** (2020). Numerical study of magnetic field effect on the ferrofluid forced convection and entropy generation in a curved pipe. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 42(3),1-15.
- [44] **Alizadeh, R., Bahambari, A. D., et Rahmdel, K.** (2014). Mixed convection of Newtonian fluid between vertical parallel plates channel with MHD effect and variation in Brinkman number. *Acta Technica Corviniensis-Bulletin of Engineering*, 7(4), 103.
- [45] **Abdulwahab, M. R., Sidik, N. A. C., Yusof, S. N. A., et Jamil, M. M.** (2020). Magnetic Nanofluids for Heat Transfer Enhancement Inside Straight Channels. *Journal of Advanced Research in Materials Science*, 68(1), 8-19.
- [46] **Benzema, M., Benkahla, Y. K., Labsi, N., Ouyahia, S. E., et El Ganaoui, M.** (2019). Second law analysis of MHD mixed convection heat transfer in a vented irregular cavity filled with Ag–MgO/water hybridnanofluid. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 137(3), 1113-1132.
- [47] **Belahmadi, E., et Bessaïh, R.** (2021). MHD heat transfer and entropy production of an Al₂O₃-water nanofluid in a horizontal cylinder. *Heat Transfer*, 50(5), 4892-4907.
- [48] **Aidaoui, L., Lasbet, Y., et Selimefendigil, F.** (2021). Effect of simultaneous application of chaotic laminar flow of nanofluid and non-uniform magnetic field on the entropy generation and energetic/exergetic efficiency. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, <https://doi.org/10.1007/s10973-021-10905-0>.
- [49] **Ashorynejad, H. R., et Zarghami, A.** (2018) Magnetohydrodynamics flow and heat transfer of Cu-water nanofluid through a partially porous wavy channel. *International journal of heat and mass transfer*, 119, 247-258.
- [50] **Nasiri, M., Rashidi, M. M., et Lorenzini, G.** (2015). Effect of magnetic field on entropy generaotin in a microchannel heat sink with offset fan shaped. *Entropy*, 18(1), 10.
- [51] **Hajjaligol, N., Fattahi, A., Ahmadi, M. H., Qomi, M. E., et Kakoli, E.** (2015). MHD mixed convection and entropy generation in a 3-D microchannel using Al₂O₃–water nanofluid. *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*, 46, 30-42.

- [52] **Kherroubi, S., Ragui, K., Labsi, N., Benkahla, Y. et Boutra, A.** (2020). Three-dimensional numerical study of mixed convection within a ventilated cavity (Shape 'L') crossed by a nanofluid under the effect of a magnetic field. *In Matec Web of Conférences* (Vol. 307, p. 01027). EDP Sciences.
- [53] **Aminfar, H., Mohammadpourfard, M., et Zonouzi, S. A.** (2013). Numerical study of the ferrofluid flow and heat transfer through a rectangular duct in the presence of a non-uniform transverse magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic materials*, 327,31-42.
- [54] **Gul, A., Khan, I., Shafie, S., Khalid, A., et Khan, A.** (2015). Heat transfer in MHD mixed convection flow of a ferrofluid along a vertical channel. *PloS one*, 10(11), e0141213.
- [55] **Selimefendigil, F., Oztop, H. F., Sheremet, M. A., et Abu-Hamdeh, N.** (2019). Forced convection of Fe₃O₄-water nanofluid in a bifurcating channel under the effect of variable magnetic field. *Energies*, 12(4), 666.
- [56] **Shah, R. K., et Khandekar, S.** (2019). Exploring ferrofluids for heat transfer augmentation. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 475, 389-400.
- [57] **Abadeh, A., Mohammadi, M., et Passandideh-Fard, M.** (2019). Experimental investigation on heat transfer enhancement for a ferrofluid in a helically z Field on Mixed Convection in a Rectangular Cavity Filled with Ferrofluid. *Journal homepage: <http://iieta.org/journals/ijht>*, 39(4), 1075-1086
- [58] **Fadaei, F., Shahrokhi, M., Dehkordi, A. M., et Abbasi, Z.** (2017). Heat transfer enhancement of Fe₃O₄ ferrofluids in the presence of magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 429, 314-323.
- [59] **Harfi, H., Kaddiri, M., Lamsaadi, M., et Tizakast, Y.** (2021). Effect of a Magnetic Field on Mixed Convection in a Rectangular Cavity Filled with Ferrofluid. *Journal homepage: <http://iieta.org/journals/ijht>*, 39(4), 1075-1086.
- [60] **Mayeli, P., Hesami, H., et Moghaddam, M. H. D. F.** (2017). Numerical investigation of the MHD forced convection and entropy generation in a straight duct with sinusoidal walls containing water–Al₂O₃ nanofluid. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 71(12), 1235-1250.
- [61] **Akbarinia, A., et Behzadmehr, A.** (2007). Numerical study of laminar mixed convection of a nanofluid in horizontal curved tubes. *Applied Thermal Engineering*, 27(8-9), 1327-1337.
- [62] **Chamkha, A. J., Jena, S. K., et Mahapatra, S. K.** (2015). MHD convection of nanofluids: a review. *Journal of Nanofluids*, 4(3), 271-292.
- [63] **Xue, Q. Z.** (2005). Model for thermal conductivity of carbon nanotube-based composites. *Physica B: Condensed Matter*, 368(1-4), 302-307..

- [64] **Tayebi, T., Chamkha, A. J., et Djezzar, M.** (2019). Natural convection of CNT-water nanofluid in an annular space between confocal elliptic cylinders with constant heat flux on inner wall. *Scientia Iranica*, 26(5), 2770-2783.
- [65] **Sadeghi, M. S., Tayebi, T., Dogonchi, A. S., Nayak, M. K., et Waqas, M.** (2021). Analysis of thermal behavior of magnetic buoyancy-driven flow in ferrofluid-filled wavy enclosure furnished with two circular cylinders. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 120, 104951.
- [66] **S.V.Patankar.** (1980) Numerical heat transfer and fluid flow, McGraw-Hill", *New-York*,
- [67] **Shah, R. K.** (1972). Laminar Flow Forced Convection Heat Transfer and Flow Friction in Straight and Curved Ducts--A Summary of Analytical Solutions. *Stanford University*.
- [68] **Bayat, J., et Nikseresht, A. H.** (2011). Investigation of the different base fluid effects on the nanofluids heat transfer and pressure drop. *Heat and mass transfer*, 47(9), 1089-1099.
- [69] **Kim, D., Kwon, Y., Cho, Y., Li, C., Cheong, S., Hwang, Y., et Moon, S.** (2009). Convective heat transfer characteristics of nanofluids under laminar and turbulent flow conditions. *Current Applied Physics*, 9(2), e119-e123.
- [70] **G. Desrayaud et G. Lauriat.** (2009). Inversion de flux de convection mixte laminaire dans la région d'entrée de canaux à plaques verticales chauffées symétriquement, *Int. J. Thermal Sci.*, Vol. 48, p. 2036-2045

PRODUCTIONS SCIENTIFIQUES

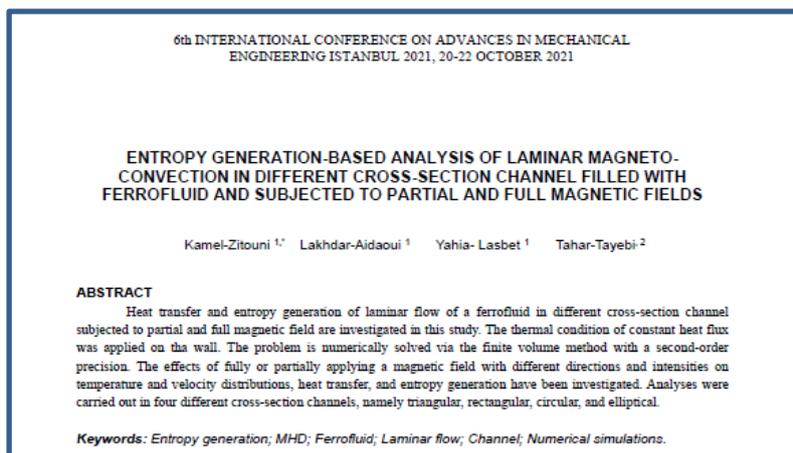
Publications Internationales :

1-Zitouni, K., Aidaoui, L., Lasbet, Y., & Tayebi, T. (2021). Toward the heat convection enhancement of nanofluids flowing in a 3D microchannel affected by a nonuniform magnetic field. *Heat Transfer*, 50(8), 8080-8102.



Communications Internationales :

1-Zitouni, K., Aidaoui, L., Lasbet, Y., & Tayebi, T. (2021) Entropy generation-based analysis of laminar magnetoconvection in different cross-section channel filled with ferrofluid and subjected to partial and full magnetic fields. *6th international conference on advances in mechanical engineering istanbul 2021, 20-22 october 2021*



Résumé :

Le travail de cette thèse constitue une contribution à l'étude de transfert thermique convectif MHD et génération d'entropies dans trois configurations différentes remplies des nanofluides (Fe₃O₄/eau et nanotubes de carbone/eau) :

Convection forcée dans une conduite de section carrée (horizontale), convection forcée dans plusieurs conduites de différentes sections (triangulaire, rectangulaire, circulaire et elliptique) et convection mixte dans une conduite de section carrée (horizontale et verticale).

Les équations de transport pour un fluide newtonien sont discrétisées par la méthode des volumes finis et sont résolues numériquement en utilisant un code CFD " Ansys Fluent."

Deux techniques ont été proposées pour améliorer les performances, l'une active (MHD) et l'autre passive (nanofluides). L'influence des paramètres pertinents tels que le nombre de Richardson (Ri), le nombre d'Hartmann(Ha), le nombre de Reynolds (Re), le nombre de Grashof (Gr), et la fraction volumique (ϕ) du nanofluide sur le champ dynamique et thermique est examinée en détail.

Les résultats numériques sont établis pour le coefficient de frottement, le nombre de poiseuille, le nombre de nusselt et l'entropie générée dans l'écoulement.

Les résultats montrent d'une part, que le transfert de chaleur et les pertes de charge augmente dans le cas d'une application du champ magnétique d'une façon non-uniforme (mode partiel) et pour une direction transversale du champ magnétique ($\gamma=\pi/2$).D'autre part l'application de MHD selon le mode complet et dans la direction de l'écoulement n'a pas affecté par les performances thermiques et dynamiques. Il est clairement observé que la géométrie circulaire donne des meilleures performances thermiques dans le cas d'une application du champ magnétique d'une façon non-uniforme (mode partiel) et pour une direction transversale du champ magnétique ($\gamma=\pi/2$). Tandis que la minimum création d'entropie est obtenue par la géométrie qui a les meilleures performances thermiques. En plus, les irréversibilités thermiques sont les plus importantes par rapport aux entropies de frottement et magnétiques, et finalement le ferrofluide améliore considérablement les performances par rapport au CNT.

Mots-clés : Entropie générale, Champ magnétique, Ferrofluide, Convection mixte, Canal, Nanofluide. MHD, CNT.

إن عمل هذه الأطروحة هو مساهمة في دراسة نقل الحرارة الحرارية MHD وتوليد الأنثروبي في ثلاثة تشكيلات مختلفة مليئة بالسوائل النانوية (الأنابيب النانوية والكربون/ الماء - Fe_3O_4 / الماء): الحمل الحراري القسري في أنبوب مربع (أفقي)، الحمل الحراري القسري في عدة أنابيب من أقسام مختلفة (مثلثة ومستطيلة ودائرية وإهليجية) ، الحمل الحراري المختلط في أنبوب مربع (أفقي ورأسي). يتم تحديد معادلات النقل للسائل النيوتوني بواسطة طريقة الحجم الممنهية ويتم حلها رقمياً باستخدام برنامج CFD «Ansys Fluent».

تم اقتراح تقنيتين لتحسين الأداء، إحداهما نشطة (MHD) والأخرى سلبية (الموائع النانوية). تمت دراسة تأثير المعلمات ذات الصلة مثل عدد Richardson (Ri)، وعدد Hartmann (Ha)، وعدد Reynolds (Re)، وعدد Grashof (Gr)، وحجم جزء (\emptyset) من الموائع النانوية على المجال الديناميكي والحراري بالتفصيل.

تم تحديد النتائج الرقمية لمعامل الاحتكاك ، عدد poiseuille ، عدد Nusselt والانتروبيا المتولدة في التدفق. تظهر النتائج، من ناحية، أن نقل الحرارة وفقدان الحمل يزدادان في حالة التطبيق غير الموحد للمجال المغناطيسي (الوضع الجزئي) وفي الاتجاه العرضي للمجال المغناطيسي ($\gamma=\pi/2$). من ناحية أخرى ، لم يؤثر تطبيق MHD في النمط الكامل واتجاه التدفق على الأداء الحراري والديناميكي. من الواضح أن الأشكال الدائرية تعطي أفضل أداء حراري في حالة التطبيق غير الموحد للمجال المغناطيسي (الوضع الجزئي) وللاتجاه العرضي للمجال المغناطيسي ($\gamma=\pi/2$). بينما يتم الحصول على الحد الأدنى من إنشاء الأنثروبي من خلال الأشكال الهندسة التي تتمتع بأفضل أداء حراري. بالإضافة إلى ذلك، فإن اللارجوعية للأنثروبيا الحرارية هي الأكثر أهمية فيما يتعلق ب الأنثروبي الاحتكاكي و الأنثروبي المغناطيسي، وأخيراً فإن الفروفلويد (Ferrofluide) يحسن بشكل كبير الأداء مقارنة بـ CNT.

الكلمات البحث : الأنثروبي العام، المجال المغناطيسي، فيروفلويد (Ferrofluide)، حمل مختلط، قناة، نانوفلويد (nanofluides). MHD ، CNT

Abstract:

The work of this thesis is a contribution to the study of MHD convective heat transfer and entropy generation in three different configurations filled with nanofluids ($\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{water}$ and carbon nanotubes/water):

Forced convection in a square (horizontal) cross-section pipe, forced convection in several pipes with different cross-sections (triangular, rectangular, circular and elliptical) and mixed convection in a square (horizontal and vertical) cross-section pipe.

The transport equations for a Newtonian fluid are discretized by the finite volume method and are solved numerically using a CFD code "Ansys Fluent".

Two techniques have been proposed to improve the performance, one active (MHD) and the other passive (nanofluids). The influence of relevant parameters such as Richardson number (Ri), Hartmann number (Ha), Reynolds number (Re), Grashof number (Gr), and volume fraction (ϕ) of the nanofluid on the dynamic and thermal field is examined in detail.

Numerical results are established for the friction coefficient, poiseuille number, nusselt number, and entropy generated in the flow.

The results show, on the one hand, that the heat transfer and pressure losses increase in the case of applying the magnetic field in a non-uniform way (partial mode) and for a transverse direction of the magnetic field ($\gamma=\pi/2$). On the other hand, the application of MHD according to the full mode and in the direction of the flow did not affect the thermal and dynamic performances. It is clearly observed that the circular geometry gives better thermal performance in the case of applying the magnetic field in a non-uniform way (partial mode) and for a transverse direction of the magnetic field ($\gamma=\pi/2$). While the minimum entropy creation is obtained by the geometry that has the best thermal performance. In addition, the thermal irreversibility's are the most important compared to the frictional and magnetic entropies, and finally the ferrofluid improves the performance significantly compared to CNT.

Keywords: General entropy, Magnetic field, Ferrofluid, Mixed convection, Channel, Nanofluid. MHD, CNT
