REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA
FACULTE DE TECHNOLOGIE

2019-UYFM-LBMPT

Doctorat

THÈSE

Pour obtenir le grade de docteur délivré par

L'Université Yahia Farès de Médéa

Spécialité : Génie Mécanique, énergétique nucléaire

Présentée et soutenue publiquement par

Noureddine MESSAOUDI

Le 08/02/2020

CONTRIBUTION A L'USAGE DES NANO-FLUIDES POUR LE REFROIDISSEMENT DES REACTEURS NUCLEAIRES.

Directeur de thèse : **Mohamed Najib BOUAZIZ**

Jury

M. Salah HANINI	Professeur, Université Y.F Médéa	Président
M. Mouhamed Najib BOUAZIZ	Professeur, Université Y.F Médéa	Directeur de Thèse
M. Abdallah BENAROUS	Professeur, Université S.D Blida	Examinateur
M. Younes CHIBA	Maitre de Conférences A, Université Y.F Médéa	Examinateur
M. Hamza ALI AGHA	Maitre de Conférences B, Université A.M Bejaia	Invité

Laboratoire de Biomatériaux
et Phénomènes de Transport

THÈSE

Remerciements

Au terme de cette thèse, je tiens à remercier tout naturellement en premier lieu **ALLAH le tout Puissant** qui m'a donné la force, le courage et la patience de bien mener ce travail.

Je tiens à remercier chaleureusement mon encadreur de thèse, Prof. **M. N. BOUAZIZ**, professeur à l'Université Yahia Fares de Médéa. Merci d'avoir accepté de me proposer ce sujet, de m'avoir accordé votre confiance tout au long de cette thèse mais surtout de m'avoir communiqué votre rigueur scientifique.

J'adresse également mes remerciements les plus sincères aux membres de jury, d'avoir accepté de juger et d'examiner mon travail de thèse:

Mr. HANINI, S. Université Y.F Médéa.

Mr. BENAROUS, A. Université S.D Blida.

Mr. CHIBA, Y. Université Y.F Médéa.

Je tiens ensuite à remrcier Mr **H. ALI AGHA**, Maitres de conférences à l'université de Bejaia.d'avoir répondu favorablement à mon invitation, d'avoir assisté à ma soutenance de thèse ainsi que pour les discussions scientifique que j'ai pu partager avec lui.

Je souhaite aussi remercier Mr **A. DJERRADA**, mon enseignant en graduation à l'université de Bejaia pour ses conseils pédagogique et scientifique que j'ai pu partager avec lui, et de m'avoir guidée durant mon parcoure d'étude.

Mes sentiments vont également à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Dédicaces

J'ai l'honneur de dédier ce modeste travail

A mes cher **parents** que je remercier fortement, que Dieu les protègent, qui sont toujours à mes coté et qui ont consenti tant d'effort pour mon éducation, mon instruction, ma réussite et pour leur réconforts moraux pour me voir atteindre ce but.

A ceux qui sont la source de mon inspiration et mon courage.

A qui je dois de l'amour :

A ma femme

A mon frère et ma sœur

A mes grands-mères

A ma famille et mes amis

الملخص

في هذهالاطروحة، تم محاكاة عدديا تدفق السائل النانوي مزدوج الاجهاد في قناة عمودية مع انتقال الحرارة والكتلة في وجود حقل مغناطيسي منتظم مع مراعاة الحركة البراونية والترموفرز مستعملين برنامجMatlabباتباع طريقةbvp4c. يتم تحويل المعادلات التفاضلية الجزئية غير الخطية التي تحكم هذا التدفق إلى نظام من المعادلات التفاضلية العادية عبر تقنية التشابه.تم إبراز تأثير بارامترات التي تصف سلوك المشكلة التي تمت دراستها على مجالات السرعة، درجة الحرارة، التركيز والكسر الحجمي في الجسيمات النانوية وكذلك على معامل الاحتكاك وأرقام نسلت وشيروود في نهاية الدراسة. فهم تأثيرها علىانتقال الحرارة والكتلة. يكونلريولوجيا السائل النانوي ووجود حقل مغناطيسي تاثير قوي على السرعة وملامح درجاتالحرارة، في حين أن معالم الحركة البراونية والترموفرز تعزز نقل الحرارة.

الكلمات المفتاحية: السائل النانوي مزدوج الاجهاد،الحملالحراريمزدوجالانتشار،نقل الحرارة والكتلة، تدفق مغنطيسي، تشابه.

Résumé

Dans ce travail, l'écoulement d'un nano-fluide à couple-contrainte dans un canal vertical avec transfert de chaleur et de masse en présence d'un champ magnétique et en tenant compte du mouvement Brownien et dela thérmophorèse a été simulé numériquement à l'aide de Matlab suivant le code bvp4c. Les équations différentielles partielles non linéaires régissant cet écoulement particulier sont transformées en un système d'équations différentielles ordinaires via la technique de similarités. L'influence des paramètres qui décrivent le comportement du problème étudié sur les champs de vitesse, de température, de concentration et de fraction volumique des nanoparticules ainsi que sur le coefficient de frottement, nombre de Nusselt et Sherwood ont été mise en évidence à fin de comprendre leur effet sur le transfert de chaleur et de masse. La rhéologie du nanofluide et la présence d'un champ magnétique ont un impact sur les profils de vitesse et de température, tandis que les paramètres du mouvement Brownien et thermophorèse favorisent le transfert de chaleur.

Mots Clés: Nanofluide à couple-stress, Convection double diffusive, Transfert de chaleur et de masse, Magnétohydrodynamique, Similarités.

Abstract

In this work, the flow of a couple stress nanofluid in a vertical channel with heat andmass transfer in the presence of a magnetic field and taking account the Brownian motion and thethermophoresis was simulated numerically using Matlab following the code bvp4c. The nonlinearpartial differential equations governing this particular flow are transformed into a system of ordinarydifferential equations via the similarity technique. The influence of the parameters describing thebehavior of the problem studied on the velocity, temperature, concentration and volume fractionfields of the nanoparticles, as well as on the coefficient of friction, Nusselt and Sherwood numbers, were highlighted for the end of the study. Understand their effect on heat and mass transfer. The rheology of the nanofluid and a presence of a magnetic field have a strong impact on the velocity and temperature profiles, while the parameters of Brownian motion and thermophoresis promoteheat transfer.

Keywords: Couple stress nanofluid, Double diffusive convection, Heat and mass transfer, Magnetohydrodynamique, Similarity

Table des matières

Remerciements i

Dédicaces ii

Résumés iii

Table des matières v

Nomenclature xii

Liste des figures xvi

Liste des tableaux xx

Introduction générale 2

Chapitre I: Tours de refroidissement 6

I.1 Généralités : 7

I.2 Principe du refroidissement évaporatif 7

I.3 Emissions des installations de refroidissement par voie humide 8

I.4 Les différents types de tours aéroréfrigerantes 9

I.4.1 Classification selon le mode d'échange 9

I.4.1.1 Principe de fonctionnement d'une tour aéroréfrigérante humide : 9

I.4.1.2 Principe de fonctionnement d'une tour aéroréfrigérante sèche : 11

I.4.1.3 Principe de fonctionnement d'une tour aéroréfrigérante hybride : 12

I.4.2 Classification selon les trajectoires de l'air et de l'eau 14

I.4.2.1 Tours à contre-courant : 14

I.4.2.2 Tours à courant croisé 14

I.4.3 Classification des tours aéroréfrigérantes selon leur mode de tirage (circulation de l'air) 15

I.4.3.1 Fonctionnement à tirage naturel 15

I.4.3.2 Fonctionnement à tirage induit ou aspirant 15

I.4.3.3 Fonctionnement à tirage forcé ou soufflant 15

I.5 Eléments constitutifs d'une tour aéroréfrigérante : 16

I.5.1 Pare-gouttelettes, éliminateur de gouttes, séparateur de gouttelettes ou dévésiculeur 16
I.5.2 Rampes de dispersion (encore appelées rampes de pulvérisation) 16
I.5.3 Le corps d'échange (ou packing ou garnissage) 17
I.5.4 Ventilateur : 17
I.5.5 Le bassin de rétention 18
I.5.6 Vanne de déconcentration ou Purge 18
I.5.7 Vanne d'eau d'appoint 18
I.6 La légionellose et les légionelles : 19
I.7 Présentation des différentes solutions d'installations de refroidissement d'eau : 20
I.7.1 Les installations de refroidissement par voie humide ou évaporatif (avec dispersion d'eau) : 20
I.7.1.1 Tour ouverte 20
I.7.1.2 Tour ouverte + échangeur non accolé 21
I.7.1.3 Tour ouverte + échangeur accolé 21
I.7.1.4 Tour fermée (avec échangeur tubulaire intérieur à la tour) 21
I.7.2 Les installations de refroidissement par voie sèche et humide (avec et sans dispersion d'eau) 21
I.7.2.1 Tour hybride ouverte 21
I.7.2.2 Tour hybride fermée 22
I.8 Définitions de base 23
I.9 Conclusion 24
Chapitre II: Préliminaires 25
II.1 Nanofluides 26
II.1.1 Introduction 26
II.1.2 Les nanoparticules et le fluide porteur 26
II.1.3 Production des nanoparticules 28
II.1.4 Préparation des nanofluides 30

II.1.5 Domaines d'application des nanofluides 31
II.1.5.1 Refroidissement des systèmes électroniques 31
II.1.5.2 Refroidissement des systèmes thermiques 31
II.1.5.3 Refroidissement des systèmes militaires 31
II.1.5.4 Refroidissement des systèmes spatiaux 31
II.1.5.5 Refroidissement des systèmes nucléaires 32
II.1.5.6 La biomédecine 32
II.1.5.7 D'autres applications 32
II.1.6 Les avantages des nanofluides 32
II.1.7 Les inconvénients des nanofluides 33
II.1.8 Propriétés thermo-physiques des nanofluides 33
II.1.8.1 La fraction volumique 33
II.1.8.2 Conductivité thermique 33
II.1.8.3 Viscosité dynamique 35
II.1.8.4 La masse volumique 36
II.1.8.5 La Chaleur spécifique 37
II.1.8.6 Coefficient d'expansion volumique 38
II.1.9Modèle de Buongiorno 39
II.1.9.1 Diffusion Brownienne 39
II.1.9.2 Thermophorèse 40
II.1.10 Conclusion 41
II.2 La magnétohydrodynamique (MHD) 41
II.2.1 Introduction 41
II.2.2 Modélisation de la MHD 42
II.2.2.1 Loi d'Ohm généralisée 43
II.2.2.2 Équations de l'électromagnétisme (équations de Maxwell) 43
II.2.2.3 Équation d'induction 45

II.2.2.4 Force électromagnétique (force de Laplace ou Lorentz) 48
II.2.2.5 Équations du mouvement 49
II.2.3 Conclusion 50
II.3 Convection thermique 50
II.3.1 Introduction 50
II.3.2 Convection naturelle 51
II.3.2.1 Aspect physique du problème 52
II.3.3 Convection double diffusive 53
II.3.4 Force de flottabilité 53
II.3.4.1 Force de flottabilité thermique 53
II.3.4.2 Force de flottabilité massique 53
II.3.5 Conclusion 54
Chapitre III: La rhéologie des fluides complexes 55
III.1 Introduction 56
III.2 Tenseur des contraintes en cisaillement simple 57
III.3 Modèles rhéologiques 58
III.3.1 Fluides Newtoniens 58
III.3.2 Fluides non Newtoniens 60
III.3.2.1 Fluides non newtoniens dont la viscosité dépend du taux de cisaillement (au comportement indépendant du temps) 60
III.3.2.1.1 Fluides rhéo-fluidifiants 61
III.3.2.1.2 Fluides rhéo-épaississants 62
III.3.2.1.3 Fluide à seuil 64
III.3.2.2 Fluides non newtoniens dont la viscosité dépend du temps (au comportement indépendant du temps) 65
III.3.2.2.1 Les fluides thixotropes 65
III.3.2.2.2 Les fluides Antithixotropie ou rhéopéctiques 65
III.3.2.2.3 Les fluides viscoélastiques 66

III.4 La viscoélasticité 66
III.4.1 Gonflement en sortie de filière (effet « Die swell ») 68
III.4.2 Effet Weissenberg 68
III.4.3 Anisotropie des contraintes normales 69
III.4.4 Lois de type différentiel ou à dérivations objectives 71
III.5 Modèles rhéologiques des fluides viscoélastiques 71
III.5.1 Modèle unidimensionnel de Maxwell 72
III.5.2 Modèle de Maxwell généralisé 74
III.5.3 Modèle Oldroyd 74
III.5.4 Modèle thermodynamique 75
III.5.5 Modèle de Phan-Thien et Tanner (PTT) sur-convecté 76
III.5.6 Modèle FENE-P 76
III.6 Conclusion 77
Chapitre IV : Revue critique 78
IV.1 Introduction 79
IV.2 Synthèse bibliographie 79
IV.3 Conclusion 90
Chapitre V : Positionnement du problème et méthode numérique 92
V.1 Position du problème 93
V.1.1 Introduction 93
V.1.2 Equations générales de conservation sous forme vectorielle 93
V.1.2.1 Equation de continuité 93
V.1.2.2 Equation de quantité de mouvement 94
V.1.2.3 Equation de l'énergie 94
V.1.2.4 Equation de conservation d'espèces chimique (de transfert de masse) 95
V.1.2.5 Equation de conservation en nanoparticules (de fraction volumique) 95
V.1.3 Modèle physique et formulation mathématique du problème étudié 95

V.1.3.1 Hypothèses simplificatrices 96
V.1.3.2 Équations de conservation dimensionnelles 97
V.1.3.2.1 Équation de continuité 97
V.1.3.2.2 Équation de quantité de mouvement 97
V.1.3.2.3 Équation d'énergie 97
V.1.3.2.4 Équation de transfert de masse 97
V.1.3.2.5 Équation de fraction volumique 97
V.1.3.3 Conditions aux limites 97
V.1.3.4 Équations de conservation adimensionnelles 98
V.1.3.4.1 Equations adimensionnelles et solution auto-similaire 98
V.1.3.4.2 Équation de quantité de mouvement adimensionnelle 98
V.1.3.4.3 Équation d'énergie adimensionnelle 98
V.1.3.4.4 Équation de transfert de masse adimensionnelle 98
V.1.3.4.5 Équation de fraction volumique adimensionnelle 99
V.1.3.5 Conditions aux limites adimensionnelles 99
V.1.3.6 Détermination du coefficient de frottement, nombre de Nusselt et Sherwood 99
V.1.3.6.1 Coefficient de frottement 100
V.1.3.6.2 Nombre de Nusselt 100
V.1.3.6.3 Nombre de Sherwood 100
V.1.4 Conclusion 101
V.2 Procédure Numériques 102
V.2.1 Introduction 102
V.2.2 Equations différentielles ordinaires 102
V.2.3 Problème de valeur aux limites 103
V.2.4 Méthode numérique 103
V.2.5 Syntaxe de bvp4c sur Matlab 106
V.2.6 Conclusion 107

Chapitre VI: Résultats et discussions 108
VI.1 Introduction 109
VI.2 Influences du paramètre de rhéologie 110
VI.3 Influences du paramètre du champ magnétique 113
VI.4 Influences du paramètre du mouvement brownien 115
VI.5 Influences de la thermophorèse 118
VI.6 Influences du paramètre d'injection/rejection 120
VI.7 Influences du paramètre de radiation thermique 123
VI.8 Influences du nombre de Reynolds et du paramètre du gradient de pression 125
VI.9 Influences du nombre de Grashof thermique et solutal 129
VI.10 Influences du nombre de Prandtl 132
VI.11 Influences du rapport de flottabilité du nanofluide 134
VI.12 Influences des nombre de Soret et Dufour 136
VI.13 Coefficient de frottement 139
VI.14 Nombre de Nusselt 140
VI.15 Nombre de Sherwood régulier (Sh) et de nanofluide (Sh'): 142
Conclusion générale 144
Références Bibliographiques 148

Nomenclature

Lettres latines

a	Dimension transversal du canal	(m)
B_0	Induction magnétique	(Tesla)
C	Concentration	($mol.m^{-3}$)
C_f	Coefficient de frottement	(1)
C_p	Capacité calorifique à pression constant	($J.kg^{-1}.K^{-1)}$
d_p	Diamètre des particules	(m)
D_B	Coefficient de diffusion Brownien	($m^2.s^{-1}$)
D_T	Coefficient de diffusion thermophorétique	($m^2.s^{-1}$)
D_m	Coefficient de diffusion magnétique (chapitre II)	($m^2.s^{-1}$)
D_m	Diffusivité massique	($m^2.s^{-1}$)
E	Champ électrique	($V.m^{-1}$)
f	Vitesse axial adimensionnelle	(1)
F	Force de électromagnétique par unité de volume (force de Laplace)	(N)
j	La densité de courant électrique	($A.m^{-2}$)
g	Champ de pesanteur	($m.s-^{2}$)
k	Conductivité thermique	($W.m^{-1}.K^{-1}$)
Nu	Nombre de Nusselt	(1)
P	Pression	($N.m^{-2}$)
$\overline{P}$	Pression adimensionnelle	(1)
Q_m	Débit massique	($kg.s^{-1}$)
Q_v	Débit volumique	($m^3.s^{-1}$)
q_r	flux de chaleur par rayonnement	($W.m^{-1}$)
q_s	flux thermique surfacique	($W.m^{-2}$)
q_m	flux massique à la surface	($W.m^{-1}$)
q'_m	flux massique de nanoparticules surfacique	($W.m^{-1}$)

s	Fraction volumique adimensionnelle (Chapitre V)	(1)
Sh	Nombre de Sherwood local régulier	(1)
Sh'	Nombre de Sherwood local de nano-fluide	(1)
t	Temps	(s)
u	Vitesse axial	($m.s^{-1}$)
U_0	Vitesse de référence	($m.s^{-1}$)
V	Vitesse d'injection/rejection du fluide suivant la transversale	($m.s^{-1}$)
x	Coordonnées longitudinales cartésiennes	(m)
y	Coordonnées transversale cartésiennes	(m)

Lettres grecs

ρ	Density	($kg.m^{-3}$)
μ	Viscosité dynamique	($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
μ_s	Viscosité dynamique newtonienne (solvant) (chapitre III)	($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
μ_p	Viscosité dynamique non newtonienne (chapitre III)	($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
λ	Temps de relaxation	(s)
λ_T	Temps de retardation	(s)
ν	Viscosité cinématique	($m^2.s^{-1}$)
β_T	Coefficient d'expansion thermique	($1.K^{-1}$)
β_C	Coefficient d'expansion de concentration	($1.K^{-1}$)
β_R	Coefficient d'absorption moyen	($1.m^{-1}$)
τ	Rapport de capacité calorifique	(1)
τ	Contrainte de cisaillement (chapitre III)	(Pa)
α_f	Diffusivité thermique	($m^2.s^{-1}$)
η	Variable de similitude	(1)
$\overline{\eta}$	coefficient de viscosité supplémentaire spécifique au couple contrainte	($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
σ_e	Conductivité électrique	($\Omega^{-1}.m^{-1}$)
σ^*	Constante de Stefan-Boltzman	($W.m^{-2}.K^{-4}$)
θ	Température adimensionnelle	(1)
γ	Concentration adimensionnelle	(1)

ϕ	Fraction volumique de nanoparticules	(1)
τ_s	Contrainte de cisaillement	(Pa)
$\dot{\gamma}$	Taux de cisaillement	(s^{-1})
ε_0	permittivité électrique	($F.m^{-1}$)
μ_0	Perméabilité magnétique	($H.m^{-1}$)
ρ_c	densité volumique de charge	($kg.m^{-3}$)
Φ_v	Fonction de dissipation visqueuse	($1.s^{-1}$)
∇	Opérateur de dérivation (nabla)	(1)
∂	Dérivée partielle	(1)

Nombres adimensionnels

A	Gradient de pression adimensionnelle	(1)
Br	Nombre de Brinkman	(1)
D_f	Nombre de Dufour	(1)
Grt	Nombre de Grashof thermique	(1)
Grc	Nombre de Grashof de soluté	(1)
Le	Nombre de Lewis	(1)
M	Paramètre du champ magnétique	(1)
N	Rapport de flottabilité du nanofluide	(1)
N_t	Paramètre de thermophorèse	(1)
N_b	Paramètre du mouvement Brownien	(1)
Pr	Nombre de Prandtl	(1)
R	Paramètre d'injection/rejection	(1)
R_d	Paramètre de rayonnement thermique	(1)
Re	Nombre de Reynolds	(1)
R_m	Nombre de Reynolds magnétique	(1)
Sc	Nombre de Schmidt	(1)
Sr	Nombre de Soret	(1)
W	Paramètre de rhéologie (du couple-contrainte)	(1)

Indices

F	Fluide
S	Solide
Nf	Nano-fluide
P	Particule
M	Moyen
1	A la paroi gauche (y=0)
2	A la paroi droite (y=a)

Abréviations

TAR	Tour aéroréfrigérante
MHD	Magnétohydrodynamique

Tenseurs

$\overline{\overline{\sigma}}$	Tenseur des contraintes
$\overline{\overline{I}}$	Tenseur unité
$\overline{\overline{D}}$	Tenseur taux déformation
$\overline{\overline{C}}$	Tenseur de déformation de la molécule
$\overline{\overline{W}}$	Tenseur taux de rotation
$\overline{\overline{\tau}}$	Tenseur des extra-contraintes
$\overline{\overline{\tau}}_s$	Contribution Newtonienne (solvant) (chapitre III)
$\overline{\overline{\tau}}_p$	Contribution non Newtonienne (particule) (chapitre III)

Liste des figures

Figure I.1: Tours aéroréfrigérante humide ouvert sans et avec échangeur intermédiaire [3]. 10
Figure I.2: Tours aéroréfrigérante humide fermée [3]. 11
Figure I.3: Schéma de principe d'un aéroréfrigérant sec [4]. 12
Figure I.4: Illustration d'une batterie à ailettes [4]..... 12
Figure I.5: Exemple de batterie anti-panache ou désurchauffeur [4]. 13
Figure I.6: Schémas de principe de deux tours aéroréfrigérantes à circuit ouvert à contre-courant [4]. 14
Figure I.7: Schéma de principe d'une tour aéroréfrigérante à circuit ouvert à courant croisé [4]. 15
Figure I.8: Schéma des tours aéroréfrigérantes à différentes modes de tirage [2]. 15
Figure I.9: Exemples de pare-gouttelettes en PVC [4]..... 16
Figure I.10: Système de dispersion du fluide a refroidi [4]. 16
Figure I.11: Corps d'échange type gouttes [4]. 17
Figure I.12: Corps d'échange avec canaux verticaux [4]. 17
Figure I.13: Photos de ventilateurs centrifuge et axial [4]. 18
Figure I.14: Exemples de bassin de rétention avec point de vidange [4]. 18
Figure I.15: Legionella pneumophila [6]. 19
Figure I.16: Schéma de principe d'un proceed industriel montrant le besion d'une installation de refroidissement [4]..... 20
Figure I.17: Tour ouverte [5]..... 21
Figure I.18: Tour ouverte avec échangeur non accolé [5]..... 21
Figure I.19: Tour ouverte avec échangeur accolé [5]..... 21
Figure I.20: Tour fermée avec échangeur tubulaire intérieur à la tour [5]. 21
Figure I.21: Tour hybride ouverte [5]. 22
Figure I.22: Tour hybride fermée avec échangeur à plaques accolé [4]. 22
Figure I.23: Tour hybride fermée avec échangeur intérieur [7]. 23
Figure II.1: Échelle des dimensions, 1 nanomètre = 0,000 001 millimètre [9]. 26
Figure II.2: Comparaison entre l'écoulement des nanoparticules et des microparticules dans un canal [10]. 27
Figure II.3: Nanofluides vue au microscope électronique: éthylène glycol+ cuivre 0.5%; eau+ nanotube ; eau+ alumine ; eau+ orà 20 nm [9]. 28
Tableau II. 1: Les propriétés thermophysiques de différents matériaux à 20 °C [9]. 28

Figure II.4: Deux approches de fabrication des nanomatériaux [13]. 29
Figure II.5: Procèdes de synthèse de nanofluide en une seule étape [15]. 30
Figure II.6: Diffusion du champ magnétique à travers un fluide (t>t') [45]. 46
Figure II.7: Projection de vecteur B [40]. 48
Figure III.1: Représentation schématique d'un écoulement de cisaillement simple [54]. 58
Figure III.2: Viscosité d'un liquide newtonien [52]. 59
Figure III.3: Allure des courbes d'écoulement des principaux types de fluides non newtoniens [56]. 61
Figure III.4: Courbes d'écoulement pour des fluides complexes [55]. 61
Figure III.5: Représentation schématique d'un comportement rhéofluidifiant [60]. 63
Figure III.6: Coube viscosité-temps d'un matériau thixotrope. 65
Figure III.7: Courbe viscosité-temps d'un matériau rhéopectique. 66
Figure III.8: Gonflement en sortie de filière [64]. 68
Figure III.9: Ecoulement de couette-effet Weissenberg [64]. 69
Figure III.10: A gauche, sphère de fluide au repos soumise à une contrainte, devenant un ellipsoïde (à droite) [63]. 69
Figure III.11: Schématisation d'un corps élastique [64]. 72
Figure III.12: Schématisation d'un corps visqueux [64]. 73
Figure III.13: Fluide de Maxwell [69]. 73
Figure IV.1: Géométrie du problème (S. Das et al) [94]. 84
Figure IV.2: Configuration géométrique (S. Das et al) [95]. 85
Figure IV.3: Configuration géométrique (D. Srinivasacharya et K. Kaladhar) [98]. 86
Figure IV.4: Configuration géométrique (M. Sheikholeslami et al) [99]. 87
Figure IV.5: Configuration géométrique (Najeeb Alam Khan et al) [100]. 87
Figure IV.6: Configuration géométrique (O. D. Makinde et A. S. Eegunjobi) [101]. 88
Figure IV.7: Configuration géométrique (O. D. Makinde et A. S. Eegunjobi) [102]. 89
Figure IV.8: Configuration géométrique (K. Kaladhar, O.D. Makinde) [103]. 90
Figure V.1: Configuration géométrique du problème étudié. 95
Tableau VI.1: Comparaison entre la solution exacte, solution numérique et nos résultats (A=1;Grt=Grc=W=0). 109
Figure VI.1: Effet du parameter de rhéologie (W) sur le profil de vitesse. 111
Figure VI.2: Effet du parameter de rehéologie (W) sur le profil de temperature. 111
Figure VI.3: Effet du parameter de rhéologie (W) sur le profil de concentration. 112
Figure VI.4: Effet du parameter de rhéologie (W) sur le profil de fraction volumique. 112

Figure VI.5: Effet du parameter du champ magnétique (M) sur le profil de vitesse (Sc=0.25). 113
Figure VI.6: Effet du parameter du champ magnétique (M) sur le profil de temperature (Sc=0.25). 114
Figure VI.7: Effet du parameter du champ magnétique (M) sur le profil de concentration (Sc=0.25). 114
Figure VI.8: Effet du parameter du champ magnétique (M) sur le profil de fraction volumique (Sc=0.25). 115
Figure VI.9: Effet du paramètre Brownien (Nb) sur le profil de vitesse..... 115
Figure VI.10: Effet du paramètre Brownien (Nb) sur le profil de température. 116
Figure VI.11: Effet du paramètre Brownien (Nb) sur le profil de concentration..... 117
Figure VI.12: Effet du paramètre Brownien (Nb) sur le profil de fraction volumique. 117
Figure VI.13: Effet du paramètre de thermophorèse (Nt) sur le profil de vitesse..... 118
Figure VI.14: Effet du paramètre de thermophorèse (Nt) sur le profil de température. 119
Figure VI.15: Effet du parameter de thermophorèse (Nt) sur le profil de concentration..... 119
Figure VI.16: Effet du paramètre de thermophorèse (Nt) sur le profil de fraction volumique. 120
Figure VI.17: Effet du parameter d'injection/rejection (R) sur le profil de vitesse. 120
Figure VI.18 : Effet du paramètre d'injection/rejection (R) sur le profil de température (Sc=0.25). 121
Figure VI.19: Effet du paramètre d'injection/rejection (R) sur le profil de concentration.... 122
Figure VI.20: Effet du paramètre d'injection/rejection (R) sur le profil de fraction volumique (Sc=0.25). 122
Figure VI.21: Effet du paramètre de radiation (Rd) sur le profil de vitesse. 123
Figure VI.22: Effet du paramètre de radiation (Rd) sur le profil de température. 124
Figure VI.23: Effet du paramètre de radiation (Rd) sur le profil de concentration..... 124
Figure VI.24: Effet du paramètre de radiation (Rd) sur le profil de fraction volumique..... 125
Figure VI.25: Effet du parameter du gradient de pression (A) sur le profil de vitesse. 126
Figure VI.26: Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le profil de vitesse..... 126
Figure VI.27: Effet du gradient de pression (A) sur le profil de température. 127
Figure VI.28: Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le profil de température. 127
Figure VI.29: Effet du gradient de pression (A) sur le profil de concentration (Sc=0.25). .. 128
Figure VI.30: Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le profil de concentration..... 128
Figure VI.31: Effet du gradient de pression (A) sur le profil de fraction volumique. 129

Figure VI.32: Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le profil de fraction volumique. 129
Figure VI.33: Effet du nombre de Grashof thermique (Grt) et solutal (Grc) sur le profil de vitesse (Sc=0.25). 130
Figure VI.34: Effet du nombre de Grashof thermique (Grt) et solutal (Grc) sur le profil de temperature (Sc=0.25). 130
Figure VI.35: Effet du nombre de Grashof thermique (Grt) et solutal (Grc) sur le profil de concentration (Sc=0.5). 131
Figure VI.36: Effet du nombre de Grashof thermique (Grt) et solutal (Grc) sur le profil de fraction volumique. 131
Figure VI.37: Effet du nombre de Prandtl (Pr) sur le profil de vitesse (Sc=0.25). 132
Figure VI.38: Effet du nombre de Prandtl (Pr) sur le profil de température. 133
Figure VI.39: Effet du nombre de Prandtl (Pr) sur le profil de concentration. 133
Figure VI.40: Effet du nombre de Prandtl (Pr) sur le profil de fraction volumique. 134
Figure VI.41: Effet du rapport de flottabilité (N) sur le profil de vitesse. 134
Figure VI.42: Effet du rapport de flottabilité (N) sur le profil de temperature. 135
Figure VI.43: Effet du rapport de flottabilité (N) sur le profil de concentration. 135
Figure VI.44: Effet du rapport de flottabilité (N) sur le profil de fraction volumique..... 136
Figure VI.45: Effet de Soret (Sr) et Dufour (Df) sur le profil de vitesse. 136
Figure VI.46: Effet de Soret (Sr) et Dufour (Df) sur le profil de température. 137
Figure VI.47: Effet de Soret (Sr) et Dufour (Df) sur le profil de concentration. 138
Figure VI.48: Effet de Soret (Sr) et Dufour (Df) sur le profil de fraction volumique. 138
Tableau VI.2: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt. 140
Tableau VI.3: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt..... 141
Tableau VI.4: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt..... 143
Tableau VI.5: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt..... 143

Liste des tableaux

Tableau II. 1: Les propriétés thermophysiques de différents matériaux à 20 °C 28

Tableau VI.1: Comparaison entre la solution exacte, solution numérique et nos résultats (A=1;Grt=Grc=W=0). 109

Tableau VI.2: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt. 140

Tableau VI.3: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt..... 141

Tableau VI.4: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt..... 143

Tableau VI.5: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt..... 143

Introduction générale

Introduction générale

Le transfert de chaleur est un processus d'une grande importance dans le monde industriel et technologique. Bien qu'il se manifeste sous diverses formes rayonnement, conduction et convection, cette dernière est la plus visée dans certains domaines bien spécifiques tels que le refroidissement des processeurs, des composants électroniques, les échangeurs de chaleurs, panneaux solaires ,les réacteurs nucléaire…L'amélioration du transfert de chaleur par convection est l'objet principal de plusieurs travaux, et pour ce faire, un grand nombre de chercheurs ont mené une multitude d'essais numériques et expérimentaux portant sur la description des phénomènes gérant la convection, l'effet de la nature des systèmes dans lesquels elle a lieu (géométrie spécialement), et les propriétés des fluides impliqués (propriétés physico-chimiques).Chronologiquement, bien que les idées d'amélioration aient touché surtout la géométrie des systèmes, et la nature physico-chimique des milieux convectifs, les travaux n'ont touché que l'ordre macroscopique ou parfois microscopique du processus.Mais avec l'apparition et le développement rapide des nanosciences et nanotechnologies pendant la deuxième moitié du 20ème siècle, la convection a pris une grande part de cette nouvelle richesse, et a pris un autre aspect de perfectionnement: C'est au niveau nanométrique de la matière du milieu convectif que les récents travaux ont été concentrés.

Les nanofluides sont alors l'un des fruits d'une telle richesse. Dotés de propriétés physico-chimiques particulières et intéressantes, telles que leur importante conductivité thermique, les nanofluides offrent un coefficient de transfert thermique imbattable par les autres caloporteurs. C'est Choi qui a introduit pour la première fois en 1995 le concept de nanofluide [80]. Cependant, la principale difficulté rencontrée avec les nanofluides est de disperser de manière stable dans le temps les nanoparticules dans le liquide de base à cause de leur agglomération, due soit à la gravité ou soit à la précipitation dépendant de la température. Dans le cas de la convection thermique au sein de nanofluides, qui sont généralement bons conducteurs, à la fois thermiques et électriques, et en présence d'un champ magnétique, le nanofluide est soumis à deux forces de volume à savoir : la force de flottabilité et celle de Lorentz. Cette dernière peut induire de la magnétohydrodynamique (MHD).La magnétohydrodynamique(MHD) est un phénomène physique qui étudie les mouvements des fluides électriquement conducteurs en présence d'un champ magnétique (champ de force externe). Les fluides « conducteurs électriques » peuvent être des métaux liquides, gaz faiblement ionisés ou plasma. La magnétohydrodynamique associée particulièrement au

transfert thermique a reçu une attention considérable dans les dernières années en raison de sa grande variété d'applications dans les domaines de l'ingénierie, tels que la formation de cristaux dans le liquide, le refroidissement des réacteurs nucléaires…

Stokes en 1966 a introduit un modèle de fluide non newtonien nommé fluide à couple-contrainte (couple stress fluid) afin de comprendre le comportement réel de certains type de fluides avec une microstructure, tel les suspension chimique ou bien les cristaux liquides…etc.Le concept du fluide à couple-contrainte résulte du fait que l'action mécanique d'une partie d'un corps sur un autre, sur une surface, aboutit à une distribution d'une force et d'un moment. Par conséquent, un état de contrainte devrait être caractérisé par deux tenseurs distincts, c-à-dire tenseur des contraintes et couples de contraintes. De cette façon, Stokes a supposé que la surface d'une partie du milieu fluide est affectée par un vecteur de contrainte en plus d'un couple de vecteur de contrainte.La principale caractéristique des couple-contrainte est d'introduire une dépendance à l'effet de la taille. L'existence d'un tenseur de contrainte non symétrique, des couples du corps et d'un tenseur de couple de contrainte distingue le modèle de fluide à couple-contrainte du modèle classique de Navier-Stokes. Mathématiquement, le mouvement d'un tel fluide est régi par une équation similaire à celle de Navier-Stokes mais avec un ordre supérieur. De plus, les équations constitutives sont caractérisées par un tenseur de contrainte non symétrique et un tenseur de couple de contrainte.

Notre travail va porter sur l'examen de l'usage des nanofluides dans le refroidissement des réacteurs nucléaires et dans quelle mesure il est possible de remplacer les fluides par ces nouveaux. La question générée au départ était de voir dans quelles mesures il était possible d'utiliser les nanofluides dans un domaine énergétique aussi important que celui du nucléaire.

Du moment que les fluides sont utilisées dans les centrales nucléaires et à différentes stades, la première démarche est qu'une conviction que l'apport des nanofluides ne peut qu'être bénéfique. De là, il s'agissait d'identifier les endroits possibles d'application et on s'est entendu que c'est vers le refroidissement au stade tertiaire (Tour de refroidissement) qu'il fallait se diriger. On s'est alors fixé comme objectifs de quantifier les effets positifs d'utilisation en rapport des fluides classiques actuels et ce, pour différentes configurations des tours de refroidissement. La question fondamentale est d'apporter une réponse en termes de gain énergétique et les répercussions sur les volumes de fluides utilisent, sur les niveaux d'échange…

La présente étude se veut une contribution à l'analyse théorique des caractéristique de la convection double diffusive laminaire d'un nanofluide à couple-contrainte dans un canal vertical avec parois perméables en présence d'un champs magnétique et du rayonnement thermique en tenant compte du mouvement brownien et de la thémophorèse. Une équation supplémentaire est incluse dans le modèle mathématique pour la fraction volumique des nanoparticules, comme décrit par Buongiorno. Et pouvoir ainsi mettre en évidence son intérêt en termes d'applications. Le présent travail comporte six chapitres, organisé et répartis comme suit:

Le **premier chapitre** est dédié à des généralités sur les tours des refroidissements: les différents types de TAR, leur classification et leur principe de fonctionnement ainsi que au principe de refroidissement évaporatif.

Le **deuxième chapitre** est consacré exclusivement à la présentation des principales définition relatives aux nanofluide, leur fabrication, les propriétés thermo-physiques essentielles liées à leur utilisation ainsi que leur application dans divers domaines d'industrie; aussi à la présentation de l'aspect théorique et pratique de la magnétohydrodynamique et les relations qui existent avec la mécanique des fluides et à l'étude théorique de la convection naturelle dans un milieu fluide, au cours duquel on donne l'aspect physique et mathématique de l'écoulement thermo-convectif.

Comme dans mon mémoire de master j'ai étudié l'écoulement de fluides viscoélastique dans un canal en présence d'une singularité [Contraction 4:1] (Modèle Oldroyd-b) là où j'ai validé mes résultats avec une étude expérimental et vu que dans cette thèse nous avons élaboré l'étude de l'écoulement de nanofluide à couple-contrainte (couple stress nanfluid) qui constituent le domaine de rhéologie. Le **troisième chapitre** est consacré aux notions de base de la rhéologie: Les modèles rhéologiques des fluides sont définis.

Le **quatrième chapitre** est dédié à une synthèse bibliographique des principaux travaux théorique et expérimentaux ayant traité les écoulements des nanofluides avec et/ou sans : MHD, couples-contrainte, rayonnement thermique, effet de Soret de Dufour,….dans différentes configuration géométrique.

La configuration étudiée, ainsi, que le modèle mathématique adopté de même que les conditions aux limites associées, la méthode numérique suivi, constituent le contenu de **cinquième chapitre**.

Le **sixième et dernier chapitre**, est dédié à la présentation des différents résultats des simulations et à leur interprétation.

Une conclusion générale rassemble les principaux résultats obtenus dans cette étude et des perspectives qui peuvent être envisagées comme projets de recherche.

Chapitre I: Tours de refroidissement

I.1 Généralités :

Les tours aéroréfrigérantes ou TAR, aussi appelées tours de refroidissement est un échangeur de chaleur d'un type particulier entre « air/eau », dans lequel le transfert thermique s'effectue par contact direct ou indirect entre les flux. Elles sont utilisées pour refroidir un liquide, généralement de l'eau, qui a été réchauffées par une source d'énergie, à l'aide d'un gaz, généralement l'air ambiant.Les tours de refroidissement sont des équipements courants, présents dans des installations de climatisation, ou dans des procédés industriels et énergétiques (centrales électriques, installations de combustion, sucreries, chimie….) [1].

L'efficacité du système est liée à la conception et à l'entretien de la tour aéroréfrigérante ainsi qu'aux conditions atmosphériques (température et humidité) [2].

Selon les températures souhaitées pour obtenir le rendement optimal du process, l'on peut distinguer quatre catégories de technologie de refroidissement [3] :

- **l'eau**, avec refroidissement par passage unique; aujourd'hui, beaucoup de procédés, particulièrement dans les applications industrielles, utilisent toujours ces systèmes à «eau perdue» (interdit par l'arrêté du 2 février 98, article 14) entraînant pollution, nuisance pour l'environnement et gaspillage de ce si précieux élément qu'est l'eau. Il est donc primordial de prendre en compte d'autres systèmes;
- **l'air évaporatif** : ce principe, appelé refroidissement évaporatif, est celui utilisé dans les tours de refroidissement. En réutilisant 95% de l'eau de refroidissement, il est le plus adapté pour le refroidissement de procédés nécessitant des températures comprises entre 25°C et 45°C;
- **l'air sec**, utilisé dans tous les aéroréfrigérants secs, est destiné au procédé ayant un rendement optimal avec des températures supérieures à 45°C. Dans les applications de conditionnement d'air, beaucoup de procédés utilisent aujourd'hui des condenseurs à air pour évacuer la chaleur générée. Ces systèmes entraînent à la fois des consommations électriques et des coûts d'installation très élevés;

Le refroidissement mécanique par groupes frigorifiques qui sera utilisé pour des températures de refroidissement inférieures à 25°C et pour tout besoin en températures négatives.

I.2 Principe du refroidissement évaporatif

Le refroidissement évaporatif ou par voie humide est basé sur le contact direct entre l'air et l'eau du procédé à refroidir. L'air, avide d'humidité, évapore une partie de l'eau à

refroidir en prélevant la chaleur latente de vaporisation, pour conduire finalement au refroidissement recherché. Cette chaleur latente de vaporisation constitue la majeure partie de l'échange thermique, complété par des échanges par convection entre l'eau et l'air. Cette technologie est particulièrement adaptée pour le refroidissement de procédés nécessitant des températures comprises entre 25 et 50°C.L'efficacité de l'échange de la tour de refroidissement est conditionnée par l'approche, c'est-à-dire la différence entre la température d'eau froide et celle du bulbe humide de l'air.La température du bulbe humide de l'air pénétrant dans la tour de refroidissement conditionne la quantité d'eau évaporée et donc la quantité de chaleur transférée de l'eau à l'air. Généralement, cette quantité d'eau évaporée est de 1 % pour un écart thermique de 6 K. Cette température de bulbe humide est, dans les conditions de base (en été), bien plus basse que la température de bulbe sec de l'air (environ 20°C de température au bulbe humide en été, pour une température sèche de 32°C). En outre, le transfert de chaleur latente de vaporisation permet de transférer plus de chaleur par m^3 d'air traversant le corps d'échange, comparativement au transfert de chaleur sensible.

Pour ces raisons, les tours de refroidissement permettent d'atteindre des températures de sortie d'eau basses, jusqu'à 25°C, par une température extérieure de 32°C et 40% d'humidité relative, avec un débit d'air relativement faible [4]. La puissance thermique d'une tour de refroidissement (en kW) est donnée par la formule suivante :

$$\dot{P} = Q_m \cdot C_p . \cdot \Delta T \quad \text{(I.1)}$$

Où $Q_m = \frac{Q_v}{3.6}$ est le débit massique en (kg/s)

Q_v: débit d'eau circulant dans la tour de refroidissement en (m^3/h)

Cp : capacité thermique massique de l'eau en (kJ/kg.K)

ΔT: écart de température entre l'eau chaude et l'eau refroidie en (K)

Il existe plusieurs configurations possibles de tours aéroréfrigérantes. Elles se différencient par:

- le mode d'échange thermique utilisé (humide, sec, hybride ou combiné sec/humide),
- le mode de mise en circulation de l'air (tirage naturel ou forcé),
- les trajectoires relatives entre l'air et l'eau (échange à contre-courant ou courant croisé).

I.3 Emissions des installations de refroidissement par voie humide

L'utilisation du principe de refroidissement par voie humide sur les installations équipées de tours de refroidissement conduit à deux types d'émissions dans l'air :

- le panache qui est un nuage visible constitué de vapeur d'eau condensée (air saturé en vapeur d'eau), provenant de la quantité d'eau évaporée pour assurer le refroidissement du fluide. Ce débit d'évaporation est constitué par de l'eau pure qui n'entraîne aucun sel dissout,
- un entraînement vésiculaire (dénomination en application tertiaire) ou primage (dénomination en application industrielle). Cet entraînement vésiculaire est constitué de fines particules d'eau (ou aérosol) entraînées dans l'atmosphère par la circulation de l'air dans la tour de refroidissement. Ces gouttelettes entraînées possèdent la même composition que le circuit d'eau et sont donc susceptibles de véhiculer des sels et des bactéries si le circuit est contaminé [4].

I.4 Les différents types de tours aéroréfrigerantes

La fonction assurée par une tour aéroréfrigérante est celle d'un échangeur. La partie essentielle est donc le système d'échange thermique inséré le plus souvent dans un circuit d'eau et un circuit d'air [2].

La façon de mettre l'eau en contact direct ou indirect avec l'air, le mode et les systèmes d'échange mis en œuvre permettent une première classification.

Les trajectoires relatives de l'air et de l'eau, en particulier dans les systèmes d'échange, conduisent à une deuxième classification.

Une troisième classification décrit le mode de mise en mouvement de l'air appelé tirage.

I.4.1 Classification selon le mode d'échange

Il existe trois catégories de TAR [2]:

- **La TAR humide** : Il s'agit d'un transfert thermique de l'eau vers l'air par évaporation ;
- **La TAR sèche** : Il s'agit d'un transfert thermique de l'eau vers l'air par conduction et convection ;
- **La TAR hybride** qui mélange le fonctionnement des TAR sèches et humides.

I.4.1.1 Principe de fonctionnement d'une tour aéroréfrigérante humide :

I.4.1.1.a Fonctionnement d'une TAR humide ouverte

L'eau provenant du procédé à refroidir ou de l'échangeur intermédiaire (accolé ou non accolé) est dispersée en fines gouttelettes par une ou plusieurs rampes de dispersion. L'eau traverse alors de haut en bas une surface d'échange constituée par le packing. Ce packing peut être considéré comme un échangeur air/fluide avec une surface d'échange élevée de par sa

constitution. L'eau refroidie est collectée dans un bassin de rétention en bas de la tour avant de retourner vers le procédé à refroidir, directement ou via l'échangeur intermédiaire. L'air est mis en mouvement par un ventilateur (centrifuge ou hélicoïde) ou par tirage naturel. Il y a donc contact direct de l'eau venant du procédé avec l'air extérieur. Ce flux d'air se charge en humidité prélevant de la chaleur à l'eau pour s'évaporer (dite chaleur latente de vaporisation) et peut entraîner des gouttelettes d'eau. Un pare gouttelettes est disposé au sommet de la tour afin de limiter l'entraînement vésiculaire des gouttelettes éventuellement contaminées [4].

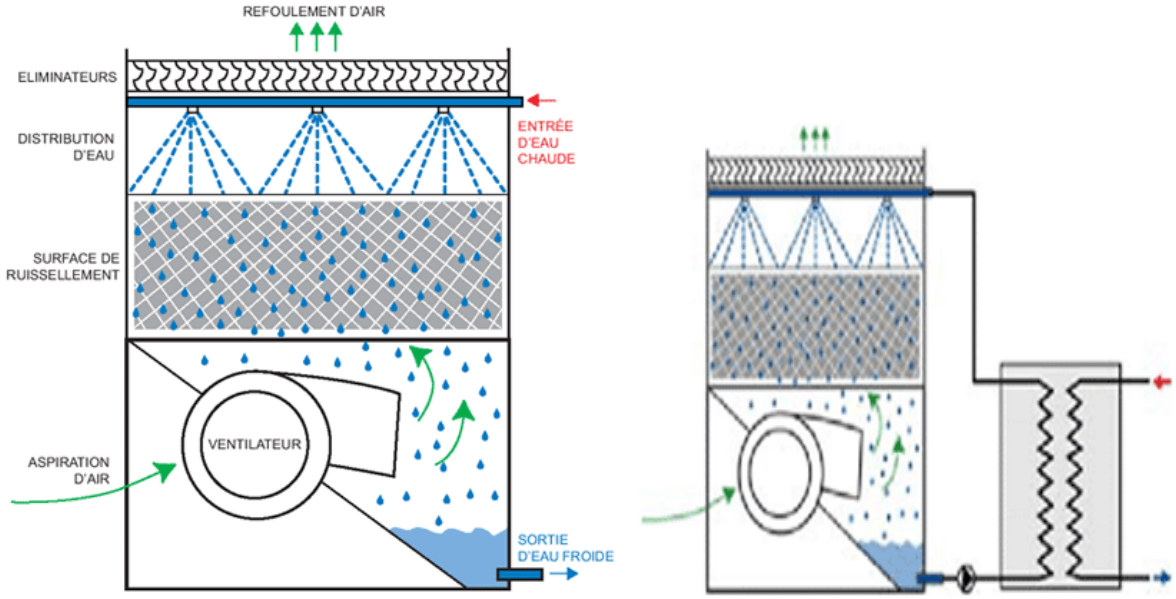


Figure I.1: Tours aéroréfrigérante humide ouvert sans et avec échangeur intermédiaire [3].

I.4.1.1.b Fonctionnement d'une tour fermée

Dans une tour fermée, le fluide du procédé à refroidir circule dans un échangeur tubulaire. Il n'y a donc plus de contact direct entre le fluide du circuit primaire et l'air. Le refroidissement est assuré par évaporation d'une partie de l'eau dispersée du circuit tour, provenant du bassin de rétention et complétée par l'appoint en eau.

La puissance disponible avec ces tours fermées est légèrement inférieure à celle d'une tour ouverte, mais il est tout de même possible d'atteindre 25°C en régime été (32°C, HR 40%) pour la température du fluide à refroidir. Ces performances ne sont possibles qu'en surdimensionnant la tour de refroidissement, comparativement à une tour ouverte (augmentation nette du débit d'air et de la taille).

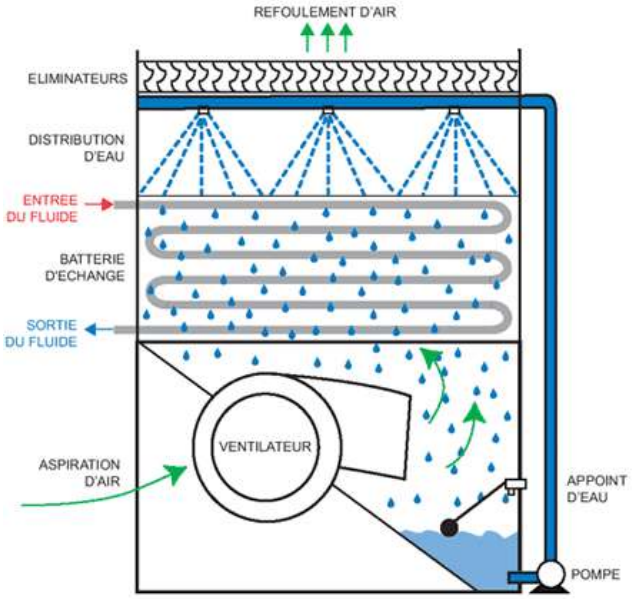


Figure I.2: Tours aéroréfrigérante humide fermée [3].

Comparativement à une tour ouverte, le principal changement est la suppression du corps d'échange (packing) sur laquelle ruisselait l'eau du procédé à refroidir et son remplacement par un échangeur tubulaire. Cet échangeur tubulaire est généralement en acier galvanisé, parfois en inox. Les aspects encrassement et entartrage sont des points essentiels à prendre en considération au moment de la conception de l'installation et lors de son exploitation.

Les tours aéroréfrigérantes nécessitent des appoints d'eau car leur mode de fonctionnement conduit à une quantité d'eau évaporée de 1% (pour un écart thermique de 6 K) et à des purges de déconcentration du circuit d'eau. L'appoint d'eau permet ainsi de limiter la concentration en sels dissous dans l'eau présente dans le circuit de la tour. Ce facteur de concentration est un des points à prendre en compte lors de la conception de la tour aéroréfrigérante car il peut influer sur les conditions de prolifération bactériologique. Généralement, l'appoint d'eau correspond au double de la quantité d'eau évaporée, bien que des aspects économiques tendent à diminuer dans la pratique ce niveau avec un traitement d'eau approprié. Cet appoint d'eau dépend également de la nature de l'eau disponible sur le site et de son traitement [4].

I.4.1.2 Principe de fonctionnement d'une tour aéroréfrigérante sèche :

Le fluide du procédé à refroidir circule dans les tubes d'une batterie à ailettes et est refroidi par de l'air circulant à l'extérieur des tubes, l'échange se faisant à courant croisé. La circulation d'air sur l'échangeur air/fluide à refroidir est assurée aux moyens de ventilateurs.

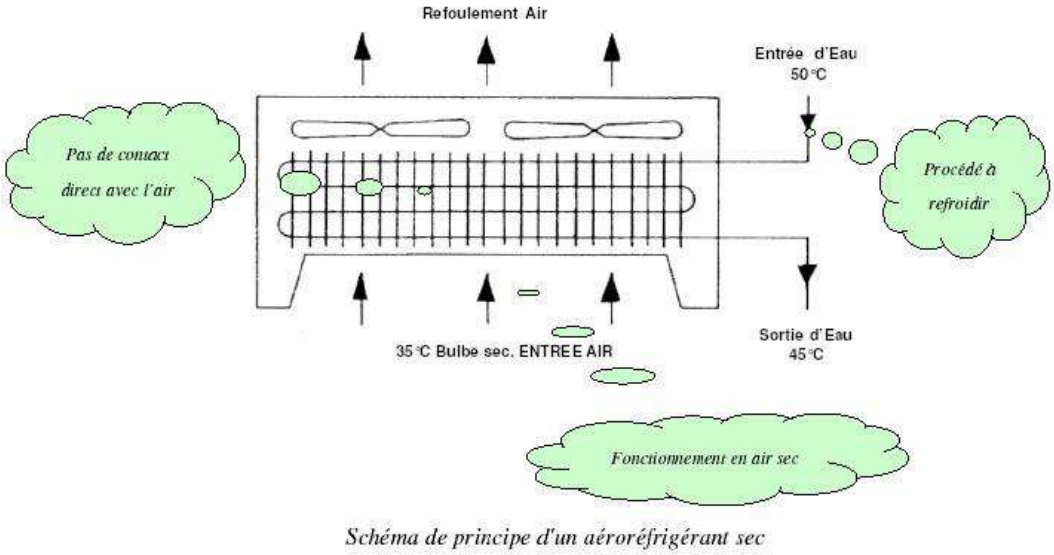


Figure I.3: Schéma de principe d'un aéroréfrigérant sec [4].

Les conditions de fonctionnement nominales sont 35°C en température d'air sec, pour des températures d'entrée et de sortie d'eau par exemple de 50/45°C. Ce type de fonctionnement nécessite des surfaces d'échange et un débit d'air élevé. Plus généralement, on compte au minimum une différence de 10 K entre la température de l'air et la température du fluide refroidi.

Les installations de refroidissement utilisant des aéroréfrigérants sec ne peuvent garantir une température de sortie du fluide à refroidir inférieure à 45°C en régime été. Cela implique généralement que ce système doit être couplé avec un autre système de refroidissement pour un fonctionnement pendant toute l'année dans le cas de procédés industriels nécessitant des températures de retour d'eau inférieures à la température de l'air ambiant [4].

Les principaux composants sont la batterie à ailettes et les ventilateurs de type axiaux, dont il est possible d'asservir la vitesse à la température de sortie du fluide.



Figure I.4: Illustration d'une batterie à ailettes [4].

I.4.1.3 Principe de fonctionnement d'une tour aéroréfrigérante hybride :

Une TAR hybride peut fonctionner sous 2 régimes différents, elle peut utiliser en fonction des saisons soit une technique d'évaporation comme la TAR humide, soit basculé en mode de fonctionnement dit sec, c'est-à-dire sans ruissellement d'eau.

- **En été** : Le fonctionnement est comparable à une tour humide. L'eau à refroidir passe dans la batterie anti-panache appelée encore désurchauffeur. Cet échangeur est placé au sommet de la tour de refroidissement. Cette batterie permet en été de réchauffer l'air sortant de la tour et de réduire de cette façon le taux d'humidité relative de l'air qui sort de la tour, l'échange thermique est réalisé par convection et conduction. puis si l'échange en mode sec n'est pas suffisant (cas de fonctionnement par haute température extérieure), L'eau passe ensuite par les rampes de pulvérisation et est refroidie au contact de l'air dans la surface d'échange (Packing).
- **Un hiver** : Le fonctionnement est comparable à une tour sèche. L'eau à refroidir passe uniquement dans la première partie de l'échangeur (dans la batterie) qui permet ici d'assurer l'échange sec entre le fluide à refroidir et l'air froid d'hiver. De ce fait, la partie basse de circuit peut ainsi être vidangée [5].

Ces systèmes de refroidissement sont bien adaptés aux procédés avec des charges thermiques à évacuer importantes toute l'année. Ils sont dimensionnés pour fonctionner en mode sec une grande partie de l'année. Le mode de fonctionnement combiné sec et humide est utilisé lors des périodes où les températures ambiantes sont les plus élevées et permet des économies d'eau importantes. Une régulation est effectuée généralement sur la température de sortie du fluide pour adapter le fonctionnement de la tour de refroidissement dans le mode adéquat.

Les performances obtenues avec ce type de tours hybrides sont équivalentes à celles fournies par une tour ouverte, c'est-à-dire qu'il est possible d'atteindre des températures minimales de fluide refroidi à la sortie de la tour de l'ordre de 25°C [4].

Par rapport à une autre tour de refroidissement, les composants supplémentaires sont :

- la batterie anti-panache ou désurchauffeur servant à l'échange sec avec le fluide à refroidir (par convection et conduction) : il s'agit d'une batterie à ailettes classiquesFigure (I.5).



Figure I.5: Exemple de batterie anti-panache ou désurchauffeur [4].

- la vanne de bipasse entre le désurchauffeur et l'échangeur servant au refroidissementévaporatif afin de gérer les différents modes de fonctionnement entre l'échange sec et l'échange humide [4].

À l'exception de la tour aéroréfrigérante sèche, tous les autres types de tour possèdent un système de distribution d'eau générant des émissions de gouttelettes dans l'atmosphère. Même si la tour aéroréfrigérante sèche élimine le problème lié aux émissions de gouttelettes, le remplacement de tours humide ou hybride s'avère souvent impossible techniquement. Le circuit d'eau d'un système sec peut être également contaminé par *Legionella* au même titre que les réseaux d'eau chaude sanitaire. Il ne présente cependant pas les mêmes risques puisque c'est un réseau fermé dépourvu d'oxygène [2].

I.4.2 Classification selon les trajectoires de l'air et de l'eau

Le circuit est considéré à contre-courant (air à contre-courant de l'eau) ou à courant croisés (air circulant horizontalement, eau tombant à la verticale) avec comme variantes des panachages entre ces deux modes d'écoulement [2].

I.4.2.1 Tours à contre-courant : Les tours décrites sur la figure (I.6) suivante sont dites à contre-courant, car le flux d'air montant et le ruissellement de l'eau descendant se font à contre sens [4].

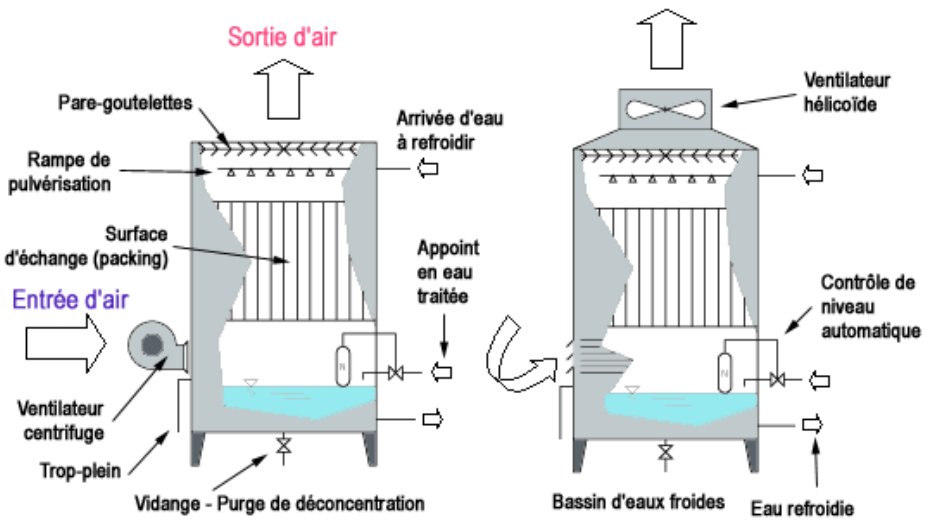


Figure I.6: Schémas de principe de deux tours aéroréfrigérantes à circuit ouvert à contre-courant [4].

I.4.2.2 Tours à courant croisé : La tour décrite sur la figure (I.7) est dite à circulation à courant croisé, car si l'eau est toujours dans un flux descendant, le flux d'air se fait horizontalement à travers le corps d'échange grâce au ventilateur axial. Les flux d'air et d'eau se croisent à environ 90° [4].

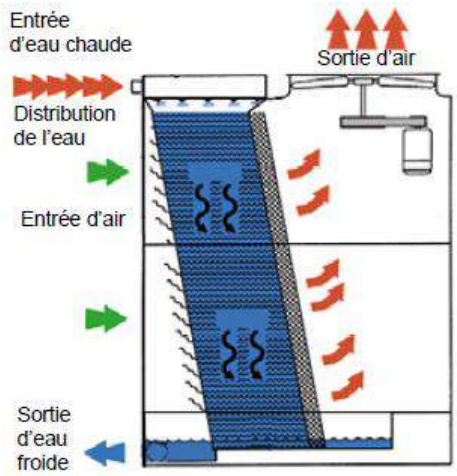


Figure I.7: Schéma de principe d'une tour aéroréfrigérante à circuit ouvert à courant croisé [4].

I.4.3 Classification des tours aéroréfrigérantes selon leur mode de tirage (circulation de l'air)[2]:

I.4.3.1 Fonctionnement à tirage naturel : l'air s'élève par différence de masse volumique (effet cheminée)

I.4.3.2 Fonctionnement à tirage induit ou aspirant: l'air est mis en mouvement par un ou plusieurs ventilateurs, localisés au sommet de la tour (ventilateurs axiaux).

I.4.3.3 Fonctionnement à tirage forcé ou soufflant: l'air est mis en mouvement par un ou plusieurs ventilateurs localisés à la base de la tour (ventilateurs centrifuges).

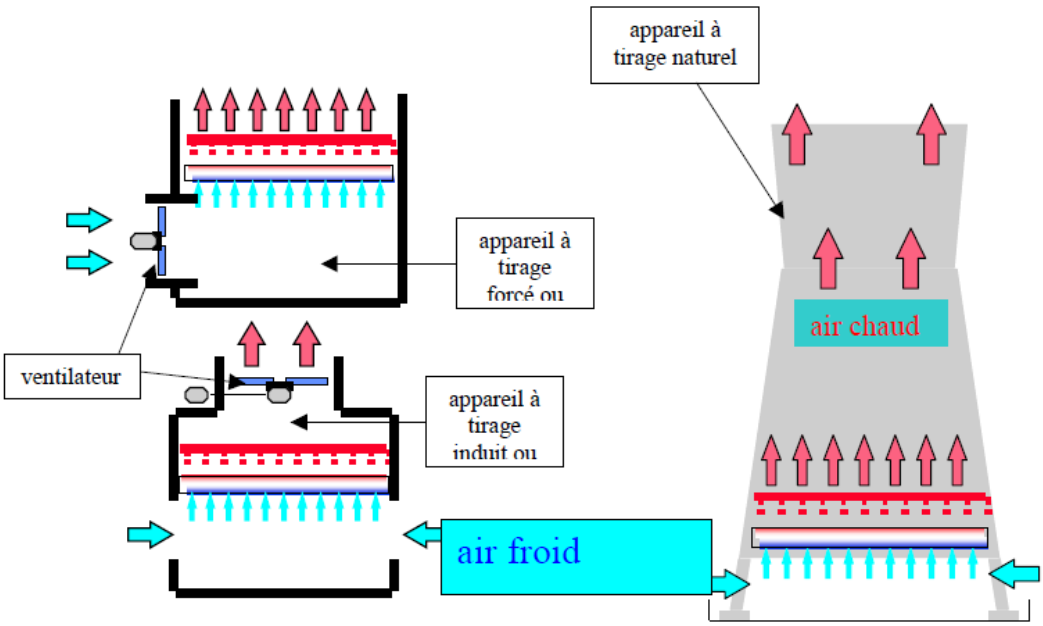


Figure I.8: Schéma des tours aéroréfrigérantes à différentes modes de tirage [2].

I.5 Eléments constitutifs d'une tour aéroréfrigérante :

I.5.1 Pare-gouttelettes, éliminateur de gouttes, séparateur de gouttelettes ou dévésiculeur: L'air qui sort de la TAR entraine une partie de petites gouttelettes d'eau qui peuvent être vectrice d'un risque de contraction d'une légionellose, elles sont retenues par un système de chicanes installé au-dessus des disperseurs. La plus grosse partie d'entre elles sont récupérée au lieu d'être rejetée hors de la TAR. L'entrainement vésiculaire hors de la tour grâce à ce dispositif est ainsi limité à un seuil évalué par les constructeur à 0.01% du débit en circulation dans la tour [5]. Les matériaux utilisés pour ce composant sont principalement des matières plastiques. Il est aussi nécessaire de tenir compte de l'accessibilité à ce composant pour faciliter son nettoyage [4].

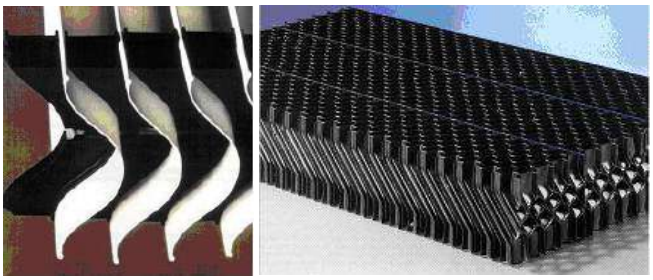


Figure I.9: Exemples de pare-gouttelettes en PVC [4].

I.5.2 Rampes de dispersion (encore appelées rampes de pulvérisation) : ensemble de tubes munis de disperseurs, situé à la partie supérieure de la tour de refroidissement destiné à amener l'eau en contact avec l'air. Les disperseurs(encore dénommés gicleurs ou buses) transforment le flux d'eau arrivant à la tour en gouttelettes qui se répartissent sur le corps d'échange de la tour de refroidissement.Il est préférable d'utiliser des systèmes permettant une dispersion à des pressions faibles (environ 0,5 bar) pour éviter les éclaboussements.



Figure I.10: Système de dispersion du fluide a refroidi [4].

De même que pour les autres composants, la résistance à la corrosion, à l'entartrage et à l'encrassement doivent être prises en compte pour leur sélection. Les disperseurssont généralement en matières plastiques, ce qui élimine le risque de corrosion, mais pas ceux d'encrassement, ni d'entartrage. Ces derniers aspects sont en prendre en compte lors de l'exploitation [4].

I.5.3 Le corps d'échange (ou packing ou garnissage): dispositif à travers lequel s'effectue le transfert thermique entre l'eau et l'air, il existe différents types de corps d'échange, mais ils ont la même fonction : faire ruisseler les gouttelettes d'eau et favoriser le contact air-eau.

IL peut être constitué:

- d'un empilement de parois ondulées ou en nid d'abeille sur lesquelles les gouttelettes d'eau s'écoulent sous forme de film, dans ce cas le corps d'échange est dit « garnissage de type film » (photo de gauche).
- d'un empilement de lattes sur lesquelles l'eau s'éclate en gouttes successives, dans ce cas le corps d'échange est dit « garnissage de type gouttes » (photo de droite).

Les matières plastiques généralement utilisées éliminent le risque de corrosion. Ces corps d'échange sont sensibles à l'encrassement et surtout à l'entartrage.



Figure I.12: Corps d'échange avec canaux verticaux [4].



Figure I.11: Corps d'échange type gouttes [4].

Pour réduire l'encrassement et l'entartrage des corps d'échange, il est recommandé de veiller à garantir une accessibilité optimale, en vue du nettoyage et détartrage (ce dernier est nécessaire en cas de traitement d'eau non approprié) au minimum une fois par an [4].

I.5.4 Ventilateur :

Pour assurer la circulation de l'air à travers le corps d'échange, deux types de ventilateurs sont utilisés sur les tours de refroidissement :

- les ventilateurs axiaux,
- les ventilateurs centrifuges.

Les ventilateurs peuvent soit être en accouplement direct avec le moteur qui les entraîne, soit équipés de transmission ; ils exigent dans le second cas une maintenance renforcée.

La vitesse des ventilateurs est régulée pour maintenir la température de sortie d'eau souhaitée qu'elles soient les conditions ambiantes.



Figure I.13: Photos de ventilateurs centrifuge et axial [4].

I.5.5 Le bassin de rétention : Il est situé sur la partie basse de la tour afin de récupérer l'eau non évaporée après le passage sur le corps d'échange. Cet élément doit être conçu de façon à être fermé et non poreux, tout en facilitant sa maintenance, en privilégiant les pentes d'écoulement et l'accessibilité. Il doit comprendre un point de vidange situé en son point bas, ainsi qu'une purge de déconcentration. Le remplissage en eau d'appoint y est généralement régulé par un contrôleur de niveau soit mécanique, soit électronique. Les matériaux utilisés pour les bacs de rétention sont généralement l'acier galvanisé, l'inox, les polyesters et le béton (pour les applications industrielles de puissances thermiques supérieures à 4 MW) [4].

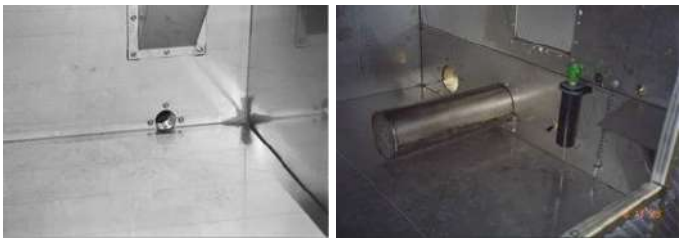


Figure I.14: Exemples de bassin de rétention avec point de vidange [4].

I.5.6 Vanne de déconcentration ou Purge : L'eau qui circule dans la TAR se charge de sels et minéraux de fait de l'évaporation d'une partie de celle-ci. Si l'on ajoute la même quantité d'eau d'appoint que d'eau évaporée, la concentration en matières en suspension reste encore trèshaute. C'est donc pour contrôler cette concentration en sels dissous, qu'il faut évacuer une partie de l'eau en circulation au moyen d'une vanne de déconcentration [5].

I.5.7 Vanne d'eau d'appoint : Pour obtenir un volume d'eau constant dans la TAR, il faut prendre en considération les purges, les gouttelettes dispersées hors de la TAR, mais aussi les phénomènes de pertes d'eau par évaporation. Cette perte d'eau dépend principalement de la chaleur évacuée. L'ordre de grandeur est d'environ 1% du débit d'eau circulant dans la TAR, pour un écart de 5 à 6 °C. Il faut donc régulièrement introduire de l'eau dans la TAR au moyen de la vanne d'eau d'appoint. L'eau alors ajoutée provient du réseau d'eau potable ou de forages privés, selon les sites industriels [5].

Dans le cas d'une tour de refroidissement ouverte avec un échangeur intermédiaire distant, deux autres composants font partie du système de refroidissement [4]:

- **L'échangeur intermédiaire**disposé entre le circuit d'eau de la tour et celui du procédé à refroidir. Celui-ci peut être un échangeur à plaques ou un échangeur tubulaire (généralement en inox). Cet échangeur intermédiaire doit résister à la corrosion, l'entartrage et à l'encrassement,
- **La pompe de circulation additionnelle**pour la circulation du circuit tour.

I.6 La légionellose et les légionelles :

La légionellose est une infection bactérienne respiratoire qui peut prendre une forme de pneumopathie sévère, voire mortelle dans 15 à 20% des cas, touchant plus particulièrement les personnes fragilisées (par une autre maladie, par un traitement, par l'âge, par le tabagisme)[4].

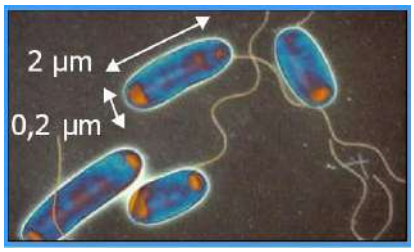


Figure I.15: Legionella pneumophila [6].

Cette maladie est due à une bactérie de la famille des *Legionella* qui compte près de 50 espèces différentes dont une, *Legionella pneumophila*, est majoritairement mise en cause (plus de 90% des cas).

Les *Legionella* sont des bactéries naturelles de l'environnement hydrique (eaux et sols humides) qui, sous certaines conditions, peuvent proliférer dans différentes installations et réseaux d'eau. La contamination humaine est alors possible par inhalation de fines gouttelettes d'eau (<5 µm) contenant la bactérie.

Les facteurs favorisant l'apparition de légionelles dans l'eau des installations de refroidissement sont notamment :

- la température de l'eau entre 25° et 42°C (optimum de croissance à 35°C),
- la faible circulation, voire la stagnation de l'eau,
- la présence dans l'eau d'autres micro-organismes (algues, amibes, protozoaires) libres ou adhérés aux parois des réservoirs et canalisations (**biofilm**), car certains de ces micro-organismes peuvent jouer un rôle de réservoir et de site de multiplication des *Legionella*,
- la présence de dépôts de tartre et/ou de corrosion.

I.7 Présentation des différentes solutions d'installations de refroidissement d'eau :

Les processus industriels s'accompagnent généralement d'émission de chaleur provenant du traitement de produits chauds (sidérurgie, plasturgie, automobile, …), de condensations (Centrales électriques, distilleries, …), de transformations d'énergie mécanique ou de réactions exothermiques (gaz industriels, chimie, verreries, …) en chaleur. Ces quantités de chaleur (dénommées "chaleur perdue" sur le schéma suivant) doivent être, en général, évacuées vers une source froide qui doit être à une température la plus basse possible afin d'obtenir un rendement optimal de l'installation. La solution qui permet d'atteindre la température la plus basse possible, en contact avec l'air extérieur, est la tour aéroréfrigérante [2].

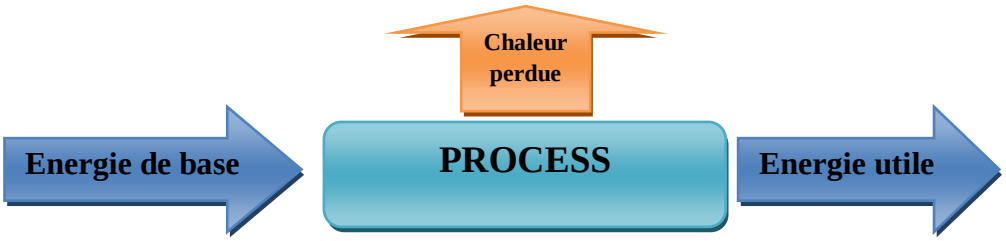


Figure I.16: Schéma de principe d'un proceed industriel montrant le besion d'une installation de refroidissement [4].

Selon les températures de fonctionnement souhaitées, les puissances thermiques totales à évacuer, que ce soit dans les procédés industriels ou les installations à refroidir dans le domaine tertiaire, et les débits d'eau à traiter, quatre grands principes d'installations de refroidissement de l'eau sont techniquement envisageables [4]:

I.7.1 Les installations de refroidissement par voie humide ou évaporatif (avec dispersion d'eau) :

I.7.1.1 Tour ouverte: l'eau du circuit à refroidir est directement dispersée sur le corps d'échange de la tour de refroidissement. Une partie de l'eau s'évapore pour assurer le refroidissement de l'eau, le reste est récupérée dans le bassin de rétention, puis retourne vers le procédé à refroidir.



Figure I.17: Tour ouverte [5].

I.7.1.2 Tour ouverte + échangeur non accolé: un échangeur à plaques intermédiaires est disposé entre le circuit à refroidir et le circuit de la tour équipée d'un corps d'échange. Le fonctionnement de la tour est identique à celui d'une tour ouverte avec un circuit d'eau indépendant.

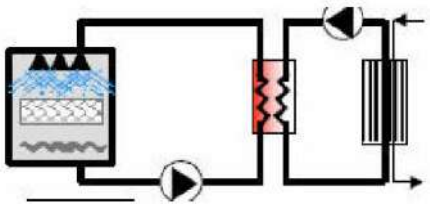


Figure I.18: Tour ouverte avec échangeur non accolé [5].

I.7.1.3 Tour ouverte + échangeur accolé: l'échangeur à plaques intermédiaires est accolé physiquement à la tour équipée d'un corps d'échange. Le fonctionnement de la tour est identique à celui d'une tour ouverte avec un circuit d'eau indépendant.

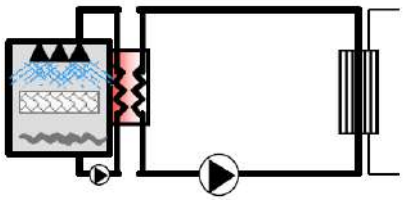


Figure I.19: Tour ouverte avec échangeur accolé [5].

I.7.1.4 Tour fermée (avec échangeur tubulaire intérieur à la tour): le fluide à refroidir circule dans un échangeur tubulaire disposé dans la tour de refroidissement qui remplace le corps d'échange. Un circuit d'eau secondaire propre à la tour permet de mettre en œuvre le refroidissement évaporatif.

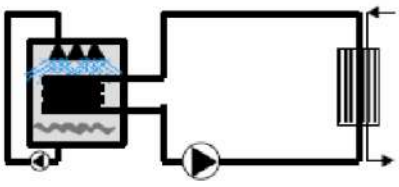


Figure I.20: Tour fermée avec échangeur tubulaire intérieur à la tour [5].

I.7.2 Les installations de refroidissement par voie sèche et humide (avec et sans dispersion d'eau):

I.7.2.1 Tour hybride ouverte: ce type de tour est constitué d'une batterie sèche et d'un corps d'échange sur lequel l'eau du procédé ruisselle : le fluide àrefroidir circule en premier lieu dans une batterie sèche située au sommet de latour de refroidissement. Si le refroidissement

en mode sec n'est pas suffisant,le fluide est alors dispersé sur un corps d'échange, s'évapore en partie puisretourne à la température désirée vers le procédé.



Figure I.21: Tour hybride ouverte [5].

I.7.2.2 Tour hybride fermée: ce type de tour est constitué d'une batterie sèche et d'un échangeur extérieur accolé avec une surface de ruissellement de l'eau ou un échangeur tubulaire interne à la tour. Deux cas peuvent donc seprésenter:

- le fluide à refroidir circule dans la batterie sèche, puis dans un échangeur à plaques intermédiaires accolé à la tour de refroidissement. L'autre circuit de cet échangeur à plaques est parcouru par de l'eau dispersée si nécessaire sur le corps d'échange de la tour,

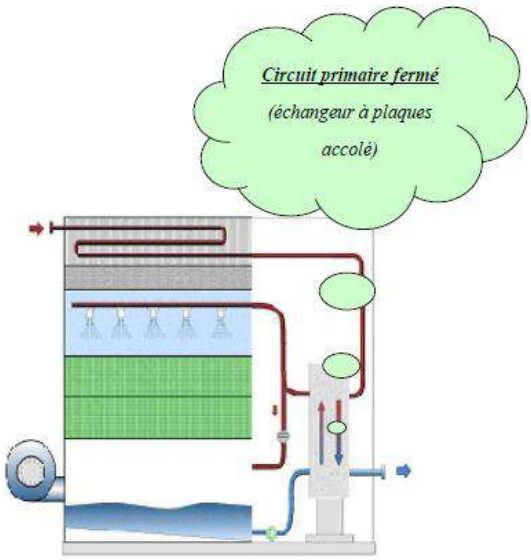


Figure I.22: Tour hybride fermée avec échangeur à plaques accolé [4].

- le fluide à refroidir circule dans une batterie sèche située au sommet de la tour, puis circule si nécessaire dans un échangeur tubulaire interne à la tour sur lequel l'eau du circuit tour est dispersée[4].

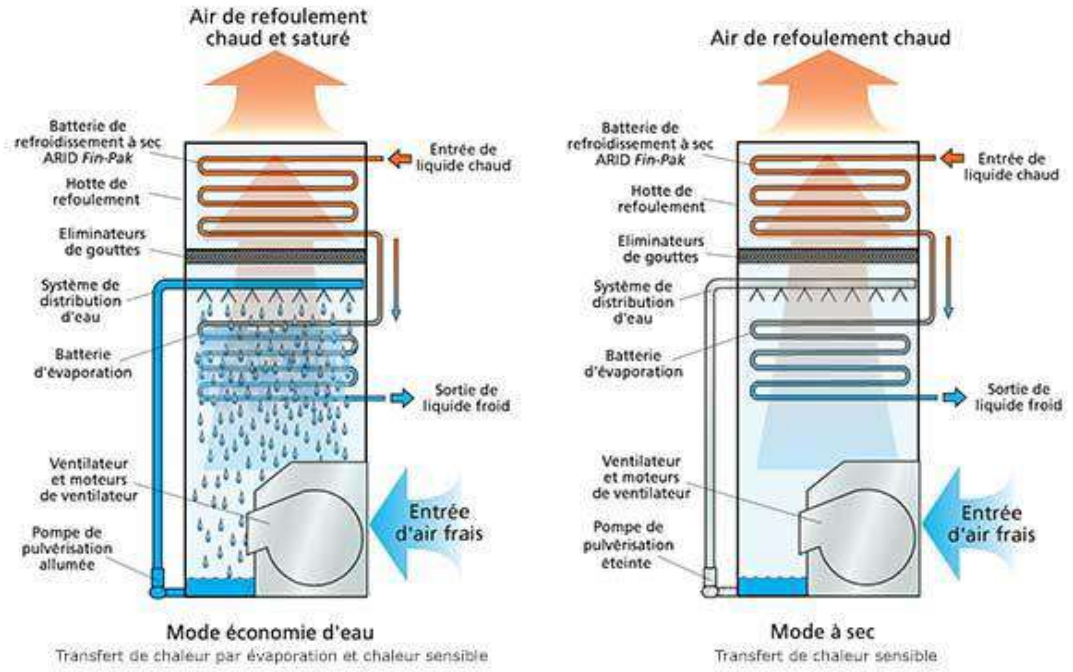


Figure I.23: Tour hybride fermée avec échangeur intérieur [7].

I.8 Définitions de base :

Appoint :quantité d'eau qui entre dans le système de réfrigération atmosphérique pour compenser celle perdue par évaporation, par les entraînements vésiculaires et les purges [2].

Appoint = pertes par évaporation + entraînements vésiculaires + purges

Approche: différence de température de l'eau froide et celle de bulbe humide de l'air ambiant. C'est une des caractéristiques principales de dimensionnement d'une tour aéroréfrigérante [2].

Batterie anti-panache ou désurchauffeur: batterie à ailettes destinée à assurer l'échange sec entre le fluide à refroidir et l'air. Du fait de ce fonctionnement en sec, le panache visuel ne peut se produire. Cette batterie est également appelée désurchauffeur car elle assure la première partie (voire la totalité en régime hiver) du refroidissement du fluide [4].

Biofilm : dépôt associant bactéries, polymères naturels et sels minéraux se formant à la surface des eaux stagnantes et des canalisations [4].

Chaleur latente de vaporisation de l'eau : quantité d'énergie thermique qu'il faut fournir à 1 kg d'eau, ayant atteint sa température de vaporisation, pour la faire passer intégralement de l'état liquide à l'état gazeux [4].

Ecart thermique: différence entre la température du fluide à l'entrée et celle à la sortie de la tour de refroidissement [2].

Facteur de concentration: rapport entre la quantité de sels dissous dans l'eau de circulation de la tour et dans l'eau d'appoint. Celui-ci dépend de la qualité de l'eau d'appoint et de celle admise par l'eau en circulation en fonction des matériaux utilisés sur les tours. Ce facteur de concentration est compris entre 2 et 4 [4].

Température de bulbe humide de l'air: valeur de la température lue sur un thermomètre dont le bulbe est entouré d'un coton mouillé d'eau distillée. Cette température est utilisée pour le dimensionnement des tours de refroidissement. C'est la température de l'eau refroidie que l'on obtiendrait pour une surface d'échange infinie [2].

Température de bulbe sec de l'air: valeur de la température lue sur un thermomètre dont le bulbe est à l'air libre. Cette température est utilisée pour le dimensionnement des installations fonctionnant avec de l'air sec [4].

I.9 Conclusion

Vu l'importance industrielle des échangeurs de chaleur, il existe une diversité de types d'échangeurs de chaleur qui ont de nombreuses applications dans les différents domaines.

Les récupérateurs thermiques qui permettent d'introduire une valorisation de l'énergie thermique d'un procédé. La fonction de ces échangeurs est alors d'assurer le transfert d'une capacité thermique maximale afin de permettre une valorisation maximale du rejet thermique sur des critères énergétiques et économiques.

Dans ce chapitre quelques types d'échangeurs de chaleur utilisés aux systèmes de rejet de chaleur ont été revus, plus particulièrement, les tours de refroidissement et leurs composants et leur fonctionnement.

Chapitre II: Préliminaires

Nanofluide - Magnétohydrodynamique - Convection naturelle

II.1 Nanofluides

II.1.1 Introduction

Les efforts visant à améliorer les échangeurs thermiques dans de nombreux secteurs industriels (automobile, électronique...) nécessitent l'intensification des transferts de chaleur par convection. Les améliorations dites "passives", au niveau des surfaces d'échange, sont une voie déjà largement explorée et atteignent leurs limites. De nouvelles voies d'optimisation doivent donc être étudiées. L'une d'elles consiste à utiliser de nouveaux fluides capables d'accroitre les transferts thermiques : c'est le cas des nanofluides [15].

Les nanofluide sont des solutions colloïdales constituées de particules de taille nanométrique (1-100 nm) en suspension dans un liquide porteur. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières. En effet, les fluides de base souvent utilisés dans les applications de refroidissement ou de chauffage ont des conductivités thermiques très faibles qui limitent parfois leur capacité de transfert de chaleur. L'idée est alors d'insérer au sein des liquides de base des nanoparticules de conductivité très élevée, afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange et ainsi améliorer ces performances thermiques [8].

L'idée d'améliorer les propriétés thermiques de fluides par l'adjonction de particules n'est pas nouvelle, mais l'utilisation de particules de taille nanométrique permet potentiellement de minimiser considérablement les problèmes d'érosion et de sédimentation rencontres avec les particules de taille plus élevée. De plus, certains auteurs ont mis en avant des performances thermiques améliorées en conductivité thermique et en échange thermique liquide et liquide/vapeur dues à la taille nanométrique [14].

II.1.2 Les nanoparticules et le fluide porteur :

Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100 nm) [9].Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire.

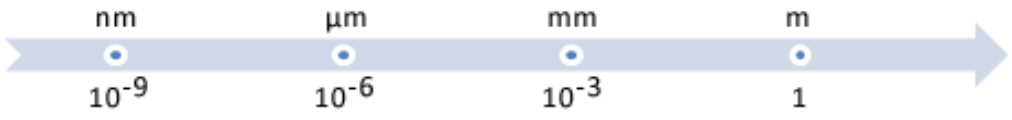


Figure II.1: Échelle des dimensions, 1 nanomètre = 0,000 001 millimètre [9].

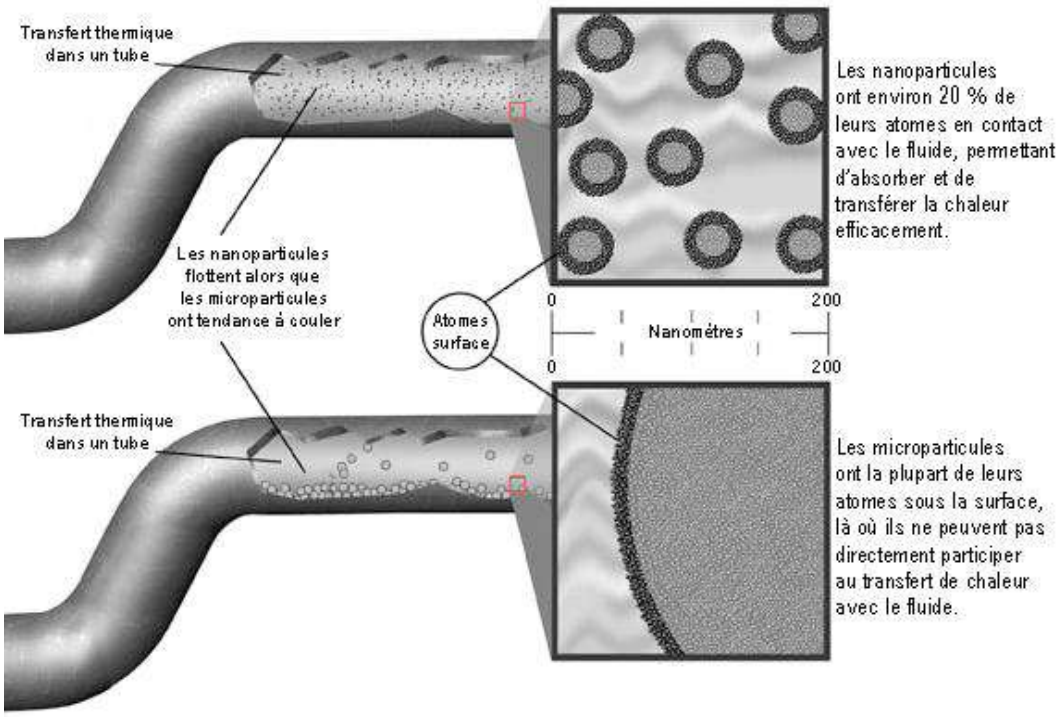


Figure II.2: Comparaison entre l'écoulement des nanoparticules et des microparticules dans un canal [10].

Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides sont :

- Les nanoparticules des oxydes métalliques :
  - L'oxyde d'aluminium, Al_2O_3.
  - L'oxyde de cuivre,CuO.
  - L'oxyde de silicium, SiO_2.
  - L'oxyde de titanium, TiO_2.
- Les nanoparticules métalliques :
  - L'aluminium,Al.
  - Le cuivre, Cu.
  - L'or, Au.
  - L'argent, Ag.
  - La silicone,Si

Le choix des liquides de bases est primordial pour un nanofluide, il permet d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter tout phénomène d'agrégation, la sélection d'un telle fluide se fera en fonction de la nature de nanoparticule.

Les solvants plus utilisés sont [9] :

- L'eau

- L'éthylène-glycol, EG
- Les huiles
- Le toluène
- Les fluides de réfrigération (R12, R22…)

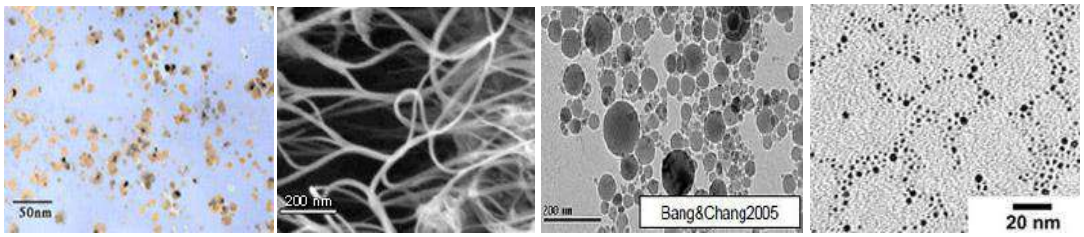


Figure II.3: Nanofluides vue au microscope électronique: éthylène glycol+ cuivre 0.5%; eau+ nanotube ; eau+ alumine ; eau+ orà 20 nm [9].

Les suspensions de nanoparticules dans un fluide, souvent appelées nanofluides, ont des caractéristiques thermiques intéressantes comparées aux fluides de base traditionnels (voir tableau II.1) et des qualités indéniables d'amélioration du transfert thermique. La conductivité thermique des nanofluides peut être significativement plus élevée que celle des liquides purs.

Tableau II. 1: Les propriétés thermophysiques de différents matériaux à 20 °C [9].

	Nanoparticule et fluide de base	K (W/m K)	ρ (kg/m^3)	Cp (J/kg K)	μ (Pa.s)
Métallique (solides)	Cu	400	8954	383	
	Fe	80,2	7870	447	
	Ni	90,7	8900	444	
	Au	317	19,300	129	
	Ag	429	10,500	235	
	C (diamant)	2300	3500	509	
Oxyde métallique (solides)	SiO_2	1,38	2220	745	
	TiO_2	8,4	4157	710	
	Al_2O_3	36	3970	765	
	CuO	69	6350	535	
	SiC	490	3160	675	
Liquides non métallique	L'eau	0,613	1000	4183	0,0008513
	Ethylene-glycol (EG)	0,258	1132	2349	0,0157

II.1.3 Production des nanoparticules

Les nanoparticules peuvent être synthétisées selon différentes approches. Il convient de partager les nanoparticules produites selon la méthode ascendante ou la méthode descendante.

Dans l'approche ascendante (***buttom-up***), les nanoparticules sont construites atome par atome en général par des méthodes chimiques, pour former des particules ou des molécules intégrables dans des systèmes plus importants.

Dans l'approche descendante (***top-down***), on part à l'inverse, une grande structure est graduellement sous-dimensionnée jusqu'à atteindre des dimensions nanométriques [11].

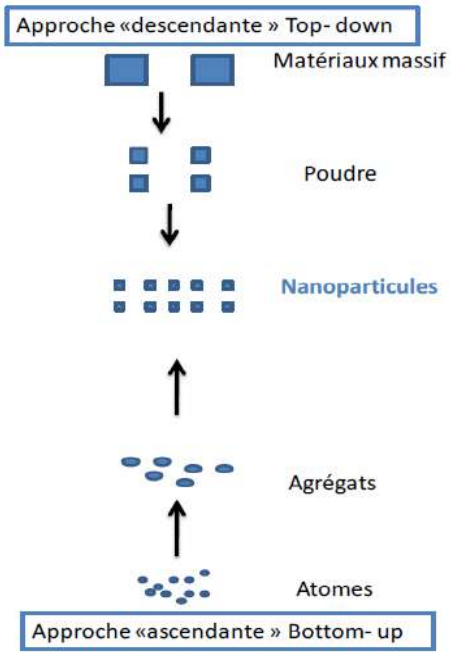


Figure II.4: Deux approches de fabrication des nanomatériaux [13].

L'approche « top down » permet d'obtenir des nanomatériaux en grand quantité mais souvent la qualité du produit est mal contrôlée (distribution de taille des particules larges défauts structuraux, etc.) [12].

L'approche « bottom up » est bien plus étudiée en laboratoire et permet de mieux contrôler la qualité de nanomatériaux (distribution de taille des particules, morphologie, pureté), mais le point faible par rapport à l'approche top down est en générale la quantité faible de production [12].

Les développements en cours visent à optimiser certaines propriétés spécifiques telles la taille (diamètre, volume, longueur), la distribution granulométrique, les propriétés de surface, la pureté, le recouvrement de surface [11].

II.1.4 Préparation des nanofluides

De nombreuses techniques permettent de fabriquer des nanoparticules. A cette fin, plusieurs paramètres doivent être maitrises: la taille, la forme, la composition et le degré d'agglomération des particules.

En outre, il existe deux méthodes principales pour produire des nanofluides [14]:

La méthode en une seule étape(one-step method) : consiste à produire les nanoparticules dans le fluide de base c'est-à-dire vaporisation d'un matériau solide sous vide, puis condensation directe de sa vapeur dans le liquide. Moins industrielle, elle n'est utilisable que pour certains nanofluides mais permet d'éviter l'agglomération et l'oxydation des nanoparticules et plus la conductivité thermique du mélange est améliorée [14].

Néanmoins, pour une famille de nanofluides donnée, les résultats de la littérature présentent une dispersion assez forte. Un exemple de procède consiste à condenser sous forme de nanoparticules une vapeur métallique dans un réacteur sur un film de liquide a basse tension de vapeur (fig II.5).

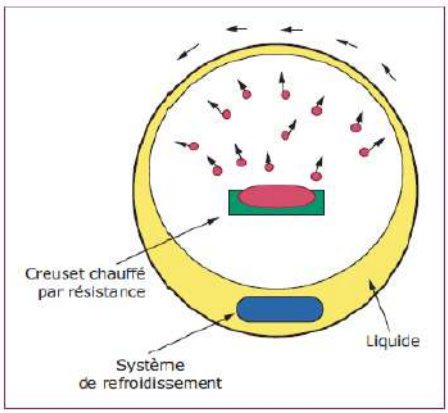


Figure II.5: Procèdes de synthèse de nanofluide en une seule étape [15].

La méthode en deux étapes (two-step method) : consiste à produire dans un premier temps les nanoparticules (nano poudre sèche), puis à les disperser dans le fluide de base. Pour permettre une bonne dispersion, une forte action mécanique à l'aide d'un agitateur rotatif ou d'ultrasons est souvent nécessaire afin de briser les agglomérats. En outre, pour éviter l'agglomération due aux forces d'attraction entre les particules, on utilise des forces de répulsion électrostatique en chargeant la surface des particules et en adaptant le pH. On peut également utiliser les forces de répulsion stériques à l'aide de molécules adsorbées ou greffées sur la surface [14].

II.1.5 Domaines d'application des nanofluides

En thermique, les nanofluides peuvent être utilisés partout où des flux de chaleur importants doivent être évacués par des boucles liquides fermées pour améliorer le transfert de chaleur et l'efficacité énergétique dans plusieurs systèmes thermiques [15]. Dans cette section quelques exemples d'application seront présentés tel que le transport la microélectronique, la défense, le nucléaire, l'espace et la biomédicale [9].

II.1.5.1 Refroidissement des systèmes électroniques

Dans le circuit intégré les nanofluides ont été considérés comme fluides de refroidissement. Pour cela plusieurs études ont été effectuées. **Tsai et al** [16]ont employé un nanofluide à base d'eau pour refroidir une unité centrale de traitement dans un microordinateur.

II.1.5.2 Refroidissement des systèmes thermiques

Le mélange d'éthylène-glycol et l'eau sont utilisés comme liquide de refroidissement dans les moteurs des véhicules l'addition des nanoparticules dans ces liquides ce dernier améliore le taux de refroidissement. Ce point est étudié par plusieurs groupes de chercheurs, **Tzeng et al** [17]ont dispersé les nanoparticules de CuO et Al_2O_3 dans l'huile de refroidissement du moteur de transmission. Dans une autre application, **Zhang et al** [18]ont rapporté une étude pour réduire l'usure (lubrification) à l'aide des nanoparticules, et améliorer les propriétés tribologiques.et la résistance à l'usure avec la réduction de frottement entre les éléments mécaniques mobiles.

II.1.5.3 Refroidissement des systèmes militaires

Les exemples des applications militaires incluent le refroidissement de l'électronique de puissance et les armes d'énergie dirigée.ces derniers impliquent des flux thermique très élevés ($q>500$ a 1000 W/cm^2), ou les nanofluides ont montré leur efficacité pour refroidir ces systèmes, et aussi les autres systèmes militaire y compris les véhicules militaires les sous-marins et les diodes lasers à haute puissance.

II.1.5.4 Refroidissement des systèmes spatiaux

Pour les applications dans l'espace **You et al** [19]et **Vassallo et al** [20]ont effectué des études pour montrer que la présence des nanoparticules dans le fluide de refroidissement en électronique générale joue un rôle très important dans les applications de l'espace ou la densité de puissance est très élevée.

II.1.5.5 Refroidissement des systèmes nucléaires

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

II.1.5.6 La biomédecine

Les nanofluides et les nanoparticules ont beaucoup d'applications en biomédecine. Par exemple pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitement du cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des drogues. Aussi pour une chirurgie plus sûre en produisant le refroidissement efficace autour de la région chirurgicale, **Jordan et al** [21]ont effectué une étude ou les nanofluides pourraient être employés pour produire une température plus élevée autour des tumeurs pour tuer les cellules cancéreuses sans affecter les cellules saines voisines.

II.1.5.7 D'autres applications

Il y a des situations nombreuses ou l'augmentation de l'efficacité du transfert thermique peut être liée à la qualité et au coût d'un produit d'un processus. Par exemple, dans le domaine des énergies renouvelables les nanofluides sont utilisés pour augmenter le transfert de chaleur à partir des capteurs solaires aux réservoirs de stockage et pour augmenter la densité d'énergie. Les liquides réfrigérants de nanofluide ont une application potentielle dans la majorité des industries de transformations, telles que les matériaux, la production chimique, la nourriture, la boisson, le pétrole et le gaz [22].

II.1.6 Les avantages des nanofluides[15]:

- Une grande surface de transfert de chaleur entre les particules et les fluides.
- Haute dispersion et stabilité avec prédominante mouvement brownien des particules.
- Réduit par rapport au liquide pur pour obtenir équivalent intensification de transfert de chaleur.
- Particules réduites de colmatage par rapport aux conventionnelles boues, favorisant ainsi la miniaturisation du système.
- Propriétés ajustables, dont la conductivité thermique et la mouillabilité de la surface, en faisant varier les concentrations de particules en fonction de différentes applications.

II.1.7 Les inconvénients des nanofluides :

- Fortes pertes de charge.
- Erosion.
- Sédimentation.
- Bouchons dans les écoulements.
- Le coût élevé des nanofluides.
- Difficultés dans le processus de production.

II.1.8 Propriétés thermo-physiques des nanofluides :

II.1.8.1 La fraction volumique (φ) :

La fraction volumique est un rapport sans dimension entre deux volumes, le volume de solide ou particule (nanoparticules) sur le volume total (nanoparticules + fluide de base). La valeur de la fraction volumique est variée entre 0 (fluide de base pure) et 1. La fraction volumique est donnée par la relation suivant [23] :

$$\varphi = \frac{Volume \quad Solide}{Volume \quad total \quad du \quad nanofluide} = \frac{V_S}{V_S + V_f} \text{ (II.1)}$$

Où V_S : Volume des nanoparticules solides [m^3].

V_f : Volume du fluide de base [m^3].

II.1.8.2 Conductivité thermique (k) :

La conductivité thermique, notée k (W/m K), est la capacité d'un matériau de conduire ou de transmettre de la chaleur. C'est une propriété très importante pour l'amélioration des performances thermiques d'un fluide caloporteur. La synthèse des nanofluides répond au besoin d'améliorer et d'amplifier la conductivité thermique des liquides. Il existe plusieurs modèles théoriques permettant d'estimer, sous certaines conditions, la conductivité thermique des suspensions. Nous présenterons dans cette partie les modèles les plus utilisés dans le cas des nanofluides [8].

II.1.8.2.1 Modèles théoriques :

II.1.8.2.1.A Modèle de Maxwell: Maxwell fut le premier à dériver un modèle pour estimer la conductivité thermique d'une suspension contenant des particules.Le modèle de Maxwell est

satisfaisant pour les suspensions contenant des particules sphériques de concentrations volumiques relativement faibles mais ne tient pas compte de l'effet de la taille ni de la forme des particules. Il est à noter aussi que l'effet des interactions inter-particules est négligé dans ce modèle[24].

Le modèle de Maxwell (1873) est donné par la formule suivante :

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

Où k_{nf} : La conductivité thermique du nanofluide.

k_f : La conductivité thermique du fluide de base.

k_S : La conductivité thermique des particules solides.

II.1.8.2.1.B Modèle de Hamilton et Crosser:

Le modèle de Hamilton et Crosser (1962) a été établi pour résoudre la limite de modèle de Maxwell. Puisque ce dernier n'a valable que dans le cas des particules sphériques une chose qui rend le modèle nos efficace pour la description du phénomène étudié. Pour cela le modèle du Hamilton et Crosser a été développé pour rendre plus efficace le calcul de la conductivité thermique du nanofluide quel que soit la forme de la nanoparticule, rendre plus efficace le calcul de la conductivité thermique du nanofluide quel que soit la forme de la nanoparticule Ce facteur est définit comme étant le rapport de la surface de la sphère ayant le même volume que les nanoparticules sur la surface d'une nanoparticule[25].

La conductivité thermique apparente du milieu est donnée par l'expression suivant :

$$k_{nf} = \frac{k_s + (n-1)k_f - (n-1)(k_f - k_s)\varphi}{k_s + (n-1)k_f + (k_f - k_s)\varphi} k_f \quad \text{(II.3)}$$

Où (n) est un facteur de forme empirique donné par : $n = \frac{3}{\psi}$

n=3 pour les particules sphériques et n=6 pour les particules cylindriques.

Pour (ψ =1) (particules sphériques) le modèle de Hamilton et Crosser est identique au modèle de Maxwell. Ce modèle peut être utilisé lorsque la conductivité thermique des particules est au moins 100 fois plus élevée que celle du fluide de base.

II.1.8.2.1.D Modèle de Bruggeman: Le modèle de Bruggeman complète celui de Maxwell pour des concentrations volumiques relativement élevées[26].

$$\varphi\left(\frac{k_s - k_{nf}}{k_s + 2k_{nf}}\right) + (1-\varphi)\left(\frac{k_f - k_{nf}}{k_f + 2k_{nf}}\right) = 0 \quad \text{(II.4)}$$

Ce modèle ne tient pas compte ni de la taille des particules ni leur forme.

II.1.8.2.2 Modèles corrélations semi-empirique:

Il est bien connu que les formules proposées par Maxwell et Hamilton-Crosser ne constituent qu'une première approximation de la conductivité thermique des nanofluides. Pour cela, il existe plusieurs corrélations semi-empiriques basées sur des résultats expérimentaux utilisées pour calculer la conductivité thermique des différentes nanofluides[27]:

$k_{nf} = \left(28.905\varphi^2 + 2.8273\varphi + 1\right)k_f$ Pour le nanofluide (EG+Al_2O_3) (II.5)

$k_{nf} = \left(-13\varphi^2 + 6.3\varphi + 1\right)k_f$ Pour le nanofluide (Al_2O_3+eau) (II.6)

$k_{nf} = \left(11.6\varphi^2 + 9.6\varphi + 1\right)k_f$ Pour le nanofluide (Cu+eau) (II.7)

$k_{nf} = \left(7146\varphi^2 + 76.6\varphi + 1\right)k_f$ Pour le nanofluide (huile+NTC) (II.8)

Les équations (II.5), (II.6), (II.7) et (II.8) sont des corrélations empiriques utilisées pour estimer la conductivité thermique des nanofluides (EG+Al_2O_3), (Al_2O_3+eau), (Cu+eau) et (huile+nanotube de carbone) respectivement.

II.1.8.3 Viscosité dynamique (μ) :

La viscosité caractérise l'aptitude d'un fluide à s'écouler ou bien comme étant une propriété d'un fluide pour qu'il résiste aux déformations lorsqu'il est mis en mouvement. Sa connaissance est fondamentale pour toutes les applications impliquant le transport de fluides. L'ajout des nanoparticulespermet d'augmenter et d'améliorer la conductivité thermique du nanofluide mais cela peut aussi conduire à une augmentation défavorable de la viscosité dynamique. Ainsi, ces deux propriétés sont étroitement corrélées, et doivent être maîtrisées en vue d'une exploitation de ce type de fluides dans des applications bien précis [8].

II.1.8.3.A Modèle d'Einstein: D'une manière générale, les formules existantes dérivent du travail fondamental d'Einstein. Basé sur l'hypothèse que l'énergie a une dépendance linéaire avec la viscosité, Einstein a déterminé l'énergie dissipée autour d'une seule particule dans un fluide en associant son énergie au travail réalisé pour la faire avancer relativement au

fluide[28]. A partir de ce résultat, il a déterminé l'expression décrivant une dépendance linéaire de la viscosité des suspensions dans un fluide avec la concentration :

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + 2.5\varphi) \qquad \text{(II.9)}$$

Où μ_{nf} : La viscosité dynamique du nanofluide.

μ_f : La viscosité dynamique du fluide de base.

φ : La fraction volumique des nanoparticules.

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

II.2.8.3.B Modèle de Brinkman: Par contre, Brinkman (1952) a étudié la formule d'Einstein pour couvrir une large plage de concentrations volumiques, et complète le modèle d'Einstein jusqu'à une concentration volumique inférieure à 4%[29].

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\varphi)^{2.5}} \text{(II.10)}$$

Cette relation décrit une évolution non linéaire de la viscosité dynamique avec la concentration volumique mais ne tient pas compte de la collision entre les particules.

En effet, l'écoulement autour de chaque particule est influencé par la présence éventuelle d'autres particules à proximité et par les collisions entre particules. Ainsi, cela se traduit par la prise en compte d'un terme φ^2 dans le modèle de Batchelor.

II.2.8.3.C Modèle de Batchelor: En prenant en compte l'effet de l'interaction hydrodynamique entre deux nanoparticules sphériques Batchelor a montré que la viscosité n'est pas seulement une fonction linéaire de φ [30] , comme l'indique la relation d'Einstein mais une fonction non linéaire de φ avec la présence d'un terme φ^2 :

$$\mu_{nf} = \mu_f (6.2\varphi^2 + 2.5\varphi + 1) \text{(II.11)}$$

Cette équation permet le calcul de la viscosité de suspension de nanoparticules avec $\varphi > 10\%$.

II.1.8.4 La masse volumique (ρ) :

Dans la littérature, et en l'absence de résultats expérimentaux, le calcul de la masse volumique d'un nanofluideque nous supposerons parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumique φ a une température T donnée, est souvent calculée à partir de la loi de mélange [27].

La masse volumique de ce mélange est définie comme suite :

$$\rho_{nf} = \left[\frac{m}{V}\right]_{nf} = \frac{m_f + m_s}{V_f + V_s} = \frac{\rho_f V_f + \rho_s V_s}{V_f + V_s} \qquad \text{(II.12)}$$

A partir de la relation (II.1) et (II.12), on déduit alors la masse volumique du nanofluide :

$$\rho_{nf} = (1-\varphi)\rho_f + \varphi\rho_s \qquad \text{(II.13)}$$

Où ρ_{nf} : La masse volumique du nanofluide.

ρ_f : La masse volumique du fluide de base.

ρ_s : La masse volumique des nanoparticules.

Remarque : Dans tous les travaux, sans exception, les nanofluides ont été caractérisés en fonction de la fraction volumique notée $\varphi = V_s/V_T$ or ce paramètre dépend de la température T du nanofluide au moment du mélange, même si on suppose que le volume des particules solides varie peu pour de faibles variations de température, celui des fluides par contre varie et les expériences des uns et des autres pour réaliser le nanofluide avec un φdonne ont été conduites a des températures différentes. Il aurait mieux valu pour mener à bien ces études prendre un autre paramètre indépendant de la température, c'est le cas de la fraction massique $C = m_s/m_T$, une fois ce rapport utilise, C reste constante égale a C_0dans un milieu homogène et ce pour toute valeur de T si l'on ne prend pas en compte la thermodiffusion [27].

II.1.8.5 La Chaleur spécifique (C_p) :

La conductivité thermique et la viscosité dynamique sont les deux propriétés thermo-physiques les plus étudiées dans le cas des nanofluides. La chaleur spécifique des nanofluides, quant à elle, est très rarement étudiée, notamment sur le plan expérimental [8].

La chaleur spécifique ou la capacité thermique massique, notée C_p (J/kg.K), est définie par la quantité d'énergie à apporter par échange thermique pour élever d'un degré Kelvin la température de l'unité de masse d'une substance ou d'un système homogène $C_p = dQ/mdT$

Cette grandeur est incorporée dans l'équation de l'énergie, et nécessite alors d'être déterminée d'une manière rigoureuse. La plupart des études effectuées dans la littérature utilise un des deux modèles suivantes :

II.1.8.5.A Modèle du Pak et Cho [31]: Le modèle de Pak et Cho (1998) est basé sur la loi de mélange d'une suspension homogène [32].

Ils ont utilisé la formule suivante :

$$(C_p)_{nf} = (1-\varphi)(C_p)_f + \varphi(C_p)_s \qquad \text{(II.14)}$$

II.1.8.5.B Modèle du Xuan et Roetzel [33]**:** Le modèle de Xuan et Roetzel (2000) fondé sur l'hypothèse d'équilibre thermique entre les particules et le fluide de base [32].

Ils ont utilisé la formule suivante :

$$(C_p)_{nf} = \frac{(1-\varphi)(\rho C_p)_f + \varphi(\rho C_p)_s}{(1-\varphi)\rho_f + \varphi\rho_s} \qquad \text{(II.15)}$$

Avec $(C_p)_{nf}$: Chaleurs spécifique du nanofluide.

$(C_p)_f$: Chaleurs spécifique du fluide de base.

$(C_p)_s$: Chaleurs spécifique des nanoparticules.

II.1.8.6 Coefficient d'expansion volumique (β) [27]:La variation de la masse volumique sous l'action de la température est caractérisée par le coefficient d'expansion thermique $\beta_T = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p$ appelé également coefficient de dilatabilité.Pour calculer la valeur de ce coefficient pour les nanofluides de très nombreux auteurs ont utilisé à la suite des premiers travaux sur les nanofluides, par analogie avec la relation (II.13)

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

On déduit l'expression suivante :

$$\beta_{nf} = (1-\varphi)\beta_f + \varphi\beta_s \qquad \text{(II.16)}$$

Avec β_f : Coefficient de dilatabilité du fluide.

β_s : Coefficient de dilatabilité des nanoparticules.

II.1.9Modèle de Buongiorno

Pour examiner le transfert de chaleur par l'ajout de très fines particules en suspension dans un fluide, deux approches principales ont été adoptées dans la littérature. Le premier est le modèle a deux phases qui prennent en compte le rôle de la phase fluide et solide dans le processus de transfert de chaleur. La seconde est le modèle monophasé ou les deux phases fluides et les particules sont dans un état d'équilibre thermique et s'écoulent avec la même vitesse locale. Cette approche est simple et nécessite moins de temps de calcul. En outre, si l'intérêt principal est centre sur le processus de transfert de chaleur, la seule phase modifiée, est plus pratique que le modèle a deux phases. Récemment, Buongiorno [34]a présente sept mécanismes de glissement et a conclu que la Diffusion Brownienne (mouvement de nanoparticules à partir du site de concentration élevée vers un site a faible concentration) et la thermophorèse (mouvement de nanoparticules à partir du site à haute température vers le site à basse température) sont les mécanismes de glissement les plus importants dans les nanofluides par ordre d'analyse. Partant de ce constat, il a développé une équation à quatre modèles d'équilibre non homogène a deux composants pour la masse, dynamique, et le transport de chaleur dans les nanofluides.

II.1.9.1 Diffusion Brownienne

Le mouvement aléatoire des nanoparticules dans le fluide de base est appelé mouvement Brownien, et résulte de collisions continues entre les nanoparticules et les molécules du fluide de base. Les nanoparticules elles-mêmes peuvent être visualises efficacement que les grosses molécules, avec une énergie cinétique moyenne égale a celui des molécules de fluide $1/2k_BT$ et donc avec une vitesse considérablement plus faible. Ici k_B est la constante de Boltzmann et T est la température du nanofluide. Le mouvement Brownien est décrit par le coefficient de diffusion Brownienne, D_B, qui est donne par l'équation d'Einstein-Stokes, [34]:

$$D_B = \frac{k_B T}{3\pi\mu d_p} \quad \text{(II.17)}$$

Pour un nanofluide à base d'eau et à la température ambiante avec des nanoparticules d'un diamètre de 1 à 100 nm, le coefficient de diffusion Brownienne est compris entre 4×10^{-10} à 4×10^{-12} m^2/s, la diffusion Brownienne peut devenir importante en tant que mécanisme de glissement en l'absence de la turbulence. Le flux massique des nanoparticules dues à la diffusion Brownienne, $j_{p,B}$ (kg/m^2s) peut être calculé comme :

$$j_{p,B} = -\rho_p D_B \nabla \phi \quad \text{(II.18)}$$

II.1.9.2 Thermophorèse

Les particules peuvent diffuser sous l'effet d'un gradient de température. Ce phénomène est appelé thermophorèse, et est équivalent à l'effet bien connu " effet Soret" pour des mélanges gazeux ou liquides. La vitesse thermophorétique, V_T, peut être trouvée comme suit:

$$V_T = -\beta \frac{\mu}{\rho} . \frac{\nabla T}{T} \quad \text{(II.19)}$$

Ou une expression pour le facteur de proportionnalité, est donnée par [35]:

$$\beta = 0.26 \frac{k}{2k + k_p} \quad \text{(II.20)}$$

Dans l'équation (II.20) k et k_p sont les conductivités thermiques de fluide pur et de particules, respectivement. L'équation (II.20) est basée sur les données de particules relativement grandes (1µm) dans l'eau et le n-hexane, et est également recommandée par Lister [36]et, plus récemment, par Muller-Steinhagen [37].Malheureusement, les données thermophorétiques pour les nanoparticules ne sont pas disponibles, donc dans l'équation (II.20) sera utilisé pour les nanoparticules aussi. Le signe négatif dans l'équation (II.19) signifie que les particules se déplacent vers le bas du gradient de température, c'est à dire, du chaud au froid. Pour des nanoparticules d'Alumine dans l'eau à température ambiante,k~1 W/mk, k_p~40 W/mk, et en supposant un gradient de température de 10^5 K/m (correspondant à 100 kW/m2 flux de chaleur), on obtient $V_T = 2 \times 10^{-6}$ m/s. La thermophorèse peut être devenir importante en tant que mécanisme de glissement en l'absence de turbulence. Le flux massique de nanoparticules due à l'effet de thermophorèse, $j_{p,T}$ peut être calcule comme:

$$j_{p,T} = \rho_p \phi V_T = -\rho_p D_T \frac{\nabla T}{T} \quad \text{(II.21)}$$

$$\text{Avec } D_T \equiv \beta \frac{\mu}{\rho} \phi \quad \text{(II.22)}$$

Le coefficient D_T est parfois appelé le coefficient "de diffusion thermique".

II.1.10 Conclusion

Beaucoup de phénomènes importants, complexes et intéressants impliquant les nanofluides ont été rapporté dans la littérature. Les chercheurs ont accordé beaucoup d'attention sur la conductivité thermique plutôt que les caractéristiques de transfert de chaleur.

L'utilisation de nanofluides en tant que fluides thermiques est un nouveau domaine qui est encore en phase de recherche. Des améliorations d'échange thermique de l'ordre de plusieurs dizaines de pour-cent semblent possibles, notamment pour certaines applications. Néanmoins, compte tenu de l'augmentation de viscosité due aux nanoparticules, le bilan énergétique reste encore mitige. Compte tenu des diverses méthodes de synthèse et de caractérisation, les résultats expérimentaux ne sont pas reproductibles entre les différents groupes de recherche travaillant sur le sujet. L'influence d'un certain nombre de paramètres, tels que la taille et la forme, les phénomènes aux interfaces entre liquide et particules, sont encore mal caractérises.

II.2 La magnétohydrodynamique (MHD)

II.2.1 Introduction

La magnétohydrodynamiqueMHD est appelée aussi hydromagnétique, est une branche de la physique qui étudie les mouvements des fluides électriquement conducteurs en présence d'un champ magnétique (champ de force externe). Ainsi aux forces d'inerties, de pression, de viscosité, de capillarite, qui intervient en mécanique des fluides classique, viennent s'ajouter des forces d'origine électromagnétique [34].Les fluides «conducteurs électriques » peuvent être des métaux liquides, gaz faiblement ionisés ou plasma [38].

Le champ électromagnétique, seul élément qui en milieu conducteur différencie formellement la MHD de l'hydrodynamique, a une influence sur le mouvement uniquement par le champ magnétique, les forces électriques, qu'elles soient d'origine électromagnétique ou électrostatique (produites par d'éventuelles variations locales dans la densité de charge), sont négligeables car, dans une très bonne approximation, le fluide MHD est localement neutre (en conservant néanmoins des courants non nuls). La MHD repose donc simplement sur une vision hydrodynamique du fluide incluant toutefois les forces de Laplace dues à l'action du champ magnétique sur les courants; quant à l'évolution du champ électromagnétique, elle est bien entendu déterminée par les équations de Maxwell. La fermeture du système se fait à

travers une loi d'Ohm reliant la densité de courant et donc les mouvements de la matière au champ électromagnétique [34].

Un écoulement MHD peut différer significativement d'un écoulement hydrodynamique ordinaire équivalent. Le mouvement des particules du métal à travers des lignes de champ magnétique produit un courant électrique qui agit réciproquement avec le champ magnétique pour produire une force motrice électromagnétique (EM), qui s'oppose au mouvement du liquide. Même un champ magnétique faible fournit assez de force EM d'amortissement pour éliminer la turbulence et l'instabilité dans la plupart du mouvement concerné, éliminant ainsi beaucoup de micro-défauts dans le cristal. Le taux d'amortissement dépendra en vertu de la force du champ magnétique appliqué aussi bien que son orientation en ce qui concerne la circulation convective [39].

Parmi les applications de la MHD, on citera la métallurgie, qui consiste à produire des forces magnétiques suffisantes pour mettre en métal liquide en mouvement (brassage), le maintenir en sustentation (lévitation), le façonner (formage), le pulvériser,... etc. En effet, la MHD est utilisée dans le contrôle (réduction voir suppression) des écoulements (mouvements) convectifs indésirables dans les processus de croissance cristalline et solidification d'alliages métalliques. En effet, avec un champ électromagnétique, il est possible d'agir sur les écoulements sans aucun contact physique. Les champs magnétiques peuvent être appliqués dans la direction perpendiculaire à la circulation de l'écoulement principal. Ils ont prouvé que les oscillations trouvées pour des écarts importants de température peuvent être éliminées par l'application d'un champ magnétique[40].

II.2.2 Modélisation de la MHD

La modélisation de la MHD repose respectivement sur les équations de Maxwell et les équations de Navier Stokes. En utilisant les équations de Maxwell et les lois constitutives du milieu on détermine les paramètres électromagnétiques relatifs à chaque problème.

Pour le problème hydrodynamique, ce sont les équations de Navier Stokes associées aux propriétés du fluide (densité de charge et viscosité dynamique ou cinématique) qui permettent de trouver la variation de la vitesse d'écoulement et de la pression. Le couplage entre ce système d'équations qui sont respectivement les équations électromagnétique et d'écoulement est réalisé par un terme source qui est régit par la force de Lorentz [41].

II.2.2.1 Loi d'Ohm généralisée

L'établissement de la loi d'Ohm pour un fluide conducteur, c'est-à-dire d'une loi reliant les mouvements de la matière aux densités volumiques de courant, au champ électrique E et au champ magnétique B est à la base de la théorie MHD et peut être un point délicat, notamment pour les plasmas. Cette loi traduit en termes de courant la réponse d'un milieu conducteur immobile a un champ électrique via la conductivité électrique σ_e. Elle prend la forme d'une simple relation de proportionnalité dans le référentiel ou le fluide est localement au repos ; sa traduction dans le référentiel lie au laboratoire se fait par une transformation de Lorentz sur le tenseur de Maxwell décrivant le champ électromagnétique. Dans l'approximation classique valide pour la MHD, la loi d'Ohm s'écrit dans le référentiel du laboratoire [42]:

$$\vec{j} = \sigma_e \left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} \right) \tag{II.23}$$

σ_e : La conductivité électrique [1/ (Ω.m)]
u : La vitesse du fluide [m/s].
$\vec{E}$: Champ électrique [V/m].
$\vec{B}$: Champ magnétique [A/m].

La loi d'Ohm formulée ici est une forme réduite de l'expression la plus générale établie en physique des plasmas dans le cadre d'un modèle simplifie. Elle cache en fait toute la microphysique de la population d'électrons qui dépend du type de plasma rencontre. Dans un plasma chaud complètement ionisée par exemple, un courant peut être produit d'une part à travers le gradient de la pression du gaz d'électrons dans une direction parallèle au champ magnétique et peut être d'autre part généré par un effet Hall dans la direction perpendiculaire à B. La loi d'Ohm s'écrit alors sous une forme tensorielle et la relation (II.23) n'est plus valable que dans le cas limite des plasmas complètement ionisées sans effets Hall [42].

Cependant, quel que soit le milieu conducteur considéré, pour des champs magnétiques pas trop grands et des fréquences pas trop élevées, l'expression de la loi d'Ohm énoncée reste largement valable.

II.2.2.2 Équations de l'électromagnétisme (équations de Maxwell)

L'ensemble des équations fluides montre comment vont évoluer les grandeurs physiques sous l'action d'éventuels champs de forces extérieurs. Nous allons à présent voir comment évoluent ces champs électromagnétiques E et B. Cette évolution se décrit naturellement par les quatre équations de J.C Maxwell établies en 1864 que nous exprimons dans le système MKSA [42]:

II.2.2.2.1 Equation de Maxwell Gauss *:*

$$\nabla.\vec{E} = \frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \qquad \text{(II.24)}$$

Une charge électrique est une source (génère) d'un champ électrique ; autrement dit, les lignes de champs électriques commencent et se terminent autour des charges électriques [41].

II.2.2.2.2 Equation de Maxwell Faraday

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \qquad \text{(II.25)}$$

Cette équation exprime le couplage électrique, magnétique en régime dynamique.

II.2.2.2.3 Equation de conservation du flux magnétique (Maxwell flux)

$$\nabla.\vec{B} = 0 \qquad \text{(II.26)}$$

Cette relation traduit mathématiquement le fait que les sources de champ magnétique sont les courants électriques, et il n'existe pas de charge magnétique, c'est pourquoi les lignes du champ sont toujours fermées sur elles-mêmes. Elles forment des boucles qui n'ont ni point de départ, ni point d'arrivée, ni point de convergence, d'où la nomination d'induction conservative (champ conservatif)[41].

II.2.2.2.4 Equation de Maxwell Ampère *:*

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad \text{(II.27)}$$

Cette équation exprime la dépendance du champ magnétique de la densité de courant total (conduction+déplacement).

Où ρ_c : densité volumique de charge [kg/m^3]

ε_0 : Permittivité électrique [F/m]

μ_0 : Perméabilité magnétique [H/m]

$\vec{j}$: La densité de courant électrique [A/m^2].

Ces quatre équations locales expriment les relations entre divers champs en tout point de l'espace et à chaque instant.

Auxquelles on ajoute la loi d'Ohm (II.23). Le diamagnétisme des milieux diluées que sont les fluides électro-conducteurs est très faible, on peut donc se permettre d'approximer la

permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique à celles du vide $\varepsilon = \varepsilon_0$ et $\mu = \mu_0$ avec $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H.m^{-1} et $\varepsilon_0 = 1/\left(\mu_0 c^2\right) \cong 8.854 \times 10^{-12}$ F.m^{-1}.

Dans la limite relativiste à laquelle nous allons nous intéresser, la forme réduite de la relation d'Ampère s'écrit :

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad \text{(II.28)}$$

En accord avec la conservation de la charge, qui requiert un courant à divergence nulle, c-à-d un courant circulant sur des boucles fermées sans accumulation de charges [42].

II.2.2.3 Équation d'induction

L'équation d'induction met en évidence le couplage entre le champ magnétique $\vec{B}$ et le champ de vitesse $\vec{u}$ [43], elle est déduite à partir de l'équation d'Ohm. Dans le cas général

$$\vec{j} = \sigma_e \left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}\right) \quad \text{(II.29)}$$

D'après l'équation de Maxwell-Ampère $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$, nous en déduisons l'équation qui définit l'évolution du champ magnétique dans un plasma.

$$\overrightarrow{rot}\vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$
$$\overrightarrow{rot}\ \overrightarrow{rot}\vec{B} = \mu_0 \overrightarrow{rot}\vec{j}$$
$$\overrightarrow{grad}\ div\vec{B} - \Delta \vec{B} = \mu_0 \sigma_e \left(\overrightarrow{rot}\,\vec{E} + \overrightarrow{rot}(\vec{u} \wedge \vec{B}\right)$$
$$-\Delta \vec{B} = \mu_0 \sigma_e \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \overrightarrow{rot}(\vec{u} \wedge \vec{B} \right)$$

Cela donne l'équation (II.30)

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \overrightarrow{rot}(\vec{u} \wedge \vec{B}) + D_m \Delta \vec{B} \quad \text{(II.30)}$$

Avec $D_m = (\mu_0 \sigma_e)^{-1}$ le coefficient de diffusion magnétique.

Les deux termes qui figurent au deuxième membre de l'équation (II.30) décrivent deux mécanismes différents qui font évoluer $\vec{B}$ en un point donné : le premier dépend de la vitesse du fluide, le second est proportionnel à la résistivité. On peut les appeler, pour des raisons qui vont être développées: $\overrightarrow{rot}(\vec{u} \wedge \vec{B})$ terme de convection. $D_m \Delta \vec{B}$ terme de diffusion.

Supposons d'abord que le terme de diffusion soit nul, ceci donne:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \overrightarrow{rot}(\vec{u} \wedge \vec{B}) \qquad \text{(II.31)}$$

Ce cas limite est obtenu en considérant σ_e infinie: pour que $\vec{j}$ et $\vec{B}$ restent finis on doit avoir : $\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} = \vec{0}$

On en déduit que le champ magnétique est entraîné par la matière (les lignes de champ sont attachées aux éléments fluides a tout instant). Ce résultat a été annoncé par le physicien Suédois Hannes Alfven en 1942 [44].

Il a résumé cela en disant que le champ magnétique et la matière constituent deux fluides gelés l'un dans l'autre. On se place alors dans le cadre de la MHD idéale.

Considérons maintenant le cas limite opposé où le deuxième mécanisme d'évolution de $\vec{B}$ est dominant. L'équation (II.30) se réduit à:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = D_m \Delta \vec{B} \qquad \text{(II.32)}$$

L'équation (II.32) exprime le fait que toute perturbation locale de **B** tend à s'atténuer par diffusion selon le schéma classique d'une courbe Gaussienne (figure II.6) : la largeur augmente comme la racine carrée du temps et l'amplitude décroit comme l'inverse de cette largeur (de façon à ne pas être en contradiction avec l'équation de conservation (II.4) de Maxwell).

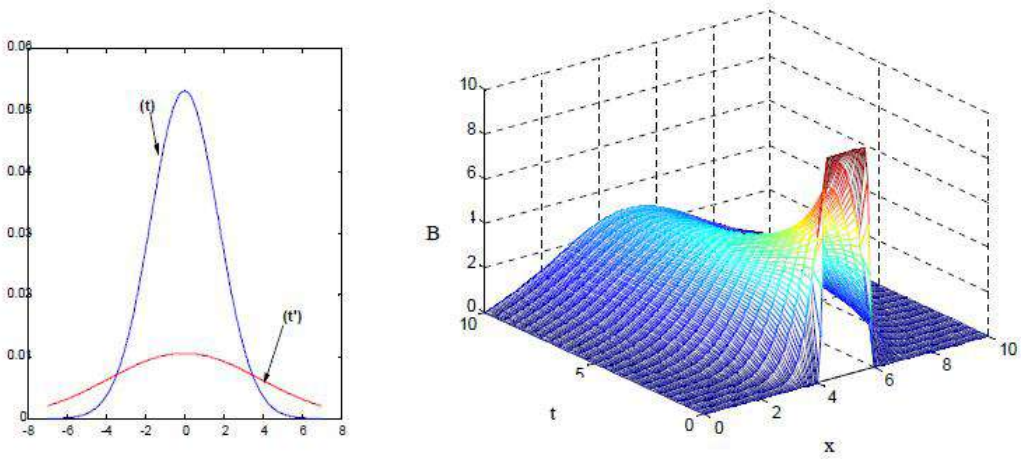


Figure II.6: Diffusion du champ magnétique à travers un fluide (t>t') [45].

La vitesse de diffusion est inversement proportionnelle à la conductivité électrique. Remarquons aussi que le phénomène de diffusion est indépendant de la vitesse du fluide qui ne figure plus dans la dernière équation.Dans ce cas limite, il n'y a aucune convection de **B** par la matière.

Pour caractériser l'importance relative des deux termes, on forme le nombre sans dimensionappelé **le nombre de Reynolds magnétique**défini, par analogie avec le nombre deReynolds en hydrodynamique. Il indique le rapport entre les termes de flux de convection du champ magnétique et le flux dediffusion dans un fluide magnétique[38].

$$R_m = \frac{vL}{D_m} = \mu_0 \sigma_e vL = \left[\frac{convection}{diffusion} \right]$$

Avec μ_0 : Perméabilité magnétique du vide, $4\pi \times 10^{-7}$ [kg.m.A^{-2}s^{-2}]

σ_e : La conductivité électrique [1/ (Ω.m)]

v : La vitesse caractéristique du fluide [m/s]

L : La longueur caractéristique [m]

Il existe plusieurs modèles de magnétohydrodynamique en fonction du degré de complexité requis il y a deux types

- la magnétohydrodynamique idéale
- la magnétohydrodynamique résistive

Le choix de l'un de ces modèles dépend de la valeur du nombre de Reynolds magnétique Rm,

La magnétohydrodynamique idéale

La MHD idéale, est caractérisé par des nombre de Reynolds magnétique très haute ($R_m \gg 1$), dans lequel la convection domine; Le fluide, fortement magnétisé, est traité comme ayant peu ou pas de résistance électrique, et on l'assimile à un conducteur parfait. Cette MHD idéale est étudiée dans les plasmas chauds, tels les plasmas astrophysiques et thermonucléaires d'origine naturelle (étoiles) ou artificielle (tokamaks) Les équations de la MHD idéale consistent en l'équation de continuité, les lois de la quantité de mouvement, le théorème d'Ampère et les équations de la thermodynamique (conservation de l'énergie), on effectue des approximations du flux de chaleur via des conditions adiabatiques ou isothermes [38].

La magnétohydrodynamique résistive

La MHD résistive, est caractérisé à faible nombre de Reynolds magnétique ($R_m \leq 1$) décrit les fluides magnétisés et non parfaitement conducteurs. On parle en général d'une résistivité engendrée par les collisions entre les constituants du plasma, qui transforment l'énergie magnétique en chaleur Lorsque la résistivité est non négligeable, (Reynolds petit) [38].

II.2.2.4 Force électromagnétique (force de Laplace ou Lorentz)

Les phénomènes de couplage entre le champ de vitesse et le champ magnétique que rassemble la MHD peuvent être à caractère fort lorsque les deux champs s'influencent mutuellement ou faible si un champ influence l'autre sans contrepartie. Lorsque le champ magnétique induit reste suffisamment faible pour être négligé devant le champ externe applique, on observe la formation d'un courant électrique qui va réagir avec le champ magnétique pour créer une force volumique de Laplace (force de Lorentz) $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$ s'opposant à la cause qui lui donne naissance (i.e. l'écoulement) et qui tendra à retarder le mouvement du fluide [42].

La force totale, électrique et magnétique (on dit électromagnétique) subie par une particule de charge q qui se déplace dans un champ électrique $\vec{E}$ caractérisé par l'induction magnétique $\vec{B}$ [40].

$$\vec{F} = q\vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} \qquad \text{(II.33)}$$

Avec l'approximation électromagnétique, la force par unité de volume est écrite sur cette forme:

$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} \quad \text{(II.34)}$$

On a:

$$\vec{F} = \sigma_e (\vec{u} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad \text{(II.35)}$$

Projection de vecteur $\vec{B}$

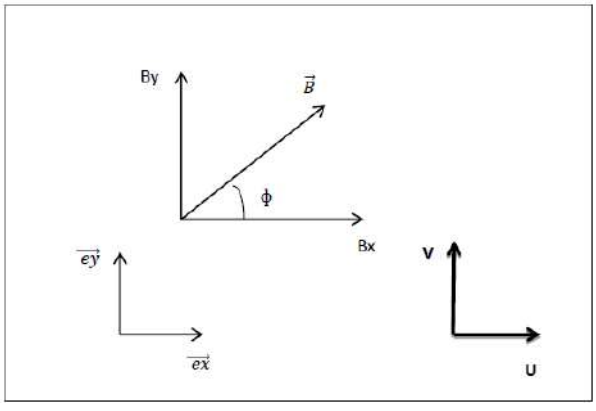


Figure II.7: Projection de vecteur $\vec{B}$ [40].

On a de la figure (II.7) :

$$\vec{u} = u.\overrightarrow{ex} + v.\overrightarrow{ey} \quad \text{(II.36)}$$

$$\vec{B} = B_x.\overrightarrow{ex} + B_y.\overrightarrow{ey} \quad \text{(II.37)}$$

Nous appliquons les équations (II.36) et (II.37) à l'équation (II.35) et nous obtiendrons l'équation suivante :

$$\vec{F} = \sigma_e.B\left[\left(V\cos\phi\sin\phi - U\sin^2\phi\right)\overrightarrow{ex} + \left(U\sin\phi\cos\phi - V\cos^2\phi\right)\overrightarrow{ey}\right] \quad \text{(II.38)}$$

II.2.2.5 Équations du mouvement

L'équation d'état des fluides conducteurs (métaux liquides) peut souvent se ramener à $\rho = Cte$ (avec ρ masse volumique). Lorsque les variations de température T sont suffisantes pour provoquer des variations de densité, on peut adopter la loi Boussinesq, de la forme [46]:

$$\rho = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)] \quad \text{(II.39)}$$

Avec β coefficient de dilatation volumique, ρ_0 masse volumique a T_0. Mais le coefficient de dilatation volumique est assez faible ($\approx 2.10^{-4}$ K^{-1})[46] pour que l'équation de continuité, qui exprime le principe de conservation de la masse, s'écrive :

$$\vec{\nabla}.\vec{u} = 0 \quad \text{(II.40)}$$

La loi fondamentale de la dynamique conduit à l'équation de Navier-Stokes:

$$\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + v\nabla^2\vec{u} + \vec{g} + \frac{1}{\rho}\vec{j}\wedge\vec{B} \quad \text{(II.41)}$$

Avec g accélération due à la pesanteur, p pression v viscosité cinématique.

Ou parmi les forces extérieures, nous retenons la force de Laplace par unité de masse $\frac{1}{\rho}\vec{j}\wedge\vec{B}$ Cette équation introduit la viscosité cinématique v du fluide, tellement petite dans les métaux liquides ($\approx 10^{-7}$ m^2s^{-1})[46] que le nombre de Reynolds $\mathrm{Re} = UL/v$ est en général très grand par rapport à l'unité ($\approx 10^7$). Cela a pour conséquence qu'à grande échelle le frottement visqueux est négligeable. Toutefois, il existe des régions très minces, que l'on appelle couches limites, ou le terme devient capable d'entrer en compétition avec les autres. Ces couches limites ont une épaisseur [46].

Lorsque la température T est une variable importante du problème, comme c'est bien souvent le cas dans les métaux fondus, on doit encore exprimer le premier principe de la thermodynamique pour fermer le système d'équations. Cette équation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)T=\alpha\Delta T+\frac{j^2}{\sigma_e\rho c}+\frac{\Phi_v}{\rho c} \quad \text{(II.42)}$$

Avec, c: capacité thermique massique,

Φ_v : Dissipation volumique par viscosité,

α :Diffusivitéthermique $(\alpha = k/\rho c)$,k conductivité thermique.

La dissipation Φ_v est en général négligeable dans les métaux liquides. Dans de nombreux problèmes, c'est aussi le cas pour la dissipation par effet Joule $j^2/\sigma_e\rho c$. Il faudrait des valeurs spécialement élevées de l'induction magnétique pour que le nombre de Hartmann $\sigma_e B^2 L^2/\rho\nu$ soit assez grand pour rendre l'effet Joule non négligeable par rapport a la conduction thermique.

II.2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, partant des lois de base caractérisant les phénomènes électromagnétiques et hydrodynamiques présents dans la MHD à conduction, des expressions mathématiques ont été établis dans leurs formes générales.

II.3 Convection thermique

II.3.1 Introduction

Le transfert de chaleur est un processus d'une grande importance dans le domaine de l'industrie et des technologies. Bien qu'il manifeste sous diverses formes (rayonnement, conduction et convection), cette dernière est la plus visée dans certains domaines bien spécifiés tels que le refroidissement des processeurs et des composantes électroniques, les radiateurs et les échangeurs de chaleur, … etc. [47].

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 du fluide adjacentes. L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces particules. Ensuite ces dernières vont se mélanger avec d'autres particules situées dans une région à basse température et transférer une partie de leur énergie, celle-ci est à présent emmagasinée dans les particules fluides et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement [48].

La transmission de chaleur par convection est désignée, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection libre et convection forcée. Lorsqu'il se produit au sein du fluide des courants dus simplement aux différences de densité résultant des gradients de température, on dit que la convection est naturelle ou libre. Par contre si le mouvement du fluide est provoqué par une action externe, telle une pompe ou un ventilateur, le processus est appelé convection forcée. Si les deux causes existent simultanément, sans que l'une soit négligeable par rapport à l'autre, la convection est dite mixte [48].

II.3.2 Convection naturelle

La convection libre ou naturelle se distingue de la convection forcée en ceci que le mouvement du fluide n'est pas du a un apport externe d'énergie mécanique, mais qu'il trouve sa source au sein même du fluide, sous l'effet conjugue de gradient de masse volumique et d'un champ de pesanteur. Les variations de masse volumique sont également dues à des gradients de température, encore que des forces d'accélération (dans les centrifugeuses) ou de Coriolis (dans les transferts atmosphériques), ou encore des gradients de concentration (dans les mélanges), puissent jouer le même rôle. Nous ne mentionnerons par la suite que les phénomènes ayant une origine thermique [49].

Les écoulements de convection libre se répartissent en quatre grandes catégories:

- panaches lorsqu'il n'ya pas de parois à proximité,
- convection libre externe en présence d'une paroi,
- convection libre interne dans des espaces confines comportant une entrée et une sortie distinctes,
- et enfin convection libre dans des enceintes closes ou partiellement ouvertes.

En outre, certains auteurs font une différence entre convection "naturelle", interne ou dans une enceinte, et véritable convection "libre", correspondant aux panaches et aux écoulements externes. Mais très souvent on emploie indifféremment l'un ou l'autre terme [49].

II.3.2.1 Aspect physique du problème

En fait, dans notre environnement quotidien, les manifestations de la convection libre sont plus présentes que les effets de la convection forcée, même si elles ne sont pas toujours directement perceptibles par nos sens. C'est ainsi que dans n'importe quelle salle d'habitation nous sommes entourés en permanence de mouvement d'air; celui-ci se réchauffe en montant les long des parois les plus chaudes, et se refroidit en descendent le long des parois les plus froides. La diversité des situations est également plus grande en convection libre**:** par l'inclinaison d'une paroi, qui est souvent sans effet dans un écoulement isotherme, devient ici un paramètre essentiel; de même les effets de gravite sont significatifs dans des enceintes fermes anisothermes (bâtiment, réacteurs chimiques) ou en physique de l'environnement, du fait des écarts de température entre la surface et l'ambiance [49].

Les domaines d'applications sont donc vastes, et concernent aussi bien l'isolation des canalisations que le refroidissement des circuits électriques et électroniques, la thermique du bâtiment et le confort humain, les panaches et la dispersion des effluents ou encore la thermique de l'atmosphère et des océans. En ce qui concerne la mécanique des écoulements de convection naturelle on observe que, puisque les gradients de masse volumique a l'origine du mouvement sont eux-mêmes dus à des gradients de température, il y a là un couplage structurel entre bilan de quantité du mouvement et bilan d'énergie, c-à-d entre champ de vitesse et champ de température. Ce couplage est fort du fait que la température est sous la dépendance de la vitesse et réciproquement.

Une spécificité de la convection libre concerne les faibles niveaux de vitesse atteints, avec pour conséquence immédiate des flux thermiques également modestes. Il en résulte d'abord que la convection libre constitue soit un obstacle lorsqu'on veut améliorer les échanges thermiques soit une sorte d'isolation naturelle lorsqu'on veut au contraire les réduire, et ensuite que les échanges par rayonnement, souvent négligeable en convection forcée, pourront être ici du même ordre de grandeur que les échanges convectifs [49].

Bien évidemment, les gradients de densité auxquels nous avons fait allusion se produisent aussi en convection forcée mais là, justement, leurs effets sont à peu près nuls. Les cas intermédiaires, ou ces effets sont comparables à ceux de l'écoulement force, constituent des situations de convection mixte. Ajoutons enfin que l'existence d'un gradient de masse volumique n'entraine pas automatiquement un mouvement de convection naturelle, ainsi, entre deux plaques planes horizontales, si c'est la plaque supérieure qui est la plus chaude, le transfert thermique reste en général purement conductif [49].

II.3.3 Convection double diffusive

Le terme, double diffusive, est utilisé pour qualifier un phénomène de convection induit par deux gradients de densité possédant différents taux de diffusion (les transferts de chaleur et de masse se produisent simultanément) [50].

II.3.4 Force de flottabilité

Elle représente une force verticale agissant sur un fluide, elle est de sens opposé à l'accélération gravitationnelle. Elle peut être la conséquence d'un gradient de température ou bien un gradient de concentration au sein du fluide [50].

II.3.4.1 Force de flottabilité thermique

Considérons un système fermé, constitué d'un fluide unique en présence d'une source de chaleur conduisant à une élévation de température d'une partie de ce fluide. La différence de température induit une différence de masse volumique qui met le fluide en mouvement, ρ_0 représente alors la masse volumique du fluide froid et ρ la masse volumique du fluide chaud $(\rho \prec \rho_0)$. Dans ces conditions, la poussée d'Archimède agissant au sein du fluide est le plus souvent appelée flottabilité. Le mouvement du fluide tend à homogénéiser le champ de température par la convection qu'il induit, la flottabilité constitue alors le lien entre le champ de température et le champ de vitesse et traduit le couplage entre la dynamique et la thermique. Elle est définie par :

$$F_t = (1 - \beta_t \Delta T) g \qquad \text{(II.43)}$$

Où β_t, représente le coefficient de dilatation thermique du fluide, il est défini par :

$$\beta_t = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{P,C} \qquad \text{(II.44)}$$

II.3.4.2 Force de flottabilité massique

De la même manière on peut définir la poussée massique. Considérons un mélange constitué de deux espèces chimiques A et B ; C_A représente la concentration de l'espèce A et C_B la concentration de l'espèce B. La différence de concentration entre les deux constituants met en mouvement les particules du fluide. Les particules les moins denses exhibent un mouvement ascendant, en retour, le mouvement du fluide tend à homogénéiser le champ de concentration par diffusion massique. Cette poussée massique possède pour expression :

$$F_c = (1 - \beta_c \Delta C) g \quad \text{(II.45)}$$

Où β_c, représente le coefficient de dilatation massique du fluide, il est défini par :

$$\beta_c = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial C}\right)_{P,T} \quad \text{(II.46)}$$

II.3.5 Conclusion

Les flux convectifs qui proviennent en partie ou exclusivement de forces de flottabilité sont examinés. Cette présentation n'a pas d'autre prétention que de fournir les bases pour une analyse des situations de convection naturelle rencontrées dans les applications courantes. L'analyse complète d'un problème réel, le dimensionnement d'une installation ou l'optimisation d'un procédé ou ces mécanismes convectifs interviennent parfois de façon déterminante nécessitent évidemment des connaissances spécifiques plus étendues. On a souhaité insister sur les aspects fondamentaux de cette question afin d'aider à la formulation d'un problème. Ce chapitre est dédié à la définition et au rappel des notions de base, nécessaires à la compréhension de notre problème.

Chapitre III: La rhéologie des fluides complexes

III.1 Introduction

Dans le domaine des nanofluide, on peut distinguer deux types de suspensions. Une suspension diluée se caractérise par une très faible fraction volumique en espèce solide. Les particules étant très éloignées les unes des autres, aucune interaction à courte ou longue distance ne vient perturber leur trajectoire. Les suspensions concentrées, sont caractérisées par des concentrations volumiques qui dépassent 50 %. La littérature contient de nombreuses lois rhéologiques des suspensions permettant de faciliter la compréhension et l'étude des suspensions de fluides non Newtonien.

La rhéologie est une branche de la physique qui étudie les déformations et l'écoulement de la matière sous l'effet des contraintes qui leur sont appliquées en tenant compte du temps (ou vitesse d'application de contraintes). Cette science repose sur les bases de la mécanique des milieux continus, dont l'objet est de déterminer les contraintes et les déformations en chaque point d'un milieu continue (pas de vide dans le matériau). Elle a pour objet d'analyser les comportements mécaniques des substances et d'établir leurs lois de comportement. Elle consiste à déterminer la relation qui relie la contrainte de cisaillement au taux de déformation [51]. Cette relation entre la contrainte et le taux de cisaillement d'un matériau peut être linéaire (fluide Newtonien) ce qui peut décrire, dans certaines conditions, des fluides composés de molécules simples comme l'eau ou certaines huiles. Pour d'autres matériaux cette relation peut être non-linéaire et/ou dépendantes du temps (fluides non-Newtoniens ou complexes) ce qui décrit le comportement, sous écoulement, d'un grand nombre de matériaux courants comme les dispersions des particules ou les polymères en solution. La description de ces comportements, leur modélisation et leur interprétation en relation avec leur structure microscopique (ou mésoscopique) constitue la rhéologie des fluides complexes ou fluides structurés.

On peut classer la rhéologie en trois types :

- La rhéologie expérimentale : elle détermine expérimentalement la relation de comportement entre les contraintes et la vitesse de déformation.
- La rhéologie structurale : elle explique le comportement du matériau à partir de sa structure.
- La rhéologie théorique : elle fournit des modèles mathématiques en nombre limité des comportements indépendamment de la structure microscopique [52].

III.2 Tenseur des contraintes en cisaillement simple

Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, la distribution des contraintes et des déformations est présentée sous forme tensorielle. Une loi de comportement est donc une relation tensorielle entre contrainte et déformation. Le tenseur de contrainte $\overline{\overline{\sigma}}$ se décompose en deux termes:

i) La pression hydrostatique p qui ne conduit pas à la déformation du fluide.

ii) Le déviateur des contraintes $\overline{\overline{\tau}}$ qui se rapporte aux contraintes tendant à déformer le fluide.

$$\overline{\overline{\sigma}} = -p.\overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\tau}} \quad \text{(III.1)}$$

Avec p la pression et $\overline{\overline{I}}$ le tenseur identité.

Au coure d'un écoulement, les éléments fluides peuvent se déplacer les uns par rapport aux autres, ce qui conduit à l'obtention de vitesses différentes d'un point à un autre. Le tenseur des gradients de vitesses $\overline{\overline{\nabla \vec{u}}}$ est conséquent non nul. Les termes représentent les efforts associés au cisaillement [53].

La loi de comportement, en général, relie le déviateur des contraintes $\overline{\overline{\tau}}$ au tenseur des taux de déformation $\overline{\overline{D}}$ défini comme la partie symétrique du tenseur gradient de vitesse:

$$\overline{\overline{D}} = \frac{1}{2}\left(\overline{\overline{\nabla \vec{u}}} + (\overline{\overline{\nabla \vec{u}}})^T\right) \quad \text{(III.2)}$$

La forme tensorielle de la loi de comportement reste trop compliquée pour qu'elle puisse être caractérisée expérimentalement. C'est pourquoi, l'objectif de la rhéométrie est de réaliser des écoulements simples conduisant à une simplification de la forme des tenseurs. Dans le cas du cisaillement simple, on obtient la simplification suivante:

$$\overline{\overline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -p & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{xy} & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{pmatrix} \text{ et } \overline{\overline{D}} = \frac{\dot{\gamma}}{2}\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{(III.3)}$$

Où $\dot{\gamma}$ représentent la vitesse (taux) de cisaillement ou le gradient de vitesse, et τ_{xy} la contrainte tangentielle de cisaillement [53].

III.3 Modèles rhéologiques

La rhéologie des fluides a pour objectif la caractérisation des produits par l'expression de relations contraintes-déformations liées à leurs propriétés mécaniques. Si la viscosité est indépendante du gradient de vitesse, le fluide est dit newtonien. Dans le cas contraire, le fluide est non-newtonien. Il existe plusieurs familles de fluides non newtoniens que l'on peut différencier par la forme de la courbe donnant en fonction de $\dot{\gamma}$, que l'on appelle un rhéogramme, et que l'on obtient généralement expérimentalement à l'aide d'un rhéomètre.

III.3.1 Fluides Newtoniens

Le comportement d'un fluide newtonien est caractérisé par une dépendance linéaire entre les contraintes et les vitesses de déformations. Le coefficient de proportionnalité étant la viscosité dynamique. Celle-ci est par ailleurs indépendante du taux de cisaillement et constante en fonction du temps (Figure III.2).

Considérons la situation représentée dans la figure (III.1), un matériau comme un ensemble de couches moléculaires parallèles emprisonnées entre 2 plans parallèles de surface S séparés d'une distance h. Un des plans est fixe, et le second est mis en mouvement par une force F appliquée à la plaque supérieure. La force nécessaire par unité de surface pour tirer la plaque est à l'origine de la contrainte (τ = F / S) [54]. On admet que les couches du fluide au contact des eux surfaces planes sont solidaires de ces dernières, ce qu'on appelle l'hypothèse de non glissement à la paroi. Sous l'effet de la force tangentielle, la première couche moléculaire se déplace à la même vitesse que la plaque supérieure. Les couches inférieures vont se mouvoir dans la même direction mais avec des vitesses de plus en plus petites. Ils se créent entre les deux plans un gradient de vitesse.

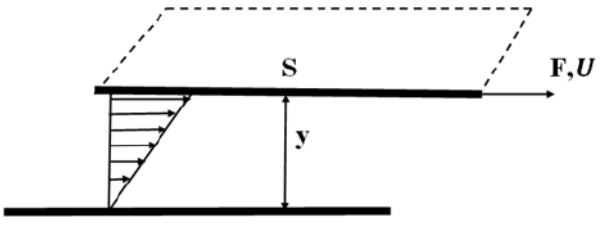


Figure III.1: Représentation schématique d'un écoulement de cisaillement simple [54].

La plaque supérieure se déplace à une vitesse *U*. Dans le cas d'un fluide newtonien, le coefficient de proportionnalité reliant le gradient de vitesse à la contrainte est la viscosité μ du fluide, qui est définie par :

$$\frac{F}{S} = \tau = \mu \frac{dU}{dy} = \mu\dot{\gamma} \qquad \text{(III.4)}$$

On obtient :

$$\tau = \mu\dot{\gamma} \quad \text{(III.5)}$$

Avec :

- τ : Contrainte de cisaillement, exprimée en N/m^2 [Pa]
- $\dot{\gamma}$: Taux de cisaillement (ou gradient de vitesse / vitesse de cisaillement), exprimé en s^{-1}
- μ : Viscosité dynamique du fluide, exprimée en Pa.s.

Deux grandeurs sont apparues qui vont nous permettre de caractériser quantitativement le cisaillement. La vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$, qui caractérise la variation de la vitesse entre les couche fluides. Elle dépend non seulement de la vitesse de déplacement, mais aussi, de l'épaisseur h cisaillée. Elle est définie par la relation:

$$\dot{\gamma} = \frac{dU}{dy} \quad \text{(III.6)}$$

L'autre grandeur est la contrainte de cisaillement τ qui est définie comme étant la force de frottement tangentielle entre les différentes couches mobiles rapportée à l'unité de surface:

$$\tau = \frac{F}{S} \quad \text{(III.7)}$$

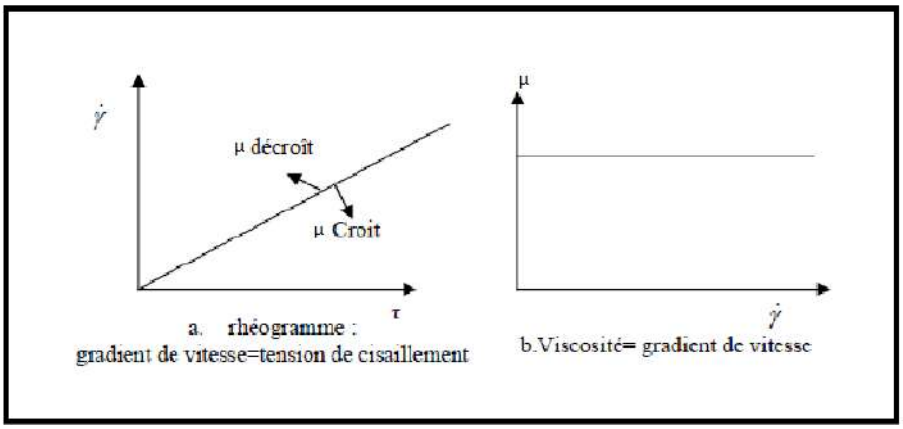


Figure III.2: Viscosité d'un liquide newtonien [52].

- La viscosité dynamique est indépendante de la contrainte appliquée et du temps. C'est une propriété intrinsèque du matériau, elle ne dépend que de la température, de la pression et de la nature du fluide [52].

- Dans un écoulement de cisaillement simple, les seules contraintes créées par l'écoulement sont des contraintes de cisaillement τ .

- La loi constitutive des fluides Newtoniens est la plus simple qui puisse exister, mais l'utilisation de cette loi dans l'étude des écoulements des fluides réelles (industrielles, biologiques, agroalimentaires...) est impossible, dès lors l'introduction de lois plus complexes s'avère nécessaire.

Ainsi, un grand nombre de fluides suit le modèle newtonien. Mais dès que le comportement d'un fluide diverge de ce modèle, il est alors regroupé dans une autre catégorie appelée « modèle non- newtonien ».

III.3.2 Fluides non Newtoniens :

Un fluide est dit non Newtonien lorsque les contraintes visqueuses ne sont pas des fonctions linéaires des taux de déformation, Autrement dit, lorsque sa vitesse de déformation (par exemple le taux de cisaillement) n'est pas directement proportionnelle à la force qu'on lui applique. Les raisons du caractère non newtonien d'un fluide sont liées à la taille de particules, leurs concentrations dans la phase continue, leur nature, leur forme, leur aptitude à la déformation ou bien encore la réactivité physico-chimique de la phase continue notamment dans le cas des suspensions colloïdales.On peut citer à titre d'exemple des fluides non-Newtoniens : les solutions de polymères, les polymères fondus, les suspensions, les pattes, les émulsions et les fluides biologiques [55].

On distingue deux catégories principales de fluides non newtoniens « rhéologiquement indépendant du temps », ils se divisent en deux catégories, fluides à seuil et fluide sans seuil, dans les fluide sans seuil: on trouve les fluides rhéofluidifiant et rhéoépaississant tel que Ostwald de Weal. Et « rhéologiquement dépendant du temps ».

III.3.2.1 Fluides non newtoniens dont la viscosité dépend du taux de cisaillement (au comportement indépendant du temps)[55].

Dans la famille des fluides non newtoniens, on rencontre plusieurs types de comportements, dont les principaux sont représentés sur les figures (III.3) et (III.4) qui décrit l'allure des différentes courbes d'écoulement (contrainte en fonction du taux de cisaillement).

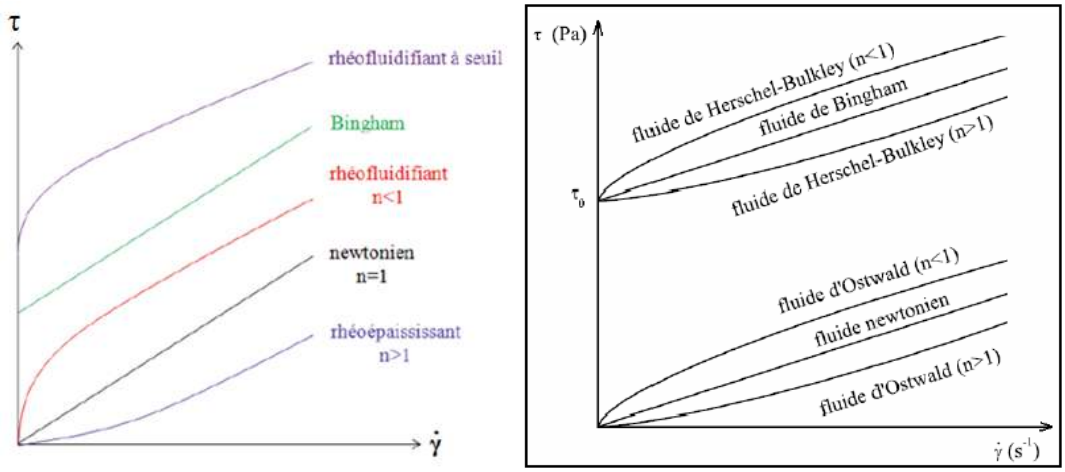


Figure III.3: Allure des courbes d'écoulement des principaux types de fluides non newtoniens [56].

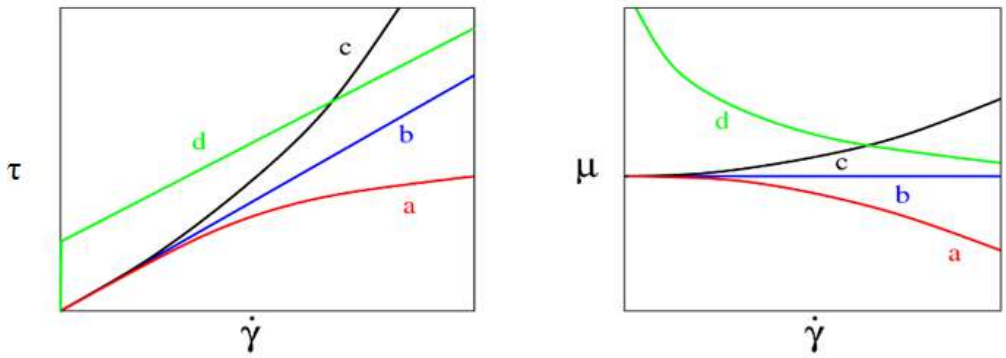


Figure III.4: Courbes d'écoulement pour des fluides complexes [55].

(a) Fluide rhéo-fluidifiant.

(c) Fluide rhéo-épaississants.

(d) Fluide à seuil (Bingham, Casson, Skelland…).

Avec :(b) Fluide Newtonien.

III.3.2.1.1 Fluides rhéo-fluidifiants (a):

Le cas des courbes (a) dans la figure (III.4), Ces fluides ont une viscosité qui diminue lorsque l'intensité de cisaillement augmente, la contrainte est plus faible que celle d'un fluide Newtonien. La plupart fluides montrent ce comportement : suspensions diluées de particules solides, sang, shampoing, peintures ou encore solutions de polymères. Dans les suspensions la

diminution de la viscosité provient de la disparition progressive des structures organisées. Pour les solutions de polymères, ce comportement est attribuable à la séparation de macromolécules enchevêtrées puis à leur alignement dans le sens de l'écoulement au fur et à mesure de l'augmentation du taux de cisaillement. Le sang est également un exemple bien connu de fluide rhéo-fluidifiant. Cette propriété est très intéressante pour la circulation sanguine car elle facilite l'écoulement du sang à travers les capillaires et autres artérioles les plus fins. En effet, le faible diamètre des capillaires induit un accroissement du taux de cisaillement ce qui rend le sang plus fluide et aide ainsi la circulation. Aussi on peut classer le fluide à couple-contrainte dans cette catégorie des fluides non newtonien

III.3.2.1.2 Fluides rhéo-épaississants (c):

A l'inverse des courbes (a) dans la figure (III.4), Ce sont des fluides dont la viscosité augmente lorsqu'ils sont fortement cisaillés. Ils deviennent ainsi plus « épais », d'où l'appellation rhéo-épaississant. Le rhéoépaississement est beaucoup plus rarement observé que la rhéofluidification. Toutefois certaines suspensions concentrées (amidon de maïs par exemple) et le sable mouillé ont un comportement rhéoépaississant. Un fluide peut être rhéoépaississant pour une certaine gamme de taux de cisaillement, et rhéofluidifiant voire newtonien pour d'autres gammes. L'allure de la courbe d'écoulement est représentée sur les figures (III.3) et (III.4) courbe (c). Parmi les fluides qui ont un comportement rhéoépaississant, on trouve les suspensions à concentration élevée (> 50%) et le mélange maïzena/eau.

Ces fluides non newtoniens sont représentés, en général, par une loi de puissance ou encoure loi d'Ostwald Waele [57].

$$\tau = K\dot{\gamma}^{(n-1)}\dot{\gamma} \quad \text{(III.8)}$$

Avec :

τ : Contrainte de cisaillement en Pa.

$\dot{\gamma}$: Vitesse de cisaillement en s^{-1}.

K: Indice de consistance en $Pa.s^n$.

n: Indice d'écoulement sans dimension avec $0 < n < 1$.

L'indice d'écoulement n dépend du fluide considéré et caractérise son comportement.

On a ainsi :

$$\mu = K\dot{\gamma}^{(n-1)} \quad \text{(III.9)}$$

- Pour n=1 on a $\mu = K\dot{\gamma}^{(0)} = K$ = constante le fluide est donc newtonien.

- Pour n<1, n-1<0 donc μ diminue avec le taux de cisaillement. Le fluide est donc rhéofluidifiant.

- Pour n>1, n-1>0 donc μ augmente avec le taux de cisaillement. Le fluide est donc rhéoépaississant.

Il est important de souligner l'existence, pour cette classe de fluides, d'un comportement Newtonien (viscosité constante aux faibles vitesses de cisaillement) se traduisant par un premier plateau dans la courbe viscosité-taux de cisaillement. Un second plateau apparait aux cisaillements élevés (Figure III.5). Le modèle d'Ostwald de Waelene ne tient pas compte de ces deux comportements.

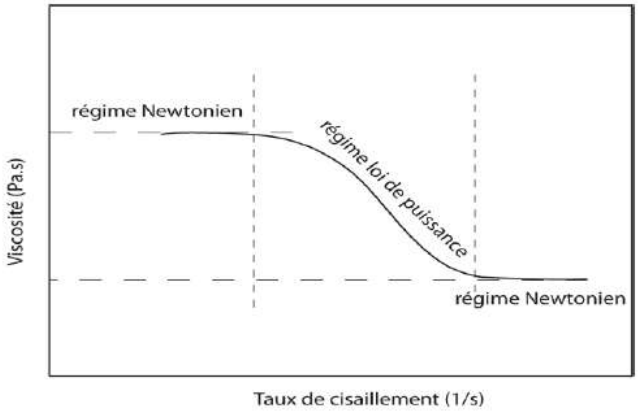


Figure III.5: Représentation schématique d'un comportement rhéofluidifiant [60].

Il existe d'autres modèles plus sophistiqués que la loi de puissance pour décrire le comportement de la viscosité en fonction du cisaillement [58-59], pour prendre en compte ces plateaux newtoniens de viscosité à cisaillements nul et infini. Par exemple, le modèle de Carreau-Yassuda, de Cross ou d'Ellis tiennent compte des plateaux de la viscosité à cisaillements nul et infini [60]:

- Modèle de Carreau-Yassuda: $\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = \left(1 + (\lambda\dot{\gamma})^b\right)^{(n-1)/b}$ (III.10)

- Modèle de Cross: $\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = \frac{1}{1 + (\lambda\dot{\gamma})^n}$ (III.11)

-Modèle d'Ellis: $\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = \frac{1}{1 + (\lambda_1\tau)^n}$ (III.12)

Où λ est un temps caractéristique de relaxation. μ_0 et μ_∞ sont les viscosités à cisaillements nul et infini, respectivement. b, n et λ_1 sont des constante.

Le modèle d'Oswald de Waelene, de Carreau-Yassuda, de Cross ou encore d'Ellis présentent des comportments sans contraintes seuil. Dans le cas des fluides à seuil, un paramètre supplémentaire apparait dans les modèles, c'est la contrainte seuil (τ_0).

III.3.2.1.3 Fluide à seuil (d):

Ces fluides ne s'écoulent qu'à partir d'une certaine contrainte, dite contrainte seuil (τ_0). Comme on peut le voir sur la figure (III.4) gauche, pour un tel fluide le taux de cisaillement reste nul tant que la contrainte n'a pas atteint une valeur critique nommée contrainte seuil (τ_0). En dessous du seuil, la viscosité correspondante est infinie, ils se comportent comme des solides car la contrainte peut être non nulle alors que le taux de cisaillement est rigoureusement nul et au-delà ils s'écoulent comme unfluide newtonien ou rhéofluidifiant. Ces fluides peuvent ainsi supporter une contrainte tout en résistant à l'écoulement. Cette propriété se rencontre dans certaines solutions de polymères et suspensions très concentrées, et dans la vie courante avec le dentifrice, le yaourt, les gels à cheveux, la mousse à raser, le ketchup ou encore les argiles (laponite et bentonite par exemple) et les boues de forage. Ce comportement peut être interprété par la présence d'agrégats dans le matériau ou de gels qui subsistent jusqu'à la contrainte seuil. Pour une suspension concentrée, un réseau d'interactions peut en effet exister et doit être brisé pour provoquer l'écoulement de la suspension [55].

Les modèles trois les plus utilisés pour caractériser les fluides à seuils sont, respectivement, le modèle de Bingham (1922), le modèle de Herschel-Bulkley (1926) qui généralise le modèle de Binghamet le modèle de Casson (1959) :

$$\tau = \tau_0 + \mu_{pl}.\dot{\gamma} \qquad \text{(III.13)}$$

$$\tau = \tau_0 + K\dot{\gamma}^n \qquad \text{(III.14)}$$

$$\tau^{1/2} = \tau_0^{1/2} + \left(\mu_{pl}.\dot{\gamma}\right)^{1/2}$$

(III.15)

Où μ_{pl} est la viscosité plastique, *k* la consistance du fluide et*n* l'indice d'écoulement. Ces modèles permettent de représenter le comportement rhéologique de beaucoup de fluides au-delà de la contrainte seuil [61].

III.3.2.2 Fluides non newtoniens dont la viscosité dépend du temps (au comportement indépendant du temps)[55].

On peut les classer dans trois catégories:

III.3.2.2.1 Les fluides thixotropes:

On définit la thixotropie comme la propriété de la matière de changer d'état selon l'énergie que l'on va lui communiquer. Un matériau qui devient de moins en moins visqueux au cours du temps, alors qu'il est soumis à une contrainte constante, est un fluide thixotrope. Après suppression de cette contrainte on ne retrouve la viscosité initiale qu'après un certain temps plus ou moins long (Figure III.7). C'est un phénomène réversible. Plusieurs matériaux ont un comportement thixotropique tels que :la moutarde, le ketchup, le yaourt, les peintures, encres, sang, suspension d'argile….

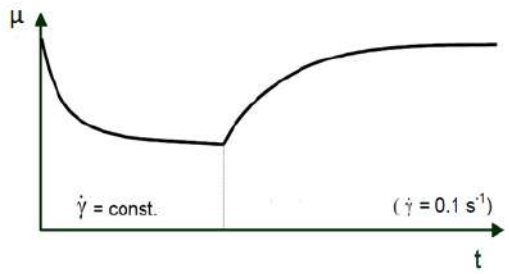


Figure III.6: Coube viscosité-temps d'un matériau thixotrope.

III.3.2.2.2 Les fluides Antithixotropie ou rhéopéctiques :

C'est le contraire des fluides thixotropes. Un matériau qui devient de plus en plus visqueux au cours du temps, alors qu'il est soumis à une contrainte constante, est un fluide rhéopectique. Ils reviennent généralement à leur état initial (moins visqueux) après un temps variable lorsque la contrainte de cisaillement n'est plus présente (Figure III.8).Ex: La crème chantilly.

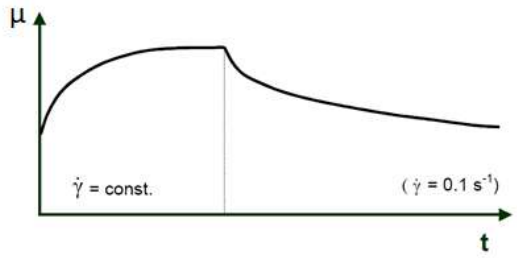


Figure III.7: Courbe viscosité-temps d'un matériau rhéopectique.

III.3.2.2.3 Les fluides viscoélastiques :

Le caractère viscoélastique est un comportement non-Newtonien très important et très fréquent pour plusieurs matériaux.Le fluide viscoélastique, à une contrainte constante, peut avoir un comportement visqueux ou élastique en fonction du temps de sollicitation auquel le matériau est soumis. Sous cisaillement ou élongation. Dans le premier cas, le temps caractéristique de la sollicitation est inférieur à un temps caractéristique du matériau, les composants élémentaires n'ont pas le temps de se déformer de manière importante et on observe une réponse élastique. Lorsque le temps de sollicitation est plus grand que le temps caractéristique du matériau, la réponse est de type visqueux. Ces matériaux subissent une première déformation instantanée comme un solideélastique, puis continuent à se déformer de manière continue comme un liquide visqueux. À l'arrêt du cisaillement ou de l'élongation, le matériau reprend en partie sa forme initiale.

Le modèle le plus simple de fluide viscoélastique consiste à additionner les contraintes d'origine élastique et les contraintes d'origine visqueuse :

$$\tau = \tau_{élast} + \tau_{visq} = E\gamma + \mu\dot{\gamma} \qquad \text{(III.16)}$$

Où E est un module d'élasticité et γ est la déformation et μ est la viscosité.

III.4 La viscoélasticité :

La viscoélasticité est définie comme caractérisant un comportement mécanique particulier intermédiaire entre le comportement d'un solide idéal dit "Hookéen" et celui d'un liquide idéal dit "Newtonien". La réponse d'un matériau viscoélastique à une contrainte est alors un couplage entre la réponse d'un fluide visqueux (contrainte proportionnelle à la vitesse de déformation) et celle d'un solide élastique (contrainte proportionnelle à la déformation). Cela revient à considérer que les propriétés mécaniques observées sont de façons générales dépendantes du temps [62]. Ainsi, une contrainte appliquée engendre une déformation dans le

temps et vice versa, ce qui traduit que les propriétés mécaniques d'un matériau viscoélastique évoluent dans le temps et dépendent de l'histoire des sollicitations. Quatre essais fondamentaux permettent de mettre en évidence le comportement viscoélastique des matériaux : essai de fluage, de relaxation, de recouvrance et d'effacement.

Maxwell (1867) est l'un des premiers à proposer un modèle mathématique pour un liquide avec des propriétés élastiques. Un solide est une matière qui ne change pas continuellement de forme sous l'effet d'une contrainte donnée ; c'est-à-dire déformation fixe et finale. D'un autre coté un liquide est une matière qui change continuellement de forme (il s'écoule) quand il est soumis à une contrainte donnée, indépendamment de l'amplitude de la contrainte. Contrairement à un fluide purement élastique, un fluide viscoélastique à un composant élastique et un composant visqueux. La viscosité d'une substance viscoélastique donne à la substance une vitesse de déformation dépendant du temps. Un matériau purement élastique ne dissipe pas l'énergie (chaleur) lorsqu'une charge est appliquée, puis enlevé. Cependant, une substance viscoélastique perd de l'énergie lorsqu'une charge est appliquée, puis enlevée. Plus précisément, la viscoélasticité est un réarrangement moléculaire. Quand une contrainte est appliquée à un matériau viscoélastique, tel qu'un polymère, une partie des chaîne de polymère changent de positions. Ce mouvement ou réarrangement est appelé Fluage (en anglais Creep).

Les matériaux viscoélastiques ont sous certaines conditions des caractéristiques analogues à celles de corps élastiques (non fluides) et dans d'autres conditions des caractéristiques de fluides simplement visqueux. C'est le cas par exemple de certaines pâtes silicones qui se comportent comme des balles en caoutchouc solide lorsqu'on lesfait tomber elle rebondir et qui s'étalent si on les abandonne pendant temps sur un plan incliné [62].

Pour comprendre de façon simple comment un matériau peut présenter ces deux caractéristiques, imaginons un liquide de structure complexe qui présente une énergie minimale au repos. Si une contrainte lui est appliquée, le « liquide » s'écoule en adoptant un comportement visqueux ; mais, dès que la contrainte est relâchée, ses forces internes réagissent pour récupérer l'état initial et revenir à la microstructure d'énergie minimale. Ce comportement présente une analogie avec celui d'un solide élastique qui reprend sa forme initiale quand on ne lui applique plus de contrainte. On parle alors d'un comportement viscoélastique [63]. Les fluides viscoélastiques tels que les polymères fondus ou en solution manifestent à la fois un comportement visqueux et élastique, c'est-à- dire des fluides à mémoire ; Cela signifie que le tenseur des contraintes au temps présent dépend de l'histoire

des déformations. Les effets de mémoire expliquent des phénomènes expérimentaux qui ne sont pas prédits par des lois de comportement visqueux. Quelques phénomènes sont décrits dans la suite.

III.4.1 Gonflement en sortie de filière (effet « Die swell ») :

Un phénomène présent dans le processus d'extrusion montre comment un fluide viscoélastique se « gonfle » sous l'effet des contraintes normales pour occuper, à la sortie d'un tube, un volume plus grand que celui qu'il occupait à l'intérieur, voir la figure (III.8).

Ces phénomènes trouvent leur origine à l'échelle microscopique quand les contraintes normales dans les trois directions de l'espace ne sont pas les mêmes. D'un point de vue physique, la génération des contraintes normales inégales et les valeurs non nulles des différences des contraintes normales proviennent du fait que, dans un écoulement, la microstructure d'un liquide viscoélastique devient anisotrope [64].

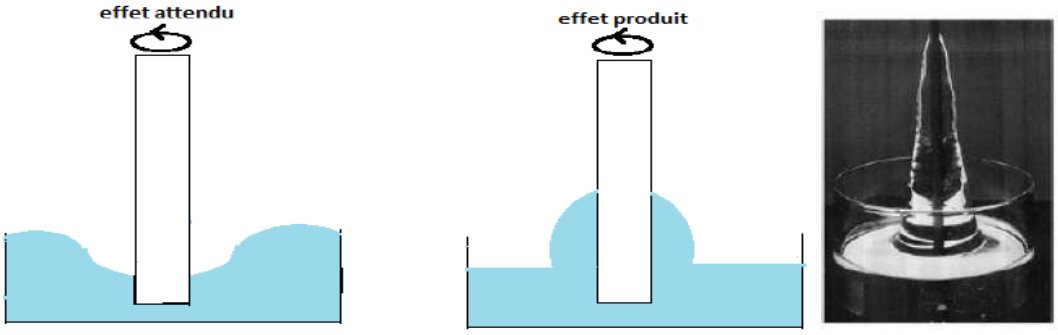


Figure III.8: Gonflement en sortie de filière [64].

III.4.2 Effet Weissenberg :

Plusieurs effets très particuliers des fluides viscoélastiques sont liés à des différences des contraintes normales non nulles, comme l'effet Weissenberg pour lequel un fluide soumis à une agitation, au lieu de générer un vortex concave autour de la tige d'agitation, donne lieu à un vortex convexe qui commence à « monter » sur la tige dès que le gradient de vitesse est suffisant pour entraîner le développement des contraintes normales appréciables [64].

Lorsqu'une tige est en rotation dans un fluide, l'effet attendu est tout d'abord celui qui se produit avec l'eau (fluide Newtonien), c'est-à-dire l'effet centrifuge. Mais lorsque la tige tourne dans un fluide viscoélastique (fluide non Newtonien), celui-ci a tendance à grimper le long de la tige comme on le voit sur figure (III.9).



Fluide newtonien **Fluide non newtonien**

Figure III.9: Ecoulement de couette-effet Weissenberg [64].

Prenons par exemple la figure (III.10), où des molécules du polymère sont diluées dans l'eau. Des chaînes de polymère, qui, au repos, auraient une enveloppe sphérique, auront tendance à se déformer dès qu'un cisaillement est imposé pour devenir un ellipsoïde dont l'axe majeur sera dans la direction de l'écoulement.

Les forces de restauration de cette microstructure anisotrope sont aussi dotées d'un caractère anisotrope et s'avèrent plus importantes dans la direction principale par rapport aux deux autres directions orthogonales. Ces forces « restauratrices » sont donc à l'origine des différences de contraintes normales $N1$ et $N2$ mais le deuxième est toujours très faible.

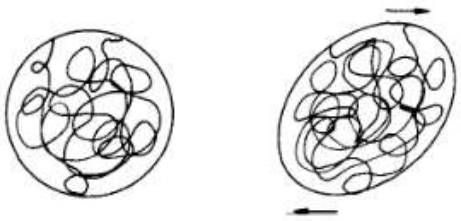


Figure III.10: A gauche, sphère de fluide au repos soumise à une contrainte, devenant un ellipsoïde (à droite) [63].

III.4.3 Anisotropie des contraintes normales :

La différence des contraintes normales est l'une des caractéristiques des fluides viscoélastiques. Ces différences des contraintes, sont à l'origine de l'effet Weissenberg et gonflement en sortie de filière [65].

Dans le cas d'un fluide homogène, isotrope et newtonien, le tenseur des contraintes voit la seul contrainte σ_{xy} modifiée par l'écoulement, les contrainte normales σ_{xx}, σ_{yy} et σ_{zz} restent

isotropes et sont égales à $-p$. L'état des contraintes au sein du fluide est caractérisé par le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ qui s'écrit d'une manière générale :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \qquad \text{(III.17)}$$

Considérant, l'écoulement de cisaillement simple $\dot{\gamma}$ dans le plan (x, y) et dans la direction x. On sait que pour un fluide Newtonien, pour un tel écoulement, le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ s'écrit [65]:

$$\bar{\bar{\sigma}} = -p + \bar{\bar{\tau}}_S = \begin{pmatrix} -p & \mu_S \dot{\gamma} & 0 \\ \mu_S \dot{\gamma} & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{pmatrix} \qquad \text{(III.18)}$$

Avec : $\bar{\bar{\tau}}_S = \mu_S \bar{\bar{D}}$ où $\bar{\bar{\tau}}_S$ est le tenseur des contraintes visqueuses et $\bar{\bar{D}}$ est les tenseur des taux de déformations.

On remarque que : $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -p$, c'est-à-dire qu'il n'apparait pas de différences des contraintes normales.

Pour une loi de comportement quelconque (autre que Newtonienne), la forme générale du tenseur des contraintes dans le cas d'un écoulement de cisaillement simple s'écrit :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \qquad \text{(III.19)}$$

Dans certains matériaux non-newtoniens, essentiellement des solutions viscoélastiques de polymères de très grande masse moléculaire, l'écoulement de cisaillement induit également une anisotropie de contraintes normales d'où la définition des fonctions viscosimétriques la première et de la seconde différence de contraintes normales:

- La première différence des contraintes normales, qui est la différence entre la contrainte dans la direction de cisaillement (ici(x)), est la contrainte dans la deuxième direction du plan de cisaillement (ici(y)) : $N_1(\dot{\gamma}) = \sigma_{xx} - \sigma_{yy}$

- La deuxième différence des contraintes normales, qui est la différence entre la contrainte dans la deuxième direction du plan de cisaillement et la contrainte normale au plan de cisaillement (ici (z)) : $N_2(\dot{\gamma}) = \sigma_{yy} - \sigma_{zz}$

La contrainte de cisaillement : $\tau = \sigma_{xy}$

III.4.4 Lois de type différentiel ou à dérivations objectives :

Une loi de comportement est qualifiée d'objective, si elle obéit au principe d'indifférence matérielle, c'est-à-dire que, l'expression de cette loi ne change pas par changement de repère.Mathématiquement, on peut définir une dérivation d'un tenseur par rapport à un repère, dit convectif, qui se déforme en même temps que la matière. Nous en retenons ici la forme la plus générale [65-66].

$$\frac{\wp_a \overline{\overline{\tau}}}{\wp t} = \frac{D\overline{\overline{\tau}}}{Dt} - \frac{a-1}{2}\left(\left(\vec{\nabla}\vec{V}\right)^T.\overline{\overline{\tau}} + \overline{\overline{\tau}}.\left(\vec{\nabla}\vec{V}\right)\right) - \frac{a+1}{2}\left(\left(\vec{\nabla}\vec{V}\right).\overline{\overline{\tau}} + \overline{\overline{\tau}}.\left(\vec{\nabla}\vec{V}\right)^T\right) \quad \text{(III.20)}$$

Avec :

$\frac{\wp_a \overline{\overline{\tau}}}{\wp t}$: Une bitensorielle.

$\frac{D}{Dt}$: Dérivée particulaire par rapport au temps.

Si : α = 1, la dérivée est dite sur-convectée, si α = 0, la dérivée est dite de Jaumann, et siα =-1, la dérivée est dite sous-convectée.

III.5 Modèles rhéologiques des fluides viscoélastiques :

Deux approches ont servi à la formulation des lois de comportement des fluides viscoélastiques. La première est basée sur des concepts de mécanique des milieux continus et inclut des modèles tels que Giesekus, Leonov, Phan-Thien/Tanner et le modèle intégral K-BKZ (de Kaye- Bernstein-Kearsley- Zapas). La seconde méthode pour formuler les lois de comportement viscoélastique est basée sur la dérivation de théories moléculaires et l'utilisation de la mécanique statistique inclut des modèles tels que le modèle d'Oldroyd-B et FENE. Dans le cas d'un fluide viscoélastique, on décompose le tenseur des extra-contraintes $\overline{\overline{\tau}}$ en deux parties : une contribution Newtonienne du solvant $\overline{\overline{\tau}}_S$ et une contribution du polymère $\overline{\overline{\tau}}_P$. On obtient :

$$\bar{\bar{\tau}} = \bar{\bar{\tau}}_S + \bar{\bar{\tau}}_P \quad \text{(III.21)}$$

La contribution Newtonienne se calcule par l'équation :

$$\bar{\bar{\tau}}_S = 2\mu_S \bar{\bar{D}} \quad \text{(III.22)}$$

Dans laquelle μ_S est une constante qui représente la viscosité dynamique du solvant. Alors, le tenseur d'extra-contraintes $\bar{\bar{\tau}}$ s'écrit :

$$\bar{\bar{\tau}} = 2\mu_S \bar{\bar{D}} + \bar{\bar{\tau}}_P \quad \text{(III.23)}$$

Il reste encore à formuler une équation pour $\bar{\bar{\tau}}_P$. La partie qui suit présente quelques modèles viscoélastiques pour $\bar{\bar{\tau}}_P$ proposés dans la littérature [67].

III.5.1 Modèle unidimensionnel de Maxwell :

Le modèle de base pour les fluides viscoélastiques est le modèle de Maxwell. Il consiste à combiner un modèle d'élasticité linéaire, et un modèle de viscosité linéaire. Le schéma mécanique de la combinaison entre ressort et amortisseur en série, représente le comportement d'un matériau viscoélastique comme représenté dans la Figure (III.13)[68].

Pour le modèle d'élasticité linéaire, on postule que la contrainte est proportionnelle à la déformation (loi de Hooke), le coefficient de proportionnalité étant le module d'Young *G* : on associe naturellement à ce modèle un ressort hookéen Figure (III.11)[69].

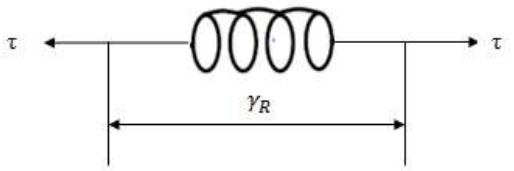


Figure III.11: Schématisation d'un corps élastique [64].

Dans le cas du ressort, la contrainte est proportionnelle à la déformation ce qui se traduit par la loi de Hooke et la constante de proportionnalité est le module de Young G:

$$\tau_R = G\gamma_R \quad \text{(III.24)}$$

Pour le modèle de viscosité, on postule que la contrainte est proportionnelle à la vitesse de déformation, le coefficient de proportionnalité étant la viscosité μ_S : on associe à ce modèle

un amortisseur. L'amortisseur de viscosité μ_S représente un milieu parfaitement visqueux Figure(III.12)[69] :

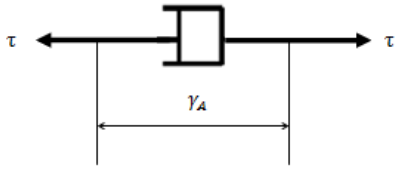


Figure III.12: Schématisation d'un corps visqueux [64].

Dans le cas de l'amortisseur, la contrainte est proportionnelle à la vitesse de déformation ce qui se traduit par la loi linéaire de Newton et la constante de proportionnalité est la viscosité μ_S :

$$\tau_A = \mu_S \frac{d\gamma_A}{dt} \qquad \text{(III.25)}$$

En mettant en série un ressort hookéen et un amortisseur, on obtient le principeunidimensionnel du modèle de Maxwell [69]. Le schéma mécanique de la combinaison entre ressort et amortisseur en série, représente le comportement d'un matériau viscoélastique liquide comme représenté dans la figure (III.13).

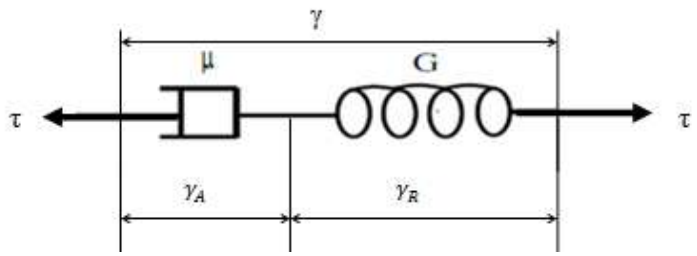


Figure III.13: Fluide de Maxwell [69].

La déformation totale du système γ est la somme de chacun des éléments :

$$\gamma = \gamma_R + \gamma_A \qquad \text{(III.26)}$$

Ou γ_R représente la déformation du ressort et γ_A représente la déformation d'amortisseur.

Tandis que la contrainte τest la même pour tous :

$$\tau = \tau_R = \tau_A \qquad \text{(III.27)}$$

Au total $$\gamma = \gamma_R + \gamma_A \Rightarrow \frac{d\gamma}{dt} = \frac{d\gamma_R}{dt} + \frac{d\gamma_A}{dt}$$

Soit $$\frac{1}{\mu}\tau + \frac{1}{G}\frac{d\tau}{dt} = \frac{d\gamma_R}{dt} + \frac{d\gamma_A}{dt} = \frac{d\gamma}{dt}$$

En posant : $\lambda = \frac{\mu_S}{G}$

On obtient : $$\tau + \lambda \frac{d\tau}{dt} = \mu \frac{d\gamma}{dt} \text{ (III.28)}$$

Où λ représente le temps de relaxation.

Le modèle de Maxwell est irréversible. Le terme visqueux en série empêche le matériau de retrouver sa forme initiale lorsqu'une contrainte constante est instantanément supprimée. Ce modèle est utilisé pour représenter les liquides viscoélastiques, le terme liquide évoquant le fait que le matériau ne retrouve pas sa déformation initiale [68].

Cette loi unidimensionnelle ne permet pas de décrire les propriétés observées dans les deux directions perpendiculaires à celle de l'écoulement et, notamment, de l'existence des différences des contraintes normales. Le modèle doit alors être généralisé en utilisant les tenseurs des contraintes, des taux de déformations et leurs dérivées objectives.

III.5.2 Modèle de Maxwell généralisé :

Une première loi de type différentielle est donnée par Maxwell [55-65]

$$\overline{\overline{\tau}} + \lambda \frac{\wp_a \overline{\overline{\tau}}}{\wp t} = 2\mu \overline{\overline{D}} \qquad \text{(III.29)}$$

III.5.3 Modèle Oldroyd :

Oldroyd propose pour sa part une équation de la forme [70]:

$$\overline{\overline{\tau}} + \lambda \frac{\wp_a \overline{\overline{\tau}}}{\wp t} = 2\mu \left(\overline{\overline{D}} + \lambda_r \frac{\wp_a \overline{\overline{D}}}{\wp t} \right) \qquad \text{(III.30)}$$

λ et λ_r Étant respectivement les temps de relaxation et de retard (avec $0 \leq \lambda_r \leq \lambda$) le terme

$\lambda_r \frac{\wp_a \overline{\overline{D}}}{\wp t}$ Revient en fait à considérer qu'au fluide non Newtonien est ajouté un solvant Newtonien :

$$\overline{\overline{\tau}} = \overline{\overline{\tau}}_S + \overline{\overline{\tau}}_p \qquad \text{(III.31)}$$

Avec :

$\overline{\overline{\tau}}_S$: Contribution Newtonienne (solvant)

$\bar{\bar{\tau}}_p$: Contribution non Newtonienne (particules)

Où $\bar{\bar{\tau}}_S = 2\mu_S \bar{\bar{D}}$ et $\mu = \mu_S + \mu_P$ et $\begin{cases} \mu_S = \mu \dfrac{\lambda_r}{\lambda} \\ \mu_P = \mu\left(1 - \dfrac{\lambda_r}{\lambda}\right) \end{cases}$

Pour le model **Oldroyd-B** $a = 1$, la dérivée est dite sur-convectée, d'où l'équation (III.30) devient comme suit [70]:

$$\bar{\bar{\tau}}_p + \lambda \frac{\wp \bar{\bar{\tau}}_p}{\wp t} = 2\mu_p \bar{\bar{D}} \quad \text{(III.32)}$$

III.5.4 Modèle thermodynamique:

Le modèle « thermodynamique » est élaboré à partir des considérations thermodynamiques fait intervenir un tenseur supplémentaire (tenseur de déformation $\bar{\bar{C}}$ d'une molécule), qui tient donc compte de la contribution non Newtonienne à travers ce tenseur. Les équations qui en découlent sont relativement plus difficiles à résoudre [71]:

$$\bar{\bar{\tau}} = 2\mu_S \bar{\bar{D}} + 2\beta G(\bar{\bar{C}} + \bar{\bar{I}})\bar{\bar{C}} \quad \text{(III.33)}$$

$$\frac{\wp_\beta \bar{\bar{C}}}{\wp t} = -\frac{1}{\lambda}\left(\bar{\bar{C}} - \bar{\bar{I}}\right) \quad \text{(III.34)}$$

En développant l'équation (III.34) celle-ci s'écrit :

$$\frac{D\bar{\bar{C}}}{Dt} = \left(\overline{\overline{WC}} - \overline{\overline{CW}}\right) + \beta\left(\overline{\overline{CD}} + \overline{\overline{DC}}\right) - \frac{1}{\lambda}\left(\bar{\bar{C}} - \bar{\bar{I}}\right) \quad \text{(III.35)}$$

$$\lambda = \lambda_0 \left(\bar{C}_{KK} / 3\right)^a \quad \text{(III.36)}$$

Avec :

β : Paramètre caractérisant l'aptitude à la déformation de la molécule ; $0 \le \beta \le 1$; $\beta = 0$ molécule rigide ; $\beta = 1$ molécule parfaitement déformable.

G : Module d'élasticité de la molécule.

λ: Temps de relaxation qui peut dépendre de l'état de déformation de la molécule, à travers par exemple le premier invariant de $\overline{\overline{C}}$, voir l'équation (III.36).

λ_0: Temps de relaxation de Zimm et a = 0.5.

III.5.5 Modèle de Phan-Thien et Tanner (PTT) sur-convecté :

Ce modèle particulier a été introduit par Phan-Thien et Tanner. Ce modèle a la réputation de bien reproduire le comportement en cisaillement et en élongation pour les polymères fondus et en solutions [72-73]. Le modèle est particulièrement efficace dans la représentation de l'écoulement viscoélastique. L'équation constitutive du modèle PTT peut être écrite sous une forme générale.

$$\mu = \mu_S + \mu_p \quad \text{(III.37)}$$

$$\left(1+\varepsilon\frac{\lambda}{\mu_p}Tr\left(\overline{\overline{\tau}}\right)\right)\overline{\overline{\tau}}+\lambda\left(\frac{D\overline{\overline{\tau}}}{Dt}-\left(\vec{\nabla}\vec{V}\right)\overline{\overline{\tau}}-\overline{\overline{\tau}}.\left(\vec{\nabla}\vec{V}\right)^T\right)=2\mu_p\overline{\overline{D}} \quad \text{(III.38)}$$

III.5.6 Modèle FENE-P

Le modèle FENE est un modèle dit "micro-macro". Cette terminologie indique qu'il couple des effets microscopiques et l'hydrodynamique "classique". Les modèles FENE tels que (FENE-P, FENE-L, FENE-LS et FENE-CR, voir par exemple [74]) sont dérivés à partir d`une théorie des molécules. Dans une simple présentation, les molécules sont décrites comme des « dumbbells ».

L'idée maîtresse de ces modèles consiste à identifier chaque molécule d'un polymère à un vecteur Q appelé vecteur bout-à-bout (end-to-end en anglais) [75]. On assimile ainsi une molécule à un ressort et on lui applique les lois classiques de la mécanique en utilisant la force de ressort pour décrire la dynamique du polymère, Warner [76].

Le modèle FENE-P suggéré par Peterlin [77], est basé sur une équation constitutive de forme fermée, dérivée du modèle de FENE original, en utilisant une approximation de pré-moyenne autocohérente. Le modèle FENE-P calcule τ_p explicitement à partir d`une configuration tenseur (***A***) sur la base d'une équation algébrique de Kramers [78-79] :

$$\overline{\overline{\tau}}_p=\frac{\mu_p}{\lambda}\left[\frac{\overline{\overline{A}}}{1-Tr(A)/3L^2}-\frac{\overline{\overline{I}}}{1-1/L^2}\right] \quad \text{(III.39)}$$

Où*A*est calculé à partir de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\overline{\overline{A}}}{1-Tr(A)/3L^2}+\lambda\frac{D\overline{\overline{A}}}{Dt}=\frac{\overline{\overline{I}}}{1-1/L^2} \quad \text{(III.40)}$$

OùL représente le rapport entre la longueur maximale du ressort et sa longueur dans l'état statique. Dans cette expression, L ou (L^2) doit être strictement supérieur à 1. En outre, quand$L$ tend vers l'infini, le modèle FENE-P devient équivalent au modèle de Maxwell.

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tenté de cerner, certains outils mathématiques et physiques à même de faciliter la compréhension et l'étude des suspensions de fluides non Newtoniens.

Chapitre IV : Revue critique

IV.1 Introduction

Les nanofluides sont d'apparition récente. Leurs performances en tant que fluides d'utilisation, dues à la très grande conductivité thermique les caractérisant, constituent une cible pour les nombreuses applications, notamment en techniques de refroidissement. Ce choix est dicté de plus par la suspension de particules en métal ou non-métal, de l'ordre du nanomètre, d'obtention facile et de cout relativement bas.

Les applications potentielles ont été examinées par les chercheurs. Certaines ont vu une concrétisation avec des succès variables. L'examen de la littérature montre une entrée furtive et très discrète de cette récente technique dans le secteur de l'énergie nucléaire. L'adjonction de nanoparticules à un fluide classique pouvant décupler ses propriétés est un intérêt capital là ou un transport d'énergie ou de matière est indispensable via ce fluide.

Nous présentons dans cette partie l'historique des études numérique et expérimentales portant sur les nanofluides depuis leur découverte jusqu'à nos jours permettant de comprendre l'effet de la présence des nanoparticules sur le comportement hydrodynamique et thermique de l'écoulement en particulier leur influence et leur impact sur la conductivité thermique et la viscosité.

IV.2 Synthèse bibliographie

La première approche consiste à considérer le mélange compose de fluide de base et les nanoparticules suspendues comme un pseudo fluide homogène et d'une seule phase dont les propriétés sont les moyennes du mélange obéissant aux lois d'un écoulement monophasique.

Les premiers travaux se concentrant sur le bénéfice attendu de l'utilisation des nanofluides ont pratiquement commencé en1995 avec l'étude de **Choi**[80]pour désigner la suspension des nanoparticules solides dans un liquide de base. Il a trouvé que la conductivité thermique effective du mélange eau-Al_2O_3 augmente de 20% pour une concentration en volume entre 1% et 5% d'Al_2O_3. De plus l'addition dans un liquide de certains types de nanoparticules, même en très faible concentration (1% en volume), permet d'augmenter la conductivité thermique de ce dernier de 150% dans le cas de nanotubes de carbone, **Choi et al**[81].

Maiga [83]a utilisé la méthode de volume de contrôle pour étudier le comportement hydrodynamique et thermique en régime laminaire et turbulent d'un écoulement en convection forcée dans un tube uniformément chauffe. Les résultats obtenus pour deux nanofluides (Ethylène glycol- Al_2O_3 et eau- Al_2O_3) ont clairement montre que l'ajout des nanoparticules

apporte une amélioration appréciable du transfert thermique pariétal en particulier pour le régime laminaire. Par contre, l'auteur a remarqué une augmentation du frottement pariétal à cause de la présence des nanoparticules. Dans le cas de 1'écoulement en régime laminaire, Maiga a proposé des corrélations basées sur les résultats numériques pour prédire le nombre de Nusselt moyen pour différentes conditions aux limites thermiques :

Pour un flux constant a la paroi:

$$\overline{N_u} = 0.086\left(\mathrm{Re}_{eff}{}^{0.55}\right)\mathrm{Pr}_{eff}{}^{0.5} \text{ (IV.1)}$$

Pour une température constante a la paroi:

$$\overline{N_u} = 0.28\left(\mathrm{Re}_{eff}{}^{0.35}\right)\mathrm{Pr}_{eff}{}^{0.36} \text{ (IV.2)}$$

Ces résultats s'appliquent pour un nombre de Reynolds compris entre 6.31 et 1000, un nombre de Prandtl variant de 6.78 à 11.61 et une fraction volumique variant de 1% et 10%.

Khanafer et al [83]ont présents une étude numérique de la convection naturelle de nanofluide dans une cavité rectangulaire chauffée différentiellement. Ils ont utilisé l'approche Eulérienne monophasique pour le mélange, en plus ils ont supposé que le nanofluide est Newtonien et incompressible et que toutes les propriétés thermo-physiques sont constantes sauf la densité ou ils ont utilisé 1'approximation de Boussinesq. Pour la conductivité thermique effective, ils ont utilisé le modèle de dispersion thermique. Les équations gouvernantes sont discrétisées en utilisant l'approche de volume de contrôle. Leurs résultats ont montré que la présence des particules solides a altérée les profils de température et de vitesse en comparant avec ceux pour le cas du fluide pur. En plus, les auteurs ont montré que 1'augmentation de la fraction volumique entraine une augmentation des mouvements aléatoires et irréguliers. Par conséquent, l'échange d'énergie dans le fluide augmente. Une corrélation exprimant la dépendance du coefficient d'échange thermique moyen (Nu) le long du mur chaud au nombre de Grashof et à la fraction volumique a été proposée :

$$\overline{Nu} = 0.5163\left(0.4436 + \varphi^{1.0809}\right)Gr^{0.3123} \text{ (IV.3)}$$

Cette corrélation est valide pour un nombre de Grashof compris entre 10^3 et 10^5 et une fraction volumique φ comprise entre 0 et 25 %.

Sur la base de l'approche monophasique, **Ben Mansour et al** [84]ont réalisé une étude analytique sur la performance thermo-hydraulique d'un nanofluide (eau-alumine) circulant dans un tube vertical et soumis à un flux de chaleur constant. Des relations analytiques des

coefficients du transfert de chaleur et de perte de charge (puissance de pompage) sont proposées pour des régimes turbulent et laminaire. Pour évaluer les propriétés thermo-physiques du nanofluide en particulier, la conductivité, la densité, la viscosité et la chaleur spécifique, ils ont avancé deux modèles différents trouves dans la littérature. Les résultats ont montré que la performance thermo-hydraulique dépend fortement des modèles choisis pour l'estimation des propriétés thermo-physiques du nanofluide.

Récemment, une deuxième approche a fait l'objet de quelques nouveaux travaux. II s'agit de l'approche diphasique qui considère que le mélange est forme de deux fluides distincts. Ainsi, les deux phases ont des propriétés et des vitesses différentes. Par conséquent, la résolution des équations de bilans se fait en supposant que chaque phase est gouvernée par ses propres équations de conservation.

Afin de pouvoir quantifier le transfert de chaleur avec les nanofluides, **Xuan et Roetzel** [85]ont utilisé les deux approches pour expliquer le mécanisme du transfert de chaleur dans les nanofluides. Ils ont proposé une forme générale du nombre de Nusselt effectif pour un écoulement confine. Ce nombre dépend de la conductivité thermique effective, de la capacité thermique du fluide de base et celle des particules, de la viscosité du mélange, de la fraction volumique des particules suspendues, leurs dimensions et leur nature. Ces auteurs ont prédit que le mécanisme de transfert des nanofluides peut être présent suivant deux aspects. Premièrement, les particules suspendues dans le mélange augmentent le transfert de chaleur des nanofluides et deuxièmement les mouvements aléatoires des nanoparticules ultrafines accélèrent l'échange thermique au sein du mélange.

Behzadmehr et al[86] ont étudié numériquement la convection forcée turbulente d'un nanofluide (eau/ 1% de Cu) dans un tube circulaire uniformément chauffé. Une comparaison entre le modèle à une seule phase et le modèle à deux phases a été faite, puis une comparaison avec les résultats expérimentaux de **Depew and Farbar**[87] a montré la précision du modèle à deux phases vis à vis au modèle à une seule phase, du point de vue prédiction du coefficient de transfert thermique convectif et du nombre de Nusselt. Les résultats numériques ont montré que l'augmentation du nombre de Reynolds a engendré la croissance de la valeur asymptotique du nombre de Nusselt.

Zeinali Heris et al [88] ont mené une étude expérimentale sur la convection mixte d'un nanofluide dans un tube horizontal soumis à une densité de flux de chaleur constante. Le régime de l'écoulement est laminaire et le nombre de Reynolds ne dépasse pas 2050. Les mélanges utilises sont des particules de Al_2O_3 et de CuO suspendues dans l'eau pure avec des

fractions volumiques variant de 0 à 3 %. Les résultats expérimentaux ont montré que le transfert de chaleur augmente avec le nombre de Peclet et avec la concentration volumique des nanoparticules. Et aussi l'augmentation du coefficient de transfert convectif est plus important pour le mélange (eau/ Al_2O_3) que celui du mélange (eau/ Cu) et ceci est plus significatif pour les grandes concentrations volumiques en nanoparticules, et pour un optimum compris entre 2.5 et 3%. Moyennant une comparaison du coefficient d'échange thermique mesure et celui trouve dans la littérature (utilisant le modèle monophasique), ces auteurs ont conclu que l'augmentation de coefficient d'échange des nanofluides n'est pas causée seulement par l'augmentation de la conductivité équivalente des nanofluides.

Xuan et Li [89] se sont intéressés à clarifier l'effet de la présence des nanoparticules de cuivre dans l'eau sur le comportement thermique du mélange. Ils ont considère que l'écoulement dans un tube est complètement développé. Ils ont observé que les particules suspendues ont un effet bénéfique sur le transfert thermique dans le nano fluide indépendamment du régime d'écoulement. Cette amélioration du transfert de chaleur peut être causée par 1'intensification de la turbulence, la suppression de la couche limite, 1'augmentation de la conductivité thermique et de la capacité thermique. En se basant sur leurs résultats expérimentaux, Xuan et Li ont développé une corrélation pour le nombre de Nusselt :

$$Nu_{eff} = c_2\left(1 + c_2 \varphi^{m_1} Pe^{m_2}\right) \mathrm{Re}_{eff}^{m_3} \, \mathrm{Pr}_{eff}^{0.4} \quad \text{(IV.4)}$$

Où $Pe_p = \dfrac{u_m d_p}{\alpha_{eff}}$, $\mathrm{Re}_{eff} = \dfrac{u_m D}{\nu_{eff}}$ et $\mathrm{Pr}_{eff} = \dfrac{\nu_{eff}}{\alpha_{eff}}$

Avec Pe_p est le nombre de Peclet qui décrit l'effet de la micro-convection et de la microdiffusion des particules en suspension, Re_{eff} est le nombre de Reynolds de l'écoulement et Pr_{eff} est le nombre de Prandtl du nanofluide. Dans tous ces paramètres adimensionnels, u_m représente la vitesse moyenne, d_p le diamètre moyen des particules, ν_{eff} la viscosité cinématique du nanofluide et α_{eff} la diffusivité thermique du mélange qui est obtenue grâce a la relation suivante:

$$\alpha_{eff} = \frac{K_{eff}}{(\rho C_p)_{eff}} = \frac{K_{eff}}{(1-\varphi)(\rho C_p)_f + \varphi(\rho C_p)_s} \quad \text{(IV.5)}$$

Le cas c_2=0 fait référence à une dispersion thermique nulle, ce qui correspondrait au cas d'un fluide pur.

L'équation (I.33) fait intervenir cinq coefficients empiriques ci, c_2, m_1, m_2 et m_3 qui dépendent généralement du régime d'écoulement. Par exemple pour un écoulement laminaire des nanofluides dans un tube, le nombre de Nusselt effectif selon Xuan et Li [89] :

$$Nu_{eff} = 0.4328(1 + 11.285\varphi^{0.754} Pe_p^{0.218}) \mathrm{Re}_{eff}^{0.333} \mathrm{Pr}_{eff}^{0.4} \quad \text{(IV.6)}$$

Masuda et al [90] ont étudié expérimentalement l'effet de la taille des particules sur la conductivité thermique effective du mélange.et ils ont montré que pour un nanofluide forme de 4.3 % de fraction volumique des particules de Al_2O_3 de diamètre de 13 nm, il y a une augmentation de la conductivité de 30% (par rapport à celle du fluide de base). En utilisant des particules plus grandes (de diamètre de 40 nm) et pour la même fraction volumique (φ = 4.3%) uniquement une augmentation de la conductivité k_{eff} de 10% a été mesurée.

Contrairement aux travaux expérimentaux précédents qui montrent que le coefficient d'échange augmente en général avec l'addition des nanoparticules, d'autres auteurs [Pak et Cho, 1998 ; Putra et coll, 2003 et Wen et Ding, 2006] ont observé un comportement oppose, Ceci dit que l'emploi des nanofluides entraine une dégradation du transfert de chaleur en écoulement convectif.

Pak et Cho [91]ont abordé le cas de convection forcée dans un tube cylindrique horizontal soumis à une densité de flux de chaleur uniforme. Les particules solides utilisées ont des diamètres moyens de 13 nm et 27 nm respectivement pour Al_2O_3 et TiO_2. Leurs résultats expérimentaux ont montré que pour une fraction volumique comprise entre 1% et 3%, le coefficient de frottement correspond bien aux corrélations de Kays et Crawford (1993) pour des écoulements turbulents des fluides monophasiques. De plus, ces résultats ont montré que le coefficient de transfert de chaleur pour une fraction volumique de 3% est inférieur de 12% à celui de l'eau pure sous les mêmes conditions de vitesse moyenne constante. Ils ont proposé une nouvelle corrélation pour les écoulements des nanofluides en régime turbulent :

$$Nu_{eff} = 0.021 \mathrm{Re}_{eff}^{0.8} \mathrm{Pr}_{eff}^{0.5} \quad \text{(IV.7)}$$

Putra et al [92] ont traite le problème de convection libre dans une conduite horizontale différentiellement chauffée et utilisant les nanofuildes oxyde de cuivre-eau et alumine-eau. Ils ont montré que l'échange convectif de chaleur des nanofluides est détériore d'une façon considérable et systématique en comparaison avec le cas de l'eau pure. Par exemple, pour un nombre de Rayleight de 5 x 10^5et une fraction de 4% une baisse de nombre de Nusselt de 300% et 150 % respectivement pour les nanofluide CuO-eau et Al_2O_3 a été remarqué.

Lee et al [93] ont étudié expérimentalement l'effet de la taille des particules sur la conductivité thermique effective du mélange et ils ont montréà partir de résultats expérimentaux que la formule de Hamilton et Crosser (1962) est plus valide avec des particules Al_2O_3 sphériques que cylindriques. En plus, leurs résultats ont montré que pour le nanofluide à base de CuO, le modèle Hamilton et Crosser (1962) ne correspond pas aux résultats expérimentaux.

S. Das et al [94]ont étudiée la convection naturelle transitoire dans un canal vertical rempli de nanofluides en régime laminaire en tenant compte de rayonnement thermique. Ils ont utilisé la technique de transformation de Laplace pour la résolution des équations régissant l'écoulement. Des solutions exactes pour la vitesse et la température du nanofluide sont obtenues dans les cas de température de surface prescrite (PST) et de flux de chaleur prescrits (PHF). Ont examiné aussi numériquement la vitesse et la température du nanofluide pour les paramètres pertinents et ont déduit que la vitesse du fluide est plus grand dans le cas du PST que dans celui du PHF et que le rayonnement thermique à une influence significative sur la vitesse et la température de fluide.

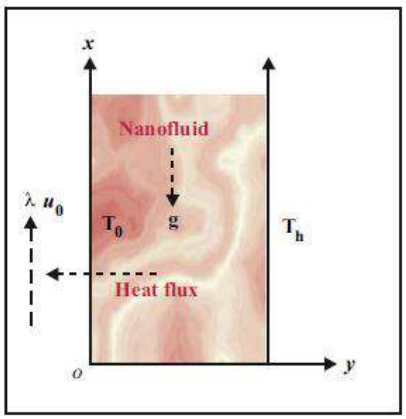


Figure IV.1: Géométrie du problème (S. Das et al) [94].

S. Daset al [95]ont étudié le flux de convection mixte magnétohydrodynamique complètement développé dans un canal vertical rempli de nanofluide en présence d'un champ magnétique transversal uniforme. Les deux parois du canal sont maintenues à une température qui varie linéairement avec la distance le long des parois du canal. Les équations qui gouvernent sont résolues analytiquement. Les effets des paramètres pertinents sur la température des nanofluides, la vitesse et les champs magnétiques induits sont étudiés et analysés à l'aide de leurs représentations graphiques. Ont constaté que le champ magnétique à tendance à augmenter la vitesse du nanofluide dans le canal et le champ magnétique induit

disparait dans la région centrale du canal. Le nombre de Rayleigh critique dépend fortement du paramètre de fraction volumique de nanoparticules et du paramètre magnétique et que le débit augment avec l'augmentation du nombre de Rayleigh.

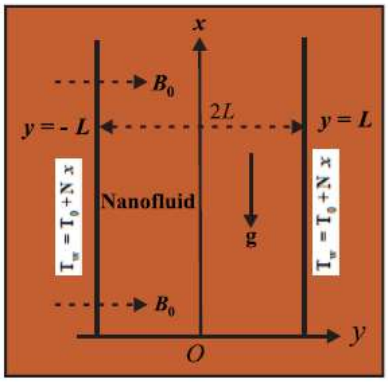


Figure IV.2: Configuration géométrique (S. Das et al) [95].

L'existence d'un tenseur de contrainte non symétrique, des couples du corps et d'un tenseur de couple de contrainte distingue le modèle de fluide à couple-contrainte du modèle classique de Navier-Stokes. Mathématiquement, le mouvement d'un tel fluide est régi par une équation similaire à celle de Navier-Stokes mais avec un ordre supérieur. De plus, les équations constitutives sont caractérisées par un tenseur de contrainte non symétrique et un tenseur de couple de contrainte [96].

Plus tôt, Stokes [97] donne la généralisation la plus simple de la théorie classique des fluides visqueux qui maintiennent les couples du corps et les couples-contraintes. Le comportement d'écoulement précis d'un tel fluide ne peut pas être analysé par la théorie classique des fluides visqueux.

D. Srinivasacharya et K. Kaladhar [98]ont étudié les effets de Soret et Dufour en présence d'une réaction chimique sur le flux de transfert de chaleur et de masse par convection libre d'un fluide à couple-contrainte dans un canal vertical formé de deux plaques parallèles verticales. Les équations aux dérivées partielles non linéaires sont transformées en un système d'équations différentielles ordinaires utilisant des transformations de similarité. Les équations résultantes sont ensuite résolues à l'aide de la méthode d'analyse homotopique (HAM). Les profils de vitesse, de température et de concentration sans dimension sont représentés graphiquement pour différentes valeurs du nombre de Dufour, du nombre de Soret, du paramètre de couple-contrainte et de réaction chimique.ils ont observé que la présence de couple-contrainte diminue la vitesse et la température et augmente la concentration. La vitesse, la température et la concentration diminuent avec l'augmentation du paramètre de

réaction. Ont constaté aussi que la vitesse et la température diminuent avec la diminution du nombre de Dufour (augmentation de Soret) et avec l'augmentation de Dufour, la concentration du fluide diminue.

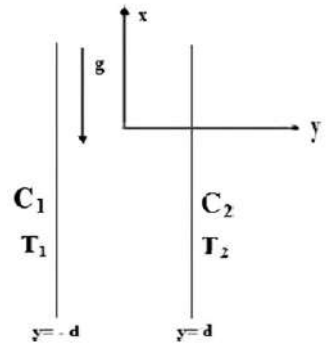


Figure IV.3: Configuration géométrique (D. Srinivasacharya et K. Kaladhar) [98].

Plus tard, la croissance du modèle mathématique du nanofluide qui démontre les caractéristiques de la diffusion Brownienne et de la thermophorèse est présentée par Buongiorno.

Buongiorno a développé une analyse théorique (numérique) sur les phénomènes de transport convectif dans les nanofluides. Il a considéré différents mécanismes pouvant produire une vitesse relative entre les nanoparticules et le fluide de base comme l'inertie, la diffusion Brownienne et la thermophorèse et la diffusiophorèse. Il a par suite analysé l'importance de chacun de ces mécanismes et a conclu que seulement la diffusion Brownienne et la thermophorèse peuvent provoquer une vitesse de glissement entre le fluide de base et les nanoparticules. En tenant compte de ces deux seuls mécanismes, un modèle mathématique général de transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse pour les nanofluides en écoulement, a été développé. En outre, une analyse d'ordre de grandeur des termes de l'équation d'énergie, a montré que l'effet de la dispersion thermique des particules sur l'échange de chaleur est négligeable par rapport aux effets de conduction ou convection [34]. Les utilisations potentielles de ce modèle ont été examinées par les chercheurs pour diverses applications concrètes. Certaines ont vu une concrétisation avec des succès variables.

A titre d'exemple, **M. Sheikholeslami et al** [99]ont étudié le comportement de transfert de chaleur et de masse d'un écoulement de nanofluide instable entre deux plaques parallèles horizontales en présence d'un champ magnétique uniforme. L'effet important du mouvement brownien de la thermophorèse a été inclus dans la modèle du nanofluide. Les équations qui gouvernent sont résolues via la méthode de transformation différentielle. Ont constaté que le

nombre de Nusselt diminue avec l'augmentation du paramètre magnétique, du paramètre thermophorétique et du paramètre brownien tandis que le coefficient de frottement augmente avec l'augmentation du paramètre de viscosité et du paramètre magnétique.

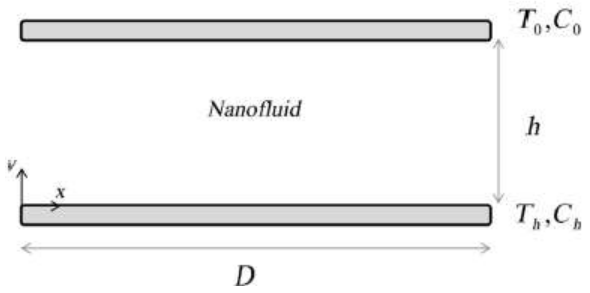


Figure IV.4: Configuration géométrique (M. Sheikholeslami et al) [99].

Najeeb Alam Khan et al [100] ont étudié un écoulement laminaire entièrement développé dans un canal vertical à deux couches; une partie remplie de nanofluide à couple-contrainte et l'autre de fluide clair à couple-contrainte. Le flux est examiné pour le transfert de chaleur et de masse combiné en utilisant des conditions limites de température et de concentration uniformes aux parois. La méthode d'analyse optimale d'homotopie (OHAM) est utilisée pour résoudre les équations différentielles ordinaires couplées non linéaires (ODE) régissant l'écoulement dans chaque région. Cette méthode est basée sur la méthode d'analyse homotopique (HAM) qui est une méthode efficace pour approcher analytiquement la solution de problèmes hautement non linéaires ont constaté que les profils de vitesse des deux fluides ont été observés paraboliques en l'absence de paramètre de convection mais un écoulement inversé a été observé pour de grandes valeurs de paramètre de convection. Les nombres d'Eckert ont montré un effet décroissant sur le transfert de chaleur et un effet croissant sur le transfert de masse dans les deux régions, tandis que les paramètres de couple-contrainte ont monté un comportement opposé.

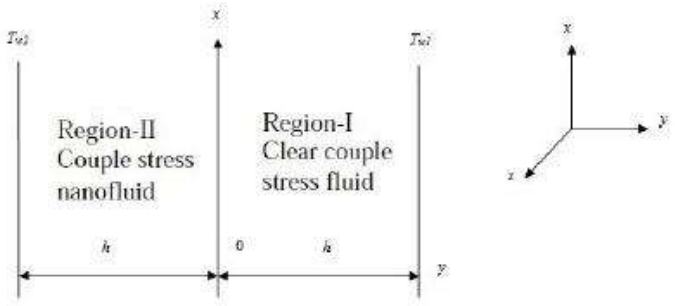


Figure IV.5: Configuration géométrique (Najeeb Alam Khan et al) [100].

Oluwole Daniel Makinde et Adetayo Samuel Eegunjobi [101]ont analysé théoriquement le taux de génération d'entropie dans un flux de fluide à couple-contrainte traversant un canal vertical rempli d'une substance poreuse saturée. Les équations gouvernantes non linéaires sont résolues numériquement à l'aide de méthodes de tir associées à un schéma d'intégration de Runge-Kutta Fehlberg, le problème des valeurs limites est traité numériquement. Ont remarqué que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de gradient de pression par rapport au paramètre de facteur de forme du milieu poreux, alors qu'il diminue avec l'augmentation du paramètre de résistance aux milieux poreux du second ordre. La génération d'entropie augmente avec l'augmentation du nombre de Grashof due à l'effet de flottabilité, du gradient de pression, alors qu'il diminue avec l'augmentation duparamètre de facteur de forme des milieux poreux et lorsque le paramètre de résistance aux milieux poreux du second ordre augmente, il diminue au niveau des deux parois, mais augmente au centre du canal. L'augmentation du paramètre du couple-contrainte, de facteur de forme des milieux poreux et le paramètre de résistance aux milieux poreux du second ordre diminuent le profil de vitesse.

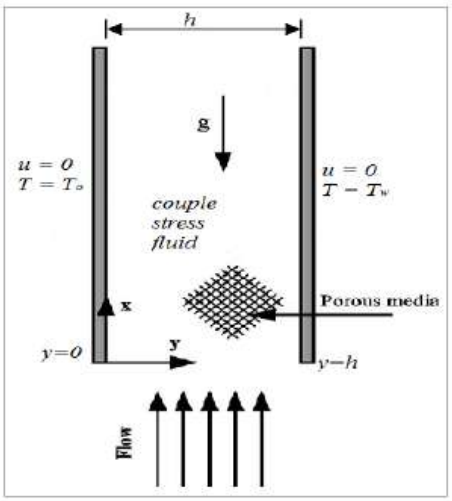


Figure IV.6: Configuration géométrique (O. D. Makinde et A. S. Eegunjobi) [101].

O. D. MAKINDE et A. S. EEGUNJOBI [102] ont étudié la convection double diffusive d'un nanofluide à couple-contrainte avec génération d'entropie dans un canal vertical a parois perméables en présence d'un champ magnétique et du rayonnement thermique non linéaire. Ont examiné les effets combinés de divers paramètre talque rayonnement thermique non linéaire, des forces de flottabilité, de la thermophorèse et du mouvement brownien sur taux de génération d'entropie, les profils de vitesses, température, de concentration en nanoparticules, nombre de Nusselt et de Sherwood, coefficient de frottement, et le nombre de Bejan. Les équations gouvernantes non linéaires sont résolues numériquement à l'aide de méthodes de tir

couplée au schéma d'intégration de Runge-Kutta Fehlberg. Ont observé que les processus de conversion d'énergie dans le système d'écoulement s'accompagnent d'une augmentation irréversible de l'entropie, ce qui entraine une diminution de l'exergie (énergie disponible). Ont constaté aussi que la production d'entropie peut être efficacement minimisée en combinant des valeurs appropriées de divers paramètres thermophysiques contrôlant le système pour un fonctionnement efficace. Certains autres résultats intéressants sont affichés graphiquement et discutés quantitativement.

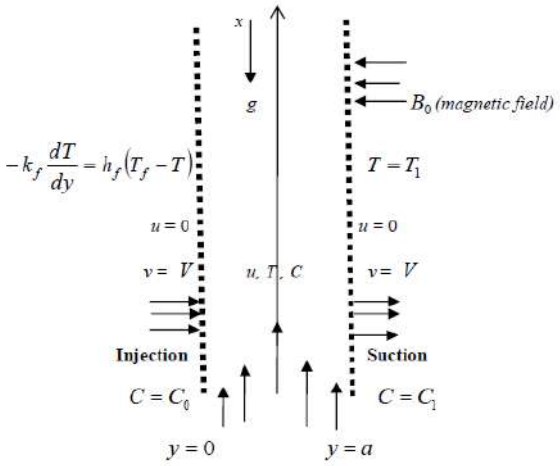


Figure IV.7: Configuration géométrique (O. D. Makinde et A. S. Eegunjobi) [102].

K. Kaladhar, O.D. Makinde [103]ont examiné le flux de convection mixte laminaire, incompressible entre deux plaques parallèle verticales avec glissement de Navier et tenant compte de chauffage de Joule et effet de Hall. Cette recherche inclut également le rayonnement thermique avec des conditions aux limites convectives. Les équations et les conditions aux limites sont réduites à une forme non-dimensionnelle à l'aide de transformation appropriées et résolues numériquement à l'aide d'une méthode de tir couplée au schéma d'intégration de Runge-kutta Fehlberg. Les effets combinés avec une condition de glissement dans un canal vertical n'ont pas été rapportés. En raison de leur importance, les autres ont présenté dans cette étude. Ont constaté que les profils de vitesses et de température augmentent avec l'augmentation du paramètre de glissement, alors que lorsque le paramètre magnétique augmente, la vitesse dans la direction d'écoulement, la température, le coefficient de frottement et le taux de transfert de chaleur diminuent, tandis qu'un effet opposé est observé pour une augmentation du paramètre de Hall. Il est à noter que les profils de vitesse et de température augmentent avec le paramètre d'aspiration.

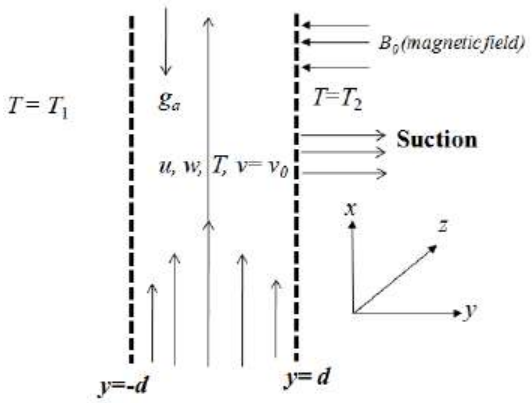


Figure IV.8: Configuration géométrique (K. Kaladhar, O.D. Makinde) [103].

IV.3 Conclusion

En conclusion de cette revue de la littérature, il convient de retenir que :

- Les études menées sur les nanofluides sont récentes et au stade de développement. La majorité des travaux expérimentaux sont consacrée à la mesure des propriétés de transport de ce nouveau fluide en particulier la conductivité thermique. Ces résultats expérimentaux ont confirmé l'effet de la présence de 1'addition des nanoparticules sur le comportement thermique.
- Les chercheurs ont accordé beaucoup d'attention sur la conductivité thermique plutôt que les caractéristiques de transfert de chaleur globales notamment avec transfert de masse.
- Des améliorations d'échange thermique de l'ordre de plusieurs dizaines de pour-cent semblent possibles, notamment pour certaines applications. Néanmoins, compte tenu de l'augmentation de viscosité due aux nanoparticules, le bilan énergétique reste encore mitige.
- Compte tenu des diverses méthodes de synthèse et de caractérisation, les résultats expérimentaux ne sont pas reproductibles entre les différents groupes de recherche travaillant sur le sujet.
- Contrairement à la convection forcée, on note un manque manifeste de données tant expérimentales que théoriques sur les écoulements en convection naturelle. Par ailleurs, les conclusions de quelques travaux traitant ce sujet apparaissent contradictoires.

D'autres études théoriques (numériques et analytiques) et expérimentales sont nécessaires afin de comprendre les phénomènes physiques complexes intervenant dans les écoulements des nanofluides et améliorer la performance de systèmes énergétiques en vue de promouvoir des applications potentielles des nanofluides.

La présente étude se veut une contribution à l'analyse théorique des caractéristique de la convection double diffusive laminaire d'un nanofluide à couple-contrainte dans un canal vertical avec parois perméables en présence d'un champs magnétique et du rayonnement thermique en tenant compte du mouvement brownien et de la thémophorèse. Une équation supplémentaire est incluse dans le modèle mathématique pour la fraction volumique des nanoparticules, comme décrit par Buongiorno [34].

Les objectifs spécifiques du présent travail sont alors:

- Effectuer une modélisation la plus appropriée qui décrit le comportement desnanofluides, et dans cette étape on va appliquer les équations de Buongiorno quitiennent compte du mouvement Brownien et la thérmophorèse ainsi qu'éventuellementl'équation du Stokes pour la conservation du mouvement des nanofluides à couple-contrainte.
- Simuler, par voies numérique, la convection double diffusive permanente, laminaire d'un nanofluide à couple contrainte et pour un fluide classique dans un canal vertical a parois perméable en tenant compte du mouvement brownien, thérmophoèse, champs magnétique, radiation thermique…ect. Tous les resultats obtenus avec le fluide non Newtonien (nano-fluide à couples-contrainte) serons comparés aux résultats obtenus avec un fluide Newtonien.
- Evaluer les effets des paramètres de fonctionnement les plus pertinents sur le refroidissement efficace et menant à une simulation la plus étoffée possible.

Chapitre V : Positionnement du problème et méthode numérique

V.1 Position du problème

V.1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons le modèle physique et les hypothèses simplificatrices. Nous formulons les équations de couches limites hydrodynamique, thermique et massique régissant le phénomène de convection double diffusive au sein du nanofluide à couple-contrainte le long d'un canal verticale à parois perméables. Nous exprimons les équations de conservation et les conditions aux limites sous forme adimensionnelle, et les écrire sous forme des équations différentielles ordinaire. Finalement nous introduisons les principales grandeurs dynamiques, thermiques et massiques. Ensuite nous posons la méthode numérique utilisée.

V.1.2 Equations générales de conservation sous forme vectorielle.

En vue de bien évaluer les différents mécanismes de transport des nanofluides à l'intérieur d'une conduite, une écriture rigoureuse des équations générales de conservation des grandeurs thermodynamiques impliquées et des conditions aux limites appropriées est indispensable.

La formulation mathématique des phénomènes de convection double diffusive au sein d'un écoulement d'un nanofluide à couple-contrainte repose sur les équations liant les différents paramètres, à savoir : la vitesse, la pression, la température, la concentration d'espèces et la fraction volumique en nanoparticule. Ces équations sont obtenues à partir de:

- La loi de conservation de masse (équation de continuité).
- La loi de conservation de quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes).
- La loi de conservation d'énergie (équation d'énergie).
- La loi de conservation d'espèce chimique (équations de transfert de masse).
- La loi de conservation en nanoparticules(équationde fraction volumique).

V.1.2.1 Equation de continuité

C'est un principe de physique, qui permet d'établir une relation entre certaines caractéristiques du fluide et ses mouvements, indépendamment des causes qui les provoquent. Cette équation est déduite du premier principe de conservation de masse pour un volume de contrôle matériel. Elle s'écrit comme suit:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \vec{v}) = 0 \quad \text{(V.1)}$$

Où ρ est la masse volumique et v est le vecteur de vitesse de la particule fluide en mouvement.

V.1.2.2 Equation de quantité de mouvement

C'est un principe de mécanique, qui permet d'établir des relations entre les caractéristiques du fluide, celles de son mouvement et les causes qui le produisent (forces).

D'après la deuxième loi fondamentale de la dynamique, qui stipule que le taux de variation de quantité de mouvement d'une particule fluide contenu dans le volume de contrôle est égal à la somme des forces extérieures qui agissent sur cette particule. L'équation de la dynamique s'écrit alors comme suit :

$$\rho\left(\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\vec{v}.\vec{\nabla}\vec{v}\right)=-\vec{\nabla}P+\vec{F}+\mu\vec{\nabla}^{2}\vec{v}-\overline{\eta}\Delta^{4}\vec{v}+\rho\vec{g} \text{ (V.2)}$$

Avec $\vec{F}=\vec{j}\times\vec{B}$ (V.3)

Où $\vec{F}$ est une force électromagnétique par unité de volume (force de Laplace volumique), $\vec{j}$ désigne la densité de courant électrique et $\vec{B}$ étant l'induction magnétique.

V.1.2.3 Equation de l'énergie

C'est un principe d'énergie, qui permet d'établir des relations entre les différentes formes d'énergie mises en jeu. L'équation de conservation d'énergie est obtenue par l'application du premier principe de la thermodynamique, elle s'écrit comme suit

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{v}.\vec{\nabla}T\right)=\vec{\nabla}.\left(\frac{k}{\left(\rho c_{p}\right)}.\vec{\nabla}T\right)+\frac{\left(\rho c_{p}\right)_{p}}{\left(\rho c_{p}\right)_{f}}D_{B}\vec{\nabla}\phi.\vec{\nabla}T+\frac{\left(\rho c_{p}\right)_{p}}{\left(\rho c_{p}\right)_{f}}D_{T}\frac{\vec{\nabla}^{2}T}{T}-\\ \frac{\vec{j}^{2}}{\sigma_{e}\left(\rho c_{p}\right)_{f}}+\frac{D_{m}k}{C_{S}C_{p}}\vec{\nabla}^{2}C-\frac{1}{\left(\rho c_{p}\right)_{f}}\vec{\nabla}q_{r}+\frac{\Phi_{v}}{\left(\rho c_{p}\right)_{f}}\end{aligned}\right| \text{ (V.4)}$$

Où $\vec{j}^{2}/\sigma_{e}\rho c_{p}$ représente la dissipation par effet de joule; Φ est le terme de dissipation.

$$\Phi_{v}=2\mu\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^{2}+\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^{2}\right]+\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)^{2}+2\overline{\eta}\left[\left(\frac{\partial^{2}u}{\partial x^{2}}\right)^{2}+\left(\frac{\partial^{2}v}{\partial y^{2}}\right)^{2}\right]+\overline{\eta}\left(\frac{\partial^{2}u}{\partial y^{2}}+\frac{\partial^{2}v}{\partial x^{2}}\right)^{2}$$

D'après l'approximation de Rosseland [104], Ozisik [105] le flux de chaleur par rayonnement peut être supposé comme:

$$q_{r}=-\frac{4\sigma^{*}}{3\beta_{R}}\frac{\partial T^{4}}{\partial y}=-\frac{16\sigma^{*}T_{2}^{3}}{3\beta_{R}}\frac{\partial T}{\partial y} \text{ (V.5)}$$

En supposant que les différences de température dans l'écoulement sont suffisamment petites tels T^4 et peut être s'exprimer comme une fonction linéaire de la température, de sorte que $T^4 = 4T_2^3 T - 3T_2^4$, où les termes d'ordre supérieur de l'expansion sont négligés.

V.1.2.4 Equation de conservation d'espèces chimique (de transfert de masse)

Le bilan local d'une espèce chimique obéit à l'équation générale :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{v}\vec{\nabla}C = D_m \Delta C + \frac{D_m k}{T_m}\nabla^2 T \quad \text{(V.6)}$$

V.1.2.5 Equation de conservation en nanoparticules (de fraction volumique)

L'équation de conservation en nanoparticule est déduite du premier principe de conservation de masse pour un volume de contrôle matériel avec l'équation (V.1). Elle s'écrit comme suit:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{v} \bullet \nabla \phi = \nabla \bullet \left(D_B \nabla \phi + D_T \frac{\nabla T}{T} \right) \quad \text{(V.7)}$$

V.1.3 Modèle physique et formulation mathématique du problème étudié

La configuration géométrique étudiée est présentée sur la figure **(**V.1), il s'agit d'un écoulement magnétohydrodynamique en convection naturelle, d'un nano-fluide à couple-contrainte conducteur d'électricité entre deux plaques verticales infinie et perméables, distante de **a**. L'axe des x est pris le long des plaques et l'axe y est perpendiculaire à elles. On suppose qu'un champ magnétique uniforme et constant B_0 est appliqué perpendiculairement aux plaques verticales, en couplage au transfert de chaleur et de masse et en présence d'une radiation thermique.

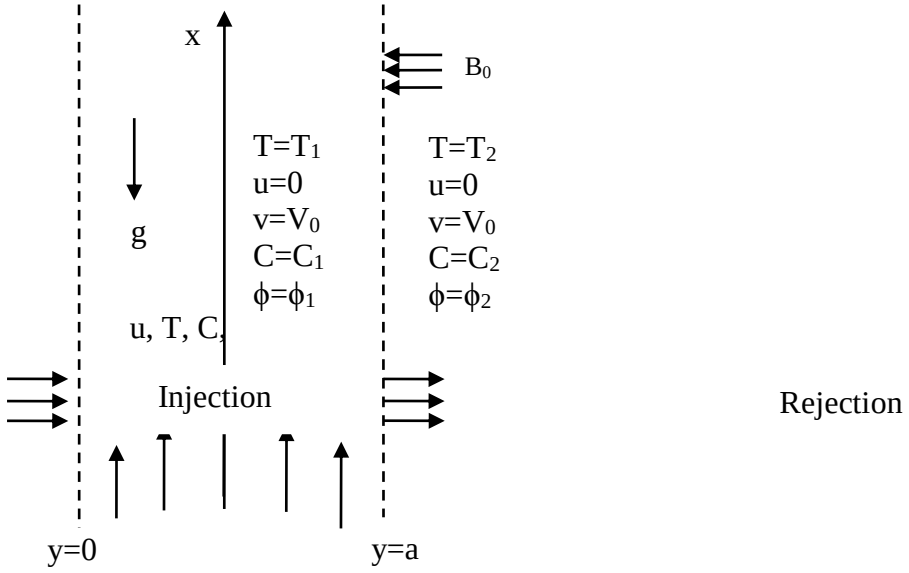


Figure V.1: Configuration géométrique du problème étudié.

Les parois à y=0 et à y=a sont maintenues à des températures et des concentrations ainsi que des fractions volumique constantes notées T_1; C_1; ϕ_1 et T_2; C_2; ϕ_2 respectivement. Ces valeurs posées à y=0 supposées supérieures à ceux de y=a.

Les mécanismes fondamentaux, à savoir le mouvement brownien et la thermophorèse sont pris en compte dans la modélisation du comportement du nano-fluide à couple-contrainte. Une équation supplémentaire est incluse dans le modèle mathématique pour la fraction volumique des nanoparticules, comme décrit par Buongiorno [34].

V.1.3.1 Hypothèses simplificatrices

La représentation de tels phénomènes par des équations nécessite l'adoption des quelques hypothèses simplificatrices qui se basent généralement sur des observations expérimentales et des considérations théoriques.Nous avons ainsi adopte les hypothèses suivantes afin de développer notre modèle numérique :

- L'écoulement du fluide, les transferts de chaleur et de masse sont permanents et le régime est laminaire.
- Fluide est incompressible
- Les propriétés thermophysiques du fluide (μ, c_P, k) sont constantes
- L'écoulement est bidimensionnel (écoulement dans le plan (x, y))
- Le fluide entrant est chargé de nanoparticules et présente des aspects de fluide à couple-contrainte
- Le système ne présente pas de source de chaleur.
- Il est tenu compte des effets de Dufour et Soret
- Le modèle de Buongiorno est appliqué.
- L'approximation d'Oberbeck-Boussinesqest supposées valide, celle-ci consiste à considérer que les variations de masse volumique sont négligeables au niveau de tous les termes des équations de quantités de mouvement $(\rho = \rho_\infty)$, sauf au niveau du terme de gravité.

La variation de la masse volumique ρ en fonction de la température, de la concentration et de la fraction volumique est donnée par :

$$\rho(T, C, \phi) = [\phi\rho_p + (1-\phi)\rho_f(1-\beta_T(T-T_2) - \beta_C(C-C_2))] \quad \text{(V.8)}$$

Confrontée au développement de Taylor l'équation (V.8) devienne :

$$\rho(T, C, \phi) = [(1-\phi_2)\rho_f(\beta_T(T-T_2) + \beta_C(C-C_2)) - (\rho_p - \rho_f)(\phi-\phi_2)] \quad \text{(V.9)}$$

V.1.3.2 Équations de conservation dimensionnelles

Compte tenu des hypothèses citées précédemment, les équations régissant le phénomène s'écrivent :

V.1.3.2.1 Équation de continuité

$$v = V_0 = cte \quad \text{(V.10)}$$

V.1.3.2.2 Équation de quantité de mouvement

$$\left.\begin{aligned}\rho_f V_0 \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \overline{\eta} \frac{\partial^4 u}{\partial y^4} - \sigma {B_0}^2 u + \\ [(1-\phi_2)\rho_f \left(B_T (T - T_2) + B_C (C - C_2)\right) - \left((\rho_p - \rho_f)(\phi - \phi_2)\right)]g\end{aligned}\right| \quad \text{(V.11)}$$

V.1.3.2.3 Équation d'énergie

$$\left.\begin{aligned}V_0 \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{k}{(\rho c_p)_f} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + 2\frac{\mu}{(\rho c_p)_f}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \frac{\overline{\eta}}{(\rho c_p)_f}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)^2 + \frac{\sigma {B_0}^2 u^2}{(\rho c_p)_f} + \\ \tau\left[D_B \frac{\partial T}{\partial y}\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{D_T}{T_m}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right] + \frac{D_m k}{C_S C_P}\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} - \frac{1}{(\rho c_p)_f}\frac{\partial q_r}{\partial y}\end{aligned}\right| \quad \text{(V.12)}$$

V.1.3.2.4 Équation de transfert de masse

$$V_0 \frac{\partial C}{\partial y} = D_m \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{D_m k}{T_m}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad \text{(V.13)}$$

V.1.3.2.5 Équation de fraction volumique

$$V_0 \frac{\partial \phi}{\partial y} = D_B \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{D_T}{T_m}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad \text{(V.14)}$$

V.1.3.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites dimensionnelles relatives au problème étudié sont données comme suit:

À $y = 0$: $u = \dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0$; $T = T_1$; $C = C_1$; $\phi = \phi_1$ (V.15)

À $y = a$: $u = \dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0$; $T = T_2$; $C = C_2$; $\phi = \phi_2$ (V.16)

V.1.3.4 Équations de conservation adimensionnelles

L'emploi de la variable adimensionnelle permet d'exprimer la réalité des phénomènes physique indépendamment des systèmes de mesures, pour permettre d'avoir des informations généralisées à une variété des problèmes ayant les mêmes grandeurs de coefficient de similitudes d'un côté et d'un autre coté déduire le nombre de paramètres d'un problème.

En effet, pour faire apparaître les paramètres de contrôle du problème étudie est nécessaire d'introduire les grandeurs de référence.

V.1.3.4.1 Equations adimensionnelles et solution auto-similaire

Le système d'équations (V.11-V.14) sera transformé du système de coordonnées (x, y) au système de coordonnées sans dimension η (x, y), en introduisant un système de transformation approprié (de u, T, C, ϕ vers f, θ, γ, s).

Pour résoudre le système d'équations précédentes on cherche une solution de type auto-similaire (*self similar*) étant donné qu'il s'agit d'un écoulement de couche limite.

Ainsi, les transformations de similarité suivantes ont été retenues après une étude d'invariance des équations et en accord avec la théorie des groupes:

$$\eta = \frac{y}{a} \;;\; \frac{u}{U_0} = f(\eta) \;;\; \frac{(T-T_2)}{(T_1-T_2)} = \theta(\eta) \;;\; \frac{(C-C_2)}{(C_1-C_2)} = \gamma(\eta) \;;\; \frac{(\phi-\phi_2)}{(\phi_1-\phi_2)} = s(\eta) \quad \text{(V.17)}$$

Après introduction de (V.17) dans les équations (V.11-V.14) et en faisant quelques réarrangement auprès de ces équations, on obtient le système d'équations différentielles ordinaires suivant :

V.1.3.4.2 Équation de quantité de mouvement adimensionnelle

$$Rf'(\eta) = A + f''(\eta) - Wf^4(\eta) - Mf(\eta) + \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(Grt\theta(\eta) + Gr_C\gamma(\eta) - Ns(\eta)\right) \text{(V.18)}$$

V.1.3.4.3 Équation d'énergie adimensionnelle

$$\left.\begin{aligned} &R\,\mathrm{Pr}\,\theta'(\eta) = \theta''(\eta) + Br\,\mathrm{Re}^2\left(2f'^2(\eta) + Wf''^2(\eta) + Mf^2(\eta)\right) + N_b\theta'(\eta)s'(\eta) + \\ &N_t\theta'^2(\eta) + \frac{4}{3}R_d\theta''(\eta) + \mathrm{Pr}\,Df\gamma''(\eta) \end{aligned}\right| \quad \text{(V.19)}$$

V.1.3.4.4 Équation de transfert de masse adimensionnelle

$$RSc\gamma'(\eta) = \gamma''(\eta) + SrSc\theta''(\eta) \quad \text{(V.20)}$$

V.1.3.4.5 Équation de fraction volumique adimensionnelle

$$RLe\,\Pr\, s'(\eta) = s''(\eta) + \frac{N_t}{N_b}\theta''(\eta) \quad \text{(V.21)}$$

V.1.3.5 Conditions aux limites adimensionnelles

Compte tenu des équations (V.17) les conditions aux limites adimensionnelles peuvent se réécrire ainsi :

À $\eta = 0 \Rightarrow f(0) = f''(0) = 0;\ \theta(0) = s(0) = \gamma(0) = 1$ (V.22)

À $\eta = 1 \Rightarrow f(1) = f''(1) = 0\ ;\ \theta(1) = s(1) = \gamma(1) = 0$ (V.23)

Où ′ désigne la différenciation par rapport à η seul.

Dans les équation ci-dessus, R est le paramètre d'injection/rejection, W Paramètre du couple contrainte, A Gradient de pression adimensionnelle, Re Nombre de Reynolds, M Paramètre du champ magnétique, R_d Paramètre de Radiation, N_t Paramètre de thermophorèse, Pr Nombre de Prandtl, N_b Paramètre du mouvement Brwonien, N représente rapport de flottabilité du nanofluide, Grt Nombre de Grashof thermique, Grc Nombre de Grashof de soluté, Br Nombre de Brinkman, Sc Nombre de Schmidt, Sr Nombre de Soret, Df Nombre de Dufour, Le Nombre de Lewis, τ Rapport de capacité calorifique, α_f Diffusivité massique, $\overline{P}$ Pression adimensionnelle.

$$R = \frac{V_0 a}{\nu_f};\quad W = \frac{\overline{\eta}}{\mu a^2};\quad A = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x};\quad \mathrm{Re} = \frac{U_0 a}{\nu_f};\quad M = \frac{\sigma B_0 a^2}{\rho_f \nu_f};\quad R_d = \frac{4\sigma^* T_2^{\,3}}{\beta_R k};\quad N_t = \frac{\tau D_T (T_1 - T_2)}{T_m \alpha_f}$$

$$\Pr = \frac{\mu c_p}{k};\quad N_b = \frac{\tau D_B (\phi_1 - \phi_2)}{\alpha_f};\quad N = \frac{a^3 g(\rho_p - \rho_f)(\phi_1 - \phi_2)}{\rho_f \nu_f^2};\quad Grt = \frac{a^3 g(1-\phi_2)\beta_T (T_1 - T_2)}{\nu_f^{\,2}}$$

$$Grc = \frac{a^3 g(1-\phi_2)\beta_C (C_1 - C_2)}{\nu_f^{\,2}};\qquad Br = \frac{\mu \nu_f^{\,2}}{k_T a^2 (T_1 - T_2)};\qquad Sc = \frac{\nu_f}{D_m};\quad Sr = \frac{D_m k (T_1 - T_2)}{\nu_f T_m (C_1 - C_2)}$$

$$Df = \frac{D_m k (C_1 - C_2)}{C_S C_P \nu_f (T_1 - T_2)};\quad Le = \frac{\alpha_f}{D_B};\quad \tau = \frac{(\rho c_p)_s}{(\rho c_p)_f};\quad \alpha_f = \frac{k_T}{(\rho c_p)_f};\quad \overline{P} = \frac{a^3 p}{\rho \nu_f^2}$$

V.1.3.6 Détermination du coefficient de frottement, nombre de Nusselt et Sherwood

Pour les applications pratique et les besoins ultérieures de cette étude nous définissons les grandeurs physiques les plus intéressantes suivantes, qui sont le coefficient de frottement (C_f)

aux parois du canal, le taux de transfert de chaleur qui est définie par le nombre de Nusselt (Nu) ainsi que le taux de transfert de masse qui est définie pas le nombre de Sherwood (Sh).

V.1.3.6.1 Coefficient de frottement

On a $C_f = \left.\frac{\tau_s}{\rho U_0^2}\right|_{y=0;a}$ (V.24)

Où τ_s est la contrainte de cisaillement

Avec $\tau_s = \mu_f \frac{\partial u}{\partial y} - \eta \frac{\partial^3 u}{\partial y^3}$ (V.25)

En remplace l'équation (V.25) dans l'équation (V.24) et nous introduisons le changement de variable (V.17) définit auparavant. On obtient l'équation (V.26):

$C_f = \frac{1}{\mathrm{Re}} \left(f'(\eta) - W f'''(\eta) \right)\Big|_{\eta=0;1}$ (V.26)

V.1.3.6.2 Nombre de Nusselt

On a $Nu = \left.\frac{a q_s}{k(T_1 - T_2)}\right|_{y=0;a}$ (V.27)

Où q_s flux thermique surfacique

Avec $q_s = -k\left(1 + \frac{16\sigma^* T_2^3}{3\beta_R k}\right)\frac{\partial T}{\partial y}$ (V.28)

En remplace l'équation (V.28) dans l'équation (V.27) et nous introduisons le changement de variable (V.17) définit auparavant. On obtient l'équation (V.29):

$Nu = -\theta'(\eta)\left(1 + \frac{4}{3} Rd\right)\Big|_{\eta=0;1}$ (V.29)

V.1.3.6.3 Nombre de Sherwood

Pour le nombre de Sherwood, on distingue le nombre de Sherwood local régulier (Sh) et nombre de Sherwood de nanofluide (Sh') qui sont définies comme suit :

$Sh = \left.\frac{a q_m}{D_m (C_1 - C_2)}\right|_{y=0;a}$ (V.30)

$$Sh' = \left. \frac{aq'_m}{D_B(\phi_1 - \phi_2)} \right|_{y=0;a} \quad \text{(V.31)}$$

Où q_m flux massique à la surface et q'_m est le flux massique de nanoparticules surfacique sont donnés par :

$$q_m = -D_m \frac{\partial C}{\partial y} \quad \text{(V.32)}$$

$$q'_m = -D_B \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad \text{(V.33)}$$

En remplace les équations (V.32) et (V.33) dans les équations (V.30) et (V.31), respectivement, et nous introduisons le changement de variable (V.17) définit auparavant. On obtient les équations (V.34) et (V.35):

$$Sh = -\gamma'(\eta)\big|_{\eta=0;1} \quad \text{(V.34)}$$

$$Sh' = -s'(\eta)\big|_{\eta=0;1} \quad \text{(V.35)}$$

V.1.4 Conclusion

Nous sommes maintenant face à un couplage total entre champ de vitesse, champ de température, champ de concentration et de fraction volumique aucun des quatre ne pouvant être déterminé indépendamment des trois autres.

L'ensemble des équations différentielles ordinaires couplées ((V.18) - (V.21)) est fortement non linéaire et avec les conditions aux limites (V.22) et (V.23), ils forment un problème aux limites de deux points qui peut être résolu pour certaines valeurs des paramètres régissant.

Vu la complexité de ces équations régissant le problème, elles ne peuvent prétendre à une résolution analytique directe, nous avons donc opté pour une résolution numérique à l'aide de Matlab (version R2013a (8.1.0.604)) et suivant le code bvp4c. Celle-ci permettra de transformer les équations différentielles partielles non linéaires régissant cet écoulement particulier en un système d'équations différentielles ordinaires via la technique de similarités.

Dans la partie suivante nous exposerons la méthode de résolution des équations différentielles obtenues par voie numérique.

V.2 Procédure Numériques

V.2.1 Introduction

Dans cette partie, nous décrivons la méthode numérique utilisée pour résoudre les équations de base formulées dans la partie 1.

Nous allons être amenés à étudier un problème d'équations différentielles ordinaires (EDO) aux limites (BVP), dont le comportement est très différent de celui d'un problème aux valeurs initiales (IVP). Dans l'application, nous utiliserons la méthode de différence finie avec le solveur bvp4c créé en Matlab qui permet de résoudre le problème aux limites (BVP) qui implémente la formule de Lobatto à trois étapes de collocation.

V.2.2 Equations différentielles ordinaires

Les équations différentielles ordinaires décrivent des phénomènes qui changent en permanence. Ils se posent en modèles à travers les mathématiques, les sciences et l'ingénierie. En soi, un système d'équations différentielles a de nombreuses solutions. Communément une solution d'intérêt est déterminé en spécifiant les valeurs de tous ses composants en un seul point x = a. c'est un problème de valeur initiale (IVP). Cependant, dans de nombreuses applications d'une solution est déterminée d'une manière plus complexe.

Un problème de valeur limite (BVP) spécifie les valeurs ou des équations pour composants de la solution a plus d'un x. Contrairement de IVP, un problème de valeur limite ne peut être avoir une solution, ou peut avoir un nombre fini, ou peut avoir une infinité. De ce fait, les programmes de résolution de BVP, les utilisateurs doivent fournir une estimation de la solution souhaitée. Souvent, il existe des paramètres qui doivent être déterminés de telle sorte que le BVP a une solution. Encore une fois il pourrait y avoir plus d'une possibilité, afin que les programmes nécessitent une estimation pour les paramètres souhaite. Singularités dans les coefficients et les problèmes posés sur des intervalles infinis ne sont pas inhabituelles.

Ce qui suit montre comment formuler, résoudre et tracer la solution d'un BVP avec le programme bvp4c Matlab. Il vise à rendre la résolution d'un problème type d'un BVP aussi facile que possible. BVPs sont beaucoup plus difficiles à résoudre qu'IVP et tout solveur peut échouer, même avec de bonnes estimations pour la solution et des paramètres inconnus. Bvp4c est un solveur efficace, mais la méthode sous-jacente et l'environnement decalcul ne sont pas appropriés pour de grandes précisions, ni pour des problèmes avec très brusques changements de leurs solutions.

V.2.3 Problème de valeur aux limites

Si la fonction **f** est continue sur l'intervalle [a, b], le problème de valeur initiale y' = f (x, y), avec y (a) donné, possède une solution unique. Les problèmes de valeur aux limites à deux bouts sont illustrés par l'équation :

$y'' + y = 0$ (V.36)

Avec les conditions aux limites suivantes : y(a)=A, y(b)=B. Une manière d'analyser ces problèmes est de considérer une famille de solutions d'IVP.

Soit y (x, s), la solution de l'équation (IV.36) avec les valeurs initiales y(a) = A et y '(a) = s. chaque y (x, s) s'étend jusqu'à x = b, maintenant la question est de déterminer les valeurs de **s** pour les quelles y (b, s) = B.

S'il existe une solution S pour cette équation algébrique, la valeur y (x, s) correspondante constitue une solution de l'équation différentielle qui satisfait les deux conditions aux limites. En utilisant la linéarité, nous pouvons trier les possibilités aisément.

Soit u(x) la solution définie par y (a) = A, y '(a) = 0 et v(x) la solution définie par y(a) = 0, y'(a) = 1. La linéarité implique que y (x, s) = u(x) + sv (x), et la condition à la limite B = y (b, s) = u (b) + sv (b) n'est autre qu'une équation algébrique linéaire qui définit la pente initiale inconnue **s**. les faits familiers de l'existence et l'unicité de solutions d'équations algébriques linéaires nous disent alors qu'il ya soit une solution exactement a la BVP, ou il ya des valeurs limites B pour lesquels il n'existe aucune solution et d'autres pour lesquels il existe une infinité de solutions.

V.2.4 Méthode numérique

En générale pour résoudre ce genre de problème la méthode la plus connue à laquelle ont recours les ingénieures n'est autre que la méthode de Runge-Kutta avec une technique de tir, ce qui peut surprendre que la routine bvp4c n'est pas un code de technique de tir (shooting method).

Bvp4c met en œuvre une méthode de collocation pour la solution du BVP de la forme

$y' = f(x, y, p),\ a \le x \le b$ (V.37)

Avec de non-linéarité générale, deux points conditions aux limites

$g(y(a), y(b), p) = 0$ (V.38)

Ici p est un vecteur de paramètres inconnus. Pour plus de simplicité, il est supprimé dans les expressions qui suivent. La solution d'approximation s(x) est une fonction continue qu'est un polynôme cubique sur chaque sous-intervalle [x_n, x_{n+1}] d'une maille a = x_0<x_1<... <x_n = b. Il satisfait les conditions aux limites

$$g(s(a), s(b)) = 0 \qquad \text{(V.39)}$$

et qu'il satisfait aux équations différentielles (de collocatives) aux deux extrémités et le point médian de chaque sous-intervalle

$$s'(x_n) = f(x_n, s(x_n)) \quad \text{(V.40)}$$

$$s'((x_n + x_{n+1})/2) = f((x_n + x_{n+1})/2, s((x_n + x_{n+1})/2)) \quad \text{(V.41)}$$

$$s'(x_{n+1}) = f(x_{n+1}, s(x_{n+1})) \quad \text{(V.42)}$$

Ces conditions conduisent à un système d'équations algébriques non linéaires pour les coefficients définissant s (x). A la différence de la technique de tir, la solution y(x) est évaluée sur tout l'intervalle [a, b] et les conditions aux limites sont pris en compte àtous les moments.Les équations algébriques non linéaires sont résolues de manière itérative par linéarisation, si cette approche s'appuie sur les solveurs d'équations linéaires de Matlab plutôt que ses codes IVP. La méthode de base de bvp4c, que l'on appelle la méthode de Simpson, est bien connue et se trouve dans un certain nombre de codes. Il peut être démontre que les hypothèses modestes, s(x) est une approximation de quatrième ordre a une solution isolée y(x), cet est à dire, $\|y(x) - s(x)\| \le Ch^4$. h est la valeur maximale de la taille de pas $h_n = x_{n+1} - x_n$ et C, est une constante.Parce que ce n'est pas vrai de certaines méthodes de collocation populaires, nous insistons sur le fait important que cette borne est vraie pour tout x dans [a, b]. Apres s(x) est calculé sur un maillage avec bvp4c, il peut être évalué à peu de frais a tout x, ou un ensemble de x, dans [a, b] avec la fonction bvpval.

Parce que BVPs peuvent avoir plus d'une solution, les codes de BVP obliger les utilisateurs à fournir une estimation pour la solution souhaitée. L'estimation comprend une estimation d'un maillage initial révèle que le comportement de la solution souhaitée. Les codes ensuite adapté le maillage de manière à obtenir une solution numérique exacte avec un nombre réduit de points de maillage. Venir avec suffisamment bonne supposition est souvent la partie la plus difficile de résoudre un BVP. Bvp4c adopte une approche inhabituelle pour le contrôle d'erreur qui lui permet de traiter avec suppositions pauvres. La continuité de s(x) sur [a, b] et

collocation aux extrémités de chaque sous-intervalle implique que s(x) a également une dérivée continue sur [a, b] .Pour une telle approximation, le résidu r(x) dans l'équation différentielle est définie par:

$$r(x_n) = s'(x) - f(x, s(x)) \quad \text{(V.43)}$$

Autrement dit, cela dit que s(x) est la solution exacte d'ODEsperturbent.

$$s'(x) = f(x, s(x) + r(x)) \quad \text{(V.44)}$$

De même, le résidu dans les conditions aux limites sont g(s(a), s(b)). Bvp4c contrôle les tailles de ces résidus. Si les résidus sont uniformément petite, s(x) est une bonne solution dans le sens que cet est la solution exacte d'un problème proche de celui fourni au solveur. En outre, pour un problème relativement bien conditionne, les petits résidus impliquent que s(x) est proche de y(x), même quand h n'est pas assez petit pour que le quatrième ordre de convergence est évident. Les codes de techniques de tir peuvent également être décrites comme contrôlant la taille de ces résidus: à chaque étape, un code d'IVP contrôle l'erreur locale, ce qui équivaut à contrôler la taille du résidu d'un prolongement continu approprie de formule utilise, et le résolveur d'équations non linéaires est utilisé pour trouver des valeurs initiales pour lesquelles le résiduel dans les conditions aux limites est faible. Suppression résiduelle a des vertus importantes: résidus sont bien définis, peu importe à quel point la solution approchée, et les résidus peuvent être évaluée importe ou simplement en évaluation f(x, s(x)) ou g(s(a), s(b)). Bvp4c est basée sur des algorithmes qui sont plausibles, même lorsque le maillage initial est très faible, mais fournir des résultats corrects que h tends vers 0. Ils exploitent des propriétés très intéressantes de la méthode de Simpson.

BVPs se posent dans les formes les plus diverses. A peu près tout BVP peuvent être formulées pour solution avec bvp4c. La première étape consiste à écrire l'ODE comme un système de premières équations différentielles d'ordre.

C'est une tache familière, car elle doit également être faite pour IVP solveur de Matlab. L'idée de base est d'introduire de nouvelles variables, une pour chaque variable dans le problème d'origine et l'autre pour chacun de ses dérivés à un de moins que le dérivé le plus élevé apparaisse. Le procédé est illustre dans. C'est tout ce qui est nécessaire pour résoudre un IVP, mais BVP peut être beaucoup plus complique: Comme nous l'avons déjà vu, contrairement IVPs, problèmes aux limites n'ont pas nécessairement une solution, et quand ils le font, la solution n'est pas nécessairement unique.

En effet, BVP implique généralement des valeurs de paramètres pour lesquels le problème a une solution. En outre, les singularités de toutes sortes ne sont pas du tout inhabituel [106].

V.2.5 Syntaxe de bvp4c sur Matlab

bvp4c Résoudre des problèmes aux limites pour les équations différentielles ordinaires la syntaxe de cette méthode est: sol = bvp4c(@odefun,@bcfun,solinit,options), avec les arguments suivants:

odefun	Une fonction qui évalue la BVP sous la forme d'un système équivalent de lapremière équation différentielle commandée. Il peut avoir la forme function dydx = odefun(x,y), où x est un scalaire, et dydx et y sont des vecteurs de colonne.
bcfun	Une fonction qui calcule le résiduel dans les conditions aux limites. bcfunpeut avoir la formefunction res = bcfun(ya,yb) où ya et yb sont des vecteurs colonne correspondant à la solution numérique au x = a et x = b, respectivement. • Les premiers éléments ya (1) et yb (1) sont les valeurs de y à x = a et x = b. • Les éléments seconds ya (2) et yb (2) sont les valeurs de dy/dx en x = aet x =b. • res de paramètre de sortie est un vecteur colonne avec les valeurs derésidus.

solinit	Une structure contenant la proposition initiale d'une solution.
	solinit peuvent être crees en utilisant la fonction bvpinit.
	solinit = bvpinit(x,yinit);
	ou x est un vecteur estimation des points de maillage initial que le procédéen solution dans bvp4c devrait d'abord utiliser.
	• Pour un BVP avec un domaine [a, b], le premier élément de x est a, et ledernier élément est b.
	• Maillage initial peut être choisi en utilisant
	x=linspace(a,b,N);or x=[a:increment:b];
	• Le vecteur yinit est l'estimation initiale de la solution, il peut êtreconstant ou fonction de x.

sol	sol est une structure contenant la solution. Il est renvoyé par bvp4c. Il a leschamps suivants: sol.x Maillage sélectionné par bvp4c. Le nombre final de points demaillage est déterminée par le solveur BVP4c pendant le processus desolution.

	sol.y Champ de solution dans les points de maillage de sol.x La structure de sol peut avoir n'importe quel nom. Il est commode d'utiliserdes sous-fonctions de placer toutes les fonctions requises par bvp4c dansun seul fichier M-file
options	Le solveur cherche à contrôler l'erreur dans la solution par les résidus dans les conditions aux limites, à la fois pour chaque sous-intervalle et leslimites du système. Des dispositions sont prises pour la spécification del'erreur absolue dans les solutions et l'erreur relative autorisée à sepropager entre itérations. options = bvpset('RelTol',10^(-6), 'Abstol',10^(-6), 'Nmax',5000,'Stats','off','Vectorized','on'); Où, l'erreur relative, RelTol=10^ (-6). l'erreur absolue, Abstol=10^ (-6). Le nombre maximal de point de maillage autorisé, Nmax=5000.

V.2.6 Conclusion

Dans cette partie nous avons rappelé succinctement quelques notions sur les équations différentielles ordinaires et nous avons présenté brièvement la méthode qui est utilisée par le solveur bvp4c.

Dans le chapitre suivant nous allons entamer l'exposition des résultats ainsi que l'analyse et l'interprétation de ces derniers.

Chapitre VI: Résultats et discussions

VI.1 Introduction:

Ce chapitre fera l'objet de la présentation des différents résultats obtenus et leurs interprétations. Ces résultats concernant essentiellement le champ de vitesse axial, température, concentration des nanoparticules et la fraction volumique ainsi que le coefficient de frottement, nombre de Nusselt et nombre de Sherwood.

Afin de valider et de donner plus de crédibilité à nos résultats numériques et vérifier la véracité et la précision de la méthode de calcul utilisée, nous l'avons confrontée et comparée à la solution exacte des profils de vitesse de fluide donnée par l'équation (VI.1) et à la solution numérique obtenue par O. D. Makind et al [102]à l'aide de la technique de tir associée au schéma d'intégration de Runge-Kutta, lorsque A=1 et Grt=Grc=W=0. Dans le tableau (VI.1) ci-dessous, on remarque une très bonne homogénéité ainsi qu'une concordance entre les résultats des références et nos résultats.

$$f(\eta)=\frac{A}{M}-\frac{A\left(e^{-\frac{1}{2}\mathrm{Re}-\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Re}^2+4M}}-1\right)e^{\left(-\frac{1}{2}\mathrm{Re}+\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Re}^2+4M}\right)\eta}}{M\left(e^{-\frac{1}{2}\mathrm{Re}-\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Re}^2+4M}}-e^{-\frac{1}{2}\mathrm{Re}+\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Re}^2+4M}}\right)}+\left|\frac{A\left(-1+e^{-\frac{1}{2}\mathrm{Re}+\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Re}^2+4M}}\right)e^{\left(-\frac{1}{2}\mathrm{Re}-\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Re}^2+4M}\right)\eta}}{M\left(e^{-\frac{1}{2}\mathrm{Re}-\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Re}^2+4M}}-e^{-\frac{1}{2}\mathrm{Re}+\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Re}^2+4M}}\right)}\right| \quad \text{(VI.1)}$$

Tableau VI.1: Comparaison entre la solution exacte, solution numérique et nos résultats (A=1;Grt=Grc=W=0).

η	M	R	Solution Exacte $f(\eta)$	Solution numérique [102] $f(\eta)$	Nos résultats $f(\eta)$
0	0.1	0.1	0	0	0
0.1	0.1	0.1	0.045184454	0.045184454	0.04518
0.3	0.4	0.3	0.102763739	0.102763739	0.1028
0.5	0.5	0.5	0.118224785	0.118224785	0.1182
0.7	1.5	1.0	0.0842894129	0.0842894129	0.08429
0.9	2.5	2.0	0.0277465628	0.0277465628	0.02775
1.0	2.0	1.0	0	0	0

Fixons A=1; R=2; Re=2; W=0.1; M=2; Grt=4; Grc=4; Pr=0.71; Nt=0.5; Nb=0.2; N=0.5; Br=2.5; Sc=0.5; Rd=0.5; Le=0.1; Sr=2; Df=0.05. Ces valeur sont utilisées tout au long des calculs, sauf indication contraire. La validité du programme élaboré dans Matlab étant confirmée, une simulation a été entreprise pour différentes valeur de ces paramètres.

Une étude paramétrique numérique approfondie a été réalisée selon la méthode décrite précédemment, et un ensemble représentatif des résultats graphiques ont été obtenu pour la vitesse $f(\eta)$, la température $\theta(\eta)$, la concentration $\gamma(\eta)$ et la fraction volumique $s(\eta)$, pour ce qui est des grandeurs physiques qui sont le nombre de Nusselt Nu , les nombres de Sherwood régulier et de nanofluide Sh et Sh' respectivement, le coefficient de frottement Cf , ils seront présentés sous forme de tableau, et cela pour diverses valeurs des différents paramètres de contrôles.Tous les resultats obtenus avec le fluide non Newtonien (nano-fluide à couples-contrainte) sont comparés aux résultats obtenus avec un fluide Newtonien (W=0).

De ces résultats ci-dessous, il est intéressant de noter pour les profils de vitesse, que la vitesse maximale est observée dans la région centrale du canal alors que la vitesse minimale est au niveau des parois perméables, Cela peut être attribué aux forts effets de couche limite au niveau des parois dus à la viscosité du nanofluide et aux conditions de non glissement (adhérence) imposé au niveau de ces parois. Cela pour toutes les valeurs des paramètres de contrôles étudiés. Pendant ce temps, les conditions aux limites thermiques imposées garantissent que la température du fluide au niveau de la plaque gauche (Injection) est maximale et qu'elle diminue progressivement jusqu'à sa valeur la plus basse au niveau de la plaque droite (rejection) en raison du chauffage par convection et de la perte de chaleur par convection dans l'air ambiant.

Pour ce qui est de la distribution de la concentration. En règle générale, la concentration en nanoparticules est la plus élevée à la paroi gauche en raison d'injection des nanoparticules à travers cette paroi, et diminue progressivement jusqu'à la valeur prescrite à la paroi droite à cause de rejection dans l'air ambiant. Aussi c'est intéressant de noter que la fraction volumique maximale est observée au près des parois du canal alors que la fraction volumique minimal est au niveau centrale du canal.

VI.2 Influences du paramètre de rhéologie :

De la figure (VI.1) on observe que l'augmentation du paramètre de la rhéologie ralenti la vitesse du fluide. Ce paramètre est lié à la viscosité supplémentaire $\overline{\eta}$ qui spécifie le caractère du couple-contrainte qui rend le fluide plus visqueux, ainsi le taux de cisaillement des contraintes du nano-fluide à couple-contrainte diminue, cela se produit en raison du champ de rotation de la vitesse générée dans le fluide à couple-contrainte, par conséquent le débit diminue, cependant le comportement devient Newtonien à mesure que le paramètre de rhéologie tend vers zéro. On peut noter que la vitesse dans le cas d'un fluide à couple-

contrainte est inférieure à celle d'un fluide Newtonien. Ainsi la présence de couple-contrainte dans le fluide diminue ca vitesse.

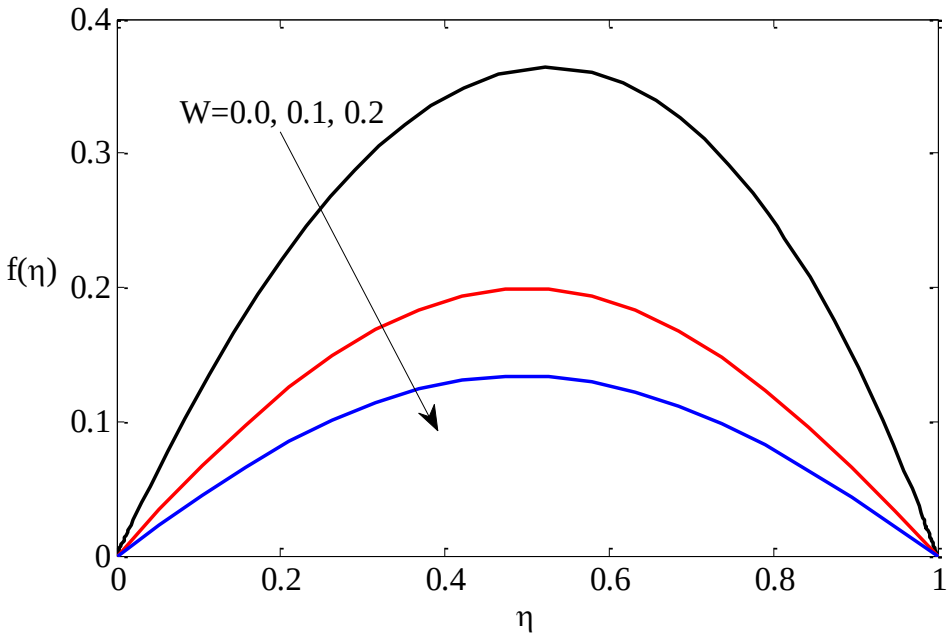


Figure VI.1: Effet du parameter de rhéologie (W) sur le profil de vitesse.

On remarque de la figure (VI.2) que l'augmentation du paramètre de rhéologie diminue la distribution de la température du fluide, car l'augmentation de ce paramètre va aboutir à des phénomènes qui défavorisent le transfert de chaleur comme l'agglomération ou l'agrégation des particules.

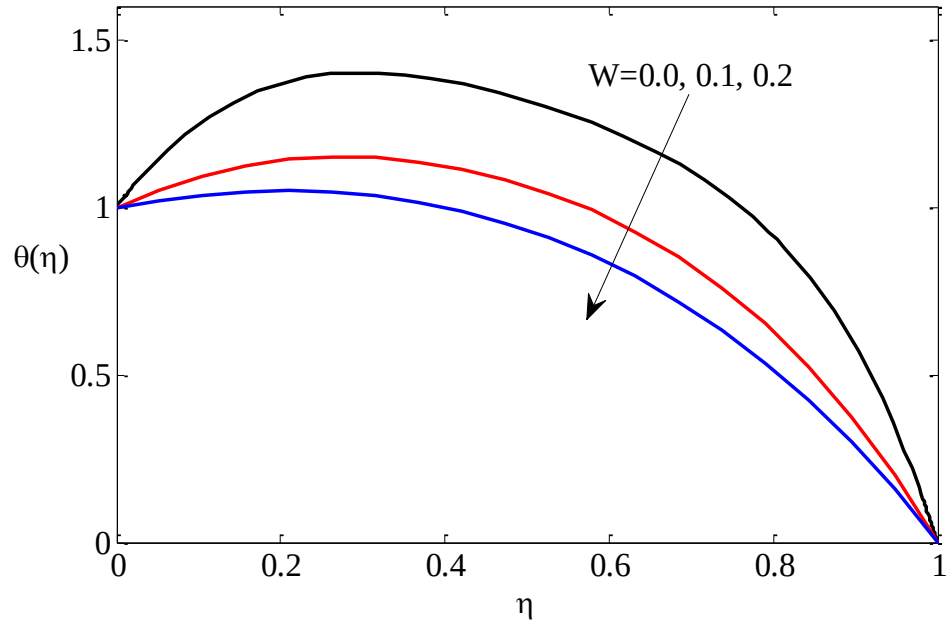


Figure VI.2: Effet du parameter de rehéologie (W) sur le profil de temperature.

De la figure (VI.3) on voit que l'augmentation de ce paramètre augmente le profil de concentration en nanoparticules. Ceci est attendu puisque ce paramètre a un effet stabilisant, ce qu'entraine une accumulation en nanoparticules dans le fluide, par conséquent, ils engendrent une augmentation du profil de concentration.

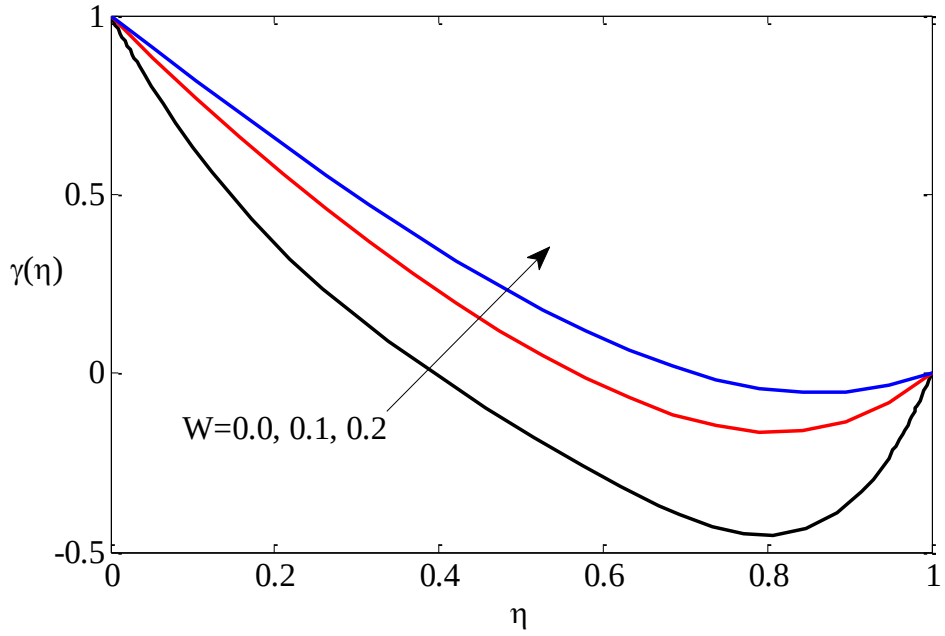


Figure VI.3: Effet du parameter de rhéologie (W) sur le profil de concentration.

On constat sur la figure (VI.4) que l'augmentation du paramètre de rhéologie augmente le profil de fraction volumique dans le nanofluide; ceci est dû à l'effet stabilisant qui conduit à une accumulation de nanoparticules dans le fluide.

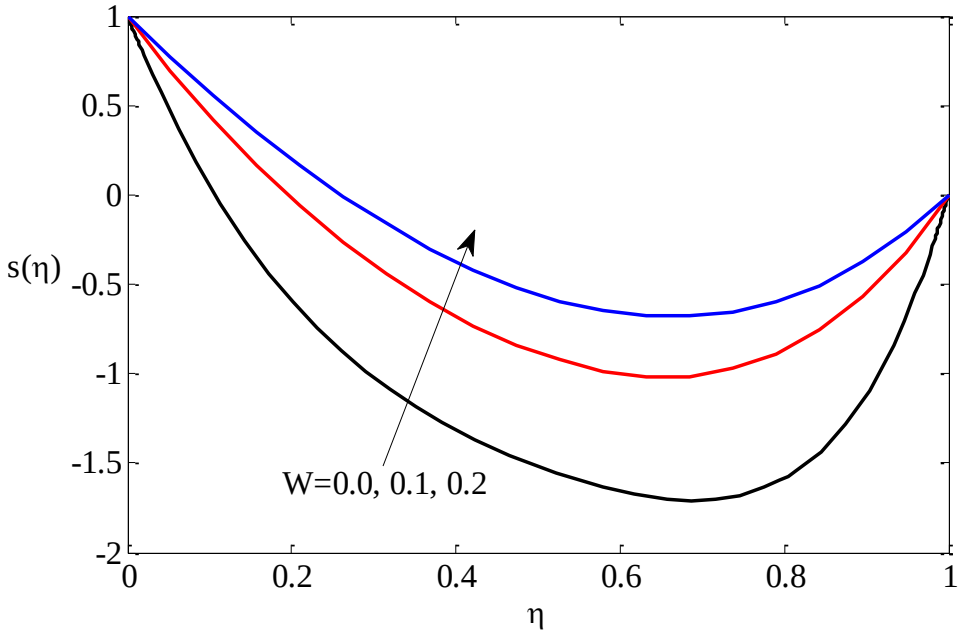


Figure VI.4: Effet du parameter de rhéologie (W) sur le profil de fraction volumique.

VI.3 Influences du paramètre du champ magnétique:

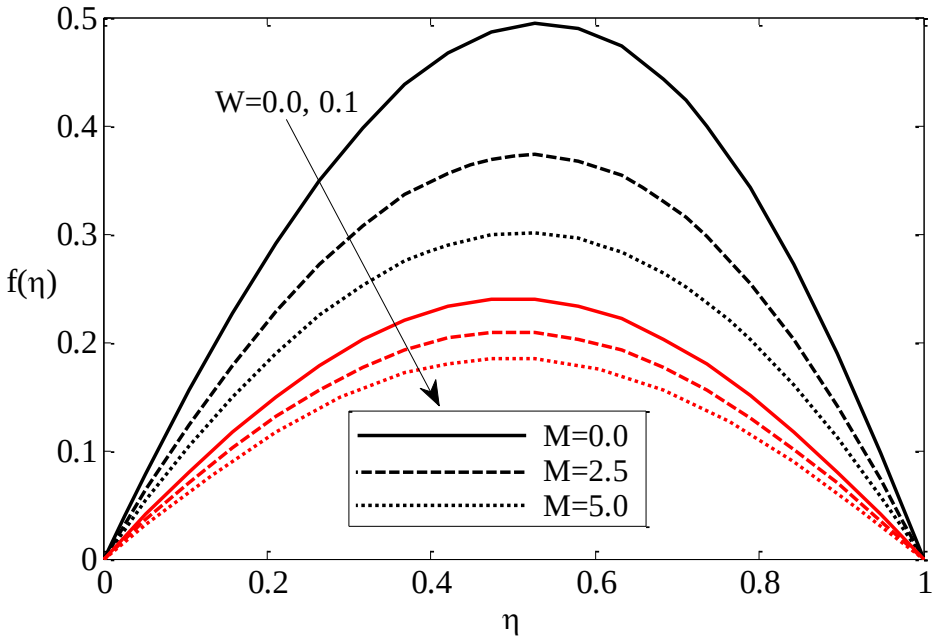


Figure VI.5: Effet du parameter du champ magnétique (M) sur le profil de vitesse (Sc=0.25).

Physiquement, lorsque nous augmentons le paramètre du champ magnétique, la vitesse d'écoulement décroît, de même que le gradient de vitesse, car le même débit massique est imposé pour satisfaire la contrainte de conservation de la masse. En écoulement MHD, nous nous attendons à ce que la diminution de la vitesse du fluide dans les régions de paroi soit compensée par une augmentation de la vitesse du fluide à proximité de la région centrale, entraînant un comportement en écoulement transversal. L'effet du paramètre du champ magnétique est illustré sur la figure (VI.5). Il est évident qu'une augmentation de l'intensité du champ magnétique transversal sur un fluide électriquement conducteur ralenti la vitesse du fluide, car ceci engendre une force résistif appelée force de Lorentz qui est similaire à la force de trainée, par conséquent, l'augmentation de ce paramètre augmente l'action retardatrice des forces de Lorenz résistante qui agit comme une force opposée à la direction du flux et crée une trainée dans la direction de l'écoulement, ce qui provoque une résistance de l'écoulement (normal à la vitesse d'écoulement) par conséquent la vitesse d'écoulement diminue. La force de traînée est maximale près des parois du canal et minimale au milieu du canal; Par conséquent, la vitesse est maximale au milieu du canal et minimale aux limites. On peut considérer la présence du champ magnétique comme outil puissant pour réguler l'écoulement. Il est important de noter que cela trouve son application dans le contrôle de l'écoulement de fluide chaud pendant le traitement des métaux.

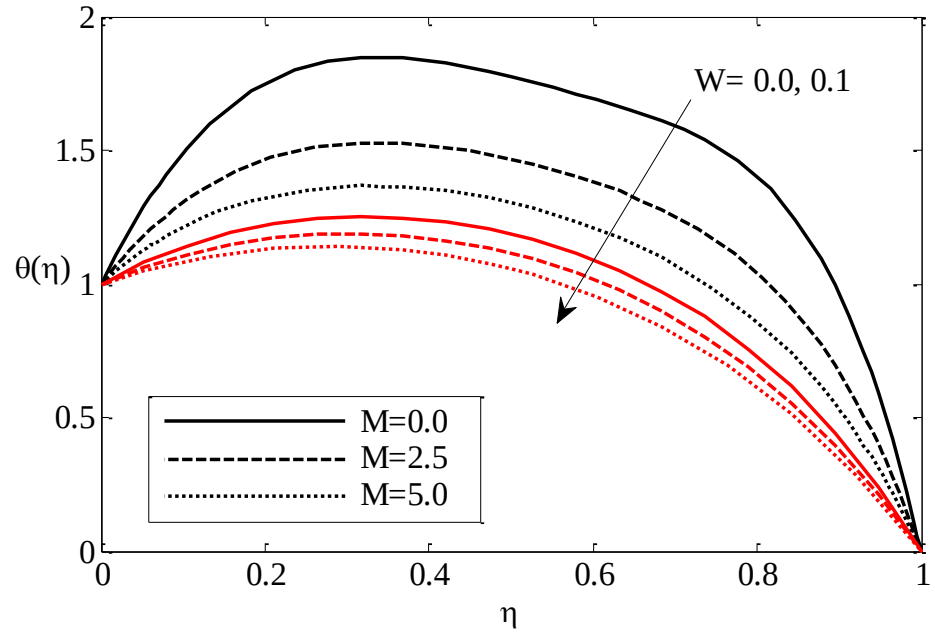


Figure VI.6: Effet du parameter du champ magnétique (M) sur le profil de temperature (Sc=0.25).

On remarque de la figure (VI.6) qu'une augmentation du paramètre du champ magnétique, la température du fluide diminue dans le canal. Cette baisse de la température du fluide peut être attribuée aux effets combinés de l'aspiration du fluide et de la perte de chaleur par convection dans l'air ambiant, malgré la présence d'un chauffage ohmique (ou chauffage de Lorentz) qui sert de source de chaleur supplémentaire au système de circulation en provoquera le frottement entre les couches de fluide et qui créera la résistance.

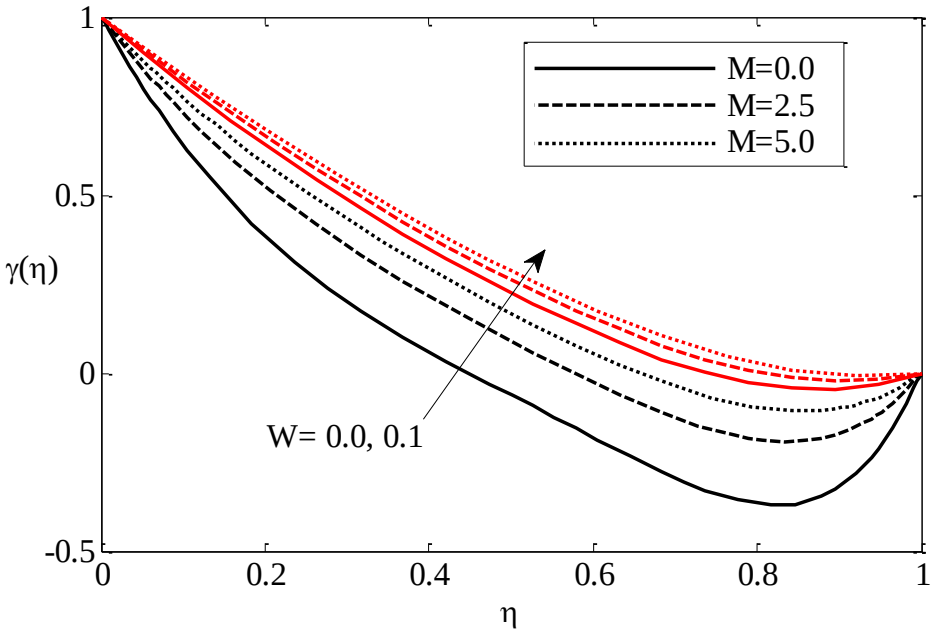


Figure VI.7: Effet du parameter du champ magnétique (M) sur le profil de concentration (Sc=0.25).

On voit sur les figures (VI.7) et (VI.8) que l'augmentation du champ magnétique augmente le profil de concentration en nanoparticules et de fraction volumique dans le fluide, respectivement. Ceci est attendu puisque l'introduction du champ magnétique affaiblit la structure hydrodynamique de l'écoulement et a un effet stabilisant, ce qu'entraine une accumulation en nanoparticules dans le fluide, par conséquent, ils engendrent une augmentation du profil de concentration et du profil de fraction volumique dans le fluide.

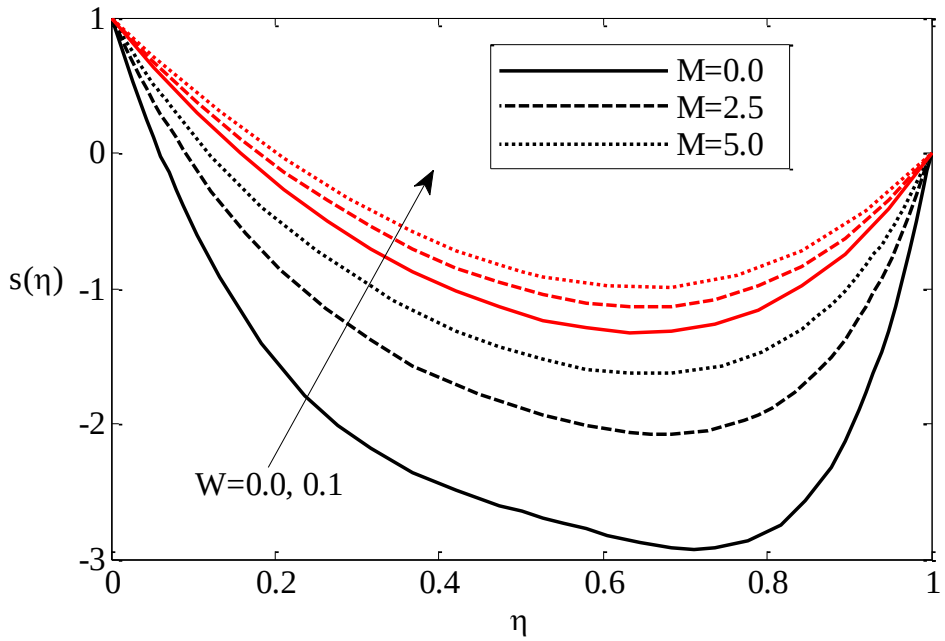


Figure VI.8: Effet du parameter du champ magnétique (M) sur le profil de fraction volumique (Sc=0.25).

VI.4 Influences du paramètre du mouvement brownien:

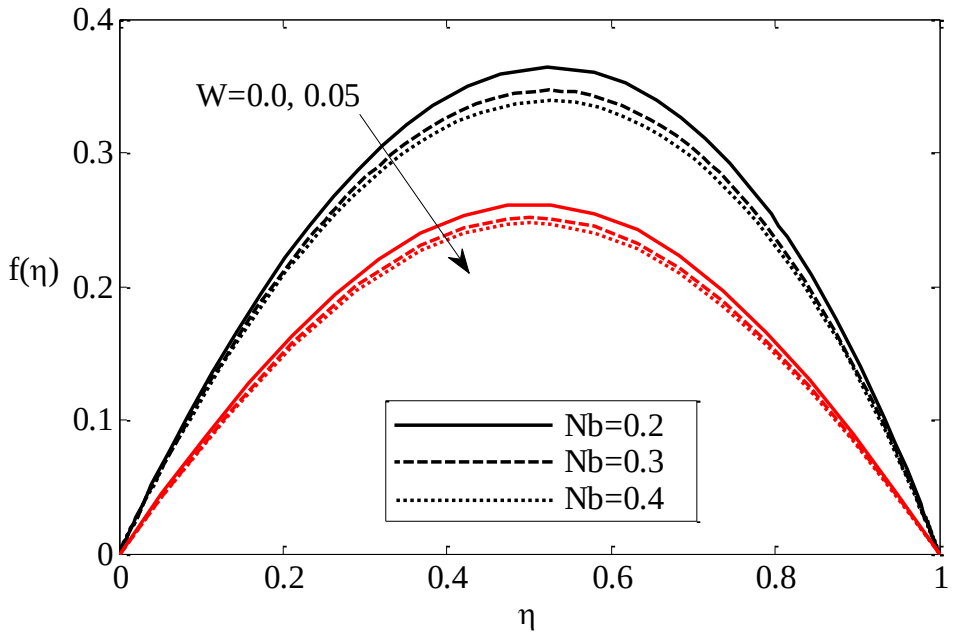


Figure VI.9: Effet du paramètre Brownien (Nb) sur le profil de vitesse.

La figure (VI.9) présente l'influence du mouvement brownien sur le profil de vitesse du nanofluide à couple-contrainte. On remarque qu'à mesure que Nb augmente, le profil de vitesse diminue. Cela peut être attribué au fait que les nanoparticules dans le fluide permettent de se déplacer de manière aléatoire ce que engendre des collisions entre les particules et crée un champ de rotation qui ralentie la vitesse du fluide.

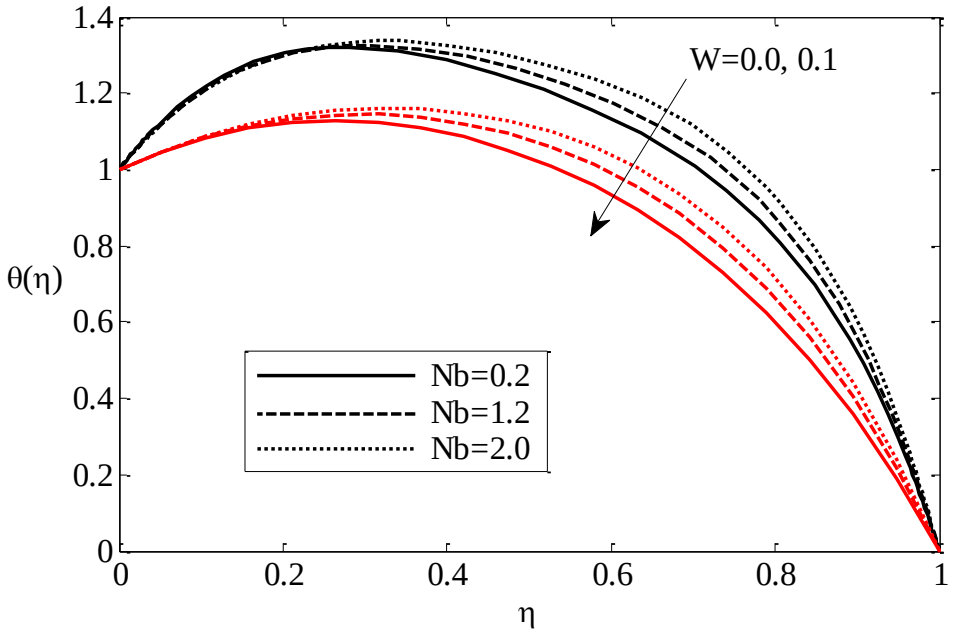


Figure VI.10: Effet du paramètre Brownien (Nb) sur le profil de température.

La figure (VI.10) décrit l'effet du paramètre de mouvement brownien sur la distribution de la température. On analyse que la distribution de la température est plus élevée pour des valeurs plus grandes du paramètre de mouvement brownien. Lorsque le paramètre de mouvement brownien Nb augmente, le mouvement aléatoire des nanoparticules dans le fluide augmente, ce qui apparaît que le mouvement laminaire des particules dans fluide est déformé, et qu'il améliore la collision entre les nanoparticules et le fluide de base, ce qui entraîne plus de chaleur à produire en présence des nanoparticules en termes de mouvement Brownien. Par conséquent, le profil de température augmente. Cette observation est cohérente avec le fait que les nanoparticules ont une conductivité thermique élevée et donc un taux de transfert de chaleur plus élevé. On peut conclure que, la présence de nanoparticule peut jouer à rôle important pour améliorer le transfert thermique.

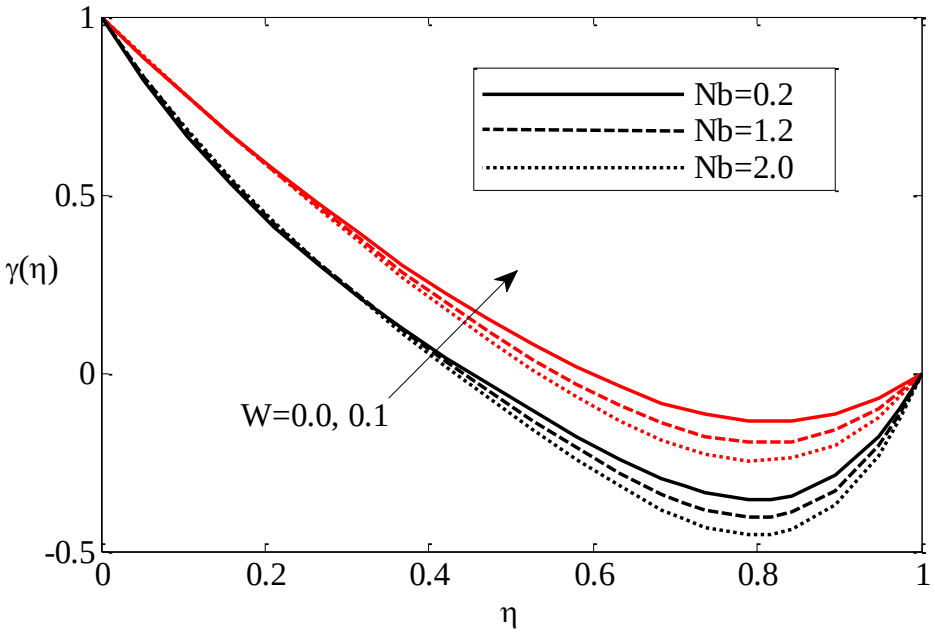


Figure VI.11: Effet du paramètre Brownien (Nb) sur le profil de concentration.

L'effet du paramètre de mouvement brownien Nb sur la distribution de la concentration est présenté sur la figure (VI.11). Il est interprété qu'avec l'augmentation de Nb, le mouvement aléatoire ainsi que la collision des particules macroscopiques du fluide augmentent, ce qui favorise le transfert de chaleur et de masse et réduit la concentration du fluide.

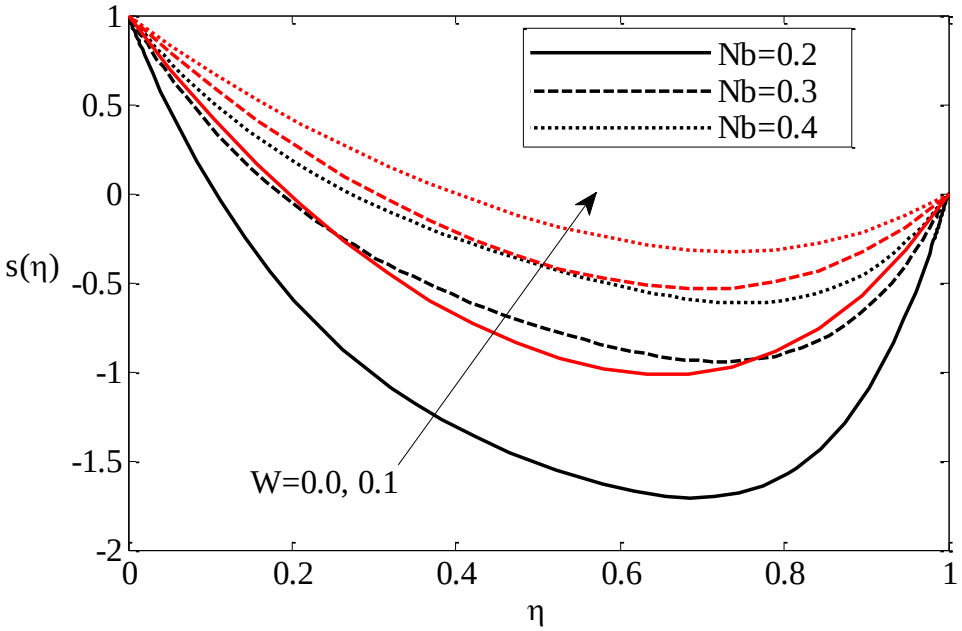


Figure VI.12: Effet du paramètre Brownien (Nb) sur le profil de fraction volumique.

On remarque de la figure (VI.12) que l'augmentation du paramètre du mouvement brownien augmente la fraction volumique. Ceci peut être dû à l'augmentation de la diffusivité massique, ce qui signifie que la présence de nanoparticules favorise le transfert de masse dans le fluide.

VI.5 Influences de la thermophorèse:

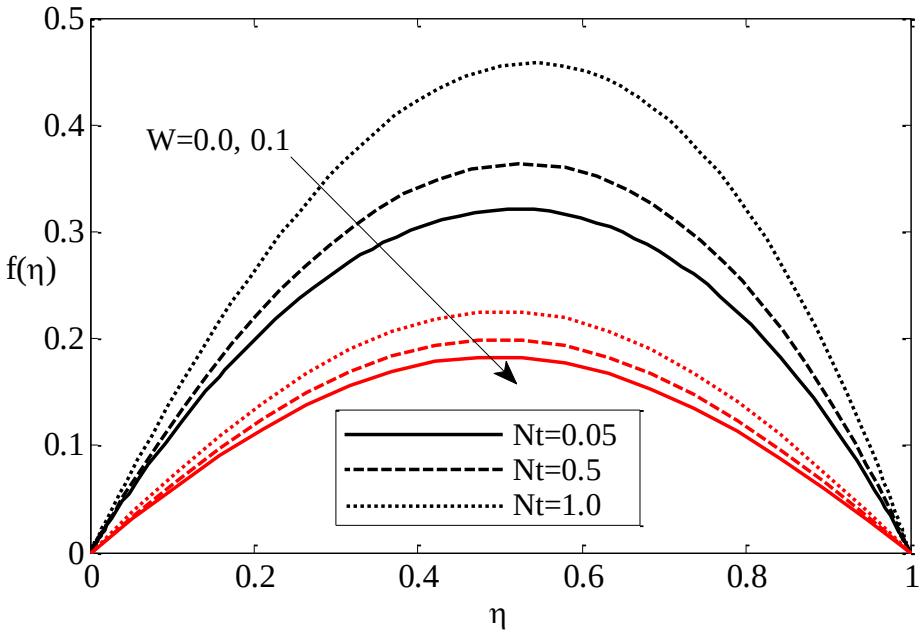


Figure VI.13: Effet du paramètre de thermophorèse (Nt) sur le profil de vitesse.

La figure (VI.13) présente l'effet du paramètre thermophorèse sur le profil de vitesse. On remarque qu'à mesure la thermophorèse augmente due à la contribution des gradients de température, le profil de vitesse augmente. Cela peut être due à l'augmentation de la diffusivité massique et thermique du nanofluide et au phénomène de séparation des espèces; car l'intensité de la vitesse peut soit augmentée soit diminuée avec la séparation.

Les caractéristiques du paramètre de thermophorèse Nt sur le profil de température sont illustrées à la figure (VI.14). On constate que lorsque le paramètre de thermophorèse augmente, il se produit une augmentation de la température du fluide due à l'épaississement de la couche limite thermique sous l'effet de l'accroissement du gradient de température et à la migration des particules de fluide chauffées de la région chaude du canal vers la zone froide. En outre, la température locale dans la couche limite thermique augmente à mesure que l'effet de la thermophorèse augmente, comme illustré à la figure (VI.14). C'est un mécanisme dans lequel les petites particules sont extraites de la surface chaude à la surface froide. On peut conclure que, la présence de nanoparticule peut jouer à rôle important pour améliorer le transfert thermique.

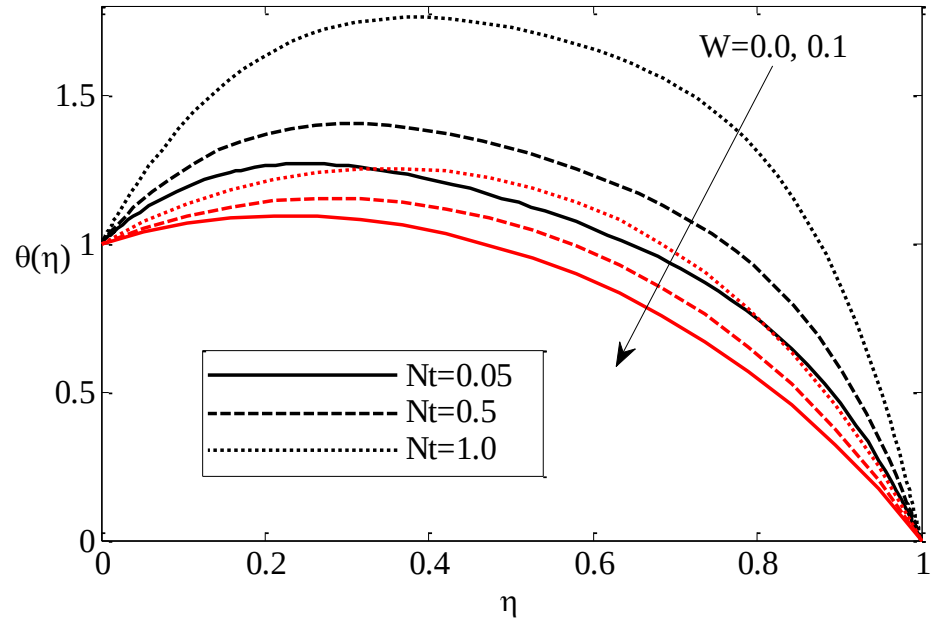


Figure VI.14:Effet du paramètre de thermophorèse (Nt) sur le profil de température.

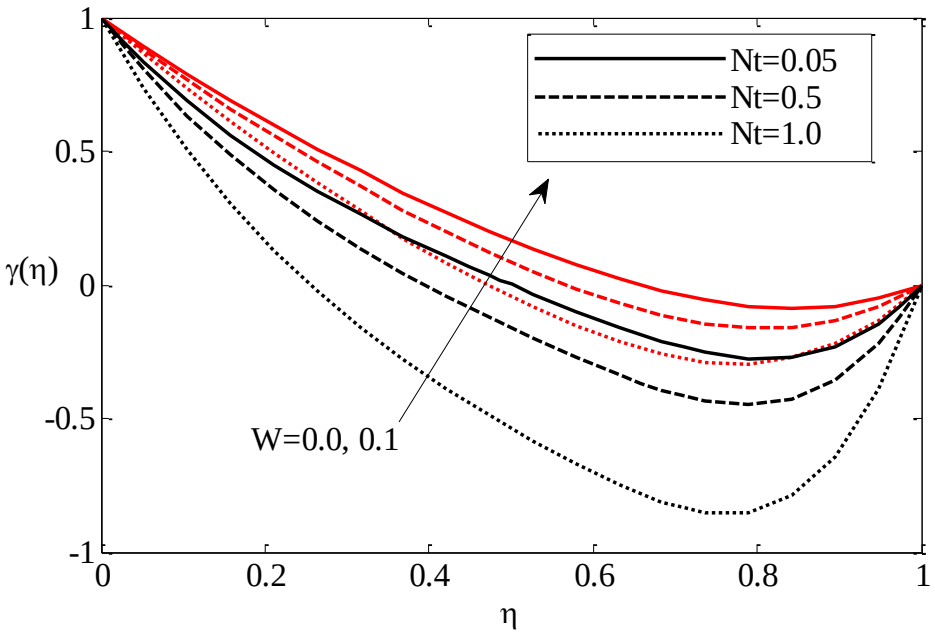


Figure VI.15: Effet du parameter de thermophorèse (Nt) sur le profil de concentration.

L'effet du paramètre de thermophorèse Nt sur la distribution de la concentration est illustré à la figure (VI.15). On remarque qu'une augmentation du paramètre de thermophorèse diminue le profil de concentration en nanoparticule; Cela peut être attribué au fait que la hausse du paramètre thermophorétique (augmentation du gradient de température) accélère le taux de transfert de masse horizontale et favorise l'apparition de la boucle convectif, ceci résulte une

augmentation du taux de rejection des nanoparticules qui transporte la chaleur dans le milieux ambiant, ce qui réduit d'avantage le profil de concentration comme le montre la figure (VI.15). En conséquence, la distribution des fractions de volume diminue, comme illustré à la figure (VI.16).

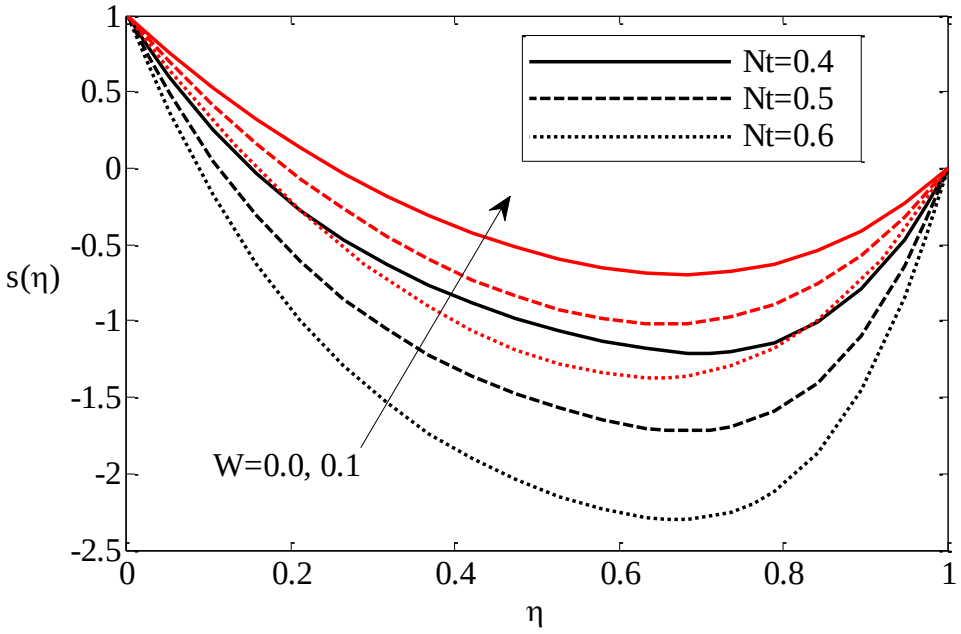


Figure VI.16: Effet du paramètre de thermophorèse (Nt) sur le profil de fraction volumique.

VI.6 Influences du paramètre d'injection/rejection:

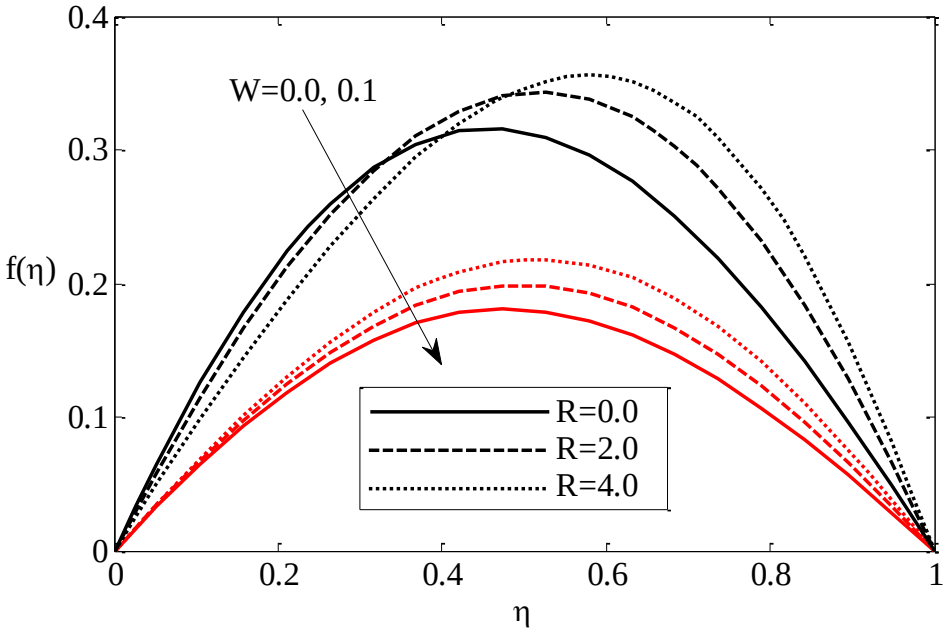


Figure VI.17: Effet du parameter d'injection/rejection (R) sur le profil de vitesse.

La figure (VI.17) montre l'effet de la variation du paramètre d'injection/rejection sur le profil de vitesse du nanofluide à couple-contrainte. On constate qu'une augmentation du paramètre d'injection/rejection améliore la vitesse d'écoulement du fluide. Dans le premier cas, la force visqueuse dans le fluide non newtonien l'emporte sur la force d'inertie, ce qui explique pourquoi la vitesse a un minimum au point où la force d'inertie a un minimum et la vitesse est maximale lorsque la force d'inertie est maximale. Si la force d'inertie continue de croître, les perturbations dans le fluide entraîneront une rupture du flux laminaire et permet le passage à la turbulence. Aussi l'injection des nanoparticules provoque une diminution de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique et par conséquence l'effet d'inertie devient important et plus dominant ce que résulte une augmentation de la vitesse du fluide.

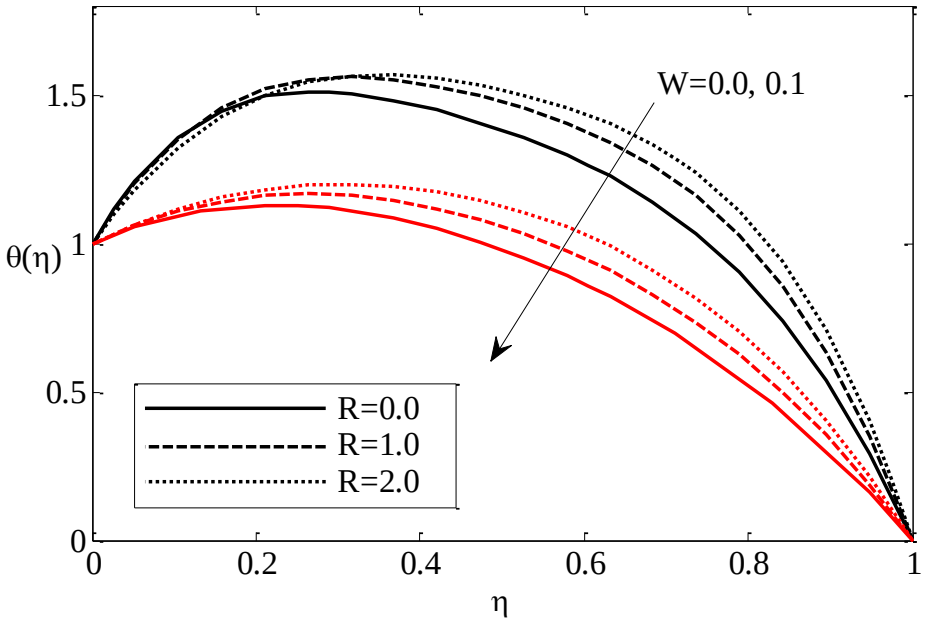


Figure VI.18 : Effet du paramètre d'injection/rejection (R) sur le profil de température (Sc=0.25).

L'effet du paramètre d'injection/rejection sur le profil de température est illustré sur la figure (VI.18). On constate qu'une augmentation du paramètre d'injection/rejection améliore le profil de température du nanofluide; cette amélioration est associée à des pertes de charge plus importantes dues aux chauffages par cisaillement qui augmente avec le taux de glissement entre les nanoparticules et le fluide de base, autrement-dis tout l'énergie mécanique est dissipée sous forme de chaleur.

De la figure (VI.19). On constate que l'augmentation du paramètre d'injection/rejection, la concentration en nanoparticule augmente vers l'injection et diminue vers la paroi de rejection, car l'augmentation de ce paramètre, augmente le taux d'aspiration sur la paroi gauche, cependant la couche limite massique augmente, et les nanoparticules s'éloignées de la surface

chaude. Parconséquent, la concentration prés de cette paroi augmente; tandis que la diminution de la distribution de concentration en nanoparticules vers la paroi droite peut être attribué à l'augmentation du taux de rejection dans l'ambiant, comme illustré à la figure (VI.19).

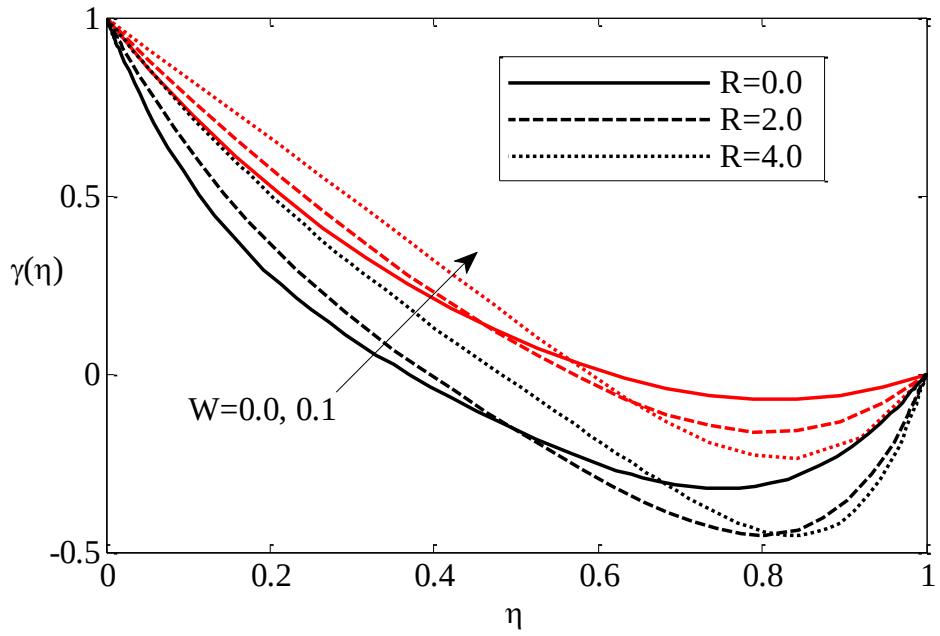


Figure VI.19: Effet du paramètre d'injection/rejection (R) sur le profil de concentration.

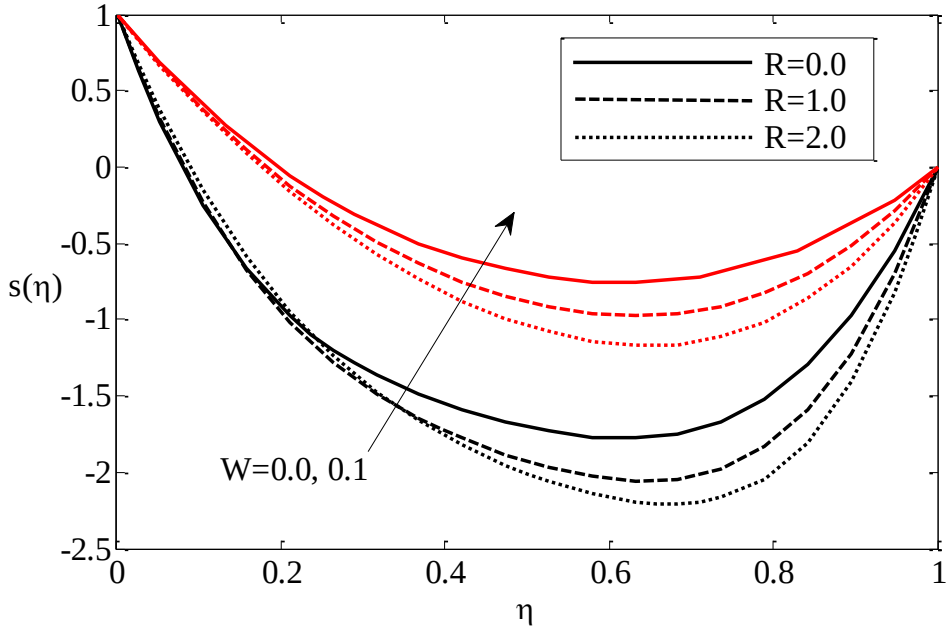


Figure VI.20: Effet du paramètre d'injection/rejection (R) sur le profil de fraction volumique (Sc=0.25).

On remarque de la figure (VI.20) qu'une augmentation du paramètre d'injection/rejection diminue la fraction volumique en nanoparticules, ceci peut être due que le taux de rejection est supérieur ou bien l'emporte sur taux d'injection avec la présence des autre phénomènes comme le champ magnétique, la termophorèse….etc.

VI.7 Influences du paramètre de radiation thermique:

La figure (VI.21) montre l'influence du paramètre du rayonnement thermique sur le profil de vitesse. On constate que le profil de vitesse diminue à mesure que le paramètre du rayonnement thermique augmente. Cela implique que les radiations ont une influence retardante sur le flux de convection libre.

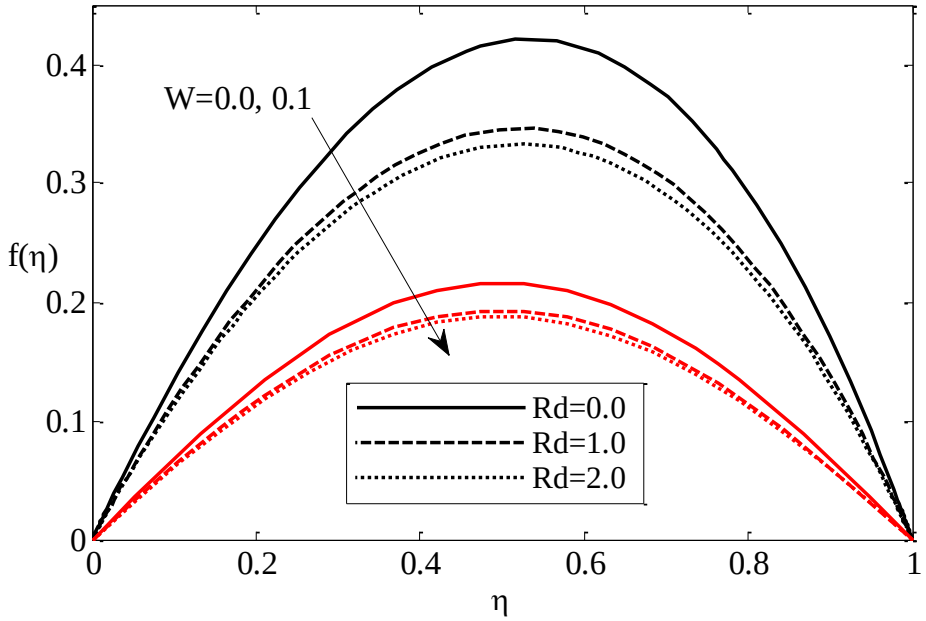


Figure VI.21: Effet du paramètre de radiation (Rd) sur le profil de vitesse.

L'influence du paramètre de rayonnement thermique sur le profil de température est présentée sur la figure (VI.22). Il est claire que la distribution de température diminue avec une augmentation du paramètre de rayonnement thermique ; ceci due à l'augmentation du refroidissement par convection au niveau des parois perméables avec une perte de chaleur croissante dans le milieu ambiant.

Le paramètre de rayonnement Rd a pour effet de réduire considérablement la température dans la région de l'écoulement, car tout augmentation de ce paramètre signifie le dégagement d'énergie thermique de la région d'écoulement et provoque le refroidissement du système. Donc la température du fluide diminue. C-à-dire le paramètre de rayonnement thermique diminue la distribution de la température dans le canal en diminuant l'épaisseur de la couche

limite thermique. On voit de cette figure que l'effet de la radiation devient plus significatif en tant que Rd→0 et peut être négligé lorsque Rd→∞.

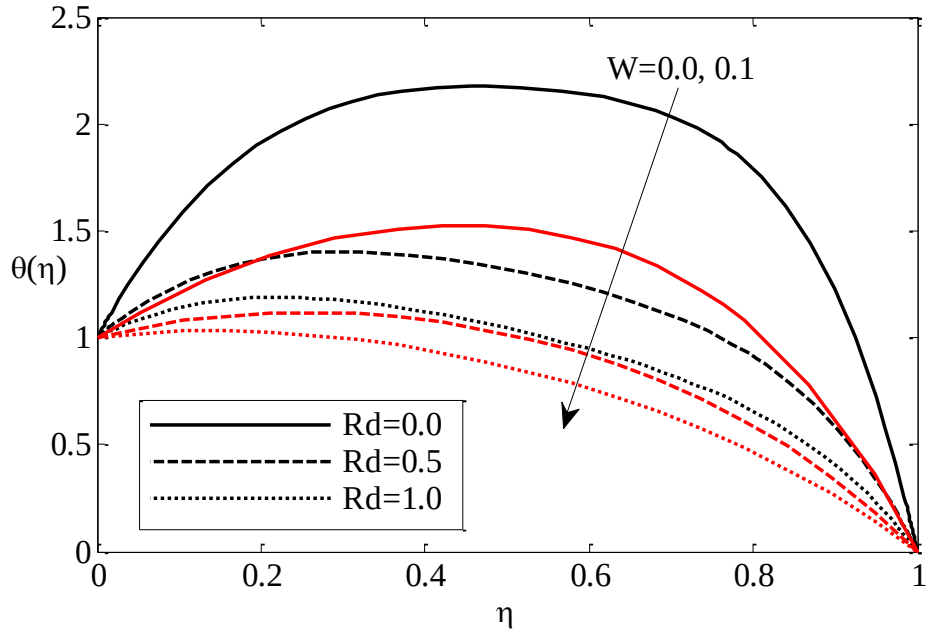


Figure VI.22: Effet du paramètre de radiation (Rd) sur le profil de température.

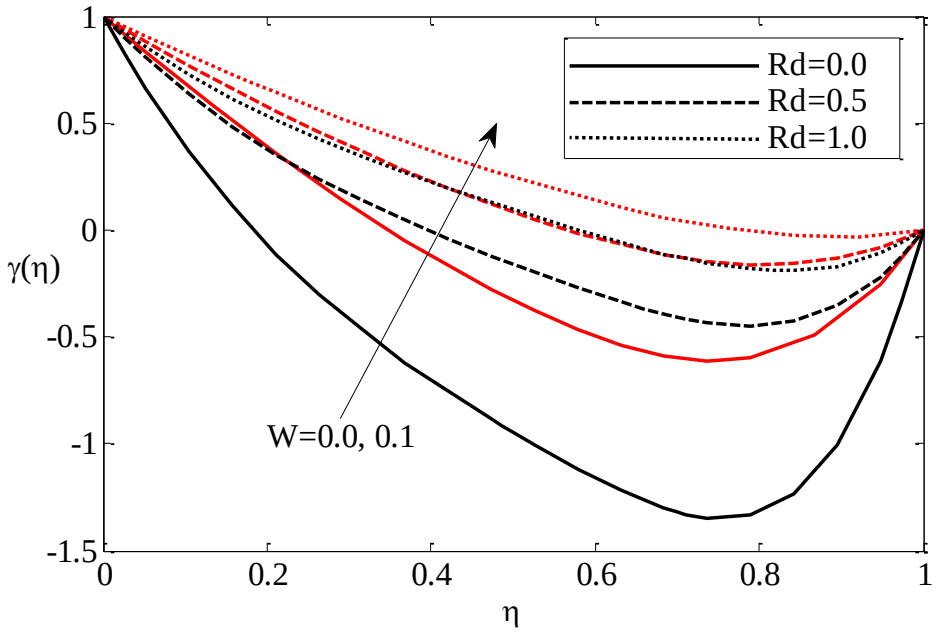


Figure VI.23: Effet du paramètre de radiation (Rd) sur le profil de concentration.

Des figures (VI.23) et (VI.24) on constate que l'augmentation du paramètre du rayonnement thermique augmente le profil de concentration et la fraction volumique du nanofluide, respectivement. Ceci peut être attribué au fait que le fluide se réchauffe avec l'augmentation de ce paramètre, ce qui facilite le mouvement des nanoparticules et engendra des collisions et

agrégation des particules, par conséquent, résulte une accumulation et un excès en nanoparticules dans le canal. Comme illustré dans ces figures.

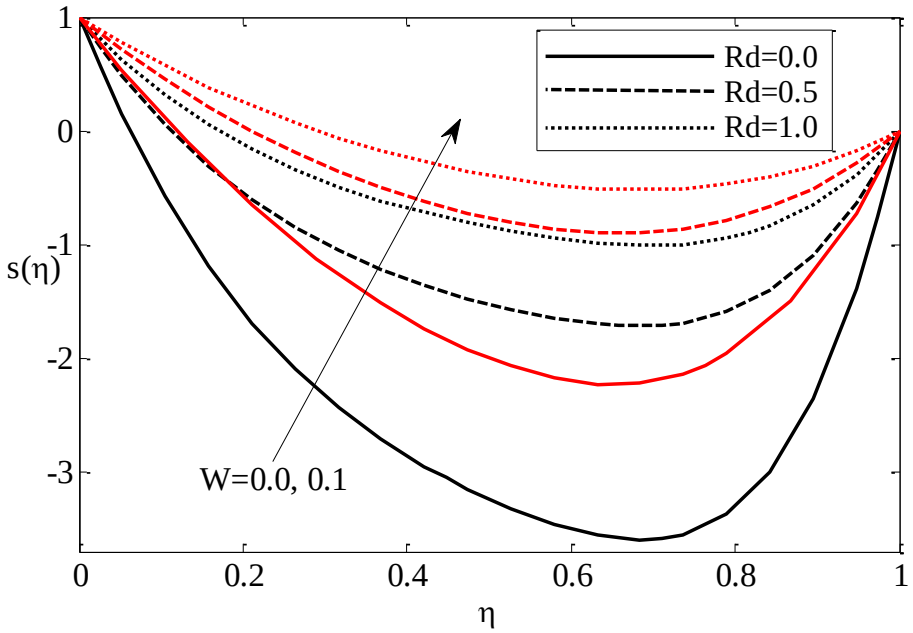


Figure VI.24: Effet du paramètre de radiation (Rd) sur le profil de fraction volumique.

VI.8 Influences du nombre de Reynolds et du paramètre du gradient de pression:

La figure (VI.25) et (VI.26) montrent l'influence du gradient de pression et du nombre de Reynolds sur le profil de vitesse, respectivement. On constate l'accroissement du gradient de pression améliore le profil de vitesse, ceci on peut s'expliquée par le théorème de Bernoulli qui énonce que dans le flux d'un fluide, une accélération se produit simultanément avec la diminution de la pression. Cela signifie que le débit est entrainé par la pression; tandis qu'à mesure que le nombre de Reynolds augment les profils des vitesses s'aplatissent. Cela est dû au fait que la force visqueuse dans le fluide non newtonien domine la force d'inertie, ce qui explique pourquoi la vitesse a un minimum au point où la force d'inertie a un minimum et que la vitesse est maximale lorsque la force d'inertie est maximale. Si la force d'inertie continue de croître, les perturbations dans le fluide entraîneront une rupture du flux laminaire et permet le passage à la turbulence et l'obtention de ces profiles aplaties. Ce qui est en adéquation avec les résultats expérimentaux qui montrent que la longueur d'établissement augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

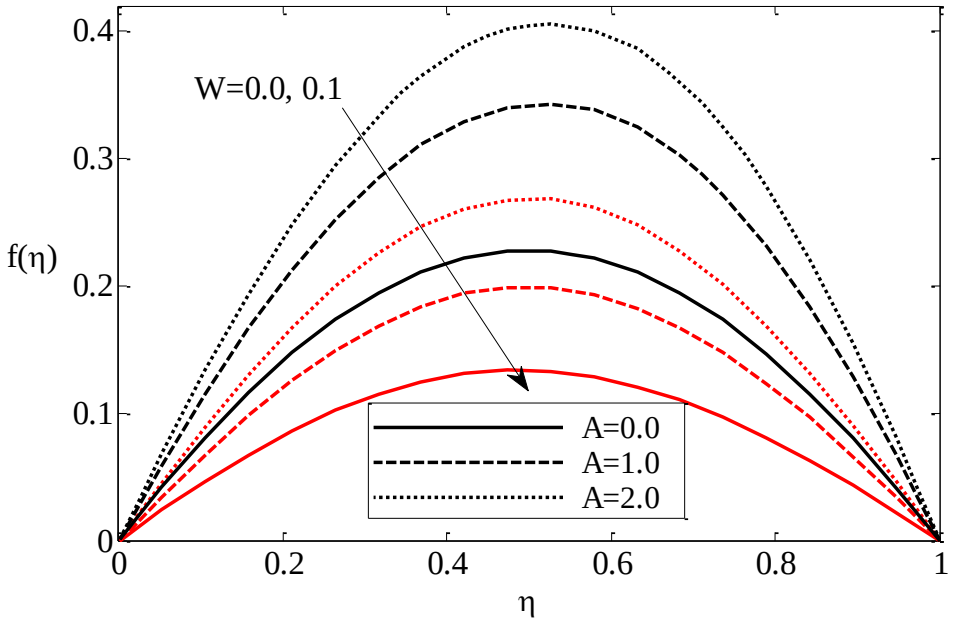


Figure VI.25: Effet du parameter du gradient de pression (A) sur le profil de vitesse.

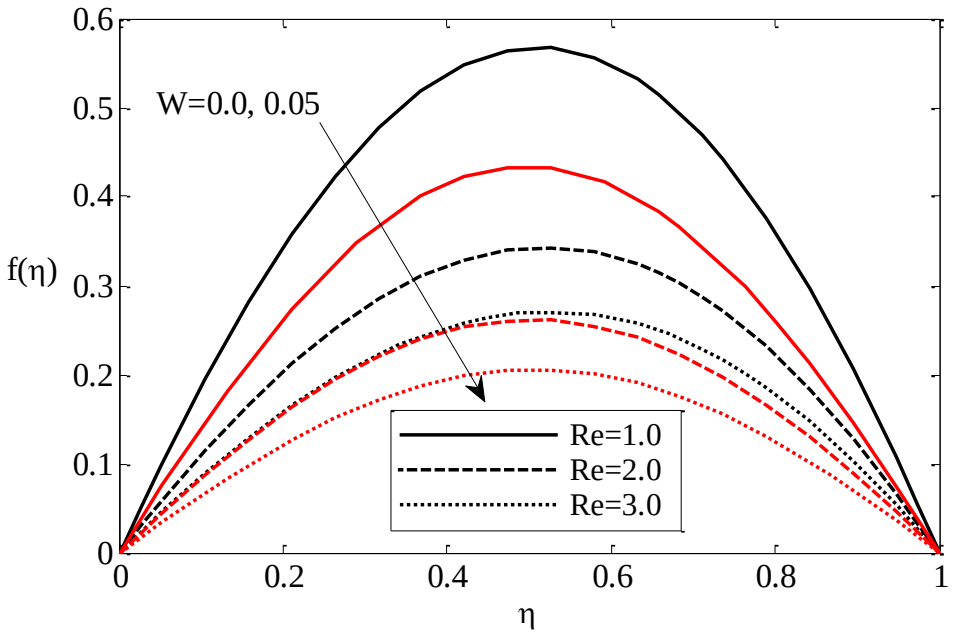


Figure VI.26: Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le profil de vitesse.

Les effets du gradient de pression et du nombre de Reynolds sur le profil de température est illustré à la figure (VI.27) et (VI.28), respectivement. On constate qu'une augmentation de ces deux paramètres d'inertie améliore le profil de température du nanofluide. Cela est attendu, car une augmentation de ces derniers améliore la génération de chaleur interne due à la dissipation visqueuse et aux effets du couple-contrainte, ce qui est associée à des pertes de

charge plus importantes dues aux chauffages par cisaillement qui augmente avec le taux de glissement, autrement-dis tout l'énergie mécanique est dissipée sous forme de chaleur.

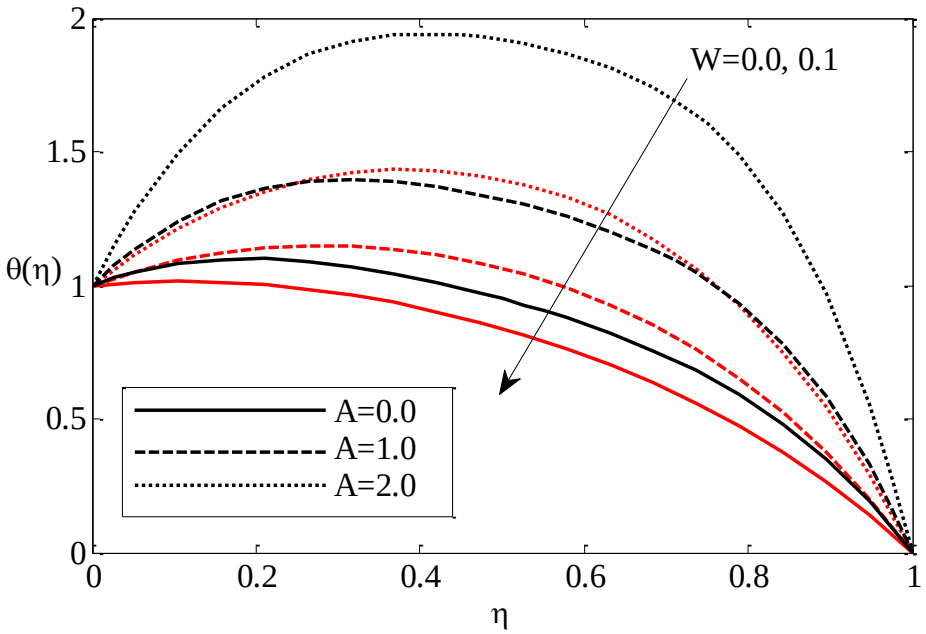


Figure VI.27: Effet du gradient de pression (A) sur le profil de température.

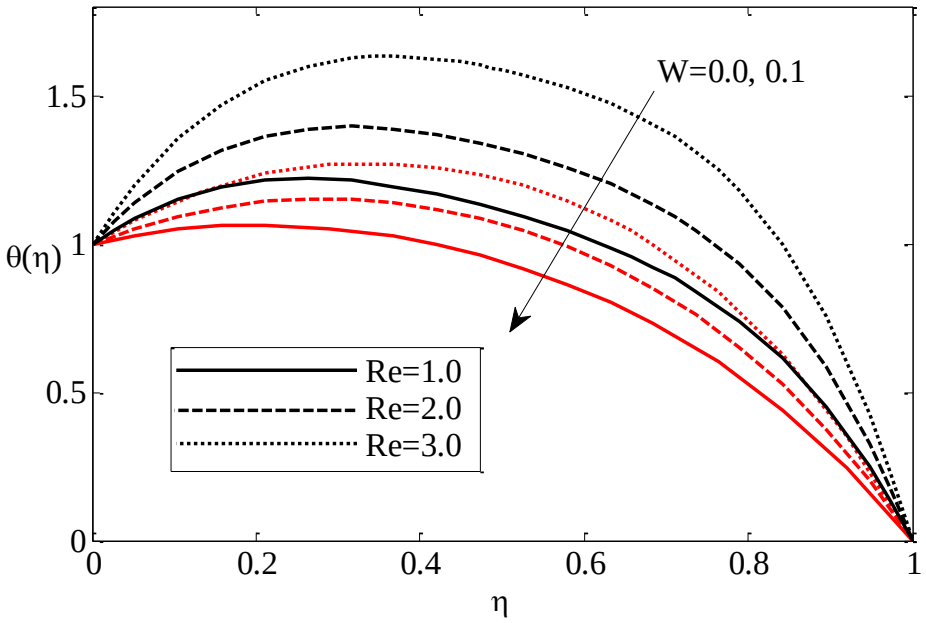


Figure VI.28: Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le profil de température.

Les figures (VI.29), (VI.30), (VI.31), (VI.32) présentent l'effet du gradient de pression et de Reynolds sur la distribution de la concentration en nanoparticule et la fraction volumique dans le nanofluide, respectivement. On constate des figures (VI.29), (VI.30) que les profils de concentration en nanoparticules diminuent à mesure que ces paramètres augmente, cela peut

être attribué la supériorité du taux de rejection à la paroi droite par rapport au taux d'injection à mesure que ces paramètre augmentent et à la migration des nanoparticules vers cette paroi sous l'influence du gradient de température. En conséquence la fraction volumique diminue; comme illustré sur les figures (VI.31) et (VI.32).

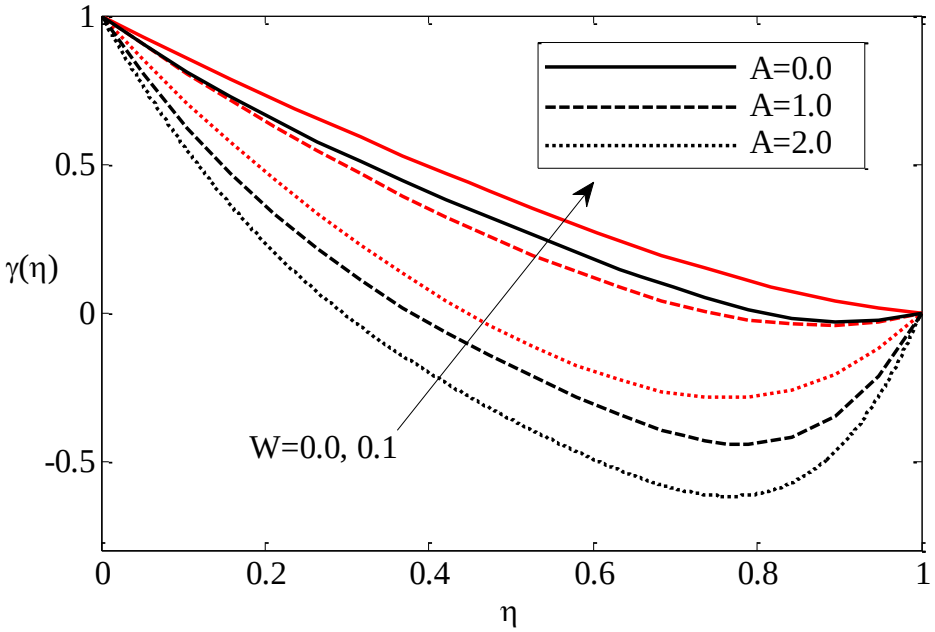


Figure VI.29: Effet du gradient de pression (A) sur le profil de concentration (Sc=0.25).

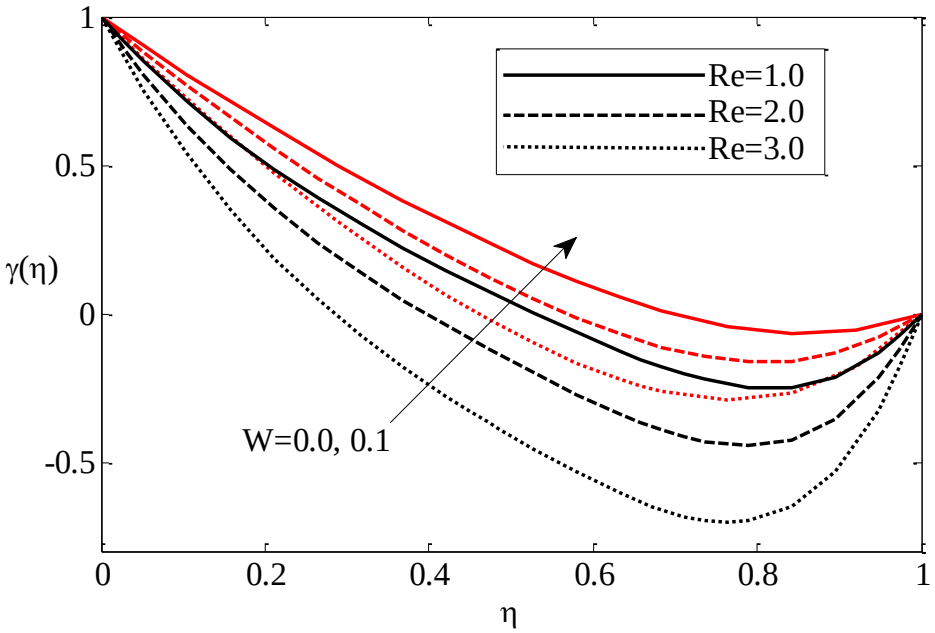


Figure VI.30: Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le profil de concentration.

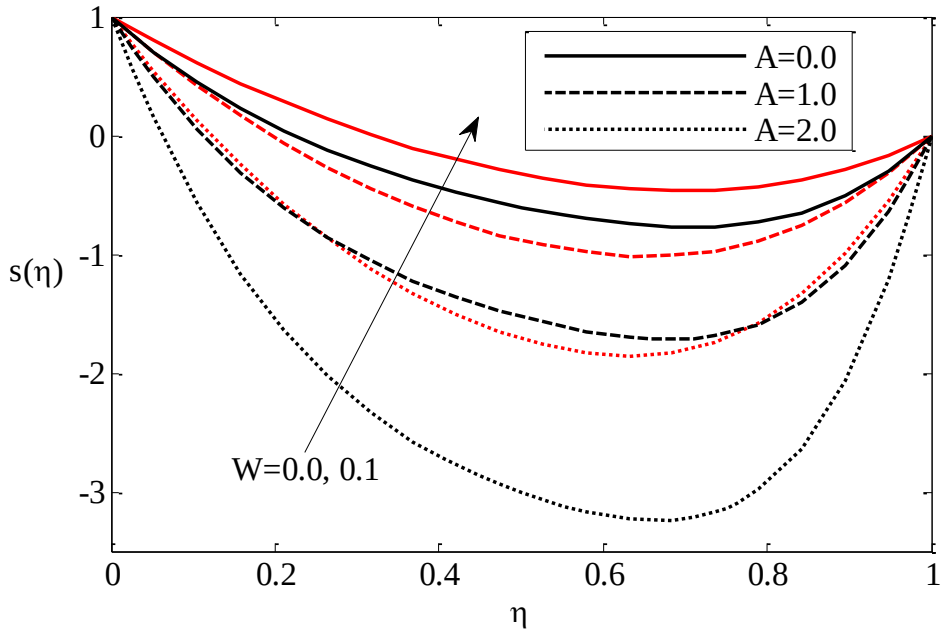


Figure VI.31: Effet du gradient de pression (A) sur le profil de fraction volumique.

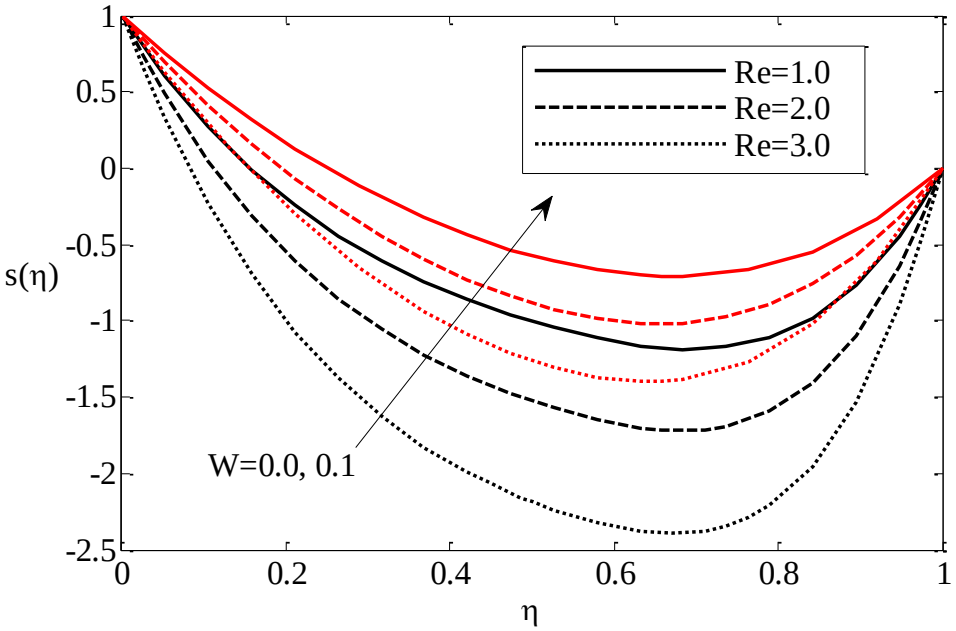


Figure VI.32:Effet du nombre de Reynolds (Re) sur le profil de fraction volumique.

VI.9 Influences du nombre de Grashof thermique et solutal:

La figure (VI.33) décrit les effets combinée du nombre de Grashof thermique et solutal sur le profil de vitesse du nanofluide à couple-contrainte. On remarque que la hausse de ces paramètre améliore le profil de vitesse car la dilatation thermique volumétrique augmente et la densité du fluide diminue, ceci est attribué à l'influence relative de la force de flottabilité

thermique et massique. Simultanément, du fait de la contrainte de conservation du flux de masse. Confirmant ainsi le passage à un écoulement turbulent.Cela signifie que la convection libre joue un rôle important dans le flux de nanofluides. Confirme ainsi les résultats trouvés par S. A. Nehad et al **[107]**.

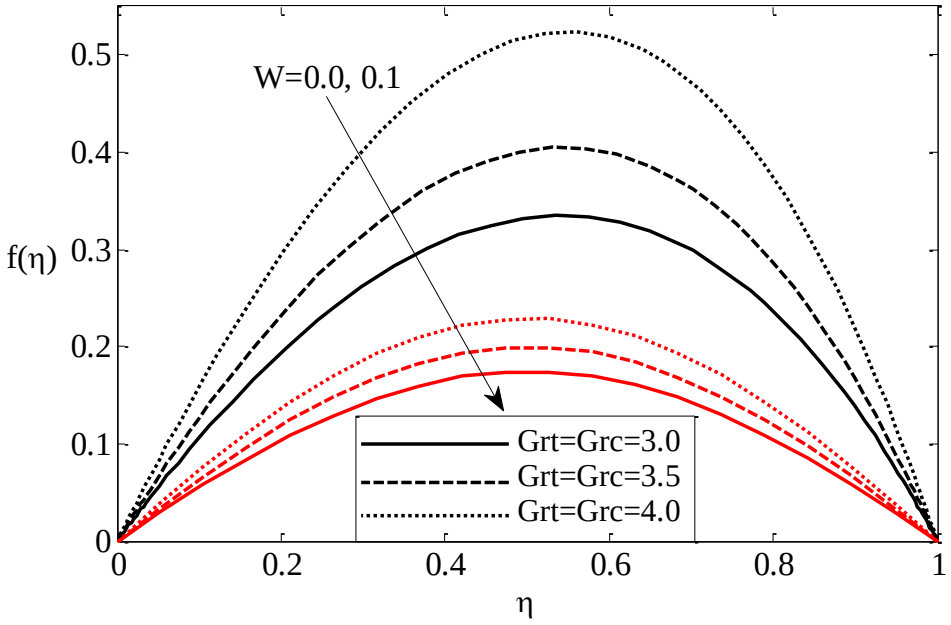


Figure VI.33: Effet du nombre de Grashof thermique (Grt) et solutal (Grc) sur le profil de vitesse (Sc=0.25).

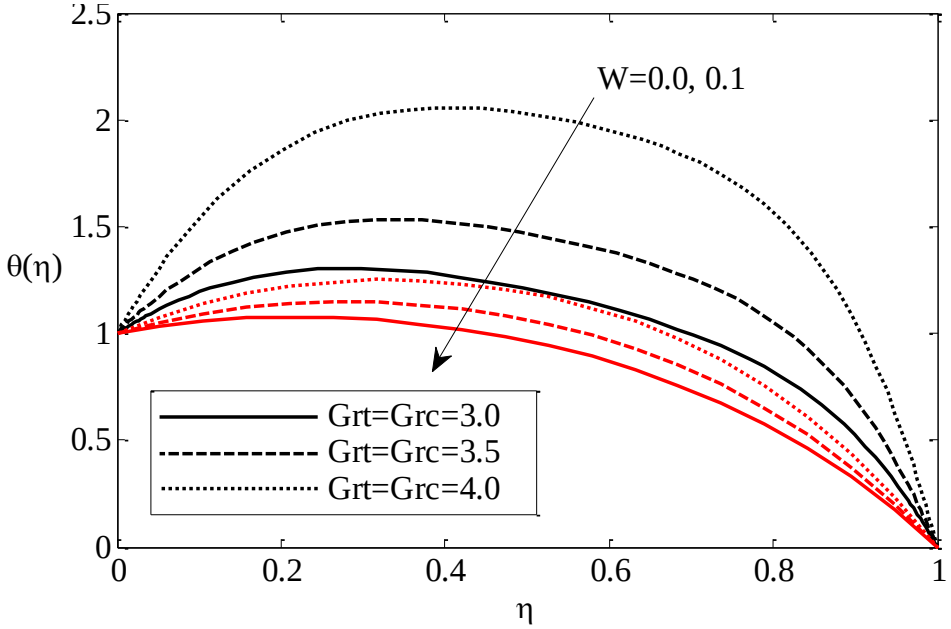


Figure VI.34: Effet du nombre de Grashof thermique (Grt) et solutal (Grc) sur le profil de temperature (Sc=0.25).

De la figure (VI.34) on remarque que le profil de température augment avec l'augmentation des nombre de Grashof thermique et solutal, car l'augmentation de ces derniers affaiblit les liaisons intermoléculaires maintenus les particules fluides, la gravité devient suffisamment fort, et par conséquent, la température de fluide augmente en raison de la collision accrue entre ces particules (augmentation de la force de frottement interne), comme conclut par S. A Nehad et al [107].

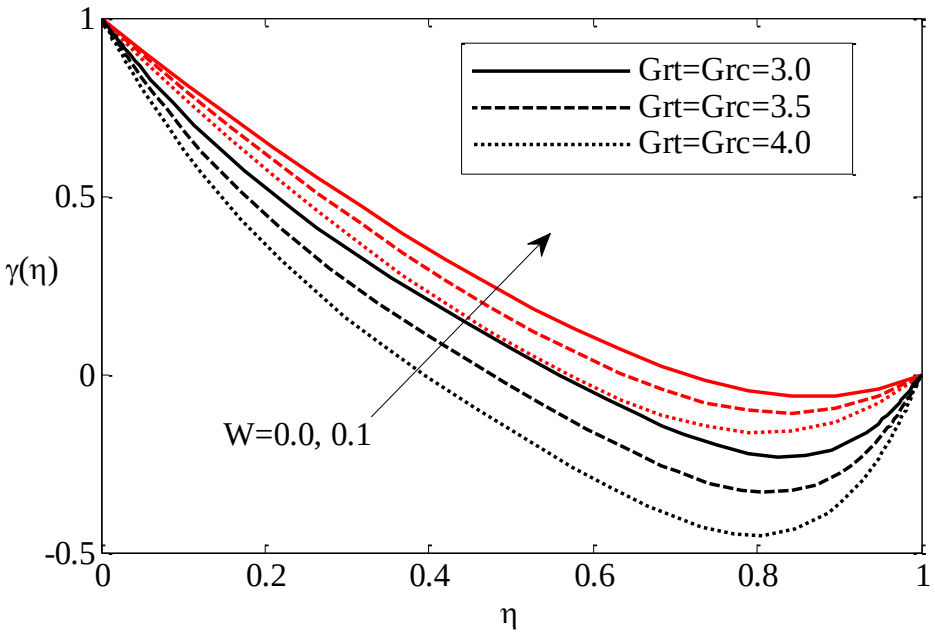


Figure VI.35: Effet du nombre de Grashof thermique (Grt) et solutal (Grc) sur le profil de concentration (Sc=0.5).

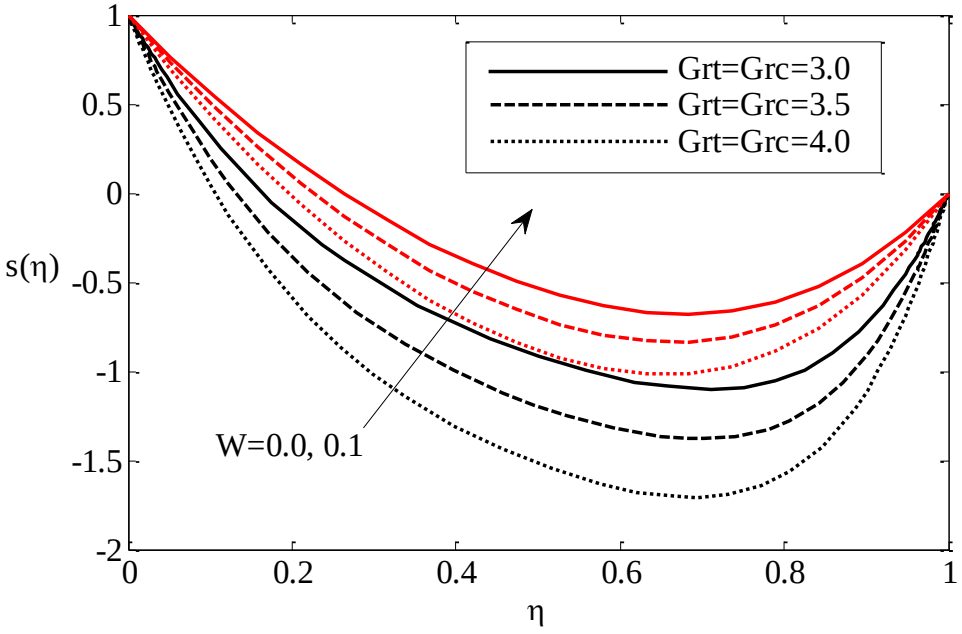


Figure VI.36: Effet du nombre de Grashof thermique (Grt) et solutal (Grc) sur le profil de fraction volumique.

La figure (VI.35) présente l'effet du nombre de Grashof thermique et solutal sur le profil de concentration en nanoparticules, on remarque qu'une augmentation de ces deux paramètres diminue le profil de concentration, car cela engendre le passage vers le régime turbulent qui favorise le transfert de chaleur et de masse sous l'effet de la migration et la rejection des particules dans l'ambiant. C'est ce qui diminue aussi le profil de fraction volumique, comme illustré sur la figure (VI.36).

VI.10 Influences du nombre de Prandtl:

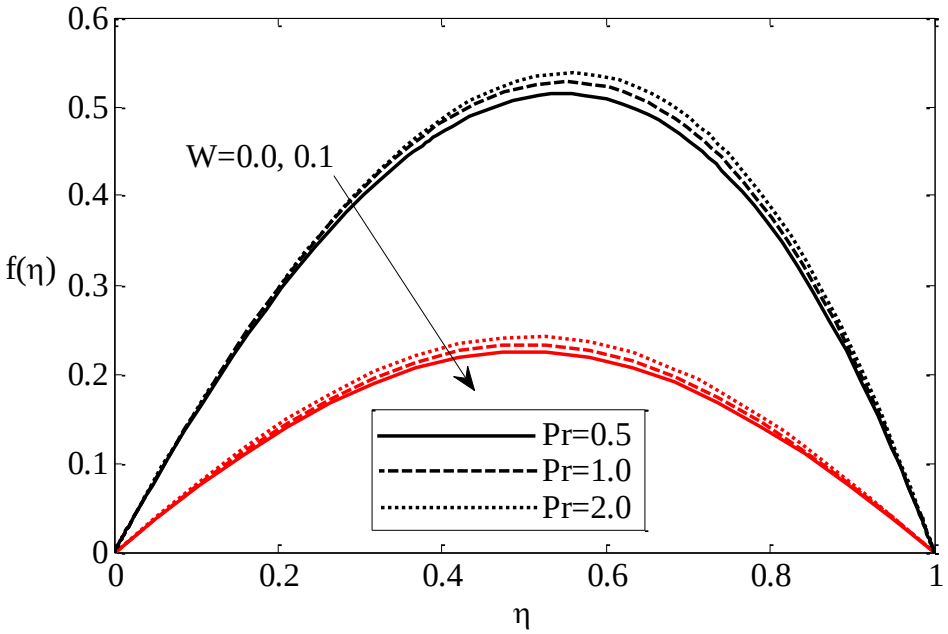


Figure VI.37: Effet du nombre de Prandtl (Pr) sur le profil de vitesse (Sc=0.25).

Nombre de Prandtl en particulier Pr = 0.71 et 6.2 s'associent à l'air et l'eau, respectivement. Il est intéressant de souligner ici que les propriétés des métaux liquides sont caractérisées par de petites valeurs du nombre de Prandtl (Pr <1), qui ont une conductivité thermique plus grande mais une viscosité plus faible, alors que des valeurs plus élevées du nombre de Prandtl (Pr> 1) sont associées à huiles à haute viscosité.

La figure (VI.37) présente l'effet du nombre de Prandtl sur le profil de vitesse. On constate que la vitesse d'écoulement du fluide s'accélère à mesure le nombre de Prandtl augmente. Il est conforme aux attentes physiques, car il est dû au fait que l'augmentation de la force de flottabilité entraîne immédiatement une augmentation du profil de vitesse.

Il est noté à la figure (VI.38) que, lorsque le nombre de Prandtl augmente, la température sans dimension du fluide augmente. La diffusivité thermique du fluide augmente avec l'augmentation de Pr du fait que la diffusion de la chaleur générée par dissipation

visqueuse dans le canal augmente. De plus, l'accumulation de chaleur interne dans le canal entraîne une augmentation de la température sans dimension. Ceci dû au fait que les phénomènes thermique l'emporte sur les phénomènes hydrodynamiques car un nombre de Prandtl élevé indique que le profil de température dans le fluide sera fortement influencé par le profil de vitesse. Nombre de Prandtl petit, indique des fluides ayant une conductivité thermique élevée, ce qui produit des structures de couche limite thermique plus épaisses que celles d'un nombre de Pr élevé (Pr=6).

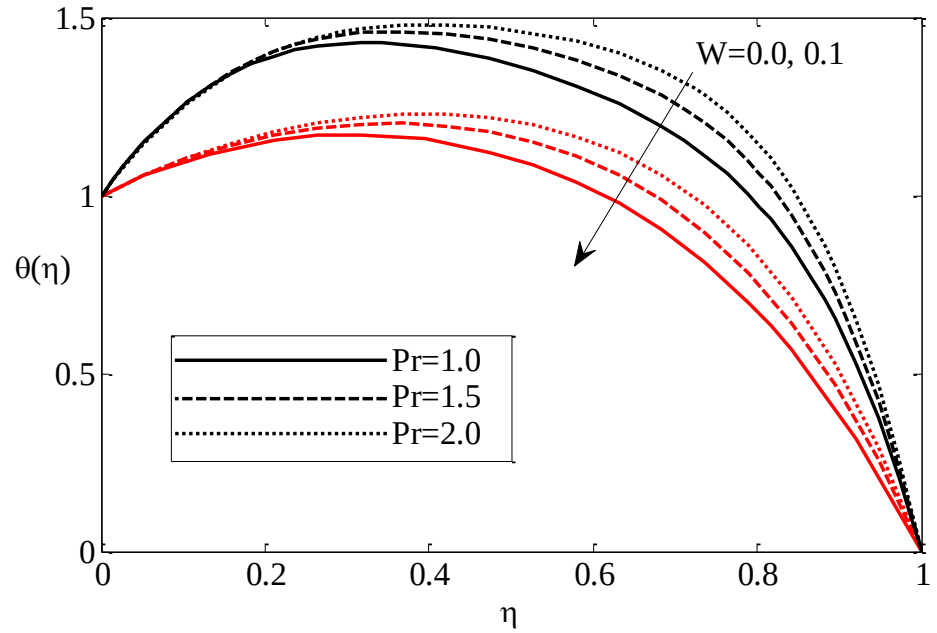


Figure VI.38: Effet du nombre de Prandtl (Pr) sur le profil de température.

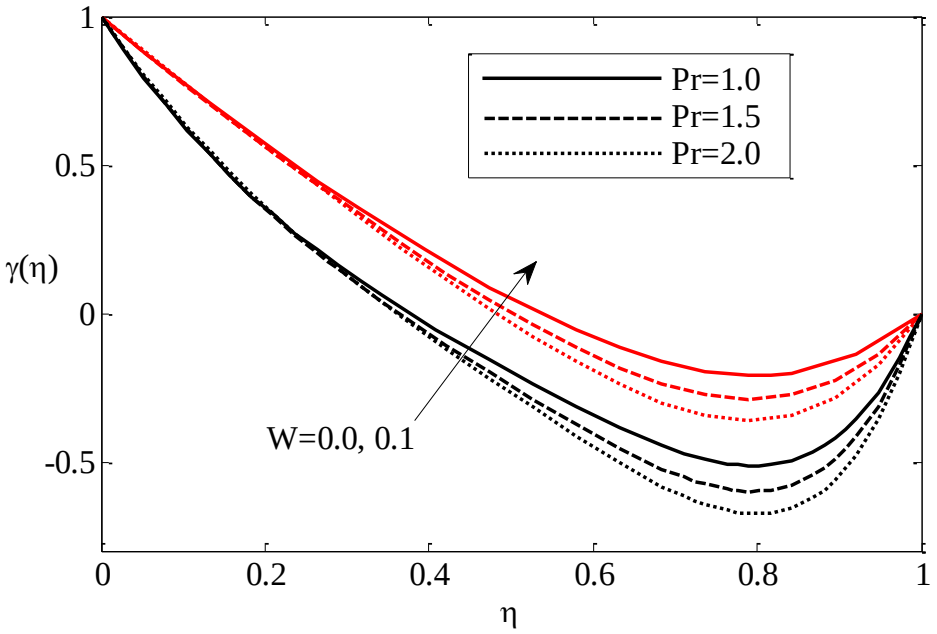


Figure VI.39: Effet du nombre de Prandtl (Pr) sur le profil de concentration.

Des figures (VI.39) et (VI.40) présentent l'effet du nombre de Prandtl sur les profils de concentration et de fraction volumique en nanoparticules. On constat que ces profils diminuent à mesure que le nombre de Prandtl augmente.

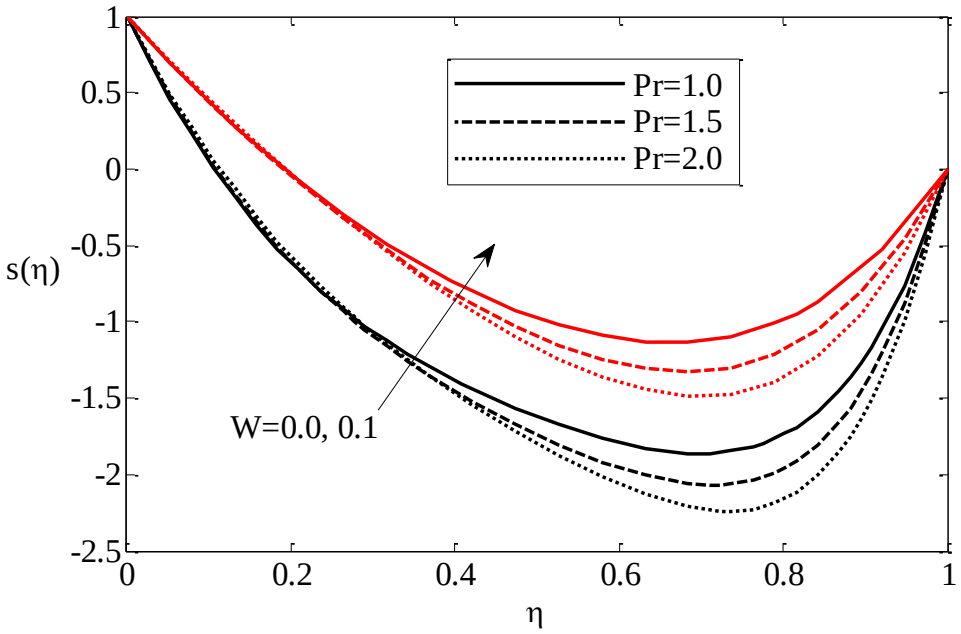


Figure VI.40: Effet du nombre de Prandtl (Pr) sur le profil de fraction volumique.

VI.11 Influences du rapport de flottabilité du nanofluide :

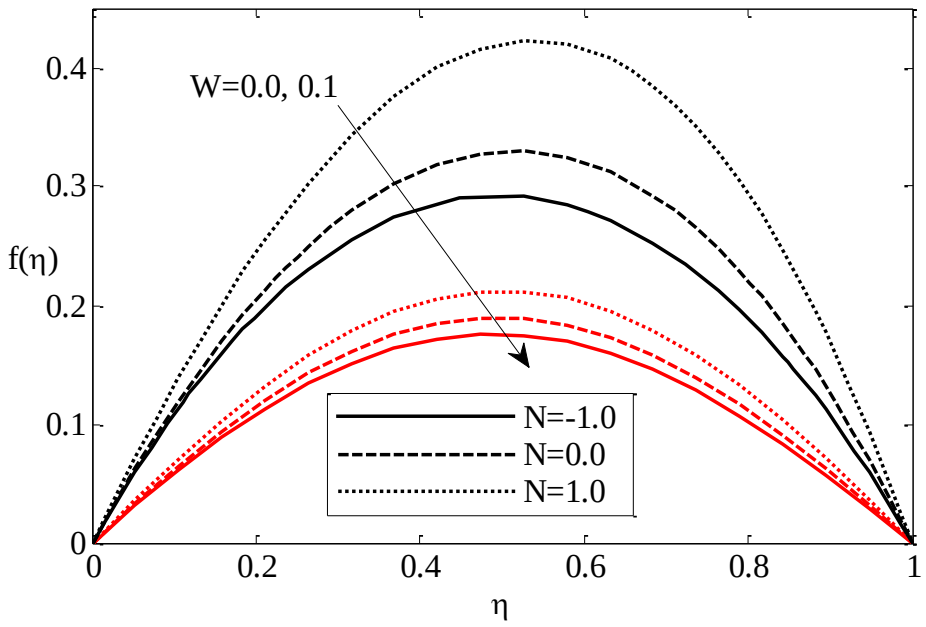


Figure VI.41: Effet du rapport de flottabilité (N) sur le profil de vitesse.

La valeur de N change de -1.0 cela implique un scenario de flottabilité opposée jusqu'à N = 1.0 qui est associe à un scenario de flottabilité positive. Comme résultats remarquables, la flottabilité montre un effet sensible en termes de paramètre N à l'augmentation de la vitesse et la température du fluide, comme nous le voyons dans la figure (VI.41) et (VI.42), respectivement.

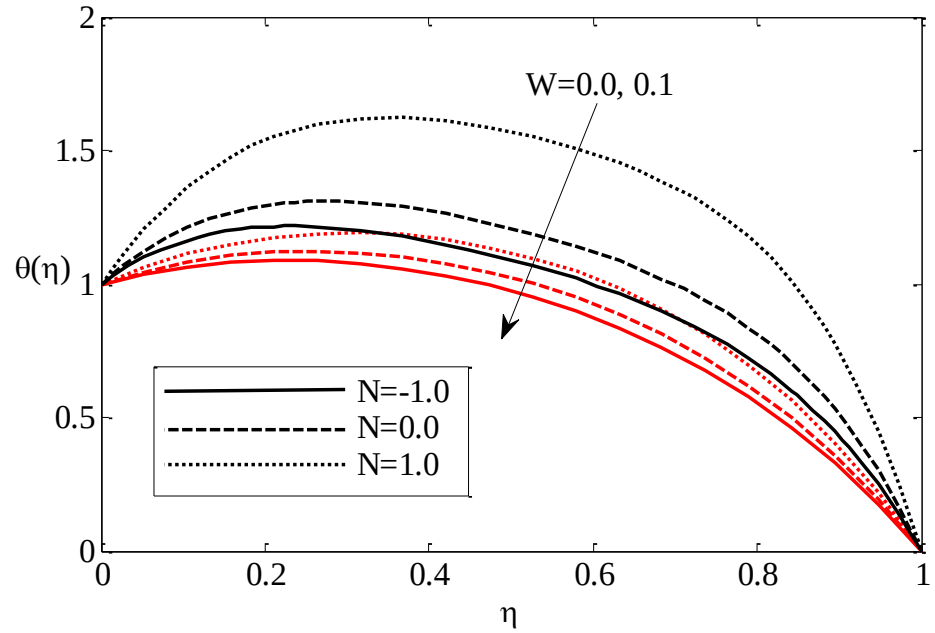


Figure VI.42: Effet du rapport de flottabilité (N) sur le profil de temperature.

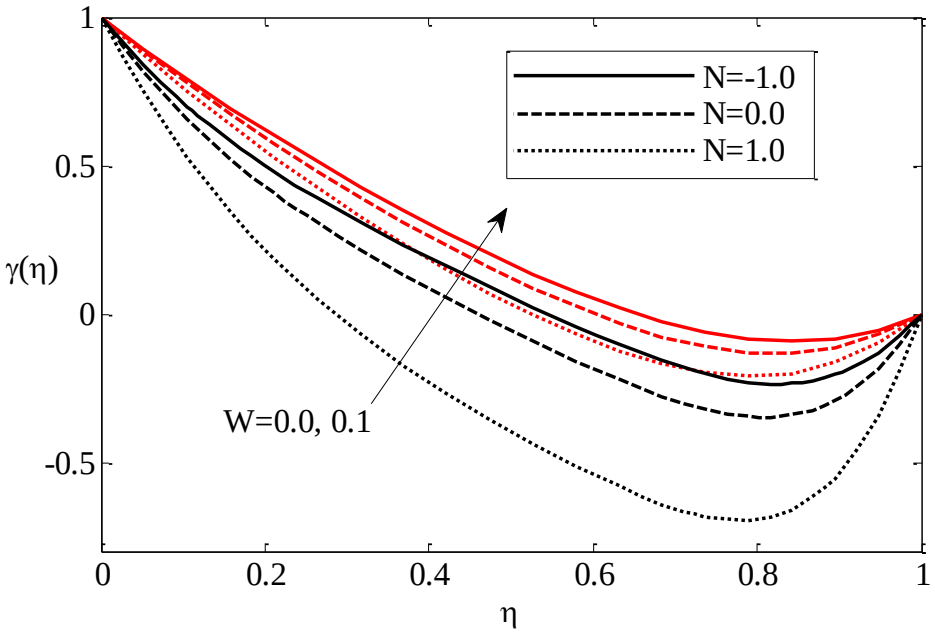


Figure VI.43: Effet du rapport de flottabilité (N) sur le profil de concentration.

Les figures (VI.43) et (VI.44) présentent un comportement inverse de la concentration et de la fraction volumique de nano-fluide quand le taux de flottabilité de nano-fluide N augmente. Le fluide devient suffisamment dilue en termes de particules près de la paroi. L'augmentation de ce paramètre N impose une diminution de la distribution de la concentration et de la fraction volumique de nanoparticules.

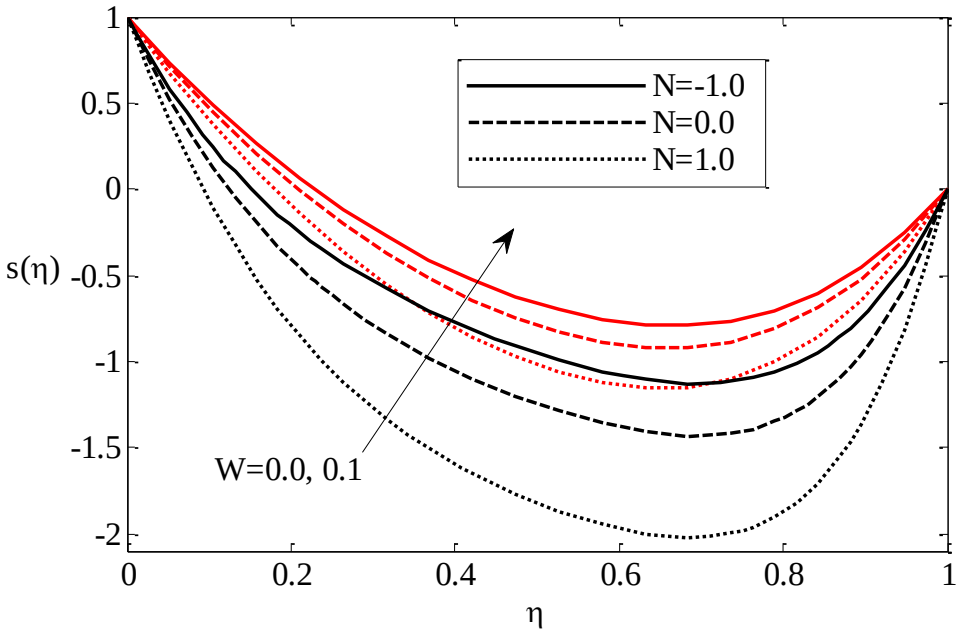


Figure VI.44: Effet du rapport de flottabilité (N) sur le profil de fraction volumique.

VI.12 Influences des nombre de Soret et Dufour :

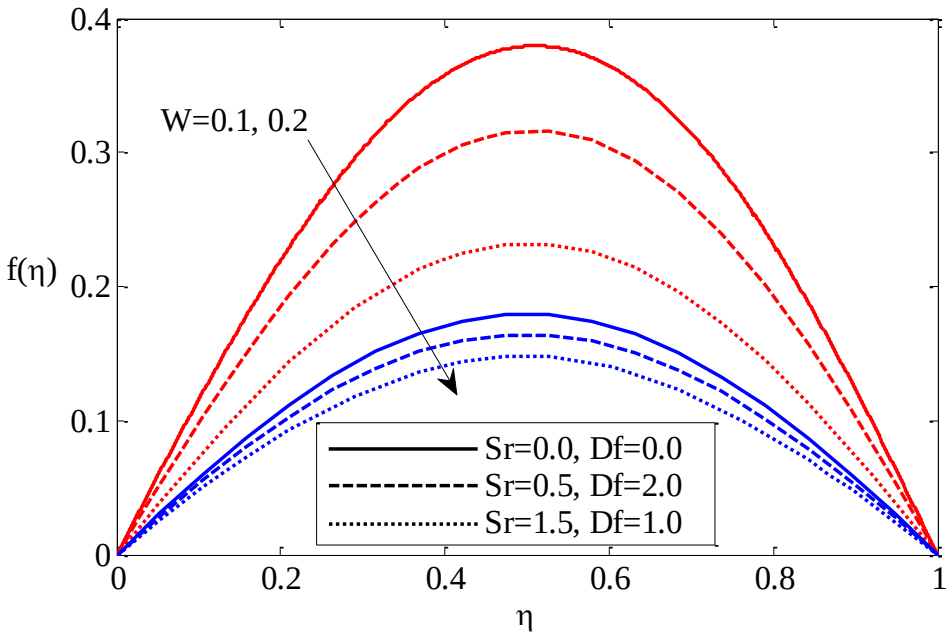


Figure VI.45: Effet de Soret (Sr) et Dufour (Df) sur le profil de vitesse.

La figure (VI.45) montre l'effet de Soret et de Dufour sur le profil de vitesse, de cette figure on voit que l'augmentation du nombre de Soret (diminution du nombre de Dufour) diminue la vitesse de fluide car suivant le signe du nombre de Soret, l'intensité de la vitesse peut soit augmentée soit diminuée avec la séparation. En effet dans le cas où Soret est positive, le constituant le plus lourd migre vers la paroi la plus froide c-à-dire la paroi droite puis il est advecté par la boucle convective vers la partie gauche du canal et par suite la vitesse de la boucle convective diminue avec la séparation causé par le transfert de masse horizontale, ces deux phénomènes sont liées à l'effet de Soret c'est à-dire en augmentant le nombre de Soret le transfert de masse horizontale augmente et la vitesse de la boucle convective diminue, ce qui provoque la diminution du profil de vitesse (collision entre les particules qui créé un champ de rotation qui ralentie la vitesse du fluide). La présente analyse montre que le paramètre de Soret influe sensiblement sur le débit.

La figure (VI.46) présente l'effet de Soret et de Dufour sur le profil de température. On constate de cette figure que la température de fluide augmente avec l'augmentation du nombre de Dufour (diminution du nombre de Soret).Cela peut être dû à l'augmentation de la diffusivité thermique du nanofluide. Le paramètre Sr (nombre de Soret) n'entre pas directement dans l'équation d'énergie et l'effet Dufour améliores les flux de masse, Par conséquent, l'augmentation de la valeur Df chauffe fortement le flux.

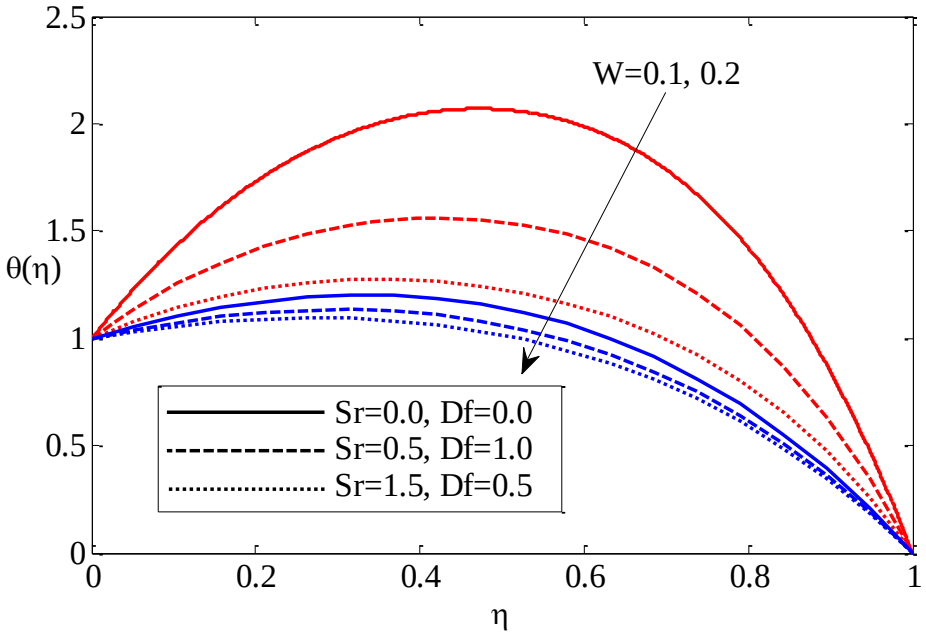


Figure VI.46: Effet de Soret (Sr) et Dufour (Df) sur le profil de température.

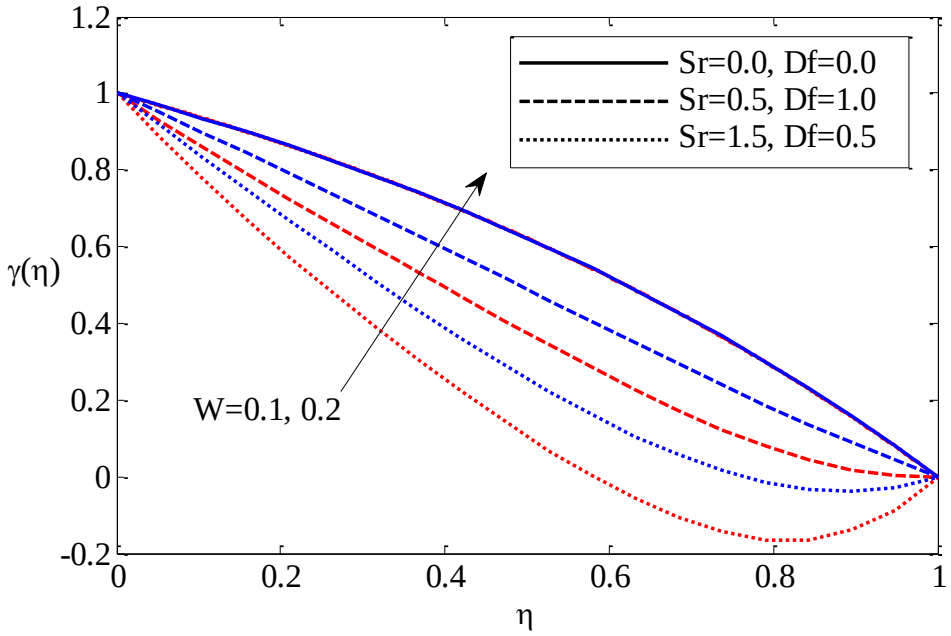


Figure VI.47: Effet de Soret (Sr) et Dufour (Df) sur le profil de concentration.

On voit de la figure (VI.47) que l'augmentation du nombre de Soret (diminution du nombre de Dufour) due à la contribution des gradients de température, la diffusion des espèces diminue la concentration en nanoparticules. Lorsque Sr=Df=0.0; àl'exceptiondu paramètre d'injection/rejection et le nombre de Schmidt on constate que tous les autre paramètres du problème étudié ont aucune influence sur le profil de concentration (Résultat de l'article) car ces paramètres n'entrent pas directement dans l'équation de concentration d'espèces (V.5). Comme illustré sur la figure pour le paramètre de rhéologie.

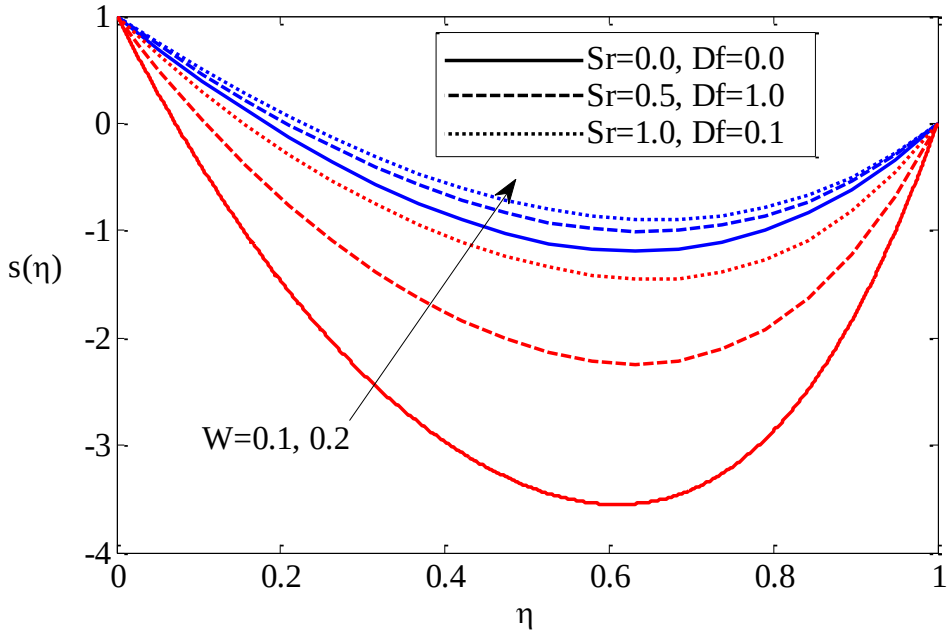


Figure VI.48: Effet de Soret (Sr) et Dufour (Df) sur le profil de fraction volumique.

L'effet combinée de la diminution de Dufour (l'augmentation du nombre de Soret) sur la distribution de la fraction volumique est illustré dans la figure (VI.48), on constate que la diminution du nombre de Dufour (l'augmentation du nombre de Soret) augment la fraction volumique en nanoparticule dans le fluide, ceci peut être attribué à la diminution de la diffusivité massique des nanoparticules avec la diminution du nombre de Dufour.

VI.13 Coefficient de frottement :

Généralement, le coefficient de frottement est plus élevé au mur gauche du fait de l'injection et plus faible au mur droit du fait de l'aspiration (rejection). Selon Nehad et al. [107], il est utile d'utiliser régression linéaire de la penteà travers la méthode des points de données pour montrer l'influence d'un paramètre sur les quantités considérées. Dans le premier cas, il est facile de vérifier que les variations du coefficient de frottement et du taux de transfert de chaleur se produisent localement dans le sens opposé, c'est-à-dire du côté droit ou du côté gauche du canal. Il est évident l'augmentation du paramètre de rhéologie augmente le coefficient de frottement au niveau des deux paroi (gauche et droite) avec un taux de (0.8825) et (0.6540), respectivement, cela due au caractère du couple-contrainte qui rend le fluide plus visqueux, il est intéressant de noté que lorsque $W \rightarrow 0$ le coefficient de frottement est petit, cependant le comportement devient Newtonien à mesure que la paramètre de rhéologie tend vers zéro. On constate que l'augmentation du paramètre du champ magnétique, les valeurs du coefficient de frottement diminue à la paroi gauche avec un taux de (-0.0244) et augmente à la paroi droite avec un taux de (0.0363), ceci peut être attribué à la force de Lorentz retardant la vitesse du fluide qui se présente lorsqu'un champ magnétique est imposé et qu'une grande résistance à la dynamique apparaît en régime laminaire. Tandis que l'augmentation du paramètre d'injection/rejection diminue le coefficient de frottement au niveau des deux parois (gauche et droite) avec un taux de (-0.0374) et (-0.1013), respectivement, ceci est attribué à l'augmentation du taux d'injection et le taux de rejection des nanoparticules dans l'ambiant et à la diminution de la fraction volumique dans le fluide comme illustré au figures (VI.19) et (VI.20). On constate que les valeurs du coefficient de frottement à la paroi gauche diminuent avec l'augmentation de Rd et Nb avec un taux de (-0.0593) et (-0.0198) respectivement, et augmente avec le paramètre de la théromphorèse Nt avec un taux de (0.1109); un effet opposé est observé pour ce coefficient a la paroi droite. Les valeurs croissantes de M, R, Rd et Nb, entrainent une diminution du transfert de quantité de mouvement et la contrainte de cisaillement, entrainant une diminution du coefficient de frottement.

Tableau VI.2: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt.

W	M	R	Rd	Nb	Nt	Cf (0)	Cf(1)
0.0	2	2	0.5	0.2	0.5	0.6610	-0.8260
0.1						0.7924	-0.7324
0.2						0.8375	-0.6952
SLP						0.8825	0.6540
0.1	0.0	2	0.5	0.2	0.5	0.8485	-0.8162
	2.5					0.7800	-0.7141
	5.0					0.7261	-0.6344
	SLP					-0.0244	0.0363
0.1	2	0.0	0.5	0.2	0.5	0.8594	-0.5488
		2.0				0.7924	-0.7324
		4.0				0.7097	-0.9540
		SLP				-0.0374	-0.1013
0.1	2	2	0.0	0.2	0.5	0.8353	-0.7989
			0.5			0.7924	-0.7324
			1.0			0.7760	-0.7090
			SLP			-0.0593	0.0899
0.1	2	2	0.5	0.2	0.5	0.7924	-0.7324
				1.2		0.7587	-0.6776
				2.0		0.7578	-0.6755
				SLP		-0.0198	0.0325
0.1	2	2	0.5	0.2	0.05	0.7520	-0.6684
					0.5	0.7924	-0.7324
					1.0	0.8571	-0.8394
					SLP	0.1109	-0.1806

VI.14 Nombre de Nusselt :

Le tableau (VI.3) présente la variation du taux de transfert de chaleur pour différentes valeur des paramètres : de rhéologie, du champ magnétique, d'injection/rejection, de radiation, du mouvement brownien et de la thermophorèse. On utilisant la régression linéaire de la pente à travers la méthode des points de données pour montrer l'influence d'un paramètre sur les quantités considérées. L'augmentation du paramètre de rhéologie entraîne une augmentation du taux de transfert de chaleur à la paroi gauche avec un taux de (23.5455) et diminution à la paroi droite avec un taux de (-37.6075), ceci est attribué à l'effet majeur de ce paramètre sur les couches limites hydrodynamique et thermique; car cette diminution du transfert de chaleur à la paroi droite due à l'effet stabilisant de ce paramètre qui aboutità des phénomènes qui défavorisent le transfert de chaleur comme l'agglomération ou l'agrégation des particules. Une tendance similaire est observé avec l'augmentation du champ magnétique et du paramètre de radiation; ceci peut être due, respectivement à la grande résistance à la dynamique des nanoparticules qui transport la chaleur et au refroidissement par convection ainsi que à la perte de chaleur dans les conditions ambiantes. Tandis que l'augmentation du paramètre d'injection/rejection diminue le taux de transfert de chaleur à la paroi gauche avec un taux de

(-0.1609) et augmente à la paroi droite avec un taux de (1.1585), ceci peut être attribué à la diminution et l'accroissement de la couche limite thermique qui est contrôlé par le phénomène d'aspiration et de rejection au deux parois.Il est évident que le mouvement brownien augmente avec la température, ce qui est observé par le taux de Nusselt (0) et (1) correspondant, car l'augmentation de ce paramètre apparaît que le mouvement laminaire des particules dans fluide se déforme; cette observation est cohérente avec le fait que les nanoparticules ont une conductivité thermique élevée et donc un taux de transfert de chaleur plus élevé. L'effet de thermophorèse est synonyme de mouvement des nanoparticules qui transporte la chaleur dans le sens le plus bas de la température, ce qui entraîne davantage le transfert de chaleur a la paroi droite avec un taux de (2.8438) et diminue environ la paroi gauche avec un taux de (-1.1652). De manière explicite, Nu (0) diminue et Nu (1) augmente avec la thermophorèse. Un autre résultat du tableau (VI.3) est que les couches limites thermiques correspondantes sont fortement influencées par le mouvement brownien et l'effet thermophorèse. Nt joue également un rôle positif dans l'amélioration des caractéristiques de transfert de chaleur. Nu s'agrandit progressivement à mesure que Nt augmente, mais l'amplitude croissante est lente comparée à celle causée par l'augmentation de Nb.

Tableau VI.3: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt

W	M	R	Rd	Nb	Nt	Nu(0)	Nu(1)
0.0	2	2	0.5	0.2	0.5	-5.4439	12.7694
0.1						-1.8157	6.7944
0.2						-0.7348	5.2479
SLP						23.5455	-37.6075
0.1	0.0	2	0.5	0.2	0.5	-2.2194	7.3892
	2.5					-1.7302	6.6684
	5.0					-1.3716	6.1398
	SLP					0.1695	-0.2498
0.1	2	0.0	0.5	0.2	0.5	-1.3696	4.7105
		2.0				-1.8157	6.7944
		4.0				-2.0133	9.3445
		SLP				-0.1609	1.1585
0.1	2	2	0.0	0.2	0.5	-2.3927	7.5145
			0.5			-1.8157	6.7944
			1.0			-1.1985	6.9630
			SLP			1.1942	-0.5515
0.1	2	2	0.5	0.2	0.5	-1.8157	6.7944
				1.2		-1.5250	7.3164
				2.0		-1.5097	8.1787
				SLP		0.1749	0.7589
0.1	2	2	0.5	0.2	0.05	-1.3859	5.7626
					0.5	-1.8157	6.7944
					1.0	-2.4896	8.4557
					SLP	-1.1652	2.8438

VI.15 Nombre de Sherwood régulier (Sh)et de nanofluide (Sh'):

Les tableaux (VI.4) et (VI.5) présentent la variation du taux de transfert de masse en terme du nombre de Sherwood régulier (Sh) et le nombre de Sherwood de nanofluide (Sh') respectivement, pour différentes valeurs des paramètres de rhéologie, du champ magnétique, d'injection/rejection, de radiation, du mouvement brownien et de la thermophorèse. On utilisant la régression linéaire de la pente à travers la méthode des points de données pour montrer l'influence d'un paramètre sur les quantités considérées.Nous notons dans les tableaux que le taux de transfert de masse que ce soit en termes de sherwood regulier ou de nanofluide est amélioré au niveau de la paroi gauche par rapport à la paroi droite.

Dans le premier cas, il est intéressant de noté que les variations du taux de transfert de masse et du taux de transfert de chaleur se produisent localement dans le sens opposé, c'est-à-dire du côté droit ou du côté gauche du canal, avec la variation de W, M, Rd et Nb. On constate que l'augmentation de ces derniers, le taux de transfert de masse en terme de Sh' et Sh diminue au niveau de la paroi gauche et amélioré au niveau de la paroi droite. Ceci peut être dû à une augmentation du gradient de concentration des nanoparticules et de fraction volumique au niveau de la paroi droite et à une diminution de ces gradients à la paroi gauche lorsque ces paramètres augmentent.

Tandis qu'on remarque qu'à mesure que la thermophorèse et le paramètre d'injection/rejection augmentent, le taux de transfert de masse en termes de Sherwood regulier (Sh) augmente près de la paroi gauche avec un taux de (12.3250) et (0.1219), respectivement, et diminue près de la paroi droite avec un taux de (-21.2284) et (-1.7861). Ceci peut être dû respectivement à la diminution de la diffusivité massique, en raison d'une plus grande injection de nanofluide et de la présence du gradient de température qui génère un gradient de concentration. Alor que en terme de Sherwood du nanofluide (Sh') on constat même comportement avec la variation de la thermophorèse, mais une diminution au niveau des deux parois avec l'augmentation du paramètre d'injection/rejection.

Tableau VI.4: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt

W	M	R	Rd	Nb	Nt	Sh(0)	Sh(1)
0.0	2	2	0.5	0.2	0.5	11.3784	-15.7972
0.1						6.0167	-6.7564
0.2						4.4301	-4.4020
SLP						-34.7415	56.9760
0.1	0.0	2	0.5	0.2	0.5	6.6100	-7.6608
	2.5					5.8911	-6.5648
	5.0					5.3646	-5.7604
	SLP					-0.24908	0.38008
0.1	2	0.0	0.5	0.2	0.5	5.5545	-3.5658
		2.0				6.0167	-6.7564
		4.0				6.0421	-10.7105
		SLP				0.1219	-1.7861
0.1	2	2	0.0	0.2	0.5	9.1617	-15.4641
			0.5			6.0167	-6.7564
			1.0			4.6203	-3.9821
			SLP			-4.5414	11.4820
0.1	2	2	0.5	0.2	0.5	6.0167	-6.7564
				1.2		1.7056	-0.3628
				2.0		1.3924	0.0812
				SLP		-2.6404	3.9050
0.1	2	2	0.5	0.2	0.05	1.3771	0.4468
					0.5	6.0167	-6.7564
					1.0	13.0546	-19.6392
					SLP	12.3250	-21.2284

Tableau VI.5: Valeurs de pour différentes valeur de W, M, R, Rd, Nb et Nt

W	M	R	Rd	Nb	Nt	Sh'(0)	Sh'(1)
0.0	2	2	0.5	0.2	0.5	4.2554	-5.6725
0.1						2.2964	-1.8697
0.2						1.7425	-0.8471
SLP						-12.5645	24.127
0.1	0.0	2	0.5	0.2	0.5	2.5052	-2.2600
	2.5					2.2523	-1.7868
	5.0					2.0683	-1.4385
	SLP					-0.0873	0.1643
0.1	2	0.0	0.5	0.2	0.5	2.8218	-0.8263
		2.0				2.2964	-1.8697
		4.0				1.6681	-3.1465
		SLP				-0.2884	-0.5800
0.1	2	2	0.0	0.2	0.5	3.2993	-5.6078
			0.5			2.2964	-1.8697
			1.0			1.8366	-0.6612
			SLP			-1.4627	4.9466
0.1	2	2	0.5	0.2	0.5	2.2964	-1.8697
				1.2		2.1234	-2.1815
				2.0		2.0921	-2.7209
				SLP		-0.1159	-0.4662
0.1	2	2	0.5	0.2	0.05	2.0984	-1.1907
					0.5	2.2964	-1.8697
					1.0	2.6078	-2.9593
					SLP	0.5378	-1.8675

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans la présente thèse, nous avons élaboré une étude de l'écoulement d'un nanofluide à couple-contrainte magnétohydrodynamique avec transfert thermique et massique en convection naturelle dans un canal vertical à parois perméables en présence d'un rayonnement thermique. L'intérêt du travail réside d'une part dans un aspect de recherche fondamentale, lié à la compréhension du phénomène de convection thermosolutale et d'autre part, pouvoir ainsi mettre en évidence son intérêt en termes d'applications.

En premier lieu, les notions essentielles de base sur les nanofluides, la magnétohydrodynamique, la convection naturelle, la rhéologie des fluides ainsi que la particularité de modélisation des nanofluide à couple-contrainte ont été rapportées de manière très succincte.

En second lieu, la modélisation mathématique de ce problème physique est basée sur les équations de conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie, de transfert des espèces chimiques et de fraction volumique. Les mécanismes fondamentaux, à savoir la rhéologie, champ magnétique, la radiation thermique, l'effet de Soret, le mouvement brownien et la thermophorèse sont pris en compte dans la modélisation du comportement du nano-fluide à couple-contrainte. Une équation supplémentaire est incluse dans le modèle mathématique pour la fraction volumique des nanoparticules, comme décrit par Buongiorno [34]. Moyennant l'analyse de similarité, les équations gouvernantes sont réduites en un système d'équations aux dérivées ordinaires qui se présentent sous forme d'un problème de valeurs aux limites.Afin de résoudre numériquement les équations régissant le mouvement on a choisi une méthode basée sur la technique des différences finies pour la solution du système BVP (Boundary value problem) déduit. Cette approche nous a permis de cerner les effets de différents paramètres sur la structure des couches limites et de les distinguer en rapport aux effets combines sollicités.

Nous avons adopté ce modèle mathématique appropriés décrivant le phénomène de la convection naturelle et magnétohydrodynamique de manière à expliciter les thèmes suivants:

- Effet de la rhéologie (présence du couple-contrainte), du champ magnétique, du mouvement brownien, de la thermophorèse, de radiation thermique, d'injection/rejection….etc, sur l'écoulement MHD d'un nanofluide dans un canal vertical en convection naturelle et sur le transfert de chaleur et de masse associé aux conditions aux limites défini auparavant.

Ainsi, nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

- L'augmentation du paramètre de la rhéologie du nanofluide à couple-contrainte et le champ magnétique ralentissent la vitesse d'écoulement et le profil de température, tandis qu'ils améliorent le profil de concentration et de fraction volumique.
- L'augmentation du paramètre de la rhéologie du nanofluide à couple-contrainte, le champ magnétique et de le rayonnement thermique défavorisent le transfert de chaleur et améliorent le transfert de masse en terme de nombre de Sherwood régulier et de nanofluide (à la paroi gauche).
- L'augmentation du mouvement brownien améliore la distribution de la température, de la fraction volumique et le transfert de chaleur au niveau des deux parois, alors qu'il diminue le profil de vitesse, de concentration et défavorise le transfert de masse au niveau des deux parois en termes de nombre de Sherwood régulier.
- La vitesse et la température de fluide ainsi que le transfert de chaleur à la paroi droite sont amélioré avec l'augmentation de la thermophrèse, tandis qu'elle diminue le profil de concentration, de fraction volumique et défavorise le transfert de masse à la paroi droite.
- L'augmentation du paramètre d'injection/rejection augmente la vitesse du fluide et le profil de température et améliore légèrement le taux de transfert de chaleur au niveau de la paroi droite.
- L'augmentation du paramètre de rayonnement réduit le profil de vitesse, de température et augmente le profil de concentration et de fraction volumique.
- L'effet du rayonnement dû au flux thermique radiatif devient important grâce à la présence des nanoparticules.
- L’augmentation combinée de la valeur du nombre de Grashof thermique et solutal augmente le profil de vitesse et de température, et diminue les profils de concentration et de fraction volumique.
- La vitesse, la température et la concentration diminuent avec l'augmentation du nombre de Soret tandis que la fraction volumique augmente avec l'augmentation de Soret. il est à noter que pour Sr=Df=0 àl'exceptiondu paramètre d'injection/rejection et le nombre de Schmidt on constate que tous les autre paramètres du problème étudié ont aucune

influence sur le profil de concentration (Résultat de l'article) car ces paramètres n'entrent pas directement dans l'équation de concentration d'espèces (V.5).

- Tous ces paramètres constitueront des outils pour le contrôle des couches limites hydrodynamique, thermique et massique du nano-fluide à couple- contrainte et donc des taux d'échange thermique et massique.
- La convection double diffusive a un effet important sur le transfert de chaleur et de masse. Cet effet est plus prononcé pour un nanofluide à couple contrainte que pour un fluide clair.

Dans la thèse les aspects physiques induits par ces effets sont discutés.

Dans cette étude on a pris en compte ce modèle d'équations pour un milieu clair sans porosité. En guise de perspective, nous pensons qu'une étude de ce type d'écoulement dans les milieux poreux sera d'un grand intérêt et devrait être envisagé dans des études futures. Il serait également intéressant d'étudier les autres effets qui sont rencontrés lors de l'écoulement de nanofluide en présence de la convection thermique et massique comme l'effet de réaction chimique…etc, avec plusieurs configurations géométrique, notamment en dimension radiale.

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

[1] http : //fr.wikipedia.org/wiki/Tour_aéroréfrigérante

[2] Mureau Hamon., Merchat, Climespace-Elyo., "Guide des bonnes pratiques : Legionella et tours aéroréfrigérantes", (2001).

[3] https://media.xpair.com/pdf/SF/tour_refroidissement_legionellose.pdf

[4]Dominique Hantz., "Les différents procèdes de refroidissement d'eau dans les installations industrielles et tertiaires", Centre Technique des industries Aérauliques et Thermiques CETIAT, (2005).

[5] Anne MICOLLIER., "Analyse du risque legionelle lié aux tours aéroréfrigérantes pour les sites MICHELIN France, suite aux arrétés du 13 décembre 2004", Mémoire de l'Ecole nationale de la santé publique ENSP, RENNES, (2005).

[6]http://www.picbleu.fr/page/legionella-pneumophila-la-bacterie-presente-dans-l-eau

[7] http:/www.produits.xpair.com/innovation/efficacite-energetique-refroidissementevaporatif-economie-eau.htm

[8] Salma HALELFADL.," Caractérisation des propriétés thermo-physiques et d'échanges de chaleur des nanofluides à base de nanotubes de carbone", Thèse Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, N° d'ordre : D-14-15 (2014).

[9] LAMRI ZEGGAR ASMA., " Contribution à l'Etude Théorique des Transferts Thermiques Convectifs dans un Nanofluide. Application aux Modèles Monophasique et Diphasique", Université de frères Mentouri Constantine, (2014).

[10] S. M. Sohel Murshed and C. A. Nieto de Castro., " Forced Convective Heat Transfer of Nanofluids in Minichannels", Two Phase Flow, Phase Change and Numerical Modeling, Dr. Amimul Ahsan (Ed.), ISBN: 978- 953-307-584-6, InTech (2011).

[11] Claude Ostiguy., Gilles Lapointe., Luc Ménard., Yves Cloutier., Mylène Trottier., Michel Boutin., Monty Antoun., Christian Normand, " Les nanoparticules : connaissance actuelles sur les risque et les mesures de prévention en santé et en sécurité du travail ", Institut de recherche Robert-Sauvé en santé et en sécurité du travail (IRSST),Québec R-455 (2006).

[12] Wei LI., " élaboration par procédé de précipitation de nanoparticules aux propriétés contrôlées application à la magnétite", Institut National Polytechnique de Lorraine, (2011).

[13] Goia, D V., Matijevic, E., «Preparation of monodispersed metal particles", New Journal of Chemistry, 22, 1203-1215, (1998).

[14] Das, S., Choi, S., Yu W., Pradeep, T.," Nanofluids: Science and Technology", 1st Edition, J.Wiley (2008).

[15] Ribeiro, J.P., Gruss, J.A.,"Nanofluides pour les applications thermiques", Techniques de l'Ingenieur; nm5115 (2009).

[16] Tsai, C.Y., H.T chien., P.P Ding., B Chan., T.Y Luh., P.H chen., " Effet of structural character of gold nanoparticules in nanofluide on heat pipe thermal performans", Materiel Letters 58,pp.1461-1465,(2004).

[17] Tseng S.C., C.W lind and K.D huang. "Heat transfer enhancement of naofluids in Rotary Blade Coupling of new correlations.I.J.*of Heat and Mass transfer 52*.pp, 4675-4682,(2009).

[18] Zeng, Z and Q Que., "Synthesis structure and Lubricating properties of Dialkyidithiophosphate-Modified Mo-S Compound Nanoclusters", Wear 209, pp. 8-12,(1997).

[19] You S.M., J.H Kim and K.H Kim., "Effet of Nanoparticules on Critical Heat Flux of Water in Pool Boiling Heat Transfer", Applied Physique Letter 83, pp.3374-3376; (2003).

[20] Vassallo P, R Kumar and Malasekera, "An Introduction to computational Fluid Dynamics", The Journal of Thermophysics and Heat Transfer 13, pp.407-411, (2004)

[21] Jordan A, R Scholz,P, Wust, H FaMng and R Felix, "Magnetic Fluid Hypothetmia (MFH):Cancer Treatment With AC Magnetic Field Induced Excitation of Biocompatible Superparamagnetic Nanopaticules", Journal of Magnetism and Magnetic Materials 201,pp.413-419,(1999).

[22] M. Ammar., "intensification des échanges de chaleur par l'utilisation des nanofluides", mémoire de magister université M'hamed Bougara Boumerdes, pp.18-20, (2012).

[23] S, FOHANNO., G, POLIDORI., C, POPA., "Nanofluides et transfert de chaleur par convection naturelle", Thèse université de Reims Champagne-Ardenne, France, (2012).

[24] Maxwell J. C, "A Treatise on Electricity and Magnetism", Clarendon Press, Oxford, U.K, (1873).

[25] Hamilton R. L., Crosser O.K., "Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems", Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals, 1(3), 187-191, (1962).

[26] Bruggeman G. "Calculation of Various Physics Constants in Heterogeneous Substances I Dielectricity Constants and Conductivity of Mixed Bodies from Isotropic Substances", Annalen der Physik, Vol. 416, No. 7, pp.636-664, (1935), doi:10.1002/andp.19354160705.

[27] G, Bachir., et H, Benhadid., "Contribution à l'étude de la convection naturelle dans les nanofluides en configuration de Rayleigh-Bénard", thèse université de Toulouse III-Paul Sabatier, (2010).

[28] Einstein A., "Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen ", Annalender Physik 19 289–306, (1906).

[29] Brinkman H. C., "The viscosity of concentrated suspensions and solutions", J Chem. Phys., 20, 571–581 (1952).

[30] Batchelor G., "The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles", J. of Fluid Mech., 83, 97-117, (1977).

[31] B.C. Pak and Y.I. Cho. "Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles ". Experimental Heat Transfer, 11(2), 151–170, (1998).

[32] O'Hanley H., Buangiorno J., McKrell T., Hu L. W., " Measurement and model validation of nanofluid specific heat capacity with Differential Scanning Calorimetry", Advances in Mechanical Engineering, ID 181079, (2012).

[33] Xuan Y.M., Roetzel W., "Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids ", Int. J. Heat Mass Transfer, 43/19, 3701–3707, (2000).

[34] Buongiorno, J. "Convective Transport in Nanofluids", Journal of heat transfer, Transaction of the ASME vol 128. pp. 240–250 (2006).

[35] McNab, G. S., and Meisen, A.," Thermophoresis in Liquids", Journal of Colloidal Interface Science", 44 pp. 339–346 (1973).

[36] Lister, D. H., "Corrosion Products in Power Generating Systems", Atomic Energy of Canada Limited, 6877, pp.1-65 (1980).

[37] Muller-Steinhagen, H., "Cooling-Water Fouling in Heat Exchangers", Advanced Heat Transfer, 33, pp. 415–496 (1999).

[38] W. Baumjohann and R. A. Treumann, "Basic Space Plasma Physics", Imperial College Press, (2012).

[39] Bessaïh, R., Marty, P H., Kadja, M., "Hydrodynamics and heat transfer in disk driven rotating flow under axial magnetic field", International Journal of Transport Phenomena, vol. 5, pp. 259 – 278, (2003).

[40] BELGHOUL NADIR, "Modélisation et simulation de la convection due à un champ de force externe dans des cavités : Convection Naturelle, MHD et Marangoni", mémoire de master Université Badji Mokhtar Annaba, (2008).

[41] Bennecib Nedjoua, "Contribution à l'étude d'une machine MHD à conduction en vue de son exploitation sur un réseau électrique", thèse de doctorat, université de Batna, (2010).

[42] El Gallaf, A., "Etude de la dynamique non-linéaire des écoulements chauffes et soumis a des champs magnétiques", thèse, Ecole Centrale de Lyon, (2010).

[43] Yelles Chaouche Lotfi., "Ondes Magnéto-Atmosphériques: Oscillations de L'Ombre d'une Tache Solaire", thèse en Physique Energétique et Matériaux. Présentée à l'université de Tlemcen, (2004).

[44] J. H. Thomas, "The reflection of Alfven waves and the cooling of sunspots", Astrophysic.J, 225,275, (1978).

[45] https://www.univ-tlemcen.dz/~benouaz/memoires/belgharras.pdf.

[46] Moreau, R., "Ecoulement d'un métal liquide en présence d'un champ magnétique", technique de l'Ingénieur, D 2950, (1992).

[47] LELEU René, Dossier Technique de l'ingénieur, j1080, Transfert de chaleur, (1992).

[48] Salhi Hicham., "Etude numérique de la convection naturelle dans les enceintes: Nanofluide", thèse en mécanique Energétique. Université de Batna, (2015).

[49] Padet, J., "Principes des transferts convectifs", 1st édition, polytechenica, (1997).

[50] AYAD Feriel; MOHAMADI Tarik. " Etude de l'influence des effets de flottabilité thermique et massique sur l'écoulement impactant sur une paroi chauffée", mémoire master en génie mécanique Enérgétique. Université de Bejaia. (2017).

[51] MIDOUX.N. " Mécanique et rhéologie des fluides ". Technique et Documentation, Lavoisir (1993).

[52] HANS-HENNING.K; NICOLE.H et CHRISTOPHER.J.P, "Matériaux Polymères : Propriétés Mécaniques et Physiques ". Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lyon (2001).

[53] D. Quernada. "Modélisation rhéologique structurelle". Lavoisier, (2006).

[54] Conrrazé G et Grossiord J. L. "Initiation à la rhéologie", Tec \& Doc, 3ème édition, (2000).

[55] Bird, B., Stewart, W. E. and Lighfoot, E. N., Transport phenomena. John Wiley & Sons, New-York, USA, 2nd edition, (2002).

[56] BENCHABANE.A, " Etude du comportement rhéologique de mélanges argiles - polymères. Effets de l'ajout de polymères ", thèse doctorat l'Université Louis Pasteur – Strasbourg ULP, (2006).

[57] Cyril PUJOS, "Estimation de la rhéologie d'un polymère dans une filière d'extrusion Simulation d'écoulement avec transferts thermiques et Inversion de mesures ", L'université Bordeaux école doctorale de sciences physiques et de l'ingénieur, Thèse de Doctorat, (2006).

[58] H.A. Barnes. "The yield stress a review or everything flows". J. Non-New. Fluid Mech, 81 :133-178, (1999).

[59] Conrrazé G et Grossiord J. L. "Initiation à la rhéologie", Lavoisier, (1983).

[60] R.B. Bird, R.C. Armstrong, and O. Hassager. "Dynamic of fluids", A Wiley-Interscience Publication, (1987).

[61] Hammadi L., " Cours Rhéologie des fluides complexes : Chapitre 2 : Fluides Non-Newtoniens", Université des Sciences et Technologie Mohamed Boudiaf. Oran. P. Oswald. Rhéophysique ou comment coule la matière. Belin, 2005.

[62] Barnes H. "handbook of elementary rheology ". University of Wale Institute of Non-Newtonian Fluid Mechanics. (2000).

[63] Barnes, H. A., Hutton, J. F and Walters K. "An introduction to rheology". Elsevier, (1989).

[64] Boger, D. V and Walters K. "Rheological phenomena in focus". Elsevier, (1993).

[65] J.F.AGASSANT, P.AVENA, J.PH.SERGENT., " Mise en forme des matières plastiques", Edition Lavoisier, (1996).

[66] QI.WANG. "Interfacial instability in core-annular JOHNSON-SEGLMAN flows". Devel. andappl. Of Non-Newtonian Flows, ASME, vol.66, 53-63, (1995).

[67] Filali Abdelkader., " étude du comportement dynamique et thermique de fluides viscoélastiques dans des conduites de sections non-circulaires", université Constantine 1, (2014).

[68] Solomon, M. J and Muller S. J. " Flow past a sphere in polystyrene-based Boger fluids: the effect on the drag coefficient of finite extensibility, solvent quality and polymer molecular weight", J. of Non-Newtonian Fluid Mech, 62: 81-94, (1996).

[69] R.B. Bird, C.F. Curtiss, R.C. Armstrong, and O. Hassager. "Dynamics of polymeric liquids", volume 2. Wiley Interscience, (R.G. Owens and T.N. Phillips. Computational rheology. Imperial College Press/World Scientific), (2002).

[70] Oldroyd, J.G., "On the formation of rheological equations of state", Proceedings of the Royal Society of London. Series A 200, pp. 523–541, (1950).

[71] D. LHUILLIER and A.OUBRAHIM. «A thermodynamique model for solutions of deformable molecules", journal de mecanique, vol.19, n°4, 725:742, (1980).

[72] Phan-Thien, N. "A nonlinear network viscoelastic model", Journal of Rheology. Vol. 22, pp. 259-283 (1978).

[73] Phan-Thien, N and Tanner, R. I. "A New Constitutive Equation Derived from Network Theory", J. Non-Newtonian Fluid Mech Vol. 2, pp. 353-365 (1977).

[74] Lielens, G., Keunings, R et Legat, V. "The FENE-L and FENE-LS closure approximations to the kinetic theory of finitely extensible dumbbells", J. Non-Newtonian Fluid Mech., Vol. 87, pp. 179–196, (1999).

[75] Bird, R. B., Hassager, O. Armstrong, R. C et Curtiss, C. F., " Dynamics of polymeric liquids: Kinetic theory", Vol. 2, first ed, John Wiley & Sons, New York, (1977).

[76] Warner, H. R., "Kinetic-theory and rheology of dilute suspensions of finitely extendible dumbbells", Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals, Vol. 11, pp. 379-387, (1972).

[77] Peterlin, A., "Hydrodynamics of macromolecules in a velocity field with longitudinal gradient". Journal of Polymer Science Part B: Polymer Letters, Vol. 4, pp. 287 291, (1966).

[78] Oliveira P.J. et Miranda, A. I. P. A., "Numerical study of steady and unsteady viscoelastic flow past bounded cylinders", J. of Non-Newtonian Fluid Mech, Vol. 127, pp. 51-66, (2005).

[79] Owens R. G and Phillips, T. N., Computational Rheology, Imperial College Press, London, (2002).

[80] S.U.S. Choi, Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles developments and applications of Non-Newtonian Flows. D.A. Siginer and H.P. Wang (Eds.), FED-vol. 231/MD-vol. 66, ASME, New York, pp. 99-105, (1995).

[81] S.U.S. Choi, Z.G. Zhang, W. Yu, F.E. Lockwood, and E.A Grulke, "Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspension". Applied Physics Letters, 79(14), pp. 2252-2254, (2001).

[82] MAIGA S. E.B., " Etude numérique du transfert thermique des nanofluides dans un tuyau chauffée uniformémentà la paroi "These de maitrise, Universite de Moncton,Canada, (2005).

[83] KHANAFER K., VAFAI K.Z AND LIGHTSTONE M., "Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilising nanofluids". IJHMT, Vol.46, pp. 3693-3653, (2003).

[84] BEN MANSOUR, R., GALANIS, N., NGUYEN, C. T., "Effect of uncertainties in physical properties on forced convection heat transfer with nanofluids", Applied Thermal Engineering, vol. 27, no. 1, pp. 240-249, (2007).

[85] XUAN, Y., ROETZEL, W., "Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 43, pp. 3701-3707, (2000).

[86] A Behzadmehr, M saffar-Avval, N Galanis, "Prediction of turbulent forced convection of nanofluid in a tube with uniform heat flux using a two phase", International Journal of Heat and Fluid Flow, In Press. 28, 211–219. (2007).

[87] C.A Depew, L Farbar., "Heat transfers to pneumatically conveyed glass particles of fixed size". ASME transaction, May, 164-172. (1963).

[88] S. Zeinali Heris, S.Gh. Etemad, M. Nasr Esfahany. "Experimental investigation of oxide nanofluids laminar flow convective heat transfer", International Communications in Heat and Mass Transfer 33, 529–535, (2006).

[89] XUAN Y. AND LI Q. (2003). Investigation on convective heat transfer and flow features of nanofluids,Journal of Heat Transfer 125 pp. 151-155.

[90] MASUDA, H., EBATA, A., TERAMAE, K. AND HISHINUMA, N., "Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles (dispersion of y-$A1_20_3$, Si02 and Ti02 ultra-fine particles)", Netsu Bussei (in Japanese), Vol. 4, No.4, pp. 227-233, (1993).

[91] PAK B. AND CHO Y., "Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles", Experimental Heat Transfer 11 (2), pp. 151 170, (1998).

[92] PUTRA, N., ROETZEL, W., DAS, S. K., "Natural convection of nano-fluids", J. of Heat and Mass Transfer", Vol. 39, pp.775-784, (2003).

[93] LEE, S., CHOI, S. U. S., LI, S., EASTMAN, J. A., "Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles", Journal of heat transfer, vol. 121, pp . 280-288, (1999).

[94] S. Das, R.N. Jana, O.D. Makinde." Transient natural convection in a vertical channel filled with nanofluids in the presence of thermal radiation", Alexandria Engineering Journal 55, 253–262, (2016).

[95] S. Das, R.N. Jana, O.D. Makinde." Mixed convective magnetohydrodynamic flow in a vertical channel filled with nanofluids", Engineering Science and Technology, an International Journal 18, 244-255, (2015).

[96] V.K. Stokes, "Theories of Fluids with Microstructure". Springer, New York, (1984).

[97] V. K. Stokes, "Couple Stress in fluids". Phys. Fluids, vol. 9 (9). p. 1709-1715, (1966).

[98] D. SRINIVASACHARYA, K. KALADHAR, "Soret and Dufour effets on free convection flow of a couple stress fluid in a vertical channel with chemical reaction", Chemical Industry & Chemical Engineering Quarterly 19 (1) 45−55 (2013).

[99] M. Sheikholeslami, M.M. Rashidi, Dhafer M. Al Saad, F. Firouzi, Houman B. Rokni, G. Domairry. "Steady nanofluid flow between parallel plates considering thermophoresis and Brownian effects", Journal of King Saud University – Science 28, 380–389, (2016).

[100] Najeeb Alam Khan, Faqiha Sultan, Fatima Riaz, and Muhammad Jamil, "Investigation of combined heat and mass transfer between vertical parallel plates in a two-layer flow of couple stress nanofluid", Open Eng; 6:35–43, 2016. DOI 10.1515/eng-2016-0004

[101] Oluwole Daniel Makinde and Adetayo Samuel Eegunjobi; " Entropy Generation in a Couple Stress Fluid Flow Through a Vertical Channel Filled with Saturated Porous Media"; Entropy, 15, 4589-4606, (2013); doi:10.3390/e15114589.

[102] O D MAKINDE and A S EEGUNJOBI, "MHD couple stress nanofluid flow in a permeable wall channel with entropy generation and nonlinear radiative heat", Journal of Thermal Science and Technology, Vol.12, No.2, (2017), DOI: 10.1299/jtst.2017jtst0033.

[103] K. Kaladhar, O.D. Makinde., "Thermal Radiation, Joule Heating and Hall Effects on Mixed Convective Navier Slip Flow in a Channel with Convective Heating ", Diffusion Foundation, ISSN:2296-3642, Vol.11, pp162-181; (2017),

[104] S. Rosseland, "Theoretical astrophysics", Oxford University, New York, (1936).

[105] M. N. Ozisik, "Radiation transfer and interactions with conduction and convection", Wiley-Inter Science Publication, USA, (1973).

[106] J. Kierzenka, "Studies in the numerical solution of ordinary differential equations", these de doctorat, Southern Methodist University, Dallas, TX, (1998).

[107] A.S. Nehad., I.L. Animasaun., R.O. Ibraheem., H.A. Babatunde., N. Sandeep.,I. Pop., "Scrutinization of the effects of Grashof number on the flow of different fluids driven by convection over various surfaces", Journal of Molecular Liquids, 249, 980-990, (2018).