



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique

جامعة وهران 2 محمد بن أحمد
Université d'Oran 2 Mohamed Ben Ahmed

معهد الصيانة و الأمن الصناعي
Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle

Thèse

Pour l'obtention du diplôme de Doctorat LMD

Filière : Génie mécanique.

Spécialité : Thermique et mécanique des machines industrielles.

Thème

Etude de l'écoulement d'un fluide non Newtonien dans un entrefer en dimension variable

Présenté et soutenu publiquement par :

Nom : Benhizia, Prénom : Oussama.

Devant le jury composé de :

Nom et Prénom	Grade	Etablissement	Qualité
OTSMANI ZINEB	MCA	Université d'Oran 2 IMSI	Présidente
BOUZIT MOHAMED	Professeur	USTO-MB	Rapporteur
HOUAT SAMIR	Professeur	Université de Mostaganem	Examineur
ACHACHE HABIB	MCA	Université d'Oran 2 IMSI	Examineur
BELARIFI FARID	Professeur	Université d'Oran 2 IMSI	Examineur

Année 2020/2021

Au mon dieu clément et miséricordieux,

A mon père qui a semé et entretenu la plante que je suis,

*A ma mère, source de tendresse, de patience et de
générosité qui a toujours été mon dernier rempart, ses
prières me donnent l'énergie et la force pour avancer,*

A mes frères et mes sœurs,

A tous mes proches et amis,

A tous ceux qui m'ont aidé et encouragé,

Remerciement

Tous d'abord je voudrais remercier mon Dieu ALLAH le tout puissant qui m'a donné la santé, la force, le courage et la patience pour réaliser ce modeste travail.

*J'aimerais remercier particulièrement mon directeur de thèse Monsieur **Bouzit Mohamed**, Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran USTO pour son aide inestimable, sa patience et ses encouragements dans ce travail. Il m'a conduit avec sérénité jusqu'à l'aboutissement de cette thèse à travers ses conseils et pour m'avoir assuré des conditions de travail adéquates. J'ai aimé travailler avec lui et je le remercie fortement pour l'apport scientifique qu'il m'a fourni. Il n'a guère économisé d'effort pour me conseiller.*

*Je remercie également Madame **Otsmani Zineb**, Maitre de conférences A à l'université d'Oran 2, pour m'avoir fait le grand honneur d'accepter la présidence de mon jury de thèse et pour le temps qu'elle accepte à consacrer pour l'expertise de ce travail.*

*Mes remerciements sont adressés à l'honorables membre de jury et examinateur, Monsieur **Haout Samir**, Professeur à l'université Abdelhamid Ibn Badis Mostaganem pour avoir accepté d'examiner ce modeste travail.*

*Je tiens à remercier professeur **Belarifi Farid** et docteur **Achache Habib**, pour l'acceptation de faire partie de ce jury et pour tous les immenses efforts qu'ils fournissent au niveau de notre honorable institut.*

*J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur **Dellil Ahmed Zineddine**, Professeur à l'université d'Oran 2 pour ses orientations et l'aide qu'il m'a apporté durant ces six années de travail. Je n'oublie pas de remercier Monsieur **Laidoudi Housseem**, Maitre de conférence B à USTO pour son aide à l'accomplissement de ce travail.*

Enfin, je souhaite remercier l'ensemble des membres du laboratoire de Génie mécanique de l'IGCMO et les enseignants de l'Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle avec qui j'ai travaillé durant ces six années.

Mr. Benhizia Oussama

Table des matières

Dédicace	I
Remerciement	II
Table des matières	III
Liste des figures	VII
Liste des tableaux	XI
Nomenclature	1
Introduction générale	4

Chapitre 1. Etude bibliographique

1.1 Introduction	8
1.2 Transfert par convection utilisant les fluides Newtoniens	9
1.3 Transfert par convection utilisant les Nanofluides	11
1.4 Transfert par convection utilisant Les fluides non Newtoniens d'Ostwald	14
1.5 Conclusion	20
Références	20

Chapitre 2. Les principaux modes de transfert thermique

2.1 Introduction	31
2.2 La conduction	31
2.3 Le rayonnement	32
2.4 La convection	32
2.4.1 Convection forcée	33
2.4.2 Convection naturelle	33
Notions générales sur la flottabilité	34
2.4.3 La convection mixte	35
2.5 Les couches limites	35
2.5.1 Couche limite dynamique	36

2.5.2 Couche limite thermique	36
Références	37

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

3.1 Introduction	39
3.2 Rhéomètres	39
3.3 Fluides Newtoniens (Notions générales)	39
3.2.1 Viscosité de cisaillement	39
3.3.2 Contrainte de cisaillement & Déformation de cisaillement	40
3.3.2.1 La contrainte de cisaillement	41
3.3.2.2 La déformation de cisaillement	41
3.4 Les fluides non Newtoniens	42
3.4.1 Fluide non newtonien dans le comportement est indépendant du temps	44
3.4.1.1 Fluides pseudoplastiques ou rhéo-fluidifiants	45
3.4.1.2 Fluides dilatants ou rhéo-épaississants	46
3.4.1.3 Fluides à seuil de contrainte (fluides plastiques)	47
3.4.2 Fluide non newtonien dans le comportement est dépendant du temps	48
2.4.2.1 Fluide thixotrope	48
3.4.2.2 Fluide antithixotrope/rhéopectique	49
3.4.2.3 Les fluides viscoélastiques	50

Chapitre 3. Méthode mathématique et numérique

4.1 Introduction	52
4.2 Description du problème	53
4.2.1 Les différents types des cylindres	53
4.2.2 Les équations générales	54
4.2.2.1 Continuité	54
4.2.2.2 Moment	54
4.2.2.3 Energie	55

4.3 Les grandeurs physiques	56
4.3.1 Le nombre de Prandtl	56
4.3.2 Le nombre de Grashof	56
4.3.3 Le nombre de Rayleigh	56
4.3.4 Le nombre de Richardson	56
4.3.5 Le nombre de Reynolds	57
4.3.6 Le nombre de Nusselt	57
4.4 Méthodologie Numérique	57
4.4.1 Méthode des volumes finis	59
4.4.2 Présentation de code ANSYS CFX	59
4.4.2.1 Présentation de l'ANSYS ICEM CFD	60
4.4.2.2 CFX Pré	60
4.4.2.3 CFX Solver	61
4.4.2.4 CFX Post	61
4.4.3 Algorithme SIMPLE	61
4.4.4 Le choix de maillage	62
4.4.5 Test de maillage	63
4.5 Ecoulement laminaire de la convection naturelle	64
4.6 Conclusion	65
Références	65

Chapitre 5. Résultats et discussions

5.1 Introduction	67
5.2 Choix des paramètres physiques	67
5.2.1 Type et qualité de maillage	68
5.3 Interprétation des résultats pour des cylindres excentriques	68
5.3.1 Les lignes de courant	69
5.3.2 Les contours de température	76
5.3.3 La vitesse du fluide	83

5.3.4 La vitesse et la température adimensionnelle	85
5.3.5 Effet de nombre de Prandtl sur le flux de chaleur	90
5.3.6 Effets du Pr, Ra, ε , ϕ and n sur le nombre de Nusselt moyen	91
5.4 Interprétation des résultats pour des cylindres avec cannes	95
5.4.1 Les lignes de courant et isothermes	96
5.4.2 La température adimensionnelle	103
5.4.3 La vitesse du fluide	104
5.4.4 Le nombre de Nusselt moyen	105
5.5 Conclusion	106
Conclusion générale	108
Résumé	110

Liste des figures

Figure 2.1	Schéma du transfert de chaleur conductif	31
Figure 2.2	Principe de la convection	33
Figure 2.3	Forces impliquées dans la flottabilité	35
Figure 2.4	Développement d'une couche limite sur une plaque plane	36
Figure 2.5	Développement de la couche limite hydrodynamique sur une longue surface plane	36
Figure 2.6	Développement de la couche limite thermique sur une longue surface plane	37
Figure 3.1	Cisaillement simple d'un fluide newtonien entre deux plans parallèles	40
Figure 3.2	Modèle à deux plaques pour les essais de cisaillement avec zone de cisaillement A, largeur de l'espace h, force de cisaillement F, voies de déviation et angle de déviation ϕ pour le calcul de la contrainte de cisaillement et déformation de cisaillement.	41
Figure 3.3	Modèle à deux plaques utilisées pour définir la contrainte de cisaillement à l'aide des paramètres de la force de cisaillement F et de la zone de cisaillement A de la plaque mobile supérieure.	41
Figure 3.4	Mécanisme de déformation par cisaillement	42
Figure 3.5	Exemples des fluides non Newtoniens	43
Figure 3.6	Comportement des fluides non Newtoniens couramment rencontrés	44
Figure 3.7	Comportement du flux fluidifiant par cisaillement sous contrainte	45
Figure 3.8	Exemple de fluide dilatant sous cisaillement	46
Figure 3.9	Comportement d'un fluide à seuil	47
Figure 3.10	Comportement d'un fluide thixotrope	49
Figure 3.11	Comportement d'un fluide antithixotropie	49
Figure 3.12	Différences entre les fluides thixotropes et antithixotropes sous cisaillement	50
Figure 4.1	Schéma de l'arrangement de Taylor-Couette	52
Figure 4.2 (a)	Deux cylindres isothermes horizontales concentriques	53
Figure 4.2 (b)	Vue latérale du domain physique	53
Figure 4.3	Les différents types de cylindre intérieur	54
Figure 4.4 (a)	La méthode des volumes finis	59

Figure 4.4 (b)	Volume de contrôle bidimensionnel	59
Figure 4.5	Ansys CFX file types	60
Figure 4.6 (a)	Maillage du domaine numérique	62
Figure 4.6 (b)	Nœuds du maillage type cellule M.A.C	62
Figure 4.6 (c)	Maillage du domaine numérique excentrique	63
Figure 4.7	Cisaillement laminaire de deux couches limite	64
Figure 5.1	Maillage irrégulier pour deux cylindres concentrique	68
Figure 5.2	Les lignes de courant pour $Ra=10^4$, $\phi=0^\circ$, $Pr=10$ et différentes valeurs de ε et n	70
Figure 5.3	Les lignes de courant pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et différentes valeurs de ϕ et n	71
Figure 5.4	Les lignes de courant pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$ et $\phi=45^\circ$ pour différentes valeurs de n	72
Figure 5.5	Les lignes de courant pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$ et $\phi=90^\circ$ pour différentes valeurs de n	72
Figure 5.6	Les lignes de courant pour $\phi=0$, $\varepsilon=0$, $Pr=10$ et différentes valeurs de Ra et n	73
Figure 5.7	Les lignes de courant pour $n=0.6$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et différentes valeurs de Ra et ϕ	74
Figure 5.8	Isothermes pour $Ra=10^4$, $\phi=0^\circ$, $Pr=10$ et différentes valeurs de ε et n	77
Figure 5.9	Isothermes pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et différentes valeurs de ϕ et n	78
Figure 5.10	Isothermes pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et $\phi=45^\circ$ pour différentes valeurs de n	79
Figure 5.11	Isothermes pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et $\phi=90^\circ$ pour différentes valeurs de n	79
Figure 5.12	Isothermes pour $\phi=0$, $\varepsilon=0$, $Pr=10$ et différentes valeurs de Ra et n	80
Figure 5.13	Isothermes pour $n=0.6$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et différentes valeurs de Ra et ϕ	81
Figure 5.14	Les lignes 1 et 2	83
Figure 5.15	La vitesse du fluide suivant la ligne 1 (droite) et ligne 2	84

	(gauche)	
Figure 5.16	La température (gauche) et la vitesse (droite) adimensionnels suivant la ligne horizontale pour $\phi=0^\circ$, $\varepsilon=0$, $Ra=10^4$ et différents nombre de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr=100$ (deuxième ligne), $Pr=1000$ (troisième ligne)	86
Figure 5.17	La température (gauche) et la vitesse (droite) adimensionnels suivant la ligne horizontale pour $\phi=0^\circ$, $\varepsilon=0$, $Pr=100$ et différents nombre de Rayleigh $Ra=10^3$ (premier ligne), $Ra=10^4$ (deuxième ligne), $Ra=10^5$ (troisième ligne)	87
Figure 5.18	La température (gauche) et la vitesse (droite) adimensionnels suivant la ligne verticale pour $\phi=0^\circ$, $Ra=10^4$, $Pr=100$ et différents excentricités $\varepsilon=0$ (premier ligne), $\varepsilon=0.3$ (deuxième ligne), $\varepsilon=0.6$ (troisième ligne) et $\varepsilon=0.9$ (quatrième ligne)	89
Figure 5.19	Effect de nombre de Prandtl sur le flux de chaleur pour $\varepsilon=0$, $\phi=0^\circ$ et différents valeurs de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr=10^2$ (deuxième ligne) et $Pr=10^3$ (troisième ligne)	90
Figure 5.20	Le nombre de Nusselt moyen par rapport à l'indice de la loi de puissance n à $\phi=0^\circ$ pour différents paramètres de Ra , ε et nombre de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr = 100$ (deuxième ligne), $Pr= 1000$ (troisième ligne)	92
Figure 5.21	Le nombre de Nusselt moyen par rapport à l'indice de la loi de puissance n à $\phi=45^\circ$ pour différents paramètres de Ra , ε et nombre de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr = 100$ (deuxième ligne), $Pr= 1000$ (troisième ligne)	93
Figure 5.22	Le nombre de Nusselt moyen par rapport à l'indice de la loi de puissance n à $\phi=90^\circ$ pour différents paramètres de Ra , ε et nombre de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr = 100$ (deuxième ligne), $Pr= 1000$ (troisième ligne)	94
Figure 5.23	Les lignes de courant pour $Pr=100$ et $Ra=10^4$ pour différentes géométries	96
Figure 5.24	Les lignes de courant pour $Pr=100$ et $Ra=10^4$ pour différentes géométries	97
Figure 5.25	Isothermes pour $Pr=100$ et $Ra=10^4$ pour différentes géométries	99

Figure 5.26	Les lignes de courant pour $Pr=100$ et $n=0.6$ pour différentes Ra et géométries	100
Figure 5.27	Les lignes de courant pour $Pr=100$ et $n=1$ pour différentes Ra et géométries	101
Figure 5.28	Isothermes pour $Pr=100$ et $n=0.6$ pour différentes Ra et géométries	102
Figure 5.29	La température adimensionnelle suivant les lignes 1 et 2 pour $Pr=100$ et $Ra=10^4$ et $n=0.6$ (premier ligne), $n=1$ (deuxième ligne)	103
Figure 5.30	Profils de vitesse sur les deux lignes 1 et 2 pour $Pr=10$, $Ra=10^4$ et $n=0.6$ (premier ligne), $n=1$ (deuxième ligne)	104
Figure 5.31	Le nombre de Nusselt en fonction des différentes paramètres $Pr=10$ (premier ligne), $Pr=100$ (deuxième ligne), $Pr=10^3$ (troisième ligne)	105

Liste des tableaux

Tableau 4.1	Effet du nombre d'éléments sur le transfert thermique	64
-------------	---	----

Nomenclature

Acronyms

PDQ	Polynomial-based differential quadrature
DFD	Domain free discretization
RBF	Radial basis function
MHD	Magnetohydro-dynamic
PVP	Polyvinylpyrrolidone
ASD	Average standard deviation
PVT	Photovoltaic thermal
PCM	phase change materials
GNF	Generalised Newtonian fluid
CWHF	Constant wall heat flux
CWT	Constant wall temperature
UHF	Uniform heat flux
TC	Taylor-Couette
CV	Control volume
EDP	Equations différentielles aux dérivées partielles
MDF	Mécanique des fluides
CFD	Computational fluid dynamics
SIMPLE	Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation
PR	Le poids réel
PA	Le poids d'Archimède

Symboles

F	Force de cisaillement
A	Surface de cisaillement
t	Temps
m	Indice de consistance
n	Indice de la loi de puissance

R_o	Rayon du cylindre extérieur
R_i	Rayon du cylindre intérieur
RR	Rapport de rayon (r_o/r_i)
L	Longueur caractéristique ($L=R_o-R_i$)
T_i	Température du cylindre intérieur
T_o	Température du cylindre extérieur
T_0	Température opérante
T	Température
g	Accélération de la gravité
P	Pression
C_p	Chaleur massique à pression constante
Pr	Nombre de Prandtl
Gr	Nombre de Grashof
Ra	Nombre de Rayleigh
Re	Nombre de Reynolds
Ri	Nombre de Richardson
Nu	Nombre de Nusselt
h	Coefficient d'échange par convection
k	Conductivité thermique
Q	Quantité de chaleur
C	Constant
e	Distance entre les centres des deux cylindres
R	Rayon
u, v	Vitesse radiale et tangentielle
\bar{u}, \bar{v}	Vitesse radiale et tangentielle adimensionnelles
x, y	Coordonné cartésienne
Symboles grecques	
α	Diffusivité thermique

β	Coefficient de dilatation thermique
γ	Déformation par cisaillement
τ	Contrainte de cisaillement
τ_0	Contrainte seuil de cisaillement
ΔT	Différence de température ($\Delta T = T_i - T_o$)
ε	Rapport d'excentricité
θ	Température adimensionnel
μ	Viscosité dynamique
μ_a	Viscosité apparente
μ_B	Viscosité d'un fluide de Bingham
ν	Viscosité cinématique
ρ	La masse volumique
ρ_0	Densité de référence
ϕ	Angle d'inclinaison du cylindre intérieur
ϕ	Angle

Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

L'un des principaux défis de la gestion de l'énergie thermique est de mettre en pratique des systèmes d'optimisation du transfert thermique qui est un domaine de recherche très actif à cause de ces diverses applications dans les systèmes d'ingénierie est dans le domaine industriel tel que : les échangeurs de chaleur, le refroidissement électronique, l'énergie solaire, l'isolation thermique...etc.

Au cours de ces dernières années un intérêt considérable a été porté à la convection naturelle qui est un phénomène présent dans plusieurs applications industrielles et L'amélioration du transfert de chaleur dans de tels applications est très important du point de vue économique. L'importance du transfert de chaleur par convection pousse les chercheurs à traiter ce phénomène par des études expérimentales, analytiques et numériques car Plusieurs applications utilisent la convection naturelle comme le principal mécanisme du transfert thermique et lorsque seule la convection naturelle est en vigueur dans de tels applications, il est nécessaire de bien comprendre ce phénomène afin de procéder à des améliorations dans ces systèmes.

L'écoulement et le transfert thermique entraîné par les forces de flottabilité est un problème fondamental en mécanique des fluides. La physique induite par ce phénomène peut être utilisé comme une solution à la conception et le développement de divers systèmes. Pour le cas des géométries confinées, la flottabilité thermique joue un rôle important sur le sillage derrière ces géométries et dans le taux du transfert thermique.

L'étude des écoulements et du transfert thermique dans des entrefers est d'une importance capitale et d'un très grand intérêt industriel et économique à cause de leur présence dans de nombreuses applications techniques telles que les échangeurs de chaleur, les systèmes de stockage de chaleur le refroidissement électroniques ...etc. L'étude de ce genre de problème se ramène à déterminer et prédire les champs de vitesse, de température, les taux de transferts thermiques en fonction des divers paramètres liés à ce problème.

L'utilisation des systèmes pour le transfert thermique ne se limite pas à essayer toujours d'aller dans l'axe de l'amélioration du taux de transfert thermique, mais parfois on est amené à chercher à diminuer le transfert de chaleur pour améliorer un système d'isolation et donc proposer des géométries qui influent négativement sur le transfert thermique.

La nature des substances et des fluides de travail dans le domaine du transfert thermique a une influence considérable par rapport aux taux de transfert thermique. Le paramètre de viscosité à son rôle dans le phénomène des échanges de chaleur, et, une des techniques d'amélioration du transfert thermique et l'utilisation des fluides qui ont la caractéristique de

Introduction générale

viscosité apparente qui ne dépend pas seulement de la température mais aussi du taux de cisaillement. En effet, de nombreuses substances courantes utilisées présentent un comportement non newtonien et les fluides d'Ostwald (loi de puissance) occupe une place importante dans la catégorie des substances utilisées dans le domaine du transfert thermique.

Dans des systèmes utilisant les fluides non newtoniens, la viscosité apparente a une influence considérable sur le champ d'écoulement et la maîtrise de ce phénomène peut nous aider à concevoir des systèmes pour l'amélioration du transfert thermique.

La modélisation et la simulation des systèmes thermiques a eu un développement extraordinaire vu les facilités trouvées par des chercheurs dans ce domaine. Bien que l'étude des phénomènes de transfert dans ces systèmes par les bancs d'essai expérimentaux soit toujours une approche intéressante, mais la simulation numérique a fait un band important dans les études du transfert thermique au niveau des application industrielles poussée dans ce contexte par la multiplication des codes de calcul très performants. L'utilisation des codes de calcul peut faciliter l'analyse des comportements mais la compréhension des phénomènes physiques principaux et sous-jacents est très importante pour que l'utilisation du code de calcul ne se limite pas à de simples utilisations de modules numériques.

L'objectif de cette étude numérique est de montrer l'impact des différents paramètres (nombre de Rayleigh, nombre de Prandtl, indice de puissance n et l'excentricité e) sur le transfert de chaleur dans l'entrefe.

Cette étude est structurée en cinq chapitres :

Dans le premier chapitre nous avons présenté une étude bibliographique. Les revues bibliographiques sur les travaux réalisés sur la convection naturelle des fluides newtonien et non-newtonien dans des diverses configurations géométriques et différentes études numériques sur l'échange thermique.

Le deuxième chapitre est consacré aux notions générales sur les différents modes de transfert thermique.

Le troisième chapitre traite des comportements rhéologiques des fluides newtoniens et non-newtoniens et les modèles qui les régissent.

Dans le quatrième chapitre nous présentons les équations générales qui gouvernent les problèmes physiques du transfert de la chaleur, les différents grandeurs associées à ce phénomène ainsi que la méthode numérique utilisée par le code de calcul afin de discrétiser les équations gouvernantes.

Introduction générale

Le cinquième chapitre englobe les résultats des simulations ainsi que l'analyse de ces résultats. Nous présentons l'orientation des lignes de courant, les champs des vecteurs vitesse, la répartition des champs de température dans l'entrefer, et l'évolution des zones de recirculation et surtout effet de la flottabilité thermique sur l'écoulement laminaire d'un fluide Ostwald de Waele).

Nous terminons notre thèse par une conclusion générale qui présente les principaux résultats obtenus ainsi que les perspectives pour d'éventuels travaux dans le futur.

Chapitre 1

Etude bibliographique

Chapitre 1. Etude bibliographique

1.1 Introduction

Lorsque la chaleur est ajoutée à un fluide et que la densité du fluide varie avec la température, un écoulement peut être induit en raison de la force de gravité agissant sur les variations de densité. Ces débits entraînés par la flottabilité sont fortement affectés par la force de gravité. Comme la force de gravité est proportionnelle à la densité du fluide, des débits flottants peuvent se produire chaque fois que la densité du fluide varie pour une raison quelconque. La situation d'écoulement flottant la plus courante est la convection naturelle (ou libre), où la densité du fluide varie avec la température. Un nombre adimensionnel important pour les flux de convection naturelle est le nombre de Grashof

$$\text{Gr} = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu^2} \quad (1.1)$$

Où g est la magnitude du vecteur de gravité, T est la plage de température, L est l'échelle de longueur, ν est la viscosité cinématique et β le coefficient de dilatation thermique.

Le nombre de Grashof représente le rapport de la force de flottabilité à la force visqueuse, et joue donc le même rôle que le nombre de Reynolds (Re) pour les flux de convection forcée. Un nombre sans dimensions associé est le nombre Rayleigh $Ra = Gr Pr$, où Pr est le nombre Prandtl. Un flux de convection naturel est généralement laminaire si $Ra < 10^8$ et turbulent si $Ra > 10^{10}$.

Pour beaucoup d'écoulements de convection naturels, vous pouvez recevoir la convergence plus rapide avec le modèle de Boussinesq que vous pouvez passer le fait de monter le problème avec la densité liquide comme une fonction de température. Ce modèle traite la densité comme une valeur constante dans toutes les équations résolues, à part le terme de flottabilité dans l'équation de moment :

$$(\rho - \rho_0) g = -\rho_0 \beta (T - T_0) g \quad (1.2)$$

Où ρ_0 est la densité de référence, T_0 est la température opérante, β est le coefficient d'expansion thermique et g est la force de gravité. L'équation (1.2) peut être simplifiée comme

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta \Delta T) \quad (1.3)$$

Cette approximation est exacte aussi longtemps que les changements dans la densité réelle sont petits; spécialement, l'approximation Boussinesq est valide quand $\beta (T - T_0) \ll 1$.

Le modèle de Boussinesq ne devrait pas être utilisé si les différences de température dans le domaine sont grandes. En plus, il ne peut pas être utilisé avec les calculs d'espèces, la combustion, ou les écoulements réagissant.

L'écoulement de convection mixte fait allusion à l'écoulement dans lequel les processus de convection tant naturels que forcés sont importants. L'importance relative d'effets de convection

Chapitre 1. Etude bibliographique

naturels et forcés est caractérisée par le rapport Gr/Re^2 . Si ce rapport est de façon significative moins que l'unité, les effets de convection naturels peuvent bien être négligés.

L'étude de l'écoulement dans un espace annulaire a été un des sujets intéressants de beaucoup d'industriels et de chercheurs en raison de sa signification dans le développement de processus technologiques qui constituent des stades de production souvent rencontrés dans les industries différentes dans les champs de collectionneurs solaires, réacteurs nucléaires, le refroidissement de systèmes électroniques, échangeurs thermiques et systèmes d'entreposage d'énergie thermiques.

1.2 Transfert par convection utilisant les fluides Newtoniens

Un fluide newtonien se définit comme un fluide à viscosité constante, avec un taux de cisaillement nul à une contrainte de cisaillement nulle, c'est-à-dire que le taux de cisaillement est directement proportionnel à la contrainte de cisaillement. Leur viscosité reste constante, quelle que soit la quantité de cisaillement appliquée pour une température constante. L'eau, l'air, l'alcool et le glycérol sont tous des exemples de fluides newtoniens dans la gamme des contraintes de cisaillement et des taux de cisaillement rencontrés dans la vie quotidienne.

Du siècle dernier jusqu'à aujourd'hui. De nombreux travaux ont été réalisés à partir d'expériences de laboratoire, de simulations numériques et de développement analytique. Les premières études qui méritent d'être mentionnées ici ont été réalisées par E.H. Bishop et al [1-3] et Mack & H.C. Hardee [4]. Ils ont précipité la question de la convection naturelle dans des régimes stables et instables entre deux sphères concentriques et excentriques à des rapports de diamètre différents. Les fluides dans ces études étaient l'eau, les huiles de silicone et l'air. Ils ont représenté des isothermes et des rationalités, discuté de la variation de la conductivité thermique efficace, discuté de la température sans dimension et la distribution de la vitesse à différents angles et le nombre de Nusselt en fonction des nombres de Grashof et de Rayleigh. Suivant cette forme d'annulaire sphérique, le flux s'est rompu en flux multicellulaire à des nombres élevés de Rayleigh pour l'air, l'eau et à des nombres bas de Rayleigh pour les métaux liquides [5].

La convection thermique naturelle dans un espace annulaire vertical avec un gradient de température horizontal a été étudiée par plusieurs auteurs. I. Catton et al [6] ont effectué une étude numérique sur la convection naturelle à l'état stationnaire bidimensionnel dans une fente rectangulaire inclinée sur une vaste gamme de nombres Pr en utilisant la méthode Galerkin. Ils ont découvert que la structure du flux et le transport de chaleur dépendent du rapport d'aspect, de l'angle d'inclinaison et du nombre de Rayleigh. Kueln & Goldstein [7-10] a réalisé des études expérimentales et numériques sur le problème de la convection naturelle dans un anneau

Chapitre 1. Etude bibliographique

formé par deux cylindres concentriques et excentriques. Ils ont trouvé une corrélation pour le transfert de chaleur par conduction, flux laminaire et turbulent, ils représentaient le coefficient de transfert de chaleur par rapport au nombre de Rayleigh le long des deux cylindres où il augmente dans le cylindre intérieur et diminue dans le cylindre extérieur. De vahl davis et al [11] ont étudié la convection naturelle dans un espace annulaire vertical à des nombres de Rayleigh de $2 \cdot 10^5$. Une étude paramétrique faisant varier le nombre de Prandtl dans un intervalle de $0,5 \leq Pr \leq 10^4$ et un rapport de forme A_r entre 1 et 33 pour des rapports de rayon entre 1 et 10 leur a permis de conclure que le transfert de chaleur n'est pas seulement une fonction du nombre de Rayleigh Ra et du rapport A_r mais aussi du rayon ratios. Le configuration de Rayleigh-Bénard, qui implique classiquement une enceinte rectangulaire avec des murs verticaux adiabatiques et des murs horizontaux chauffés de façon différentielle avec le mur du bas à des températures plus élevées, a été étudié par A. Bejan [12].

Les caractéristiques du débit sous l'effet de la flottabilité peuvent être trouvées dans les états tridimensionnels [13,14] et bidimensionnels [15, 16]. Les auteurs ont utilisé les méthodes de la troncature de série, la méthode de la direction alternée implicite, et la méthode du volume fini pour examiner la distribution de transfert de chaleur sur les cylindres intérieurs et extérieurs à différents endroits excentriques. L'approche de la méthode globale de quadrature différentielle polynomiale (PDQ) s'est révélée efficace et précise grâce à la mise en œuvre simple d'une condition de valeur de pression unique [17], lorsque cette approche est appliquée au cas concentrique la fonction de flux sur le cylindre intérieur est presque nulle et le flux est symétrique, dans le cas excentrique, il a été constaté que la valeur de la fonction de flux n'est pas zéro et il y a une circulation globale sur le cylindre intérieur. La méthode de discrétisation libre de domaine (DFD) est basée sur l'interpolation Lagrange et la quadrature différentielle polynomiale (PDQ), Y.L. Wu et al [18] ont utilisé la fonction de base radiale (RBF) comme approximation dans la méthode DFD. Il a été constaté que la méthode RBF-DFD peut rendre le calcul numérique plus stable que la méthode DFD elle-même. L'examen approfondi de S. Ostrach [19] a presque permis de saisir les données disponibles à cette date.

Peu d'études ont porté sur un annulaire à géométrie différente, le cylindre creux à fente [20] et le cylindre rhombique [21]. Ces études concordent bien avec les cas de formes concentriques et excentriques [22-24] dans lesquelles le taux de transfert de chaleur est augmenté avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, de l'espace de l'enceinte et de la valeur d'excentricité. On constate qu'il existe une valeur critique de l'angle rhombique et de la largeur de fente sans dimension où le taux de transfert de chaleur total est maximum. Cette valeur est au plus grand angle rhombique (30°) et le plus petit écart (0,25), la valeur critique de largeur de fente est prise $0 \leq S \leq 0,5$ où le flux passe du double vortex au triple vortex.

Chapitre 1. Etude bibliographique

L'estimation du transfert de chaleur pour les propriétés de conductivité et de viscosité dépendantes de la température en fonction des nombres de Rayleigh et de Prandtl dans une enceinte carrée sur une large gamme de nombres de Prandtl a été faite par A.F. Emery & J.W. Lee [25]. Lorsque le nombre de Prandtl diminue, la couche limite thermique devient plus épaisse et le gradient de température devient plus faible. Cette corrélation est également valable pour les parois isothermes et à flux constant de chaleur. O. Aydin et al [26] ont étudié le débit d'air induit par la flottabilité dans une enceinte carrée chauffée par le bas sur une vaste gamme de nombres de Rayleigh. Ils ont constaté que dans le régime turbulent il y a une cellule secondaire et le taux de transfert de chaleur dépend fortement du nombre de Rayleigh tandis que l'effet du rapport d'aspect est plus fort lorsque l'enceinte est haute.

Megad. A et al [27] ont montré que l'augmentation du rapport de conductivité thermique K_R diminue la hauteur annulaire requise; cependant, pour $K_R > 100$, les solutions conventionnelles seraient utilisées avec des erreurs dans le processus de convection. A. Hadjadj et M. El kyal [28] ont découvert les effets de la présence d'une protubérance sinusoïdale située symétriquement dans deux cylindres concentriques verticaux. F. Shahraki [29] a étudié la convection naturelle laminaire à l'état stable entre deux tuyaux excentriques verticaux. Il a dessiné les isothermes et ligne de courant et a prouvé que la variation de la viscosité peut affecter la vitesse du fluide seulement tout en variant la conductivité thermique peut affecter les profils de température et le nombre de Nusselt ensemble. M. A. Medebber & N. Retiel [30] a effectué une étude numérique de la convection libre dans un cylindre vertical partiellement annulaire. Ils ont constaté que l'augmentation du rapport de hauteur X améliore la température dans l'intervalle. Dans des études récentes, K. M. Gangawane [31] a étudié les caractéristiques de transfert de chaleur dans une enceinte formée par une cavité carrée où sa partie supérieure se déplace et un cylindre triangulaire intérieur. Il confirme que l'insertion du bloc triangulaire permet de contrôler le flux de convection et le transfert de chaleur dans la cavité entraînée par le couvercle.

1.3 Transfert par convection utilisant les Nanofluides

Un nanofluide est un fluide contenant des particules de taille nanométrique appelées nanoparticules. Ces fluides sont des suspensions colloïdales artificielles de nanoparticules dans un fluide de base. Les nanoparticules utilisées dans les nanofluides sont généralement constituées de métaux, d'oxydes, de carbures ou de nanotubes de carbone. Les fluides de base courants comprennent l'eau, l'éthylène glycol et l'huile.

Dans les travaux numériques, l'étude des nanofluides dans différentes géométries dans le cas de convection mixte a été examinée par de nombreux auteurs [32-37]. L'augmentation de la concentration de nanoparticules entraîne une augmentation du taux de transfert de chaleur et du

Chapitre 1. Etude bibliographique

coefficient de frottement cutané, tandis que la force de flottabilité a un effet négatif sur le nombre de Nusselt. A. Behzadmehr et al [38] ont utilisé des tubes horizontaux et inclinés pour étudier la convection mixte du nanofluide Al_2O_3 . Ils ont utilisé l'algorithme SIMPLEC pour coupler la pression de vitesse et ont conclu que l'augmentation de l'angle d'inclinaison du tube provoque une augmentation du coefficient de frottement cutané alors que le coefficient de transfert de chaleur maximum atteint à un angle de 45° .

O. Mahain et al [39], M. Sheikholeslami [40] ont étudié l'effet du champ magnétique (transfert de chaleur par rayonnement) à l'aide de nanofluides TiO_2 -eau, Al_2O_3 -eau, respectivement. L'augmentation de l'intensité du champ magnétique augmente la génération d'entropie, l'application d'un champ magnétique peut donc améliorer le taux de transfert de chaleur. A. Cihan [41] a effectué une simulation du nanofluide d'eau CuO dans une enceinte inclinée avec un cylindre solide au milieu. Les simulations ont couvert des plages de $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$, $10^4 \leq Ra \leq 10^6$, rapport de diamètre $RR=0,25$, conductivité thermique $K_r=1$ et fraction de volume solide $0 \leq \phi \leq 0,08$. Ils ont indiqué que le taux de transfert de chaleur maximum se situe à $\theta=45^\circ$ pour $Ra=10^4$ et à $\theta=30^\circ$ lorsque $Ra=10^5$ ou $Ra=10^6$.

M.A. Ismael et A.J. Chamkha [42] ont étudié la convection naturelle du nanofluide dans une enceinte avec des parois latérales chauffées différemment. Ils ont utilisé une couche poreuse (non imperméable) pour séparer la paroi solide gauche du fluide de travail. Leurs résultats ont révélé que la convection naturelle peut avoir lieu lorsque le nombre de Darcy est très faible ($Da \leq 10^4$), l'épaisseur de la couche poreuse est supérieure à 0,5 et le nombre de Rayleigh $Ra \leq 10^4$. G. Scree devi et al [43] ont étudié le transfert de chaleur par convection naturelle non Arcy du flux de nanofluides à travers un milieu poreux dans un conduit cylindrique. Ils représentaient la variation de la vitesse, de la température, des nombres de Nusselt et de Sherwood et la concentration pour les différents paramètres M , γ , α and ϕ . H. Kahalerras et al [44] ont mené une étude numérique sur les effets du champ magnétique sur la génération d'entropie et la convection mixte MHD du nanofluide dans un canal poreux vertical où la plaque gauche est isolée thermiquement. Ils ont démontré que le taux de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de la fraction de volume de nanoparticules, le nombre de Hartmann, le nombre de Richardson et la diminution du nombre d'Eckert. Une augmentation du nombre de Darcy provoque une diminution de la génération d'entropie, en conclusion, la génération d'entropie s'agrandit en ajoutant des nanoparticules au fluide de base.

C. K. Chen et al [45] ont étudié les effets des cavités à parois ondulées remplies de nanofluide dans le cas d'une convection libre. Ils ont découvert que le gradient de température près de la paroi augmente en augmentant l'amplitude de la paroi ondulée, le nombre de Nusselt est proportionnel avec le nombre de Rayleigh et la fraction de volume de nanoparticules.

Chapitre 1. Etude bibliographique

R. Ellahi et al [46], M. Mamourian [47, 48] ont utilisé la méthode de la sensibilité pour estimer le transfert de chaleur dans le canal ondulé et l'échangeur de chaleur solaire, respectivement. Ils ont montré que le nombre de Reynolds n'est pas sensible à la chute de pression non dimensionnelle car il est au rapport d'aspect du canal, aussi, il y a une sensibilité positive entre le nombre moyen de Nusselt et les paramètres nanoparticules volume fraction ϕ , l'émissivité ε et le diamètre des nanoparticules d_p . T. Armaghani [49] a étudié la convection naturelle d'un nanofluide dans un espace où il était chauffé par un corps solide triangulaire. F. Selimefendigil [50] a étudié le transfert de chaleur et la génération d'entropie et de nanofluide dans un espace où il était chauffé par une ouverture triangulaire du corps de la partie ci-dessus. On constate que le nombre de Nusselt et la génération d'entropie augmentent avec l'augmentation du rapport de conductivité thermique moyenne poreuse et de l'épaisseur solide triangulaire. Il est également observé que le ratio d'ouverture a causé des effets de prononciation sur l'amélioration du transfert de chaleur dans l'écart, en particulier à des valeurs élevées de nombre de Rayleigh. H.F. Oztop et al [51] ont analysé l'effet du champ magnétique incliné sur la convection mixte dans une cavité entraînée par un couvercle partiellement remplie d'un milieu poreux et d'un fluide ferreux. Le champ magnétique est situé à l'extérieur et incliné. Les effets du nombre de Hartmann, du nombre de Darcy, du rapport de hauteur de couche poreuse et de la fraction de volume de nanoparticules sur les isothermes, lignes de courant, le flux de nanofluide et le nombre moyen de Nusselt sont étudiés.

L'étude de la convection naturelle laminaire dans un annulaire avec des cylindres elliptiques confocaux remplis de nanofluide est réalisée par A.J. Chamkha [52, 53]. Les calculs ont été effectués pour $10^3 \leq Ra \leq 3 \cdot 10^5$, $0 \leq \phi \leq 0,12$ et une excentricité des cylindres de $0,6 \leq e \leq 0,9$. D'après leurs conclusions, le panache thermique ne se déplace pas dans la direction angulaire lorsque le transport convectif augmente pour toutes les valeurs de ε , un nanofluide hybride améliore le transfert de chaleur plus qu'un nanofluide (à la même concentration) ou le fluide newtonien et les effets des nanoparticules sur les isothermes et les rationalisations sont plus prononcés pour le nanofluide hybride que le nanofluide lui-même.

Au cours des dernières années, de nombreux travaux se sont concentrés sur l'étude du nanofluide dans les microcanaux de la silice, de l' Al_2O_3 , des nanofluides d'eau Cu en phase simple et en phase double [54-56]. On constate que le Nusselt et la génération d'entropie sont affectés par la fraction volumétrique des nanoparticules, le nombre de Reynolds, les angles d'attaque, l'amplitude du flux de chaleur sinusoïdale et le diamètre hydraulique du microchannel. En outre, les nanofluides ont été utilisés dans des applications industrielles pratiques pour améliorer l'efficacité du capteur solaire dans les plaques plates et les cavités inclinées [57-59]. Ces études ont démontré que les nanofluides sont plus denses que les fluides ordinaires et qu'ils transforment mieux la chaleur, en raison de leurs fractions volumétriques.

Chapitre 1. Etude bibliographique

De plus, les effets de la cavité inclinée (angle horaire γ) sur la performance du capteur solaire sont étudiés, en diminuant γ la vitesse du fluide diminue et cela rend le fluide plus visqueux de sorte que le transfert serait plus grand. Enfin, il est constaté que les nanofluides d'eau CuO sont les meilleurs à cet effet.

M. Karami et al [60] ont mené une étude expérimentale du capteur solaire d'absorption à l'aide de nanofluides argentés recouverts de PVP. Ils ont développé deux corrélations empiriques pour calculer le nombre de Nusselt en termes de nombre de Reynolds et de nombres de Prandtl. Ces corrélations sont très précises pour le nombre de Nusselt avec des erreurs de biais = 2,46 % et un écart-type moyen (ASD)=7,31 %, tandis que pour les erreurs de biais d'efficacité de collecteur = 5,98 % et ASD = 18,04 %.

R. Nasrin et al [61] ont étudié la performance thermique du système photovoltaïque à haute irradiation. Leurs résultats indiquent que la fraction volumique solide des nanofluides et la température d'entrée des fluides de refroidissement ont des effets importants sur la performance du PVT. H. F. Oztop et al [62] ont étudié la convection naturelle du nanofluide Cu-eau formé par deux cylindres elliptiques avec des dispositifs de chauffage différents, chaque fois qu'ils changent les parties chauffantes du cylindre elliptique intérieur. Ils ont constaté que la fraction volumétrique des nanoparticules augmente le nombre moyen de Nusselt d'environ 20% par rapport au liquide d'eau. En outre, le meilleur cas où les appareils de chauffage sont placés a été trouvé sur les côtés gauche et droit de la paroi interne de l'ellipse.

S. Bazri [63] et al ont mené une étude de synthèse qui traite des problèmes des capteurs solaires thermiques fonctionnant avec des matériaux à changement de phase (PCM) en considérant les effets de l'aide aux nanoparticules solides et en appliquant différentes ailettes comme techniques appropriées pour améliorer l'efficacité énergétique. Ce document est excellent pour prendre quelques articles de référence. De même, O. Mahian et al [64, 65] ont procédé à un examen des derniers développements en matière de modélisation des flux de nanofluides et de simulations de transfert de chaleur qui peuvent être classés en approches monophasées et biphasées. Nous pouvons trouver différentes méthodes telles que la différence finie, élément fini, Lattice Boltzmann et méthodes lagrangiennes.

1.4 Transfert par convection utilisant les fluides non Newtoniens d'Ostwald

Un fluide non newtonien Ostwald-de Waele régis par loi de puissance est un type de fluide newtonien généralisé (fluide non newtonien indépendant du temps) pour lequel la contrainte de cisaillement τ n'est pas proportionnelle au taux de cisaillement $\dot{\gamma}$.

Chapitre 1. Etude bibliographique

A. Acrivos [66] a été le premier à étudier le transfert de chaleur laminaire par convection naturelle de fluide non Newtonien de loi de puissance. Il a développé une corrélation pour le nombre local de Nusselt dans le cas de surface bidimensionnelle ou surface de révolution sur un axe de symétrie. Cette équation est jugée facile et applicable sur les fluides newtoniens aussi. H. Ozoe et S. W. Churchill [67], J. D. Dale et A.F. Emery [68] ont utilisé le modèle numérique pour élaborer une solution numérique de fluides non Newtoniens Ostwald de Waele. Les effets du pas de temps et de la taille de la grille ont été étudiés et ils ont déclaré que les caractéristiques de vitesse du fluide ne pouvaient pas clarifier la performance de transfert de chaleur du système, cette étude a très bien convenu avec les fluides newtoniens. Les études viennent après [69, 70] ont mis d'avantage l'accent sur l'étude des effets du nombre de Rayleigh Benard, de l'indice de la loi de puissance n et du nombre de Prandtl Pr sur les profils de transfert de chaleur et de vitesse. Lorsque la loi de puissance index $n < 1$ la propriété pseudoplastique (effet d'amincissement de cisaillement) change radicalement la viscosité du fluide de travail pour diminuer et cela rend le transfert de chaleur plus compliqué [71]. M.H. Park & D.H. Ryu [72], H. Inaba et al [73] ont étudié un autre type de fluides que nous appelons les fluides viscoélastiques et les boues de microémulsion dans une cavité rectangulaire où ils étaient chauffés par le bas et refroidis par le haut tandis que les murs droit et gauche sont maintenus adiabatiques, respectivement. Ils ont présenté les effets de la source de chaleur, du nombre de Deborah et du matériau de changement de phase (PCM) sur les caractéristiques de transfert de chaleur.

Kim et al [74] ont étudié la convection naturelle du fluide de loi de puissance dans une enceinte en présence de champ magnétique pour différents paramètres $10^4 \leq Ra \leq 10^5$, $0,2 \leq n \leq 1,8$, $0 \leq Ha \leq 20$, $1 \leq Pr \leq 5$ et le rapport de flottabilité $-1 \leq N \leq 1$. Ils ont montré que l'indice de la loi de puissance n influence largement le transfert de chaleur et de masse et la génération d'entropie moyenne, le champ magnétique renforce et n augmente la force du flux de fluide. De plus, la diminution de l'indice de la loi de puissance n provoque une augmentation de l'effet de flottabilité et du comportement hydrodynamique du fluide. Lamsaadi et al [75-77] ont mené des séries d'études analytiques et numériques sur la convection naturelle bidimensionnelle à l'état stable du fluide de la loi du pouvoir non-Newtonien dans une cavité dans deux cas : le premier lorsqu'il a été chauffé d'en bas et le deuxième cas : lorsqu'il a été soumis à des flux uniformes le long de ses deux côtés verticaux courts. Ils ont découvert que le flux de fluide, les modèles de température et le transfert de chaleur sont plus sensibles au comportement de la loi de puissance non newtonienne que les fluides newtoniens. En outre, le nombre de Prandtl et le rapport d'aspect n'ont presque aucun effet sur le débit de fluide et le taux de transfert de chaleur. L. Khezzar et al [78] ont ajouté l'effet de l'angle d'inclinaison de la cavité ($0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$) sur le nombre moyen de Nusselt et ils ont découvert qu'il y a un angle de pointe où le taux de transfert

Chapitre 1. Etude bibliographique

de chaleur est maximum, cet angle change à chaque fois avec les paramètres Pr, Ra et AR de la cavité.

W.L. Barth et G.F. Carey [79] ont utilisé des modèles GNF qui intègrent des viscosités limitatives à des taux de cisaillement faibles et élevés pour étudier une version tridimensionnelle du problème (les conditions limites adiabatiques sont remplacées par une variation linéaire de la température correspondant aux conditions expérimentales de [80]).

R.P. Chhabra & A. Prhashanna [81] a immergé une sphère dans un fluide de loi de puissance non-Newtonienne sur les plages de conditions $0.4 \leq n \leq 1.8$, $0.72 \leq Pr \leq 100$ et $10 \leq Gr \leq 10^7$. Ils présentaient des courbes de température constantes et rationalisées à proximité de la sphère. Dans une autre étude, les mêmes auteurs ont étudié le taux de transfert de chaleur d'un cylindre chauffé immergé dans un fluide de loi de puissance non Newtonien [82] pour les paramètres $0.3 \leq n \leq 1.8$, $0.72 \leq Pr \leq 100$ et $10 \leq Gr \leq 10^5$. Cette étude est en accord avec la précédente qui dit que le comportement du fluide d'amincissement de cisaillement améliore le taux de transfert de chaleur, tandis que le comportement d'épaississement de cisaillement a un effet délétère sur elle. Un autre résultat intéressant a été trouvé : nous sommes en mesure d'augmenter le taux de transfert de chaleur d'environ 70 à 80% en utilisant les fluides de cisaillement.

O. Turan et al [83] ont étudié numériquement les caractéristiques de transfert de chaleur de la convection naturelle bidimensionnelle et constante du fluide de loi de puissance non newtonienne. Ils ont étudié les effets des paramètres n, Pr et Ra sur le débit du fluide et le taux de transfert de chaleur en négligeant les propriétés dépendantes de la température; Cependant, l'utilisation de la viscosité dépendante de la température au fluide de la loi de puissance peut détériorer le transfert de chaleur [84] à cause du numéro Pearson m. Il est constaté que les variations de viscosité avec la température agissent pour réduire l'épaisseur de la zone convective; Par conséquent, la circulation reste confiné dans la région de faible viscosité, tandis que dans la couche de haute viscosité l'écoulement ralentit en donnant lieu à un régime de couvercle conducteur qui réduit notablement le transfert de chaleur.

Les effets du taux de blocage et les autres paramètres tels que le nombre de Reynolds, l'indice de la loi de puissance n et le nombre de Prandtl sur le taux de transfert de chaleur sont étudiés par R.P. Chhabra et al [85]. Ils ont constaté que lorsque la valeur du taux de blocage est faible, le taux de transfert de chaleur augmentait à mesure que le comportement du fluide changeait de Newtonien à un fluide épaississant en cisaillement et diminuait à mesure que le comportement du fluide changeait de Newtonien à un fluide amincissant en cisaillement. R.J. Poole et B.S. Ridley [86] ont utilisé les fluides non newtoniens pour développer le débit dans un tuyau. La longueur de développement peut être utilisée à un nombre de Reynolds élevé en fonction de l'indice de loi de puissance n tandis qu'à un nombre de Reynolds bas $0 \leq Re \leq 1000$ cette

Chapitre 1. Etude bibliographique

corrélation est une fonction du rapport X_D/D . N.S.K. Chaitanya & A.K.Dhiman [87] étudié les effets du nombre de Reynolds, rapport d'écart et indice de la loi de puissance n sur le nombre de Nusselt et coefficients de traînée de deux cylindres enfermés dans l'enceinte. Ils ont présenté les isothermes et lignes de courant au-dessus des cylindres et prouvé que lorsque $T/D=1.5$ le flux et le transfert de chaleur restent dans le régime stable pour $n<1$ tandis que pour $n\geq 1$ ils montrent un comportement instable sur le nombre critique de Reynolds.

S.S. Mendu & P.K. Das [88] a utilisé la méthode Boltzman en treillis pour simuler un fluide non Newtonien de loi de puissance dans une cavité entraînée par le mouvement de ses parois supérieures et inférieures en parallèle et en mouvement de paroi anti-parallèle. Ils ont présenté les effets de Re (le mouvement des murs) et n sur les isothermes et lignes de courant et ont compris que le coefficient de traînée est proportionnel avec l'indice de loi de puissance n . M.H. Saidi et al [89] ont utilisé les fluides de la loi de la puissance sur le flux électroosmotique mixte avec des propriétés dépendantes de la température et ont prouvé que les fluides pseudoplastiques sont plus sensibles aux propriétés dépendantes de la température du fluide que les fluides newtoniens et dilatants. En outre, il est remarquable de mentionner que le nombre de Nusselt n'est pas proportionnel à la dépendance de la température dans laquelle nous l'augmentons le comportement thermique diminue. Enfin, ils ont conclu que les effets dépendants de la température peuvent donner une prédiction précise du nombre de Nusselt et de la vitesse avec des erreurs de 2% en le comparant aux propriétés physiques constantes. Z. Alloui et al [90] ont analysé la convection naturelle dans une enceinte peu profonde remplie de fluide de loi de puissance où il était chauffé d'en bas. Ils ont effectué leurs analyses pour les conditions limites hydrodynamiques rigides, libres et rigides. Ils ont constaté que le nombre de Rayleigh supercritique classique où la théorie de la stabilité linéaire est récupérée pour les fluides newtoniens à $Ra_C^{sup}=730, 320$ et 120 pour RR, RF et FF respectivement, pour les fluides pseudoplastiques à $Ra_C^{sup}=\infty$ et pour les fluides dilatants à $Ra_C^{sup}=0$.

L'étude de la convection naturelle laminaire de fluides de loi de puissance non Newtonienne dans des enceintes carrées pour le flux de chaleur de paroi constant (CWHF) et la température de paroi constante (CWT) a été effectuée numériquement [91-94]. Ces études ont examiné les effets de Ra , Pr , aspect ratio, indice de loi de puissance n sur le flux de fluide et les caractéristiques de transfert de chaleur. Une étude comparative entre les deux conditions limitrophes a permis de conclure que :

1/ Dans le cas de deux parois latérales à chauffage différentiel, les nombres de Nusselt pour CWHF sont plus petits que ceux de CWT lorsque Ra , Pr et n sont identiques; En outre, le numéro de Nusselt suit une tendance monotonique avec rapport d'aspect pour les conditions

Chapitre 1. Etude bibliographique

limites du CWT, alors qu'on a constaté qu'elle suivait une tendance monotonique avec un rapport d'aspect croissant dans les conditions limites du CWHF.

2/ Dans le cas de l'état limite de CWHF, on constate que le numéro de Nusselt pour une cavité où elle a été chauffée par le dessous est plus petit que dans les parois latérales chauffées différemment.

3/ Dans le cas d'une enceinte chauffée par le dessous, il faut dire que le nombre de Nusselt de la CWHF est plus petit que celui de la condition limite de la CWT lorsque tous les autres paramètres sont identiques; Toutefois, pour les grandes valeurs de n , le nombre de Nusselt est plus élevé dans l'CWHF que dans l'état limite de CWT.

M.H. Matin & W.A. Khan [95] a étudié l'effet du nombre de Prandtl, nombre de Rayleigh, l'indice de la loi de puissance n sur l'écoulement induit par la flottabilité dans un anneau cylindrique numériquement. I. Pop et al [96] ont étudié la convection naturelle bidimensionnelle du fluide de la loi de puissance entre deux canaux excentriques carrés annulaires. Les simulations ont été effectuées pour les paramètres $10^3 \leq Ra \leq 10^6$, $10 \leq Pr \leq 10^3$, $0,6 \leq n \leq 1,4$, $-0,2 \leq e \leq 0,2$ et $0,25 \leq AR \leq 0,75$. Les isothermes, lignes de courant (lignes de courant), la vitesse et la température sans dimension pour les paramètres précédents sont obtenus et discutés numériquement. Ils ont révélé que l'excentricité n'a aucun effet sur l'évolution du nombre de Nusselt encore sur les caractéristiques de transfert de chaleur et d'écoulement de fluide. N. Chakraborty et al [97] ont étudié la convection naturelle laminaire du fluide de la loi de puissance dans une cavité cylindrique carrée à section transversale avec des parois latérales chauffées de façon différentielle. Ils ont pris les paramètres $10^3 \leq Ra \leq 10^6$, $10^2 \leq Pr \leq 10^4$ et $0,6 \leq n \leq 1,8$ pour leurs simulations. Ils ont prouvé que la vitesse des fluides de cisaillement est plus élevée que celle des fluides newtoniens et dilatants; De plus, les lignées de température sont distribuées parallèlement pour les fluides dilatants, mais non uniformément pour les fluides pseudoplastiques, ce qui indique que le transfert de chaleur est important ici.

K. M. Gangawane et B. Manikandan [98] ont étudié la convection naturelle laminaire du fluide de loi de puissance dans une enceinte de bloc hexagonal chauffé, soit à température de paroi constante (CWT), soit à flux de chaleur uniforme (UHF). Ils ont délimité les caractéristiques de transfert de chaleur par l'évolution des isothermes, des rationalités et du nombre de Nusselt. Ils ont prouvé que le taux de transfert de chaleur est une fonction linéaire avec les numéros Grashof et Prandtl et que le transfert de chaleur est plus élevé pour les UHF que les conditions limites CWT. Les effets de la variation de la conductivité thermique sur une surface plane d'un fluide non Newtonien de loi de puissance peuvent être utilisés pour présenter les caractéristiques d'écoulement et le taux de transfert de chaleur [99]. On constate qu'à mesure que l'indice de la loi de la puissance augmente la vitesse adimensionnelle, la température adimensionnelle et la

Chapitre 1. Etude bibliographique

fonction du flux sans dimension diminuent aux mêmes paramètres des nombres Ra et Pr. S. He et al [100] ont utilisé le lit de coupure à un fluide de loi de puissance dans un annulaire excentrique pour développer le gradient de pression dans l'espace. Ils ont prouvé que pour le $H_{bed} < X$, lorsque la hauteur de la matrice augmente, la contrainte de cisaillement de la matrice diminue jusqu'à ce qu'elle atteigne le tuyau de forage sous l'influence du diamètre hydraulique. A. Torkfar et al [101] ont étudié la convection naturelle bidimensionnelle à l'état stable du fluide non newtonien de loi de puissance dans un réseau entre deux cylindres elliptiques. Ils ont développé une expression pour le nombre Nusselt. I. Khan et al [102] ont effectué une étude comparative entre le fluide newtonien et le fluide de la loi du puissance à l'aide de la méthode des éléments finis. Les courbes de pression ont été étudiées. On a constaté que le gradient de pression est stagnant dans le coin supérieur droit de la cavité.

Un autre type de fluides non-Newtoniens que nous appelons Les fluides de Bingham qui caractérisent par leurs matériaux viscoplastiques dans lesquels ils caractérisent par leur contrainte de cisaillement ou la valeur de contrainte de rendement et se comportent comme un corps rigide à faibles contraintes mais coule comme un fluide visqueux à fortes contraintes. D. Vola et al [103] ont présenté une nouvelle méthode numérique pour traiter les débits de fluide de Bingham qui était fondée sur deux problèmes bien connus, à savoir la référence hydrodynamique de la cavité entraînée par le couvercle et la référence de convection naturelle de la cavité chauffée différentiellement. Cette méthode est capable de faire face à des problèmes dominés par la convection et rentable par l'utilisation d'éléments finis de faible ordre. Les effets de ces fluides sur la convection naturelle dans le canal courbé et les plaques parallèles chauffées ont été examinés numériquement [104, 105]. Il est constaté que les caractéristiques de stabilité diffèrent de celles des fluides newtoniens et lorsque le nombre de Bingham est augmenté, l'apparition du dean d'instabilité est retardée. C. Rest et al [106] ont introduit une contrainte de rendement dans une solution stable et non linéaire du Rayleigh-Benard newtonien problème. Ils ont compris que pour une viscosité infinie à un taux de cisaillement nul, le nombre critique de Rayleigh pour l'instabilité linéaire est infini. Lorsque les nombres de Rayleigh et de Bingham sont très élevés, il peut y avoir un changement dans la dynamique du système [107].

O. Turan et al [108, 109] ont étudié la convection naturelle à l'état stationnaire bidimensionnelle laminaire dans des enceintes carrées et rectangulaires avec des parois latérales chauffées différemment, respectivement. Dans leur première étude, ils ont effectué des simulations pour les paramètres $10^3 \leq Ra \leq 10^6$, $0.1 \leq Pr \leq 100$ et Bingham $0 \leq B \leq 20$. Ils ont constaté que le transfert de chaleur dans les fluides de Bingham est plus petit que ceux des fluides de Newtonien, lorsque le nombre de Bingham fixe à de grandes valeurs le transfert de chaleur ne se produit que par conduction. Dans leur deuxième étude, ils se sont concentrés sur les effets du rapport d'aspect AR sur les caractéristiques de transfert de chaleur. Il s'avère que le nombre moyen de Nusselt

Chapitre 1. Etude bibliographique

n'est pas proportionnel au rapport d'aspect pour un ensemble donné de valeurs de nombres Prandtl et Rayleigh. Pour les petites valeurs de AR, la conduction est le mode dominant de transport thermique, tandis que la convection est le mode dominant de transfert de chaleur pour les grandes valeurs de AR.

1.5 Conclusion

Des nombreux travaux et études ont été réalisés sur la convection naturelle (flux entraînés par la flottabilité) y compris des expériences en laboratoire, des simulations numériques et le développement analytique. De nombreuses formes de géométries ont été prises et de nombreux types de fluides de travail ont été utilisés pour développer les caractéristiques de flux de fluide et de transfert de chaleur dans le domaine numérique. Chaque fluide a ses propres caractéristiques. Les objectifs de cette étude sont essentiellement l'analyse des transferts thermique pour des fluides à comportement rhéologique complexe de cette classe de fluide (fluides non-Newtoniens régis par la loi de puissance) nous déterminons la structure hydrodynamique et le flux thermique qui leurs sont associés.

Références

- [1] E.H. Bishop, L.R. Mack, J.A. Scanlan, Heat transfer by natural convection between concentric spheres, *Int. J. Heat Mass & Transfer* 9, 1966, pp. 649-662.
- [2] J.A. Scanlan, E.H. Bishop, R.E. Powe, Natural convection heat transfer between concentric spheres, *Int. J. Heat & Mass Transfer* 13, 1970, pp. 1857-1872.
- [3] S.H. Yin, J.A. Powe, J.A. Scanlan, E.H. Bishop, Natural convection flow patterns in spherical annui, *Int. J. Heat & Mass Transfer* 16, 1973, pp. 1785-1795.
- [4] L.R. Mack, H.C. Hardee, Natural convection between concentric spheres at low Rayleigh numbers, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 11, 1968, pp. 387-396.
- [5] V.K. Garg, Natural convection between concentric spheres, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 35, 1992, pp. 1935-1945.
- [6] I. Catton, P.S. Ayyaswamy, R.M. Clever, Natural convection flow in a finite, rectangular slot arbitrarily oriented with respect to the gravity vector, *Int. J. Heat Mass & Transfer*, 17, 1974, pp. 173-184.
- [7] T.H. Kuehn, R.J. Goldstein, An experimental and theoretical study of natural convection in the annulus between horizontal concentric cylinders, *J. Fluid Mechanics*, 74, 1976, pp. 695-719.

Chapitre 1. Etude bibliographique

- [8] T.H. Kuehn, R.J. Goldstein, Correlating equations for natural convection heat transfer between horizontal circular cylinders, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 19, 1976, pp. 1127-1134.
- [9] T.H. Kuehn, R.J. Goldstein, An experimental study of natural convection heat transfer in concentric and eccentric horizontal cylindrical annuli, *J. Heat Transfer*, 100, 1978, pp. 635-640.
- [10] T.H. Kuehn, R.J. Goldstein, A parametric study of Prandtl number and diameter ratio effects on natural convection heat transfer in horizontal cylindrical annuli. *J. Heat Transfer*, 102, 1980, pp. 768-770.
- [11] G.de Vahl Davis, R.W. Thomas, Natural convection between concentric vertical cylinders, *High Speed Computing in Fluid Dynamics, Physics of Fluids*, 12, 1969, pp.198-207.
- [12] A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, John Wiley Sons Inc., New York, 1984.
- [13] H. Ozoe, K. Fujii, T. Shibata, H. Kuriyama, S.W. Churchill, Three-dimensional numerical analysis of natural convection in a spherical annulus, *Numer. Heat Transfer A*, 8, 1985, pp. 383–406.
- [14] W.R. Chen, Numerical study of thermal wall boundary effects for transient natural convection between concentric and vertically eccentric spheres, *Numer. Heat Transfer A*, 44, 2003, pp. 443–449.
- [15] U. Projahn, H. Rieger, H. Beer, Numerical analysis of laminar natural convection between concentric and eccentric cylinders, *Numer. Heat Transfer A*, 4, 1981, pp. 131–146.
- [16] S.N. Singh, J. Chen, Numerical solution for free convection between concentric spheres at moderate Grashof numbers, *Numer. Heat Transfer*, 3, 1980, pp. 441–459.
- [17] C. Shu, K.S. Yeo, Q. Yao, An efficient approach to simulate natural convection in arbitrarily eccentric annuli by vorticity-stream function formulation, *Numer. Heat Transfer A*, 38, 2000, pp. 739–756.
- [18] Y.L. Wu, C. Shu, H.Q. Chen, N. Zhao, Radial basis function-enhanced domain-free discretization method and its applications, *Numer. Heat Transfer B*, 46, 2004, pp. 269–282.
- [19] S. Ostrach, Natural convection in enclosures, *J. Heat Transfer*, 110, 1988, pp. 1175–1190.
- [20] M. Yang, W.Q. Tao, Numerical study of natural convection heat transfer in a cylindrical envelope with internal concentric slotted hollow cylinder, *Numer. Heat Transfer A*, 22, 1992, pp. 289–305.

Chapitre 1. Etude bibliographique

- [21] F. Moukalled, H. Diab, Laminar natural convection in a horizontal rhombic annulus, *Numer. Heat Transfer A*, 24, 1993, pp. 89–107.
- [22] A.W. Date, Numerical prediction of natural convection heat transfer in horizontal annulus, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 29, 1986, pp. 1457–1464.
- [23] J.S Yoo, C.J. Young, M.U. Kim, Multicellular natural convection of a low prandtl number fluid between horizontal concentric cylinders, *Numer. Heat Transfer A*, 25, 1994, pp. 103–115.
- [24] G. Guj, F. Stella, Natural convection in horizontal eccentric annuli: numerical study, *Numer. Heat Transfer A*, 27, 1995, pp. 89–105.
- [25] A.F. Emery, J.W. Lee, The effects of property variations on natural convection in a square cavity, *J. Heat Transfer*, 121, 1999, pp. 57–62.
- [26] O. Aydin, A. Ünal, T. Ayhan, Natural convection in rectangular enclosures heated from one side and cooled from above, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 42, 1999, pp. 2345–2355.
- [27] M.A.I. Ei-Shaarawi, A.A.A. Negm, Conjugate natural convection heat transfer in an open-ended vertical concentric annulus, *Numer. Heat Transfer A*, 36, 1999, pp. 639–655.
- [28] A. Hadjadj, M. El kyal, Effect of two sinusoidal protuberances on natural convection in a vertical concentric annulus, *Numer. Heat Transfer A*, 36, 1999, pp. 273–289.
- [29] F. Shahraki, Modeling of buoyancy-driven flow and heat transfer for air in a horizontal annulus: effects of vertical eccentricity and temperature-dependent properties, *Numer. Heat Transfer A*, 42, 2002, pp. 603–621.
- [30] K.M. Gangawane, Computational analysis of mixed convection heat transfer characteristics in lid-driven cavity containing triangular block with constant heat flux: Effect of Prandtl and Grashof number, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 105, 2017, pp. 35-57.
- [31] Mohamed A. Medebber, N. Retiel, Numerical Study of Natural Convection in a Vertical Cylindrical Partially Annular, *Mechanics and Mechanical Engineering* 22, 2018, pp. 77-92.
- [32] A. Akbarinia, A. Behzadmehr, Numerical Study of Laminar Mixed Convection of a Nanofluid in a Horizontal Curved Tubes, *Applied Thermal Engineering*, 27, 2007, pp. 1327-1337.
- [33] Sh. Allahyari, A. Behzadmehr S.M. Hosseini Sarvari, Conjugate heat transfer of laminar mixed convection of nanofluid through a Horizontal tube with circumferentially non-uniform heating, *Int. J. Ther Sci*, 50, 2011, 1963-1972.

Chapitre 1. Etude bibliographique

- [34]. R. Ellahi, M. Hassan, A. Zeeshan, Aggregation effects on water base Al_2O_3 nanofluid over permeable wedge in mixed convection, *Asia-Pacific Journal of Chemical Engineering*, 11, 2016, pp. 179-186.
- [35] H. F. Oztop, A. Sakhrieh, E. Abu-Nada, K. Al-Salem, Mixed convection of MHD flow in nanofluid filled and partially heated wavy walled lid-driven enclosure, *Int. Commun. Heat & Mass Transfer*, 86, 2017, pp. 42-51.
- [36] G.H.R. Kefayati, FDLBM simulation of magnetic field effect on mixed convection in a two sided lid-driven cavity filled with non-Newtonian nanofluid, *Powder Technol*, 280, 2015, pp. 135–153.
- [37] A. Akbarinia, Impacts of nanofluid flow on skin friction factor and Nusselt number in curved tubes with constant mass flow, *Int J. Heat & Fluid Flow*, 29, 2008, pp. 229-241.
- [38] M. Akbari, A. Behzadmehr and F. Shahraki, Fully developed mixed convection in horizontal and inclined tubes with uniform heat flux using nanofluid, *Int. J. Heat & Fluid Flow*, 29, 2008, pp. 545-556.
- [39] O. Mahian, I. Pop, Ahmet Z. Sahin, H.F. Oztop, S. Wongwises, Irreversibility analysis of vertical annulus using TiO_2 /water nanofluid with MHD flow effects, *Int. J. Heat Mass & Transfer*, 64, 2013, pp. 671-679.
- [40] S.R. Hosseini, M. Sheikholeslami, M. Ghasemian, D.D. Ganji, Nanofluid heat transfer analysis in a microchannel heat sink (MCHS) under the effect of magnetic field by means of KKL model, *Powder Technol*, 324, 2018, pp. 36–47.
- [41] A. Cihan, K. Kahveci, C. Susantez, Buoyancy Driven Heat Transfer of Water-Based CuO Nanofluids Tilted Enclosure with a Heat Conducting Solid Cylinder on its Center, *Proceedings of the World Congress on Engineering, WCE 2012, July 4 - 6, 2012, London, U.K.*
- [42] M.A. Ismael, A.J. Chamkha, Conjugate Natural Convection in a Differentially Heated Composite Enclosure Filled with a Nanofluid, *J. Porous Media*, 18, 2015, pp. 699-716.
- [43] G. Sreedevi, R. Raghavendra Rao, A. J. Chamkha, D. R. V. Prasada Rao, Mixed Convective Heat and Mass Transfer Flow of Nanofluids in Concentric Annulus, *Procedia Engineering*, 127, 2015, pp. 1048-1055.
- [44] I. Fersadou, H. Kahalerras, M. El Ganaoui, MHD mixed convection and entropy generation of a nanofluid in a vertical porous channel, *Computers & Fluids*, 121, 2015, pp. 164-179.

Chapitre 1. Etude bibliographique

- [45] C.C. Cho, C.L. Chen C.K. Chen, Natural convection heat transfer performance in complex-wavy-wall enclosed cavity filled with nanofluid, *Int. J. Ther Sci*, 60, 2012, pp. 255-263.
- [46] K. M. Shirvan, M. Mamourian, S. Mirzakhani, R. Ellahi, Two phase simulation and sensitivity analysis of effective parameters on combined heat transfer and pressure drop in a solar heat exchanger filled with nanofluid by RSM, *Journal of Molecular Liquids*, 220, 2016, pp. 888-901.
- [47]. M. Akbarzadeh, S. Rashidi, M. Bovand, R. Ellahi, A sensitivity analysis on thermal and pumping power for the flow of nanofluid inside a wavy channel, *Journal of Molecular Liquids*, 220, 2016, pp. 1-13.
- [48] R. K. Shah, A. L. London, *Laminar flow forced convection in ducts*, Academic Press, 1978.
- [49] M. A. Ismael, T. Armaghani, A. J. Chamkha, Conjugate Heat Transfer and Entropy Generation in a Cavity Filled with a Nanofluid Saturated Porous Media and Heated by a Triangular Solid, *J. Taiwan Institute Che Eng*, 59, 2016, pp. 138-151.
- [50] F. Selimefendigil, A.J. Chamkha, Natural Convection of a Hybrid Nanofluid-Filled Triangular Annulus with an Opening, *Computational Thermal Sciences*, 8, 2016, pp. 555-566.
- [51] N.S. Gibanov, M. A. Sheremet, H. F. Oztop, N. Hamdeh, Effect of uniform inclined magnetic field on mixed convection in a lid-driven cavity having a horizontal porous layer saturated with a ferrofluid, *Int. J. Heat Mass & Transfer*, 114, 2017, pp. 1086-1097.
- [52] T. Tayebi, A.J. Chamkha, Free Convection Enhancement in an Annulus between Horizontal Confocal Elliptical Cylinders Using Hybrid Nanofluids, *Numr. Heat Transfer A*, 71, 2017, pp. 1159-1173.
- [53] A.J. Chamkha, A. Bouzerzour, Natural Convective Nanofluid Flow in an Annular Space between Confocal Elliptic Cylinders, *J. Thermal Sci Eng Applications*, 9, 2017, pp. 1-9.
- [54] J. Bowers, H. Cao, Q.L.G. Zhang, E. Mura, Y. Ding, Flow and heat transfer behaviour of nanofluids in microchannels, *Prog. Natural Sci. Mater. Int*, 28, 2018, pp. 225–234.
- [55] N.A. Cheloi, O.A. Akbari, D. Toghraie, Computational fluid dynamics and laminar heat transfer of water/Cu nanofluid in ribbed microchannel with a two-phase approach, *Int J. Numer. Methods & Heat Fluid Flow*, 29, 2019, pp. 1563-1589.

Chapitre 1. Etude bibliographique

- [56] M.P. Boruah, P.R. Randive, S. Pati, Effect of non-uniform asymmetric heating on the thermal and entropy generation characteristics for flow of Al_2O_3 -water nanofluid in a micro-channel, *Int J. Numer. Methods Heat & Fluid Flow*, 29, 2019, pp. 981–999.
- [57] A. Maouassi, A. Baghidja, S. Douad, N. Zeraibi, Heat exchanges intensification through a flat plat solar collector by using nanofluids as working fluid, *Front. Heat & Mass Transfer*, 10, 2018, pp. 1–7.
- [58] N.A. Sheikh, F. Ali, I. Khand, M. Gohar, A theoretical study on the performance of a solar collector using CeO_2 and Al_2O_3 water based nanofluids with inclined plate: Atangana–Baleanu fractional model, *Chaos Solitons Fractals*, 115, 2018, pp. 135–142.
- [59] M.A. Sheremet, I. Pop, O. Mahian, Natural convection in an inclined cavity with time-periodic temperature boundary conditions using nanofluids: Application in solar collectors, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 116, 2018, pp. 751–761.
- [60] M. Karami, M. Bozorgi, S. Delfani, M.A. Akhavan-Behabadi, Empirical correlations for heat transfer in a silver nanofluid-based direct absorption solar collector, *Sustain. Energy Technol. Assess*, 28, 2018, pp. 14–21.
- [61] R. Nasrin, Md. Hasanuzzaman, N.A. Rahim, Effect of nanofluids on heat transfer and cooling system of the photovoltaic/thermal performance, *Int. J. Numer. Methods Heat & Fluid Flow*, 29, 2019, pp. 1920-1946.
- [62] A. Bouzerzour, M. Djezzar, H.F. Oztop, T. Tayebi, N. Abu-Hamdeh, Natural convection in nanofluid filled and partially heated annulus: Effect of different arrangements of heaters, *Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications*, 538, 2020, pp. 1-13.
- [63] S. Bazri, I.A. Badruddin, M.S. Naghavi, M. Bahiraei, A review of numerical studies on solar collectors integrated with latent heat storage systems employing fins or nanoparticles, *Renew. Energy*, 118, 2018, pp. 761–778.
- [64] O. Mahian, L. Kolsi, M. Amani, G. Ahmadi, C. Kleinstreuer, J.S. Marshall, M. Siavashi, H. Niazmand, S. Wongwises, T. Hayat, A. Kolanjiyil, Recent advances in modeling and simulation of nanofluid flows-Part I: Fundamentals and theory, *Phys. Rep.*, 790, 2019, pp. 1–48.
- [65] O. Mahian, L. Kolsi, M. Amani, P. Estellé, G. Ahmadi, C. Kleinstreuer, J.S. Marshall, R.A. Taylor, E. Abu-Nada, S. Rashidi, H. Niazmand, S. Wongwises, T. Hayat, A. Kasaeian, I. Pop,

Chapitre 1. Etude bibliographique

Recent advances in modeling and simulation of nanofluid flows—Part II: Applications, *Phys. Rep.*, 791, 2019, pp. 1–59.

[66] A. Acrivos, A theoretical analysis of laminar natural convection heat transfer to non-Newtonian fluids, *AIChE J*, 6, 1960, pp. 584–590.

[67] H. Ozoe, S.W. Churchill, Hydrodynamic stability and natural convection in Ostwald-De Waele and Ellis fluids: the development of a numerical solution, *AIChE J*, 18, 1972, pp. 1196–1207.

[68] J. Dale, A. Emery, The free convection of heat from a vertical plate to several non-Newtonian pseudoplastic fluids, *ASME J. Heat Transfer* 94, 1972, pp. 64–72.

[69] M.L. Ng, J.P. Hartnett, Natural convection in power law fluids, *Int. Commun. Heat & Mass Transfer*, 13, 1986, pp. 115–120.

[70] G. Getachew, W. Mincowycz, D. Poulikakos, Natural convection in a porous cavity saturated with a non-Newtonian fluid, *J. Thermophys. Heat Transfer* 10, 1996, pp. 640–651.

[71] M. Ohta, M. Akiyoshi, E. Obata, A numerical study on natural convective heat transfer of pseudo-plastic fluids in a square cavity, *Numer. Heat Transfer A*, 41, 2002, pp. 357–372.

[72] H.M. Park, D.H. Ryu, Rayleigh–Bénard convection of viscoelastic fluids in finite domains, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 98, 2001, pp. 169–184.

[73] H. Inaba, C. Daib, A. Horibe, Natural convection heat transfer of micro-emulsion phase-change material slurry in rectangular cavities heated from below and cooled from above, *Int. J. Heat Mass & Transfer*, 46, 2003, pp. 4427–4438.

[74] G.B. Kim, J.M. Hyun, H.S. Kwak, Transient buoyant convection of a power law non-Newtonian fluid in an enclosure, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 46, 2003, pp. 3605–3617.

[75] M. Lamsaadi, M. Naïmi, M. Hasnaoui, Natural convection of non-Newtonian power law fluids in a shallow horizontal rectangular cavity uniformly heated from below, *Heat & Mass Transfer*, 41, 2005, pp. 239–249.

[76] M. Lamsaadi, M. Naïmi, M. Hasnaoui, Natural convection heat transfer in shallow horizontal rectangular enclosures uniformly heated from the side and filled with non-Newtonian power law fluids, *Energy Conversion and Management*, 47, 2006, pp. 2535–2551.

Chapitre 1. Etude bibliographique

- [77] M. Lamsaadi, M. Naïmi, M. Hasnaoui, M. Mamou, Natural convection in a vertical rectangular cavity filled with a non-Newtonian power law fluid and subjected to a horizontal temperature gradient, *Numer. Heat Transfer A*, 49, 2006, pp. 969–990.
- [78] L. Khezzar, D. Signiner, I. Vinogradov, Natural convection of power law fluids in inclined cavities, *Int. J. Ther Sci*, 53, 2011, pp. 8-17.
- [79] W.L. Barth, G.F. Carey, On a natural-convection benchmark problem in non-Newtonian fluids, *Numer. Heat Transfer B*, 50, 2006, pp. 193–216.
- [80] W.H. Leung, K.G.T. Hollands, A.P. Brunger, On a physically-realizable Benchmark problem in internal natural convection, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 41, 1998, pp. 3817–3828.
- [81] A. Prhashanna, R.P. Chhabra, Free convection in power-law fluids from a heated sphere, *Chemical Engineering Science*, 65, 2010, pp. 6190-6205.
- [82] A. Prhashanna, R.P. Chhabra, Laminar natural convection from a horizontal cylinder in power-law fluids, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 50, 2011, pp. 2424-2440.
- [83] O. Turan, A. Sachdeva, N. Chakraborty, R.J. Poole, Laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure with differentially heated side walls subjected to constant wall temperatures, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 166, 2011, pp. 1049-1063.
- [84] M. Kaddiri, M. Naïmi, A. Raji, M. Hasnaoui, Rayleigh-Benard convection of non-Newtonian power-law fluids temperature-dependent viscosity, *ISRN Thermodynamics*, 2012, 2012, pp. 614-622.
- [85] R.P. Bharti, R.P. Chhabra, V. Eswaran, Effect of blockage on heat transfer from a cylinder to power law liquids, *Chemical Engineering Science*, 62, 2007, pp. 4729-4741.
- [86] R.J. Poole, B.S. Ridley, Development length requirements for fully-developed laminar pipe flow of inelastic non-Newtonian liquids, *ASME J. Fluids Eng.*, 129, 2007, pp. 1281–1287.
- [87] N.S.K. Chaitanya, A.K. Dhiman, Non-newtonian power-law flow and heat transfer across a pair of side-by-side circular cylinders”, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 55, 2012, pp. 5941-5958.
- [88] S.S. Mendu, P.K. Das, Flow of power-law fluids in a cavity driven by the motion of two facing lids –A simulation by lattice Boltzmann method, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 175–176, 2012, pp. 10–24.
- [89] A. Babaie, M.H. Saidi, A. Sadeghi, Electroostomic flow of power law fluids with temperature dependent properties, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 185 186, 2012, pp. 49-57.

Chapitre 1. Etude bibliographique

- [90] Z. Alloui, N. Ben Khelifa, H. Beji, P. Vasseur, A. Guizani, The onset of convection of power-law fluids in a shallow cavity heated from below by a constant heat flux, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 196, 2013, pp. 70-82.
- [91] O. Turan, A. Sachdeva, R.J. Poole, N. Chakraborty, Laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure with differentially heated side walls subjected to constant wall heat flux, *J. Heat Transfer Transactions ASME*, 134, 2012, pp. 1-15.
- [92] O. Turan, A. Sachdeva, R.J. Poole, N. Chakraborty, Aspect ratio and boundary conditions effects on laminar natural convection of power-law fluids in a rectangular enclosure with differentially heated side walls, *Int. J. Heat Mass & Transfer*, 60, 2013, pp. 722-738.
- [93] O. Turan, J. Lai, R.J. Poole, N. Chakraborty, Laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure submitted from below to a uniform heat flux density, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 199, 2013, pp. 80-95.
- [94] O. Turan, F. Fotso-Choupe, J. Lai, R.J. Poole, N. Chakraborty, Boundary condition effects on laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure heated from below with differentially heated horizontal walls, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 53, 2014, pp. 456-473.
- [95] M.H. Matin, W.A. Khan, Laminar Natural Convection of Non-Newtonian Power-Law Fluids between Concentric Circular Cylinders, *Int. Commun. Heat & Mass Transfer*, 43, 2013, pp. 112-121.
- [96] M. H. Matin, I. Pop, S. Khanchezar, Natural convection of power-law fluid between two-square eccentric duct annuli, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 197, 2013, pp. 11–23.
- [97] S. Yigit., T. Graham, Robert J. Poole., N. Chakraborty, Numerical investigation of steady-state laminar natural convection of power-law fluids in square cross-sectioned cylindrical annular cavity with differentially-heated vertical walls, *Int. J. Numer. Methods Heat & Fluid Flow*, 26, 2016, pp. 85-107.
- [98] K. M. Gangawane, B. Manikandan, Laminar natural convection characteristics in an enclosure with heated hexagonal block for non-Newtonian power law fluids, *Chinese J. Chemical Engineering*, 25, 2017, pp. 555–571.
- [99] M. Yang, Y. Lin, Flow and heat transfer of non-Newtonian power-law fluids over a stretching surface with variable thermal conductivity, *Multidiscipline Modeling in Materials and Structures*, 15, 2019, pp. 686-698.

Chapitre 1. Etude bibliographique

- [100] M. Tang, L. He, R. Ma, S. He, G. Yao, Modeling of yield-power-law fluid flow in an eccentric annulus with fixed horizontal cuttings bed, *Energy Sources, Part A : Recovery, Utilization, and Environmental Effects*, 10, 2020, pp. 1-16.
- [101] A. Torkfar, S.M.A. Noori Rahim Abadi , A. Ahmadpour, Natural Convection Heat Transfer of Non-Newtonian Power-Law Fluids Within an Array of Elliptic Cylinders, *J. Fluids Engineering ASME*, 142, 2020, pp. 1299-1311.
- [102] R. Mahmood, S. Bilal, A.H. Majeed, I. Khan, El-Sayed M. Sherif, A comparative analysis of flow features of Newtonian and power law material: A New configuration, *Journal of Materials Research and Technology*, 9, 2020, pp. 1978-1987.
- [103] D. Vola, L. Boscardin, J.C. Latché, Laminar unsteady flows of Bingham fluids: a numerical strategy and some benchmark results, *J. Comput. Phys.*, 187, 2003, pp. 441–456.
- [104] H. Fellouah, C. Cestelain, A. Quld El Moctar, H. Peerhossaini, A numerical study of dean instability in non-newtonian fluids, *ASME J. Fluids Engineering*, 128, 2006, pp. 34-41.
- [105] J. Zhang, D. Vola, I.A. Frigaard, Yield stress effects on Rayleigh–Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, 566, 2006, pp. 389–419.
- [106] N.J. Balmforth, A.C. Rust, Weakly nonlinear viscoplastic convection, *J. Non-Newt Fluid Mech.*, 158, 2009, pp. 36–45.
- [107] A. Vikhansky, Thermal convection of a viscoplastic liquid with high Rayleigh and Bingham numbers, *Phys. Fluids*, 21, 2009, pp. 1-7.
- [108] O. Turan, N. Chakraborty, R.J. Poole, Laminar natural convection of Bingham fluids in a square enclosure with differentially heated side walls, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 165, 2010, pp. 903–913.
- [109] O. Turan, R.J. Poole, N. Chakraborty, Aspect ratio effects in laminar natural convection of Bingham fluids in rectangular enclosures with differentially heated side walls, *J. Non-Newt Fluid Mech*, 166, 2011, pp. 208–230.

Chapitre 2

Les principaux modes de transfert thermique

Chapitre 2. Les principaux modes de transfert thermique

2.1 Introduction

Dans l'étude du transfert thermique on distingue trois modes de transmission de la chaleur : la conduction, la convection et le rayonnement. Le premier phénomène, la conduction, a lieu dans les solides [110]. La convection se rencontre spécialement dans les fluides, elle traduit le transfert de chaleur d'un point à un autre à l'intérieur d'un fluide (gaz ou liquide) par déplacements des particules de ce fluide [111].

L'apport de chaleur par rayonnement peut avoir lieu dans tous les milieux transparents aux ondes électromagnétiques. En réalité la distribution de la température, dans un milieu, est la conséquence des effets de ces trois modes de transfert thermique ; il est impossible d'isoler un mode de transfert thermique d'un autre mode. Pourtant, dans le cas où l'un de ces trois modes est déterminant, les effets des autres sont peu importants ; aussi ils peuvent être négligés, simplifiant considérablement l'analyse du cas concerné [112].

2.2 La conduction :

Le transfert de chaleur par conduction signifie qu'une agitation des molécules se propage de proche en proche, de molécule en molécule. Une molécule agitée agite sa voisine qui agite sa voisine ... Il n'y a pas de déplacement des molécules, d'où pas de déplacement matériel. La transmission de chaleur par conduction s'effectue sous l'action d'une inégalité de températures. [110, 113]

La transmission de la chaleur par conduction à l'intérieur de tous corps s'effectue soit par les vibrations des atomes ou molécules, ou par les électrons libres, et cette théorie est une hypothèse de Fourier (1807). [114]

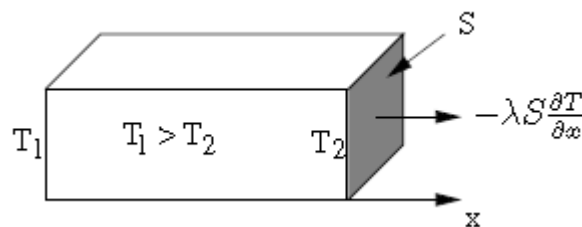


Figure 2.1 Schéma du transfert de chaleur conductif.

Le flux de chaleur peut être écrit sous la forme : $\varphi = -\lambda S \frac{\partial T}{\partial x}$

φ : flux conductif

λ : Conductivité thermique

Chapitre 2. Les principaux modes de transfert thermique

S : La section de passage du flux de chaleur

x : Variable d'espace dans la direction du flux

2.3 Le rayonnement :

Le rayonnement thermique est une émission de rayonnement électromagnétique par un corps chaud, le rayonnement a la particularité de se déplacer dans le vide (rayonnement solaire). L'énergie électromagnétique reçue par le système est absorbée et convertie en énergie thermique (chaleur). [111, 112, 115]

Au niveau microscopique, ce phénomène ne peut s'expliquer en physique classique. Cependant, on retiendra comme image que plus la température du corps est élevée, plus l'agitation thermique responsable de l'émission est élevée.

Comme tout rayonnement électromagnétique, le rayonnement dit thermique est caractérisé par une densité d'énergie et un spectre (répartition de l'énergie suivant la longueur d'onde). Le rayonnement thermique se déplace vers les courtes longueurs d'ondes quand la température du corps augmente.

2.4 La convection :

La convection est une mode de transport d'énergie par l'action combinée de la conduction, de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu. La convection est le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz. Le transfert d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes.

D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux particules fluides adjacentes, L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces particules.

Lors de la convection les mouvements se produisent en général de manière spontanée sous l'effet d'une différence de température entre des zones d'un fluide.

En effet, la densité d'une substance dépend de sa température : un gaz ou un liquide possède une densité d'autant plus faible que sa température est élevée.

Par conséquent, un fluide chaud a donc tendance à s'élever et un fluide froid à descendre ce qui provoque des courants ascendants ou descendants que l'on retrouve par exemple dans l'air ou dans l'eau.

Chapitre 2. Les principaux modes de transfert thermique

Au cours de ces mouvements, les fluides chauds transmettent de la chaleur aux fluides plus froids.

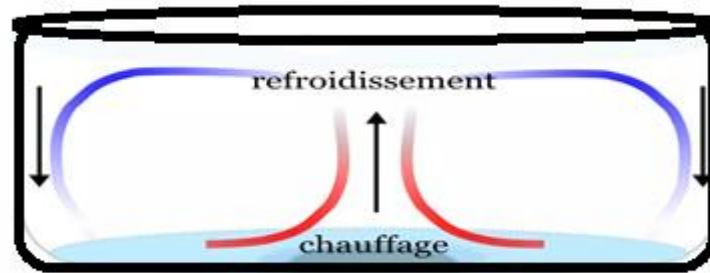


Figure 2.2 Principe de la convection.

On a deux convections distinctes :

2.4.1 Convection forcée :

La convection est dite forcée quand il existe une cause de mouvement autre que les variations de températures du fluide, cette cause étant seule à prendre en compte, en raison de son importance relative. Autrement dit la température se propage par déplacement de molécule (casserole d'eau sur le feu), et le mouvement du fluide est imposé de l'extérieur par une machine (Pompe, ventilateur, compresseur).

L'analyse dimensionnelle et l'application du théorème de Vaschy-Buckingham à un problème (simplifié) de convection forcée permet de montrer que le nombre adimensionnel suffise pour décrire le problème. Conventionnellement, on utilise le nombre de Reynolds.

2.4.2 Convection naturelle :

Le phénomène de convection libre a pour origine les variations de la masse volumique au sein d'un fluide, liées aux variations de sa température. Donc, la mise en mouvement du fluide n'est pas due à une cause extérieure (pompe, ventilateur, dispositif d'aspiration ...), mais à la distribution de la température à l'intérieur même du fluide.

Quand on impose un gradient de température verticale du fond à l'intérieur d'un cylindre, on a ce qu'on appelle la convection de Rayleigh- Bénard. Elle a une longue et riche histoire elle a été étudiée durant des décennies aussi bien pour ses différentes applications industrielles que du point de vue recherche fondamentale. Le mécanisme de base de cette convection est comme suit. Les parois horizontales du cylindre étant respectivement chauffées et refroidies, par suite de différence de température, la chaleur s'écoule entre le fluide et le corps et provoque une variation de densité des couches fluides au voisinage de la surface. La différence de densité crée

Chapitre 2. Les principaux modes de transfert thermique

un écoulement descendant pour le fluide le plus lourd et un écoulement ascendant pour le fluide le plus léger. Quand le gradient de température est vertical avec paroi supérieure chaude et paroi inférieure froide, on n'aura pas de mouvement et par conséquent pas de convection, le fluide est thermiquement stratifié et on a le cas stable.

Les équations de base qui régissent les phénomènes de la convection naturelle sont identiques à celles régissant le phénomène de la convection forcée. La grande différence provient du fait que, en convection naturelle, les phénomènes hydrodynamiques et thermiques sont couplés par la masse volumique variable. Ils ne peuvent être étudiés séparément comme dans le cas de la convection forcée, ce qui rend le problème généralement plus complexe.

Le nombre de Rayleigh est utilisé pour exprimer le transfert de chaleur par convection naturelle. L'ampleur du nombre de Rayleigh indique bien si la couche limite de convection naturelle est laminaire ou turbulente. Les corrélations empiriques simples pour le nombre de Nusselt moyen, Nu dans la convection naturelle sont de la forme $Nu = C Ra^n$

Les valeurs des constantes C et n dépendent de la géométrie de la surface et du régime d'écoulement, qui est caractérisé par la gamme du nombre de Rayleigh. La valeur de n est habituellement $n = 1/4$ pour le flux laminaire et $n = 1/3$ pour le flux turbulent.

➤ Notions générales sur la flottabilité :

Dans un liquide, les corps sont soumis à la poussée d'Archimède. Les corps ont une **flottabilité** différente selon leur masse volumique et donc leur densité.

La flottabilité est la poussée verticale, dirigée de bas en haut, qu'un fluide exerce sur un objet immergé. Le fluide peut aussi bien être un gaz qu'un liquide. La flottabilité agit toujours dans la direction opposée à la gravité. Comme figure 3.6 montres.

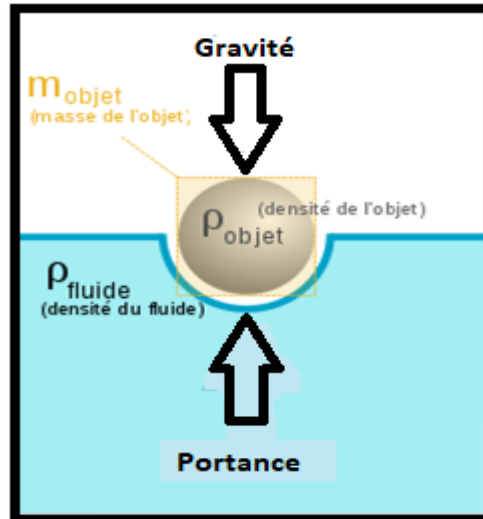


Figure 2.3 Forces impliquées dans la flottabilité.

Selon le rapport entre le Poids réel (PR) et la poussée d'Archimède (PA), on distingue:

- Corps de flottabilité positive: l'objet remonte ($PR < PA$)
- Corps de flottabilité négative: l'objet coule ($PR > PA$)
- Corps de flottabilité nulle: l'objet flotte entre deux eaux ($PR = PA$)

2.4.3 La convection mixte :

Elle régit par l'action de coexistences des deux modes de transfert de chaleur par convection naturelle et forcée, bien que dans ce troisième mode de transfert de chaleur qui est dit mixte, contrairement si les écoulements des deux convections (naturelle et forcé) sont de sens opposés cela veut dire que l'on assiste à une convection mixte défavorable.

Le nombre adimensionnel qui détermine laquelle de ces deux convections gouverne, **G. Laplante et M. Bernier** on fait appel au nombre de Richardson (Ri). C'est le rapport du nombre de Grashof, au carré du nombre de Reynolds. [116].

2.5 Les couches limites

Il existe deux types de couches limites, la couche limite dynamique et la couche limite thermique. Pour définir ces deux couches limites, il est préférable d'envisager l'écoulement sur une plaque plane, comme indiqué dans la figure 2.4. Une zone d'écoulement se développe à partir du bord d'attaque de la plaque considérée, où les effets de la force visqueuse sont dominants. Cette grandeur dépend de la contrainte de cisaillement appliqué au sein des couches

Chapitre 2. Les principaux modes de transfert thermique

de fluides. Cette contrainte de cisaillement est proportionnelle au gradient de la vitesse normale.

$$\tau = \mu \frac{du}{dx}$$

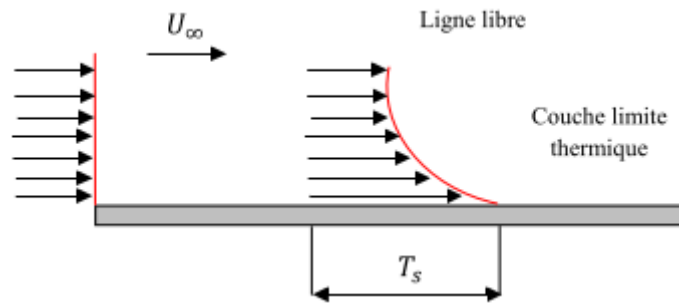


Figure 2.4 Développement d'une couche limite sur une plaque plane.

2.5.1 Couche limite dynamique : La couche limite dynamique dans laquelle les effets de viscosité sont observés commence à se développer à partir du bord d'attaque de la plaque; Cette couche limite se termine à une certaine distance sur la coordonnée x, y où la vitesse est de 99% de la valeur de la vitesse U_∞ .

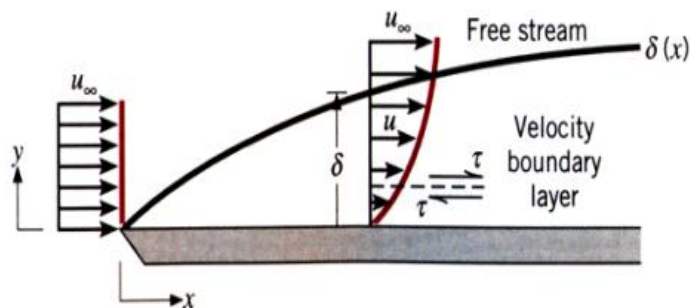


Figure 2.5 Développement de la couche limite hydrodynamique sur une longue surface plane.

2.5.2 Couche limite thermique : La couche limite thermique se développe lorsque la température de surface de la plaque et la température de l'écoulement du fluide sont différentes. En outre, elle est définie comme en tant la région proche d'une paroi d'un corps solide où les gradients de température sont présents dans l'écoulement. Ce gradient de température génère un échange de chaleur entre la surface de la plaque et le fluide. La couche limite thermique se termine à une distance x, y où $(T_s - T) = 0.99 (T_s - T_\infty)$.

Chapitre 2. Les principaux modes de transfert thermique

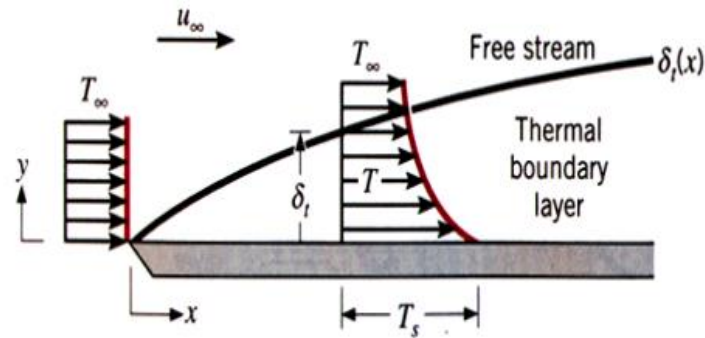


Figure 2.6 Développement de la couche limite thermique sur une longue surface plane.

Références

- [110] Loan. C. Popa, Modélisation numérique du transfert thermique, Méthode des volumes finis, Universitaria Craiova, 2002, pp. 6-43.
- [111] Emilian Koller, Machines thermiques, Edition Dunod, 2005, pp. 71-92.
- [112] Ana-Maria Bianchi, Yves Fautrelle, Jacqueline Etay, Transferts thermiques, Agence Universitaire de la Francophonie, 2004. pp. 1-12, pp. 191-233, pp. 351-405.
- [113] Jean-Luc Battaglia, Andrzej Kusiak, Jean-Rodolphe Puiggali, Introduction aux transferts thermiques, Dunod Paris, 2010, pp. 1-24, pp. 91-128.
- [114] L3 Parcours Physique Chimie-Thermodynamique, Transferts thermiques1/Nathalie Daniault 19 mars 2008.
- [115] Dominique Marchio, Paul Reboux, Introduction Aux Transferts Thermiques, Collection Les Cours de L'école Des Mines, Paris, 2008, pp. 2-9.
- [116] G. Laplante, M. Bernier, Convection mixte défavorable et conjuguée dans un tube vertical, J. Heat & Mass Transfer 40, 1997, pp. 3527-3536.

Chapitre 3

Les comportements rhéologiques des fluides

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

3.1 Introduction

Le but de la rhéologie est de mettre en évidence certains comportements propres à quelques types de fluide newtonien et surtout les fluides complexe (non newtonien), qui sont fortement utilisés dans l'industrie ou dans la médecine ou dans la cuisine, pourquoi pas, en plus elle consiste en l'étude de l'écoulement, de la déformation (cisaillement) et plus généralement de la viscosité des matériaux sous l'effet de contraintes.

En fait, il est toujours préférable d'effectuer des mesures à plusieurs taux de cisaillement pour détecter un comportement rhéologique qui pourrait avoir des conséquences sur la fabrication ou l'utilisation.

Le comportement rhéologique d'un fluide peut, bien entendu, avoir d'importants effets sur la technique de mesure de la viscosité. Un liquide à haute viscosité nécessite plus de puissance pour être pompé qu'un autre de faible viscosité. La connaissance de son comportement rhéologique est donc importante lors du développement des systèmes de pompage et de tuyauterie dans l'industrie.

3.2 Rhéomètres

L'étude du flux de fluides non newtoniens s'appelle rhéologie. Les mesures sont effectuées en rhéomètres. Le rhéomètre fait référence à la technique expérimentale utilisée pour déterminer les propriétés rhéologiques des matériaux. Il existe un certain nombre de tests rhéométriques qui peuvent être effectués sur un rhéomètre pour déterminer les propriétés d'écoulement et les propriétés viscoélastiques d'un matériau et il est souvent utile de les traiter séparément. Il existe deux types de rhéomètre de base. Rotatif (type cisaillement) et extrusion capillaire. L'extrusion capillaire est normalement utilisée pour les suspensions/pâtes relativement concentrées, tandis que la conception rotationnelle est pour les suspensions relativement moins concentrées.

3.3 Les fluides Newtoniens (Notions générales)

3.3.1 Viscosité de cisaillement

La viscosité pour un fluide réel (fluide visqueux) est apparue en 1687 de Isaac Newton. En observant la résistance à l'écoulement d'un fluide, Newton suggère en fait que la viscosité, c'est-à-dire la réaction à la contrainte appliquée est proportionnelle au gradient de vitesse. La viscosité résulte des échanges de quantité de mouvement entre les différentes couches de fluide

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

liés à l'agitation moléculaire d'origine thermique. On peut écrire l'équation correspondante comme la suite

$$\tau = \mu \gamma \quad (3.1)$$

Où τ est la contrainte appliquée (en Pa), γ est le gradient de vitesse (en s^{-1}) et μ la viscosité dynamique du fluide (donnée en Pa.s).

On définit également la viscosité cinématique ν qui est le rapport entre la viscosité dynamique et la masse volumique du fluide.

$$\nu = \mu/\rho \quad (3.2)$$

Considérons le cas de l'écoulement stationnaire d'un fluide contenu entre deux plans parallèles infinis séparés d'une distance e selon la direction Oy dont la représentation se trouve sur la figure 3.1. Le plan inférieur est fixe tandis que le plan supérieur, sur lequel on exerce une contrainte τ se déplace à une vitesse constante V_0 selon une direction perpendiculaire à l'axe Oy. Le fluide est entraîné par le mouvement de la plaque et sa vitesse varie linéairement entre 0 sur le plan immobile et V_0 sur le plan supérieur. Cet écoulement est appelé écoulement à cisaillement simple ou écoulement de fluide Newtonien.

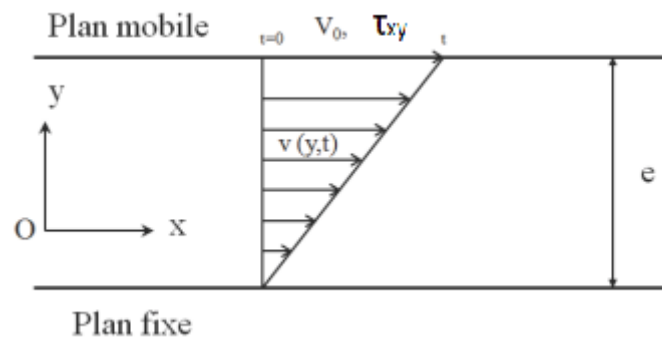


Figure 3.1 Cisaillement simple d'un fluide newtonien entre deux plans parallèles.

Un fluide Newtonien peut caractérisé par :

- 1/ Dans un écoulement de cisaillement simple, seules les contraintes créées par l'écoulement sont des contraintes de cisaillement;
- 2/ La viscosité est indépendante de la vitesse de cisaillement;
- 3/ La viscosité est indépendante du temps et les contraintes s'annulent immédiatement lorsque l'écoulement s'arrête.

3.3.2 Contrainte de cisaillement & Déformation de cisaillement

Le modèle à deux plaques est utilisé pour la définition des paramètres rhéologiques nécessaires à une description scientifique du comportement de déformation (figures 3.2 et 3.3).

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

L'échantillon est soumis à un cisaillement lorsqu'il est pris entre deux plaques, la plaque supérieure se déplaçant et la plaque inférieure étant immobile.

3.3.2.1 La contrainte de cisaillement

Lorsque nous appliquons une contrainte de cisaillement à un fluide, nous transférons le moment, en effet la contrainte de cisaillement est équivalente au flux de moment ou au taux de transfert de moment à la couche supérieure de fluide. Ce moment est transféré à travers les couches de fluide par des collisions et des interactions avec d'autres composants de fluide donnant une réduction de la vitesse du fluide et de l'énergie cinétique. Le coefficient de proportionnalité entre la contrainte de cisaillement et la vitesse de cisaillement est défini comme la viscosité de cisaillement ou la viscosité dynamique (μ), qui est une mesure quantitative de la friction interne du fluide et associée à l'amortissement ou à la perte d'énergie cinétique dans le système.

$$\mu = \tau / \gamma \quad (3.3)$$

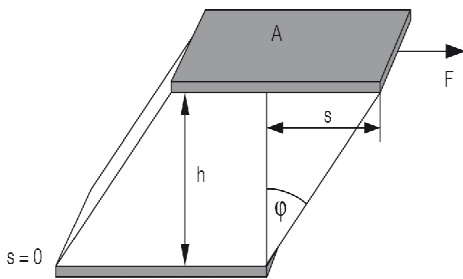


Figure 3.2 Modèle à deux plaques pour les essais de cisaillement avec zone de cisaillement A, largeur de l'espace h, force de cisaillement F, voies de déviation et angle de déviation ϕ pour le calcul de la contrainte de cisaillement et déformation de cisaillement.

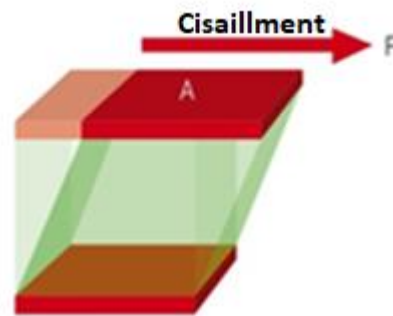


Figure 3.3 Modèle à deux plaques utilisées pour définir la contrainte de cisaillement à l'aide des paramètres de la force de cisaillement F et de la zone de cisaillement A de la plaque mobile supérieure.

$$\tau = F / A \quad (3.4)$$

Avec, τ est la contrainte de cisaillement, F c'est la force de cisaillement et A est la surface de cisaillement.

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

3.3.2.2 La déformation de cisaillement

La déformation par cisaillement γ est le rapport entre la déformation et les dimensions d'origine. Dans le cas d'une déformation par cisaillement, il s'agit de la quantité de déformation perpendiculaire à une ligne donnée plutôt que parallèle à celle-ci.

La déformation par cisaillement est le rapport entre la déformation et les dimensions d'origine. Dans le cas du cisaillement, l'effort de cisaillement est défini comme la tangente de l'angle et est égal à la longueur de déformation maximale divisée par la longueur perpendiculaire dans le plan d'application de la force, comme le montre la figure 3.4, ce qui facilite parfois le calcul. Les déformations mesurent combien une déformation donnée diffère localement d'une déformation du corps rigide.

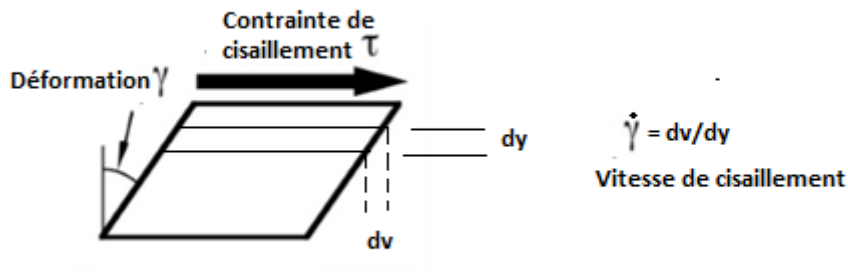


Figure 3.4 Mécanisme de déformation par cisaillement.

La vitesse de déformation c'est la variation de la déformation au cours du temps. Ou bien elle est le rapport entre la déformation et le temps nécessaire à celle-ci pour ce produire.

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dy} \right) = \frac{d}{dy} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{dv}{dy} \text{ (1/s)} \quad (3.5)$$

3.4 Les fluides non Newtoniens

On rencontre de plus en plus des matériaux au comportement intermédiaire entre celui d'un solide élastique et d'un liquide. Mettre à la disposition de la communauté scientifique des modèles mathématiques capable de transcrire leurs comportements complexes, est l'objectif fixé par la rhéologie. Ces matériaux sont communément appelés fluides complexes ou non Newtoniens.

Un fluide non Newtonien est défini par le fait que sa viscosité n'est pas constante et peut être dépendante de paramètres liés à l'écoulement ou encore du temps. Nous répertorions dans cette partie la plupart des comportements rencontrés lorsque l'on manipule ces matériaux.

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

Les fluides non newtoniens sont rencontrés dans un large domaine de procédés industriels, y compris les aliments, les mines et les minéraux, les produits pharmaceutiques, le traitement des pâtes et papiers et d'autres produits sous forme de pâtes, de boues, de suspensions solides concentrées ou d'émulsions. Exemples de ces fluides incluent boues de charbon, boue, miel, peinture, ketchup, mayonnaise, sang, crème à raser, dentifrice, solutions diluées, etc. Ces fluides présentent régulièrement des propriétés visqueuses non newtoniennes et il est important que le concepteur se familiarise avec le comportement d'écoulement de ces fluides, comment caractériser les propriétés physiques des fluides de ces fluides et comment les utiliser pour prédire le comportement de l'écoulement dans les systèmes de tuyauterie de procédé.



Miel

Fluides épaississants

Figure 3.5 Exemples des fluides non Newtoniens.

Si on pose τ la contrainte de cisaillement et $\dot{\gamma}$ la vitesse de déformation, nous considérons que les caractérisations du matériau ont été faites en utilisant un cisaillement complexe. Cherchons la relation $\tau = f(\dot{\gamma})$.

Pour ces fluides, la relation entre le cisaillement et la déformation est non linéaire $\tau = \mu\dot{\gamma}$, pour cela on peut utiliser une loi empirique fréquemment utilisé pour la variation de la viscosité avec le gradient de vitesse $\dot{\gamma}$, cette loi appelée la loi de puissance proposée par Ostwald de Waele en 1925 permet d'écrire l'équation précédente comme suite

$$\tau = m \dot{\gamma}^n \quad (3.6).$$

Cette loi est restée imparfaite du fait que la consistance m n'a aucun sens physique et sa dimension est liée à la valeur de l'exposant n . Pour cette raison, on essaie de garder la notion de viscosité en introduisant une "viscosité apparente" μ_a tel que $\tau = \mu_a \dot{\gamma}$ ou bien

$$\mu_a = m \dot{\gamma}^{n-1} \quad (3.7)$$

Où μ_a c'est la viscosité dynamique apparente, m c'est la consistance du fluide et n l'indice de la loi de puissance.

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

Remarque: Pour τ tend vers 0 quand γ est 0, le même comportement peut être observé pour les fluides Newtoniens.

3.4.1 Fluide non newtonien dans le comportement est indépendant du temps

Ce sont des fluides dont le taux de déformation dépend uniquement de la contrainte de cisaillement appliquée. Les fluides non newtoniens présentent généralement un comportement de fluidifiant par cisaillement ou d'épaississement par cisaillement et dans certains cas, présentent une contrainte d'élasticité c-à-d, un niveau de contrainte qui doit être surmonté avant que le fluide commence à s'écouler. Il existe un certain nombre de modèles ou de méthodes de rhéologie courantes souvent utilisés pour caractériser les fluides non-Newtoniens. Qui comprennent les modèles de Herschel-Bulkley, Power Law, Casson et Bingham Plastic et les tous disponibles dans le logiciel ANSYS CFX. LA figure 3.6 décrit l'allure des différentes courbe d'écoulement des fluides complexes.

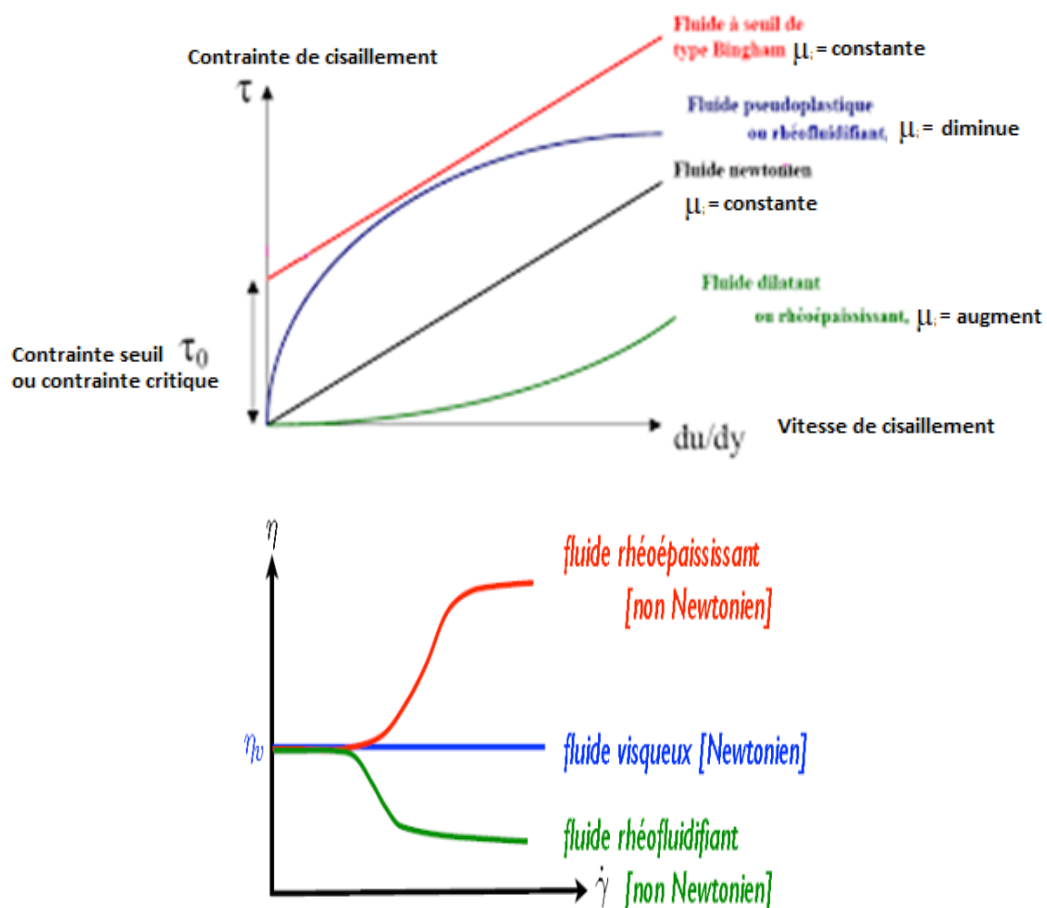


Figure 3.6 Comportement des fluides non Newtoniens couramment rencontrés.

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

3.4.1.1 Fluides pseudoplastiques ou rhéo-fluidifiants

Les fluides pseudoplastiques sont caractérisés par une viscosité apparente qui diminue au fur et à mesure que la contrainte de cisaillement appliquée augmente. Autrement dit, la structure du fluide subit des modifications entre les états de repos et d'écoulement. C'est le cas du sang, des polymères liquides à longue chaîne, des jus de fruits, des pâtes à papier, des colles et des ciments, le shampooing, jus de fruit concentré, encres d'imprimerie, solutions de polymères de masse moléculaire élevée, suspensions de particules solides...etc. Ces fluides sont avec un exposant $n < 1$ dans l'équation 3.7 qui est d'autant plus petit que le matériau s'écarte du comportement newtonien. Ils s'amincissent lorsque le taux de cisaillement augmente, jusqu'à ce que la viscosité atteigne un plateau de viscosité limite. Ce comportement est provoqué par l'augmentation de la vitesse de cisaillement et les éléments en suspension dans le fluide suivront la direction du courant. Il y aura une déformation des structures de fluide impliquant une rupture des agrégats à un certain taux de cisaillement et cela provoquera une limite de viscosité.

Ce qui cause le phénomène est généralement considéré comme le résultat de réarrangements structurels à l'échelle microscopique dans le fluide, comme un changement dans la façon dont les globules rouges se déplacent dans le sang ou l'organisation des microsphères en structure hexagonales qui glissent les unes sur les autres plus facilement qu'à des cisaillement inférieur ou des particules organisées au hasard entrent fréquemment en collision. Les fluides pseudoplastiques peuvent sembler homogènes, mais à l'intérieur de leurs molécules peut-être arrangés de manières tout à fait différentes. La figure 3.7 montrent ce comportement.

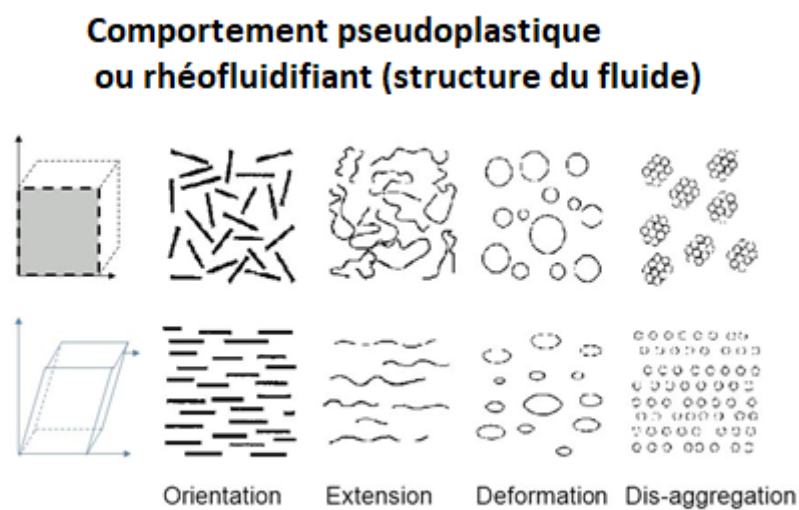


Figure 3.7 Comportement du flux fluidifiant par cisaillement sous contrainte.

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

3.4.1.2 Fluides dilatants ou rhéo-épaississants

Ce sont des fluides caractérisés par une viscosité apparente qui augmente avec la contrainte de cisaillement appliquée. En effet, le fluide mouille les particules et les colle les unes aux autres, ce qui permet d'amortir la contrainte et par conséquent d'augmenter la résistance au cisaillement. Parmi les fluides rhéoépaississant connus : suspensions de particules micrométriques d'argile, de craie, de quartz etc. Ces fluides sont d'indice de la loi de puissance $n > 1$ dans l'équation 3.7. Ils deviennent plus épais lorsqu'ils sont agités, c.-à-d. la viscosité augmente proportionnellement avec l'augmentation de la vitesse de cisaillement. Comme pour les fluides pseudoplastiques, la durée du stress n'a aucune influence, c.-à-d. lorsque le matériau est perturbé ou la structure détruite, il ne retournera pas à son état précédent. Ces fluides sont hydroclustering expérience quand il est frappé. Cela signifie que sur la sensation d'une contrainte, le fluide se réaligne pour former de longues chaînes (voir figure 3.8). Ces chaînes se chevauchent alors pour former un maillage, qui est difficile à briser. Les fluides épaississants de cisaillement ont des utilisations simples et complexes.

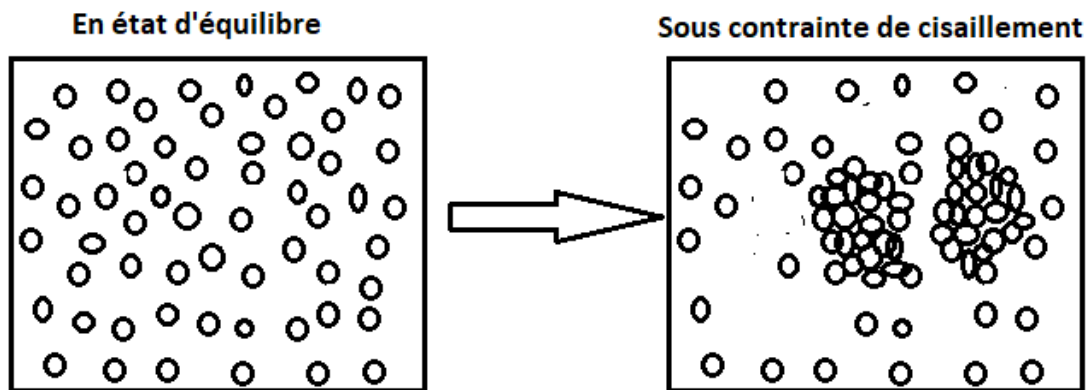


Figure 3.8 Exemple de fluide dilatant sous cisaillement.

Un exemple simple d'un fluide épaississant est Silly Putty. L'une des propriétés de Silly Putty est sa mouillabilité, il est facile à plier ou à lisser avec vos mains. Si vous prenez deux bouts d'un morceau de Silly Putty et les retirez l'un de l'autre, il s'étirera lentement jusqu'à ce qu'il devienne extrêmement mince. Mais si vous attrapez les deux bouts et tirez soudainement dans des directions opposées, le Silly Putty se cassera proprement, comme un solide le ferait.

Une application plus compliquée des fluides épaississants est la tentative de créer Blindage corporel liquide. Dans ces projets, le Kevlar, le nylon et d'autres tissus sont imprégnés d'un STF complexe composé de nanoparticules de silice. Les tissus traités offrent beaucoup plus de protection que leurs homologues soignés, mais il n'y a pas de perte majeure de flexibilité.

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

3.4.1.3 Fluides à seuil de contrainte (fluides plastiques)

Certains fluides complexes ne s'écoulent que lorsque la contrainte qui leur est appliquée dépasse une valeur seuil τ_0 . Ainsi tant que $\tau \leq \tau_0$ le fluide ne s'écoule pas mais se déforme de manière élastique. Une fois cette valeur dépassée, le matériau se mettra en écoulement et présentera éventuellement un caractère rhéofluidifiant ou rhéoépaississant comme la figure 3.9 montre ci-dessous. Parmi eux le dentifrice, la mousse à raser, le ciment frais, les peintures, les boues de forage...etc.

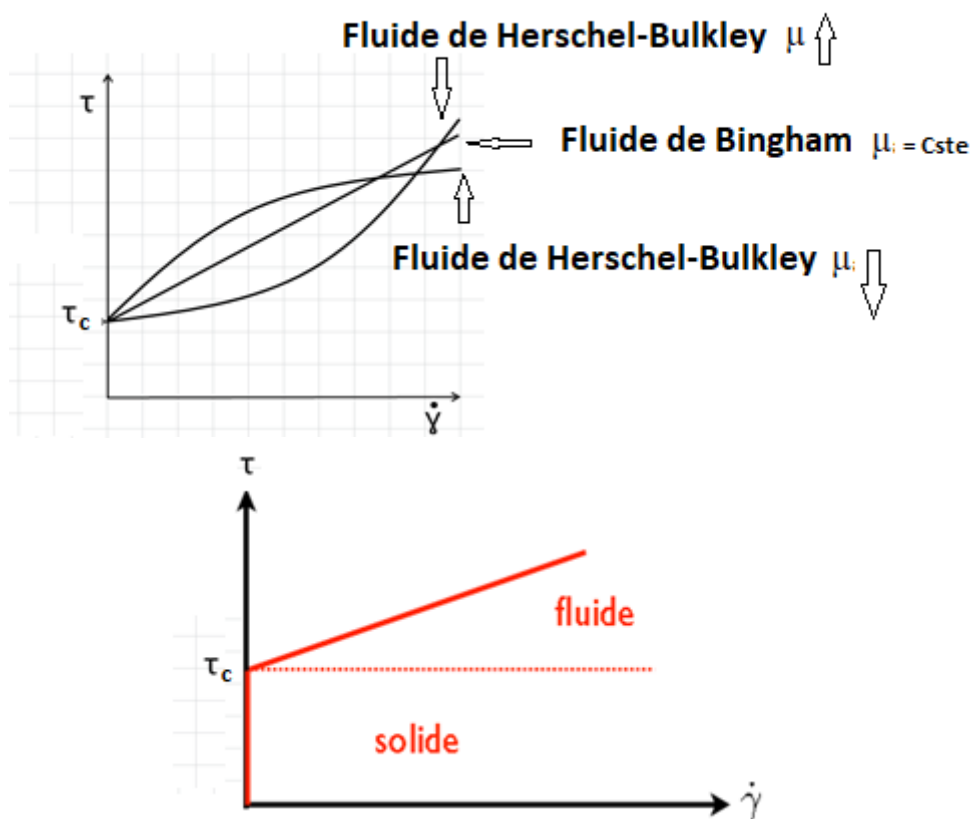


Figure 3.9 Comportement d'un fluide à seuil.

Le modèle d'Ostwald de Waele représente un comportement sans contrainte seuil. Dans le cas des fluides à seuil on ajoute la contrainte seuil τ_0 . Si la contrainte appliquée reste inférieure à cette valeur critique τ_0 , le matériau se comporte comme un solide. Cependant, lorsque la contrainte externe dépasse la limite d'élasticité, la structure du réseau s'effondrera et le matériau commence à couler comme s'il était un liquide. Pour les fluides de contrainte d'élasticité, les courbes interceptent l'axe de contrainte à une valeur non nulle indiquant qu'un taux de cisaillement ne peut être induit que lorsque la contrainte d'élasticité a été dépassée. Un Bingham

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

plastique est celui qui a un cisaillement de rendement mais montre le comportement newtonien après avoir soumis. Ce comportement idéalisé est rarement vu et la plupart des matériaux avec une contrainte apparente de rendement montrent un comportement non-Newtonien après avoir cédé ce qui est généralisé comme comportement plastique.

Les modèles rhéologiques les plus simples et les plus efficaces pour décrire la loi de comportement de ces fluides sont les modèles de Bingham et le modèle de Herschel-Bulkley. On écrit :

$$\text{Pour les fluides Binghamiens} \quad \tau = \tau_0 + \mu_B \dot{\gamma} \quad (3.8)$$

$$\text{Pour les fluides plastique non Newtoniens} \quad \tau = \tau_0 + m \dot{\gamma}^n \quad (3.9)$$

Où τ est la contrainte de rendement, μ_B est la viscosité de Bingham, m est la consistance and n est l'indice de puissance.

3.4.2 Fluide non newtonien dans le comportement est dépendant du temps

Ce sont les fluides dans lesquels leur viscosité apparente peut dépendre non seulement de la vitesse de cisaillement, mais aussi du temps pendant lequel le fluide a été soumis au cisaillement. Nous pouvons les classer en trois catégories :

3.4.2.1 Fluide thixotrope

Ce sont les fluides dont la viscosité est diminuée au cours du temps sous un cisaillement constant. Par conséquent, il peut être défini comme un comportement pseudoplastique dépendant du temps. A l'arrêt du cisaillement, la viscosité augmente avec le temps, ce qui indique une réversibilité du phénomène. Le ketchup, le yaourt, la peinture, les encres ... sont des exemples des fluides thixotropes.

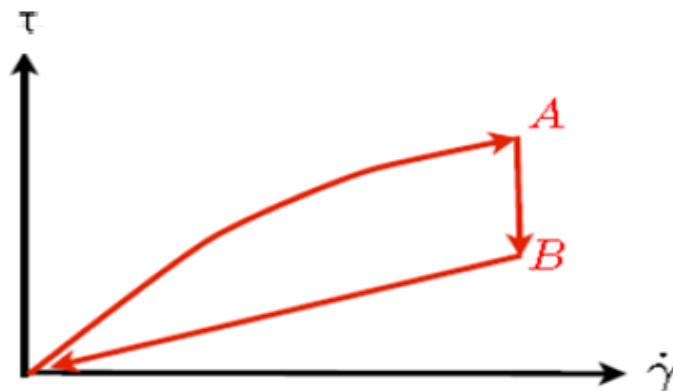


Figure 3.10 Comportement d'un fluide thixotrope.

Chapitre 3. Les comportements rhéologiques des fluides

3.4.2.2 Fluide antithixotrope/rhéopectique

Les fluides rhéopectique manifestent un comportement inverse que celui d'un fluide thixotrope. Leur viscosité augmente lorsqu'ils sont soumis à une contrainte constante. Le comportement de ces fluides peut être décrit comme un comportement dilatant dépendant du temps, ce qui signifie qu'ils deviennent épais quand ils sont secoués. De plus, plus la contrainte de cisaillement est élevée, plus le liquide devient visqueux. C'est parce que la microstructure de ces fluides rhéopectiques est construite sous cisaillement continu. Parmi eux le béton, la crème chantilly, les lubrifiants ...

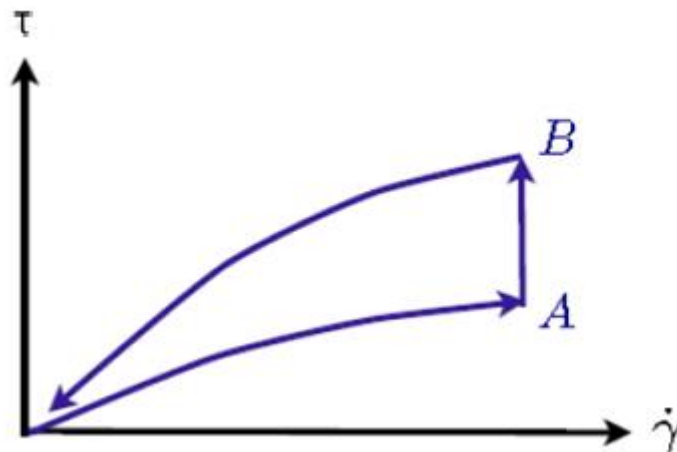


Figure 3.11 Comportement d'un fluide antithixotrope.

Ainsi, la différence clé entre les fluides thixotropes et rhéopectiques est que dans les fluides thixotropes, la viscosité du fluide diminue avec le temps tandis que, dans les fluides rhéopectiques, la viscosité du fluide augmente avec le temps. La figure 3.12 illustre mieux cette différence.

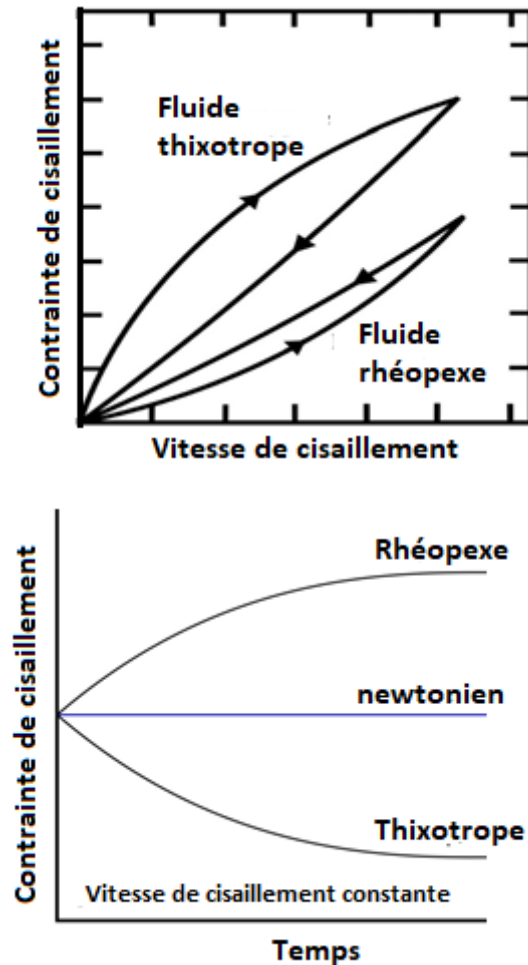


Figure 3.12 Différences entre les fluides thixotropes et antithixotropes sous cisaillement.

3.4.2.3 Les fluides viscoélastiques

Viscoélasticité est un comportement des fluides non Newtonien qui implique à la fois des propriétés visqueuses et élastiques. Les matériaux viscoélastiques sont communs dans les solutions de polymère et les polymères fondus et se comportent à la fois comme un liquide et un solide dans une certaine mesure et qui a une contrainte temporelle. Un exemple de fluide viscoélastique est la pâte de silicone, les fluides synoviaux

Les solides se déforment sous une contrainte appliquée, mais atteignent rapidement une position d'équilibre, dans laquelle la déformation cesse. Si la contrainte est supprimée, ils retrouvent leur forme originale et présentent un comportement élastique.

Chapitre 4

Méthode mathématique et numérique

4.1 Introduction

Un liquide visqueux confiné dans un espace annulaire de deux cylindres coaxiaux rotatifs est appelé écoulement Taylor-Couette. Un appareil Taylor-Couette (TC) est un dispositif populaire dans lequel l'écoulement d'un fluide visqueux entre deux cylindres circulaires concentriques est entraîné uniquement par la rotation d'un ou des deux cylindres. La configuration TC a probablement été utilisée pour déterminer la viscosité de l'eau en mesurant le couple de serrage sur le cylindre fixe [117, 118]. L'appareillage TC est toujours utilisé quotidiennement en viscosimétrie et la simplicité géométrique de sa configuration en combinaison avec la riche physique du champ d'écoulement résultant le rendent populaire parmi les mathématiciens et physiciens appliqués pour explorer la stabilité hydrodynamique, transition et turbulence. Un appareil TC offre une abondance de caractéristiques d'écoulement dans un petit système fermé qui le rend particulièrement attrayant pour les expérimentateurs. L'étude expérimentale de la migration des particules sphériques en suspension dans un fluide newtonien par Tetlow et al. [119] peut servir d'exemple d'une application pratique particulière.

La configuration de Taylor-Couette se caractérise par un rapport hauteur-écart $\Gamma = H/(r_o - r_i)$ et le rapport de rayon $RR = r_o/r_i$. Pour le cas idéal, le rapport hauteur-écart d'aspect tend à infinity et le rapport de rayon est égal à l'unité $RR = 1$.

Tout simplement, L'écoulement de Taylor-Couette est l'écoulement de fluide entre deux cylindres concentriques, le cylindre intérieur tournant à une certaine vitesse ou bien fixe (notre cas) et le cylindre extérieur étant immobile (Figure 4.1).

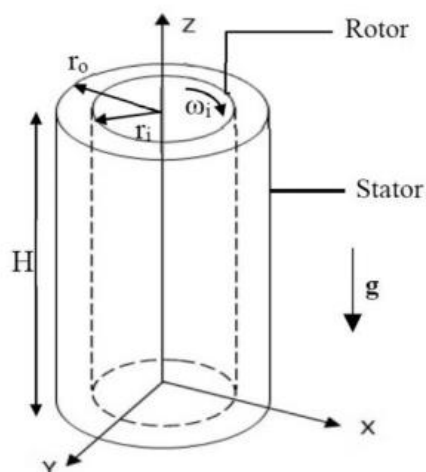


Figure 4.1 Schéma de l'arrangement de Taylor-Couette.

4.2 Description du problème

La présente étude peut être représentée par un espace annulaire allant d'un cylindre interne placé au centre d'un cylindre circulaire externe rempli de fluide non newtonien. Le cylindre intérieur est chauffé à température constante T_i , tandis que la paroi externe du cylindre est refroidie isothermement à température T_o . Le modèle physique du problème actuel est illustré à la figure 4.2. Dans cette étude, on suppose que les effets du rayonnement sont négligeables et que les propriétés des fluides sont constantes, sauf pour la densité dans le terme de flottabilité, qui suit l'approximation de Boussinesq. Le flux est considéré comme stable, laminaire, bidimensionnel.

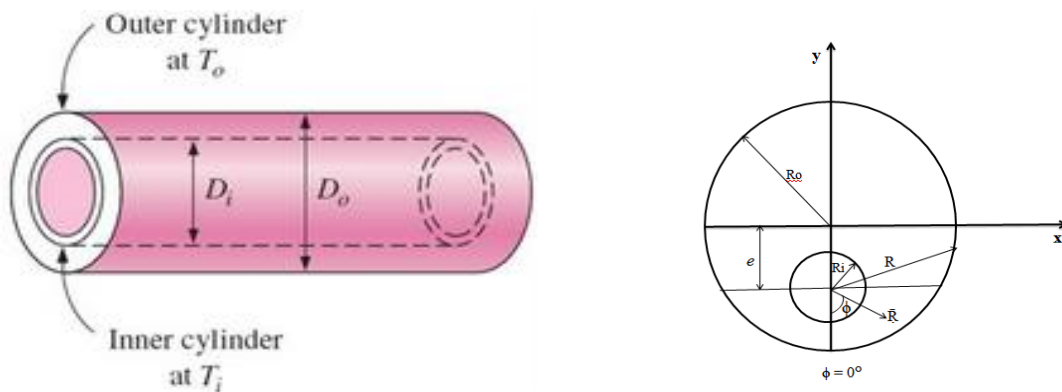
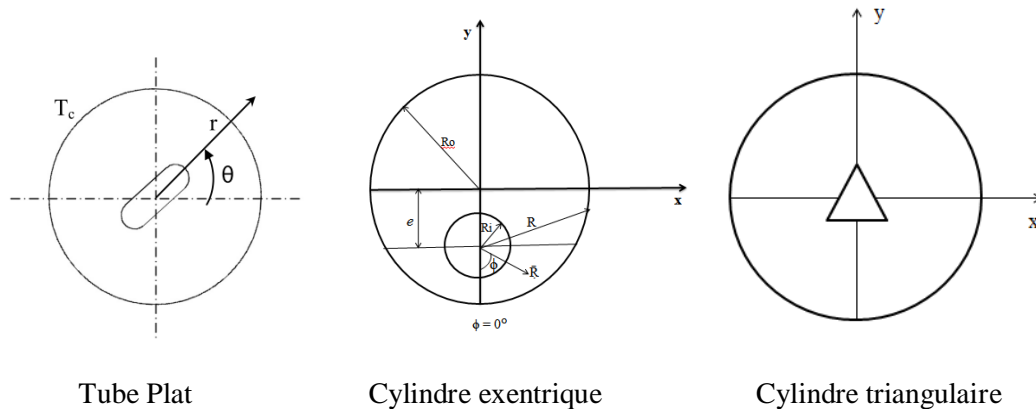


Figure 4.2. a. Deux cylindres isothermes horizontale. b. Vue latérale du domaine physique.

4.2.1 Les différents types des cylindres

La forme du cylindre intérieur change en fonction de la performance du transfert de chaleur que nous voulons étudier, nous pouvons rencontrer les formes triangulaires, carrées, hexagonales ainsi que le cylindre avec des rainures. La figure 4.3 montre les différentes formes.



Tube Plat

Cylindre excentrique

Cylindre triangulaire

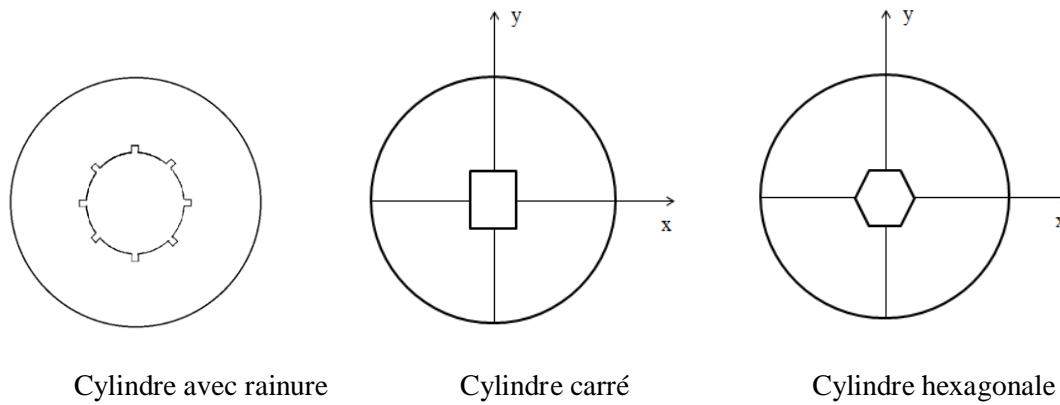


Figure 4.3 Les différents types de cylindre intérieur.

4.2.2 Les équations générales

L'écoulement d'un fluide et son transfert thermique sont représentés par un ensemble d'équations aux dérivées partielles, Le problème actuel est régi par des équations bidimensionnelles constantes de continuité, de moment et d'énergie. Ces équations peuvent être écrites dans la forme ci-dessous

4.2.2.1 Continuité : l'équation de quantité traduit le principe de conservation de masse : le taux de variation de la masse du fluide contenue dans un volume de contrôle (*CV*) est égal au débit massique entrant moins le débit massique sortant du (*CV*). Pour un écoulement incompressible, l'équation de continuité peut être écrite sous forme [120,121]

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4.1)$$

4.2.2.2 Moment : exprime le bilan des forces par unité de masse : le taux de variation de la quantité de mouvement du volume de contrôle (*CV*) est égal au flux de quantité de mouvement entrant moins le flux sortant du (*CV*).

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (4.2)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho g \beta (T - T_0) \quad (4.3)$$

Noté que le terme de flottabilité est ajouté suivant l'axe *y* car la force de flottabilité est dans le sens contraire de gravité. L'hypothèse de Boussinesq suppose que la masse volumique du fluide varie linéairement avec la température selon la relation suivante

$$(\rho - \rho_0) = -\rho_0 \beta (T - T_0) \quad (4.4)$$

Chapitre 4. Méthode mathématique et numérique

Où ρ_0 est la densité de référence, ρ est la densité du fluide, T_0 est la température opérante, T est la température du fluide, β est le coefficient d'expansion thermique donné par l'expression

$$\beta = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) \quad (4.5)$$

4.2.2.3 Energie : Le principe de conservation de l'énergie en régime stationnaire donne l'équation d'énergie sous la forme suivant

$$\rho C_p u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho C_p v \frac{\partial T}{\partial y} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (4.6)$$

La température à laquelle les propriétés du fluide sont prises est à $T_f = \frac{T_i + T_o}{2}$

Ces équations sont utilisées pour les conditions limites suivantes :

$$x^2 + y^2 = R_i^2 \quad u = v = 0 \quad T = T_i \quad (4.7)$$

$$x^2 + y^2 = R_o^2 \quad u = v = 0 \quad T = T_o \quad (4.8)$$

On définit les grandeurs adimensionnelles comme suite :

$$P = \frac{L^2 p}{\rho \alpha^2} \quad \theta = \frac{T - T_o}{T_i - T_o} \quad \bar{u} = \frac{Lu}{\alpha} \quad \bar{v} = \frac{Lv}{\alpha}$$

$$\bar{R} = \frac{R}{L} \quad X = \frac{x}{R} \quad Y = \frac{y}{R} \quad e = \frac{\varepsilon}{R}$$

En tenant compte de ces adimensionnements, notre modèle mathématique devient:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial X} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial Y} = 0 \quad (4.9)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial X} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial X} + \text{Pr} \left[2 \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\mu_a}{K} \frac{\partial \bar{u}}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\mu_a}{K} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial X} \right) \right) \right] \quad (4.10)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial X} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial Y} + \text{Pr} \left[2 \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\mu_a}{K} \frac{\partial \bar{v}}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\mu_a}{K} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial X} \right) \right) \right] + \text{Ra Pr } \theta \quad (4.11)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial X} + \bar{v} \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (4.12)$$

4.3 Les grandeurs physiques

Les équations régissant l'écoulement de fluide au sein de l'entrefer par le mode de transfert de chaleur par convection sont dépend de plusieurs paramètres physiques qui sont principalement utilisée pour produire les nombres sans dimension et réduire le nombre total des variables.

4.3.1 Le nombre de Prandtl : Le nombre de Prandtl est le rapport entre l'épaisseur de la couche limite dynamique et la couche limite thermique, ou bien il peut être défini comme le rapport de la diffusivité dynamique (viscosité) et la diffusivité thermique

$$Pr = \frac{\mu C_p}{k} \quad (4.13)$$

4.3.2 Le nombre de Grashof : Le nombre de Grashof est le rapport de la force de flottabilité à la force visqueuse agissant sur un fluide.

$$Gr = \frac{\rho g \beta \Delta T L^3}{\nu^2} \quad (4.14)$$

4.3.3 Le nombre de Rayleigh : C'est le produit du nombre de Grashof et le nombre de Prandtl. C'est un nombre sans dimension qui est associée à la flottabilité entraîné flux dire gratuite ou convection naturelle. Lorsque le nombre de Rayleigh est inférieur à la valeur critique pour ce fluide, le transfert de chaleur est principalement sous forme de conduction; quand il dépasse cette valeur critique, le transfert de chaleur est principalement sous forme de convection.

$$Ra = Gr Pr = \frac{g \beta}{\nu \alpha} \Delta T L^3 \quad (4.15)$$

Après avoir introduit la viscosité apparente μ_a dans l'équation 2.7 du chapitre précédent, les paramètres adimensionnels deviennent

$$Pr = \frac{m L^{2-2n}}{\rho \alpha^{2-n}} \quad (4.16)$$

$$Gr = \frac{\rho^2 (g \beta \Delta T)^{2-n} L^{n+2}}{m^2} \quad (4.17)$$

$$Ra = \frac{\rho g \beta \Delta T L^{2n+1}}{\alpha^n m} \quad (4.18)$$

4.3.4 Le nombre de Richardson : qui compare les effets de la gravité à ceux d'inertie, il est le paramètre de convection mixte. Donnée par

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (4.19)$$

Chapitre 4. Méthode mathématique et numérique

4.3.5 Le nombre de Reynolds : Le nombre de Reynolds représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Ce nombre sans dimension apparaît en adimensionnant les équations de Navier-Stokes.

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu} \quad (4.20)$$

4.3.6 Le nombre de Nusselt : Le nombre de Nusselt est une quantité adimensionnelle caractérise l'échange thermique entre le fluide et une solide. En gros est interprété physiquement comme étant le rapport entre le transfert thermique convectif et le transfert thermique conductif.

Considérons le transfert d'une couche de fluide près de la surface A, L est une épaisseur d'une différence de température entre les deux faces et $\Delta T = T_i - T_o$, Si le fluide est en mouvement, le transfert de chaleur par convection soit par l'équation: $Q_{conv} = h A (T_i - T_o)$ (4.21)

Le nombre de Nusselt est $Nu = Q_{conv}/A = h (T_i - T_o)$ (4.22)

4.4 Méthodologie Numérique

Les équations de conservation régissant le phénomène de la convection naturelle sont des équations différentielles aux dérivées partielles (EDP) non linéaire, concentrique et couplées. En raison de leur complexité, ces équations sont résolues à l'aide des techniques numériques. Toutes les méthodes numériques possèdent le même objectif, c'est de passer d'un problème exact continu régité par des Equations à Dérivées Partielles (EDP) à un problème approché discret. On distingue alors trois grandes familles de méthodes les plus habituellement utilisées dans le domaine du transfert thermique:

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

Dans notre travail la méthode des volumes finis a été retenue pour étudier le comportement thermique de notre modèle physique et effectuer des simulations. Nous avons jugé que cette méthode est la mieux adaptée à notre problème et surtout elle a un avantage de garder les équations sous leur forme primitive. Pour cette raison nous allons présenter uniquement cette méthode.

Chapitre 4. Méthode mathématique et numérique

4.4.1 Méthode des volumes finis : En analyse numérique, la méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles, comme la méthode des différences finies et celle des éléments finis.

La méthode des volumes finis a été développée par Patankar [122]. Elle est utilisée pour résoudre numériquement les équations de conservation sous forme intégrale. Celle-ci s'appuie sur une discrétisation du domaine de calcul en plusieurs volumes. Chacun d'entre eux est entouré d'un ensemble d'éléments de volume qui recouvrent le domaine sur lequel on transforme directement les équations aux dérivées partielles (EDP) en équations algébriques facile à résoudre.

La méthode est basée sur les principes généraux suivants [123]:

- Discrétisation spatiale des nœuds où les différentes variables sont définies (vitesses, pressions, températures, etc..).
- Discrétisation spatiale des éléments de volumes où associés aux nœuds.
- Discrétisation des équations en intégrant les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sur chaque élément de volume du domaine en approximant les différents termes des équations.
- Application du principe de conservation à chaque élément de volume pour écrire le bilan de chaque variable sur chaque élément de volume.

La méthode des volumes finis est l'approche par excellence utilisée en MDF numérique. Elle repose sur un principe aussi valable en vie courante, en politique qu'en démarche scientifique. Je parle bien sûr du principe 'diviser pour régner'. Je ne dirais rien sur son efficacité ou sa moralité en politique ou en gestion des personnes, mais en tant qu'approche scientifique c'est très efficace. En face d'un problème complexe impossible ou très difficile à résoudre, la méthode la plus efficace est de le subdiviser en plusieurs petits problèmes beaucoup plus facile à résoudre. Et pas de soucis si le résultat est un millier ou un million de petit problèmes. Des calculateurs très sophistiqués et de plus en plus rapides sont là pour entrer en action. Et si un ou plusieurs éléments posent des problèmes un peu particuliers (une singularité, des conditions d'interface, des frontières...) on peut leurs réserver un traitement à part [124].

Donc l'approche consiste à diviser le domaine de calcul en plusieurs petits volumes qui ne se chevauchent pas et dont la somme fait exactement le volume du domaine de calcul à étudier. C'est très important pour assurer le principe de conservation et surtout la conservation des flux entre l'entrée et la sortie du domaine de calcul.

Chapitre 4. Méthode mathématique et numérique

Ensuite vient le principe de base de la méthode qui n'est autre que le théorème de la divergence (Ostrogradski) qui consiste à changer une intégrale de volume en intégrale de surface. L'application de ce théorème tout en utilisant des schémas de différences finies pour les dérivées partielles, donne naissance à des équations algébriques qu'on pourra ensuite résoudre via des méthodes directes ou indirectes.

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E + a_S \phi_S + a_N \phi_N + a_B \phi_B + a_T \phi_T + S_u$$

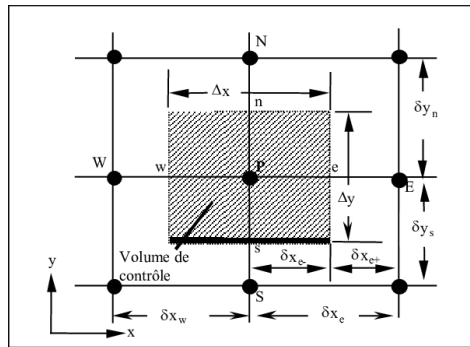
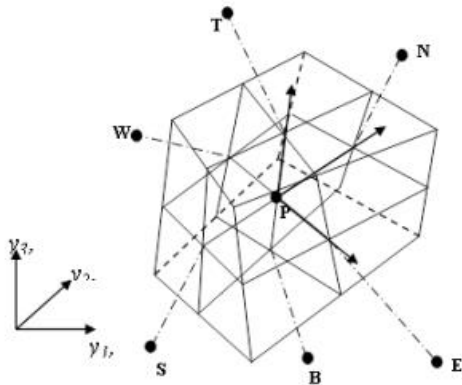


Figure 4.4 a. La methode des volumes finis.

b. Volume de contrôle bidimensionnel.

4.4.2 Presentation de code ANSYS CFX : Dans ce document on présentera deux outils de simulation numérique qui peuvent être utilisés indépendamment l'un de l'autre. Le premier est le logiciel ANSYS ICEM CFD qui est utilisé pour le dessin de la géométrie et la génération du maillage. Le deuxième est le code ANSYS CFX qui permet la simulation numérique de l'écoulement, l'utilisation du pré-procésing, la résolution et le poste-procésing est démontrée l'écoulement dans l'entrefer (figure 4.5) [125].

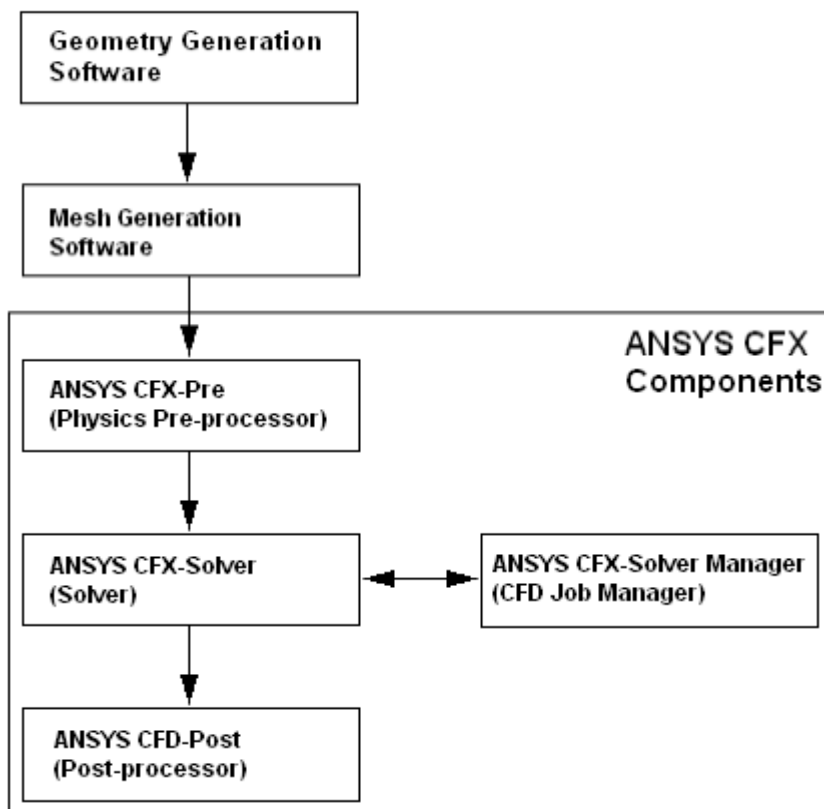


Figure 4.5 Ansys CFX file types.

4.4.2.1 Présentation de l'ANSYS ICEM CFD : Ce module permet de préparer la configuration géométrique du problème étudié et de générer le maillage de manière assez conviviale bien qu'assez simple. Dans le cas de notre travail on a fait recours à l'ICEM CFD, l'un des avantages de ce logiciel, est sa simplicité ainsi que sa robustesse envers la réalisation des géométries les plus complexes. Pour le maillage, ICEM CFD utilise des structures mono ou multi-blocs en fonction de la géométrie, il permet de générer deux types de maillages, entre autre le maillage tetrahedral et le maillage hexahedral. Pour chaque configuration (géométrie – maillage) un fichier de données (*.cfx5) doit être exporté vers CFX.

Une simulation numérique passe par trois étapes principal, à savoir : la préparation, la solution et le traitement des résultats.

4.4.2.2 CFX Pré : Préparation des données du problème (géométrie du domaine de calcul, génération du maillage de discrétisation, définition des phénomènes physiques et chimique du processus, détermination des propriétés du fluide, spécification des conditions aux limites).

CFX-Pre offre une interface moderne, cohérente et intuitive pour la définition des problèmes complexes de CFD. CFX-Pre peut lire plusieurs maillages d'une variété de sources. L'utilisateur est guidé dans la définition physique en se déplaçant le long de la barre d'outils «Define», qui

Chapitre 4. Méthode mathématique et numérique

présente les étapes principales dans la définition du problème. La création et la modification des objets physiques sont présentées par une interface utilisateur avec les panneaux tabulés fournissant l'accès facile aux détails des modèles. La définition en évolution des problèmes est montrée dans le «object selector», qui montre les objets principaux qui peuvent être choisis pour accéder à n'importe quelle étape de la définition du problème. Les erreurs qui se produisent pendant la définition ou la modification du problème sont montrées à l'aide d'un codage de couleur dans le «object selector», ou par l'intermédiaire des messages descriptifs dans le panneau de message physique. Une fois que la définition de problème est complète, il faut exporter un fichier de définition (*.def) vers le module CFX-Solver pour avoir la solution du problème.

4.4.2.3 CFX Solver : Cette la solution du problème par une méthode numérique. Il permet de résoudre les équations de l'hydrodynamique modélisant le problème physique étudié. Toutes les spécifications du problème produites dans le module CFX-Pre sont résolues par CFX Solver pour une erreur bien définie ou un nombre d'itération maximale. Tous les résultats sont stockés dans un fichier (*.res).

4.4.2.4 CFX Post : Visualisation du domaine de calcul et du maillage, tracé des vecteurs de vitesse et des lignes de courant, contours, extractions de surfaces bien définis, manipulation des graphes (translation, rotation, et re-dimensionnement). Il est conçu pour permettre la visualisation facile et le traitement quantitatif des résultats de simulations. Il dispose d'outils graphiques très puissants permettant la présentation et l'analyse des résultats en forme des :

- Lignes de courant, Champ de vitesse...
- Visualiser différents paramètres définis par l'utilisateur.
- Définir et calculer des nouveaux variables.
- Exporter les résultats en différent format, pour tracer l'évolution des variables avec d'autres logiciels graphiques.

4.4.3 Algorithme SIMPLE

Cet algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation) a été proposé par Patankar [62]. Il consiste dans son principe, à traiter le couplage des équations de conservation discrétisées et calculer le champ de vitesse en fonction d'un champ de pression donnée. Lorsque ce dernier est estimé, les composantes des deux vitesses obtenues ne satisfont pas nécessairement l'équation de continuité. Une correction de la pression est alors déterminée de façon à assurer la conservation de la masse et cela mène à une correction de la vitesse. On recherche ensuite une relation explicite entre la vitesse et la pression qui reportée dans l'équation de continuité fournit une équation permettant de calculer la pression.

Chapitre 4. Méthode mathématique et numérique

Il est à noter que les équations de continuité et la conservation de quantité de mouvement sont résolues de manière séquentielle, dans lequel l'équation de continuité apparaît comme une équation de correction de la pression bien que la pression ne semble pas explicitement dans l'équation de continuité pour les écoulements incompressibles.

4.4.4 Le choix de maillage

Par définition, le **maillage est la discrétisation spatiale d'un milieu continu**. Le maillage est l'étape qui suit la définition des conditions aux limites. Celui-ci a constitué l'une des étapes principales de notre projet. Le logiciel ICEM CFD nous permet de mailler notre géométrie en raffinant le maillage en fonction des conditions aux limites.

Le domaine de calcul est divisé en une série de sous domaines appelés volumes de contrôle (figure 4.4). Ces volumes de contrôle enveloppent tout le domaine de calcul sans chevauchement, de telle façon que la somme de leurs volumes soit égale au volume du domaine de calcul. Un point est positionné au centre de chaque volume de contrôle où les variables inconnues doivent être calculées. [125].

Les cellules quadrilatérales non structurées avec un espacement non uniforme des éléments de maillage ont été générées en utilisant le logiciel ANSYS ICEM CFD. Les points des maillages sont répartis de manière non uniforme avec une concentration plus élevée à la proximité des cylindres tels qu'ils sont représenté sur la figure 4.6.

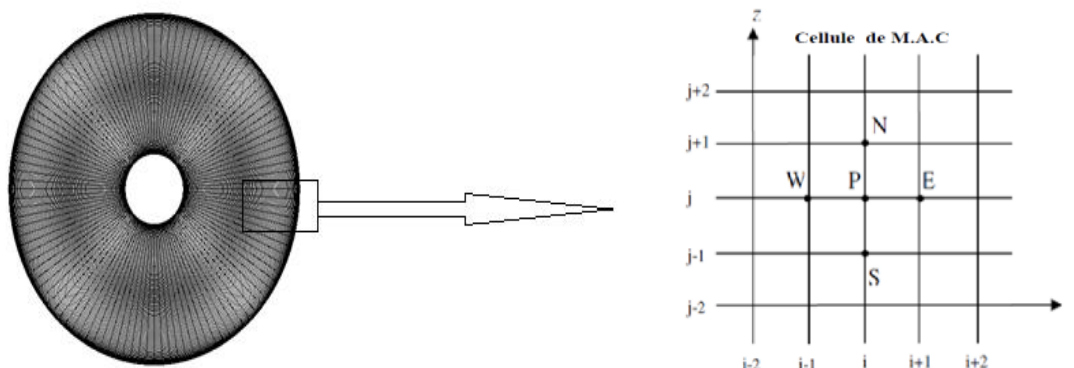
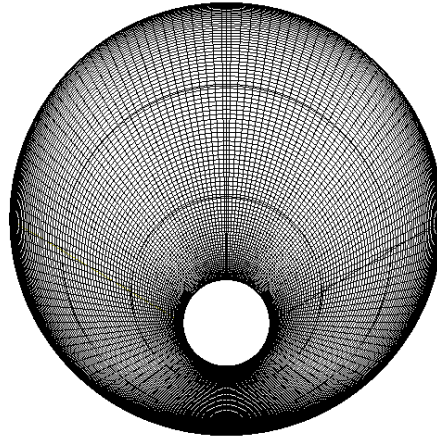


Figure 4.6 a. Maillage du domaine numérique

b. Nœuds du maillage type cellule M.A.C



c. Maillage du domaine numérique excentrique

Donc on conclue que la discrétisation est nécessaire pour résoudre les équations. La qualité du maillage possède une grande influence sur la précision de la solution. Cependant, plus le maillage va être raffiné plus le temps de calcul va être important. Il faut donc trouver un compromis entre précision et rapidité de calcul.

4.4.5 Test de maillage

Pour évaluer la précision de notre calcul numérique, Les cellules hexaèdres non structurées avec un espacement non uniforme des éléments de maillage ont été générés en utilisant le logiciel ICEM CFD. Les points des maillages sont répartis de manière non uniforme avec une concentration plus élevée à la proximité des cylindres tels qu'il est représenté sur Figure 4.12.a.

Afin d'étudier la grille de solution, l'indépendance et de choisir une résolution de maillage raisonnable. Un test d'indépendance de la grille a été effectué en ce qui concerne les valeurs moyennes des nombres de Nusselt à $Pr=0.7$, $n=1$, $RR=2.5$ et différents valeurs de nombre de Rayleigh, trois maillages différents ont été générés à savoir Maillage1, Maillage2 et Maillage3. Tableau 4.1 montres les maillages et les nombres des éléments correspondants à chaque cas dans cette étude. A partir de résultats présentés dans le tableau 1. Evidemment, le nombre de Nusselt moyen présente une variation moyenne de 0,07, 0,053 et 0,09 par rapport au maillage 1, maillage 2 et maillage 3, respectivement. Ainsi, pour les calculs actuels, la situation indépendante de la grille a été établie pour Mesh 2, qui est économe en calcul pour tous les différents cas étudiés dans le présent travail.

Chapitre 4. Méthode mathématique et numérique

Grid	Nombre d'éléments	Ra	Nu	Nu [95]	Différence Moyenne
Mesh 1	80*80	10^3	1.3582	1.322	0.07
		10^4	3.1995	3.252	
		10^5	5.8335	5.963	
Mesh 2	100*100	10^3	1.3329	1.322	0.053
		10^4	3.2333	3.252	
		10^5	5.8470	5.963	
Mesh 3	120*120	10^3	1.3404	1.322	0.09
		10^4	3.1447	3.252	
		10^5	5.8180	5.963	

Tableau 4.1 Effet du nombre d'éléments sur le transfert thermique.

4.5 Ecoulement laminaire de la convection naturelle

Au cours d'un mouvement laminaire de cisaillement, deux couches successives au contact l'une de l'autre se déplacent relativement l'une par rapport à l'autre. Il apparaît à l'interface de ces deux couches des forces de frottement dF qui s'exercent tangentiellement à la surface dS de la couche.

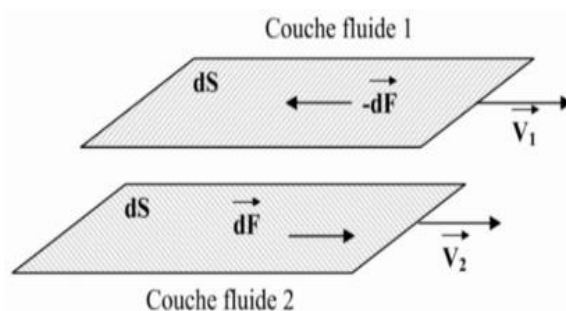


Figure 4.7 Cisaillement laminaire de deux couches limite.

Le paramètre principal qui gouverne l'écoulement convectif est le nombre de Rayleigh qui représente le rapport entre les forces de flottabilité (poussée d'Archimède) et les forces de dissipation (viscosité et diffusivité thermique) d'où, il sera nécessaire d'interpréter les résultats numériques obtenues lorsque les températures sont imposées sur les parois dans le domaine annulaire. Nous varions le nombre de Rayleigh entre 10^3 et 10^5 tout en restant en régime laminaire. Généralement le nombre de Rayleigh qui détermine le régime d'écoulement :

- Régime Laminaire : $Ra < 10^9$
- Régime transitoire : $Ra \leq 10^9 \leq 10^{13}$
- Régime Turbulent : $Ra \geq 10^{13}$

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes équations et modèles mathématiques qui conduisent le fluide non Newtonien dans l'entrefer, les différents modes de transfert thermique et les grandeurs adimensionnels correspondants au phénomène convection naturelle.

Nous avons présenté aussi les méthodes numériques qui nous ont servis pour traiter le problème de la convection naturelle au sein d'un écoulement incompressible laminaire. Le code de calcul est fondé sur le logiciel ANSYS CFX associé au module du phénomène de transfert de chaleur qui est basé sur la méthode des volumes finis.

Références

- [117] A. Mallock, Determination of the viscosity of water, Proc. R. Soc. Lond 45, 1888, pp. 126-132.
- [118] M. Couette, Études sur le frottement des liquides, Ann. Chim. Phys 21, 1890, pp. 433-510.
- [119] N. Tetlow, A.L. Graham, M.S. Ingber, S.R. Subia, L.A. Mondy, S.A. Altobelli, Particle migration in a Couette apparatus : experiment and modeling, J. Rheol 42, 1998, pp. 307-326.
- [120] F. Alavyoon. On natural-convection in vertical porous enclosures due to prescribed fluxes of heat and mass at the vertical boundaries, Int J. Heat & Mass Transfer 36, 1993, pp. 2479-2498.
- [121] F. Alavyoon, Y. Masuda, and S. Kimura. on natural-convection in vertical porous enclosures due to opposing fluxes of heat and mass prescribed at the vertical walls. Int J. Heat & Mass Transfer 37, 1994, pp. 195-206.
- [122] S.V. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow, Londres: Mac Graw Hill, 1980.
- [123] H. Benzenine, contribution à l'étude de la convection dans les cavités ouvertes munies de chicanes, Thèse de doctorat en énergétique, Université d'Oran USTO, 2013.
- [124] Azzi Abbes, La méthode des volumes finis-1-, Le Centre Universitaire de Ain Témouchent recrute, site officiel d'A. Azzi. 2011.
- [125] Hammel Mohammed, Initiation à la simulation numérique des écoulements de fluides (CFD), Introduction à l'ANSYS ICEM CFD et ANSYS CFX, 2014.

Chapitre 5

Résultats et discussions

5.1 Introduction

L'objectif principal de ce chapitre est d'examiner l'effet de paramètres physiques pour le modèle physique considéré. Dans ce modèle, les calculs sont effectués dans un espace annulaire horizontale imposant différentes températures. Cependant, ces résultats doivent être connus à des différents paramètres contrôlant ce problème de transfert de chaleur par convection naturelle tel que le nombre de Rayleigh, l'indice de puissance n et le facteur d'excentricité ε de l'espace annulaire. En plus, des simulations numériques sont effectuées pour analyser le comportement dynamique et thermique au sein du fluide, sont exposés dans ce chapitre.

A deux dimensions, au régime stationnaire laminaire d'un fluide non newtonien à l'intérieur d'un espace annulaire, écoulement provoqué par une convection naturelle. Nous établissons les principaux résultats de la simulation numérique après avoir fixé les paramètres de la modélisation numérique et le choix du maillage.

5.2 Choix des paramètres physiques

Pour simplifier les calculs numériques, les hypothèses simplificatrices suivantes sont appliquées

- Le problème est considéré comme bidimensionnel.
- Le fluide est non Newtonien suivant le modèle d'Oswald de Waele.
- L'écoulement est considéré laminaire et le régime est stationnaire.
- Prise en considération de la flottabilité.

On définit le rapport d'excentricité ε par la relation $\varepsilon = \frac{e}{L}$, si $\varepsilon=0$ le cylindre intérieur est au milieu du cylindre extérieur (le cas concentrique), si $\varepsilon=1$ le cylindre intérieur touche le cylindre extérieur en bas, On étudions 3 cas, $\varepsilon=0.3$, $\varepsilon=0.6$ et $\varepsilon=0.9$. Pour l'angle ϕ nous déplaçons le cylindre intérieur dans le sens antihoraire de différentes valeurs, Trois valeurs sont prises ; $\phi=0$, $\phi=45^\circ$ et $\phi=90^\circ$, un rapport de forme $RR=5$ fixe avec des températures de cylindre intérieur $T_i=305^\circ\text{K}$ et de cylindre extérieur $T_o=300^\circ\text{K}$ et une consistance du fluide $m=0.1$ Pa s.

Après cela on a passé aux calculs numériques pour faire une étude paramétrique dans le but de voir l'influence et l'effet de certains paramètres physiques ainsi géométriques sur le taux de transfert thermique. Ces paramètres sont

- Le nombre de Rayleigh Ra .
- Le nombre de Prandtl Pr .
- L'indice de puissance ou l'indice d'écoulement du fluide n .
- La forme du cylindre intérieur et l'excentricité ε .

- L'angle d'inclinaison du cylindre intérieur ϕ .
- Le nombre des cames.

5.2.1 Type et qualité de maillage

Dans ce travail, nous avons utilisé le maillage à hexaèdre qui a la forme à quatre faces au niveau de la base. Il est le plus fréquent dans les grilles structurées. Les éléments quadrilatères ne sont pas généralement utilisés pour les formes concaves.

Pour obtenir des résultats fiables il est nécessaire de raffiner au niveau des parois, l'écoulement thermique au niveau des couches limites est très important, pour cela il faut utiliser un maillage irrégulier très raffiné au niveau de ces parois. Mais évidemment il faut trouver un compromis entre le type de maillage et le nombre de nœud pour optimiser le temps de calcul. Figure 5.1 illustré le maillage utilisé dans ce calcul.

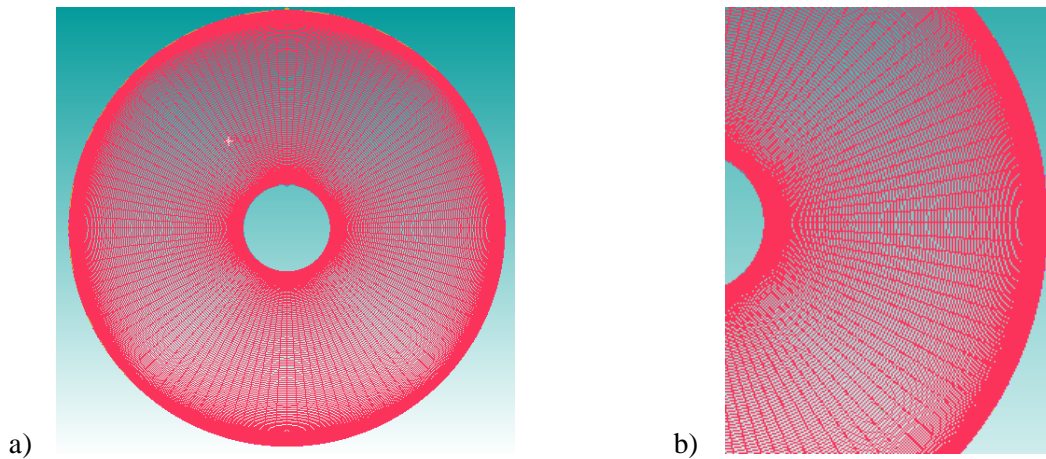


Figure 5.1 Maillage irrégulier pour deux cylindres concentrique.

Nous avons testé différents maillages plus raffinés près des parois de l'espace annulaire comme illustré dans tableau 3.1, il est clair que le maillage de 100*100 donne les meilleurs résultats, nous l'utilisons donc dans nos simulations.

5.3 Interprétation des résultats pour des cylindres excentriques

Après avoir implémenter les équations dans le Pre-processing, les principaux résultats obtenus concerne le comportement des champs dynamiques et thermiques.

Chapitre 5. Résultats et discussions

5.3.1 Les lignes de courant

Les résultats de l'étude numérique de la convection naturelle dans un entrefer pour un cylindre intérieur chauffé à une température T_h est présentée sous formes de lignes de courants dans les figures de 5.2 au 5.7. Noter que l'indice d'écoulement n varie de 0,6 à 1,4 qui couvre à la fois les fluides pseudoplastiques ($n < 1$) et les fluides dilatants ($n > 1$). Le nombre Prandtl est fixé à $Pr=10$.

Dans la figure 4.2 nous montrons l'effet de la variation de l'indice d'écoulement n en fonction des autres paramètres. Nous avons varié l'indice d'écoulement n et l'excentricité ε et fixé Ra , Pr et l'angle d'inclinaison ϕ . A cette valeur de Rayleigh, les lignes de courant sont symétriques sur l'axe y du cylindre intérieur et le vortex principal se déforme en deux vortex, Cependant l'augmentation de la valeur de n provoque un rétrécissement des tailles des vortex. En outre, il est clair que les vortex à l'intérieur du vortex principal se déplacent vers le haut pour former une région dense sur la couronne du cylindre intérieur. Cette région démontre que le mouvement du fluide et le transfert par convection deviennent plus forts pour les fluides pseudoplastiques ($n < 1$) que pour les fluides dilatants ($n > 1$). Au fond du cylindre intérieur, nous ne trouvons aucun mouvement de l'écoulement et l'écoulement ne fait pas de recirculation, ce qui signifie qu'il n'y a pas de transfert de chaleur dans cette région. De plus, on peut voir que lorsque nous augmentons l'indice d'écoulement (du comportement pseudoplastique au comportement épaississant ou dilatatant) aux mêmes valeurs de Ra , la valeur de la vitesse diminue ce qui est un signe que les fluides pseudoplastiques sont meilleurs que les autres pour le transfert thermique.

La figure 4.2 illustre l'effet de l'excentricité sur les lignes de courant. De la figure, il est évident que l'excentricité a des effets sur le transfert de chaleur, l'écart entre la partie sud du cylindre intérieur et l'extérieur devient plus serré par conséquent on peut dire que le fluide ne peut pas avoir la liberté de circuler dans cette région; Par conséquent, à mesure que l'excentricité augmente, la vitesse au-dessus du cylindre interne augmente. Pour des valeurs du rapport d'excentricité ε élevé, nous remarquons que l'écoulement du fluide se concentre dans la totalité de l'espace annulaire. On en déduit que la vitesse est directement proportionnelle à l'augmentation de l'excentricité ε .

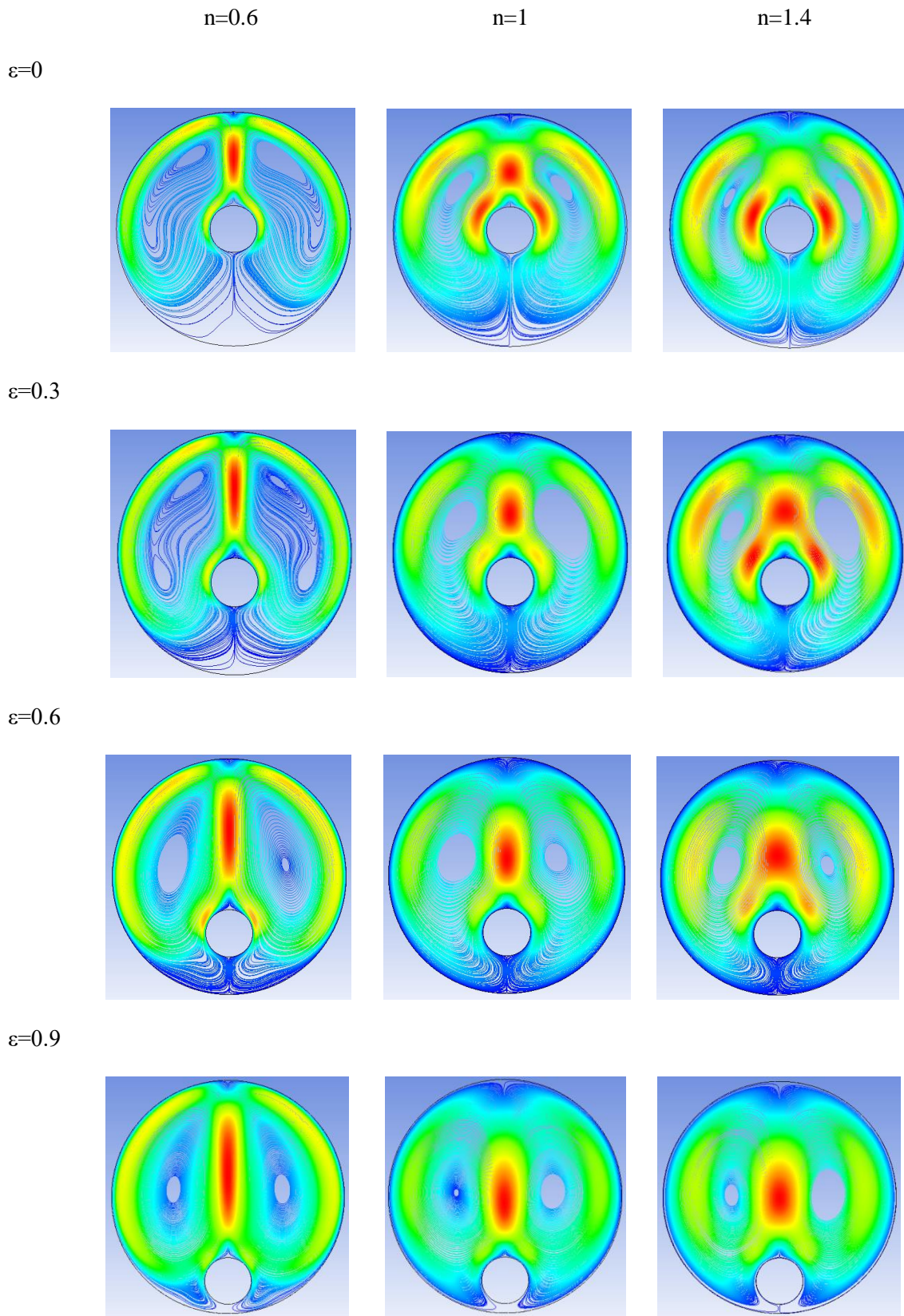


Figure 5.2 Les lignes de courant pour $Ra=10^4$, $\phi=0^\circ$, $Pr=10$ et différentes valeurs de ε et n .

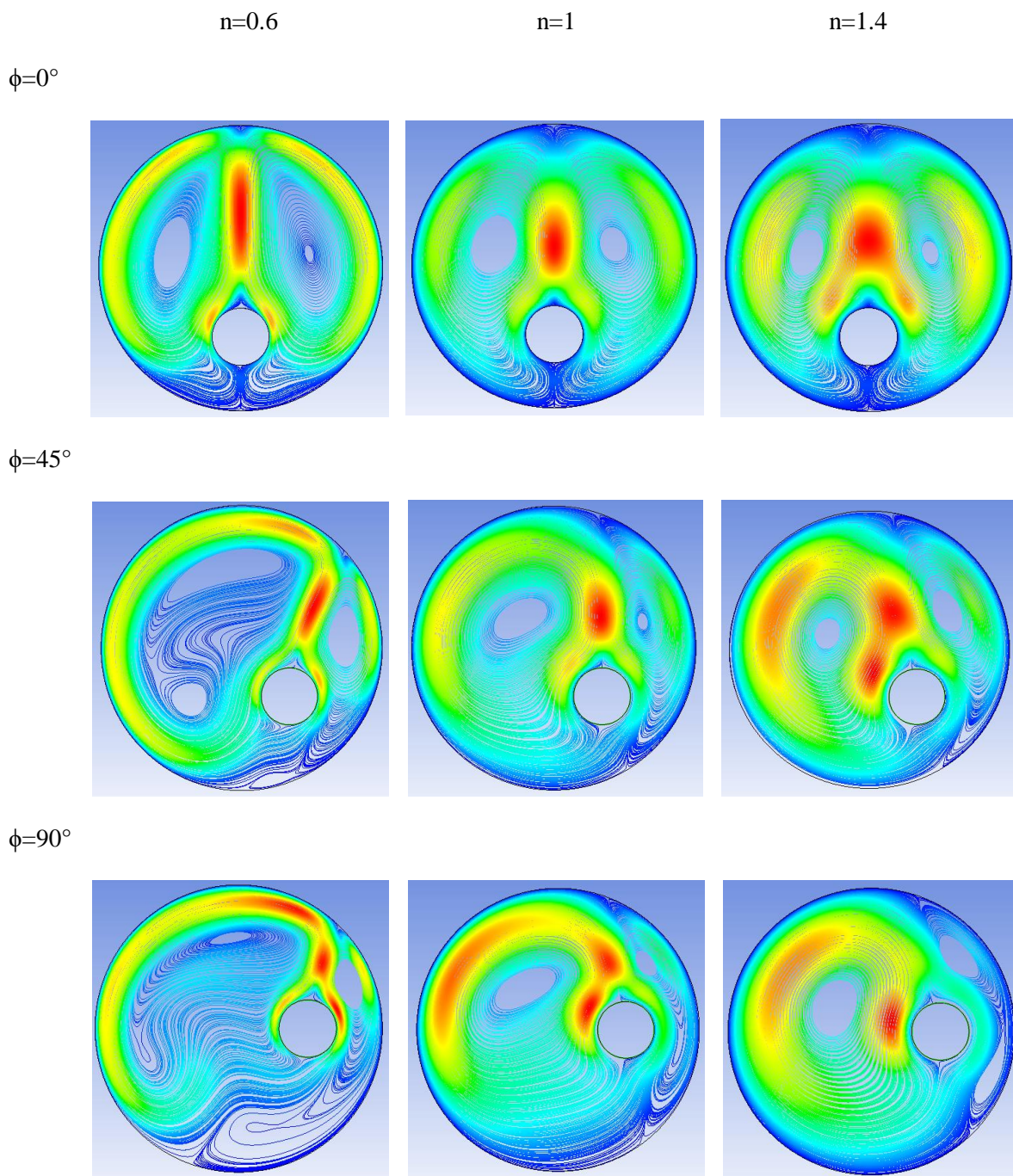


Figure 5.3 Les lignes de courant pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et différentes valeurs de ϕ et n .

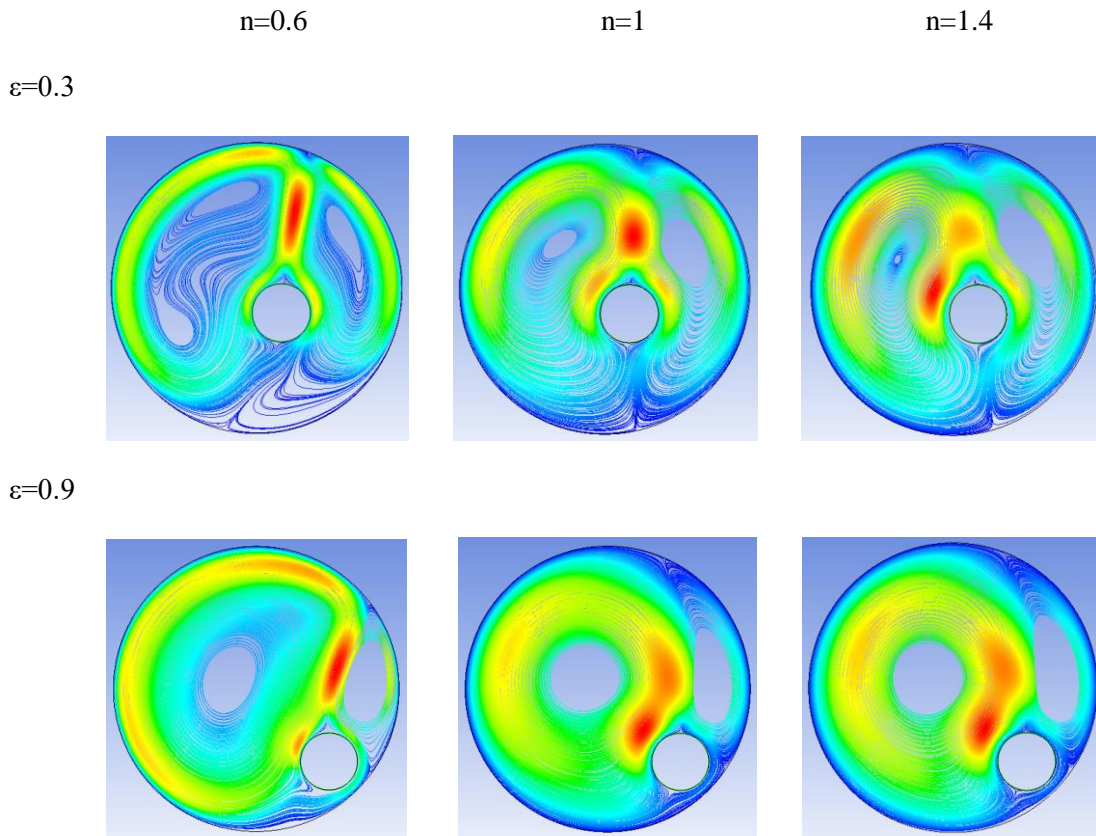


Figure 5.4 Les lignes de courant pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$ et $\phi=45^\circ$ pour différentes valeurs de n .

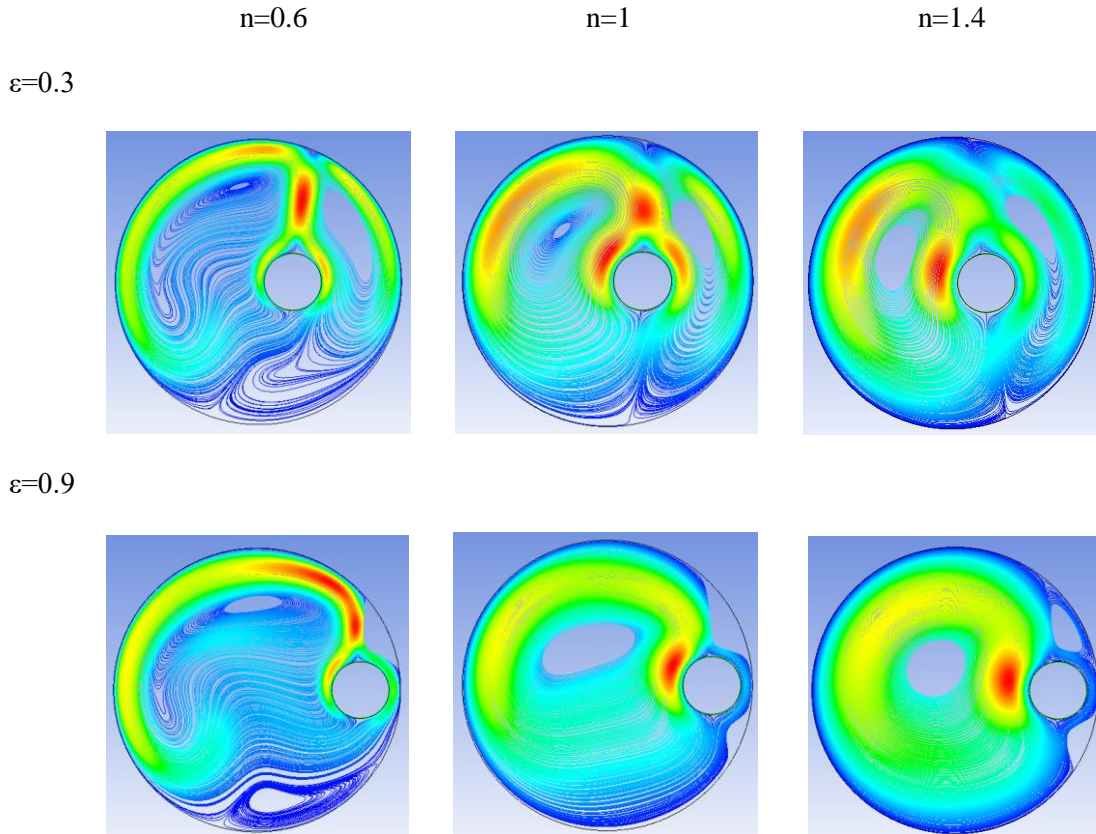


Figure 5.5 Les lignes de courant pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$ et $\phi=90^\circ$ pour différentes valeurs de n .

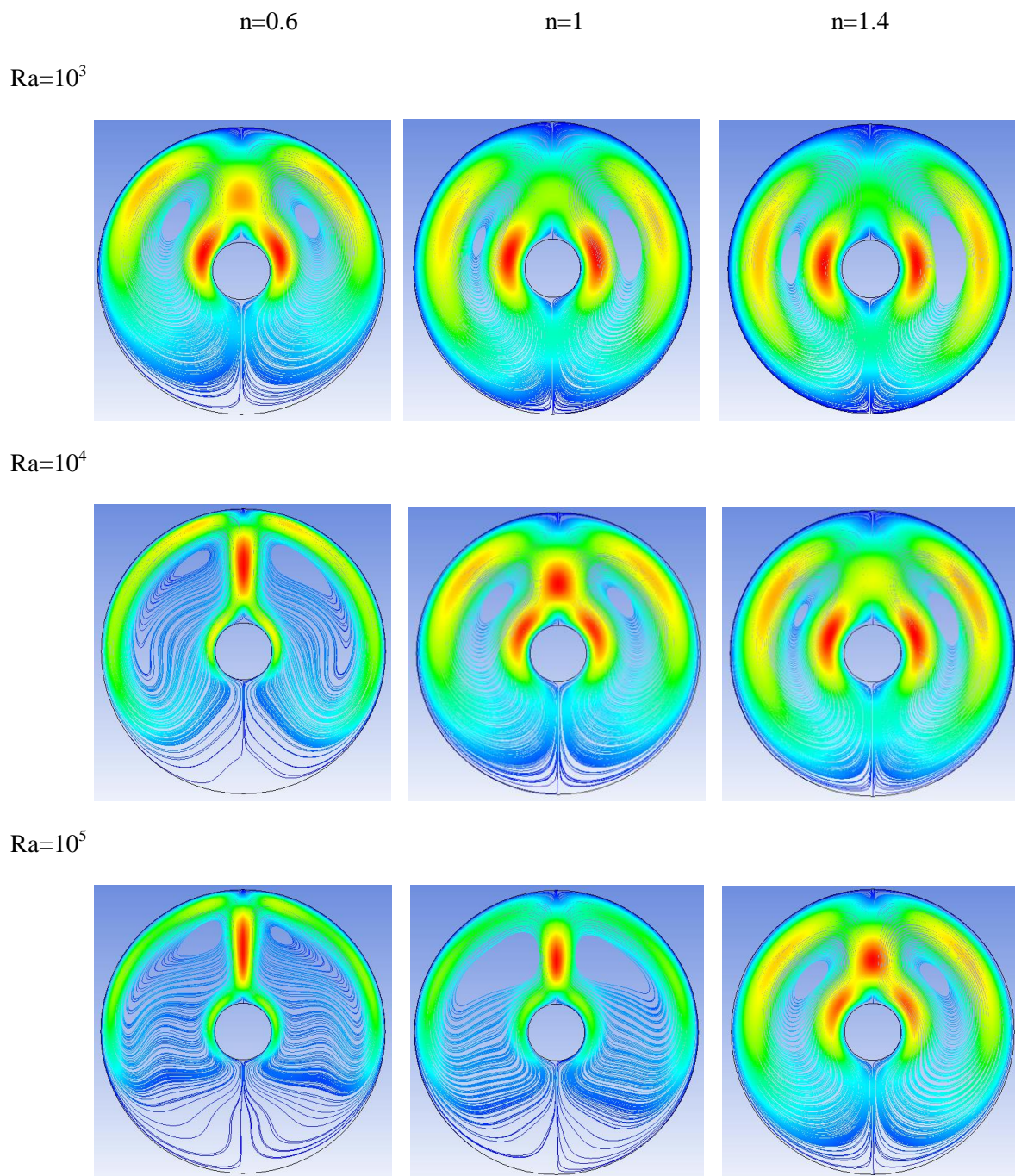


Figure 5.6 Les lignes de courant pour $\phi=0$, $\varepsilon=0$, $Pr=10$ et différentes valeurs de Ra et n.

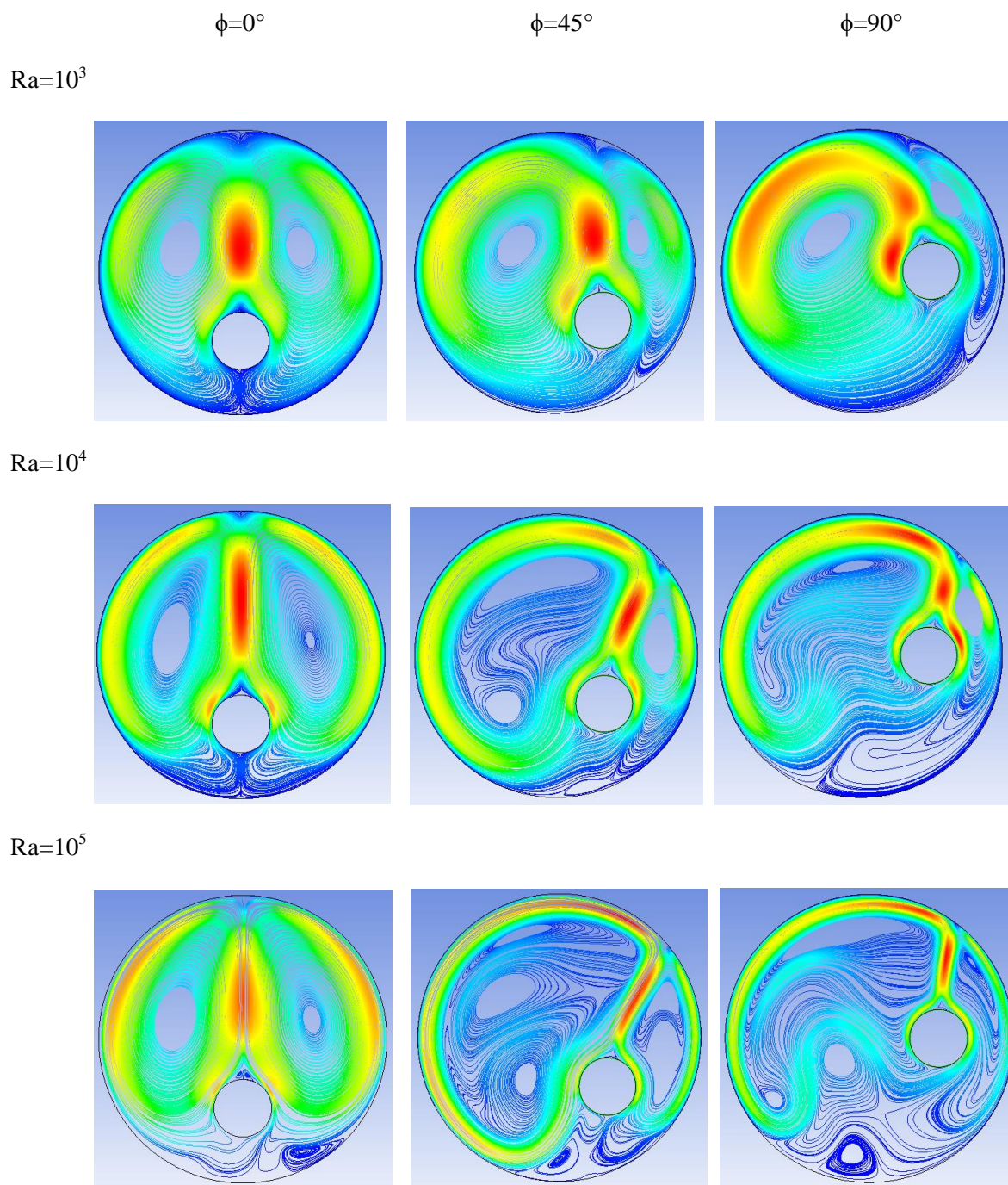


Figure 5.7 Les lignes de courant pour $n=0.6$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et différentes valeurs de Ra et ϕ .

Chapitre 5. Résultats et discussions

Figure 5.3 montre l'effet de l'angle d'inclinaison ϕ pour un cylindre excentrique. On observe que les lignes de vitesse sont toujours au-dessus du cylindre intérieur quel que soit la valeur de l'angle ϕ . Ce dernier est plus grand dans le cas vertical ($\phi=0^\circ$) par rapport aux autres parce que dans ce cas, il prend une grande partie de la région stagnante et quand nous augmentons l'angle ϕ la distance entre la partie nord du cylindre intérieur et l'extérieur diminue ce qui provoque la diminution du transfert de chaleur convectif. Chaque fois que nous augmentons l'angle ϕ , le vortex principal commence à prendre la direction de gauche jusqu'à ce qu'il devienne complètement à gauche du cylindre intérieur (surtout pour les fluides dilatants à $\phi=90^\circ$), résultat de la faible convection qui se passe ici (voir figures 5.4 et 5.5). Egalement, lorsque nous augmentons l'angle ϕ , il est clair que le vortex principal ne se divise pas en deux vortex similaires qui réduisent le transfert de chaleur dans l'intervalle.

Les effets du nombre de Rayleigh sur les lignes de courant sont présentés dans les figures 5.6 et 5.7. Nous varions le nombre de Rayleigh entre 10^3 et 10^5 tout en restant en régime laminaire. Nous nous limiterons donc dans ce paragraphe à mettre en évidence l'influence du nombre de Rayleigh sur les lignes de courant dans l'entrefer.

Les figures montrent que lorsque le nombre de Rayleigh est faible $Ra=10^3$ les lignes de courant de l'écoulement du fluide chaud sont à proximité du cylindre intérieur, les forces de flottabilité ne sont pas assez importantes par rapport aux forces de viscosité pour provoquer le mouvement des particules du fluide, et le transfert de chaleur reste essentiellement conductif pour toutes les valeurs de n . Lorsque le nombre de Rayleigh augmente ($Ra \geq 10^4$) la vitesse devient plus importante, ce qui induit une légère prédominance de la convection et crée deux cellules symétriques au centre de l'espace annulaire, ce phénomène est clairement visible dans les fluides pseudoplastiques que dans les autres fluides. Dans le régime convectif, il existe un mouvement du fluide rotationnel, ce qui accélère les particules du fluide et améliore nettement le transfert de chaleur.

Lorsque le nombre de Rayleigh devient plus important $Ra=10^5$, le phénomène de convection s'accélère à cause des forces de flottabilité qui s'intensifient suite à l'augmentation de la différence de température entre les deux parois chaude et froide. Cette situation se traduit par un écoulement convectif ascendant qui permet de maintenir le fluide chaud au-dessus du cylindre intérieur et le fluide froid de descendre. On observe des couches limites bien formées en raison d'un transfert convectif dû à la présence d'un écoulement laminaire.

Chapitre 5. Résultats et discussions

5.3.2 Les contours de température

Les Figures 5.8 à 5.13 montrent la structure du champ thermique à travers le tracé les isothermes de l'entrefer à Rayleigh égal à 10^3 , 10^4 et 10^5 . La structure du champ thermique dans l'entrefer en fonction de variation des paramètres adimensionnels a été obtenue et discutés.

Comme les lignes de courant, les isothermes deviennent asymétriques quand la flottabilité thermique est introduite et le degré de l'asymétrie augmente avec le changement de l'indice d'écoulement n .

Dans les figures 5.8, 5.9 et 5.12, on remarque que La concentration et la taille des iso-surfaces de température augmentent avec l'augmentation de n et/ou ε . ces résultats indiquent que l'évacuation de l'énergie thermique augmente avec l'augmentation de n et/ou ε . La figure 5.8 montre que la réduction de la densité des isothermes apparaît à proximité des cylindres et de l'épaisseur de la couche limite thermique à mesure que l'on passe du fluide pseudoplastique au fluide dilatant. Ainsi le gradient thermique dans ces zones augmente pour augmenter le taux de transfert de chaleur dans les fluides pseudoplastiques. On observe également dans la figure 5.12 que pour les fluides dilatants lorsque $Ra < 10^5$, la région du panache n'est toujours pas formée dans l'espace entre les deux cylindres et le schéma des isothermes est similaire au cas dans lequel le mécanisme dominant pour le transfert de chaleur est la conduction. Cette région démontre que le mouvement du fluide puis le transport par convection deviennent plus forts pour les fluides pseudoplastiques ($n < 1$) que pour les fluides dilatants ($n > 1$).

Dans les figures 5.8, 5.10 et 5.11 on peut constater que lorsque le rapport d'excentricité augmente, la zone situé au-dessus du cylindre intérieur a tendance à devenir isotherme et le fluide mobile, L'excentricité provoque l'écoulement dans la zone de bas (l'écoulement sous le cylindre intérieur) dans lequel nous savons que le fluide stagnant pour réduire la liberté donnant lieu au panache thermique pour se propager et s'étendre de plus en plus, par conséquent cette zone devient large au fur et à mesure que le rapport d'excentricité ε augmente, et ainsi permet au fluide un écoulement libre. Nous pouvons dire que l'augmentation du rapport d'excentricité ε de l'espace annulaire intensifie le transfert de chaleur entre les deux cylindres. En effet lorsque le rapport ε devient important ($\varepsilon = 0.9$), cela implique une augmentation de la surface isotherme chaude et évidemment cela se traduit par une augmentation du taux de transfert de chaleur.

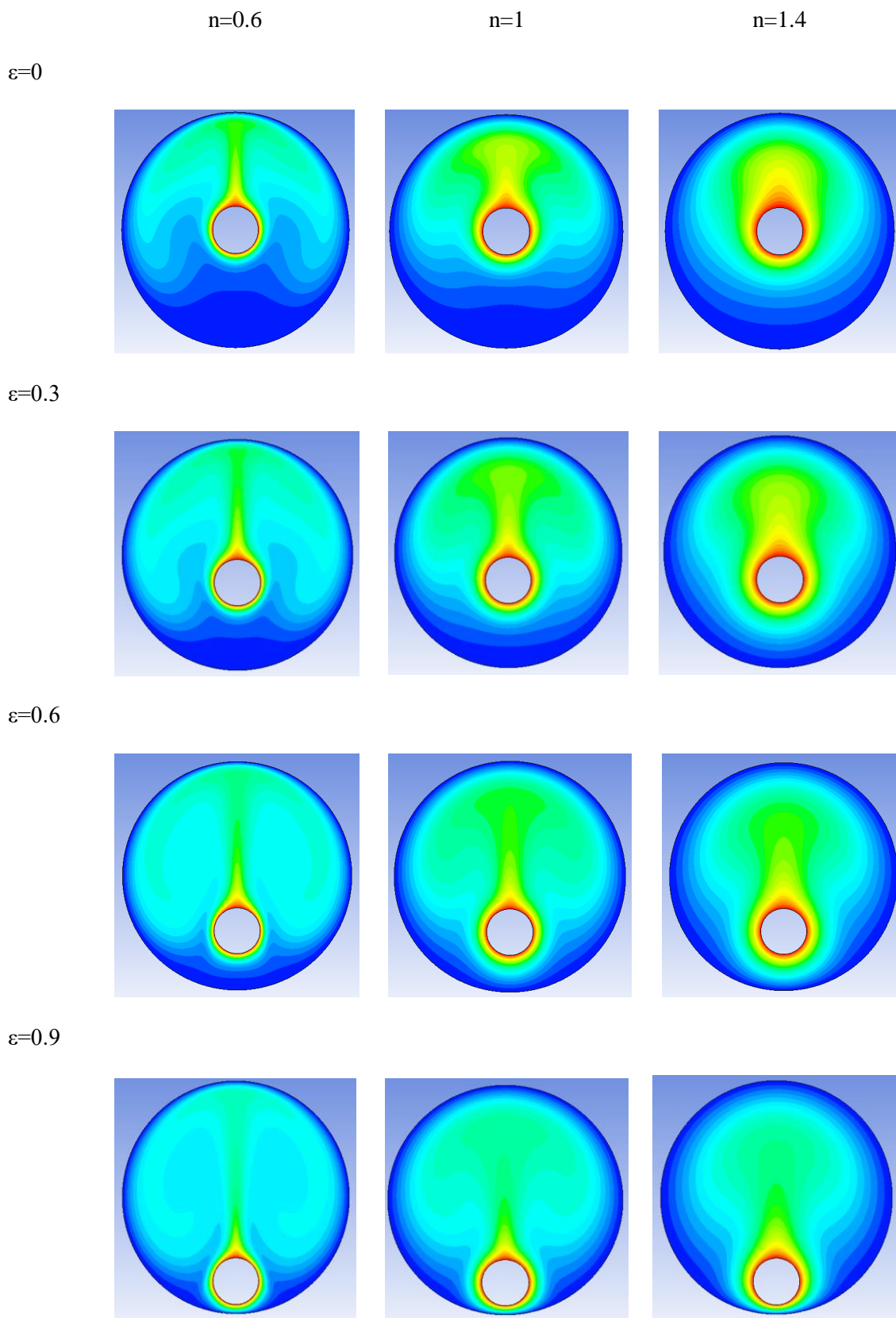


Figure 5.8 Isothermes pour $Ra=10^4$, $\phi=0^\circ$, $Pr=10$ et différentes valeurs de ε et n .

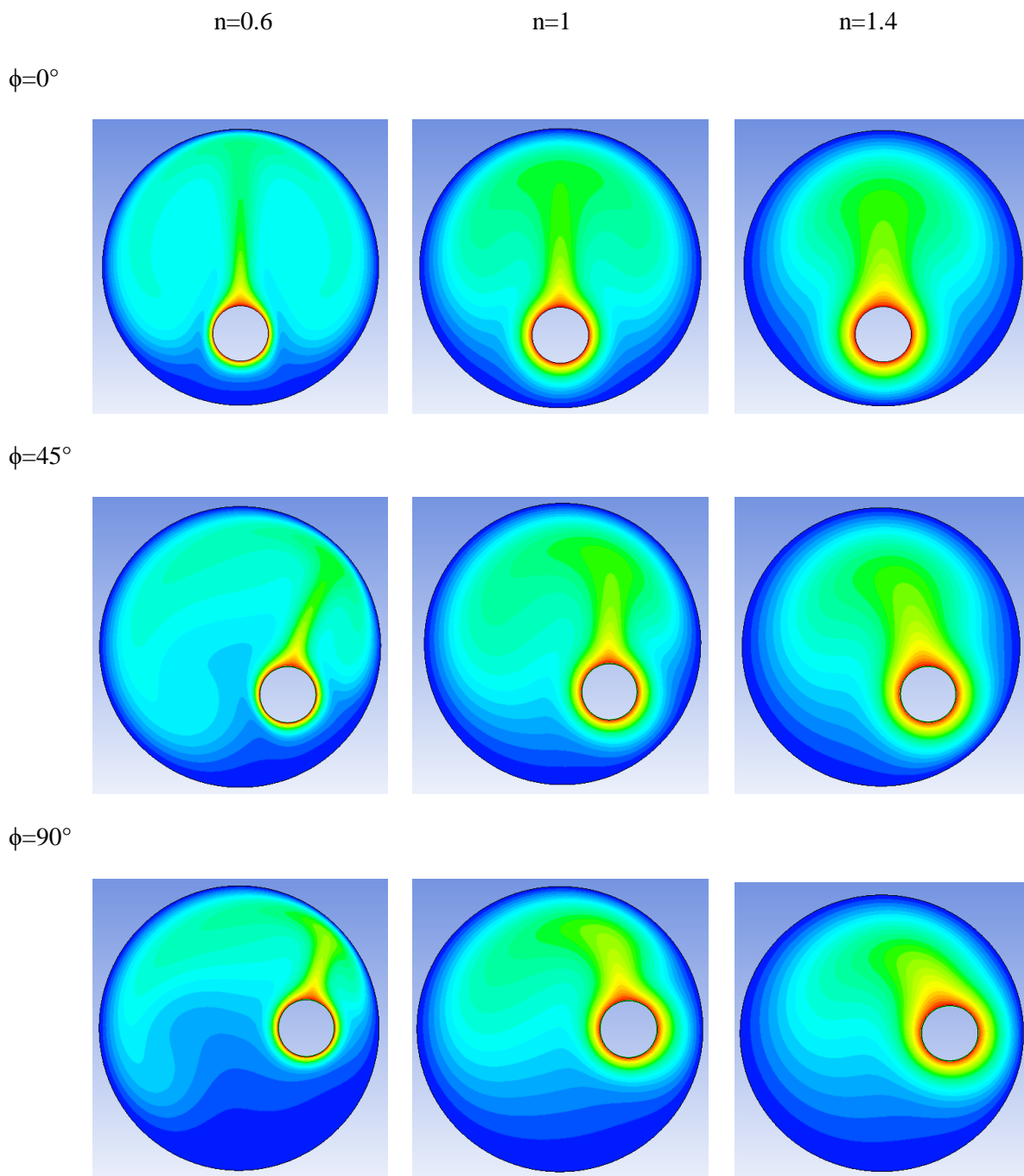


Figure 5.9 Isothermes pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et différentes valeurs de ϕ et n .

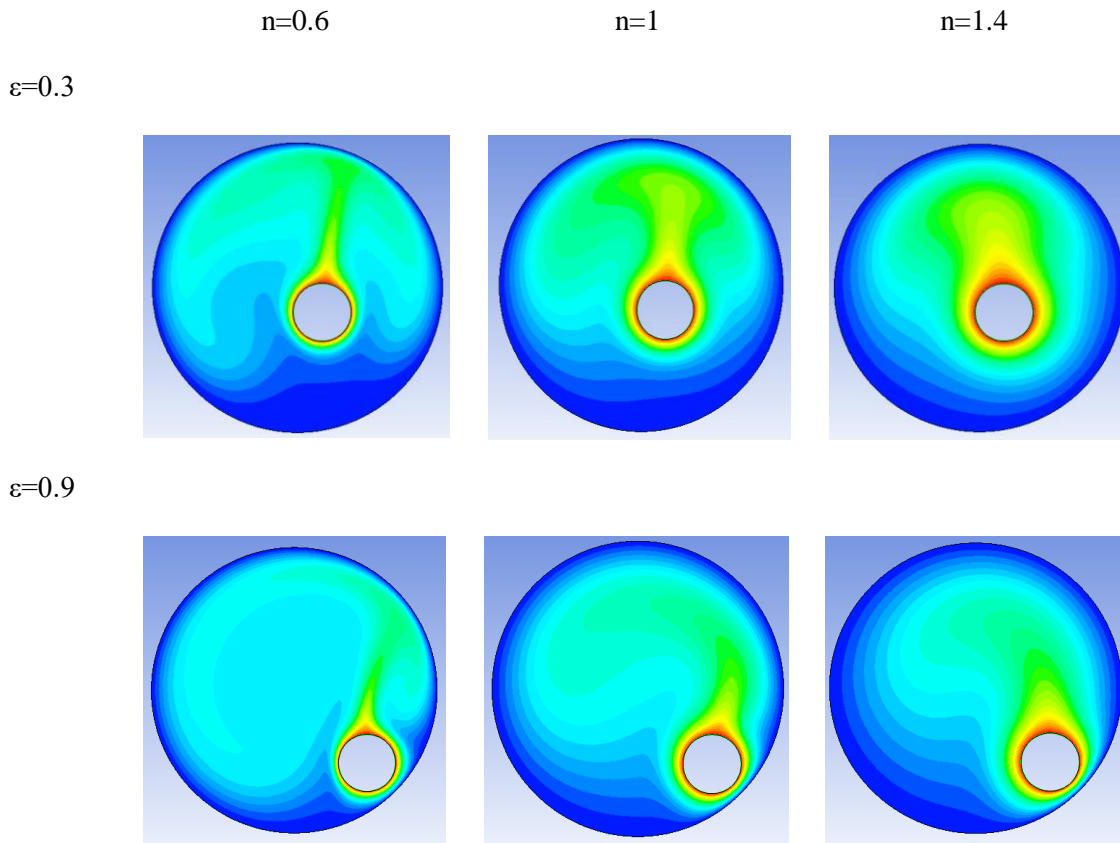


Figure 5.10 Isothermes pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et $\phi=45^\circ$ pour différentes valeurs de n .

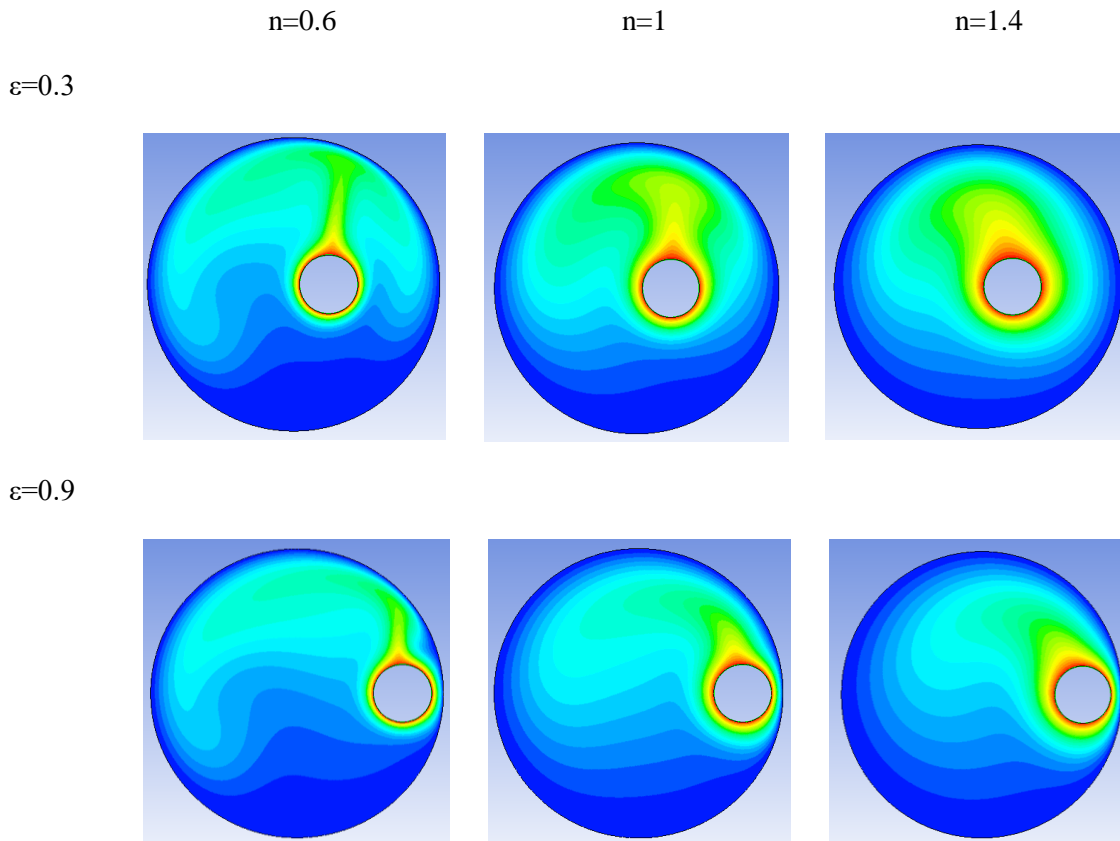


Figure 5.11 Isothermes pour $Ra=10^4$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et $\phi=90^\circ$ pour différentes valeurs de n .

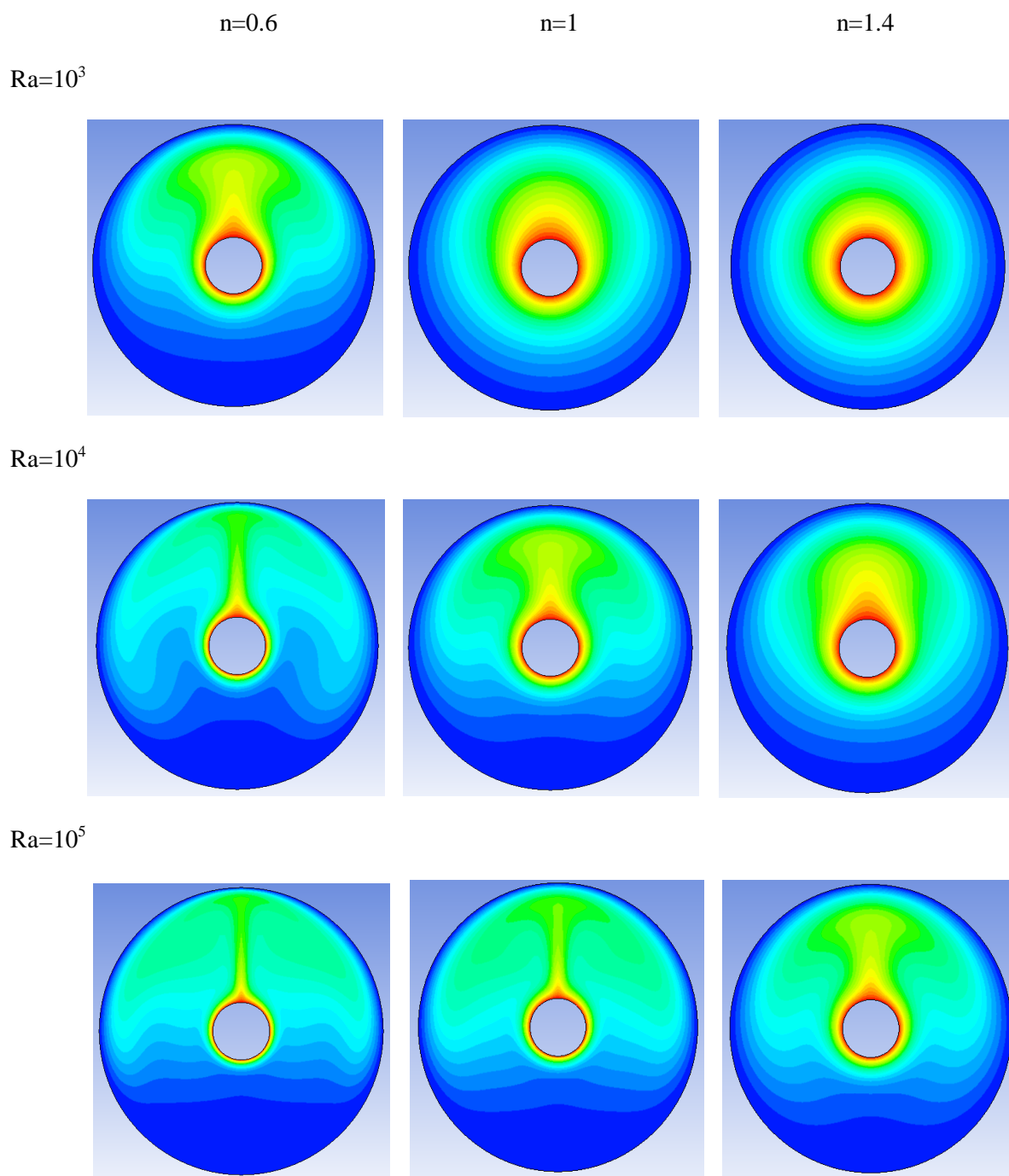


Figure 5.12 Isothermes pour $\phi=0$, $\varepsilon=0$, $Pr=10$ et différentes valeurs de Ra et n.

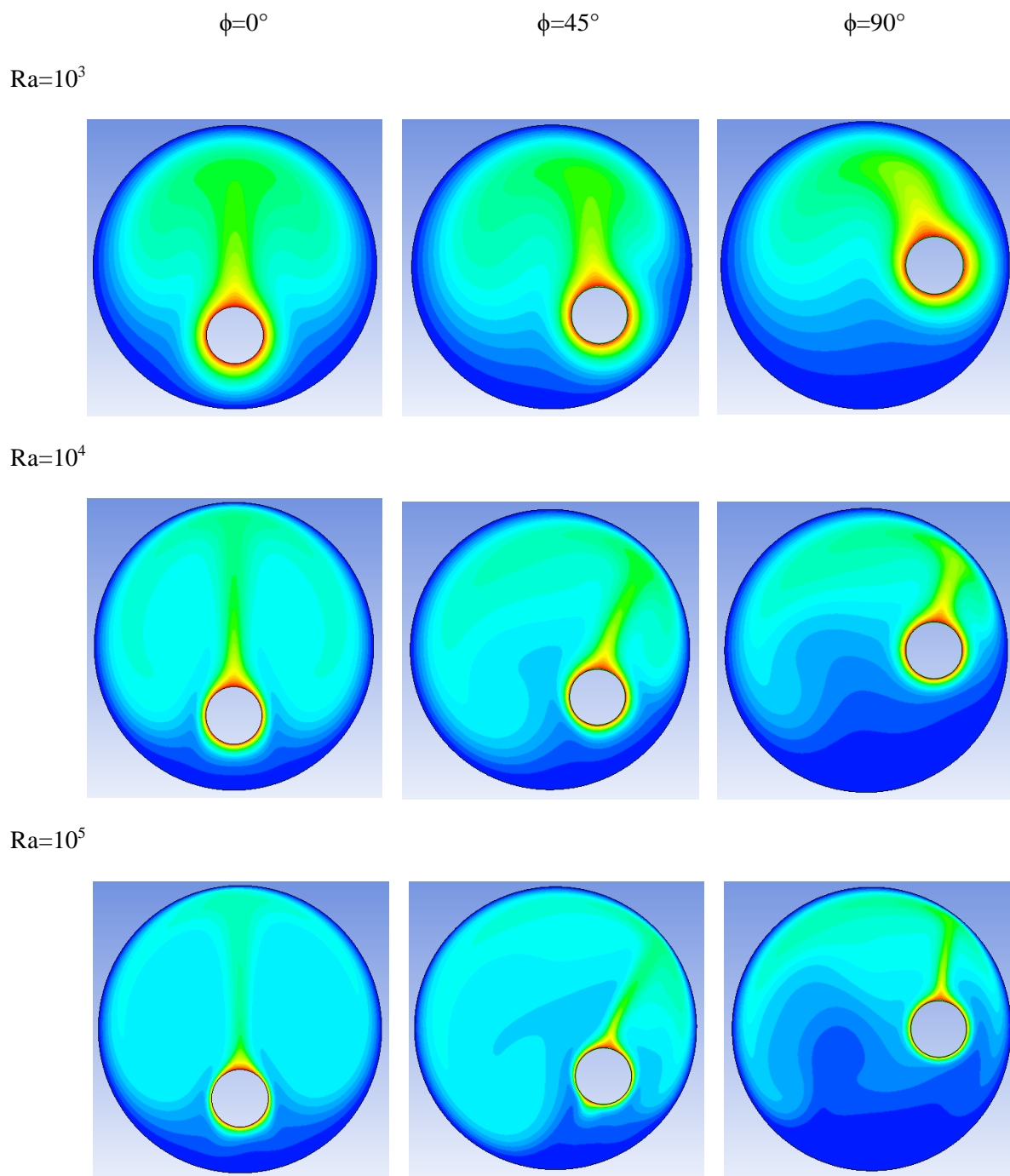


Figure 5.13 Isothermes pour $n=0.6$, $\varepsilon=0.6$, $Pr=10$ et différentes valeurs de Ra et ϕ .

Chapitre 5. Résultats et discussions

Pour mettre en évidence l'effet du rapport d'excentricité de l'espace annulaire sur la convection naturelle, nous avons considéré différents rapports d'excentricité $0 \leq \varepsilon \leq 0.9$ pour des nombres de Rayleigh, Prandtl et angle ϕ fixe.

Les figures 5.12 et 5.13 représentent l'effet du nombre de Rayleigh sur les isothermes pour les différents paramètres. Lorsque le fluide est soumis aux forces de poussées d'Archimède provoquées par la variation de la masse volumique du au gradient de température nous observons des isothermes au-dessus de l'espace annulaire, Cela traduit un transfert de chaleur intense avec une stagnation des particules fluides. Pour les faibles nombre de Rayleigh, lorsque $10^3 \leq Ra \leq 10^4$, les sollicitations thermiques sont assez faibles pour pouvoir faire varier la densité du fluide et provoquer le mouvement des particules du fluide ou l'écoulement reste confiné sur une faible épaisseur au voisinage des parois chaudes, donc le transfert de chaleur s'effectue par conduction thermique. Lorsque les forces de flottabilité commencent à devenir plus importantes et au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh augmente au-delà de $Ra=10^4$, la convection naturelle devient prédominante, et les isothermes commencent à apparaître clairement dans l'espace annulaire au-dessus du cylindre intérieur et se déplacer vers le haut, vers le cylindre extérieur pour changer de forme et deviennent bien répartis. On peut remarquer que la zone de panache thermique est grande dans les fluides pseudoplastiques que pour les autres fluides ce qui signifie que leurs taux de transfert de chaleur est plus élevé que les autres fluides. Cette tendance continue, jusqu'à la valeur du nombre de Rayleigh de 10^5 ou la zone de panache continué à s'étendre en présentant une stratification verticale jusqu'à ce qu'elle occupe une grande partie de l'espace annulaire. Cette augmentation du nombre de Rayleigh favorise donc l'apparition d'une structure d'écoulement multicellulaire dominée par la convection naturelle. Visuellement, on observe que la zone de panache thermique à l'angle 0° est plus grande que celle à 45° et encore plus grande que celle à 90° ce qui signifie que le taux de transfert de chaleur à l'angle 0° est meilleur.

L'effet de la variation de l'angle ϕ sur le transfert thermique est illustré dans les figures 5.9 et 5.13. On observe que la zone de panache diminuée avec l'augmentation de la valeur de l'angle d'inclinaison ϕ et s'orientent vers le phénomène de stratification. Ce dernier est visible pour $\phi=90^\circ$, Par contre quand $\phi=0^\circ$ la zone du panache thermique prend une grande part de l'espace annulaire dans le cas vertical que les autres parce que la zone du panache thermique est toujours au-dessus du cylindre intérieur et quand ϕ augmente, le cylindre intérieur se déplace vers le haut ; Par conséquent, l'espace entre les deux cylindres du côté nord diminue, ce qui entraîne une diminution de la région du panache thermique et provoque une réduction du taux de transfert de chaleur.

Chapitre 5. Résultats et discussions

5.3.3 La vitesse du fluide

La figure 5.15 montre la variation de la vitesse du fluide entre les deux cylindres intérieur et extérieur suivant la ligne 1 (horizontale) à angle $\phi=90^\circ$ et ligne 2 (verticale) à angle $\phi=180^\circ$ pour un nombre de Rayleigh $Ra=10^4$ et un nombre de Prandtl $Pr=10$ et pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement n et l'excentricité ε . On peut remarquer que l'excentricité provoque une augmentation de la vitesse du fluide.

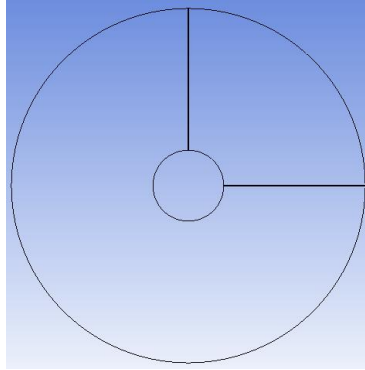
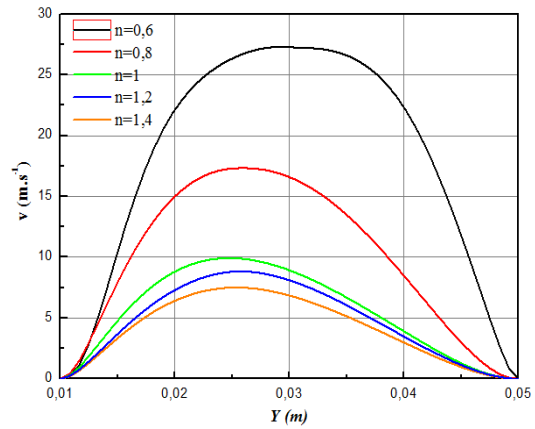
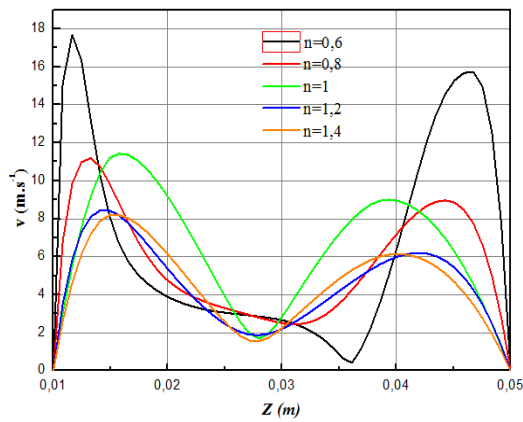
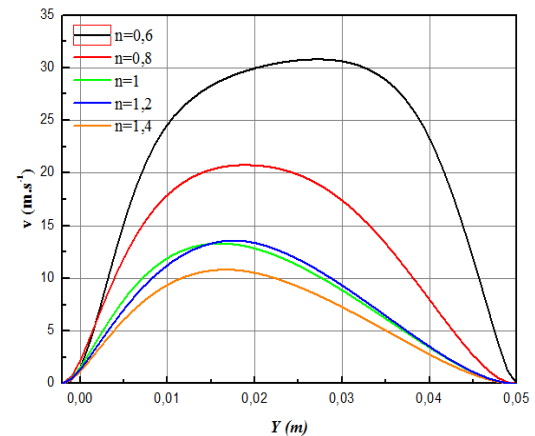
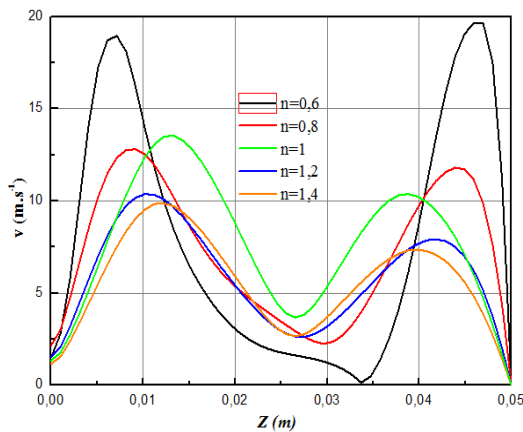


Figure 5.14 Les lignes 1 et 2.

$\varepsilon=0$

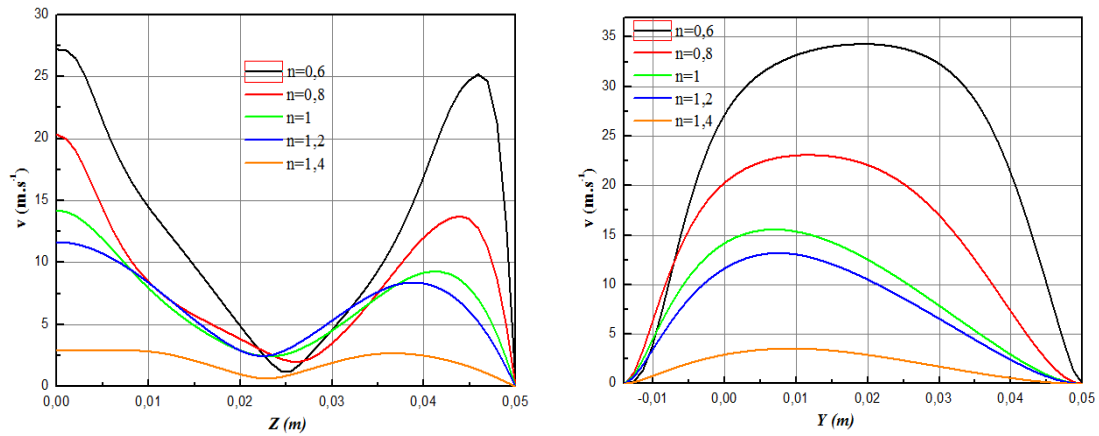


$\varepsilon=0.3$



Chapitre 5. Résultats et discussions

$\varepsilon=0.6$



$\varepsilon=0.9$

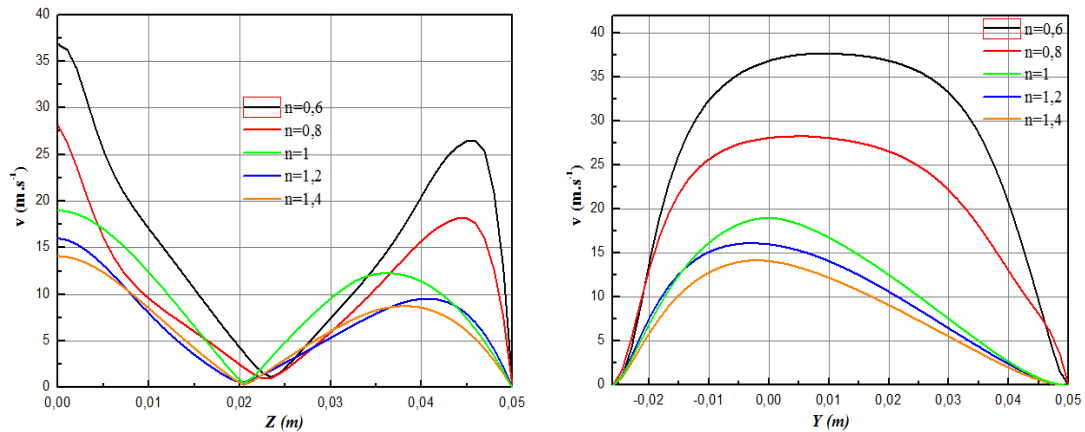


Figure 5.15 La vitesse du fluide suivant la ligne 1 (droite) et ligne 2 (gauche).

On peut remarquer que lorsque l'excentricité est $\varepsilon=0$ la vitesse du fluide diminue à mesure que l'indice de puissance augmente pour un nombre de Rayleigh $Ra=10^4$. Notez que nous avons choisi cette valeur de Rayleigh qui a fait une bonne optimisation de la vitesse. Cela peut aider à expliquer que les fluides pseudoplastiques sont plus fluidifiants et plus légers que les fluides dilatants, ainsi le fluide peut y recirculer rapidement. La vitesse dans la ligne 2 (verticale) est plus élevée que la ligne 1 (horizontale) c'est parce que le vortex principal se déplace vers le haut sur la couronne du cylindre intérieur, dans cette région, le transport par convection est fort donc le mouvement du fluide chaud est très rapide et intense. Pour $\varepsilon=0.3$, les graphes prennent la même forme avec des valeurs élevées qu'à l'excentricité $\varepsilon=0$, et cela prouve que l'augmentation de l'excentricité fait augmenter la vitesse du fluide dans l'entrefer.

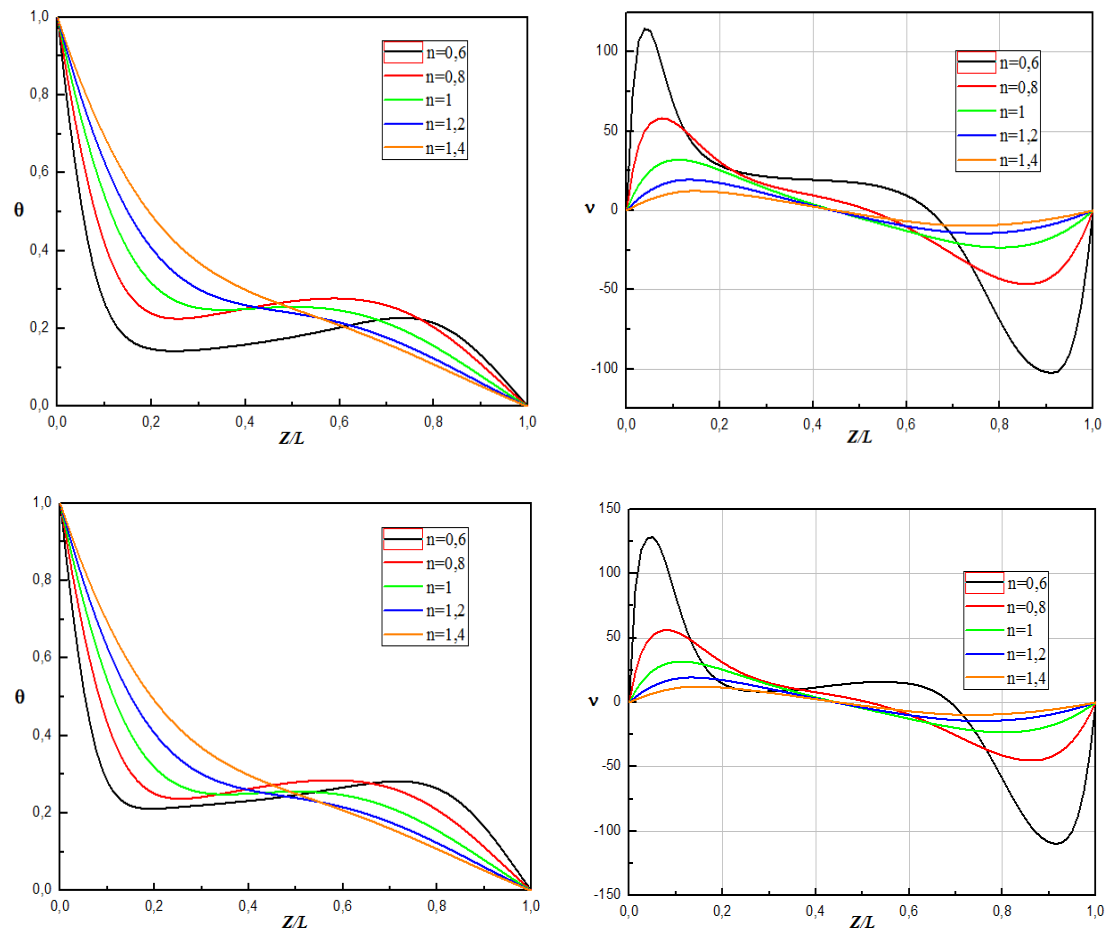
Pour les excentricités $\varepsilon=0.6$ et $\varepsilon=0.9$ suivant la ligne horizontale, le cylindre intérieur se déplace trop vers le cylindre extérieur (l'entrefer devient plus grand), nous pouvons remarquer qu'il y a une chute de la vitesse ensuite une augmentation à nouveau. En effet, la ligne horizontale commence à partir du centre du vortex (A partir de l'axe de symétrie y) ou la vitesse est

Chapitre 5. Résultats et discussions

maximale. Pour les courbes de la ligne 1, ils prennent la même forme ce qui signifie qu'ils ont le même modèle de distribution de vitesse. Pour les courbes de la ligne 2, ils sont paraboliques, chaque fois que l'indice d'écoulement augmente les courbes commencent à descendre jusqu'à ce que la vitesse devienne très faible. La valeur des vitesses d'excentricité $\varepsilon=0.9$ est le plus élevé parmi tous donc l'excentricité augmente la vitesse dans l'entrefer.

5.3.4 La vitesse et la température adimensionnelle

Il est utile d'examiner les distributions de la température adimensionnelle et les composants de vitesse afin de comprendre les influences de l'indice d'écoulement n sur le taux de transfert de chaleur lors de la convection naturelle du fluide dans l'espace annulaire. Les répartitions de θ et de \bar{v} le long de la ligne horizontale sont indiquées dans les figures 5.16 et 5.17.



Chapitre 5. Résultats et discussions

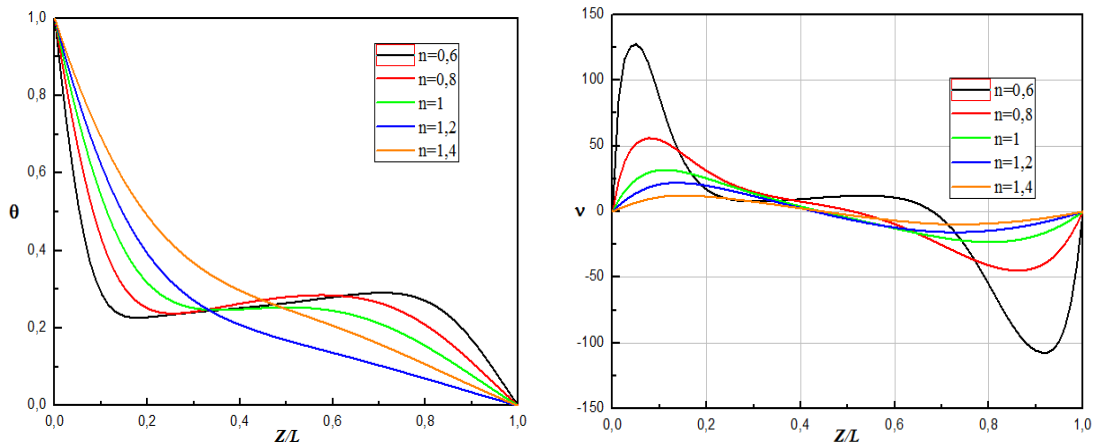
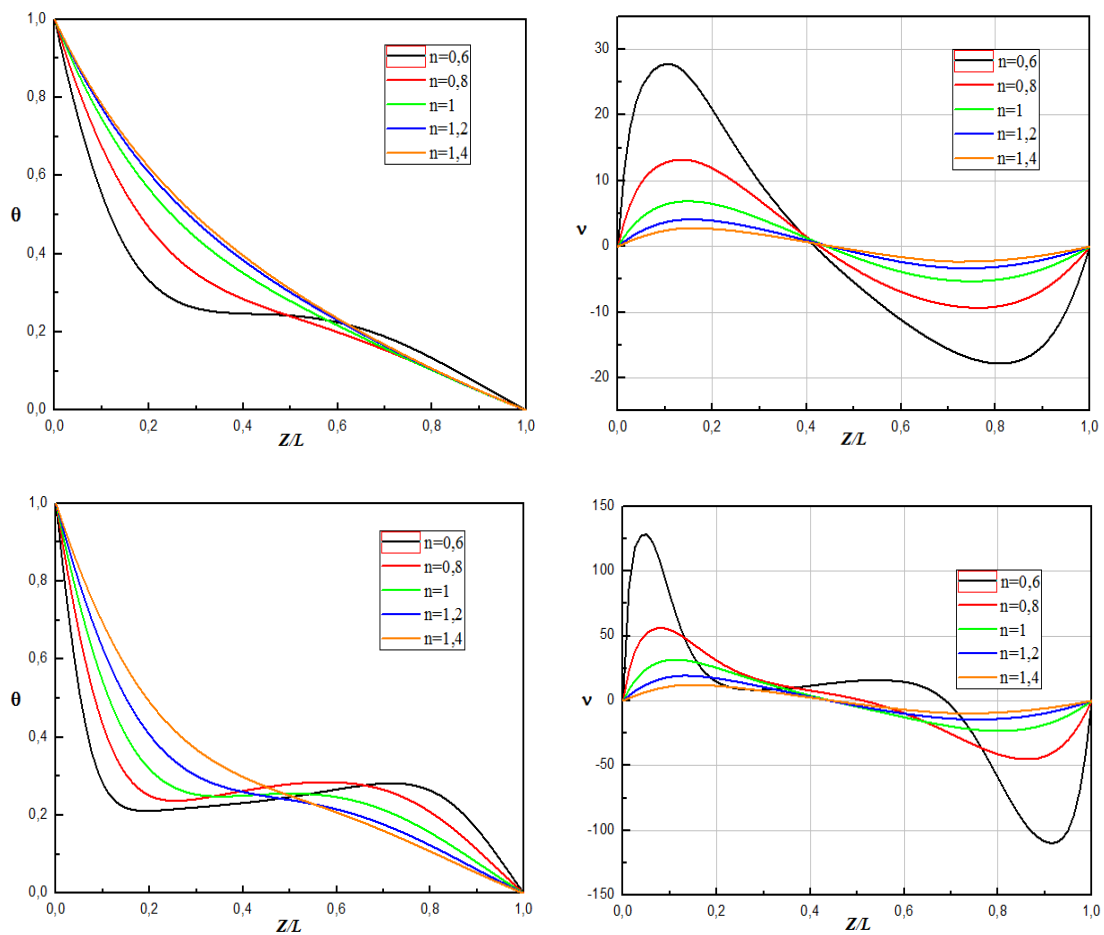


Figure 5.16 La température (gauche) et la vitesse (droite) adimensionnels suivant la ligne horizontale pour $\phi=0^\circ$, $\varepsilon=0$, $Ra=10^4$ et différents nombre de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr=100$ (deuxième ligne), $Pr=1000$ (troisième ligne).



Chapitre 5. Résultats et discussions

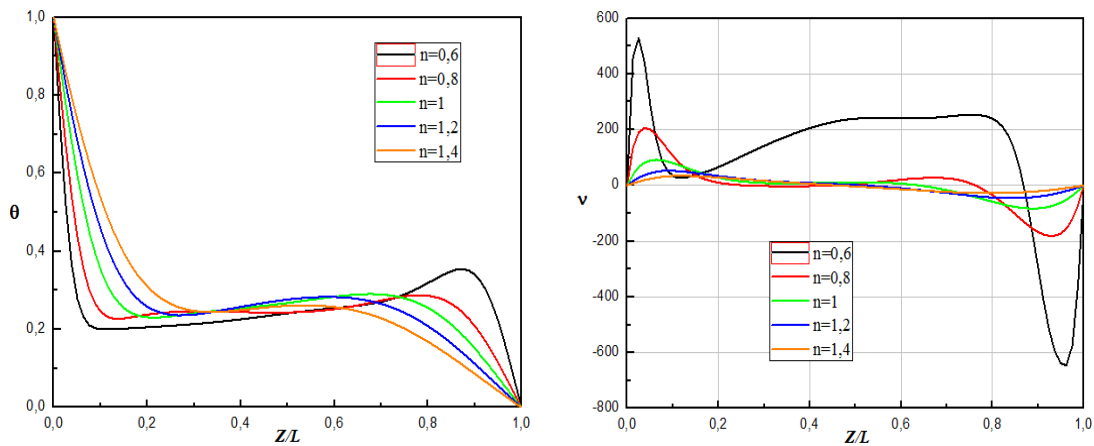
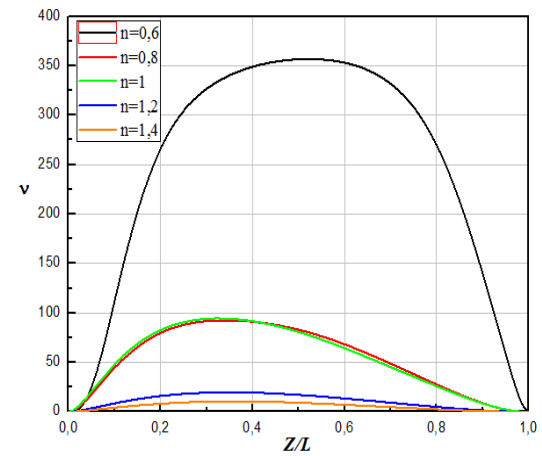
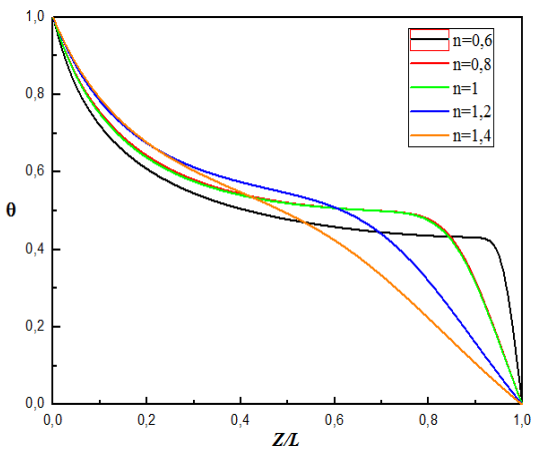
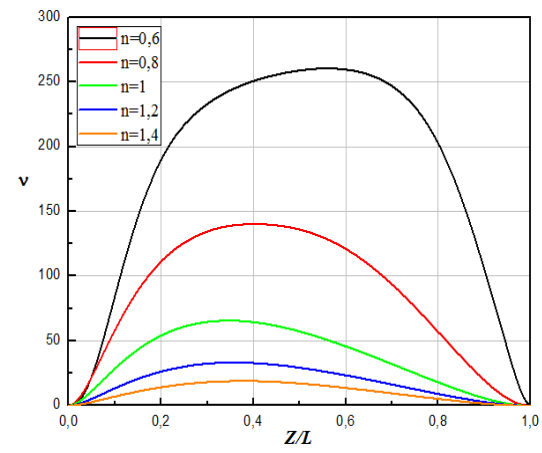
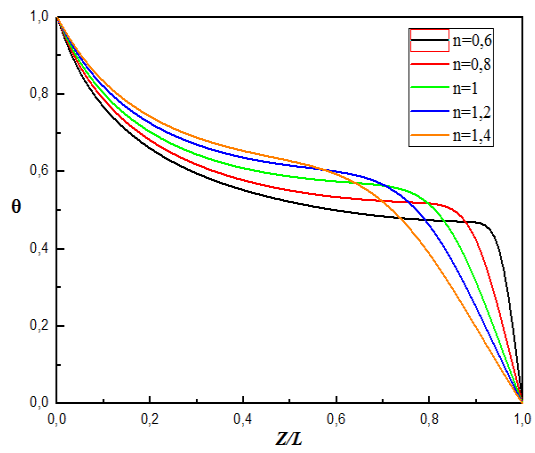
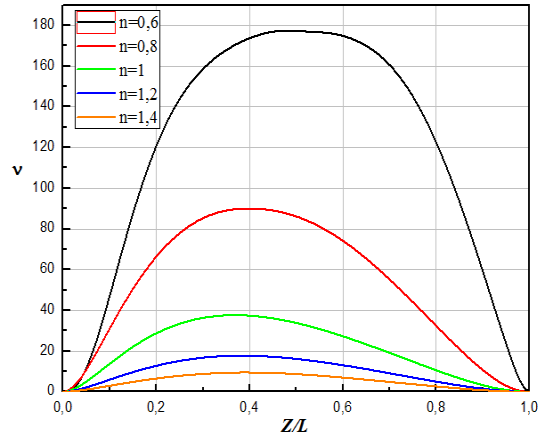
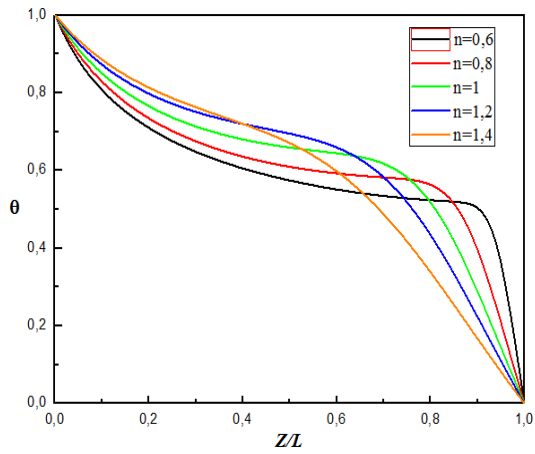


Figure 5.17 La température (gauche) et la vitesse (droite) adimensionnels suivant la ligne horizontale pour $\phi=0^\circ$, $\varepsilon=0$, $Pr=100$ et différents nombre de Rayleigh $Ra=10^3$ (premier ligne), $Ra=10^4$ (deuxième ligne), $Ra=10^5$ (troisième ligne).

D'après les résultats de la figure 5.16, il est clair que, quelles que soient les valeurs du Pr , une augmentation de l'indice d'écoulement entraîne une diminution de la vitesse adimensionnelle dans l'espace entre les deux cylindres. C'est parce que l'effet de l'épaississement augmente la contrainte de cisaillement entre les couches voisines du fluide. En outre, il est observé que la variation de l'indice d'écoulement affecte extrêmement les profils de la température adimensionnelle. Au fur et à mesure que l'indice d'écoulement augmente (du fluide pseudoplastique au fluide dilatatant), la température devient plus faible. Cela signifie que l'effet de l'épaississement par cisaillement est similaire au cas où le mécanisme dominant de transfert de chaleur est la conduction.

La figure 5.17 montre que l'augmentation de la composante de la vitesse est liée à l'augmentation du nombre de Rayleigh lorsque l'indice d'écoulement reste constant. Les effets de l'augmentation du nombre de Rayleigh se voient clairement avec la diminution de l'indice d'écoulement n , ce qui indique que la force de flottabilité devient de plus en plus forte par rapport à la résistance visqueuse de l'écoulement pour des valeurs décroissantes de n et cet effet est particulièrement répandu pour les fluides avec $n < 1$ en raison de la fluidification. D'autre part, les effets de la convection deviennent de plus en plus faibles par rapport aux forces visqueuses avec une augmentation de n pour les fluides épaissements ou dilatants. Ces effets de l'épaississement peuvent être observés dans les petites valeurs de \bar{v} et dans la distribution plus linéaire de θ pour $n > 1$. Les distributions de θ deviennent de plus en plus non linéaires pour des valeurs décroissantes de n pour un ensemble donné de valeurs de Ra et Pr , ce qui prouve que les effets de convection deviennent de plus en plus forts pour des valeurs décroissantes de n lorsque Ra et Pr sont maintenus constants.

Chapitre 5. Résultats et discussions



Chapitre 5. Résultats et discussions

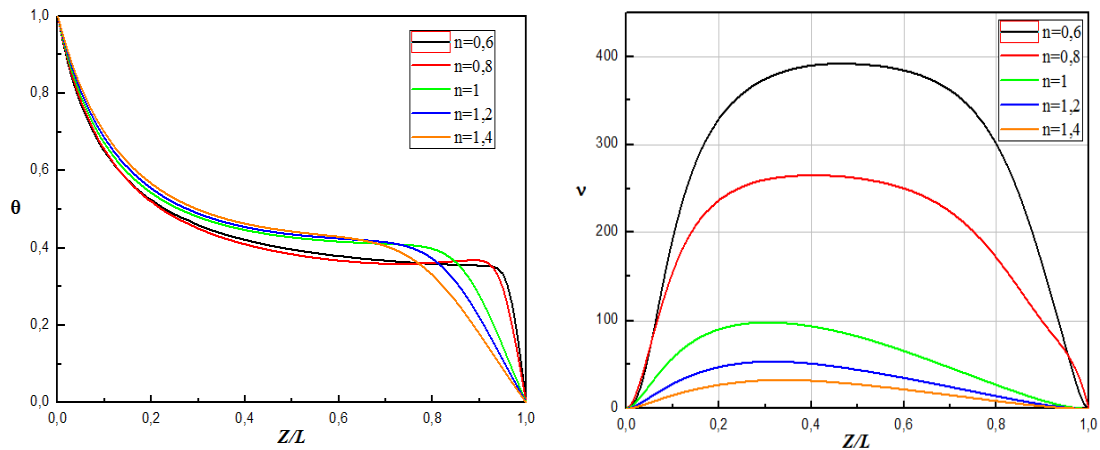


Figure 5.18 La température (gauche) et la vitesse (droite) adimensionnels suivant la ligne verticale pour $\phi=0^\circ$, $Ra=10^4$, $Pr=100$ et différents excentricités $\varepsilon=0$ (premier ligne), $\varepsilon=0.3$ (deuxième ligne), $\varepsilon=0.6$ (troisième ligne) et $\varepsilon=0.9$ (quatrième ligne).

Pour mettre en évidence l'effet de l'excentricité sur la température et la vitesse adimensionnelles, nous avons pris la mesure de θ et \bar{v} sur la ligne verticale ($\phi=180^\circ$) pour montrer très bien la différence entre les différents cas. Chaque fois que nous augmentons l'excentricité par 0.3 et on note la différence entre les résultats obtenus pour des valeurs fixes du nombre de Rayleigh et du nombre Prandtl.

Il est clair que le mouvement du fluide et le transfert par convection deviennent plus forts pour les fluides pseudoplastiques par rapport aux fluides dilatants, Cela permet de dire en outre que la couche limite thermique devient plus mince pour de plus petites valeurs de n , donc le renforcement de la convection augmente avec la diminution de n . En plus, avec l'augmentation de l'excentricité ε le cylindre intérieur se déplace vers le bas (pour les valeurs positives de l'excentricité ε), l'écart supérieur entre les deux cylindres devient plus grand de sorte qu'il conduit à amplifier la convection du fluide à l'intérieur de l'anneau et le fluide peut se déplacer librement au sommet du cylindre intérieur. A l'écart inférieur entre les deux cylindres, la convection du fluide n'est pas forte (le cylindre intérieur supérieur est chaud et le cylindre inférieur est froid), cela peut confirmer le fait que l'amplitude de \bar{v} augmente avec la diminution de n pour un ensemble donné de valeurs de Pr et Ra .

Pour la température adimensionnelle, il est à observer que les fluides pseudoplastiques ont une température plus élevée que les fluides dilatants, ceci est remarqué dans des valeurs plus grandes de θ avant que les courbes descendent à la valeur de 0. Les profils de température des fluides dilatants semblent être aplatis ce qui signifie que le mécanisme de transfert de chaleur

Chapitre 5. Résultats et discussions

est similaire au cas de la conduction, ceci peut clairement être observé au niveau des courbes pour l'indice d'écoulement $n=1.4$.

5.3.5 Effet de nombre de Prandtl sur le flux de chaleur

La figure 5.19 montre l'effet de la variation de nombre de Prandtl sur le flux de chaleur autour du cylindre intérieur, nous pouvons dire que le nombre de Prandtl n'affecte pas le transfert de chaleur dans la couche limite thermique pour le cas des cylindres concentriques et le généralisé au reste des cas.

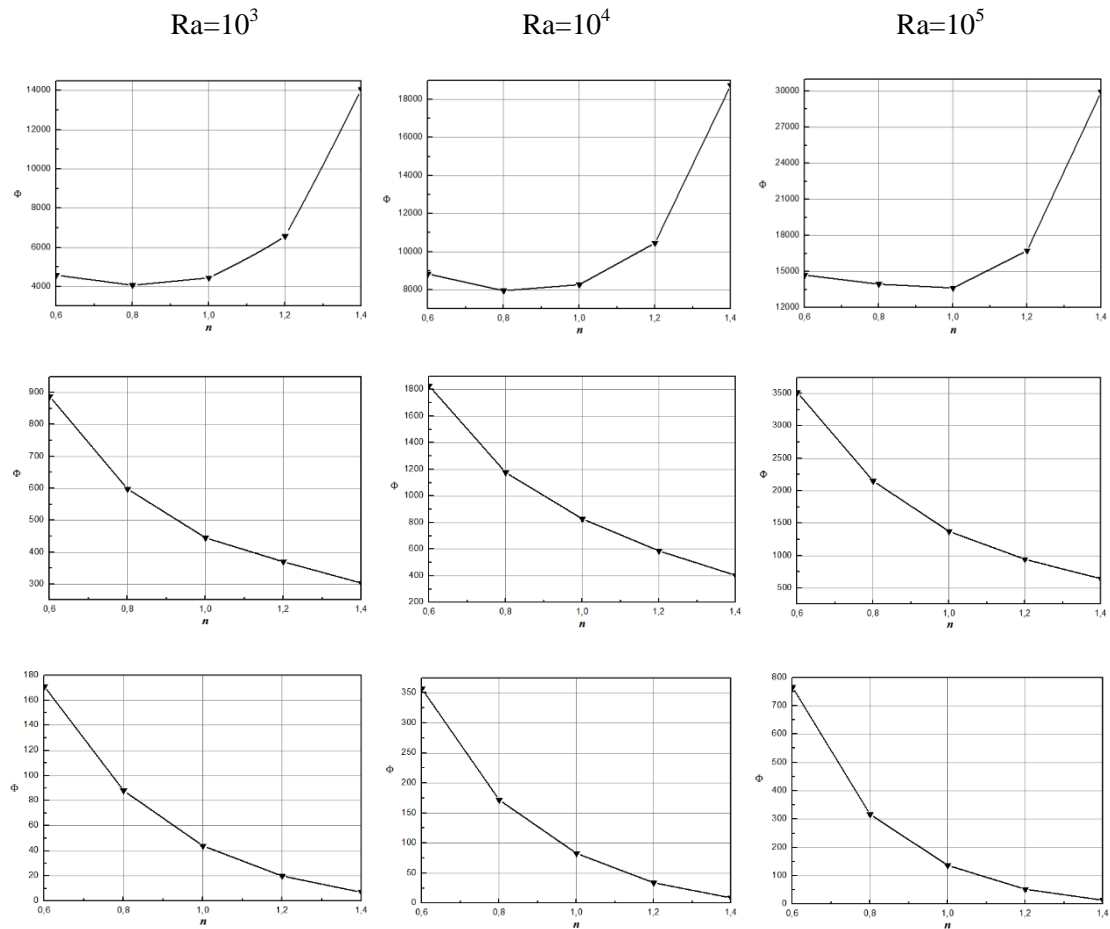


Figure 5.19 Effect de nombre de Prandtl sur le flux de chaleur pour $\varepsilon=0$, $\phi=0^\circ$ et différentes valeurs de Prandtl $Pr=10$ (première ligne), $Pr=10^2$ (deuxième ligne) et $Pr=10^3$ (troisième ligne).

On observe que lorsque $Pr=10$, la couche limite thermique est supérieure à la couche limite hydrodynamique. Ce phénomène est clairement visible dans les fluides dilatants où ils sont rigides et le fluide chaud s'accumule sur le cylindre intérieur à la différence des fluides pseudoplastiques où le fluide chaud se propage facilement, donc le flux de chaleur des fluides dilatants est plus grand que des fluides pseudoplastiques, c'est parce que l'effet du nombre de

Chapitre 5. Résultats et discussions

Prandtl sont plus sur la couche limite hydrodynamique que sur la couche limite thermique. On peut dire que le changement du nombre de Prandtl modifie l'équilibre relatif entre la flottabilité et les forces visqueuses et n'affecte pas le transfert thermique à l'intérieur de la couche limite thermique. Pour les fluides pseudoplastiques, le transfert thermique est plus rapide que pour les fluides dilatants, de sorte que la couche limite thermique est dominante sur la couche limite hydrodynamique; par conséquent, l'effet de Prandtl est faible et le flux de chaleur est inférieur à celui des fluides dilatants. Une augmentation du nombre de Rayleigh provoque un flux de chaleur plus intense pour tous les cas.

Avec l'augmentation du nombre de Prandtl $Pr=100$, on observe que l'épaisseur de couche limite hydrodynamique augmente pour les fluides pseudoplastiques et les fluides dilatants, cet accroissement est représenté en diminution du flux de chaleur pour tous les fluides. Un changement dans le nombre de Prandtl Pr modifie considérablement l'épaisseur de la couche limite thermique pour les cas avec une combinaison de nombre élevé de Rayleigh ($Ra=10^5$) et de petit indice d'écoulement ($n=0,6$), qui conduit à une diminution du flux de chaleur avec l'augmentation de Pr puisque une augmentation de Pr agit pour diminuer l'épaisseur de la couche limite thermique.

Quand le nombre de Prandtl prend de grandes valeurs $Pr=1000$, l'épaisseur de couche limite hydrodynamique reste beaucoup plus grande que l'épaisseur de couche limite thermique et dans cette situation un changement du nombre de Prandtl vient de modifier l'équilibre relatif entre la diffusion visqueuse et thermique, donc le transfert de la chaleur dans la couche limite thermique n'est que négligeable.

5.3.6 Effets du Pr , Ra , ε , ϕ et n sur le nombre de Nusselt moyen

Dans cette partie, on a étudié l'effet de quelques paramètres (nombre de Rayleigh, l'indice d'écoulement n , le nombre de Prandtl, l'angle d'inclinaison ϕ et le rapport d'excentricité ε) sur le nombre de Nusselt. Le nombre de Nusselt mesure l'efficacité de la convection, donc si $Nu=1$ le transfert de chaleur est par conduction.

Chapitre 5. Résultats et discussions

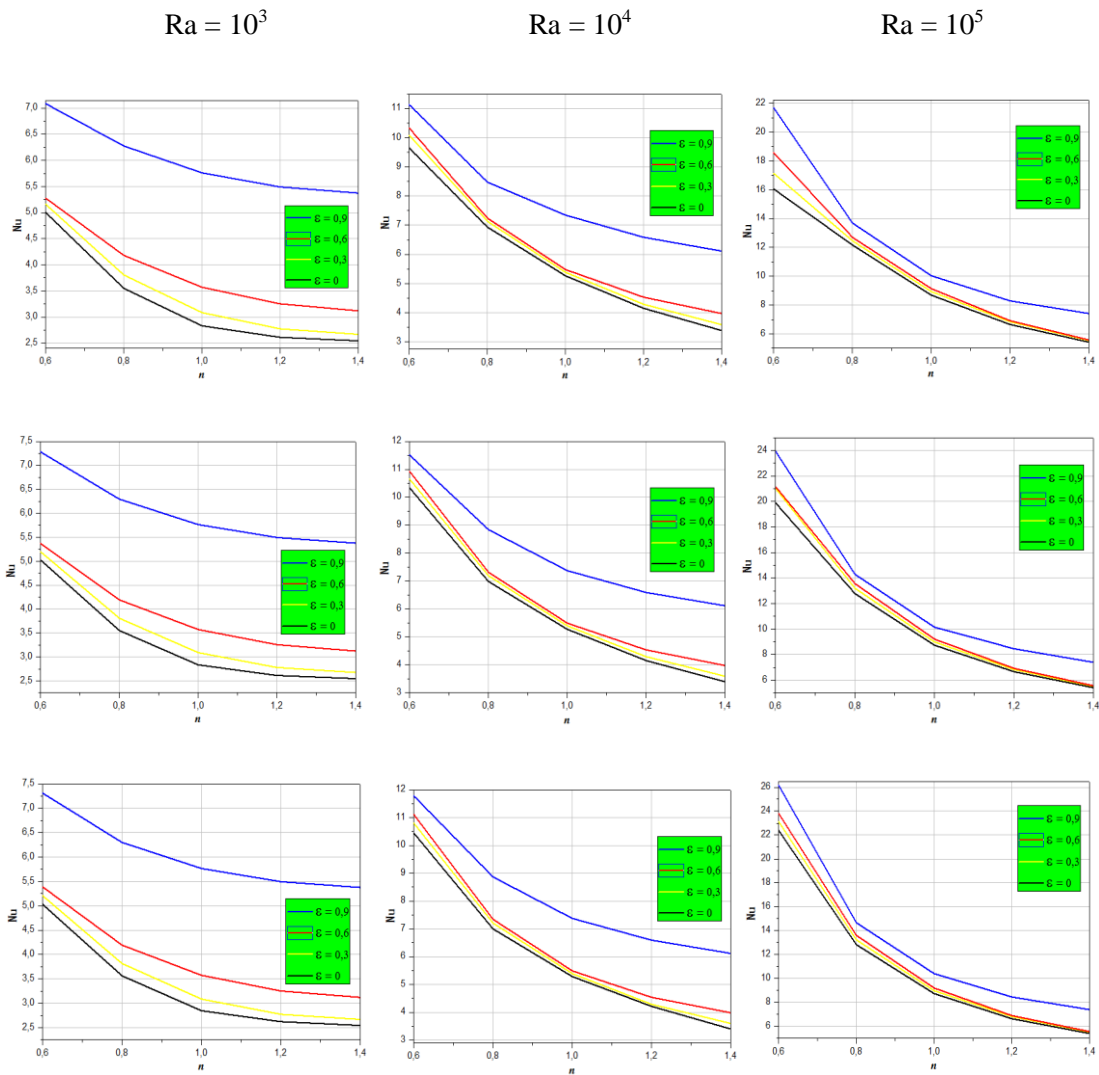
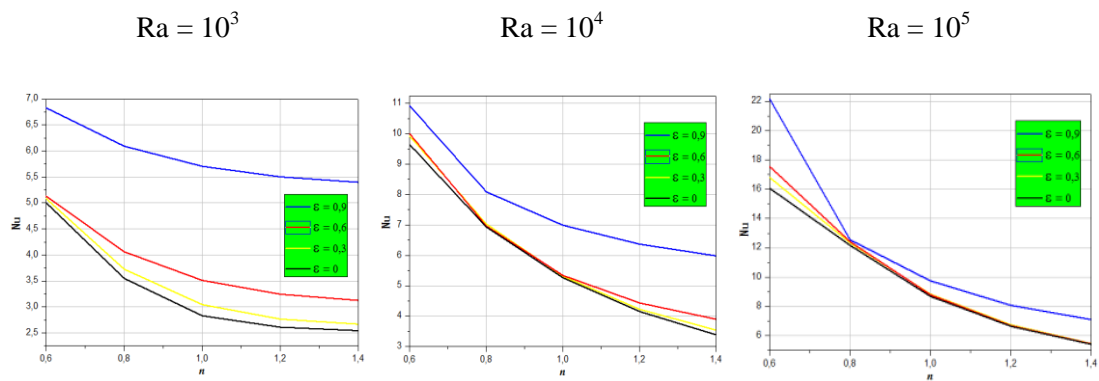


Figure 5.20 Le nombre de Nusselt moyen par rapport à l'indice de la loi de puissance n à $\phi=0^\circ$ pour différents paramètres de Ra , ε et nombre de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr = 100$ (deuxième ligne), $Pr= 1000$ (troisième ligne).



Chapitre 5. Résultats et discussions

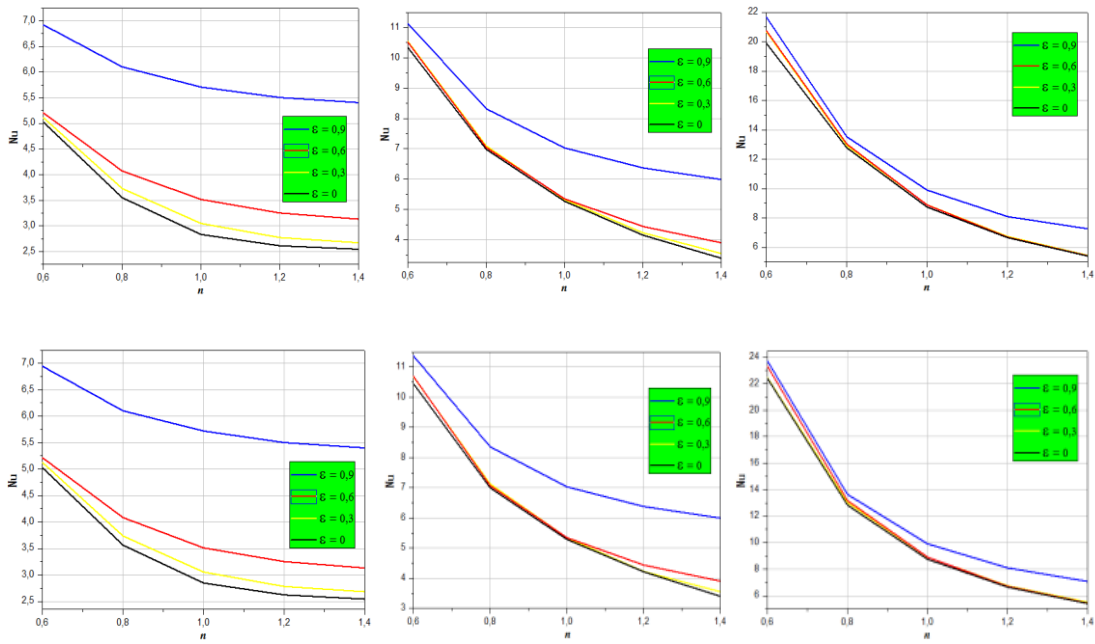
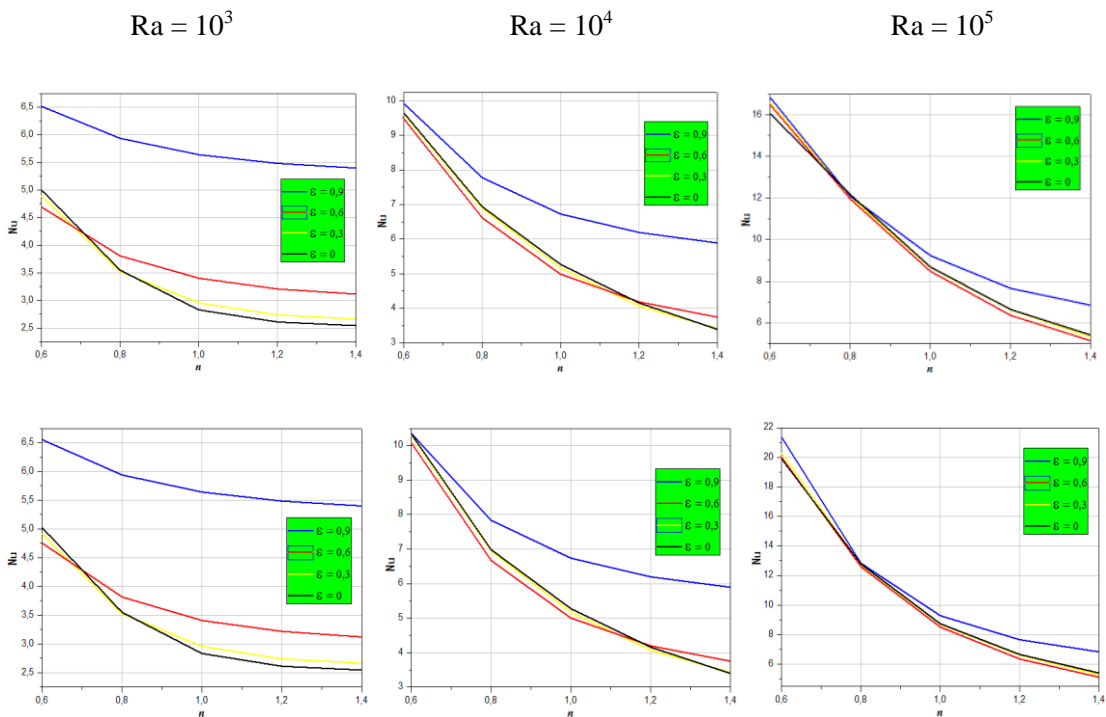


Figure 5.21 Le nombre de Nusselt moyen par rapport à l'indice de la loi de puissance n à $\phi=45^\circ$ pour différents paramètres de Ra , ε et nombre de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr = 100$ (deuxième ligne), $Pr= 1000$ (troisième ligne).



Chapitre 5. Résultats et discussions

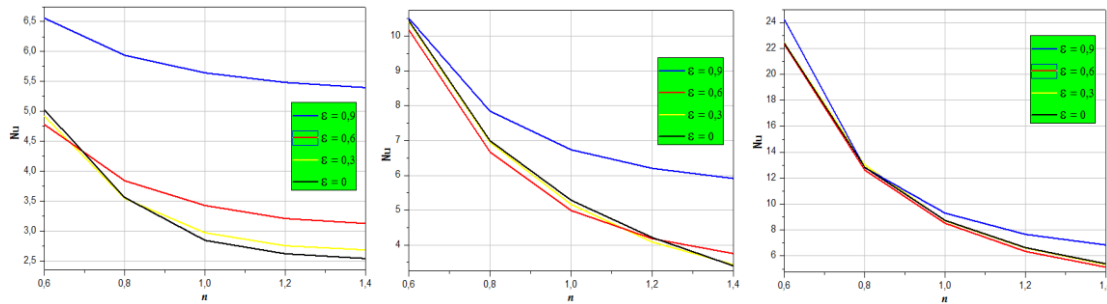


Figure 5.22 Le nombre de Nusselt moyen par rapport à l'indice de la loi de puissance n à $\phi=90^\circ$ pour différents paramètres de Ra , ϵ et nombre de Prandtl $Pr=10$ (premier ligne), $Pr = 100$ (deuxième ligne), $Pr= 1000$ (troisième ligne).

Les figures 5.20, 5.21 et 5.22 illustrent la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de différents paramètres ; n , Ra , Pr , ϵ à $\phi=0^\circ$, 45° et 90° , respectivement. D'après les figures, on peut remarquer que lorsque l'indice d'écoulement n augmente (du comportement pseudoplastique au comportement épaississant) le nombre Nusselt diminue, ce qui veut dire qu'il y a un faible transfert de chaleur dans ce cas. En plus, il est observé que le nombre de Nusselt pour les fluides pseudo-plastiques est plus élevé que celui pour les fluides Newtoniens et est plus élevé encore que pour les fluides dilatants et cela renforce le fait que les fluides pseudo-plastiques sont meilleurs que les fluides newtoniens et les fluides dilatants dans des buts de refroidissement et de chauffage. En outre, on peut voir que le nombre de Nusselt est affecté par le nombre de Rayleigh parce que quand Rayleigh augmente toutes les courbes du nombre de Nusselt montent ce qui signifie que le nombre de Nusselt dépend du nombre de Rayleigh, car Ra renforce la force de flottabilité qui résulte du gradient de densité (différence de densité) et par conséquent avec une diminution de l'indice n ces effets deviennent plus prononcés, donc l'effet de la convection dans les fluides pseudo-plastiques est plus évident que les autres et à faible nombres de Rayleigh la conduction devient le mode dominant de transfert de chaleur. Ce phénomène est clairement observé dans les fluides dilatants que les autres et quand Ra devient plus grand ($Ra 10^4$) l'effet de convection commence à apparaître. Ensuite, les figures montrent que le nombre de Prandtl n'a presque aucun effet sur le transfert de chaleur (sur le nombre de Nusselt) c'est parce que les effets du nombre de Prandtl sont plus sur l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique que sur l'épaisseur de la couche limite thermique. Les effets du nombre de Prandtl ne peuvent être observés que pour les fluides pseudo-plastiques à des nombres élevés de Rayleigh ($Ra 10^5$) mais pas pour les autres fluides par conséquent nous pouvons dire que le nombre de Prandtl affecte seulement les forces de diffusion visqueuses et thermiques dans la couche limite mais n'affecte pas l'épaisseur de la couche limite thermique. On peut déduire que le nombre Nusselt est indépendant du nombre de Prandtl.

Chapitre 5. Résultats et discussions

Les figures montrent que le nombre de Nusselt est affecté par la valeur d'excentricité. Il est évident que lorsque l'excentricité augmente le nombre de Nusselt augmente surtout pour les fluides pseudo-plastiques lorsque n est très petit ($n < 0,6$) ou les fluides dilatants lorsque n est très grand ($n > 1,4$) à faible nombre de Rayleigh. C'est parce que le panache thermique a plus de liberté pour s'étendre au-dessus du cylindre intérieur et l'écart sous le cylindre intérieur se rétrécit plus (l'espace où nous pouvons trouver le fluide stratifié). Cependant, comme Rayleigh est faible, la conduction est le mode dominant de transfert de chaleur, car la force de flottabilité est trop faible pour empêcher le panache thermique de se propager. Un autre phénomène doit être expliqué ici c'est lorsque $\phi = 90^\circ$ à bas nombres de Rayleigh l'augmentation de l'excentricité provoque la réduction du transfert de chaleur pour les fluides pseudoplastique parce que l'influence de l'excentricité sur le transfert de chaleur est supérieure à la force de flottabilité sauf pour les grandes valeurs de l'excentricité $\varepsilon = 0,9$ où le mélange entre le fluide chaud et le fluide froid dans la tendance verticale de l'excentricité, la force de gravité est capable de pousser la force de flottabilité et la rendre plus forte. Quand Rayleigh augmente ($Ra \geq 10^4$), le mode de convection commence à être le mode moteur du transfert de chaleur et cet effet commence à apparaître dans les fluides dilatants ($n > 1,4$) dans lesquels l'excentricité fait réduire leurs résistances et mixe tous les fluides (pseudo-plastiques, fluides newtoniens et dilatants) quand Rayleigh est assez grand ($Ra \geq 10^5$) pour produire une grande force de flottabilité.

Les figures montrent également les effets de l'angle ϕ sur le taux de transfert de chaleur. A partir de ces figures on peut voir que lorsque ϕ augmente de l'orientation verticale ($\phi = 0^\circ$) à l'orientation horizontale ($\phi = 90^\circ$) les valeurs du nombre de Nusselt diminuent ce qui est un signe de diminution du transfert de chaleur ici, ces effets sont clairement observés à de faibles nombres de Rayleigh ($Ra \leq 10^4$) à $\varepsilon = 0,9$. De plus, lorsque Rayleigh est élevé ($Ra \geq 10^5$), ces effets deviennent moins importantes surtout entre les cas $\phi = 45^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. On peut donc en déduire que le meilleur cas de transfert de chaleur se produit à $\phi = 0^\circ$.

5.4 Interprétation des résultats pour des cylindres avec cames

Dans cette partie de travail, nous avons étudié la convection naturelle des fluides non newtoniens dans le but de tester l'influence de l'ajout des cames sur le cylindre intérieur sur la structure de l'écoulement et analyser le transfert thermique dans l'entrefer et présenter les lignes de courant, les isothermes et la vitesse du fluide pour des nombres de cames 0, 4, 8, 12 et 16 respectivement.

5.4.1 Les lignes de courant et isothermes

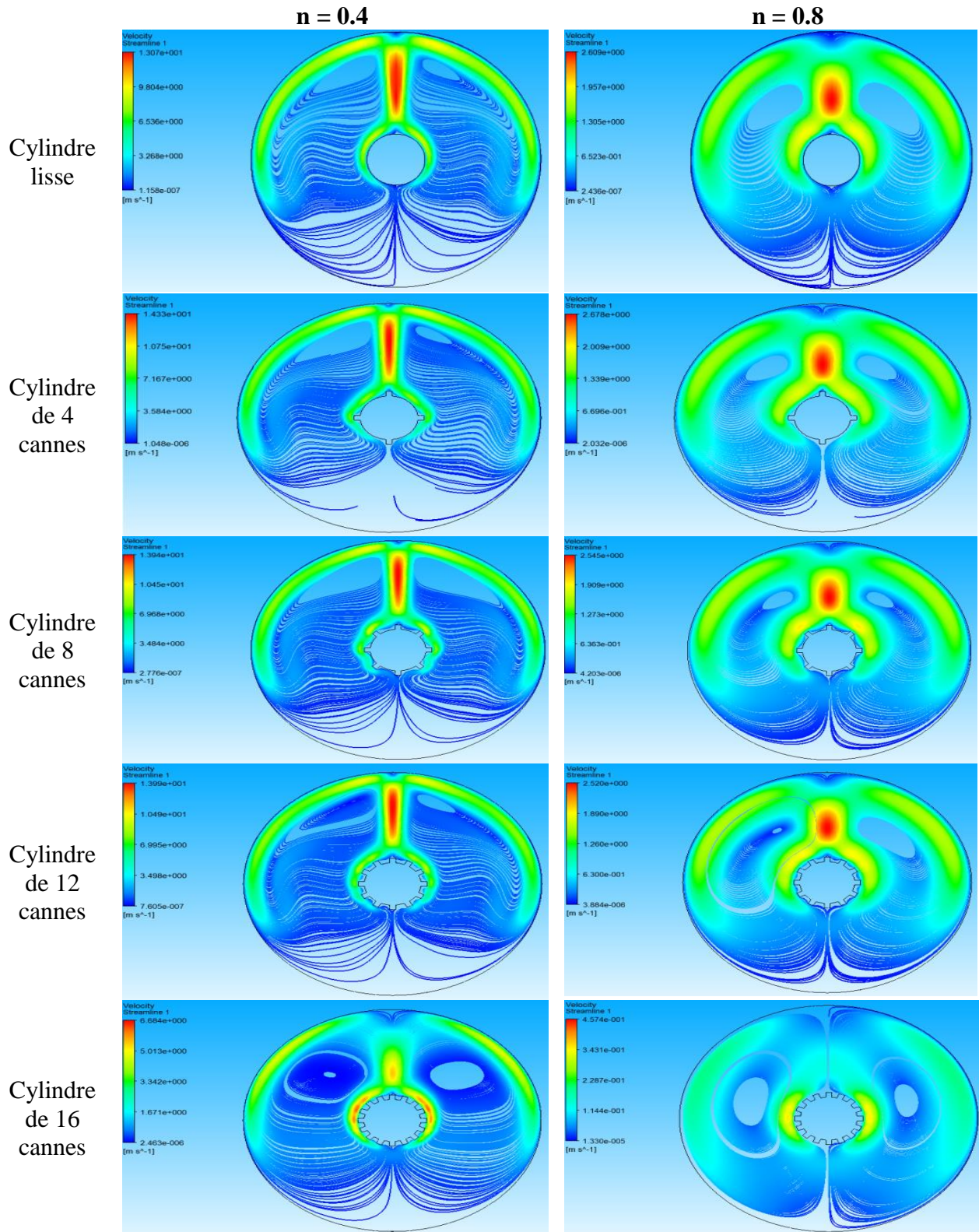


Figure 5.23 Les lignes de courant pour $Pr=100$ et $Ra=10^4$ pour différentes géométries

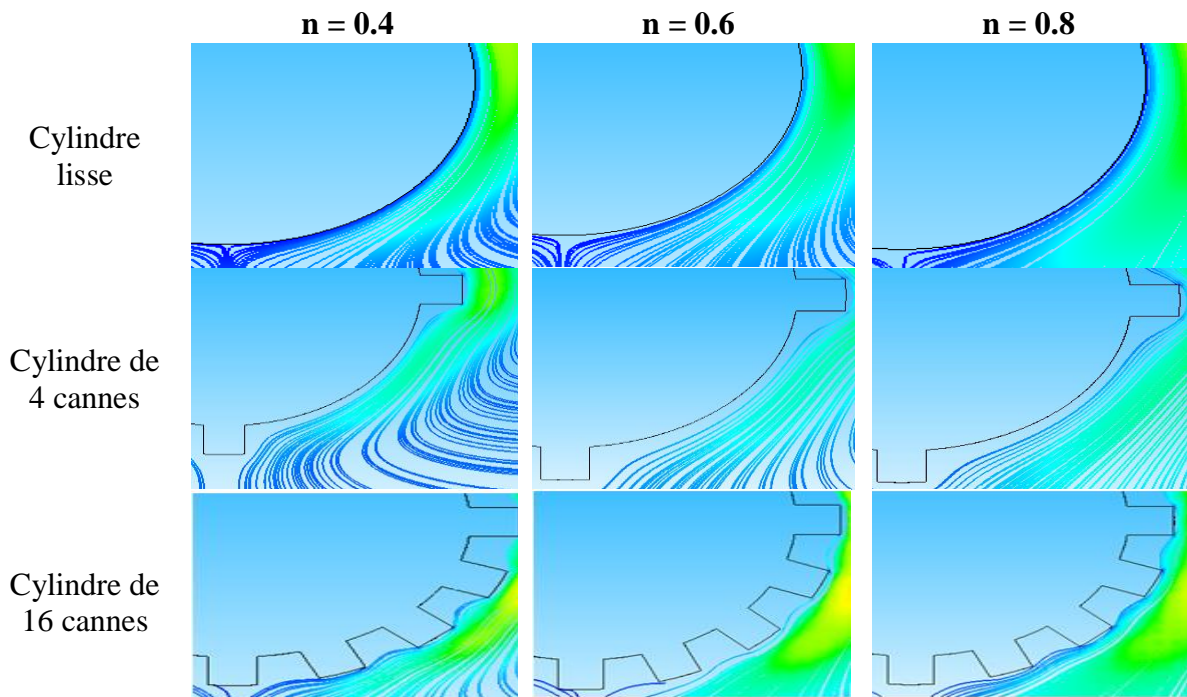


Figure 5.24 Les lignes de courant pour $Pr=100$ et $Ra=10^4$ pour différentes géométries

Les lignes de courant de la figure 5.23 sont pour le fluide pseudoplastique et pour différents indices d'écoulement $n = 0,4$ et $0,8$ à des valeurs de $Pr = 100$ et $Ra = 10000$. La convection naturelle commence lorsque le liquide froid dans l'espace entre les deux cylindres concentriques change de direction du cylindre intérieur chaud au cylindre extérieur froid. Le liquide plus léger sort par la partie supérieure de l'espace annulaire.

Il est à noter que plus l'indice d'écoulement n est bas, plus l'intensité de l'écoulement entre $n=0,4$ et $n=0,8$ est élevée, plus l'écoulement maximal diminue de près de 80 %. Pour le même indice structurel, l'intensité de l'écoulement est presque la même pour toutes les géométries sauf pour le cylindre de 16 cannes où l'on remarque une réduction drastique de l'intensité de l'écoulement, la vitesse maximale est réduite de 55% pour $n=0,4$ et 84% pour $n=0,8$.

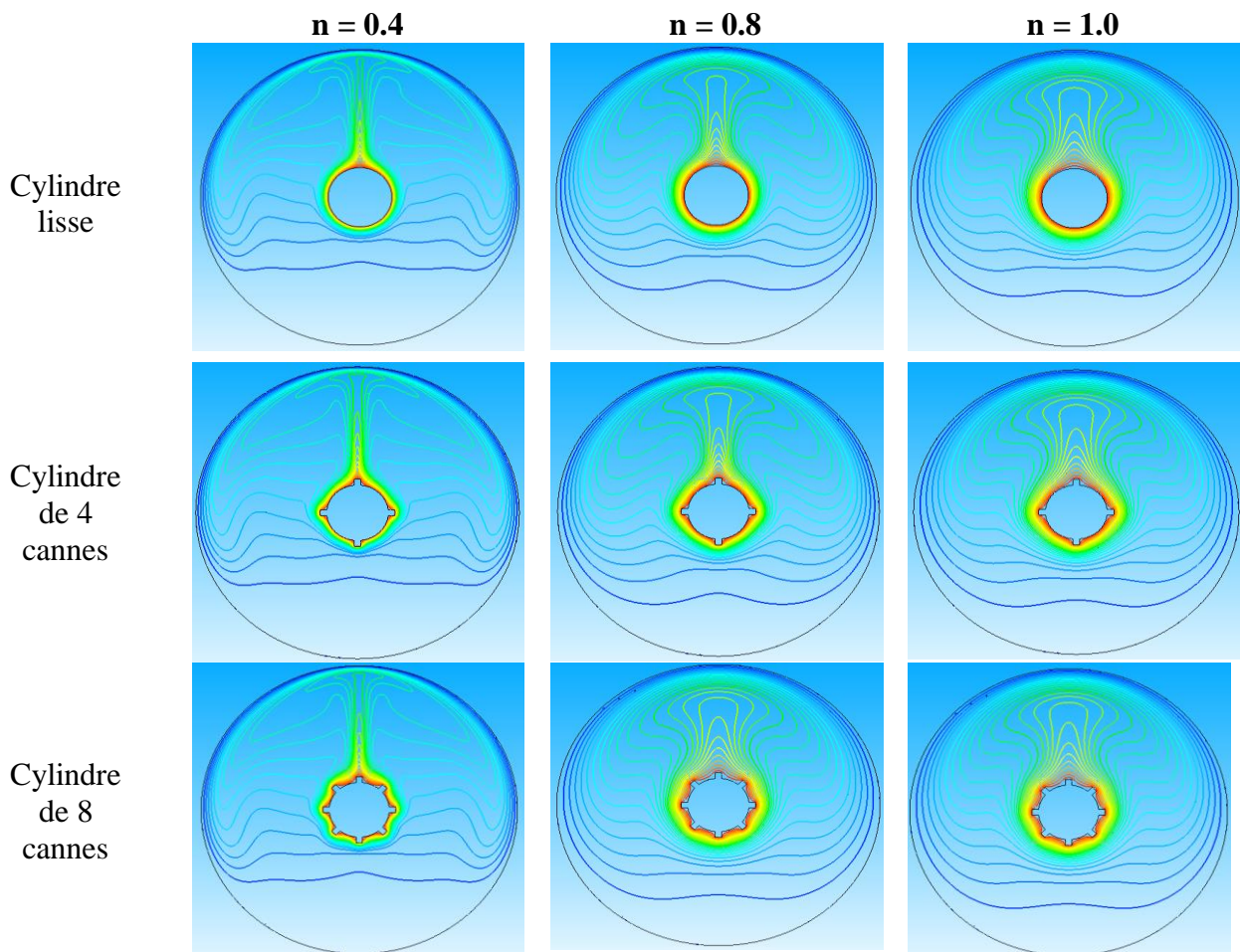
Il est évident qu'avec une diminution de l'indice d'écoulement n , les vortex se déplacent vers le haut pour former une région dense dans la partie supérieure du cylindre intérieur. Cette région montre que le mouvement du fluide puis le transfert par convection deviennent plus forts pour les plus fluides fluidifiants, pour le cylindre à 16 cannes, le vortex reste au milieu surtout pour $n > 0,4$, ce qui réduit l'intensité de l'écoulement et donc la diminution du transfert par convection.

Dans la figure 5.24, nous montrons l'influence de la présence des cannes sur la structure de l'écoulement. Nous remarquons que la surface de contact du fluide avec le cylindre intérieur est réduite à cause des cavités entre les cannes. Pour les cylindres à 4, 8 et 12 cannes, l'influence

Chapitre 5. Résultats et discussions

n'est pas très importante car le flux principale pénètre profondément dans l'espace entre les cannes, mais pour le cylindre à 16 cannes, l'écoulement ascendant ne touche pratiquement que la surface supérieure des cannes, la taille des cavités entre les cannes sont tellement petites que la recirculation empêche le contact du fluide froid avec la surface inférieure entre ces cannes.

On peut voir dans la figure 5.25 les isothermes des différentes géométries et pour des indices d'écoulement de 0,4, 0,8 et 1. En augmentant l'indice d'écoulement, il y a une réduction du taux de transfert. Lorsque l'indice d'écoulement est faible le gradient thermique près des cylindres augmente pour augmenter le taux de transfert de chaleur. Pour le même indice d'écoulement, On peut dire que le taux de transfert de chaleur total peut être quasiment le même pour les cylindres à 4, 8, et 12 cannes que pour un cylindre lisse, mais pour le cylindre à 16 cannes, la région du panache n'est pas formée dans l'espace annulaire surtout pour des indices $n > 0,4$ et le transfert thermique pour cette géométrie est faible.



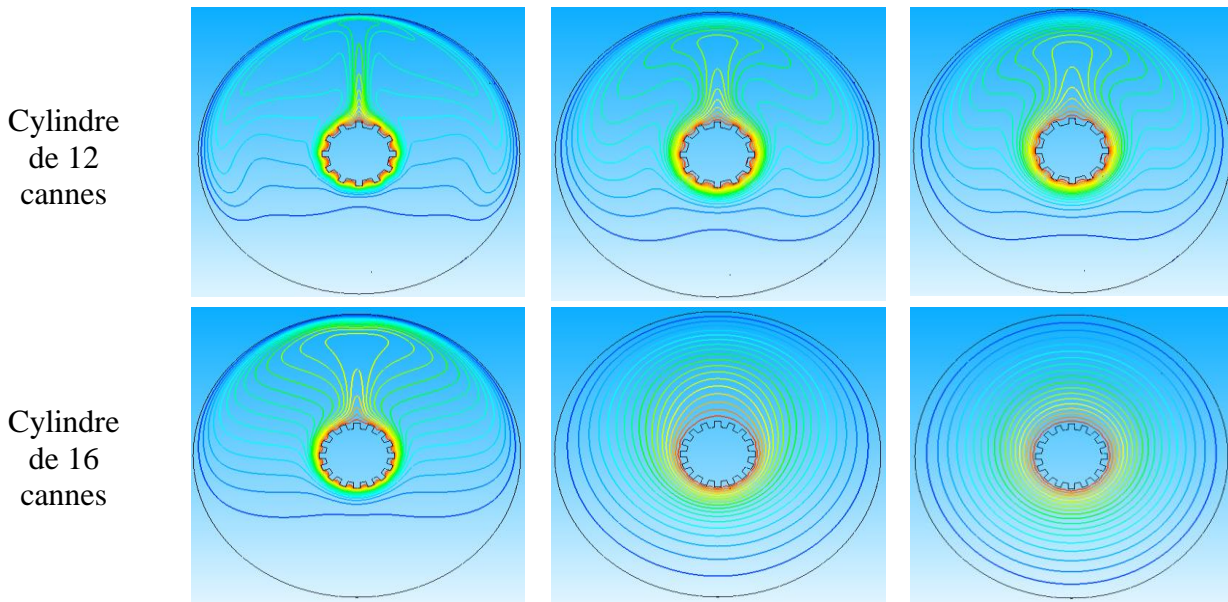
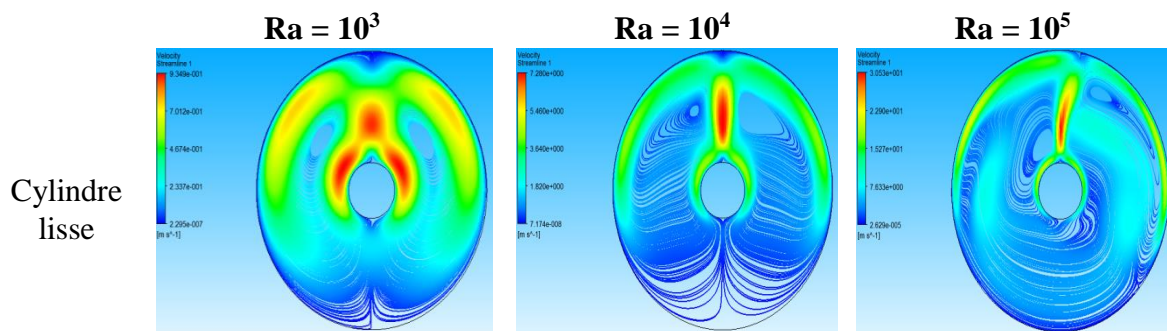


Figure 5.25 Isothermes pour $Pr=100$ et $Ra=10^4$ pour différentes géométries

Les figures 5.26 et 5.27 illustrent l'effet du nombre de Rayleigh sur les lignes de courant. Le gradient thermique près des parois augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh et, par cette augmentation du nombre de Rayleigh il y a une augmentation de la flottabilité, par conséquent la zone du panache augmente. On peut observer qu'en augmentant le nombre de Rayleigh le vortex central du tourbillon principal s'étire et le centre du vortex intérieur se déplace vers le haut en raison de l'effet de flottabilité. Pour le même indice d'écoulement et le même nombre de Rayleigh le comportement de l'écoulement est presque le même pour toutes les géométries sauf pour le cylindre à 16 cames où nous remarquons une faible flottabilité pour $10^3 \leq Ra \leq 10^4$. L'écoulement est laminaire pour des $Ra \leq 10^4$, cet écoulement devient instable lorsque Ra atteint 10^5 .



Chapitre 5. Résultats et discussions

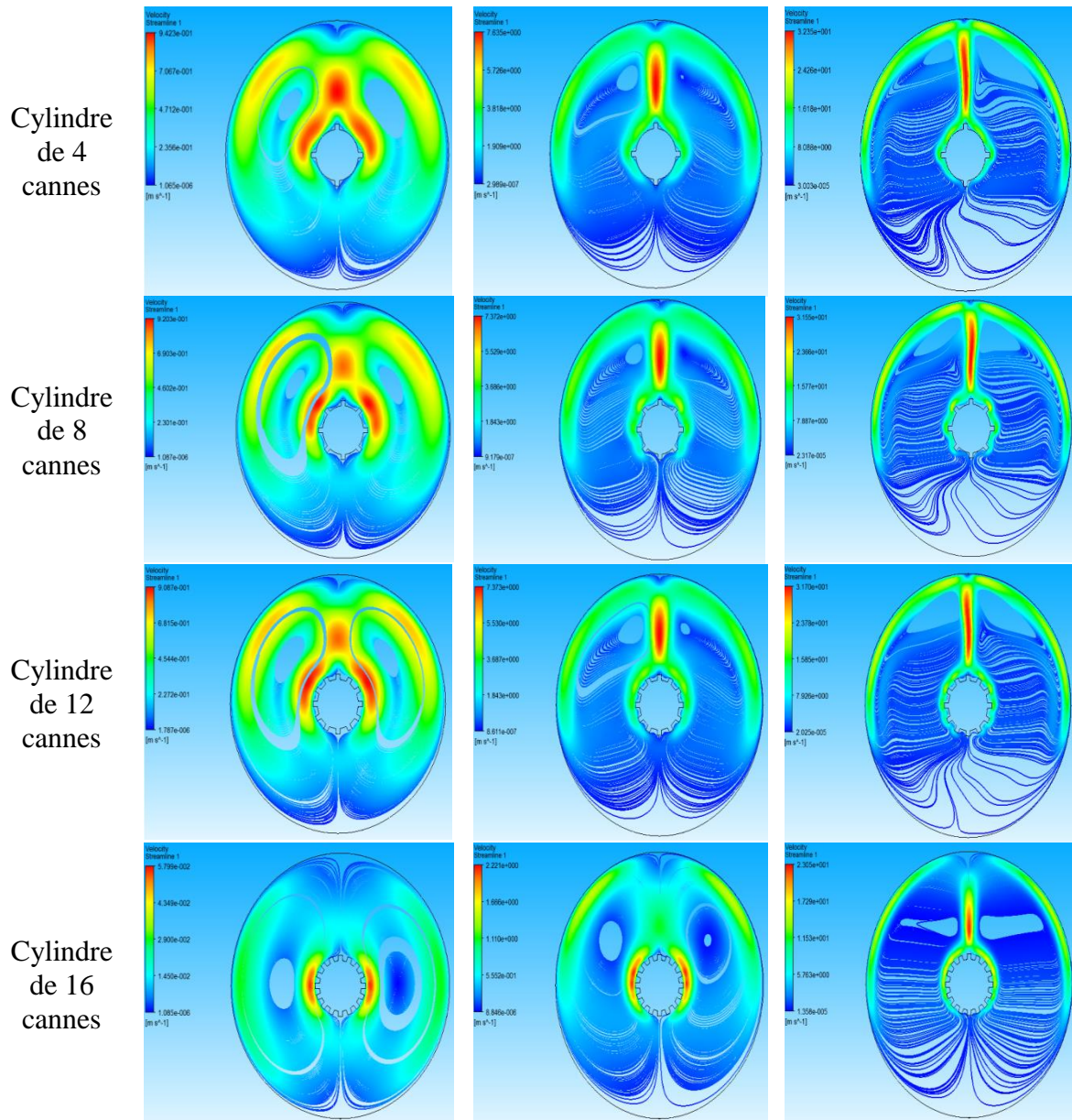
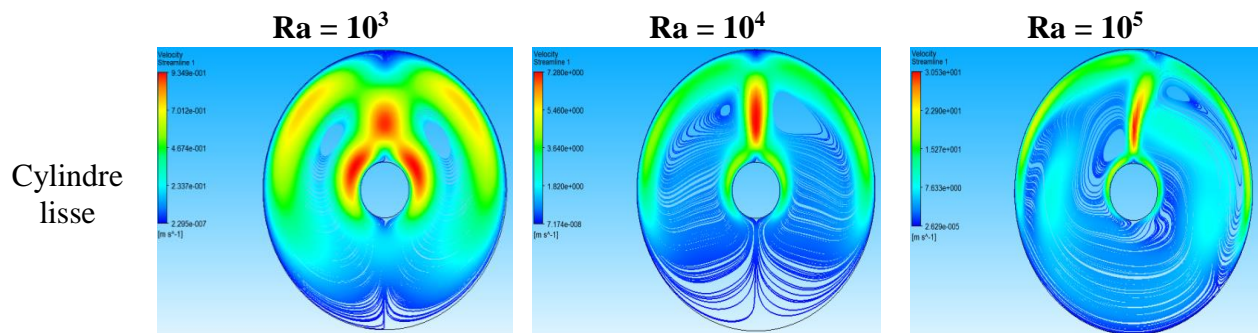


Figure 5.26 Les lignes de courant pour $Pr=100$ et $n=0.6$ pour différentes Ra et géométries



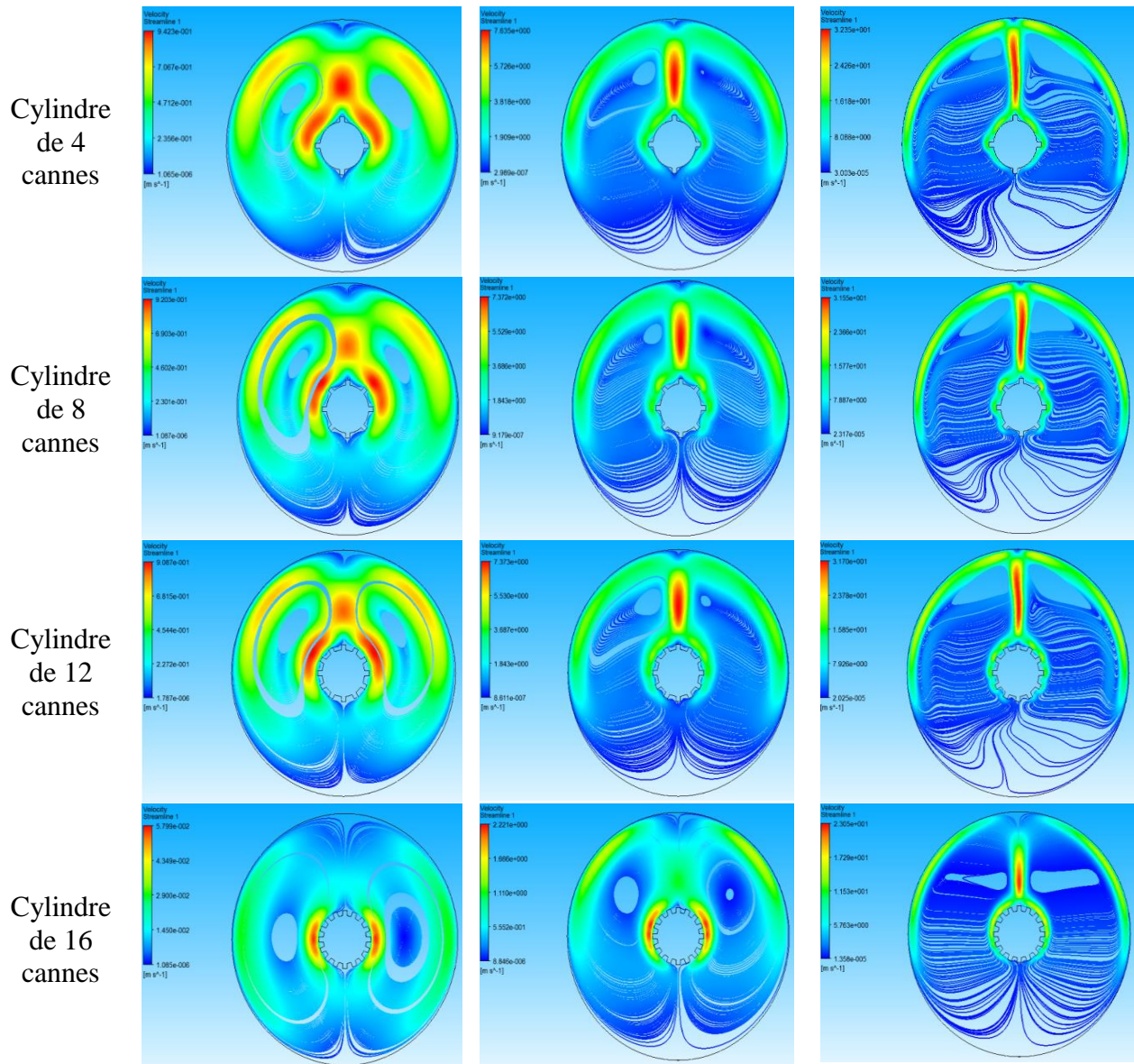
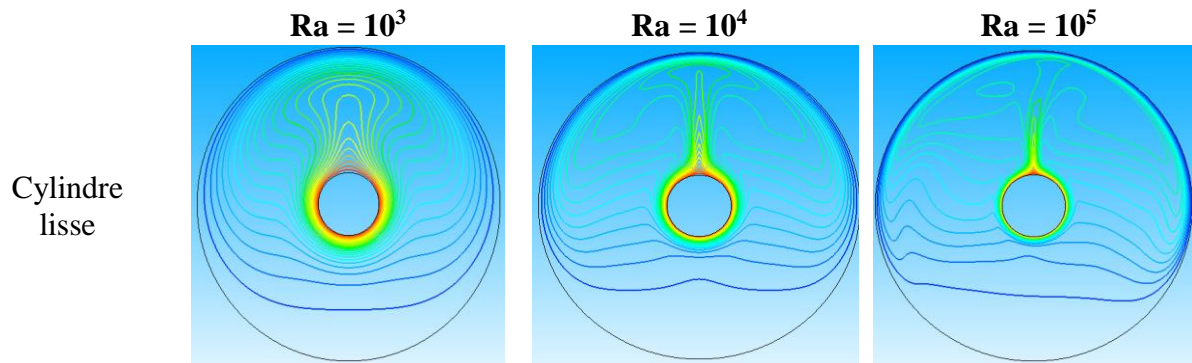


Figure 5.27 Les lignes de courant pour Pr=100 et n=1 pour différentes Ra et géométries



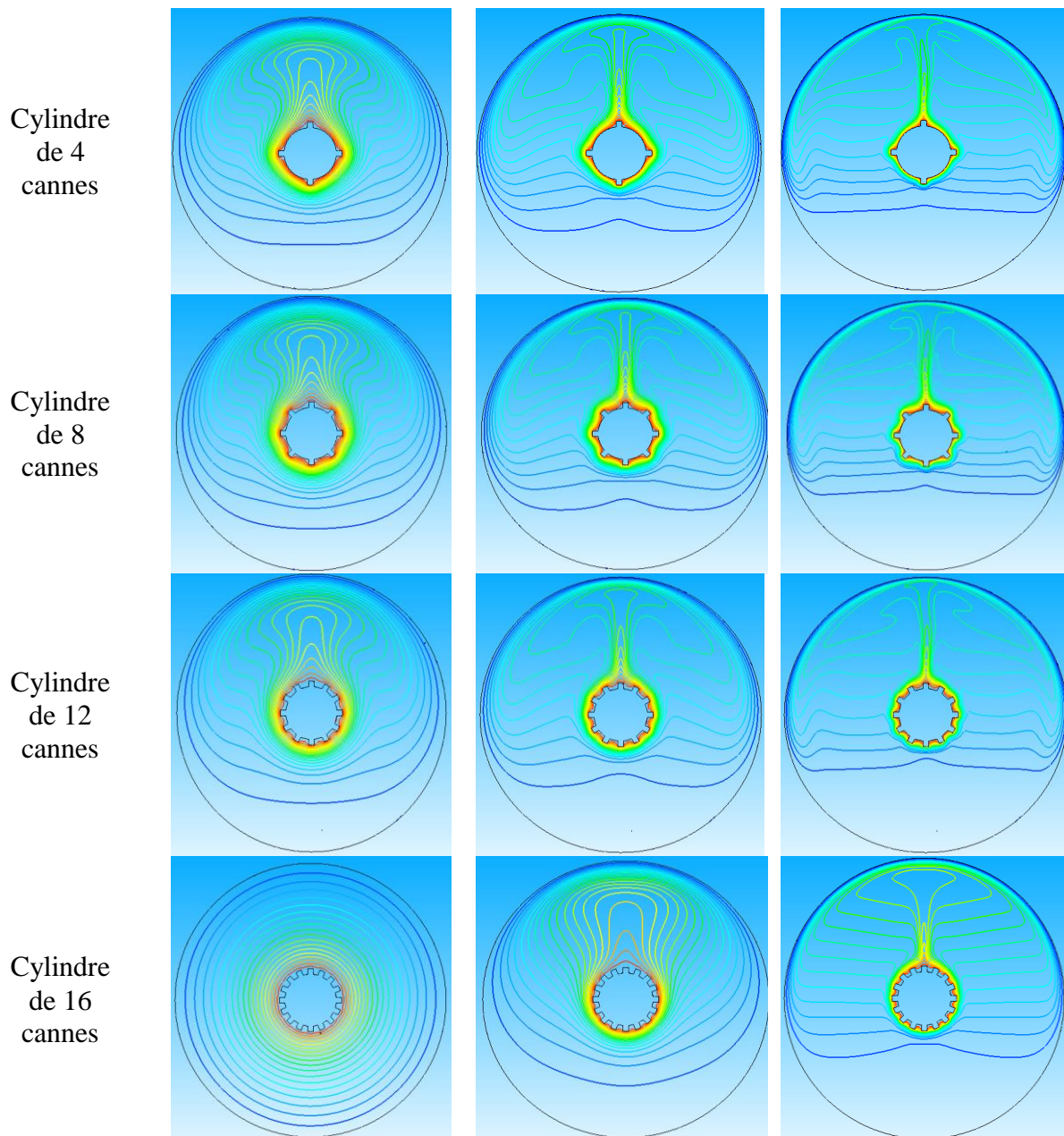


Figure 5.28 Isothermes pour $Pr=100$ et $n=0.6$ pour différentes Ra et géométries

La figure 5.28 illustre l'effet du nombre de Rayleigh sur les isothermes. Le gradient thermique près des parois augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, cette augmentation du nombre de Rayleigh provoque une augmentation de la flottabilité, par conséquent la zone du panache augmente, sauf pour le cylindre à 16 cannes où le panache est inexistant pour $Ra = 10^3$ et commence à apparaître à $Ra = 10^5$. En augmentant l'indice d'écoulement le panache n'apparaît qu'à des nombres de Rayleigh importants (pour les fluides newtoniens $n=1$ à $Ra=10^3$ les isothermes sont concentriques et le panache est inexistant).

4.4.2 La température adimensionnelle

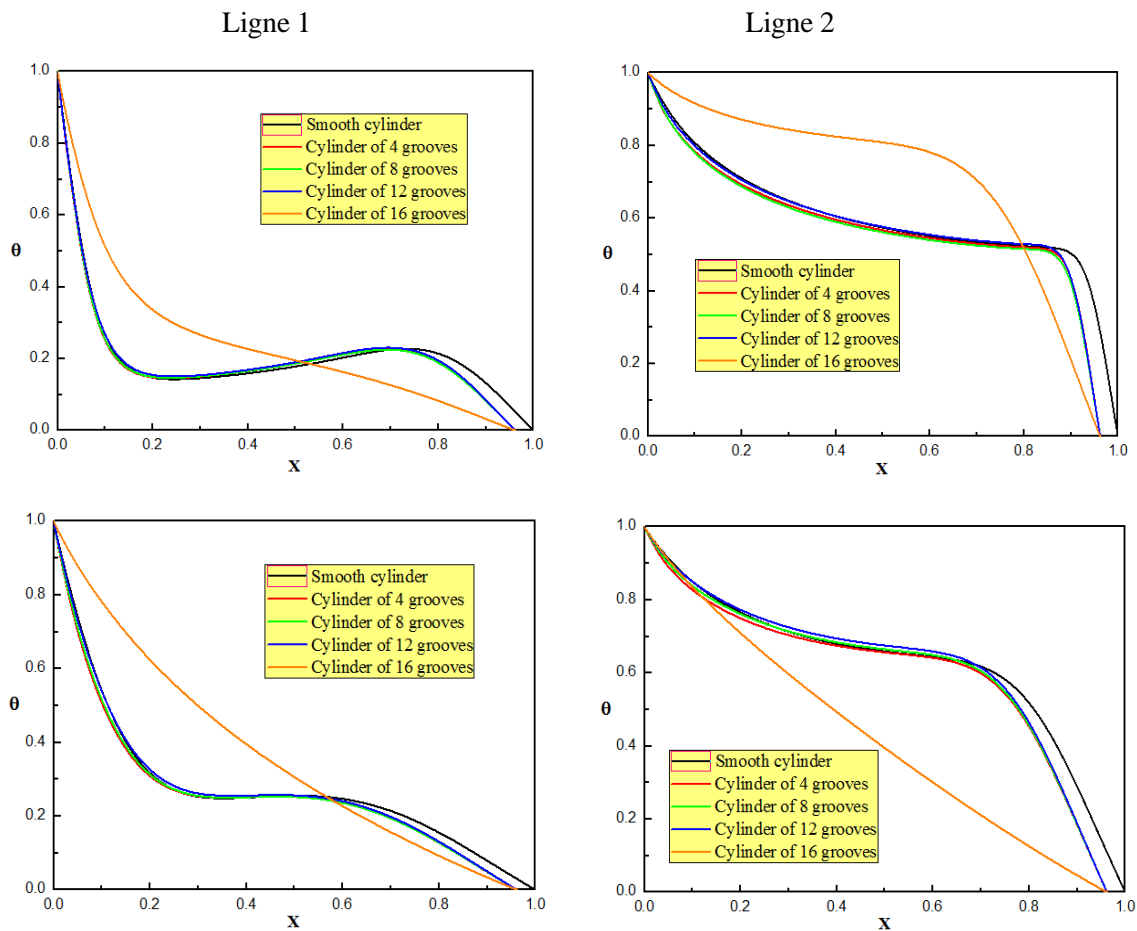


Figure 5.29 La température adimensionnelle suivant les lignes 1 et 2 pour $Pr=100$ et $Ra=10^4$ et $n=0.6$ (premier ligne), $n=1$ (deuxième ligne).

La figure 5.29 montre la variation de la température adimensionnelle le long des deux lignes 1 et 2 pour les valeurs $Pr=100$ et $Ra=10^4$. Il est évident que la température le long de la ligne verticale est supérieure à celle de la ligne horizontale et c'est parce que le fluide chaud se déplace vers le haut du cylindre intérieur et le froid s'accumule au fond (la zone thermique est centralisée au sommet de l'espace annulaire). En outre, nous remarquons que l'indice d'écoulement n'affecte la distribution de θ . La distribution de θ le long des deux lignes n'est pas linéaire pour les deux fluides, mais pour les fluides newtoniens cette distribution est plus linéaire que pour les fluides pseudoplastiques. Enfin, pour les géométries de 4, 8, 12 cames et le cylindre lisse les courbes de θ sont presque identiques et cela signifie qu'elles ont le même schéma de distribution de température tandis que dans la géométrie de 16 cames cette courbe est plate en particulier pour l'indice de d'écoulement $n = 1$ (fluide newtonien) où le mécanisme de transfert de chaleur est purement par conduction pour $Ra \leq 10^4$ comme nous l'avons mentionné plus tôt.

5.4.3 La vitesse du fluide

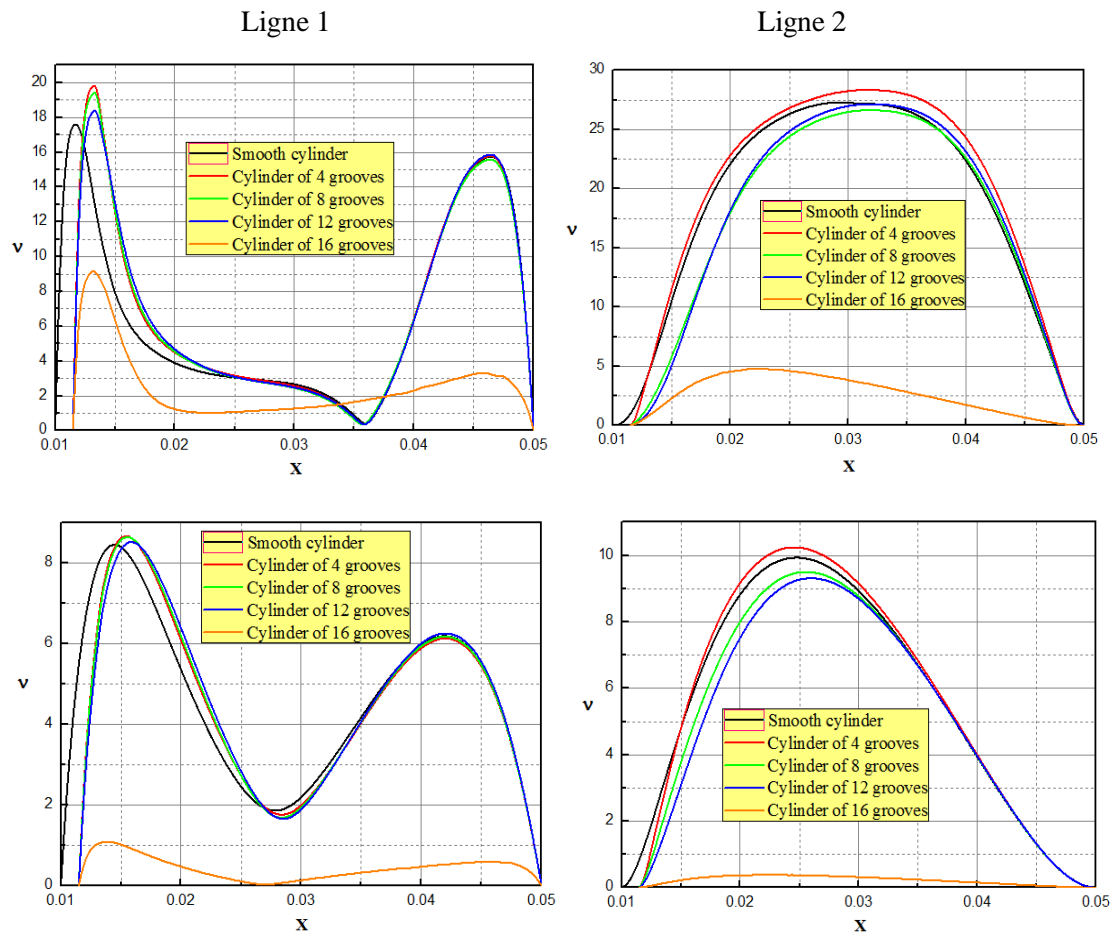


Figure 5.30 Profils de vitesse sur les deux lignes 1 et 2 pour $Pr=10$, $Ra=10^4$ et $n=0.6$ (premier ligne), $n=1$ (deuxième ligne).

Figure 5.30 montre la variation de la vitesse le long de deux lignes 1 et 2, pour la vitesse, nous remarquons qu'à mesure que l'indice de l'écoulement n augmente les profils de la vitesse diminuent le long des deux lignes et cela se réfère à l'impact du comportement pseudoplastique sur l'amplitude de la vitesse sont plus prononcés ces fluides que pour les fluides newtoniens (Les fluides pseudoplastiques sont plus fluidifiant et plus légers que les fluides newtoniens de sorte que le fluide recircule rapidement, et la résistance de flux visqueux est faible par rapport aux fluides Newtoniens). En outre, il est a noté qu'il y a une petite différence entre les valeurs de viscosité des géométries pour les cylindres de 4, 8, 12 cames et le cylindre lisse sauf pour le cylindre de 16 cames où le mouvement du fluide est très lent, ce fait est dû à la faible force de flottabilité dans cette géométrie lorsque Rayleigh a été pris ($Ra=10^4$), cette géométrie peut considérablement réduire le transfert thermique et agit comme un isolant, généralement la convection commence à apparaître à $Ra=10^5$.

4.4.4 Le nombre de Nusselt moyenne

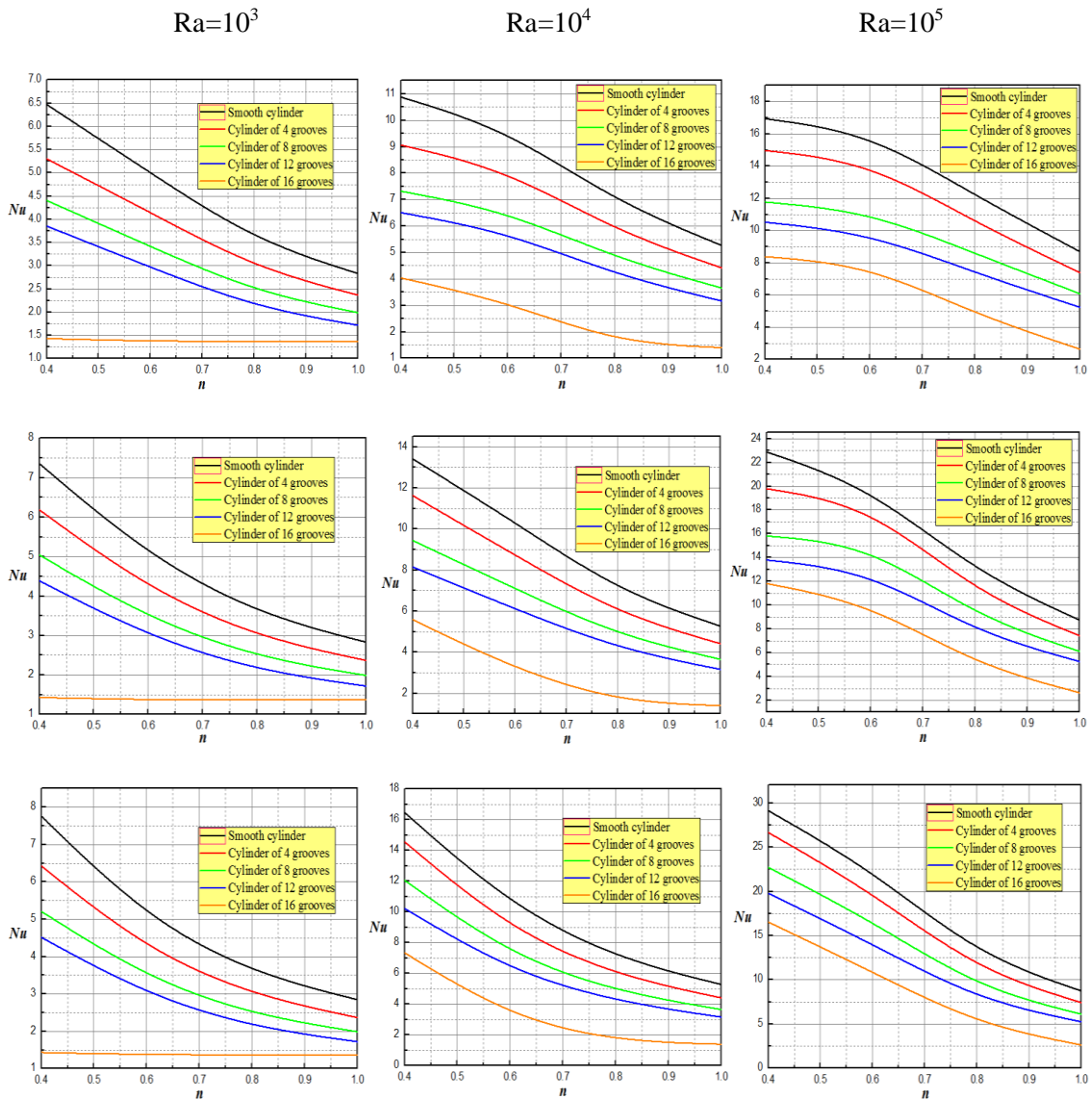


Figure 5.31 Le nombre de Nusselt en fonction des différents paramètres $Pr=10$ (premier ligne), $Pr=100$ (deuxième ligne), $Pr=10^3$ (troisième ligne).

La figure 5.31 représente les effets du nombre Prandtl, du nombre de Rayleigh, du nombre des cannes et de l'indice de l'écoulement n sur le taux de transfert de chaleur. On remarque que la tendance des courbes du nombre de Nusselt est descendante au fur et à mesure que l'indice de l'écoulement n augmente ce qui signifie que les fluides pseudoplastiques sont capables de transférer la chaleur mieux que les fluides newtoniens, donc on peut dire que l'indice de l'écoulement n améliore le nombre de Nusselt et transfert convectif se renforce en augmentant le nombre de Rayleigh pour le même valeurs de Pr et de n , lorsque Ra est faible ($Ra=10^3$) la conduction est le mode dominant de transfert de chaleur (le nombre de Nusselt est très faible),

Chapitre 5. Résultats et discussions

en augmentant Ra la convection commence à être le mode dominant de transfert de chaleur et il est clairement remarqué pour les fluides pseudoplastiques que pour les fluides newtoniens (les courbes du nombre de Nusselt pour les fluides pseudoplastiques augmentent plus haut que pour les fluides newtoniens au même valeurs de Pr et de n). Le nombre de Prandtl n'affecte pas le transfert de chaleur dans l'espace annulaire pour les fluides newtoniens, ceci est dû au fait que ses effets sont plus sur l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique que sur l'épaisseur de la couche limite thermique, dans le cas des fluides pseudoplastiques ($Pr \leq 10$), son effet semble être plus sur l'épaisseur de la couche limite thermique.

L'effet des cames semble réduire le nombre de Nusselt, chaque fois que nous ajoutons 4 cames le transfert de chaleur diminue régulièrement du cylindre lisse aux cylindres de 4, 8 et 12 cames, respectivement. Mais quand il s'agit du cylindre de 16 cames il y a une chute sévère dans le nombre de Nusselt ce qui signifie que sa résistance est très élevée.

5.5 Conclusion

Ce travail porte sur une étude numérique de la convection naturelle dans un espace annulaire remplie d'un fluide non Newtonien qui est décrit par le modèle de la loi de puissance. La simulation de problème a été effectuée à l'aide d'un code de calcul commercial ansys cfx.

Afin de mieux comprendre et caractériser le transfert de chaleur dans l'espace annulaire, nous avons pu déterminer les lignes de courant, les isothermes, les profils des vitesses et des températures, ainsi que les variations du nombre de Nusselt en fonction de l'indice d'écoulement n .

Les principales constatations déduites de cette étude

- 1) Il a été observé également que le nombre de Rayleigh, l'indice d'écoulement n , le rapport d'excentricité ϵ et l'angle d'inclinaison ϕ sont parmi les paramètres les plus importants qui affectent la structure de l'écoulement et le champ de température ainsi que le transfert de chaleur.
- 2) Au début du régime laminaire, nous avons constaté pour des valeurs faibles du nombre de Rayleigh, une dominance de transfert de chaleur par conduction. Mais avec des valeurs plus élevées du nombre de Rayleigh il y a une augmentation du mode de transfert de chaleur par convection.
- 3) Les résultats obtenus ont aussi montré que lorsque le nombre de Rayleigh augmente, le nombre de Nusselt augmente, car le nombre de Rayleigh augment le transfert par convection.

Chapitre 5. Résultats et discussions

- 4) L'indice d'écoulement n provoque une forte convection pour $n < 1$ et une faible convection pour $n > 1$. Sa signification est que le taux de transfert de chaleur est également affecté par n .
- 5) Nous avons remarqué une structure monocellulaire dominante provoquée par la convection naturelle lorsque on augmente ϕ ($\phi = 45^\circ$ et $\phi = 90^\circ$), par contre il y a une structure multicellulaire symétrique par rapport à l'axe y pour $\phi = 0^\circ$.
- 6) Le nombre de cames joue un rôle important dans le transfert thermique, il est démontré que le cylindre lisse a le plus haut taux de transfert de chaleur, en ajoutant les cames le nombre de Nusselt diminue jusqu'à ce qu'il atteigne son minimum au cylindre de 16 cames. Celui-ci peut réduire drastiquement le transfert par convection et peut jouer le rôle d'un isolant.

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'investigation numérique d'un problème d'écoulement bidimensionnel laminaire et isotherme d'un fluide non-Newtonien entre deux cylindres concentriques centrés et excentrés deux géométries du cylindre intérieur sont proposées, le cylindre lisse et le cylindre avec des cames. L'analyse de l'influence occasionnée par les caractéristiques rhéologiques de cette catégorie de fluides sur la structure de l'écoulement et l'intensité de l'échange thermique ont constitué de ce fait, les principaux objectifs de notre étude.

Les simulations numériques sont effectuées pour deux cylindres, l'intérieur a une température constante chaude de T_i et l'extérieur à une température froid T_o , On utilise un fluide complexe non-Newtonien suivant la loi de puissance pour le refroidissement. Plusieurs paramètres importants ont été utilisés : Le nombre de Rayleigh ($Ra=10^3$, $Ra=10^4$ et $Ra=10^5$), l'angle d'inclinaison ($\phi = 0^\circ$, $\phi = 45^\circ$ et $\phi = 90^\circ$), le nombre de Prandtl ($Pr=10$, $Pr=100$ et $Pr=1000$), l'indice d'écoulement (indice de puissance) ($0.6 \leq n \leq 1.4$) et le rapport d'excentricité ($\varepsilon = 0.3$, $\varepsilon = 0.6$ et $\varepsilon = 0.9$). Le test de validation réalisé montre une bonne concordance entre nos résultats et les résultats extraits de littératures.

Le code de calcul utilisé utilise la méthode de volumes finis avec un schéma hybride pour discrétiser les équations gouvernantes. On a validé notre procédure de simulation numérique en comparant nos résultats avec les résultats de M.H. Matin & W.A. Khan [95].

Pour mieux suivre le développement des champs hydrodynamique et thermique, nous avons présenté les profils de température, les lignes de courant. Les courbes de Nusselt en fonction des différents paramètres.

Les résultats présentés dans cette étude montrent que

- L'utilisation des fluides fluidifiant améliorer le transfert thermique dans l'entrefer l'inverse des fluides épaississants qui eux font diminuer l'intensité du transfert de chaleur, Les effets de cette amélioration sont observés à travers le nombre de Nusselt qui est très élevé pour les fluides fluidifiants que pour les fluides épaississants.
- L'effet du nombre de Rayleigh qui caractérise l'intensité de la convection naturelle a été mis en évidence, le transfert thermique augmente avec le nombre de Rayleigh, et cet accroissement est plus important lorsque l'angle d'inclinaison est nul.

Conclusion générale

- Le transfert thermique n'est pas affecté par le nombre de Prandtl sauf pour les fluides fluidifiants lorsque les valeurs de Rayleigh sont considérables ($Ra \geq 10^5$) aux mêmes valeurs de ϕ et ε , ces effets sont vraiment faibles pour être négligeables.
- Le transfert thermique est affecté par le taux d'excentricité ε , lorsque cette excentricité augmente, le nombre de Nusselt augmente pour les mêmes valeurs de Rayleigh, Prandtl et l'indice d'écoulement.
- Le transfert thermique est affecté par l'angle d'inclinaison ϕ qui lorsqu'il augmente de l'état verticale à l'état horizontale le nombre de Nusselt diminue. L'angle $\phi = 0^\circ$ donne le meilleur transfert.

Perspectives :

Concernant les résultats, Il nécessaire de connaitre et analyser plus profondément ceux pour la géométrie présentant le cylindre intérieur avec des cames, car cette géométrie peut très bien améliorer l'isolation.

Pour les perspectives, il serait intéressant de faire l'investigation dans le même domaine mais avec des fluides dont le comportement dépend du temps de cisaillement. L'utilisation des nano-fluides, des milieux poreux et du magnétohydrodynamique, seraient des axes à prospecter.

« Etude de l'écoulement des Fluides non-Newtoniens dans un Entrefer en Dimensions Variables »

Résumé :

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à une étude numérique de la convection naturelle laminaire à l'état stationnaire bidimensionnel dans un espace annulaire rempli de fluide newtonien et de fluides d'Ostwald (pseudoplastique et dilatant). Les équations sont résolues numériquement en utilisant le code de calcul ANSYS CFX.16 qui se base sur la méthode des volumes finis. On suppose qu'un fluide chaud, dont la température est T_i s'écoulant à l'intérieur du cylindre interne transférant la chaleur à l'environnement dont la température est T_o ($T_i > T_o$). Les calculs sont effectués pour la plage de paramètres $10^3 \leq Ra \leq 10^5$, $10 \leq Pr \leq 10^3$, $0.6 \leq n \leq 1.4$, $0 \leq \epsilon \leq 0.9$ et un angle d'inclinaison ϕ de 0° à 90° . Un nouveau développement dans cet axe de recherche représenté par l'introduction d'un facteur d'excentricité ϵ (déplacement du cylindre intérieur par différents angles) au fluide newtonien et non newtonien (d'Ostwald) dans un espace annulaire formé par deux cylindres. Les résultats ont révélé que l'augmentation de l'excentricité peut améliorer les caractéristiques de transfert de chaleur dans l'entrefer. En outre, les effets des paramètres précédents sur le nombre de Nusselt moyen et les caractéristiques de transfert de chaleur (contours de température et lignes de courant) sont obtenus et discutés.

Mots clés : Convection naturelle, Anneau excentrique, ANSYS CFX, Fluide non-Newtonien, Modèle de loi de puissance, Nombre de Nusselt, Etat stationnaire.

« Study of the Flow of Non-Newtonian Fluids in a Gap of Variable Dimensions »

Abstract :

In this work, we interested in a numerical investigation of the two dimensional steady state laminar natural convection in an annular space filled with non-Newtonian power law fluid. The equations are solved numerically using the commercial code ANSYS CFX.16 which absolutely based on the finite volume methode. It is assumed that a hot fluid, whose temperature is T_i flows inside the inner cylinder transferring heat to the surroundings whose temperature is T_o ($T_i > T_o$). The calculations are made for the range of parameters $10^3 \leq Ra \leq 10^5$, $10 \leq Pr \leq 10^3$, $0.6 \leq n \leq 1.4$, $0 \leq \epsilon \leq 0.9$ and an inclination angle ϕ from 0° up to 90° . A new development in this research axis represented by introducing an eccentricity factor ϵ (moving the inner cylinder by different angles) to non-Newtonian power law fluid in an annular space formed by two cylinders. The results revealed that increasing the eccentricity can improve the heat transfer characteristics in the gap. In addition, the effects of the previous parameters on the average Nusselt number and the heat transfer characteristics (temperature contours and streamlines) are obtained and discussed.

Key words : Natural convection, Eccentric annulus, ANSYS CFX, non-Newtonian fluid, Power law model, Nusselt number, Steady state.

"دراسة تدفق سائل غير نيوتوني في فراغ حلقي متغير الأبعاد"

الملخص:

في هذا العمل، نحن مهتمون بإجراء تحقيق رقمي حول الحمل الحراري الحر في الحالة الرقائقية الثابتة ثنائية الأبعاد في مساحة حلقيه مملوءة بسائل غير نيوتوني يخضع لقانون الطاقة. يتم حل المعادلات رقمياً باستخدام الرمز التجاري "أنسيس سي أف إكس" الذي يستند بشكل مطلق على طريقة الحجم المحددة. يفترض أن السائل الساخن الذي تتدفق درجة حرارته داخل الأسطوانة الداخلية ينقل الحرارة إلى المحيط الذي تكون درجة حرارته باردة. يتم إجراء العمليات الحسابية لنطاق المعاملات رقم رابلي ما بين 10^3 و 10^5 ، رقم برانديت ما بين 10 و 1000، مؤشر قانون الطاقة ما بين 0.6 و 1.4، معامل اللامركزية ما بين 0 و 0.9 وزاوية ميل من 0° إلى 90° . توصلنا إلى تطور جديد في محور البحث هذا يتمثل بإدخال عامل عدم المركزية (تحريك الأسطوانة الداخلية بزوايا مختلفة) إلى سائل قانون الطاقة غير النيوتوني في المساحة الحلقيه بين الإسطوانتين. تكشف النتائج أن زيادة عدم المركزية يمكن أن يحسن خصائص انتقال الحرارة في المساحة الحلقيه. بالإضافة إلى ذلك، يتم الحصول على تأثيرات المعاملات السابقة على متوسط رقم نيسالت وخصائص نقل الحرارة (خطوط ارتفاع درجة الحرارة وخطوط التيار) ومناقشتها.

كلمات مفتاحية : الحمل الحراري الحر، فراغ حلقي لامركزي، أنسيس سي أف إكس، سائل غير نيوتوني، نموذج قانون الطاقة، رقم نيسالت، الحالة الثابتة.