UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA



2018-UYFM-LBMPT

Doctorat en Science

T H ÈS E

Pour obtenir le grade de docteur délivré par

L'Université Yahia Farès de Médéa
Spécialité : Génie des Procédés

Présentée et soutenue publiquement par

Nassima MAMI

MODELISATION DES PHENOMENES DE TRANSFERTS POUR LES NANOFLUIDES A BASE D'EAU

Directeur de thèse : **Mohamed Najib BOUAZIZ**

Jury

M. Benkortebi O.	Professeur, Université Y.F Médéa	Président
M. Mohamed Najib BOUAZIZ	Professeur, Université Y.F Médéa	Directeur de Thèse
M. Benarous A.	Maitre de Conférences A	Examinateur
M. Hadidi N	Maitre de Conférences A	Examinateur

Laboratoire de Biomatériaux
et Phénomènes de Transport

THÈSE

Résumé

Ce travail consiste a étudier le flux constant, laminaire, a convection mixte, de la couche limite d'un nanofluide incompressible sur une surface d'étirement semi-infinie dans un milieu poreux saturé de nanofluide avec les effets du champ magnétique et de la réaction chimique. Les équations de la couche limite gouvernante (obtenues avec l'approximation de Boussinesq) sont transformées en un système d'équations différentielles ordinaires non linéaires en utilisant la transformation de similarité.

Les résultats sont présenté sous forme des graphes représentant les profiles des vitesses, profiles des températures, profiles des concentrations et profils de fraction volumique des nanoparticules en fonction des paramètres effectives qui sont le paramètre magnétique, la thermophorèse, le mouvement brownien, le taux de flottabilité, le taux de flottabilité régulier, le paramètre de convection mixte, le nombre de Lewis et le nombre de Lewis régulier.

Les résultats révèlent que l'augmentant de la valeur du paramètre magnétique M conduit à une diminution des profils de a vitesse vitesse alors que l'effet inverse se trouve dans les profils de température, la concentration et la fraction volumique des nanoparticules. En outre, il a été trouvé que l'augmentation de la valeur du nombre de mouvement brownien Nb et du nombre de thermophorèse Nt entraîne une augmentation de la vitesse et de la température. Mais ces dernières, n'ont aucune influence sur la concentration des nanoparticules.

Mots clés

Convection mixte, couche limite, nanofluide, champ magnétique.

Abstract

The steady state, laminar, mixed convection, boundary layer flow of an incompressible nanofluid past over a semi-infinite stretching surface in a nanofluid –saturated porous medium with the effects of magnetic field and chemical reaction is studied. The governing boundary layer equations (obtained with the Boussinesq approximation) are transformed into a system of nonlinear ordinary differential equations by using similarity transformation.

The effects of various physical parameters are analyzed and discussed in graphs representing velocity profiles, temperature profiles, concentration profiles and volume fraction profiles of nanoparticles according to the effective parameters which are the magnetic parameter, the thermophoresis, the Brownian motion, the buoyancy ratio, the regular buoyancy ratio, the mixed convection parameter, the Lewis number and the regular Lewis number.

The results reveal that by increasing the value of magnetic parameter M leads to decrease in the velocity profiles whereas reverse effect is found in the temperature profiles, concentration and nanoparticle volume fraction. Also, it is found that increasing the value of Brownian motion number Nb and thermophoresis number Nt results in enhancement of velocity and temperature. Moreover, but they do not any influence on concentration.

Keywords

Mixed convection, boundary layer, nanofluid, magnetic field.

ملخص

نهتم من خلال هدا العمل بدراسة التدفق الثابت ، الصفحي، الحمل الحراري المختلط للطبقة الحدية لنانوفلويد غير قابل للضغط على طول صفيحة تمدد نصف متناهية مغمورة في وسط مسامي مشبع بالنانوفلويد تحت تأثير المجال المغناطيسي والتفاعل الكيميائي. معادلات الطبقة الحدية المتحصل ليها عن طريق تقارب بوسينسك يتم تحويلها إلى نضام معادلات تفاضلية غير خطية وذلك باستعمال تحويلات التشابه.

النتائج المتحصل عليها يتم عرضها عن طريق رسومات بيانية تمثل تغيرات السرعة ، درجة الحرارة ، التركيز والحجم الجزيئي للجسيمات النانوية وذلك بدلالة كل من المعامل المغنطيسي،معامل الحرارة،معامل الحركة البراونية،معامل معدل الطفو،معامل معدل الطفو المنتظم، معامل الحمل الحراري المختلط ، معامل عدد لويس ومعامل عدد لويس المنتظم.

أثبتت النتائج المتحصل عليها أن ارتفاع قيمة المعامل المغنطيسي تؤدي إلى انخفاض السرعة إلا أن هذا التأثير عكسي على كل من درجة الحرارة ، التركيز والحجم الجزيئي لنانوفلويدات. بالإضافة إلى ذلك ، فقد وجد أن ارتفاع قيمة معامل الحركة البراونية ومعامل الحرارة يسبب ارتفاعا في كل من السرعة ودرجة الحرارة. لكن هذين الأخيرين ليس لهما أي تأثير على تركيز الجسيمات النانوية.

الكلمات المفتاحية

الحمل الحراري المختلط ، الطبقة الحدية ، نانوفلويدات ، المجال المغناطيسي.

DEDICACES

Il est un plaisir immense de partager ma joie avec ma grande et petite famille, mes amis, mes collègues et toute la communauté scientifique, espérant que cette thèse permettra de transmettre notre point de vu et servira à d'éventuels développements.

Je dédie ce modeste travail

A ma très chère mère et mon très cher Père.
À mon cher mari Hisham.
À mon fils bien-aimé Ayham.
À mes chers soeurs & mon frère
A ma belle famille
A ceux qui ont veillé pour mon bien-être
A ceux que j'aime et je respecte infiniment
Le jour est venu pour leur dire merci...

REMERCIEMENTS

Avant tout, je remercie ALLAH le Seigneur de l'Univers de m'avoir donné le courage, la force et la patience de mener à bien ce modeste travail.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à Mr. ***M.N.Bouaziz****, Professeur à l'université Dr Yahia fares - Médéa, pour la confiance qu'il m'a témoigné en acceptant de diriger et encadrer les travaux de cette thèse. Je lui réitère ici mes remerciements les plus vifs pour sa patience, son aide et ses directives.*

Je tiens à exprimer ma gratitude aux membres de jury : Prof Benkortebi.O, Mr Benarous. A et Mr Hadidi. N d'avoir accepté de juger ce travail.

Je n'oublierai pas également tous ceux et celles qui m'ont aidé de près ou de loin à réaliser ce travail, notamment Mon mari Hicham, de leur dire Merci beaucoup.

Enfin, j'espère que ce travail soit la bonne expression de ma gratitude.

M.Nassima

Résumé
Abstract
ملخص
Dédicaces
Remercîments
Sommaire
Liste des tableaux
Liste des figures
Nomenclatures

Introduction Générale …… 01

I - Les Nanofluides

I.1. Introduction ……. 03

I.2. Particularité des nanoparticules……. 04

I.2.1. Nanoparticules et les fluides porteurs ……. 04

I.2.2. La taille des particules…….. 04

I.2.3. La forme des particules…… 04

I.3. Méthodes de préparation des nanofluides…….. 05

I.3.1. Méthode en deux étapes……. 05

I.3.2. Méthode en une étape…… 06

I.3.3. D'autres nouvelles méthodes…….. 07

I.4. La stabilité des nanofluides……. 07

I.4.1. Méthodes d'évaluation de la stabilité des nanofluides……. 08

I.4.1.1. Méthodes de sédimentation et centrifugation…….. 08

I.4.1.2. L'analyse de potentielle de zeta…….. 08

I.4.1.3. Analyse spectrale d'absorption……. 08

I.4.2. Les manieres d'augmenter la stabilité des nanofluides…… 09

I.4.2.1. L'utilisation des tensioactifs dans les nanofluides…… 09

I.4.2.2. Techniques de modification de surface (méthode sans tensioactifs) ……. 10

I.4.3. Mécanismes de stabilité des nanofluides……... 10

I.5. Domaines d'application des nanofluides …….. 12

I.5.1. Refroidissement des systèmes thermiques……. 12

I.5.2. Refroidissement des systèmes électroniques……. 12

I.5.3. Refroidissement des systèmes militaires…….. 12

I.5.4. Refroidissement des systèmes spatiaux…… 13

I.5.5. Refroidissement des systèmes nucléaires…….. 13

I.5.6. La biomédecine …… 13
I.5.7. D'autres applications …… 13
I.6. Caractéristiques des nanofluides …….. 13
I.6.1. La masse volumique…….. 13
I.6.2. La chaleur specifique……. 14
I.6.3. Coefficient d'expansion thermique…….. 15
I.6.4. La viscosité dynamique…….. 16
I.6.5. La conductivité thermique des nanofluides…….. 18
I.6.5.1. Méthodes de mesure de la conductivité thermique…… 18
I.6.5.2. Mécanismes d'amélioration de la conductivité thermique…… 21
I.6.5.3. Effets de certains paramètres sur la conductivité thermique des nanofluides ……. 24
I.7. Conclusion……... 30

II – La Magnétohydrodynamique

II.1.Introduction…….. 31
II.2.Description d'un fluide conducteur……. 31
II.2.1. Loi d'Ohm généralisée…… 32
II.2.2. Equations de Maxwell…… 32
II.2.3. L'équation de l'induction et le nombre de Reynolds magnétique…….. 33
II.2.4. Lois de conservation…… 35
II.2.4.1. Conservation de la masse…….. 35
II.2.4.2. Conservation de la quantité de mouvement……. 35
II.2.4.3. Conservation de l'énergie……. 36
II.3.Le nombre de Hartmann…… 37
II.4.L'écoulement de Hartmann…….. 38
II.5.Nombres sans dimension et échelles caractéristiques…… 40
II.6.Conclusion…… 41

III - Les Milieux Poreux

III.1. Introduction…….. 42
III.2. Propriétés du milieu poreux……. 42
III.2.1. La porosité ……. 42
III.2.2. La perméabilité visqueuse…… 43
III.2.3. Perméabilité thermique……. 43

III.2.4. Résistivité spécifique au passage d'un fluide……. 44

III.3. Ecoulements et transferts en milieu poreux…… 44

III.3.1. Caractérisation des écoulements en milieu poreux…….. 44

III.3.2. Principaux processus de transport …….. 46

III.3.2.1. Advection (ou convection)…….. 46

III.3.2.2. Dispersion cinématique…… 46

III.3.2.3. Diffusion moléculaire…… 47

III.3.2.4. Dispersion hydrodynamique …….. 48

III.3.3. Effet des processus physico-chimiques sur le transport……. 48

III.3.3.1. Formulation générale pour les réactions chimiques …….. 49

III.3.3.2. Classification et description des réactions chimiques……. 50

a) Les réactions chimiques d'équilibre …….. 51

b) Les réactions cinétiques ……. 52

III.3.4. Le transfert thermique en milieu poreux…… 52

III.3.4.1. Modèle à une température ……. 52

III.3.4.2. Modèles à deux températures……. 59

III.4. Convection et nombres adimensionnels……. 62

III.4.1. Convection naturelle…….. 62

III.4.2. Convection forcée…….. 64

III.4.3. Convection mixte…… 64

III.4.4. Nombre de Lewis et analogie transfert de chaleur/ masse……. 64

III.4.5. Nombres de Nusselt et Sherwood…… 65

III.5. Conclusion……. 66

IV - La Double Diffusion Thermique et Massique

IV.1. Introduction…….. 67

IV.2. Historique de la convection thermosolutale en milieu poreux……. 70

IV.2.1. Présentation de l'effet Soret…… 72

IV.2.2. Intérêt pratique et industriel de l'effet SORET……..... 74

IV.2.3. Caractéristique de La thermodiffusion…… 74

IV.2.4. Nombres sans dimension……. 76

IV.3. Conclusion……. 76

V- Présentation Mathématique du Problème

V.1. Description du problème…… 77
V.1.1. Hypothèses simplificatrices……. 77
V.1.2. Équations de conservation dimensionnelles…… 78
V.1.3. Condition aux limites dimensionnelles……... 79
V.1.4. Détermination du nombre de Nusselt et Sherwood…… 80
V.2. Conclusion…… 81

VI - Etude numérique d'un fluide clair sous MHD et en DD

VI.1. Introduction……. 82
VI.2. Résultats et discussion …… 82
VI.2.1. Effet de champ magnétique …….. 82
VI.2.2. Effet de taux de flottabilité…… 83
VI.2.3. Effet de taux de flottabilité régulière ……. 84
VI.2.4. Effet du paramètre de convection mixte……. 86
VI.2.5. Effet de nombre de Lewis…….. 87
VI.2.6. Effet de nombre de Lewis régulier …… 88
VI.2.7. Effet d'ordre de la reaction chimique……. 88
VI.3. Conclusion…… 89

VII - Etude numérique d'un nanofluide dans un milieu poreux sous MHD et en DD

VII.1. Validation du programme …….. 90
VII.2. Résultats et discussion …… 90
VII.2.1. Effet de champ magnétique ……. 90
VII.2.2. Effet de paramètre de thermophorèse …….. 92
VII.2.3. Effet de mouvement Brownien …….. 94
VII.2.4. Effet de taux de flottabilité de nanoparticules……. 95
VII.2.5. Effet de taux de flottabilité régulière…… 97
VII.2.6. Effet du paramètre de convection mixte..... 99
VII.2.7. Effet de nombre de Lewis……. 100
VII.2.8. Effet de nombre de Lewis régulier…… 101
VII.2.9. Effet d'ordre de la reaction chimique..... 103
VII.3. Variations du taux de transfert de chaleur et de masse local…… 104
VII.4. Conclusion..... 106

Conclusion Générale…… 107
Références bibliographiques

LISTE DES TABLEAUX

Tableaux Page

Tableau I-1 : Rapport des masses volumiques des différentes nanofluides en fonction de la fraction volumique……. 14

Tableau I-2 : les différant modèles classiques de viscosité relative en fonction de la fraction volumique…… 17

Tableau I-3 : Valeurs des conductivités thermiques des nanoparticules et des fluides utilisés…….. 18

Tableau I-4 : liste de modèles théoriques pour la conductivité thermique des nanofluides……. 19

Tableau III.1- Modèles de conductivité thermique effective en milieu poreux granulaires…….. 55

Tableau III.2 : Coefficient de dispersion pour différents nombres de Peclet (Koch et Brandy (1985))……... 57

Tableau VII.1.comparaison des résultats pour le nombre de Nusselt réduit et le nombre de Sherwood réduit avec Nt = 0,5; Nr = 0,5; et $\alpha = \pi / 6$……. 90

Tableau VII.2 . Calcul montrant les valeurs du nombre de Nusselt local - $\Theta'(0)$ a Nr = 0.5, Rax/Pex = 1, Nt = 0.2, Nb = 0.5, Le = 10 and $\gamma = 0.5$ pour différentes valeurs de Lem, M, n et Nc…… 104

Tableau.VII.3 Calcul montrant les valeurs du nombre de Sherwood local des nanoparticules $-S'(0)$ a Nr = 0.5, Rax/Pex = 1, Nt = 0.2, Nb = 0.5, Le = 10 and $\gamma =$ 0.5 pour différentes valeurs de Lem, M, n et Nc……... 105

LISTE DES FIGURES

Figures **Page**

Figure I-1 : La procédure en deux étapes pour la préparation des nanofluides……. 05
Figure I-2: Représentation schématique du processus de transfert de phase……. 06
Figure I-3: Types de stabilisation colloïdale …… 12
Figure I-4 : Illustration schématique représentant le phénomène de groupement[65]. 22
Figure I-5 : Illustration schématique représentant la superposition de liquide autour des nanoparticules. …… 23
Figure (II.1) Déformation des lignes de flux magnétique par un cylindre conducteur de rayon *R* tournant à la vitesse Ω pour diverses valeurs du nombre de Reynolds magnétique *Rm.[9]* ……... 34
Figure(II.2) Configuration typique de l'écoulement de Hartmann……. 38
Figure(II.3) Distribution de vitesse *u(Y)* dans le plan de symétrie *Z* = 0 de la figure 4 *(a* : si les parois sont isolantes, *b* : si les parois sont parfaitement conductrices)…….. 39
Figure (II.4) Distribution de vitesse *u(Z)* à travers une couche parallèle de la conduite Rectangulaire…….. 40
Figure III.1 : Représentation d'un milieu poreux…….. 42
Figure. III.2 – Effet des principaux processus de transport sur la répartition spatiale d'un panache à un temps donné (U=1 m/j, D=0,5 m2/j)……. 46
Figure. III.3 – Facteurs influençant une dispersion longitudinal à l'échelle du pore (Fetter 2001)…… 47
Figure III.4. Conductivité thermique effective pour des lits de particules ……... 56
Figure III.5. Conductivité thermique effective pour différents solides et milieux poreux…….. 56
Figure III.6 : schéma de la dispersion longitudinal $D_{/\!/}$ (selon (ox)) et la dispersion transversale $D_{\perp}$ (selon (oy) et (oz))…… 57
Figure III.7 : Influence de la vitesse de filtration sur les dispersions totales longitudinale et transversale…… 58
Figure III.8 : Coefficient de transfert de chaleur entre la paroi et le fluide……... 59
Figure III.9 : schémas des modèles à deux températures (a) Modèle de Schumann, (b) Modèle à phase solide continue, (c) Modèle considérant des particules dispersées.. 60
Figure III.10 : Corrélation proposée par Wakao et Kaguei à partir de différents résultats expérimentaux pour l'estimation de *hsf* (en régime stationnaire et transitoire) 62
Figure III.11 Évolution de la masse volumique de l'air sec en fonction de la température (T0 =293K)…….. 64
Figure IV.1 : Phénomène de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée…… 67
Figure IV.2 : Diffusion thermique ou thermodiffusion…….. 68
Figure IV.3 : Processus thermogravitationnel Répartition des concentrations à l'état stationnaire (ST>0)…….. 69
Figure IV.4: représentation stérique de l'effet SORET. - a-Fluide multi-constituant en équilibre.-b-Genèse d'un gradient de concentration sous l'effet du gradient thermique…….. 73
Figure V.1 : Modèle physique……. 77

Figure VI.1 Effets de M sur a la vitesse, b la température, c la concentration pour Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1…… 83
Figure VI.2 Effets de Nr sur a la vitesse, b la température ,et c la concentration avec M = 1, Rax / Pex = 1, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2 , n = 1…….. 84
Figure VI.3 Effets de Nc sur a la vitesse, b la température et c la concentration avec M = 1, Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Le = 10, Lem = 2 , n = 1……... 85
Figure VI.4 Effets de Rax / Pex sur a la vitesse,b la température et c la concentration pour M = 1, Nc = 0,5, Nr = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1…… 87
Figure VI.5 Effets de Le sur v la vitesse, b la concentration pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Lem = 2, n = 1……. 88
Figure VI.6 Effets de Lem sur la vitesse de fluide pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, n = 1……. 88
Figure VI.7 Effets de n sur a la vitesse et b la concentration pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2…….. 89
Figure VII.1 Effets de M sur a la vitesse , b la température, c la concentration et d la fraction volumique des nanoparticules pour Rax / Pex = 1, Nt = 0,2, Nb = 0,5, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1..... 92
Figure VII.2 Effets de Nt sur a la vitesse, b la température, c la concentration et d la fraction volumique de nanoparticules pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1..... 93
Figure VII.3 Effets de Nb sur a la vitesse, b la température, c la concentration et d la fraction volumique de nanoparticule pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1..... 95
Figure VII.4 Effets de Nr sur a la vitesse, b la température ,c la concentration et d la fraction volumique des nanoparticules d M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2 , n = 1..... 97
Figure VII.5 Effets de Nc sur a la vitesse, b la température , c la concentration et d la fraction volumique des nanoparticules d M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Le = 10, Lem = 2 , n = 1..... 98
Figure VII.6 Effets de Rax / Pex sur a la vitesse,b la température, c la concentration et d la fraction volumique des nanoparticules pour M = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nc = 0,5, Nr = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1..... 100
Figure VII.7 Effets de Le sur av la vitesse, b la température et c la fraction volumique des nanoparticules c pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Lem = 2, n = 1..... 101
Figure VII.8 Effets de Lem sur a la vitesse, b la température et c la concentration pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, n = 1..... 102
Figure VII.9 Effets de n sur a la vitesse et b la concentration pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2..... 103

NOMENCLATURE

SYMBOLES

(x, y)	Coordonnées cartésiennes
B	Champ magnétique appliqué constant
C	Concentration
C∞	Concentration ambiante
Cw	Concentration sur la plaque
K1	Paramètre de réaction chimique dimensionnel
KM	CONDUCTIVITE THERMIQUE
DB	Diffusion brownienne
Dm	coefficient de diffusion de la masse
DT	Coefficient de diffusion thermophorétique
f (η)	Fonction de flux sans dimension
g	Accélération gravitationnelle
K_1	Paramètre de réaction chimique dimensionnelle
Km	Conductivité thermique
Le	Nombre de Lewis
Lem	Nombre de Lewis régulier
M	Paramètre magnétique
n	Ordre de réaction chimique
Nb	Paramètre de mouvement brownien
Nc	taux de flottabilité régulier
Nt	Paramètre de thermophorèse
p	Pression
qm	flux de masse de la paroi
qw	flux de chaleur de la paroi
Rax/Pex	Parametere de convection mixte
S	Fraction volumique de nanoparticules sans dimension
T	Température
T∞	Température ambiante atteinte
Tw	Température à la plaque

Symboles grecs

$(\rho c)_f$	Capacité calorifique du fluide
$(\rho c)_m$	la capacité thermique effective
ɣ	Paramètre de réaction chimique sans dimension
ϕ	Fraction volumique de nanoparticules
ϕ∞	Fraction volumique de nanoparticules ambiantes
ϕw	Fraction volumique de nanoparticules sur la plaque
β_C	coefficient solutal
β_T	le coefficient de dilatation volumétrique du fluide
η	Variable de similarité
θ(η)	Température adimensionnelle
Pf	Densité du Fluide
ρP	la densité des nanoparticules
τ	Paramètre défini par ε(ρc)p/(ρc)f
υ	Viscosité cinématique du fluide
φ	Concentration adimensionnelle
Ψ	Fonction de flux
ω	vitesse de Darcy, (u, v)

Introduction Générale

Le point de départ de ce manuscrit est le phénomène de la convection. Ce phénomène étant très vaste nous ne pourrons pas présenter tous ses aspects. Nous allons nous restreindre à la convection thermique dont la découverte au XVIIIème siècle par le physicien français Bénard.

Le transfert de chaleur entre des parois et un fluide est un processus par lequel de l'énergie est échangée sous forme de chaleur grâce au gradient de température qui peut exister entre ces deux milieux. Comme le gradient de pression, le gradient de température va donner naissance à une nouvelle force (poussée d'Archimède) dont il faudra tenir compte dans l'établissement du bilan total des forces appliquées à une particule fluide en mouvement. En fait la différence de température aura pour conséquence une modification de la densité déclenchant ainsi un mouvement au sein du fluide du fait de la poussée d'Archimède. Ce mouvement de brassage, dans lequel les parties les plus chaudes du fluide ont tendance à s'élever et les parties froides et denses à descendre, s'appelle "convection". Le mouvement du fluide peut être naturel ou forcé.

Les écoulements avec transfert de chaleur, par différents modes de convection (naturelle, forcée et mixte) sont étudiés à travers des géométries connues, en raison de leurs applications pratiques telles que les systèmes électroniques, les échangeurs de chaleur de haute performance, les équipements des procédés chimiques, les chambres de combustion, les systèmes de contrôle de l'environnement, etc.

Le transfert de chaleur par convection mixte dans un milieu poreux comprend plusieurs effets physiques importants, par exemple, l'effet d'un milieu poreux non Darcéen dû aux forces d'inertie à l'échelle des pores, sur la quantité de mouvement, l'énergie, et transport de masse a été étudié en profondeur pour plusieurs configurations géométriques et conditions aux limites, de telle sorte qu'il existe actuellement le modèle couplé de Brinkman - Forchheimer (modèle généralisé) qui est utilisé par les chercheurs, si le modèle classique(de Darcy) n'est pas valide. Ainsi cette matrice qu'est le milieu poreux n'est pas modélisable simplement et requiert une attention soutenue. Par conséquent, il existe des effets qui ont un intérêt significatif sur le transport thermique dans les milieux poreux, on peut citer à titre exemple, la variation de la porosité, la dispersion thermique et massique, la variation des propriétés physiques de fluide comme la viscosité et la conductivité thermique, l'effet de l'équilibre thermique entre le fluide et le solide, la radiation thermique . . . etc. Parfois, on est dans une situation où un couplage fort de ces effets est mis en place, alors l'étude des phénomènes de transport devient très compliquée.

Le besoin d'améliorer les transferts thermiques des fluides a donné naissance au développement des nanofluides. Ces derniers sont des solutions contenant des nanoparticules en suspension dans un fluide à base classique telle l'eau. Grâce à leurs propriétés améliorées de transfert thermique, les nanofluides peuvent être utilisés dans une multitude d'applications en ingénierie : l'industrie automotrice, le génie biomédical, le refroidissement des éléments électroniques...etc., et même en milieu poreux rendant la complexité extrême comme deuxième niveau.

Depuis une vingtaine d'années, un autre type de transport convectif attire l'attention des chercheurs, c'est la convection double diffusive ou thermosolutale. La convection par double diffusion est essentiellement caractérisée par les phénomènes de transfert de chaleur et de masse,

qui sont à l'origine de la production d'entropie, dus à la compétition des forces volumiques d'origine thermique et solutale.

L'étude des mouvements des fluides conducteurs d'électricité en présence de champ magnétique est désignée comme étant la magnétohydrodynamique ou (M.H.D). Cette dernière est une branche de la physique, qui s'applique aux métaux liquides (mercure, métaux alcalins fondus), au gaz faiblement ionisés, aux plasmas et aux solutions aqueuses. Lorsqu'un fluide conducteur se déplace dans un champ magnétique, il est le siège d'un champ électrique qui y produit des courants électriques ; ceux-ci modifient le champ magnétique initial ; d'autre part, les forces de Lorentz appliquées à la matière le long des lignes de courant modifient le mouvement du fluide. Ainsi apparait une interaction des effets électromagnétiques et hydrodynamiques qui constituent le domaine de la MHD.

L'importance de l'interaction est caractérisée par un nombre sans dimension R_M appelé nombre de Reynolds magnétique ; R_M est proportionnelle à la conductivité électrique du fluide, à sa vitesse et aux dimensions de l'écoulement.L'interaction est généralement faible ($RM < 1$) dans les métaux liquides et les gaz faiblement ionisés et forte ($R_M > 1$) dans les plasmas.

La présente thèse traite des phénomènes de transferts de chaleur et de masse en convection mixte thermosolutale de flux d'un nanofluide incompressible au-delà d'une plaque verticale incorporée dans un milieu poreux avec les effets du champ magnétique et de la réaction chimique.

Le premier chapitre du rapport présente une synthèse bibliographique permettant une meilleure appréhension des nanofluides, de leurs propriétés thermo-physiques, thermiques et hydrodynamiques, et de décrire ces différents applications.

Le deuxième chapitre concerne l'étude de l'influence d'un champ magnétique uniforme et constant sur les instabilités mises en évidence dans le cas thermique pur.

Le troisième chapitre sera consacré aux transferts couplés dans les milieux poreux, ses caractéristiques, et les équations régissant ces écoulements.

Le quatrième chapitre est réservé a la présentation générale sur les notions de base caractérisent la thermodiffusion, et le milieu ou se développe (les milieux poreux).

Le cinquième est une présentation mathématique du problème, au cours duquel on donne une forme adimensionnelle des équations et des paramètres caractéristiques.

Le sixième chapitre présent résultat et discussion concernant l'influence de différent de paramètres à savoir le paramètre magnétique, la thermophorèse, le mouvement brownien, le taux de flottabilité, le taux de flottabilité régulier, le paramètre de convection mixte, le nombre de Lewis et le nombre de Lewis régulier sur la vitesse adimensionnelle, la température, la concentration et la fraction volumique des nanoparticules pour diverses conditions.

Enfin, une conclusion générale retraçant les principaux résultats trouvés le long de cette étude ainsi que les perspectives futures.

I-Les Nanofluides

I.1. Introduction :

Le développement des nanotechnologies constitue un challenge pour les années à venir. Les nanosciences étudient la structure de la matière au niveau moléculaire donc a l'échelle nanométrique dans le but d'innover dans de nombreux domaines tels que : l'environnement, la production et le stockage de l'énergie, le refroidissement des composants électroniques, la biologie, le diagnostic médical, le traitement de l'eau, etc.…

Avec les améliorations récentes en nanotechnologie, la production de particules avec des tailles de l'ordre du nanomètre (nanoparticules) peut être réalisée avec une relative facilitée.

Le transfert de chaleur au sein des fluides conduit à de nombreuses applications pratiques et industrielles, y compris dans le transport (les moteurs à combustion), l'approvisionnement en énergie, la climatisation, le refroidissement des composants électroniques *etc.*…

Les fluides tels que l'eau, l'huile ou l'éthylène-glycol ne disposent que d'une conductivité thermique faible par rapport à celle des solides cristallins. L'idée d'améliorer les propriétés thermo physiques des fluides, est d'introduire des particules solides de très bonnes caractéristiques thermiques et de taille nanométrique (nanoparticules) au sein du fluide de base. Cette nouvelle génération de fluides porte le nom de « Nanofluides ». Ce terme a été introduit par Choi [1] au niveau du laboratoire d'Argonne en U.S. American 1995 et reste couramment utilisé pour caractériser ce type de suspension colloïdale.

Un nanofluide est un mélange à deux phases (solide-liquide) composée d'une phase se poursuivent, en général un liquide saturé tel que l'eau, l'huile, et l'éthylène glycol, et une phase dispersée constituée de particules (nanoparticules, nanotubes, nanofibres, nanofils, nanotiges, nanofeuille, ou gouttelettes) [2] de taille nanométrique (typiquement inférieure à 100 nm).il ont suscité un intérêt énorme de la part des chercheurs Grace à leurs propriétés. Il a été constaté que la conductivité thermique de nanofluides est notablement plus élevée que celle du fluide de base.

En fait, les travaux expérimentaux [3,4] ont montré qu'une fraction volumique des particules aussi faibles que 1% de nanoparticules de cuivre ou de nanotubes de carbone dispersés dans de l'éthylène glycol peut prévoir une augmentation de, respectivement, 40% et 150% de la conductivité thermique du mélange résultant. Par conséquent, les nanofluides peuvent constituer une alternative très intéressante à des fins d'amélioration du transfert de chaleur dans diverses applications thermiques, [3, 5,6].

I.2. Particularité des nanoparticules :

I.2.1. Nanoparticules et les fluides porteurs :

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 a 100 nm).

Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire. Elles ont un intérêt à la fois fondamental et appliqué et sont très étudiées de nos jours. De nombreux physiciens et chimistes les synthétisent, d'autres physiciens les étudient afin de comprendre la physique de ces objets nanométriques et des biologistes les utilisent comme marqueurs cellulaires [7,8].

Il existe plusieurs types de particules que l'on peut introduire dans les fluides .les premières particules utilisées étaient de nature métallique : or, cuivre, argent, aluminium. Généralement, les métaux possèdent une forte conductivité thermique étaient choisis. Malheureusement, ce type de particules tendait à s'oxyder et subissait facilement l'érosion dans les fluides.les expérimentateurs des mélanges fluides /solides préfèrent les particules d'oxyde car elles présentent une meilleure coexistence dans le fluide.

Les nanotubes de carbone également sont très sollicités dans les études car ils sont non seulement faibles en densité mais également d'importants conducteurs thermiques. Il existe aussi des particules d'autres types dépendamment des applications voulues. En effet, le transfert de chaleur n'est pas la seule option de l'intérêt du nanofluide. La nanotechnologie se retrouve dans les conceptions d'usinage, de nucléaire, de biomédical et autre. Ainsi, on peut trouver des nanofluides à base de nitrates, de silicone et de verre.

Concernant le transfert de chaleur avec les nanofluides, les auteurs préfèrent les nanoparticules d'oxyde de cuivre CuO, d'alumine Al_2O_3 et de graphite en raison de leur stabilité chimique.

I.2.2. La taille des particules :

Les nanoparticules utilisées dans la préparation des nanofluides ont généralement un diamètre inférieur à 100 nm. Des particules aussi petites que 10 nm ont été utilisées dans la recherche nanofluides [9]. Quand les particules ne sont pas sphériques mais en forme de tige ou de tube, le diamètre reste inférieur à 100 nm, mais la longueur des particules peut être de l'ordre de micromètres. Il convient également de noter que, en raison du phénomène de regroupement, des particules peuvent former des groupes avec des tailles de l'ordre du micromètre.

I.2.3. La forme des particules :

Les particules sphériques sont principalement utilisées dans les nanofluides. Cependant, des nanoparticules en forme de tige, de tube et de disque sont également employées [10]. D'autre part, les groupes constitués par des nanoparticules peuvent avoir des formes comme une fractale.

I.3. Méthodes de préparation des nanofluides :

Les expériences effectuées sur les fluides caloporteurs avec des particules de taille micrométrique (10^{-6} m) ont montré que certains problèmes pouvaient être engendrés par l'utilisation

de ces derniers tel que le problème de sédimentation des particules, l'augmentation de perte de charges *etc.*…tandis que pour des particules de l'ordre du nanomètre (10^{-9} m), ces problèmes sont pratiquement insignifiants.

Tout en supposant que la suspension est stable et durable, l'agglomération de particules est négligeable, aucun changement chimique du fluide, la préparation des nanofluides peut se faire par l'une des méthodes[11].

I.3.1. Méthode en deux étapes :

Méthode en deux étapes est la méthode la plus largement utilisée pour la préparation des nanofluides. Des nanoparticules, des nanofibres, de nanotubes ou d'autres nanomatériaux utilisés dans le présent procédé sont tout d'abord produites sous forme de poudres sèches par des procédés chimiques ou physiques. Ensuite, la poudre nanométrique sera dispersée dans un fluide dans la seconde étape de traitement à l'aide d'une agitation intense de force magnétique, l'agitation par ultrasons, mélange de haut-cisaillement, d'homogénéisation, et broyage à boulets.

La méthode en deux étapes est la méthode la plus économique pour produire des nanofluides à grande échelle, parce que les techniques de synthèse de nanopoudres ont déjà été réduites à des niveaux de production industrielle. En raison de la grande surface et l'activité de surface, les nanoparticules ont tendance à s'agréger. La technique importante d'améliorer la stabilité des nanoparticules dans des fluides est l'utilisation d'agents tensio-actifs. Toutefois, la fonctionnalité des tensioactifs sous haute température est également une grande préoccupation, en particulier pour les applications à haute température.

En raison de la difficulté de préparer des nanofluides stables par la méthode en deux étapes, plusieurs techniques sont développées pour produire des nanofluides, incluant une méthode en une étape.

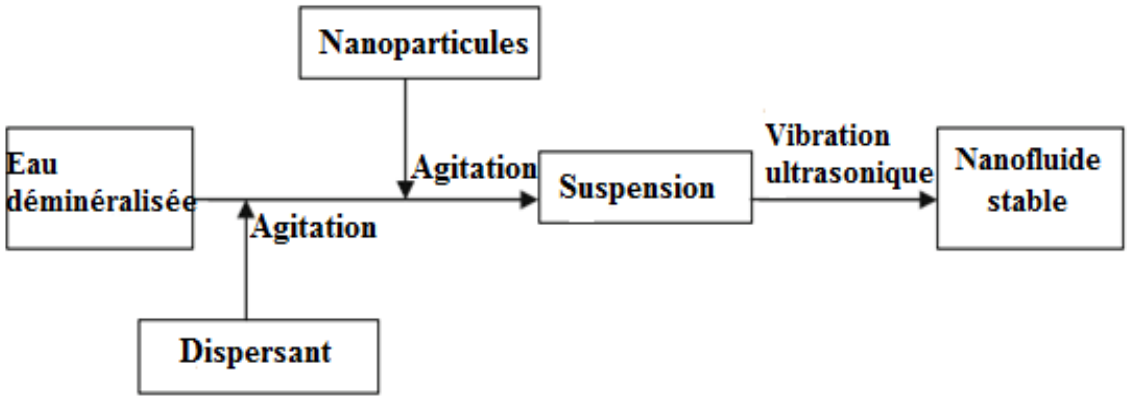


Figure I-1 : La procédure en deux étapes pour la préparation des nanofluides [12].

I.3.2. Méthode en une étape :

Afin de réduire l'agglomération des nanoparticules, Eastman et al ont développé une étape physique de condensation de vapeur procédé pour préparer les nanofluides Cu / éthylène glycol[13]. Le procédé consiste en une étape de fabrication en même temps et à disperser les particules dans le

fluide. Dans cette méthode, les processus de séchage, stockage, transport et la dispersion des nanoparticules sont évités, donc l'agglomération de nanoparticules est réduite au minimum, et la stabilité de fluides est augmentée[14].

Les procédés à une seule étape peuvent préparer des nanoparticules dispersées de manière uniforme, et les particules peuvent être en suspension stable dans le fluide de base.

SANSS (système de synthèse de nanoparticule d'arc submergé) est une autre méthode efficace pour préparer des nanofluides en utilisant des liquides diélectriques différents[15,16]. Les différentes morphologies sont principalement influencées et déterminées par de diverses propriétés de conduction thermique des liquides diélectriques. Ce procédé évite l'agrégation des particules indésirables assez bien.

La méthode physique en une étape ne peut pas synthétiser des nanofluides dans la large échelle, et le coût est également haut, ainsi la méthode chimique en une étape se développe rapidement.

Le transfert de phase des nanoparticules argentés surgit en raison de l'accouplement des nanoparticules argentés avec les molécules d'ODA présentent dans la phase organique soit par la formation d'une liaison de cordination soit par interaction covalente faible. Méthode de transfert de phase a été développée pour la préparation homogènes et stables colloïdes d'oxyde de graphène.

Les nanofeuillets d'oxyde de graphène (nog) ont été transférés avec succès à partir de l'eau vers le n-octane après modification par l'oléylamine, et la représentation schématique du processus de transfert de phase est illustrée à la figure (I.2).[17]

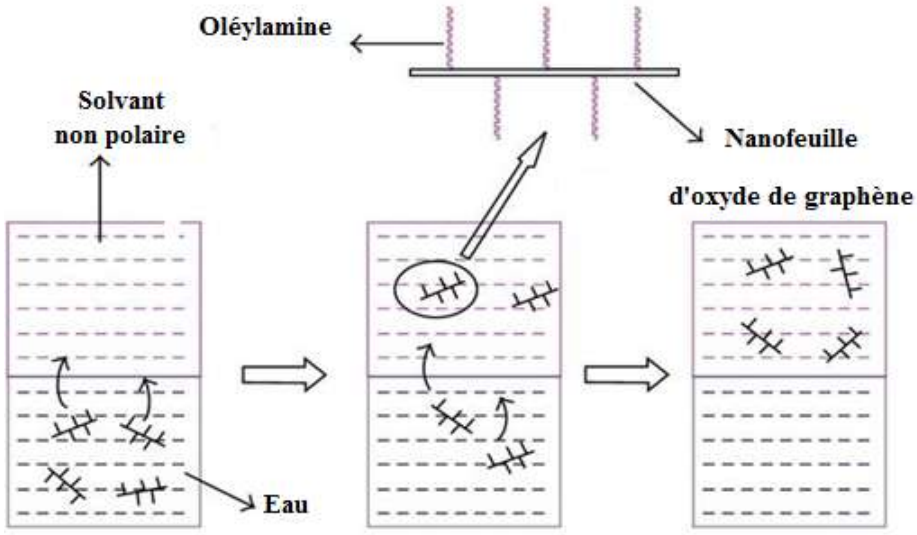


Figure I-2: Représentation schématique du processus de transfert de phase [17].

Cependant, il y a quelques inconvénients pour la méthode en une étape. Le plus important est que les réactifs résiduels sont laissés dans les nanofluides en raison de la réaction incomplète ou de la stabilisation. Il est difficile d'élucider l'effet de nanoparticules sans éliminer cet effet d'impureté.

I.3.3. D'autres nouvelles méthodes :

Wei a et al ont développé un microréacteur microfluidique à débit continu pour synthétiser les nanofluides de cuivre. Par cette méthode, les nanofluides de cuivre peuvent être sans interruption synthétisés, et leur microstructure et propriétés peuvent être variées en ajustant des paramètres tels que la concentration en réactif, le débit, et l'additif. Des nanofluides de CuO avec la haute fraction de volume solide φ (jusqu'à 10%) peuvent être synthétisés par une nouvelle méthode de transformation de précurseur avec l'aide de l'irradiation ultrasonique et micro-onde[18].

Le précurseur $Cu(OH)_2$ est complètement transformé en nanoparticules de CuO dans l'eau sous irradiation micro-ondes. Le citrate d'ammonium empêche la croissance et de l'agrégation des nanoparticules, ayant pour résultat un nanofluide aqueux stable de CuO avec une conduction thermique plus élevée que ceux préparés par d'autres méthodes de dispersion.

Feng a et all ont employé la méthode organique aqueuse de transfert de phase pour préparer l'or, argent, et les nanoparticules de platine sur la base de la diminution de l'hydrosolubilité du PVP avec la température augmentent [19]. La méthode de transfert de phase est également appliquée pour la préparation de kérosène stable à base des nanofluides de Fe_3O_4. L'acide oléique est greffé avec succès sur la surface de nanoparticules de Fe_3O_4 par le mode chimisorbé, ce qui permet aux nanoparticules de Fe_3O_4 d'avoir la bonne compatibilité avec le kérosène [20].

Les nanofluides de Fe_3O_4 préparés par la méthode de transfert de phase ne montrent pas la "dépendance temporelle de la caractéristique de conductivité thermique" précédemment. La préparation des nanofluides à microstructure contrôlable est l'une des questions clés. Il est bien connu que les propriétés des nanofluides dépendent fortement de la structure et la forme des nanomatériaux.

La recherche récente prouve que les nanofluids synthétisés par la méthode de solution chimique ont une amélioration plus élevée de conductivité et une meilleure stabilité que ceux produits par les autres méthodes [21]. La microstructure des nanofluides peut être variée et manœuvrée en ajustant des paramètres de synthèse tels que la température, acidité, irradiation ultrasonique et micro-onde, types et concentrations de réactifs et additifs, et l'ordre dans lequel les additifs sont ajoutés à la solution.

I.4. La stabilité des nanofluides :

La stabilité des suspensions dans nanofluides est le problème le plus important pour améliorer le transfert de chaleur. En effet, les nanoparticules ont tendance à s'agréger avec le temps ce qui entraîne la diminution de la conductivité thermique des nanofluides.

Les nanofluides sont considérés stable quand la concentration ou la dimension particulaire des particules surnageant garde la constante. Il y a quelques méthodes ont été employés pour déterminer la stabilité des nanofluides tels que la méthode de sédimentation [22,23] la méthode potentielle de Zeta et la méthode d'absorptivité [24**].**

I.4.1. Méthodes d'évaluation de la stabilité des nanofluides:

I.4.1.1. Méthodes de sédimentation et centrifugation :

De nombreuses méthodes ont été développées pour évaluer la stabilité des nanofluides. La méthode la plus simple est [25,26] méthode de sédimentation. Le poids ou le volume des sédiments de nanoparticules dans un nanofluide sous un champ de force extérieur est une indication de la stabilité de nanofluide caractérisé. La variation de la taille ou de la concentration de particules des particules de surnageant dans le temps sédiments peuvent être obtenu par un appareil spécial.

Les nanofluides sont considérées comme stable lorsque la taille ou la concentration de particules des particules du surnageant maintient constante. La photographie de sédimentation des nanofluides dans des tubes à essai pris par un appareil photo est également une méthode habituelle pour observer la stabilité des nanofluides. Zhu et al ont employé une méthode d'équilibre de sédimentation pour mesurer la stabilité de la suspension de graphite [27].

I.4.1.2. L'analyse de potentielle de Zeta :

Le potentiel de Zêta est le potentiel électrique dans la double couche interfaciale, il montre la différence de potentiel entre le milieu de dispersion et la couche de fluide stationnaire attaché à la particule dispersée. L'importance du potentiel zêta est que sa valeur peut être liée à la stabilité des dispersions colloïdales. Ainsi, les colloïdes avec le potentiel zêta élevé (négatif ou positif) sont électriquement stabilisés, tandis que les colloïdes avec des potentiels zêtas faibles ont tendance à coaguler ou floculer. En général, une valeur de 25 mV (positive ou négative) peut être considérée comme la valeur arbitraire qui sépare les surfaces à faible charges de surfaces fortement chargés.

Les colloïdes avec le potentiel de zêta de 40 à 60 mV sont considérés comme bien stabiliser, et celles de plus de 60 mV présentent une excellente stabilité. Kim et al ont préparé des nanofluides d'Au avec une stabilité exceptionnelle, même après 1 mois bien qu'on n'ait observé aucun dispersant [28]. La stabilité est due à un potentiel zêta négatif important des nanoparticules d'Au dans l'eau. L'influence de pH et de sulfonâtes de dodecylbenzène de sodium (SDBS) sur la stabilité de deux nanofluides à base d'eau a été étudiée [29], et l'analyse potentielle de zêta était une technique importante pour évaluer la stabilité.

I.4.1.3. Analyse spectrale d'absorption :

L'analyse spectrale d'absorption est un autre moyen efficace d'évaluer la stabilité des nanofluides. En général, il existe une relation linéaire entre l'intensité d'absorption et la concentration en nanoparticules en fluide. Huang et al ont évalué les caractéristiques de dispersion de l'alumine et des suspensions de cuivre en utilisant la méthode classique de sédimentation avec l'aide de l'analyse d'absorptivité à l'aide d'un spectrophotomètre après que les suspensions déposées pour 24 h[30]. L'enquête de stabilité sur les systèmes colloïdaux de nanoparticule de FePt a été faite par l'intermédiaire de l'analyse de spectrophotomètre [31]. La cinétique de sédimentation pourrait également être déterminée en examinant l'absorptivité des particules en solution [32].

Si les nanomatériaux dispersés dans les liquides ont des bandes d'absorption caractéristiques dans les longueurs d'onde 190-1100 nm, il s'agit d'une méthode simple et fiable pour évaluer la stabilité des nanofluides utilisant UV-vis de l'analyse spectrale.

La variation de la concentration des particules surnageant des nanofluides avec le temps sédiments peut être obtenue par la mesure d'absorption des nanofluides, car il existe une relation linéaire entre la concentration en nanoparticules. L'avantage exceptionnel comparant à d'autres méthodes est que l'analyse spectrale UV-vis peut présenter la concentration quantitative des nanofluides

I.4.2. Les manières d'augmenter la stabilité des Nanofluides :

I.4.2.1. L'utilisation des tensioactifs dans les Nanofluides :

Les tensioactifs utilisés dans les nanofluides sont aussi appelés dispersants. L'ajout de dispersants dans les systèmes à deux phases est une méthode simple et économique pour améliorer la stabilité de nanofluides. Les dispersants peut influer sensiblement sur les caractéristiques de la surface d'un système en petite quantité. Les dispersants se composent d'une partie hydrophobe, habituellement un hydrocarbure à longue chaîne, et un groupe principal polaire hydrophile. Les dispersants sont utilisés pour augmenter le contact de deux matériaux, parfois connu sous le nom de mouillabilité.

Dans un système à deux phases, un dispersant tend à localiser à l'interface des deux phases, où il introduit une certaine continuité entre les nanoparticules et les liquides. Selon la composition de la tête, les tensioactifs sont divisés en quatre classes : les tensioactifs non ioniques sans groupes de charge dans la tête (notamment l'oxyde de polyéthylène, les alcools, et d'autres groupes polaires), des agents tensioactifs anioniques avec des groupes de tête chargés négativement (groupes de tête anioniques comprennent à longue chaîne d'acides gras, les sulfosuccinates, les alkyl sulfates, les phosphates, les sulfonâtes), agents tensioactifs cationiques avec des groupes de tête chargés positivement et les tensioactifs amphotères avec des groupes de tête zwitterioniques (charge dépend du pH) .

Comment sélectionner les dispersants appropriés est une question clé. Généralement quand le fluide de base des nanofluides est dissolvant polaire, nous devrions sélectionner les agents tensio-actifs solubles dans l'eau ; autrement, nous sélectionnerons les solubles dans l'huile.

Pour les tensioactifs non ioniques, on peut évaluer la solubilité au moyen du terme hydrophile / lipophile (HLB). La baisse du nombre HLB, plus les agents tensio-actifs sont solubles dans l'huile, et consécutivement, plus le nombre de HLB est haut, plus les agents tensio-actifs sont solubles dans l'eau. La valeur HLB peut être obtenue facilement par de nombreux manuels. Bien que l'addition de tensioactive soit un moyen efficace d'améliorer la capacité de dispersion des nanoparticules, des agents tensioactifs peuvent causer plusieurs problèmes [33].

I.4.2.2. Techniques de modification de surface (méthode Sans tensio-actifs) :

Utilisation de nanoparticules fonctionnalisées est une approche prometteuse pour atteindre à long terme la stabilité des nanofluides. Il représente la technique sans tensioactifs. Yang et Liu ont présenté un travail sur la synthèse des nanoparticules fonctionnalisée de la silice (SiO_2) par greffage des silanes directement à la surface des nanoparticules de silice dans les solutions originales des nanoparticules[34].

L'une des caractéristiques uniques des nanofluides était qu'aucune couche de dépôt formée sur la surface chauffée après un processus d'ébullition de piscine. Hwang et al ont introduit des groupes fonctionnels hydrophiles sur la surface des nanotubes de réaction mécano-chimique [35]. Les nanofluides préparés, sans la contamination au milieu, à la bonne fluidité, bas viscosité, de forte stabilité, et conduction thermique élevée, auraient des applications potentielles comme les liquides réfrigérants dans les systèmes thermiques avancés. Une réaction mécano-chimique humide a été appliquée pour préparer des nanofluides sans tensioactif contenant des NTC à doubles et a une seule paroi.

Les résultats du spectre infrarouge et les mesures du potentiel zêta a montré que les groupes hydroxyles ont été introduits sur les surfaces traitées CNT [36]. La modification chimique pour fonctionnaliser la surface de nanotubes de carbone est une méthode courante pour améliorer la stabilité de nanotubes de carbone dans des solvants. Nous présentons ici un avis sur la modification de surface des nanotubes de carbone. Le traitement par plasma a été utilisé pour modifier les caractéristiques de surface des nanoparticules de diamant.

Par traitement au plasma à l'aide de mélanges gazeux de méthane et d'oxygène, différents groupes polaires ont été conférée à la surface des nanoparticules de diamant, améliorant leur propriété de dispersion dans l'eau. Une dispersion stable de nanoparticules de dioxyde de titane dans un solvant organique d'éther diméthylique du diéthylène glycol (diglyme) a été correctement préparée en utilisant un procédé de broyage à billes.

Afin d'augmenter la stabilité de dispersion de la solution, la modification de la surface des particules d'oxyde de titane dispersées a été effectuée au cours du processus broyeur à billes par centrifugation. La modification de surface a été utilisée avec des agents de couplage au silane, (3-acryl-oxypropyle) triméthoxysilane et trimethoxypropylsilane.

Les nanoparticules d'oxyde de zinc pourrait être modifié par de l'acide méthacrylique (PMAA) dans un système aqueux[37-40]. Les groupes hydroxyles de surface des particules de nano-ZnO peuvent interagir avec des groupes carboxyle du PMAA et des complexes sous forme de poly (méthacrylate de zinc) sur la surface du nano-ZnO. PMAA a augmenté la capacité de dispersion des particules de nano-ZnO dans l'eau. La modification n'a pas changé la structure cristalline des nanoparticules de ZnO.

I.4.3. Mécanismes de stabilité des nanofluides :

Les particules dans la dispersion peuvent adhérer ensemble et former des agrégats de taille croissante qui peuvent précipiter en raison de la gravité. La stabilité signifie que les particules n'agrègent pas à un taux significatif. Le taux d'agrégation en général est déterminé par la fréquence des collisions et la probabilité de la cohésion pendant la collision.

Derjaguin, Verway, landau, et Overbeek (DVLO) ont développé une théorie qui a traité la stabilité colloïdale[41,42]. Théorie DLVO suggère que la stabilité d'une particule en solution est déterminée par la somme de van der Waals attractives et des forces électriques à double couche répulsives qui existent entre les particules lorsqu'elles s'approchent les uns les autres en raison du mouvement brownien qu'ils subissent.

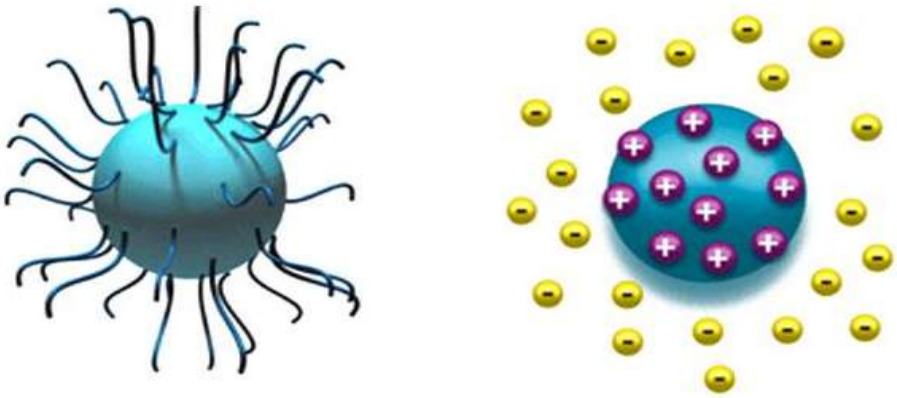
Si la force d'attraction est supérieure à la force de répulsion, les deux particules entrent en collision, et la suspension n'est pas stable. Si les particules ont une répulsion suffisante haute, les suspensions vont exister à l'état stable.

Pour les nanofluides ou les colloïdes stables, les forces répulsives entre les particules doivent être dominantes. Selon les types de répulsion, les mécanismes fondamentaux qui influent sur la stabilité colloïdale sont divisés en deux types, l'un est la répulsion stérique, et un autre est la répulsion électrostatique (de charge) représenté sur la Figure 3. Pour la stabilisation stérique, les polymères sont toujours impliqués dans le système de suspension, et ils vont s'adsorber sur la surface des particules, produisant une force de plus de répulsion stérique.

Par exemple, des nanoparticules d'oxyde de zinc modifié par PMAA ont une bonne compatibilité avec les solvants polaires.les nanofluides d'argent sont très stables en raison du rôle protecteur de PVP, car il retarde la croissance et l'agglomération des nanoparticules par effet stérique. PVP est un agent efficace pour améliorer la stabilité de la suspension de graphite. L'effet stérique du dispersant de polymère est déterminé par la concentration du dispersant. Si la concentration de PVP est basse, la surface des particules de graphite est graduellement recouverte par des molécules de PVP avec l'augmentation de PVP.

Kamiya et al. ont étudié l'effet de la structure de dispersant de polymère sur l'interaction électrostérique et le comportement dense de suspension d'alumine[43]. Un rapport hydrophile optimal à groupement hydrophobe est obtenu à partir de la force répulsive maximale et minimale viscosité. Pour la stabilisation électrostatique, charge de surface sera développée par un ou plusieurs des mécanismes suivants :

- l'adsorption préférentielle des ions.
- la dissociation des espèces de surface chargées.
- la substitution isomorphe d'ionsm.
- L'accumulation ou l'épuisement des électrons sur la surface.
- L'adsorption physique des espèces chargées sur la surface.



La stabilisation stérique. **La stabilisation électrostatique.**

Figure I-3: Types de stabilisation colloïdale.[44]

I.5. Domaines d'applications des nanofluides :

Les nanofluides peuvent être employés pour améliorer le transfert de chaleur et l'efficacité énergétique dans plusieurs systèmes thermiques. Dans cette section, quelques exemples d'applications seront présentés tel que le transport, la micro-électronique, la défense, le nucléaire, l'espace, et la biomédicale.

I.5.1. 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. [44] 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 Que [45] ont rapporté une étude pour réduire l'usure (lubrification) à l'aide des nanoparticules, et améliorer les propriétés tribologiques, et la résistance à l'usure avec la réduction du frottement entre les éléments mécaniques mobiles.

I.5.2. Refroidissement des systèmes électroniques :

Dans les circuits intégrés, les nanofluides ont été considérés comme fluides de refroidissement. Pour cela plusieurs études ont été effectuées. Tsai et al. [46] ont employé un nanofluide à base d'eau pour refroidir une unité centrale de traitement dans un microordinateur. De leur côté, Ma et al. [47] ont étudié l'effet du nanofluide sur les possibilités de transport de la chaleur d''un caloduc d'oscillation, ils ont prouvé qu'à la puissance d'entrée de 80 W, et seulement pour une concentration volumique de φ=1%, la différence de température entre le vaporisateur et le condensateur est de 16.6 C°.

I.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 thermiques très élevés (q >500 à 1000 W/cm2) , où les nanofluides ont montrés leur efficacité pour refroidir ces systèmes, et aussi les autres systèmes militaires, y compris les véhicules militaires, les sous-marins, et les diodes lasers à haute puissance.

I.5.4. Refroidissement des systèmes spatiaux :

Pour les applications dans l'espace, You et al., Vassallo et al. [48,49] 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 où la densité de puissance est très élevée.

I.5.5. Refroidissement des systèmes nucléaires :

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

I.5.6. La biomédecine :

Les nanofluides et les nanoparticules ont beaucoup d'applications en biomédicale. Par exemple, pour éviter quelques effets secondaires des méthodes traditionnelles de traitement du cancer, les nanoparticules à base de fer ont été employées comme transporteur des drogues. Aussi pour une chirurgie plus sûre en produisant le refroidissement efficace autour de la région chirurgicale, Jordan et al. [50] ont effectué une étude où les nanofluides pourraient être employés pour produire une température plus élevée autour des tumeurs pour tuer les cellules cancéreuses sans affecter les cellules saines voisines.

I.5.7. D'autres applications :

Il y a des situations nombreuses où l'augmentation de l'efficacité du transfert thermique peut être liée à la qualité, la quantité, et au coût d'un produit d'un processus. Par exemple, dans l'industrie de l'énergie renouvelable, 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 transformation, telles que les matériaux, la production chimique, la nourriture, la boisson, le pétrole et le gaz[1].

I.6. Caractéristiques des nanofluides :

La connaissance des propriétés thermophysiques des nanofluides est essentielle pour déterminer la performance thermique de ces fluides .A cette fin plusieurs travaux théoriques et expérimentaux se sont intéressés à étudier ces propriétés notamment la conductivité thermique et la viscosité.

I.6.1. La Masse volumique :

La masse volumique d'un nanofluide est dépendante naturellement de la particule et du fluide de base. Dans ce qui suit nous allons exposer les paramètres significatifs ayant un effet sur la viscosité du mélange.

Pour calculer la masse volumique d'un nanofluide que nous supposerons parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumique φ a une température T donnée, nous revenons a la définition de la masse volumique de ce mélange [7].

$$\rho nf = \left(\frac{m}{V}\right)_{nf} = \frac{mf + ms}{Vf + +Vs} = \frac{\rho fVf + \rho sVs}{Vf + +VS} \qquad \text{(I.1)}$$

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

$$\varphi = (Volum\ solide)/(Volum\ totale\ du\ nanofluide) = Vs/(Vf + Vs)$$

On en déduit alors la masse volumique du nanofluide :

$$\rho_{nf} = (1-\varphi)\rho_f + \varphi\rho_s \qquad \text{(I.2)}$$

Ou: ρ_{nf} : La masse volumique du nanofluide.
ρ_f : La masse volumique du fluide de base.
ρ_s: La masse volumique des nanoparticules solides.

Nous présentons dans le tableau (I.1) les valeurs des rapports de la masse volumique des nanofluides sur la masse volumique du fluide de base pour les cinq nanofluides (eau+Al_2O_3), (eau+CuO), (eau+Cu), (eau+Ag) et (eau+Au) en fonction de la fraction volumique (φ) qui varie entre 0% et 8%.

Tableau I-1 : Rapport des masses volumiques des différentes nanofluides en fonction de la fraction volumique [7].

	$\rho nf/\rho f$				
φ%	**Eau+Al_2O_3**	**Eau+CuO**	**Eau+Cu**	**Eau+Ag**	**Eau+Au**
0%	1	1	1	1	1
1%	1.0296	1.0546	1.0797	1.0951	1.1833
2%	1.0593	1.1092	1.1594	1.1903	1.3666
3%	1.0890	1.1638	1.2391	1.2855	1.5500
4%	1.1186	1.2184	1.3188	1.3807	1.7333
5%	1.1483	1.2730	1.3985	1.4759	1.9167
6%	1.1780	1.3276	1.4782	1.5711	2.1000
7%	1.2077	1.3823	1.5579	1.6663	2.2834
8%	1.2373	1.4369	1.6376	1.7615	2.4667

La viscosité du nanofluide est fortement dépendante de la fraction des particules incluse. On constate pour les nanofluides à base d'eau que les particules métalliques engendrent des viscosités élevées.

I.6.2. La chaleur spécifique :

La chaleur spécifique est la capacité calorifique par unité de masse d'une substance ou d'un système homogène $Cp=dQ/mdT$. La chaleur spécifique correspond à l'apport de chaleur nécessaire pour élever la température de l'unité de substance de 1 K lors de la transformation considérée. Pour la détermination de la chaleur spécifique d'un nanofluide, on a retrouve suivant les auteurs l'une ou l'autre des deux relations suivantes.

De nombreux auteurs dont Pak et Cho [51] ont utilisent:

$$(\mathrm{Cp})_{nf} = (1-\varphi)\,(Cp)_f + \varphi\,(Cp)_s \qquad \text{(I.3)}$$

Certains autres dont Xuan et Roetzel [52] ont utilisent:

$$(\rho\ \mathrm{Cp})_{nf} = (1-\varphi)(\ \rho\ \mathrm{Cp})_f + \varphi(\rho \mathrm{Cp})_s \qquad \text{(I.4)}$$

C'est cette dernière relation que nous conservons dans la suite de notre travail puisqu''elle est, contrairement a la première plus fréquemment utilisée, mais a tort, dans de nombreux travaux, les formes aux lois de la thermodynamique.

Ce dernier résultat peut-être retrouve simplement en revenant à la définition de la chaleur spécifique du nanofluide.

$$(\rho\ \mathrm{Cp})_{nf} = (\rho\ )_{nf}\,(Cp)_{nf} = \rho_{nf}\ \frac{\mathrm{Q}f + \mathrm{Q}s}{(mf+ms)\Delta T}$$

$$= \ \rho_{nf}\ \frac{(mCp)f\Delta T + (m\ Cp)s\Delta T}{(mf+ms)\Delta T} = \rho_{nf}\ \frac{(\rho VCp)f + (\rho VCp)s}{\rho fVf + \rho sVs}$$

$$= \left(\frac{(\rho fVf)+(\rho sVS)}{(Vf+Vs)}\right)\ \left(\frac{(\ \rho VCp)f+(\rho VCp)s}{(\rho fVf+\ \rho sVS)}\right) = \rho_f\ \ (Cp)_f\ \frac{Vf}{Vf+Vs} + (\rho)_s\,(Cp)_s\,\frac{Vs}{Vf+Vs}.$$

D'ou la relation précédente (4).

$(Cp)nf, (Cp)f\ et\ (Cp)s$ désignent respectivement les chaleurs spécifiques du nanofluide, du fluide de base et des nanoparticules.

Jusqu'à présent, il n'existe aucune donnée expérimentale sur la chaleur spécifique des nanofluides dans la littérature. Evidement, ces deux expressions ne donnent pas le même résultat. Les études effectuées sur l'écoulement des nanofluides nécessitent le calcul de cette propriété. Généralement les chercheurs choisissent l'une de ces expressions sans motif apparent.

I.6.3. Coefficient d'expansion thermique :

Nous nous intéressons dans le cadre de notre étude aux seuls fluides porteurs incompressibles (masse volumique indépendante de la pression) mais dilatables. Cette variation de masse volumique sous l'action de la température est caractérisée par le coefficient d'expansion thermique $\beta T\ = -1/\rho\ (\partial p/\partial T)p$ appelé également coefficient de dilatabilité [7].

Pour calculer la valeur de ce coefficient pour les nanofluides de très nombreux auteurs ont utilise a la suite des premiers travaux sur les nanofluides, par analogie avec la relation (2)

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

On déduit l'expression suivante : $\beta_{nf} = (1-\varphi)\beta_f + \varphi\beta s$……(I.5).

Ou b *f* et b *s* désignent respectivement les coefficients de dilatabilité du fluide porteur et celle des nanoparticules.

Kim et al [53] ont suppose que le coefficient d'expansion thermique du fluide (βf) soit largement plus grand que celui des nanoparticules solides (βs). Il ramène l'équation(5) a la forme simplifiée suivante : $\beta_{nf} = (1-\varphi)\beta_f$

En supposant que l'on affaire a des fluides porteurs incompressibles, les nanoparticules et la différence de température impose aux nanoparticules restent modérée pour écrire que la masse volumique du nanofluide et de ses constituants s'exprime sous une forme linéaire de la température par

$$\rho_{nf} = \rho_{0\,nf}(1- \beta_{nf}(T-T_0)),\ \rho_f = \rho_{0\,f}(1- \beta_f(T-T_0)),\ \rho_s = \rho_{0s}(1- \beta_s (T-T_0).$$

De la première équation, on en déduit l'expression de :

$$\beta_{nf} = -(\rho_{nf} - \rho_{0nf})/(\rho_{0\,nf}\,(T - T_0)).$$

En remplaçant ρnf et ρ 0, *nf* par leur valeur tirée de l'équation (2) on en déduit :

$$\beta_{nf}\ \rho_{0,nf} = (1-\varphi)\beta_f\ \rho_{0,,f} + \varphi\ \beta_s \rho_{0,s} \qquad \text{(I.6)}$$

Si on néglige la dilatabilité des nanoparticules devant celle du fluide porteur on est conduit à la relation simplifiée suivante :

$$\beta_{nf}\ \rho_{0,nf} = (1-\varphi)\beta_f\ \rho_{0,f} \qquad \text{(I.7)}$$

Cette relation donnant le β_{nf} du nanofluide. Cette relation distincte de celle habituellement utilisée dans les travaux sur les nanofluides conduit, comme nous le verrons dans la suite de ce travail a des valeurs qui différent notablement de celle tirées de la (5).

I.6.4. La viscosité dynamique :

La majorité des études qui ont traite de la viscosité des nanofluides ont eu recours, pour son calcul a partir de la viscosité du fluide de base et de la fraction volumiqueφ, aux relations de Stokes-Einstein ou de Brinkman. Ces relations ont été établies dans un cadre précis à savoir les particules métalliques de forme sphérique, en faible concentration, parfaitement dispersées et sans interaction inter-particules. Or les nanoparticules utilisées dans les différentes expérimentations ne sont ni sphériques ni de même taille, en particulier lorsqu'il s'agit de nanofluides avec des nanotubes de carbone.

L'ajout de particules solides dans un liquide provoque une augmentation, plus ou moins importante, de la viscosité du mélange obtenu. La encore, de nombreux facteurs peuvent être à l' origine des disparités constatées. Pour des nanoparticules identiques (nature, taille) et un même fluide de base, la qualité de la dispersion, et la température peuvent influer considérablement sur la viscosité.[7]

Bien qu'un comportement Newtonien soit constate pour des fluides contenant de faibles concentrations de nanoparticules, les suspensions à base de nanotubes de carbone obéissent à une loi de comportement différente. La dispersion de nanoparticules dans un fluide de base modifie notablement sa viscosité, il s'ensuit alors une modification de la structure des écoulements convectifs qui dépend fortement de la viscosité.

On dispose de différents modèles classiques et de formules semi-empiriques variées décrivant l'évolution de la viscosité relative en fonction de la fraction volumique ces modèles sont résumés dans le tableau I-2.

Tableau I-2 : les différant modèles classiques de viscosité relative en fonction de la fraction volumique [54].

Modèle	Expression	Description
Einstein (1906&1911)	$\eta = \eta_0(1+[\eta]\varphi + O(\varphi^2))$	Des particules sphériques et des suspensions diluées, [η], la viscosité intrinsèque à une valeur typique de 2,5
Batchelor (1977)	$\frac{\eta(0)}{\eta_0} = 1+[\eta]\varphi+K_H([\eta]\varphi)^2 + O(\varphi)^3$	Particules sphériques et suspensions semi-diluées, l'interaction de pair-particules sont considérés, k_H : est le coefficient de Huggin
Brenner and Condiff (1974)	$\eta=\eta_0(1+[\eta]\varphi +O(\varphi^2))$ $[\eta](0) =5Q_1-Q_2+2Q_3$; $Q_1=\frac{2}{5}-\frac{6\ln 2r}{5r}$ $Q_2=-\frac{r^2}{15(\ln 2r-1.5)}+\frac{2}{5}$;$Q_3=\frac{r^2}{10(\ln 2r-0.5)}$ $[\eta](\infty)=\frac{0.312r}{\ln 2r-1.5}+2-\frac{0.5}{\ln 2r-1.5}-\frac{1.872}{r}$	Des particules en forme de tige et des suspensions diluées, r est le rapport d'aspect.
Krieger & Dougherty (1959)	$\frac{\eta}{\eta_0}=\left(1-\frac{\varphi}{\varphi_m}\right)^{-[\eta]\varphi_m}$	Les particules sphériques, gamme complète de concentration, φm a une valeur différente pour hautes et basses vitesses de cisaillement
Modified Krieger & Dougherty (2007)	$\frac{\eta}{\eta_0}=(1-\frac{\varphi_a}{\varphi_m})^{-[\eta]\varphi_m}$, $\varphi_a=\varphi(\frac{a_a}{a})^{3-D}$	Des particules sphériques de l'agrégation, a_a et a sont les rayons de particules d'agrégat et primaire, D est l'indice de fractural.

Pour conclure sur la viscosité dynamique des nanofluides, voici les points les plus importants, recensés dans la littérature, sur lesquels l'ensembles de la communauté scientifique est en accord :

- Les équations classiques (Einstein, 1906 et Batchelor, 1977) sous-estiment la viscosité des mélanges biphasiques,
- La viscosité croit avec l'augmentation de la concentration de particules,
- La viscosité décroit avec une augmentation de la température,
- La viscosité semble croitre avec une augmentation de la taille des particules utilisées[7],
- Une attention particulière doit être apportée afin de s'assurer de ne pas dépasser la température critique du nanofluide,
- Les effets de la forme des particules sont inconnus,
- Il existe peu d'études ayant comme objet la viscosité dynamique des nanofluides et certaines données sont contradictoires.

I.6.5. La conductivité thermique des nanofluides :

Les études relatives à la conductivité thermique du nanofluides ont montré que des améliorations élevées de la conductivité thermique peut être réalisé en utilisant des nanofluides. Il est possible d'obtenir des améliorations de conductivité thermique supérieure à 20%, à une fraction volumique de particules φ inférieure à 5% [55,56].

De telles valeurs d'amélioration dépassent les prévisions des modèles théoriques développés pour des suspensions avec de plus grandes particules. Ceci est considéré comme indication de la présence des mécanismes thermiques supplémentaires d'amélioration de transport des nanofluides.

Le tableau I-4 présente les valeurs des conductivités thermiques des nanoparticules et des fluides de base utilisées pour former des nanofluides.

Tableau I-3 : Valeurs des conductivités thermiques des nanoparticules et des fluides utilisés [7].

Les Matériaux	Les formes	Les conductivités thermiques (W/mK)
Les carbones	nanotube de carbone	2000-3000
	Diamant	2300
	Graphite	110-190
	Fullerènes	0.4
Des solides métalliques	Cuivre	401
	Aluminium	237
	Argent	429
	Nickel	158
	Or	317
Des oxydes métalliques	Stilicon	148
	Oxyde d'aluminium	40
	Oxyde de Titane	8.9538
	Oxyde de cuivre	17
	Brique rouge	60
Des liquides métalliques	Sodium	72.3
Des liquides non métalliques	Eau	0.613
	Ethylène glycol	0.253
	Huile de moteur	0.145
	Glycérol	0.289
	Huile	0.141

I.6.5.1. Méthodes de mesure de la conductivité thermique.

Dans les mesures de conductivité thermique des nanofluides, la technique transitoire à fil chaud est la méthode la plus couramment utilisée[57,58].la méthode transitoire à fil chaud modifiée est exigée dans les mesures, puisque les nanofluides conduisent l'électricité. La modification est apportée en isolant le fil. Certaines autres méthodes telles que la technique d'équilibre à plaques parallèles, la technique d'oscillation de la température, la méthode de bande de microhot, et la technique de déflexion du faisceau optique ont également été utilisés par certains chercheurs[59,60].

A partir de la résolution de l'équation de l'énergie, beaucoup de modèles de calculs de la conductivité thermique ont été développés pour prédire l'estimation de la conductivité du nanofluide, constitues par des éléments très réguliers tels que les nanoparticules sphériques. Les modèles décrits dans la littérature sont des outils de prédictions développés afin d'appréhender les mécanismes de transfert thermique aux seins des nanofluides.

Tableau I-4 : liste de modèles théoriques pour la conductivité thermique des nanofluides [54].

Modèles	*Expression*	*Remarques*
Maxwell (1873)	$\frac{K_{eff}}{K_l} = \frac{Kp + 2K_l - 2\varphi(K_l - kp)}{Kp + 2Kl + \varphi(K_l - Kp)}$	Pour les particules sphériques bien-dispersées avec disparition résistance thermique interfaciale
Hamilton& Crosser (1962)	$\frac{Keff}{Kl} = \frac{Kp + (n-1)K_l - (n-1)\varphi(K_l - Kp)}{Kp + (n-1)K_l + \varphi(K_l - Kp)}$	Pour les particules bien dispersées avec la disparition de la résistance thermique interfaciale, n est le facteur de forme donné par $n=3/\psi$, avec ψ la sphéricité.
Jeffrey (1973)	$\frac{Keff}{K_l} = 1+ \left(\frac{3\varphi(Kp/(Kl-1)}{Kp/Kl+2}\right) +3\varphi^2\left(\frac{Kp/(Kl-1)}{Kp/((Kl+2)\,)}\right)^2[1+\frac{1}{4}\left(\frac{\mathrm{Kp}/(\mathrm{Kl}-1)}{\mathrm{Kp}/(\mathrm{Kl}+2)}\right)+\frac{3}{16}\left(\frac{Kp/(Kl-1)}{Kp/Kl+2}\right)\left(\frac{Kp/(Kl+2)}{2KP/(Kl+3)}\right)+\ldots$	Les termes d'ordre élevé représentent des interactions paires des particules aléatoirement dispersées ; disparition interfaciale de la résistance thermique.
Davis (1986)	$\frac{Keff}{Kl} =1+ \left(\frac{3\varphi(Kp/(Kl-1)[\varphi+f\varphi 2+o(\varphi 3)]}{(Kp/(Kl+2))-(kp/(Kp/Kl-1))\varphi}\right)$	Termes d'ordre élevé en raison des interactions paires des sphères dispersées de façon aléatoire, f = 2.5 et 0.5 pour kp/kl =10 Et ∞ respectivement; disparition interfaciale de la résistance thermique
Bruggenman (1935)	$\frac{Keff}{K_l} = \frac{1}{4}\{(3\varphi-1)\frac{Kp}{K_l} + (3(1\text{-}\varphi)-1) + [((3\varphi-1)\frac{Kp}{Kl} +(3(1\text{-}\varphi)\text{-}1))^2 +8\frac{Kp}{K_l}]^{1/2}\}$	Pour les suspensions concentrées de particules en interaction ; disparition interfaciale de la résistance thermique.
Wang et al. (2003)	$\frac{Keff}{Kl} = \frac{(1-\varphi)+3\varphi\int_0^\infty K_{cl}(r)n(r)/[K_{cl}(r)+2K_l]dr}{(1-\varphi)+3\varphi\int_0^\infty K_l(r)n(r)/[(K_{cl}(r)+2K_l]\,dr}$	Un modèle fractal basée sur le modèle multi-composant de Maxwell en substituant la conductivité thermique effective de grappes de nanoparticules, $k_{cl}(r)$, et la fonction de distribution des rayons, n (r)
Yu and Choi (2003 & 2004)	(i) $\frac{Keff}{Kl} = \frac{Kpe+2K_l-2\varphi(K_l-Kpe)(1+\beta)^3}{Kpe+2K_l+\varphi(K_l-Kpe)(1+\beta)^3}$ (ii) $\frac{Keff}{Kl} =1+ \frac{n\varphi eff\ A}{1-\varphi eff\ A}$ Avec	nanoparticules Bien-dispersés avec une nanocouche liquide "cristalline" qui entoure chacune des nanoparticules: (i) sphérique et (ii) non-sphérique ; β : rapport de l'épaisseur de nanocouche au rayon de particules pour des particules sphériques; K_{PE} :conductivité thermique effective de nanoparticule composite nanocouche de particules sphériques; K_{PJ} : la conductivité thermique effective

	$A=\frac{1}{3}\sum_{j=a,b,c}\frac{Kpj-K_l}{Kpj+(n-1)Kf}$	de particules non-sphériques comprenant nanocouche dans la direction j; φ_{eff}:fraction volumique efficace y compris nanocouche.
Xue (2003)	$0 = 9(1-\frac{\varphi}{\lambda})\frac{Keff-K_l}{2Keff+K_l}+\frac{\varphi}{\lambda}[\frac{K_{eff}-K_{c,x}}{(K_{eff}+\beta_{2,x}\ (K_{c,x}-K_{eff})}$ $+4\frac{K_{eff}-K_{c,y}}{2K_{eff}+(1-\beta_{2,x})(k_{c,y}-K_{eff})}]$ Avec $\lambda = abc/(a+t)(b+t)(c+t)$	Modèle de nanoparticules elliptiques avec des rayons dans les trois directions x, y et z respectivement a, b et c; modèle basé sur la théorie de la polarisation moyenne en tenant compte de l'effet de une coque interfaciale d'une épaisseur t entre les nanoparticules et les liquides de base; $k_{c,x}$:constante diélectrique efficace et $B_{2,x}$: facteur de dépolarisation le long d'axe x-symétrique
Xue and Xu (2005)	$0 = (1-\frac{\varphi}{\alpha})\left(\frac{K_{eff}-K_l}{2k_{eff}+K_l}\right)+\frac{\varphi}{\alpha}$ $[\frac{(Keff-K_2)(2K_2+K_1)-\alpha(K_1-k_2)(2K_2+K_{eff})}{(2K_{eff}+K_2)(2K_2+K_p)+2\alpha(K_p-K_2)(K_2-K_{eff})}]$	α - rapport volumique de nanoparticules sphériques et complexes contenant des nanoparticules d'une coque interfaciale; k1 : conductivités thermiques des nanoparticules; k2 : la conductivité thermique de l'enveloppe interfaciale.
Xuan et al. (2003)	$K_{eff} = \frac{K_p+2K_l-2(K_l-K_p)\varphi}{K_p+2K_l+(K_l-K_p)\varphi}K_l+\frac{\rho_p\varphi C_p}{2}\sqrt{\left(\frac{K_BT}{3\pi r_c\mu}\right)}$	Modèle prenant en compte le mouvement brownien et des grappes de nanoparticules; r_c : rayon de groupes ; k_B : constante de Boltzmann ; ρ_p : densité de particules ; μ : viscosité liquide ; C_p : capacité de chaleur ; Température absolue.
Kumar et al. (2004)	$K_{eff}= K_l+ c\frac{2K_BT}{\pi\mu d_p^2}\frac{\varphi rf}{(1-\varphi)r_a}$	Modèle prenant en compte le mouvement brownien; d_p : diamètre des particules; μ : viscosité du fluide; r_f : rayon de la particule fluide.
Jang and Choi (2004)	$K_{eff} = K_l(1-\varphi) + K_p\varphi + 3C\frac{d_l}{d_p}K_l Re^2 \Pr \varphi$	Modèle prenant en compte la micro-convection; C : constante; d_l : diamètre molécule liquide; Re : nombre de Reynolds des particules; P_r : nombre Prandtle.
Prasher et al. (2005)	$\frac{K_{eff}}{K_l} = (1+A\ Re^m\ Pr^{0.333}\varphi).[\frac{K_p+2K_l+2(K_p+K_l)\varphi}{K_p+2K_l-(K_p-K_l)\varphi}]$	Modèle tenant compte de la micro-convection induite par le mouvement brownien; A : constante; m : constante.
Koo and Kleinstreuer (2004 & 2005)	$\frac{K_{eff}}{K_l} = \frac{K_p+2K_l-2\varphi(K_l-K_p)}{K_p+2K_l+\varphi(K_l-K_p)}+5\times10^4$ $\beta\varphi\rho_pC_P\sqrt{\frac{K_BT}{\rho_pd_p}}\frac{f(T,\varphi)}{K_l}$	Modèle tenant compte de la micro-convection en raison du mouvement brownien; β : fraction volumique de fluide se déplaçant à une particule, f (T,φ) : fonction factorielle en fonction des propriétés des fluides et des interactions interparticulaires.

Ces différentes corrélations n'aboutissent non seulement pas au même résultat mais elles ne concordent pas également avec les mesures expérimentales.ces expressions théoriques sous-estiment ou surestiment considérablement les valeurs réelles particulièrement pour des concentrations volumiques de particules au dessus de 1°/◦. Les auteurs expliquent l'imprécision de

leurs modèles par le manque notoire de données expérimentales. Les corrélations empiriques connues contiennent des paramètres complexes à déterminer à partir de données expérimentales.

En somme il n'existe aucune expression concluante théorique de la conductivité thermique d'un nanofluide adaptable à n'importe quel nanofluide.les recherches sur la prédiction de cette propriété se trouvent limitées devant le manque de données expérimentales.

La base de données expérimentales est non seulement peu fournie mais les quelques données existantes différent considérablement d'un laboratoire à un autre .De plus, les concentrations volumiques de particules étudiées dépassent rarement 8°/◦.

I.6.5.2. Mécanismes d'amélioration de la conductivité thermique :

I.6.5.2.1. Mouvement brownien de nanoparticules :

Le mouvement brownien est le mouvement aléatoire des particules en suspension dans un fluide. Lorsque les nanofluides sont pris en considération, ce mouvement aléatoire transporte l'énergie directement par les nanoparticules. En outre, un effet de micro-convection, qui est due au fluide autour de mélanger des nanoparticules, est également proposé de jouer un rôle important.

Il existe de nombreuses études dans la littérature sur l'effet du mouvement brownien sur la conductivité thermique du nanofluides. Bhattacharya et al [61] ont utilisé la simulation brownienne de la dynamique pour déterminer la conductivité thermique effective des nanofluides, en considérant le mouvement brownien des nanoparticules.la Conductivité thermique effective de nanofluide a été défini comme suit:

$$K_{nf} = \varphi K_p + (1- \varphi) K_f \qquad \text{(I.8)}$$

Où K_p n'est pas simplement la conductivité thermique en vrac des nanoparticules, mais il comprend aussi l'effet du mouvement brownien des nanoparticules sur la conductivité thermique. Une méthode appelée la simulation brownienne de dynamique a été développée, les expressions sont prévus pour calculer k_p, puis la conductivité thermique effective des nanofluides Cu / éthylène glycol et Al_2O_3/ éthylène glycol ont été calculées pour les différentes fractions volumiques des particules. Les résultats ont été comparés avec les données expérimentales antérieures[62,63] et ils se sont révélés être d'accord.

Prasher et al [64] ont comparé l'effet du mouvement brownien de translation et de convection induite par le mouvement brownien. Ils ont également examiné l'existence d'un potentiel interparticulaire. En faisant une analyse d'ordre de grandeur, les auteurs ont conclu que la convection dans le liquide induite par le mouvement brownien des nanoparticules est principalement responsable de l'amélioration anormale de conduction thermique des nanofluids. Il convient de noter que, dans leur travail, les auteurs n'ont pas analysé l'effet de la concentration des nanoparticules.

I.6.5.2.2. Le regroupement des nanoparticules :

Les nanoparticules sont connues pour former des groupes. Ces groupes peuvent être manipulés à l'aide de la théorie des fractales[65-67]. Evans et al[68] ont proposé que le regroupement puisse entraîner un transport rapide de la chaleur le long des distances relativement

importantes puisque la chaleur peut être réalisée beaucoup plus rapidement en particules solides par rapport à la matrice liquide. Ce phénomène est illustré schématiquement sur la Figure I- 4.

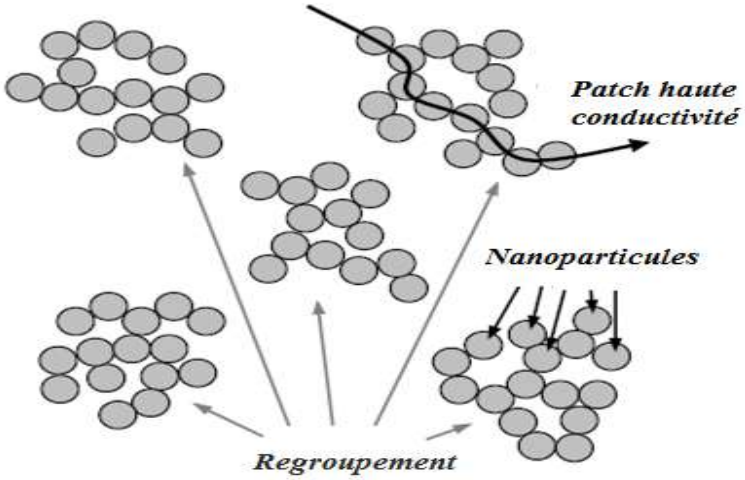


Figure I-4 : Illustration schématique représentant le phénomène de groupement[65].

Le haut chemin de conductivité a comme conséquence le transport rapide de la chaleur le long de grandes distances.

Evans et al [68] ont également étudié la dépendance de la conductivité thermique de nanofluides du regroupement et la résistance thermique interfaciale. L'effet des groupes a été analysé dans trois étapes à l'aide du modèle de Bruggeman, Nan et al[69], et le modèle de Maxwell-Garnett (M-G). L'expression en résultant de rapport de la conduction thermique est :

$$\frac{Knf}{Kf} = \frac{(Kcl+2Kf)+2\varphi cl(Kcl-Kf)}{(Kcl+2Kf)-\varphi cl(Kcl-Kf)} \qquad (I.9)$$

Là où K_{Cl} est la conduction thermique des groupes et φcl est la fraction en volume des particules des agrégats, qui sont définies dans l'étude et les expressions apparentées sont également données dans celui-ci pour calculer la conductivité thermique effective théorique. En plus du travail théorique, Evans et al ont également déterminé la conductivité thermique effective du nanofluide en utilisant une simulation de type Monte Carlo.

Les résultats de l'approche théorique et de la simulation sur ordinateur ont été comparés et ils se sont avérés en bon accord. Il a été montré que la conductivité thermique effective augmente avec l'augmentation de la taille de groupe. Cependant, comme la fraction de volume de particules accrue, le nanofluid avec des groupes a montré une amélioration relativement plus petite de conduction thermique. Quand il s'agit de la résistance interfaciale, il a été constaté que la résistance interfaciale diminue l'amélioration de la conductivité thermique, mais cette baisse diminue pour nanofluides avec de grands groupes.

Une autre conclusion est que les fibres en forme de nanoparticules sont plus efficaces dans l'amélioration de la conductivité thermique par rapport à des particules sphériques. Cependant, il a également été noté que ces particules en forme de fibres ou de groupe augmentent la viscosité des nanofluids de manière significative.

I.6.5.2.3. La Superposition de liquide autour des nanoparticules :

Une étude récente a montré que les molécules liquides forment des structures en couches autour des surfaces solideset il est prévu que les monocouches ont une plus grande conductivité thermique effective que la matrice liquide. À la suite de cette observation, les structures en couches qui se forment autour des nanoparticules sont proposées pour être responsable de l'amélioration de conduction thermique des nanofluides[70,71]. Ce phénomène est illustré schématiquement dans figureI-5.

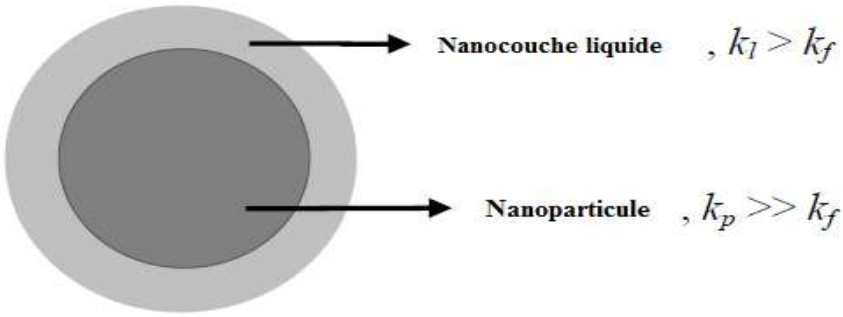


Figure I-5 : Illustration schématique représentant la superposition de liquide autour des nanoparticules. [71]

kl, kf, kp et sont la conductivité thermique de la nanocouche, fluide de base, et des nanoparticules, respectivement.

Le fait qu'il n'y a aucune donnée expérimentale concernant l'épaisseur et la conduction thermique de ces nanocouches est un inconvénient important du mécanisme proposé[72]. Quelques chercheurs développent un modèle théorique en considérant le liquide posant autour des nanoparticules et illustrent les prévisions de leur modèle en assumant juste quelques valeurs pour la conduction thermique et l'épaisseur du nanocouche.

D'autres modèles de la conductivité thermique de la nanocouche de sorte qu'il varie linéairement dans la direction radiale et il existe aussi des chercheurs qui prennent la dépendance en température de la conductivité thermique de ces couches en compte[73,74]. En choisissant les paramètres de la nanocouche en conséquence, il est possible de produire des résultats qui concordent avec les données expérimentales, mais cela ne prouve pas la validité du mécanisme proposé.

I.6.5.2.4. Transport balistique de phonon dans des nanoparticules :

En matières solides, le transport de chaleur par diffusion est valide si le libre parcours moyen des phonons est plus petit que la dimension caractéristique de la particule considérée. Keblinski et al[75].Ont estimé que libre parcours moyen de phonon d'Al_2O_3 à la température ambiante en fonction de la théorie développée par Debye (Geiger et Poirier[76]) en tant que 35 nanomètre. Dans une particule d'un diamètre plus petit que 35 nm, le transport de la chaleur est non diffusante, mais la chaleur est transportée balistique.

Bien que ce fait empêche l'application des théories classiques de la modélisation de la conductivité thermique de nanofluides, Keblinski et al ont noté que le transport de chaleur balistique ne peut toujours pas expliquer les améliorations des anomalies de conductivité thermique, car la température à l'intérieur des nanoparticules est quasi constante et de ce fait ne dépend pas du fait que la chaleur est transportée par diffusion ou balistique. Par conséquent, les conditions aux limites pour le fluide de base sont les mêmes dans les deux cas, ce qui entraîne des mêmes valeurs de conductivité thermique pour les nanofluides.

I.6.5.2.5. Le Rayonnement Près du champ :

Domingues et al. [77] ont étudié l'effet du rayonnement en champ proche sur le transport de chaleur entre deux nanoparticules. Ils ont analysé le problème en utilisant simulation de dynamique moléculaire et ont trouvé que, lorsque la distance entre les nanoparticules est plus petite que le diamètre des particules, la conductance de chaleur est de deux à trois ordres de grandeur supérieure à la conductance thermique entre deux particules qui sont en contact.

Ce résultat peut être considéré comme un mécanisme d'amélioration de transfert de chaleur pour des nanofluides puisque la séparation entre les nanoparticules peut être très petite dans les nanofluides avec des nanoparticules plus petites que 10 nanomètre. En outre, le mouvement brownien des nanoparticules peut également améliorer ce mécanisme, puisque la distance entre les nanoparticules se transforme rapidement en raison du mouvement aléatoire.

Une étude importante sur ce sujet a été faite par Ben-Abdallah[78]. Dans cette étude, près des interactions de champ entre les nanoparticules ont été analysés numériquement le cas du nanofluide Cu / éthylène glycol et il a été montré que les interactions en champ proche entre les nanoparticules n'affectent pas significativement la conductivité thermique de la nanofluide. Il a été noté que les résultats sont valides également pour d'autres types de nanoparticule ; métaux, oxydes métalliques, et particules polaires.

I.6.5.3. Effets de certains paramètres sur la conductivité thermique des nanofluides :

Des études expérimentales montrent que la conductivité thermique des nanofluides dépend de nombreux facteurs tels que la fraction volumique des particules, matière particulaire, la taille des particules, la forme des particules, la matière fluide de base, et de la température. Quantité, les types des additifs et l'acidité des nanofluides ont également été montré pour être efficace dans l'amélioration de la conductivité thermique .

Dans les sections suivantes, les études expérimentales sur la conductivité thermique du nanofluides sont résumées. Dans chaque section, un paramètre spécifique qui est efficace sur la conductivité thermique est discuté.

I.6.5.3.1. La Fraction volumique des particules:

Il y a beaucoup d'études dans la littérature au sujet de l'effet de la fraction de volume de particules, qui est la concentration volumétrique des nanoparticules dans les nanofluides, sur la conduction thermique des nanofluids. Masuda et al[79] ont mesuré la conductivité thermique des

nanofluides contenant des nanoparticules d'Al_2O_3 (13 nm), de SiO2 (12 nm) et TiO_2 (27 nm) des nanoparticules (valeurs entre parenthèses indiquent le diamètre moyen des particules).

Il s'agit de la première étude expérimentale sur la conductivité thermique des nanofluides. L'eau a été utilisée comme fluide de base et une méthode en deux étapes a été utilisée pour la préparation des nanofluides. Une amélioration aussi élevé que 32,4% a été observée pour la conductivité thermique effective de 4,3% en volume des nanofluides Al_2O_3/eau à 31,85 ° C (toutes les valeurs de pourcentage d'amélioration sont indiquées selon l'expression $100(k_{nf} - k_f)/k_f$ tout au long de la discussion).

Il a été constaté que l'amélioration de la conductivité thermique augmente linéairement avec la fraction volumique des particules. Lee et al[80] ont étudié la conductivité thermique à la température ambiante des nanofluides en dispersant les nanoparticules d'Al_2O_3 (38,5 nm) et CuO (23,6 nm), qui ont été produites par un procédé de condensation du gaz, de l'eau et de l'éthylène glycol. Comme pour l'étude de Masuda et al, une relation linéaire a été observée entre la conductivité thermique et la fraction volumique de particules (augmentation de conductivité thermique avec la fraction volumique de particules).

L'amélioration la plus élevée était 20%, qui a été observé pour φ = 4% de nanofluide CuO/ éthylène-glycol. Pour les nanofluides a base d'eau et d'éthylène glycol, le ratio de la conductivité thermique a montré une relation linéaire avec la fraction volumique des particules et les lignes représentant cette relation ont été jugés coïncidentes.

La fraction volumique des particules est un paramètre qui est étudiée dans presque toutes les études expérimentales et les résultats sont généralement en accord qualitatif. La plupart des chercheurs rapportent une augmentation de la conductivité thermique avec l'augmentation de la fraction volumique des particules et le rapport trouvé est généralement linéaire. Cependant, il ya aussi des études qui indiquent un comportement non linéaire.

Un exemple est l'étude effectuée par Murshed et al.[81]. Ils ont mesuré la conductivité thermique de nanofluide TiO_2/eau désionisée à la température ambiante à l'aide de la méthode transitoire à fil chaud. La fraction de volume des nanoparticules a été variée entre 0,5 et 5%. On a observé des relations non linéaires entre le rapport de conduction thermique et la fraction de volumique des particules, en particulier pour des fractions volumiques faibles.

Les auteurs ont noté que le comportement non linéaire peut être dû à l'agent tensio-actif du bromure d'ammonium de cétyltrimethyl (CTAB), l'application d'ultrasons pendant une longue période, ou des forces de surface hydrophobes impliquées. Choi et al.[82] ont étudié la conductivité thermique des nanofluides préparées par la dispersion des nanotubes de carbone multiparois (MWCNT) dans de l'huile. Ils ont également constaté une relation non linéaire entre le taux de conductivité thermique et de la fraction volumique des particules.

Selon les auteurs, par exemple une relation non linéaire est une indication de l'interaction entre les particules. Il a été conclu que, malgré le fait que la fraction volumique des particules est très faible, les nanotubes interagir les uns avec les autres en raison de la concentration en particules très élevée (10^{11} particules/cm3).

I.6.5.3.2. La matière particulaire :

La plupart des études montrent que la matière des particules est un paramètre important qui affecte la conductivité thermique du nanofluides. À première vue, on pourrait penser que la différence entre les conductivités thermiques des matériaux de particules est la raison principale de cet effet. Cependant, des études montrent que le type de particules peut affecter la conduction thermique des nanofluides par d'autres moyens.

Par exemple, Lee et al ont constaté que les nanofluides avec des nanoparticules de CuO ont montré une meilleure amélioration une fois comparés aux nanofluides préparé en utilisant les nanoparticules d'Al_2O_3. Il convient de noter qu'Al_2O_3, comme matériel, a une conduction thermique plus élevée que CuO.

Par conséquent, la conduction thermique du matériel de particules peut ne pas être le paramètre dominant qui détermine la conduction thermique du nanofluide. Selon les auteurs, le facteur clé est le fait que les nanoparticules Al_2O_3 ont formé des groupes relativement plus grands une fois comparés aux nanoparticules de CuO. C'est peut-être une explication si le mécanisme principal de l'amélioration de conduction thermique est accepté pour être le mouvement brownien des nanoparticules, puisque l'effet du mouvement brownien diminue avec l'augmentation de la dimension particulaire.

Cependant, il devrait également noter qu'il y a quelques études qui considèrent le regroupement des nanoparticules comme un mécanisme d'amélioration de conduction thermique. Une autre étude qui prend en compte l'effet du type de nanoparticules a été faite par Chopkar et al[83] qui ont dispersé des nanoparticules d'Al_2Cu et d'Ag_2Al dans l'eau et l'éthylène-glycol (φ =1 %) et l'acide oléique a été ajouté comme agent tensio-actif.

Des mesures ont été faites à la température ambiante. On l'a constaté que les nanoparticules d'Ag_2Al ont une conductivité thermique améliorée un peu plus par rapport aux nanoparticules d'Al_2Cu. Selon les auteurs, cela est dû au fait que la conductivité thermique du Ag_2Al est plus élevé par rapport à Al_2Cu.

I.6.5.3.3. Le fluide de base :

D'après les modèles classiques de conductivité thermique comme le modèle de Maxwell, comme la conductivité thermique du fluide de base d'un mélange diminue, le rapport de conductivité thermique (conductivité thermique de nanofluide (K_{nf}) divisée par la conductivité thermique du fluide de base (k_f)) augmente. Quand il s'agit de nanofluide, la situation est plus compliquée en raison du fait que la viscosité du fluide de base influe sur le mouvement brownien des nanoparticules et cela affecte consécutivement la conduction thermique du nanofluide[84,85] Par ailleurs, Lee[86] a examiné l'effet de la double couche électrique formant autour des nanoparticules sur la conduction thermique des nanofluides et a prouvé que la conduction thermique et l'épaisseur de la couche dépend du fluide de base.

Il est difficile de déterminer les effets quantitatifs de ces facteurs complètement. Par conséquent, des expériences systématiques sont nécessaires qui montrent l'effet de fluide de base sur la conductivité thermique des nanofluides.

I.6.5.3.4. La Taille des particules :

La dimension particulaire est un autre paramètre important de la conduction thermique des nanofluides. Il est possible de produire des nanoparticules de tailles différentes, généralement comprises entre 5 et 100 nm. Eastman et al.[87] ont étudié des nanoparticules de Cu, avec l'éthylène-glycol comme fluide de base. À l'aide d'une méthode de production en une étape, des suspensions avec des nanoparticules de Cu plus petits que 10 nanomètre ont été obtenues. L'acide thioglycolique moins 1 vol% A été ajouté à une partie des échantillons à des fins de stabilisation et d'amélioration de ces échantillons et ces échantillons ont montré l'amélioration beaucoup mieux par rapport à des échantillons sans acide thioglycolique.

Une augmentation de 40% de la conductivité thermique a été observée à une fraction volumique de particules de 0,3% (avec de l'acide thioglycolique). Pour faire une comparaison, il convient de noter que dans l'étude de Lee et al, les chercheurs ont obtenu 20% d'amélioration à une fraction volumique 4% avec le nanofluide CuO (23.6 nm)/éthylène glycol.

En conséquence des améliorations anormales obtenues, Eastman et al ont conclu que la taille des nanoparticules est un facteur important qui affecte l'amélioration de conductivité thermique, ce qui est contraire aux prévisions des modèles conventionnels tels que le modèle de Hamilton et de Crosser[88], qui ne prend pas en considération l'effet de la dimension particulaire sur la conductivité thermique.

Chopkar et al.[89] ont préparé des nanofluids en dispersant les nanoparticules $Al_{70}Cu_{30}$ dans l'éthylène-glycol. Les nanoparticules ont été obtenues par l'alliage mécanique. Par la microscopie électronique de transmission, ils ont illustré le fait qu'il n'y a pas de regroupement significatif dans les échantillons. Ils varient de la taille des particules comprise entre 9 et 83 nm et ils ont montré que l'amélioration de la conductivité thermique diminue avec l'augmentation de la taille des particules. Pour une fraction volumique 0.5% des nanofluides l'amélioration de conductivité thermique a diminué de 38 à 3% en augmentant la taille des particules de 9 à 83 nm.

Mintsa et al[90] ont mesuré la conductibilité thermique de nanofluides Al_2O_3/eau Deux tailles de nanoparticules Al_2O_3 ont été utilisés dans l'expérience (36 et 47 nm). Fraction volumique des particules a varié entre 0 et 18% et la température a varié entre 20 et 50 °C. Il a été observé que les améliorations de conductivité thermique ont été à peu près la même pour les deux différentes tailles de particules des nanoparticles Al_2O_3 à la température ambiante.

Cependant, à des températures plus élevées, les nanofluides Al_2O_3/eau avec de plus petites particules montrent une plus grande amélioration. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux modèles théoriques et on l'a conclu que le modèle proposé par Chon et al a bien prévu leurs données expérimentales. Au contraire, lorsque les données dépendantes de la température de conductivité thermique des nanofluides Al_2O_3/eau fourni par Murshed et al.[91], Das et al.[92], et Chon et Kihm[93] sont comparées, on voit que le rapport de conductivité thermique n'est pas très différent les uns des autres pour des tailles de particules nettement différentes (80, 38,4 et 47 nm, respectivement).

I.6.5.3.5. La forme des particules :

Il y a principalement deux formes de particules utilisées dans la recherche des nanofluides ; les particules sphériques et les particules cylindriques. Les particules cylindriques ont généralement un grand rapport longueur/diamètre. La conductivité thermique des nanofluides SiC/eau distillée et SiC /éthylène glycol a été étudiées par Xie et al.[94].

Deux types de nanoparticules sont utilisés pour la préparation de nanofluides; particules sphériques de diamètre moyen 26 nm et des particules cylindriques de diamètre moyen 600 nm. On l'a constaté que le nanofluid de fraction volumique 4,2 % à base d'eau avec les particules sphériques a eu une amélioration de conduction thermique de 15,8%, tandis que le nanofluide de 4% avec les particules cylindrique a eu une amélioration de conduction thermique de 22,9%.

Les auteurs ont comparé les résultats avec le modèle de Hamilton et Crosser. Il a été noté que le modèle de Hamilton et de Crosser a été un succès dans la prédiction de l'amélioration dans les particules cylindriques, considérant qu'il a sous-estimé les valeurs liées aux nanofluides avec les particules sphériques. La stabilité et la dispersion des nanoparticules ont été améliorées à l'aide de l'acide oléique et de tensioactifs CTAB. Pour les nanofluides avec des particules sphériques, une amélioration maximale de 29,7% a été obtenue à φ = 5%. À la même fraction volumique, des nanoparticules en forme de tige ont montré une amélioration de 32,8%.

En plus de ces résultats expérimentaux, le fait que nanofluides avec des nanotubes de carbone (qui sont de forme cylindrique) montrent généralement une plus grande amélioration de la conductivité thermique des nanofluides avec des particules sphériques devraient également être considéré. En conséquence, on peut conclure que les nanoparticules cylindriques fournissent une amélioration plus élevée de conduction thermique que les particules sphériques. Une des raisons possibles de cette situation est le transport rapide de la chaleur le long des distances relativement grandes de particules cylindriques puisque les particules cylindriques ont généralement des longueurs de l'ordre du micromètre.

Cependant, il convient noter que les nanofluides avec les particules cylindriques ont habituellement des viscosités beaucoup plus grandes que ceux avec les nanoparticules sphériques[95]. En conséquence, l'augmentation associée de la puissance de pompage est grande, ce qui réduit la possibilité d'utilisation des nanofluides avec des particules cylindriques.

I.6.5.3.6. La température :

Dans les suspensions conventionnelles des particules solides (avec des tailles de l'ordre du millimètre ou de micromètres) dans des liquides, la conductivité thermique du mélange dépend de la température seulement en raison de la dépendance de la conductivité thermique du liquide et de particules solides de base de température. Toutefois, en cas de nanofluides, le changement de température influe sur le mouvement brownien des nanoparticules et le regroupement des nanoparticules[96], ce qui entraîne des modifications considérables de la conductivité thermique des nanofluides avec la température. Masuda et autres a mesuré la conduction thermique des nanofluids à base d'eau contenant les nanoparticles Al_2O_3, SiO_2, et TiO_2 aux différentes températures.

Le rapport de conduction thermique a diminué avec l'augmentation de la température, ce qui est en contradiction avec de nombreux résultats dans la littérature. La dépendance en température de la conductivité thermique des nanpfluides Al_2O_3 (38,4 nm) / eau et CuO (28,6 nm) / eau a été étudiée par Das et al. La diffusivité thermique a été mesurée à l'aide d'une technique d'oscillation de température puis la conductivité thermique a été calculée.

Plusieurs mesures ont été effectuées à différentes températures variant entre 21 et 51 °C. On a vu que pour φ égale à1% Pour le nanofluide Al_2O_3/eau l'amélioration de la conductivité thermique est passée de 2% à 21 °C à 10,8% à 51 °C. La dépendance de la température de 4 % de nanofluide Al_2O_3 était beaucoup plus significative. De 21 à 51 °C, l'amélioration est passée de 9,4 à 24,3%.Une relation linéaire entre le taux de conductivité thermique et de la température a été observée à la fois 1 et 4%.

I.6.5.3.7. Le regroupement :

Le regroupement est la formation de particules plus grosses par agrégation des nanoparticules. L'effet de groupement est toujours présent dans les nanofluides et c'est un paramètre efficace dans la conduction thermique. Hong et al.[97] ont étudié cet effet pour le nanofluide Fe (10 nm) /éthylène glycol. La conductivité thermique de nanofluides a été déterminée en fonction de la durée de l'application de la vibration ultrasonique, qui a fait varier entre 0 min, et 70 min c.-à-d., aucune vibration appliquée.

On a vu que le rapport de conduction thermique augmente avec l'augmentation du temps de vibration et le taux de cette augmentation sont devenus plus petits pendant un plus long temps de vibration. En outre, la variation de la conductivité thermique de nanofluide avec le temps après l'application de vibrations a été étudiée et il a été constaté que la conductivité thermique diminue comme le temps avançait. La variation de la taille moyenne des groupes a été également déterminée en fonction du temps après que l'application de la vibration et d'elle ait été notée que la taille de groupe augmente avec du temps.

À la suite de ces observations, il a été conclu que la taille des groupes formés par les nanoparticules a une influence majeure sur la conductivité thermique. En outre, la variation du rapport de conductivité thermique du nanofluide Fe / éthylène glycol avec la fraction volumique des particules a été jugée non linéaire. Il a été indiqué que ce comportement est dû au fait que les nanoparticules dans les nanofluides avec fractions volumiques élevées ont formé des groupes à un niveau supérieur. Il convient de noter que Zhu et al.[98] ont également étudié l'effet de regroupement des nanoparticules, sur la conductivité thermique de nanofluide Fe_3O_4 / eau et ont noté que le regroupement et l'alignement des nanoparticules sont principalement responsables de l'amélioration de la conductivité thermique anormale.

I.6.5.3.8. La Valeur de pH:

Le nombre d'études portant sur la valeur de pH de nanofluides est limité par rapport aux études sur les autres paramètres. Xie et al.[99] ont mesurés la conduction thermique des nanofluides, qui sont préparés en dispersant les nanoparticules d'Al_2O_3 dans l'eau, l'éthylène-glycol, et la pompe à huile. Ils ont rapporté la diminution significative dans le rapport de conduction

thermique avec l'augmentation des valeurs du pH. Ils ont également été observés que le taux de variation de la conductivité thermique avec la fraction volumique des particules est fonction de la valeur du pH.

L'amélioration de conduction thermique de 5 % de nanofluide Al_2O_3 / eau était 23% quand le pH est égal à 2,0 et il est devenu 19% quand le pH est égal à 11,5. Les auteurs ont rapporté la dépendance de la conduction thermique du pH sur le fait que la différence entre le point isoélectrique de nanoparticules Al_2O_3 et la valeur du pH de la solution augmente, la mobilité des nanoparticules augmente, ce qui améliore l'effet de micro-convection. Wang et al.[100] ont également étudié l'effet du pH sur la conductivité thermique du nanofluides.il ont considéré les nanofluides Cu / eau et Al_2O_3 / eau en tant que dispersant, le sulfonâtes de dodecylbenzène de sodium, a été ajouté aux échantillons. Ils ont obtenu des valeurs optimales de pH (approximativement 8,0 pour Al_2O_3/eau et 9,5 pour des nanofluids de Cu/eau) pour l'amélioration maximum de conduction thermique. Il convient également de noter que la conductivité thermique du fluide de base ne change pas de manière significative avec le pH.

Les auteurs ont liés au phénomène observé par le fait que, à la valeur optimale de pH, la charge de surface des nanoparticules augmente, ce qui crée des forces de répulsion entre les nanoparticules. En raison de cet effet, le regroupement sévère de nanoparticules est empêchée (le regroupement excessif peut entraîner la sédimentation, ce qui diminue l'amélioration conductivité thermique). Une autre étude portant sur le pH de nanofluides a été présenté par Murshed et al.[101]. Ils ont étudié la conductivité thermique du nanofluide TiO_2/eau et ont observé une diminution de la conductivité thermique avec l'augmentation de la valeur du pH. Cependant, cette diminution n'est pas significative, seulement on a observé le changement de 2% quand la valeur du pH a été grimpée de 3,4 jusqu'à 9.

I.7. Conclusion :

Il est difficile de comparer les différentes études expérimentales sur les nanofluides car chacune a été menée pour des nanoparticules de tailles différentes et des préparations d'échantillons différentes.

L'agglomération des particules ne nous permet pas d'étudier de manière rigoureuse l'influence de la taille de ces dernières sur l'augmentation de conductivité thermique du fluide. Un meilleur contrôle des propriétés physico chimiques de ces fluides serait nécessaire pour pouvoir les étudier de façon précise et ainsi comprendre leur comportement.

En conclusion, il n'y a pas un seul modèle théorique capable de prédire la conductivité thermique effective du mélange. D'autres travaux de recherche sont nécessaires pour mieux comprendre la rhéologie des nanofluides. Plusieurs facteurs doivent êtres pris dans les études futures à savoir la taille et la forme des nanoparticules, l'interaction particules-fluide et la dépendance de la température et les mouvements aléatoires.

II-La Magneto-HydroDynamique

II.1. Introduction :

L'étude des mouvements des fluides conducteurs d'électricité en présence de champ magnétique est désignée comme étant la magnétohydrodynamique ou (M.H.D). Cette dernière est une branche de la physique, qui s'applique aux métaux liquides (mercure, métaux alcalins fondus), au gaz faiblement ionisés, aux plasmas et aux solutions aqueuses.

Lorsqu'un fluide conducteur se déplace dans un champ magnétique, il est le siège d'un champ électrique qui y produit des courants électriques ; ceux-ci modifient le champ magnétique initial ; d'autre part, les forces de Lorentz appliquées à la matière le long des lignes de courant modifient le mouvement du fluide. Ainsi apparait une interaction des effets électromagnétiques et hydrodynamiques qui constituent le domaine de la MHD. Les phénomènes revelant de la MHD sont décrits par un système d'équations construit par une réunion des équations de l'hydrodynamique (HD) et les équations de maxwell [102]

Un champ magnétique est largement utilisé pour le contrôle des écoulements de la convection thermique dans la phase liquide, pour les processus de la croissance cristalline des semi-conducteurs. L'un des buts du contrôle électromagnétique est la stabilisation de l'écoulement, c'est-à-dire la suppression de la convection et les instabilités. Cette technique a été largement utilisée depuis l'expérience de base de Hurle [103], Hurle et al [104] et par plusieurs chercheurs.

Le premier travail numérique était par Lycoudis [105] : cet article traite le cas d'une plaque chaude verticale baignant dans un fluide électriquement conducteur sur lequel agit un champ magnétique perpendiculaire au mouvement induit du aux forces de convection libre. Il a trouvé que les équations différentielles du mouvement et de l'énergie ont des solutions qui dépendent du nombre de Prandtl, du nombre de Grashof et d'un troisième nombre sans dimension (Z) représentant le rapport des forces de pesanteur aux forces de convection libre. Il a trouvé aussi que le champ magnétique a pour effet de ralentir l'écoulement et par suite de diminuer le nombre de Nusselt.

II.2. Description d'un fluide conducteur

Afin de pouvoir définir des grandeurs physiques dans un fluide, les particules doivent rester localisées. L'approximation fluide n'est donc valable que dans la mesure où les conditions thermodynamiques varient peu sur des distances de l'ordre du libre parcours moyen, trajectoire suivie par une particule sans être défléchie, pour des temps détermines par l'agitation thermique; les processus de délocalisation sont en fait responsables des phénomènes de transport.

La description d'un fluide sous-entend que toutes les espèces chimiques sont suffisamment couplées pour être thermalisées et suivre une distribution de Maxwell unique. Ce couplage doit bien sûr s'opérer entre les éléments d'une même espèce chimique mais également entre chacune des populations dans le cas d'un plasma. En hydrodynamique, dans des milieux suffisamment denses, l'approximation fluide est validée par des collisions qui transfèrent de la quantité de mouvement entre les particules de façon très efficace, via des interactions de type Van der Waals[106].

II.2.1. Loi d'Ohm généralisée

L'établissement d'une loi d'Ohm pour un fluide condecteur -c'est-à-dire d'une loi reliant les mouvements de la matière aux densités volumiques de courant $\vec{j}$, au champ électrique $\vec{E}$ et au champ magnétique $\vec{B}$- est un point délicat notamment pour les plasmas à la base de la théorie MHD. Dans certains contextes il est en effet difficile de vérifier les conditions de validité de cette relation ; ainsi de mauvaises prédictions de la théorie peuvent parfois provenir d'une mauvaise évaluation de la forme de la loi d'Ohm, alors inadaptée au problème étudie. Cette loi traduit simplement, en terme de courant, la réponse d'un milieu conducteur immobile à un champ électrique. Elle prend la forme d'une relation de proportionnalité :

$$\vec{j}^* = \sigma\vec{E}^* \leftrightarrow \vec{E}^* = \eta\vec{j}^*,$$

Ou σ est la conductivité électrique du plasma et η sa résistivité. Cette relation est exprimée dans le référentiel ou le plasma est localement au repos : pour la traduire dans le référentiel lié au laboratoire ou à l'observateur, nous appliquons une transformation de Lorentz sur le tenseur de Maxwell qui décrit le champ électromagnétique. Dans l'approximation classique, valide pour la MHD, le champ électromagnétique devient $\vec{E}^* = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}$ et $\vec{B}^* = \vec{B}$. Ainsi la loi d'Ohm s'écrit dans le référentiel du laboratoire :

$$\vec{j} = \sigma\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \leftrightarrow \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \eta\vec{j} \qquad \text{(II.1)}$$

Cette formulation de la loi d'Ohm, qui semble simple, cache en fait dans l'expression de la résistivité toute la microphysique de la population d'électrons. Cette résistivité est dépendante du type de plasma rencontré. Cowling [107] donne une description détaillée de la façon de formuler la loi d'Ohm et des approximations sous jacentes, mais à titre d'exemple, on peut examiner la forme de cette relation pour un plasma chaud, complètement ionisée.

Pour cela nous partons de l'expression de la relation fondamentale de la dynamique appliquée au gaz d'électrons, obtenue dans la section précédente. La dynamique importante dans ce contexte est celle des ions et comme nous l'avons vu précédemment les électrons sont alors dans une bonne approximation quasistatiques ; on peut donc considérer que la variation de leur impulsion moyenne est nulle.

II.2.2. Equations de Maxwell

L'ensemble des équations fluides montre comment vont évoluer les grandeurs physiques caractérisant un plasma sous l'action d'éventuels champs de forces extérieurs mais surtout à travers des effets collectifs moyennées sur les échelles de temps et d'espace MHD. Ces effets collectifs -dus aux fluctuations des interactions à longue portée- sont relaxés dans l'approximation MHD mais nous en gardons trace par des champs électriques et magnétiques moyens. Nous allons donc voir à présent comment évoluent ces champs électromagnétiques $\vec{E}$ et $\vec{B}$. Cette évolution se décrit naturellement par les quatre équations de Maxwell que nous exprimons dans le système MKSA:[108]

$$\nabla.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad \text{(II.2)}$$

$$\nabla\vec{B} = 0 \qquad \text{(II.3)}$$

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

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0\vec{j} + \varepsilon\mu_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad \text{(II.5)}$$

Auxquelles on ajoute la loi d'Ohm (II.1). 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 $\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2) \approx 8{,}854 \times 10^{-12}\ F.m^{-1}$.

II.2.3. L'équation de l'induction et le nombre de Reynolds magnétique

Le référentiel le mieux adapté à la description du mouvement d'un fluide est celui du laboratoire dans lequel la particule fluide se déplace à la vitesse $\vec{U}$. La loi d'Ohm (qui s'écrirait $\vec{j}' = \sigma\vec{E}'$ dans le référentiel lié à la particule) s'écrit alors :

$$\vec{j} = \sigma\left(\vec{E} + \vec{u}\wedge\vec{B}\right) \qquad \text{(II.6)}$$

Ou

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \qquad \text{(II.7)}$$

désigne le champ électrique, $\vec{J}$ la densité de courant, φ le potentiel électrique, $\vec{A}$. le potentiel vecteur ($\vec{B} = \overrightarrow{roi}\,\vec{A}$) et σ la conductivité électrique. Compte tenu des équations de Maxwell qui permettent d'exprimer toutes ces grandeurs en fonction de $\vec{B}$ [109] , il est commode de considérer $\vec{B}$ comme la grandeur électromagnétique fondamentale. Et l'équation d'évolution de $\vec{B}$, en général appelée l'équation de l'induction, qui n'est autre que le rotationnel de (II.6), s'écrit (μ désigne la perméabilité magnétique) :

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \overrightarrow{rot}\left(\vec{u}\wedge\vec{B}\right) + \frac{1}{\mu\sigma}\nabla^2\vec{B} \qquad \text{(II.8)}$$

Soient U et L des échelles de vitesse et de longueur caractéristiques du phénomène. On appelle le nombre de Reynolds magnétique la quantité sans dimension qui représente le rapport du premier au second terme du deuxième membre de l'équation (II.8).

$$Rm = \mu\sigma UL$$

Lorsque $Rm \ll 1$, l'équation (II.8) peut, au premier ordre, être réduite il sa forme dans les milieux au repos. Et la perturbation du champ magnétique $\vec{B}$, que l'on notera $\vec{b}$, est de l'ordre de

BRm. Au contraire, lorsque $Rm \gg 1$, c'est le dernier terme du second membre qui devient négligeable et, dans la limite $Rm \to \infty$ l'équation de l'induction se ramène à :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \overrightarrow{rot}\left(\vec{u} \wedge \vec{B}\right) \qquad \text{(II.9)}$$

Celle-ci est bien connue en hydrodynamique: elle est analogue il l'équation du tourbillon en fluide parfait (ou lorsque le nombre de Reynolds ordinaire devient infini). On sait bien quelles en sont les conséquences: comme le tourbillon ($\overrightarrow{rot}\vec{u}$) en fluides ordinaires, en MHD le champ magnétique est gelé dans la matière. Autrement dit, il est extrêmement difficile de faire pénétrer le champ magnétique dans la matière. La figure1 montre bien que la pénétration du champ magnétique dans un cylindre tournant (rayon R,vitesse angulaire Ω) est excellente si $Rm < 1$ et de plus en plus faible si $Rm > 1$ et continue à croître.

Dans les métaux liquides à l'échelle du laboratoire, avec les estimations suivantes:$(\mu\sigma)^{-1} = 1m^2s^{-1}$, $U = 10^{-1}m\,s^1$ $L = 10^{-1}\ m$, on peut situer Rm aux alentours de 10^{-2}. L'évolution du champ magnétique est alors dominée par la diffusion.

Aux échélles géophysiqués ($Rm \cong 10^4$) ou astrophysiques ($Rm \geq 10^6$), la convection devient prépondérante et l'approximation du champ gelé est bien justifiée. A titre d'exemple, cette propriété est à la base de l'explication des taches solaires, régions d'ou la matière a été emportée par les tubes de flux magnétique dans leur mouvement.

Le domaine intermédiaire, où $Rm \cong 10$ à 10^2, est particulièrement intéressant, car il est marqué par un phénomène spectaculaire: l'effet dynamo, ou bien l'auto-excitation spontanée du champ magnétique, et son entretien à partir du champ de vitesse, malgré les pertes par dissipation ohmique.

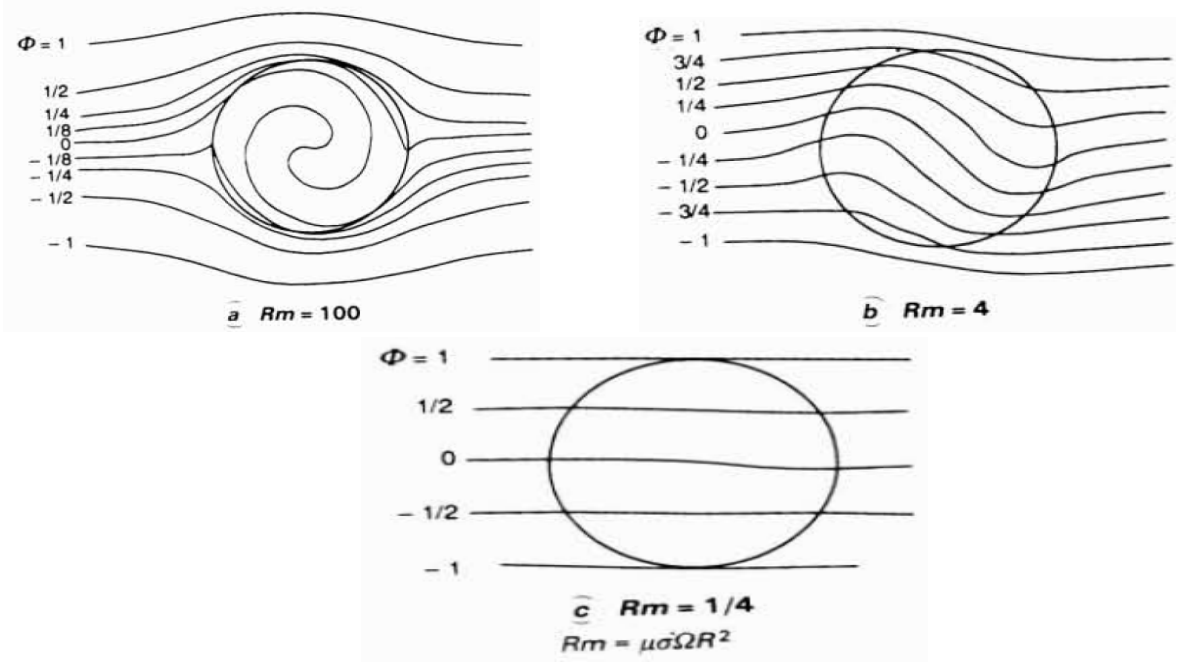


Figure II.1. Déformation des lignes de flux magnétique par un cylindre conducteur de rayon *R* tournant à la vitesse Ω pour diverses valeurs du nombre de Reynolds magnétique *Rm.[*110*]*

II.2.4. Lois de conservation.[111]

L'objectif de ce paragraphe est de présenter le système d'équations qui modélise notre problème physique. Ces équations expriment les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Pour cela, nous rappelons la définition de la dérivée particulaire qui s'écrit comme la somme de la dérivée temporelle et la dérivée convective qui caractérise le transport du gradient de la variable par la vitesse:

$$\frac{d.}{dt} = \frac{\partial.}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}. \qquad \text{(II.10)}$$

II.2.4.1. Conservation de la masse

Sous sa forme la plus générale, l'équation de conservation de la masse peut s'écrire comme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \qquad \text{(II.11)}$$

en développant le terme $\nabla \cdot (\rho \vec{u})$et en utilisant la relation (II.10)(2.1), nous obtenons la forme la plus connue de l'équation de continuité:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \qquad \text{(II.12)}$$

Qui devient pour un fluide incompressible:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \qquad \text{(II.13)}$$

II.2.4.2. Conservation de la quantité de mouvement

En écrivant l'égalité entre le taux de variation de la quantité de mouvement et l'ensemble des forces, de volume et de surface, il vient:

$$\frac{d}{dt}(\rho \vec{u}) = \vec{f} + \nabla \cdot \sigma \qquad \text{(II.14)}$$

La force de volume $\vec{f}$ peut être, dans notre cas, la force de pesanteur ou la force magnétique. Le tenseur des contraintes σ peut s'écrire comme la somme du tenseur sphérique de pression et du tenseur des contraintes visqueuses:

$$\sigma_{ij} = P\delta_{ij} + \tau_{ij} \qquad \text{(II.15)}$$

Pour un fluide de viscosité dynamique μ, newtonien et incompressible, le tenseur τ est proportionnel au tenseur des taux de déformation:

$$\tau_{ij} = \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \qquad \text{(II.16)}$$

d'où

$$\nabla \cdot \sigma = -\vec{\nabla} P + \mu \nabla^2 \vec{u}. \qquad \text{(II.17)}$$

Ainsi, on obtient l'équation de conservation de la quantité de mouvement:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} = \frac{\vec{f}}{\rho} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P + v\nabla^2\vec{u} \qquad \text{(II.18)}$$

D'autre part, l'approximation de Boussinesq suppose que la densité est constante partout, sauf dans le terme de force de gravité où elle varie linéairement avec la température:

$$\rho = \rho_0\big(1 - \alpha(T - T_0)\big) \qquad \text{(II.19)}$$

Ici α désigne le coefficient d'expansion thermique. En présence de la force de pesanteur $\big(\vec{f} = -\rho g\overrightarrow{e_z}\big)$et en absence de tout autre terme de force volumique, l'équation (II.18)(2.9) devient:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} = -\big(1 - \alpha(T - T_0)\big)g\overrightarrow{e_z} - \frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}P + v\nabla^2\vec{u} \qquad \text{(II.20)}$$

Ou encore en introduisant le terme $-\rho_0 g\overrightarrow{e_z}$ dans le terme de pression $(p = P + \rho gz)$,

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)\vec{u} = \alpha(T - T_0)g\overrightarrow{e_z} - \frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}p + v\nabla^2\vec{u} \qquad \text{(II.21)}$$

II.2.4.3. Conservation de l'énergie

Rappelons l'équation de conservation de l'énergie interne d'un fluide en mouvement:

$$\rho\frac{de}{et} = -p\nabla \cdot \vec{u} + \tau : \nabla\vec{u} - \nabla \cdot \overrightarrow{J_q} \qquad \text{(II.22)}$$

(1) (2) (3) (4)

(1) : taux de variation de l'énergie interne.
(2) : puissance des forces de pression.
(3) :puissance des forces visqueuses
(4) :flux de chaleur

Pour un fluide incompressible la variation d'énergie interne s'écrit comme:

$$de = CdT \qquad \text{(II.23)}$$

Où C désigne la chaleur massique. D'autre part, la divergence de la vitesse étant nulle, la puissance des forces de pression l'est aussi. La puissance des forces visqueuses est souvent négligée.

Le vecteur densité de flux de chaleur $\overrightarrow{J_q}$ est essentiellement du à la conduction et est donné par la loi de Fourier:

$$\overrightarrow{J_q} = -k\vec{\nabla}T \qquad \text{(II.24)}$$

Ici k désigne la conductivité thermique. Ainsi, l'équation d'énergie interne devient:

$$\frac{dT}{dt} = k\nabla^2 T \qquad \text{(II.25)}$$

Où encore:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T = k \nabla^2 T \qquad \text{(II.26)}$$

Le coefficient k, appelé diffusivité thermique, est défini par:

$$k = \frac{K}{\rho C} \qquad \text{(II.27)}$$

Une grande diffusivité thermique correspond à une grande conductivité thermique et à une faible inertie thermique mesurée par pC. Le transport de chaleur est assuré par convection au travers du terme $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} T$ et par diffusion au travers du terme $k \nabla^2 T$.

II.3. Le nombre de Hartmann.

En présence d'un champ magnétique $\vec{B}$, chaque unité de volume parcourue par une densité de courant $\vec{j}$ est soumise à une force de Laplace $\vec{j} \wedge \vec{B}$. l'équation de Navier-Stokes,qui gouverne le mouvement du fluide.[110] s'écrit donc:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\overrightarrow{\nabla p} + \rho v \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{g} + \vec{j} \wedge \vec{B} \qquad \text{(II.28)}$$

ρ désigne la masse volumique, p la pression, g la gravité, v la viscosité cinématique). Dans les situations les plus courantes de la mécanique des fluides classiques, les termes d'inertie, de pression et de gravité sont du même ordre, et le terme de viscosité est beaucoup plus petit qu'eux.

Le si célèbre nombre de Reynolds ($Re = UL/v$) mesure justement le rapport des termes d'inertie au terme de viscosité. En MHD, avec une force nouvelle, on est amené à introduire un nouveau nombre sans dimension pour mesurer l'influence relative de celle-ci. On définit le nombre de Hartmann :

$$Ha = BL(\sigma/\rho v)^{1/2} \qquad \text{(II.29)}$$

Dont le carré représente le rapport de la force de Laplace aux forces de viscosité. Et la combinaison :

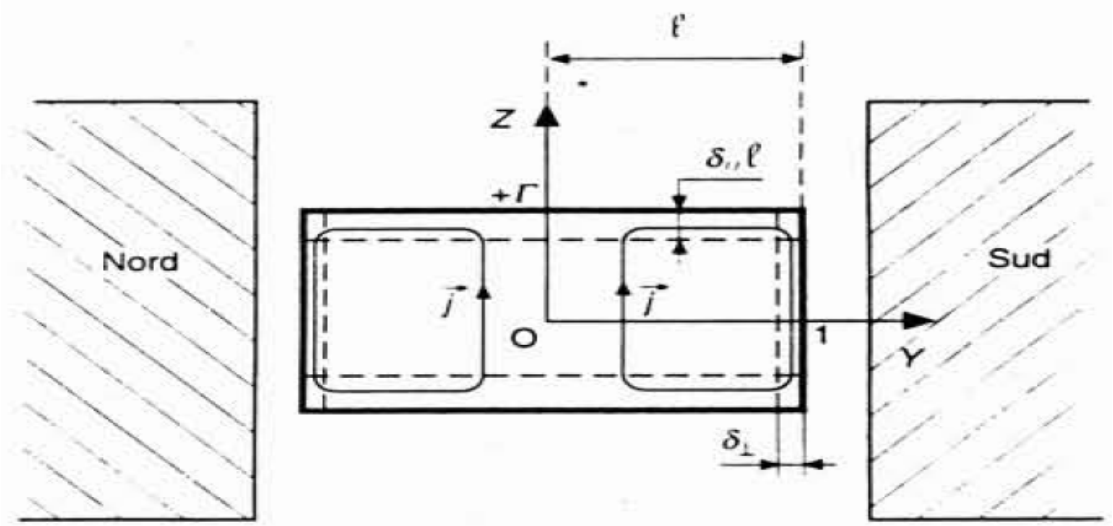
$$N = \sigma B^2 L/\rho U = Ha^2/Re \qquad \text{(II.30)}$$

Qui mesure le rapport de la force Laplace à la force d'inertie, est appelée paramètre d'interaction.

Dans les métaux liquides à l'échelle du laboratoire, avec un champ magnétique de l'ordre de 1 Tesla, facile à produire avec des aimants, on obtient aisément des nombres de Hartmann de l'ordre de 10^2 à 10^3 et des paramètres d''interaction de l'ordre de 1. Ceci veut dire que l'effet mécanique du champ magnétique appliqué peut être prépondérant, même si la réaction magnétique du champ de vitesse demeure faible (puisque $Rm \ll 1$).

II.4. L'écoulement de Hartmann

L'exemple le plus simple d'écoulement MHD est l'analogue de l'écoulement de Poiseuille: régime établi dans une conduite très longue engendré par un gradient de pression uniforme. Supposons la conduite placée dans l'entrefer d'un aimant figure (II. *2)* [110]et pour nous permettre de mettre en évidence



Figure(II.2). Configuration typique de l'écoulement de Hartmann.[110]

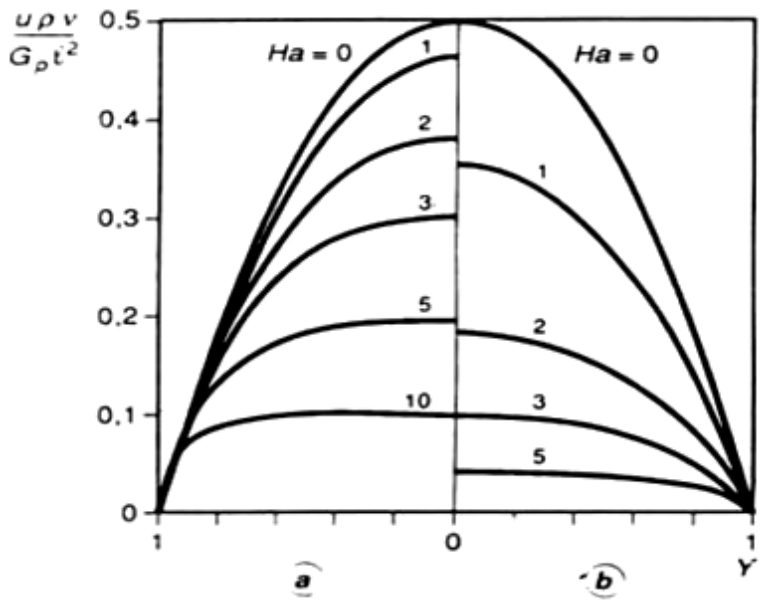
L'influence de l'orientation de la paroi par rapport au champ magnétique, supposons la conduite rectangulaire, avec deux côtés perpendiculaires à $\vec{B}$ et deux côtés parallèles à $\vec{B}$.

Dans la zone centrale de la conduite, le champ électromoteur $\vec{u} \wedge \overrightarrow{B}$ pousse les ions positifs dans la direction *Oz*. Mais, sur l'une ou l'autre des faces de la paroi, il existe une frontière isolante où le courant électrique ne peut pas passer.

Conformément à la loi d'Ohm, un potentiel électrique 's'installe, maximum en haut de la conduite et minimum en bas, de telle sorte que le champ électrique $\vec{E} = -\vec{\nabla}$ s'oppose au champ électromoteur. Au centre, où la vitesse est la plus grande, c'est le champ électromoteur qui l'emporte sur le champ électrique, mais près des parois où la vitesse est la plus faible, c'est le champ électrique qui l'emporte.

Supposons d'abord la paroi isolante (cas de la fig(II.2). Ce courant de retour est localisé dans une couche limite, appelée couche de Hartmann. La valeur moyenne de la densité de courant j est alors nulle. En conséquence, la valeur moyenne de la force de Laplace est nulle, elle aussi.

Le freinage de l'écoulement par le champ magnétique est dans ce cas modéré. On constate surtout une forte modification du profil de vitesse, puisque la force de Laplace est négative au centre et positive dans la couche de Hartmann(fig (II.3.a)).



Figure(II.3). Distribution de vitesse *u(Y)* dans le plan de symétrie *Z* = 0 de la figure 4 *(a* : si les parois sont isolantes, *b* : si les parois sont parfaitement conductrices).[110]

Supposons au contraire la paroi parfaitement conductrice. Tout le courant de retour transite alors dans celle-ci, dont la résistance est nulle. La densité de courant $\vec{j}$ est positive même dans la couche de Hartmann. La valeur moyenne de 0 $\vec{j}$*:* d'un bord à l'autre de la conduite n'est plus nulle et la résistance à l'avancement du fluide est beaucoup plus grande que dans le cas d'une paroi isolante.

La théorie de cet écoulement montre que la vitesse au centre est *Ha* fois plus grande avec des parois très conductrices qu'avec des parois isolantes. Pour résumer, retenons que la distribution de vitesse le long de *Oy* présente un plateau central. La valeur de la vitesse maximale est $(-dp/dx)\ \rho/\sigma B^2$ si la paroi est parfaitement conductrice, et *Ha* fois plus grande si la paroi est isolante. Il va de soi que, si la conductance de la paroi est finie, le résultat est intermédiaire entre ces deux extrêmes.

L'épaisseur de la couche de Hartmann est dans tous les cas la même $(\rho v/\sigma)^{1/2}/B$; on remarquera qu'elle ne dépend pas de la largeur de la conduite.

Au voisinage des parois parallèles au champ magnétique les couches limites sont d'un autre type. Pour illustrer leur principale caractéristique, limitons-nous au cas un peu singulier où ces parois parallèles au champ magnétique sont isolantes et où les parois perpendiculaires sont très conductrices. Le courant ne pouvant pas traverser les parois parallèles à $\vec{B}$, dans leur voisinage $\vec{J}$ devient parallèle à celles-ci et au champ magnétique, de sorte que, dans la couche limite, la force de Laplace s'effondre. Cette propriété conduit à une distribution de vitesse tout à fait curieuse, puisque le fluide est fortement freiné au centre de la conduite (vitesse proportionnelle à $B^{-2)}$. On observe dans les couches parallèles à $\vec{B}$ des sortes de jets assez rapides illustrés sur la figure(II.3) (la vitesse *y* est *Ha* fois plus grande qu'au centre) et assez minces (leur largeur est de l'ordre de $1\ .\ Ha^{-1/2}$)

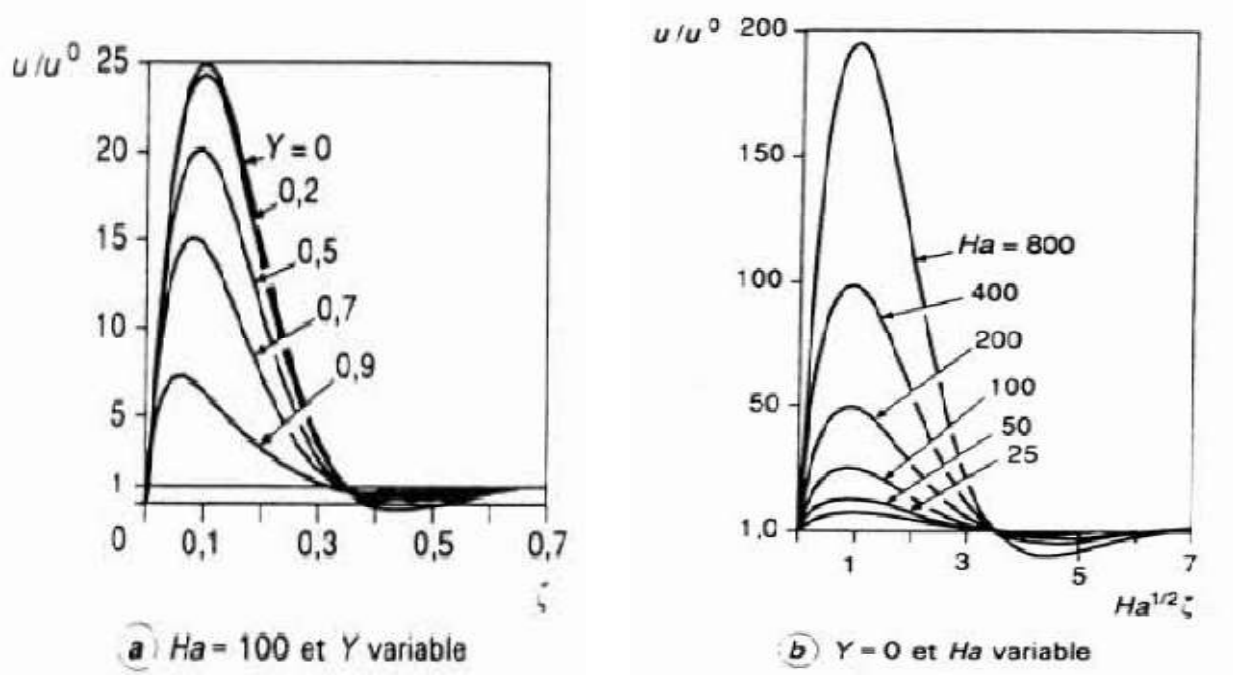


Figure (II.4). Distribution de vitesse *u(Z)* à travers une couche parallèle de la conduite Rectangulaire[111]

II.5. Nombres sans dimension et échelles caractéristiques

Nombres sans dimension. L'adimensionement des équations de la MHD, conduit à des nombres sans dimension caractéristiques, qui nous aiderons à décrire les résultats de nos expétiences. On note *L* une échelle caractéristique de longueur, *U* une amplitude caractéristique du champ de vitesse, *T* une échelle caractéristique de temps. Pour construire les nombres sans dimension, le choix des valeurs de ces échelles, pour qu'elles soient pertinentes pour le problème étudié, n'est pas évident[112].

En pratique on prend le plus souvent, pour L la longueur intégrale de l'écoulement, vue comme l'échelle spatiale de l'injection de l'énergie. Pour *U* on prend l'amplitude du champ de vitesse, moyenné en temps et en espace.

En fin pour *T* on prend l'inverse de la fréquence de rotation des turbines qui mettent en mouvement le fluide. On envisage aussi une amplitude caractéristique du champ magnétique B_0, mais qui n'est bien définie, que dans le cas d'un champ homogène et constant.

- Nombre de Prandtl $P_m = \frac{\eta}{v}$

Ce nombre dépendant des propriétés physiques du fluide, compare l'efficacité de la diffusion de la quantité de mouvement, à celle du champ magnétique. P_m vaut $9.5\ 10^{-6}$ pour le sodium et $1.5\ 10^{-6}$ pour le gallium. Pour des longueurs comparables, les perturbations de champ magnétique diffusent environ 100 000 fois plus vite, que celles de vitesse.

- Nombre de Reynolds $R_e = \frac{LV}{v}$

Il traduit l'importance du terme convectif dans l'équation de Navier-Stokes, par rapport aux termes visqueux. Dans les expériences considérées par la suite, R_e sera toujours grand, au dessus de 10 000, de sorte que les écoulements seront toujours turbulents.

- Nombre de Reynolds magnétique $R_m = \frac{LV}{\eta}$

Il est construit dans l'équation de l'induction comme le rapport du terme $\overrightarrow{rot}(\vec{v} \wedge \vec{B})$ Produisant les effets d'induction, par rapport au terme diffusif $\eta\vec{\Delta}\vec{B}$. Ce nombre est le paramètre naturel de l'effet dynamo. Le nombre de Reynolds magnétique R_m est lié au nombre de Reynolds R_e (dit hydrodynamique pour le différencier du premier), par la relation $R_m = P_m R_e$. Les valeurs de P_m pour les métaux liquides, font que pour avoir R_m d'ordre un, R_e est d'ordre 10^5 au moins.

- Paramètre d'interaction $N = \frac{\sigma B_0^2 L}{\rho V}$

Il correspond au rapport dans l'équation de Navier-Stokes de la force de Laplace $\vec{j} \wedge \vec{B}$, sur le terme convectif $(\vec{v} \cdot \overrightarrow{grad})\vec{v}$. Il traduit l'importance de l'action d'un champ magnétique sur le mouvement du fluide.

II.6. Conclusion

Pour contrôler les transports et éliminer les instabilités, l'une des solutions envisagées, est l'application d'un champ magnétique. Il est bien connu que l'écoulement d'un fluide électriquement conducteur en présence d'un champ magnétique donne naissance à un courant électrique induit qui réagit avec ce champ magnétique pour créer une force appelée la force de Laplace. Cette force s'oppose à la cause qui lui a donné naissance, d'où l'effet de stabilisation de l'écoulement par le champ magnétique si l'intensité de cette force est suffisamment élevée.

III-Les Milieux Poreux

III.1. Introduction :

Généralement un milieu poreux est définit comme un milieu composé d'une matrice solide et un milieu fluide. Les milieux poreux ont des formes compliquées et englobant des vides appelés pores. Ces vides peuvent communiquer entre eux et contenir une ou plusieurs phases fluides pouvant s'écouler et éventuellement, échanger entre elles et/ou avec le solide de la matière et/ou de l'énergie. La matrice solide, peut être déformable. Les milieux poreux peuvent être:

- Non consolidés : graviers, sables, limons, les lits poreux de billes ou autres éléments les fibres (amiante, laine de verre, coton, laine).
- Consolidé : les calcaires, grés, argiles…, les céramiques, les poudres frittés… les tissus végétaux et animaux vivants ou morts comme le bois et le cuir.

Les milieux poreux jouent un rôle important dans de nombreux secteurs industriels et phénomènes naturels. Comme exemples :

- Le génie pétrolier,
- Le génie chimique,
- L'hydrogéologie,
- La géothermie,
- Le génie thermique,
- Le génie civil, etc.…

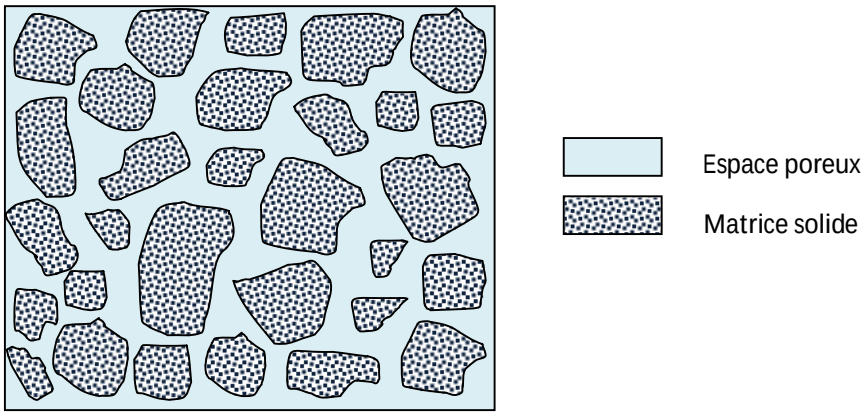


Figure III.1 : Représentation d'un milieu poreux.

III.2. Propriétés du milieu poreux :

III.2.1. La porosité :

La porosité est définie comme le rapport entre le volume des vides et le volume total d'un milieu poreux.

$$\varepsilon = \frac{V_{vide}}{V_{total}} \qquad \text{(III.1)}$$

- ε : la porosité.
- V_{vode} : le volume des pores.
- V_{total} : le volume total du matériau, c'est-à-dire la somme du volume de solide et du volume des pores.

III.2.2. La perméabilité visqueuse :

La perméabilité statique visqueuse, ou perméabilité de Darcy [113], est reliée à la résistivité par la relation :

$$K_0 = \frac{\eta}{\sigma} \qquad \text{(III .2)}$$

η : est la viscosité dynamique du fluide.

La perméabilité est un paramètre géométrique, homogène à une surface (elle s'exprime en $m2$).Elle est indépendante de la nature du fluide saturant et ne dépend que de la géométrie interne du matériau poreux. Elle représente une section effective des pores pour l'écoulement du fluide. Elle est connectée au comportement basse fréquence des pertes visqueuses dans le matériau.

III.2.3. Perméabilité thermique :

Introduite par Lafarge [114, 115], la perméabilité thermique représente, comme la perméabilité K_0 pour les effets visqueux, une section effective pour les échanges thermiques. Elle est homogène à une surface.

En soumettant un échantillon de matériau poreux à une pression uniforme très lentement variable: $\frac{\partial p}{\partial t} \neq 0$, il apparaît dans le fluide au niveau microscopique des températures excédentaires. La moyenne T de la température dans le domaine fluide est indépendante d temps, et vérifie une loi de type Darcy [114] :

$$T = \frac{k_0'}{x}\frac{\partial p}{\partial t} \qquad \text{(III.3)}$$

où x est le coefficient de conduction thermique.

On peut établir un parallèle entre effets thermiques et visqueux : le terme $\frac{\partial p}{\partial t}$ représente la source, comme le terme ∇p pour les effets visqueux ; la température T se comporte comme la vitesse v, et le coffcient de conduction thermique est comparable à la viscosité dynamique.
La perméabilité thermique est encore égale à l'inverse de la constante de piégeage Γ:

$$k_0' = \frac{1}{\Gamma} \qquad \text{(III.4)}$$

La constante de piégeage, caractéristique du réseau poreux, est liée à la mesure du temps moyen de survie τ_m d'une particule qui diffuse dans le milieu avec une constante de diffusion D :

$$\tau_m = \frac{1}{\Gamma \phi D} \qquad \text{(III.5)}$$

Diffusion Brownienne de particules et effets thermiques dans le milieu poreux sont comparables aux particules uniformément et continuellement produites dans le milieu puis absorbées aux parois, correspond la température excédentaire "τ" qui s'annule au niveau des parois [114].

La perméabilité thermique $k_0^{'}$ est connectée au comportement basse fréquence des pertes thermiques dans le matériau. Une estimation de ce paramètre peut être obtenue par des mesures au tube de Kundt [116].

III.2.4. Résistivité spécifique au passage d'un fluide [116, 117] :

La structure solide gêne l'écoulement du fluide. La résistivité quantifie la résistance du milieu poreux au passage du fluide. Quand un échantillon de matériau poreux est traversé par un écoulement continu de fluide, une différence de pression apparaît entre ses deux extrémités.
Il existe une relation de proportionnalité entre chute de pression Δp et débit Q_v donnée par la loi de Darcy [113] :

$$\Delta p = R \cdot Q_v \qquad \text{(III.6)}$$

Le coefficient de proportionnalité *R* correspond à la résistance au passage du fluide. Pour un matériau de section *S* et d'épaisseur *d*, la résistivité, caractéristique du matériau et du fluide, est définie par :

$$\sigma = \frac{S}{d} \cdot R \qquad (kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}) \qquad \text{(III.7)}$$

III.3. Ecoulements et transferts en milieu poreux :

Un milieu poreux est généralement composé d'un empilement de particules solides dans lequel un fluide peut se mouvoir librement dans les pores formés entre ces particules.

III.3.1. Caractérisation des écoulements en milieu poreux :

La première mise en équation du mouvement d'un fluide dans un milieu poreux saturé a été proposée par Darcy (1856) au milieu du 19ième siècle. Darcy a montré expérimentalement que le débit d'un écoulement d'eau à travers une colonne de sable était proportionnel au gradient de pression appliqué entre deux sections de cette colonne. Pour un milieu isotrope, l'équation de Darcy généralisé peut s'écrire :

$$\vec{\nabla} p = -\frac{\mu}{K}\,\vec{u} + \rho \vec{g} \qquad \text{(III.8)}$$

Ou $\vec{\nabla} p$ est le gradient de pression,
μ et ρ sont respectivement la viscosité et la masse volumique du fluide,
K est la perméabilité (exprimée en [m^2]) qui ne dépend pas de la nature du fluide, mais seulement de la géométrie de la matrice solide,
$\vec{u}$ est la vitesse de filtration ou la vitesse superficielle du fluide, définie comme le débit volumique du fluide par unité de section normale à l'écoulement (vitesse moyenne sur un volume élémentaire représentatif VER⊗).

On peut définir également la vitesse moyenne interstitielle de pore ($\overrightarrow{u_p}$) comme le débit volumique rapporté à la surface occupée par le fluide. Ces deux vitesses sont reliées par la relation suivante :

$$\vec{u} = \varepsilon \overrightarrow{u_p} \qquad \text{(III.9)}$$

Pour des milieux non isotropes, le gradient de pression et la vitesse ne sont pas nécessairement parallèles en l'absence de forces extérieures, on utilise alors un tenseur de perméabilité noté ***K***.

Cependant, la loi de Darcy n'est pas adaptée aux écoulements à forte vitesse et aux écoulements des gaz à basse pression. A de faibles pressions de gaz et pour de petites dimensions de pore, le libre parcourt moyen des molécules du gaz est du même ordre de grandeur que la dimension des pores et c'est pourquoi, il y a présence d'une vitesse de glissement (Effet Kundsen). Scheidegger [118] a examiné l'effet de glissement de Kundsen, de la rugosité de la surface interne, de l'absorption de la surface, de la condensation capillaire et de la diffusion moléculaire sur la perméabilité, et il a remarqué que les perméabilités aux gaz et liquides d'une même matrice poreuse peuvent être remarquablement différentes.

Dès le début du 20ième siècle, Forchheimer (1901) a mis en évidence expérimentalement qu'il y a apparition de re-circulations à l'échelle du pore lorsque le débit de l'écoulement est important. Ces re-circulations produisent une chute supplémentaire de pression exprimée sous la forme d'une fonction quadratique de la vitesse de filtration :

$$\vec{\nabla}p = -\frac{\mu}{K}\vec{u} + \rho\vec{g} - \frac{\rho F}{\sqrt{K}}|\vec{u}|\vec{u} \qquad \text{(III.10)}$$

Ou F est un coefficient empirique qui dépend de la porosité et de la microstructure du milieu poreux.

Pour un $Re/(1-\varepsilon) \leq 10$, ou $Re = \rho Du/\mu$ est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre de particule *D*), le terme de Forchheimer peut être négligé. Par ailleurs, lorsque la perméabilité du milieu est grande, les forces de cisaillement visqueux au sein du fluide peuvent être du même ordre de grandeur que la résistance induite par la matrice poreuse. L'introduction d'un terme représentant les contraintes visqueuses (forces de cisaillements) a été proposée par Brinkman[119]. Ce terme permet également de rendre compte des forces de frottement qui ont lieu au niveau des surfaces qui délimitent le milieu poreux (en présence de ce terme, on considère une condition aux limites d'adhérence à ces surfaces, alors qu'en l'absence de ce terme, on considère qu'il y a glissement sans frottement).

La loi modifiée de Darcy-Brinkman-Forchheimer (DBF) est alors représentée par l'équation suivante :

$$\vec{\nabla}p = -\frac{\mu}{K}\vec{u} + \rho\vec{g} - \frac{\rho F}{\sqrt{K}}|\vec{u}|\vec{u} + \mu'\nabla^2\vec{u} \qquad \text{(III.11)}$$

Ou μ'est une viscosité effective qui dépend de la viscosité du fluide μ et de la porosité (ε).

Enfin, une forme plus générale d'équation du mouvement qui tient compte de l'inertie macroscopique du fluide a été proposée, cité par Kaviany dans Rohsenow et *al.* (1992)[120].

$$\underbrace{\frac{\rho_0}{\varepsilon}\left(\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \vec{u}\cdot\vec{\nabla}\vec{u}\right)}_{(a)} = \underbrace{-\vec{\nabla}p}_{(b)} + \underbrace{\rho\vec{g}}_{(c)} + \underbrace{\frac{\mu'}{\varepsilon}\nabla^2\vec{u}}_{(d)} - \underbrace{\frac{\mu}{K}\vec{u}}_{(e)} - \underbrace{\rho\frac{F}{\sqrt{K}}}_{(f)} \qquad \text{(III.12)}$$

(a) terme exprimant les forces d'inertie macroscopiques (développement des écoulements à l'échelle macroscopique)

(b) gradient de pression

(c) force de gravité

(d) cisaillement visqueux à l'échelle macroscopique, appelé terme visqueux de Brinkman ou encore terme de l'effet de la surface délimitant le milieu poreux.

(e) cisaillement visqueux à l'échelle microscopique, appelé terme de Darcy

(f) terme exprimant les forces d'inertie microscopiques, appelé terme d'inertie d'Ergun ou encore terme de Forchheimer (développement des écoulements à l'échelle microscopique).

III.3.2. Principaux processus de transport :

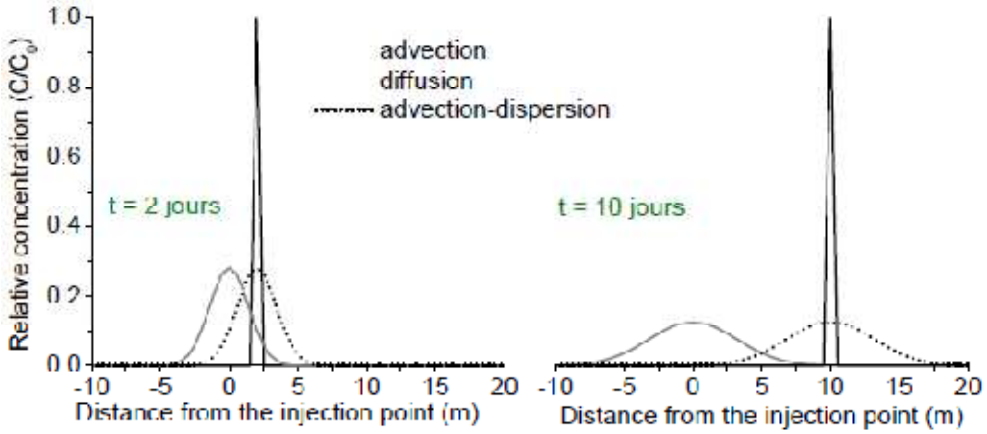


Figure. III.2 – Effet des principaux processus de transport sur la répartition spatiale d'un panache à un temps donné (U=1 m/j, D=0,5 m2/j)[120]

III.3.2.1. Advection (ou convection)

L'entraînement des éléments en solution par le fluide qui se déplace est le phénomène le plus intuitif de déplacement. L'équation de transport par advection pure dans un milieu monodimensionnel est la suivante :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -U_x \frac{\partial C}{\partial x} \qquad \text{(III.13)}$$

avec Ux, vitesse moyenne linéaire du fluide. Sur la figure I.4, la courbe en noir représente l'effet de l'advection pure sur la répartition spatiale du panache. La forme du panache n'est pas modifiée et le soluté avance à la même vitesse que celle du fluide.

III.3.2.2. Dispersion cinématique

Du fait de la microstructure du milieu, la vitesse du fluide varie en magnitude et en direction au sein du milieu poreux. Cette variation des vitesses entraîne une dilution du soluté, appelée dispersion cinématique.

La figure III.3 résume les principaux facteurs entraînant une dispersion du panache à l'échelle du pore. Premièrement, la friction due à la viscosité du fluide entraîne une hétérogénéité intrinsèque des vitesses à l'intérieur d'un pore : la vitesse est maximale au milieu du pore et minimale le long des parois. Une molécule se déplaçant près des parois du pore sera ralentie par friction, alors qu'une autre se trouvant au centre du pore rencontrera moins de résistance. Deuxièmement, à cause de la grande variation des dimensions et longueurs de pores, la vitesse moyenne de propagation varie d'un pore l'autre. De plus, le véritable mouvement des particules de fluide est un chemin en zigzag, à cause de la résistance des matrices solides.

Par conséquent certaines particules de fluide vont parcourir un plus long chemin pour une même distance linéaire. Enfin, s'ajoutent à cela les effets des fluctuations des lignes de courants autour de la direction moyenne d'écoulement.

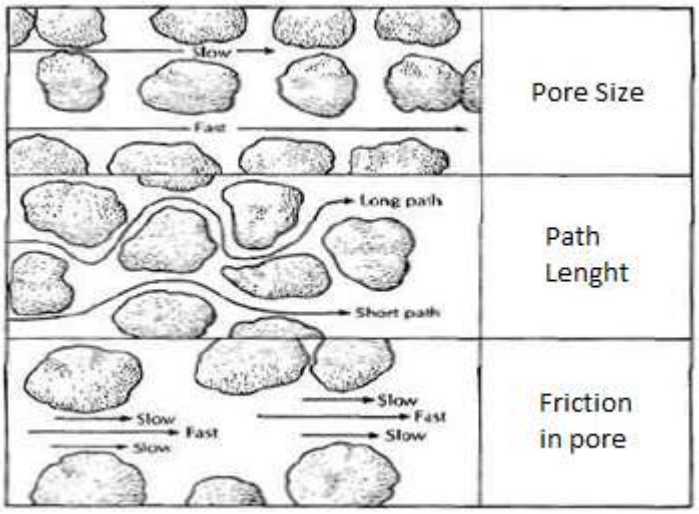


Figure. III.3 – Facteurs influençant une dispersion longitudinal à l'échelle du pore[120]

Ainsi, du fait du mélange causé par la variabilité associée au mouvement de l'eau dans le milieu, les groupes de particules sont continûment séparés pendant la circulation du fluide. Il en résulte qu'un traceur s'étale longitudinalement et transversalement autour du front convectif pur. Des études en laboratoire ont montré que ces mécanismes peuvent également être décrits par une loi de Fick.

III.3.2.3. Diffusion moléculaire :

Contrairement à la dispersion cinématique, la diffusion moléculaire peut se dérouler indépendamment de l'advection. C'est un phénomène physique lié à l'agitation moléculaire. Dans un fluide au repos, le mouvement brownien envoie des particules dans toutes les directions de l'espace. Si la concentration n'est pas homogène, c'est à dire s'il existe un gradient de concentration entre deux points voisins, le point ayant la concentration la plus élevée enverra en moyenne plus de particules dans toutes les directions que l'autre point.

La résultante sera donc un transfert de particules des zones à concentration élevée vers les zones à concentration faible selon une loi de Fick classique où le coefficient de diffusion moléculaire traduit la proportionnalité du flux massique au gradient de concentration.

Sur la figure **III.2**, la courbe grise représente l'effet de la diffusion pure sur la répartition spatiale du panache. Le centre de masse du panache ne bouge pas, le panache reste symétrique mais il s'étale lorsque le temps passe. Dans les milieux poreux, la présence des grains ralentit la diffusion car les ions doivent alors suivre des chemins plus longs que dans de l'eau libre.

Le coefficient de diffusion moléculaire, dit effectif, D* tient compte de ce phénomène et est associé au coefficient en eau libre Dd. En outre, le coefficient dépend de la nature de l'ion, de la température (selon une loi d'Arrhénius), de la pression et de la composition du fluide. Les valeurs de Dd en eau libre sont bien connues et varient, selon les espèces, de 10-9 à 2.10-9 m2/s à 25°C. Etant donné ces valeurs la diffusion est généralement négligeable par rapport à la dispersion cinématique, sauf lorsque les vitesses d'écoulement sont très faibles.

III.3.2.4. Dispersion hydrodynamique :

Dans la pratique, la diffusion moléculaire et la dispersion cinématique ne peuvent pas être dissociées. C'est pourquoi elles sont généralement décrites par une équation unique, loi de diffusion de Fick, avec un coefficient de diffusion commun, $\overline{\overline{D}}$ regroupant le coefficient de diffusion moléculaire t la dispersion cinématique, appelé coefficient de dispersion hydrodynamique

$$D_L = \alpha_L |V| + D^* \qquad \text{(III.14)}$$

$$D_T = \alpha_T |V| + D^* \qquad \text{(III.15)}$$

La variation de la concentration dans le temps et l'espace due uniquement à la dispersion (au sens large) dans un milieu poreux s'écrit alors:

$$\left(\frac{\partial C}{\partial t}\right)_{\text{dispersion}} = \text{div}\left(\overline{\overline{D}}\,\overrightarrow{\text{grad}}\,C\right) \qquad \text{(III.16)}$$

III.3.3. Effet des processus physico-chimiques sur le transport :

Des processus physico-chimiques gouvernent et influencent les phénomènes de transfert de masse en milieu poreux. Deux composantes interviennent sur ces processus: la chimie et le transport qui sont complexes et interdépendantes.

La première composante « chimie » décrit les différents processus chimiques susceptibles de se produire dans un milieu poreux tels que les réactions de précipitation/dissolution en milieu aqueux. Le deuxième composant « transport » établit les processus physiques tels que la convection, la dispersion cinématique.

Une réaction chimique est une transformation de la matière au cours de laquelle les espèces chimiques (atomiques, ioniques ou moléculaires) qui constituent la matière sont modifiées. Elles ont un rôle important dans le transport de masse en milieu poreux. En effet, les espèces sont transportées principalement par un fluide en mouvement ou par des mécanismes chimiques. Dans le milieu naturel, plusieurs réactions chimiques ont lieu.

Les réactions les plus importantes sont les réactions de dissolution/précipitation**,** des réactions acide-bases, les réactions d'oxydo-réduction et les réactions de complexation. Les réactions de dissolution sont décrites par la dissociation partielle ou totale des substances chimiques

en ions (électrolytes forts ou faibles). Les réactions acides-bases mettent en échange un ou plusieurs protons. Les réactions d'oxydation ou de réduction sont caractérisées par le transfert d'électrons. Il y a donc production d'un potentiel électrique.

Les réactions de complexation permettent à plusieurs espèces ioniques en solution de former des complexes. Elles peuvent donner lieu à des composés solides par précipitation. L'adsorption/absorption est une réaction par laquelle a lieu à la surface ou dans le volume d'un solide une rétention d'une ou de plusieurs espèces. L'échange d'ions d'une espèce chimique est le processus par lequel certains ions sont remplacés partiellement ou totalement.

Pour pouvoir coupler les réactions avec le transport, il faut d'abord traiter de façon mathématique chaque réaction.

III.3.3.1. Formulation générale pour les réactions chimiques :

Pour traiter les réactions chimiques de façon mathématique, on a besoin de la loi d'action de masse et de la loi du bilan de masse. Considérons des espèces chimiques A, B, C et D intervenant dans une réaction chimique qui peut être définie par l'équation

$$aA + bB \longleftrightarrow cC + dD$$

Les coefficients a, b. c et d sont appelés coefficients stœchiométriques. Cette réaction est réversible (a lieu dans les deux sens de la gauche vers la droite et de la droite vers la gauche). k_w et k_i sont les constantes cinétiques pour une direction de réaction de la gauche vers la droite et de la droite vers la gauche respectivement. Les vitesses dans les deux sens sont données par :

$$v_i = k_i[C]^c[D]^d \qquad \text{(III.17)}$$

$$v_w = k_w[A]^a[B]^b \qquad \text{(III.18)}$$

Où [ ] exprime la concentration. A l'équilibre, il y a égalité entre les deux vitesses. Cet état d'équilibre peut s'exprimer par la constante d'équilibre de la réaction donnée par la relation :

$$K_{eq} = \frac{k_w}{k_i} = \frac{[C]^c[D]^d}{[A]^a[B]^b} \qquad \text{(III.19)}$$

Par définition la constante d'équilibre (K_{eq}) est le rapport des concentrations des produits de réaction sur celles des réactifs. Cette relation définit la loi d'action de masse pour la réaction présentée. Si la réaction n'est pas en équilibre, on parlera d'une réaction non réversible ou cinétique. La vitesse de production de l'espèce A est une fonction dépendant du temps et est donnée par la relation :

$$\frac{\partial[A]}{\partial t} = -k_w[A]^a[B]^b + k_i[C]^c[D]^d \qquad \text{(III.20)}$$

Cette dernière équation est connue sous le nom de la loi de masse pour la réaction cinétique.

L'équation du bilan de mole permet de calculer chaque composante de base en fonction des espèces chimiques secondaires par l'équation de la conservation de masse, après une série de réactions chimiques.

III.3.3.2. Classification et description des réactions chimiques :

On peut classifier les réactions chimiques selon deux critères (voir [121]) : en fonction du caractère homogène ou non de la réaction, ou en fonction de la vitesse de la réaction.

III.3.3.2.1. Réactions homogènes ou hétérogènes :

Une première classification des réactions est entre réactions homogènes (dans une même phase), et réactions hétérogènes (faisant intervenir deux ou plusieurs phases). Sans donner de définition précise, notons qu'une phase est un ensemble homogène dans sa composition.

Dans le cadre des modèles de milieux souterrains, les réactions homogènes sont les réactions en phase aqueuse, c'est-à-dire que d'une part l'eau intervient de manière essentielle, et que d'autre part la matrice rocheuse et les espèces minérales n'interviennent pas. On trouvera dans ce cadre, outre la dissociation de l'eau, la complexation, les réactions acido-basiques, les réactions d'oxydo-réduction, ...

Les réactions hétérogènes (dans le contexte géochimique) sont principalement les réactions de précipitation-dissolution, et les réactions de sorption. Rubin [121] distingue entre ces deux types de réaction en considérant que les premières sont de type "classique", alors que les secondes se produisent à l'interface du milieu aqueux avec la roche. Les réactions de précipitation-dissolution impliquent l'eau et une (ou plusieurs) espèce minérale, qui peut exister sous forme solide, ou sous forme dissoute. La réaction ne se produit que si un seuil, nommé produit de solubilité est atteint.

Les réactions de sorption sont le principal mécanisme par lequel les espèces chimiques dissoutes interagissent avec la matrice rocheuse. Il existe deux modèles principaux pour décrire ces échanges: la complexation de surface, et l'échange d'ions.

III.3.3.2.2. Réactions cinétiques ou à l'équilibre :

L'autre axe de classification des réactions chimiques est celui de leur vitesse, ou de leur caractère réversible ou irréversible.

Les adjectifs rapides et lents font référence non pas à la vitesse réelle de la réaction mais à sa vitesse intrinsèque, c’est à dire la vitesse qu’aurait la réaction loin de l’équilibre sans tenir compte de la vitesse d’apport des réactants ou de disparition des produits par le transport.

Lorsque la vitesse des réactions est supposée suffisamment importante pour être raisonnablement considérée comme infinie les réactions sont dites rapides. Dans ces conditions, les réactions ont lieu à l’équilibre thermodynamique tant que les réactifs sont disponibles. Ce type de réaction est dit réversible car la moindre perturbation de cet état se traduit par un transfert de masse instantané dont le sens et l’amplitude sont contraints par la loi d’action de masse. Le système d’équations qui en découle est donc un système d’équations algébriques.

Au contraire, les réactions dites lentes sont des processus irréversibles, thermodynamiquement parlant, et nécessitent une loi cinétique pour décrire la vitesse de réaction. Ainsi, les réactions rapides sont des réactions localement à l’équilibre dont la vitesse est en fait

contrôlée par la vitesse de transport, par diffusion et advection, des espèces mises en jeu. Les réactions lentes sont, elles, des réactions cinétiquement contrôlées, leur vitesse étant contrôlée par des réactions de surface ou, plus généralement par des lois cinétiques.

a) Les réactions chimiques d'équilibre :

Pour mieux définir cette classe de réaction, on peut prendre un cas de réaction simple (Schafer et al)[122] décrite par l'équation ci-dessous :

dD $\Longleftrightarrow$ eE + bB

D, E et B représentent des espèces chimiques participant à la réaction. La loi d'action de masse permet d'écrire une relation entre la constante d'équilibre de la réaction et les activités des différentes espèces chimiques. L'activité d'une espèce chimique peut être calculée par la relation suivante :

$$a(y) = \gamma \cdot (y)$$

γ est le coefficient d'activité. En pratique, pour déterminer le coefficient d'activité des espèces en présence, il faut connaître l'activité γ . Plusieurs équations permettant le calcul de γ et d'autres paramètres ont été présentées (équation de Debye-Huckel, équation de Guntelberg).

Dans le cas des forces ioniques inférieures à ***0,5,*** l'équation de Davies est de la forme ci-dessous:

$$\log(\gamma) = -AZ^2\left[\frac{\sqrt{I}}{1+\sqrt{I}} - 0.21\right] \qquad \text{(III.21)}$$

Ou I est la force ionique de la réaction et est définie par

$$I = \sum C_i Z_i^2 \qquad \text{(III.22)}$$

C_i étant la concentration de l'espèce i et Z_i sa charge ionique. A est une constante fonction de la température et est égale à 0.5 à 25°C. D'une manière générale elle est donnée par la relation ci-dessous :

$$A = 1.82 \cdot 10^6 (\varepsilon T)^{-\frac{3}{2}} \qquad \text{(III.23)}$$

ε est la constante diélectrique de l'eau et T est la température en °C.

Soit un système chimique comportant N_{sp} espèces chimiques réactives et r réactions d'équilibre. Ce système peut être décomposé en espèces chimiques secondaires et composantes chimiques de base. Pour chaque réaction chimique, la constante d'équilibre s'exprime en fonction des concentrations des espèces chimiques intervenant dans la réaction par l'équation de la loi d'action de masse. De manière générale la loi d'action de masse pour ces réactions d'équilibre s'exprime sous la forme

$$\prod (ac_I \cdot C_I)^{v_{Ij}} - K_j = 0 \; ; I = 1, \dots, N_{sp} \; ; j = 1, \dots, r \qquad \text{(III.24)}$$

v_{Ij} représente le coefficient stœchiométrique et peut être déterminé en utilisant les procédés de Walsh et al [123] Chaque composante chimique de base peut être exprimée comme une combinaison linéaire des concentrations des espèces secondaires entrant dans sa composition.

En appliquant la loi de conservation de masse pour les composantes de base (Schafer et al) [122] on aboutit à l'équation ci-dessous.

$$\sum_{m}(con_{m,n} \cdot C_m) - COMP_n = 0 \qquad \text{(III.25)}$$

$Con_{m,n}$ est la contribution de l'espèce m dans la conservation de la composante de base n. Selon qu'on ait dans le même système des réactions d'adsorption/absorption, de précipitation/dissolution, de complexation, d'oxydo-réduction ou de réactions d'acide-base, les deux systèmes d'équations peuvent être subdivisés en plusieurs sous systèmes d'équations.

b) Les réactions cinétiques :

Un exemple de réaction cinétique a été donné au paragraphe 3.1. Pour plusieurs réactions chimiques la constante d'équilibre est connue. En ce qui concerne les constantes cinétiques on ne peut en spécifier qu'une seule [122].

Les constantes de vitesse d'une réaction chimique s'expriment comme un polynôme des concentrations des différentes espèces prenant part à cette réaction. L'ordre d'un polynôme correspond à l'ordre de la cinétique de la réaction. Nous supposons dans ce travail que toutes les réactions chimiques cinétiques dans le système sont des cinétiques de premier ordre. Dans un système où a lieu r, réactions cinétiques, La loi d'action de masse pour chacune de ces réactions permet d'écrire que :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \sum_{s=2}^{2} k_{sj} \cdot \prod (ac \cdot C_I)^{v_{Ij}} \qquad \text{(III.26)}$$

Cette équation a une inconnue qui est la concentration de l'espèce chimique pour laquelle la réaction a été écrite [122]. Il existera dans le système d'équations à résoudre des équations de ce type représentant les réactions cinétiques définies. La résolution de ces équations et celles définissant les réactions chimiques d'équilibre nécessite les concentrations initiales des espèces chimiques intervenant dans le système.

III.3.4. Le transfert thermique en milieu poreux :

Il existe de très nombreux travaux concernant la caractérisation des transferts de chaleur et de matière au sein d'un milieu poreux fixe traversé par un fluide en écoulement.

Les transferts de chaleur dans un milieu poreux dépendent à la fois des propriétés thermiques et physiques de la phase solide et de la phase fluide, ils peuvent être approchés par 2 types de modèle : modèle à une température et modèles à deux températures.

III.3.4.1. Modèle à une température :

On s'intéresse dans ce paragraphe au cas d'un milieu poreux isotrope, en négligeant les dissipations dues aux forces visqueuses et les variations d'énergie interne dues aux changements de pression.

Le milieu poreux est normalement hétérogène (milieu composé des phases fluide et solide). Dans le cas d'un modèle dit à une température, le milieu est cependant considéré comme homogène : tout se passe comme s'il y avait un équilibre thermique local entre les phases solide et fluide. Cette hypothèse est rendue possible en supposant que l'écart maximum de température entre les deux phases (solide et fluide) au niveau du pore (ΔT_l) et au niveau d'un élément représentatif (ΔT_d) du

milieu poreux est très petit devant l'écart de température globale (ΔT_L) au niveau de l'ensemble du milieu poreux considéré. On peut donc négliger la différence de température locale entre la phase solide et la phase fluide.

En utilisant cette hypothèse d'équilibre local $\langle T\rangle^S = \langle T\rangle^f = \langle T\rangle$, l'équation de bilan d'énergie (moyenne sur un volume élémentaire représentatif contenant les phases solide et fluide) peut être écrite en tenant compte des différents modes de transfert thermique qui interviennent.

$\langle T\rangle^S$ et $\langle T\rangle^f$ sont respectivement les moyennes volumiques de la température dans la phase solide et dans la phase fluide au niveau d'un élément de volume représentatif

$$\langle T\rangle^S = \frac{1}{V_s}\int_{vs} T dV \quad \text{et} \quad \langle T\rangle^f = \frac{1}{V_f}\int_{vf} T dV \qquad \text{(III.27)}$$

- Si seul les transferts thermiques par conduction interviennent (le fluide étant immobile dans les pores), le bilan s'écrit :

$$\left[\varepsilon(\rho C_p)_f + (1-\varepsilon)(\rho C_p)_s\right]\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial t} = \vec{\nabla}\cdot(K_e\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle) \qquad \text{(III.28)}$$

Les indices 's' et f représentent ici respectivement la phase fluide et la phase solide.

Cp est la capacité thermique massique,

k_e est la conductivité thermique effective [W m^{-1} K^{-1}].

- Si des transferts thermiques par conduction et par convection interviennent (le fluide étant en mouvement dans les pores), le bilan s'écrit :

$$\left[\varepsilon(\rho C_p)_f + (1-\varepsilon)(\rho C_p)_s\right]\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial t} + (\rho C_p)_f\vec{u}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle = \vec{\nabla}\cdot\left(k_e\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right) + (\rho C_p)_f\vec{\nabla}\cdot(\varepsilon\boldsymbol{D}^d\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle) \qquad \text{(III.29)}$$

$\mathbf{D}^d$ est appelé tenseur de dispersion.

- Si des transferts thermiques par conduction, par convection et par rayonnement interviennent, le bilan s'écrit :

$$\underbrace{\left[\varepsilon(\rho C_p)_f + (1-\varepsilon)(\rho C_p)_s\right]\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial t}}_{\text{(a1)}} + \underbrace{(\rho C_p)_f\vec{u}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle}_{\text{(b1)}} = \underbrace{\vec{\nabla}\cdot\left(k_e\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right)}_{\text{(c1)}} + \underbrace{(\rho C_p)_f\vec{\nabla}\cdot\left(\varepsilon\boldsymbol{D}^d\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right)}_{\text{(d1)}} + \underbrace{\vec{\nabla}\cdot(k_r\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle)}_{\text{(e1)}} \qquad \text{(III.30)}$$

(a1) Terme d'inertie thermique,

(b1) Terme exprimant l'effet convectif à l'échelle macroscopique,

(c1) Terme exprimant la conduction à l'échelle des pores,

(d1) Terme exprimant l'effet convectif à l'échelle des pores,

(e1) Terme exprimant le rayonnement à l'échelle des pores.

k_r : conductivité radiative [W m^{-1} K^{-1}].

Afin d'identifier les paramétrez k_e, $\mathbf{D}^d$ et k_r caractérisant les différentes modes de transferts thermiques dans un milieu poreux, plusieurs corrélations ont été proposées dans la littérature. Un aperçu de ces corrélations est donné dans les paragraphes suivants.

III.3.4.1.1. Conductivité thermique effective

Kaviany [120] a proposé un modèle simple où les transferts de chaleur à travers la phase solide et la phase fluide sont supposés agir en parallèle.

L'équation d'énergie s'écrit pour la phase solide :

$$(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1-\varepsilon)\vec{\nabla}\cdot(k_s\vec{\nabla}T_s) \qquad \text{(III.31)}$$

Et pour la phase fluide :

$$\varepsilon(\rho Cp)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + (\rho Cp)_f \vec{u}\cdot\vec{\nabla}T_f = \varepsilon\vec{\nabla}\cdot\left(k_f\vec{\nabla}T_f\right) \qquad \text{(III.32)}$$

On remarque que dans la seconde équation, il y a apparition d'un terme convectif lié à la vitesse de filtration $\vec{u}$.

Posant maintenant $T_s = T_f = T$ et en remplaçant dans les deux équations précédentes, on obtient :

$$(\rho Cp)_m \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho Cp)_f \vec{u}\cdot\vec{\nabla}T = \vec{\nabla}\cdot(k_e\vec{\nabla}T) \qquad \text{(III.33)}$$

$(\rho Cp)_m$ est la capacité thermique globale par unité de volume qui s'écrit :

$$(\rho Cp)_m = (1-\varepsilon)(\rho Cp)_s + \varepsilon(\rho Cp)_f \qquad \text{(III.34)}$$

k_e est la conductivité thermique globale du milieu poreux :

$$k_e = k_A = (1-\varepsilon)k_s + \varepsilon k_f \qquad \text{(III.35)}$$

L'équation III.35 correspond à l'hypothèse où le transfert de chaleur par conduction dans la phase solide et dans la phase liquide prend place en parallèle, la conductivité thermique effective k_e est alors la moyenne arithmétique (k_A) entre les conductivités k_s et k_f (Eq. III.35).

Si la conduction dans la phase solide et dans la phase fluide prend place en série, l'inverse de la conductivité thermique effective $1/k_e$ est alors la moyenne pondérée de $1/k_s$ et $1/k_f$: k_e est la moyenne harmonique (k_H) de k_s et k_f (Eq. III.36).

$$\frac{1}{k_e} = \frac{1}{k_H} = \frac{1-\varepsilon}{k_s} + \frac{\varepsilon}{k_f} \qquad \text{(III.36)}$$

En général, k_A et k_H sont respectivement des limites supérieure et inférieure pour k_e (le plus souvent $k_H \leq k_A$ avec une égalité quand $k_f = k_s$).

Dans la pratique, k_e est souvent estimé comme la moyenne géométrique (k_G) de k_s et k_f.

$$k_e = k_G = k_s^{1-\varepsilon}\cdot k_f^{\varepsilon} \qquad \text{(III.37)}$$

Cette relation (Eq.III.37) permet une bonne estimation de k_e à condition que k_s et k_f ne soient pas très différent l'un de l'autre [124].

Ces approches simples (moyennes arithmétique, harmonique ou géométrique) sont insuffisantes pour obtenir des résultats précis ou lorsque k_s et k_f ne sont pas du même ordre grandeur ce qui est le cas pour les prodiuts alimentaires et l'air ($k_s \approx 0.5\, Wm^{-1}k^{-1}$ pour un produit alimentaire, $k_f \approx 0.025\, Wm^{-1}k^{-1}$ pour de l'air). Il faut alors affiner la modélisation de la structure de la matrice solide.

Lorsque la conductivité thermique de la phase solide est grande devant celle du fluide, la manière dont s'effectue l'interconnexion entre les particules influe fortement sur la conduction. De plus, lorsqu'il s'agit de particules non consolidées (les particules ne collent pas les unes aux autres), le contact entre ces particules joue un rôle important. D'une façon générale, la conductivité thermique effective dépend donc :

- De la conductivité thermique de chaque phase
- De la structure de la matrice solide, notamment (mais pas uniquement) de la porosité.
- De la résistance de contact entre les particules non consolidées.
- Du rapport entre le libre parcourt moyen et la dimension des pores pour les gaz à faible pression.

Les modèles utilisés pour évaluer la conductivité thermique effective sont souvent fondés sur l'identification du milieu poreux à une structure géométrique régulière et simple.La conductivité est ainsi calculée soit par calcul numérique soit par résolution analytique (avec ou sans hypothèses simplificatrices [125].

Tableau III.1- Modèles de conductivité thermique effective en milieu poreux granulaires [120]

Modèle	Expression	Remarque
Maxwell (borne inférieure)	$\frac{\lambda^*}{\lambda_f} = \frac{2\varepsilon + (1-\varepsilon)\frac{\lambda_s}{\lambda_f}}{3-\varepsilon+\varepsilon\frac{\lambda_s}{\lambda_f}}$	Milieu constitué de sphères dispersées dans une phase fluide continue ($\varepsilon \approx 1$). Pas d'influences entre particules.
Batchelor et O'Brien	$\frac{\lambda^*}{\lambda_f} = 4Ln\frac{\lambda_s}{\lambda_f} - 11$	Cas particulier de point de contact $\frac{\lambda_s}{\lambda_f} > 100$. Ajustement d'une constante du modèle à partir des données expérimentales.
Parallèle	$\frac{\lambda^*}{\lambda_f} = \varepsilon + (1-\varepsilon)\frac{\lambda_s}{\lambda_f}$	
Série	$\frac{\lambda^*}{\lambda_f} = \frac{\frac{\lambda_s}{\lambda_f}}{\varepsilon\frac{\lambda_s}{\lambda_f}+1-\varepsilon}$	
Géométrique	$\lambda^* = \lambda_f^{\varepsilon}\lambda_s^{1-\varepsilon}$ c'est-à-dire $\frac{\lambda^*}{\lambda_f} = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_f}\right)^{1-\varepsilon}$	
Maxwell (borne supérieure)	$\frac{\lambda^*}{\lambda_f} = \frac{2\left(\frac{\lambda_s}{\lambda_f}\right)(1-\varepsilon)+(1-2\varepsilon)\frac{\lambda_s}{\lambda_f}}{(2-\varepsilon)\frac{\lambda_s}{\lambda_f}+1-\varepsilon}$	Milieu constitué d'inclusions fluides dans une matrice solide continue
Hadley (moyenne pondérée)	$f_0 = 0.8 + 0.1\varepsilon \quad \alpha_0 = \alpha_0(\varepsilon)$ $\frac{\lambda^*}{\lambda_f} = (1-\alpha_0)\frac{f_{0\varepsilon}+\frac{\lambda_s}{\lambda_f}(1-\varepsilon f_0)}{1-\varepsilon(1-f_0)+\frac{\lambda_s}{\lambda_f}\varepsilon(1-f_0)} + \alpha_0\frac{2\left(\frac{\lambda_s}{\lambda_f}\right)^2(1-\varepsilon)+(1+2\varepsilon)\frac{\lambda_s}{\lambda_f}}{(2+\varepsilon)\frac{\lambda_s}{\lambda_f}+1-\varepsilon}$ $lg\alpha_0 = -4.898\varepsilon$ Avec :$0 \le \varepsilon \le 0.0827$ $lg\alpha_0 = -0.405 - 3.154(\varepsilon - 0.827)$ Avec : $0.0827 \le \varepsilon \le 0.298$ $lg\alpha_0 = -1.084 - 6.778(\varepsilon - 0.298)$ Avec : $0.298 \le \varepsilon \le 0.58$	Structure périodique. Construit à partir du modèle de Maxwell (borne supérieure) par introduction d'une fonction de calage f_0

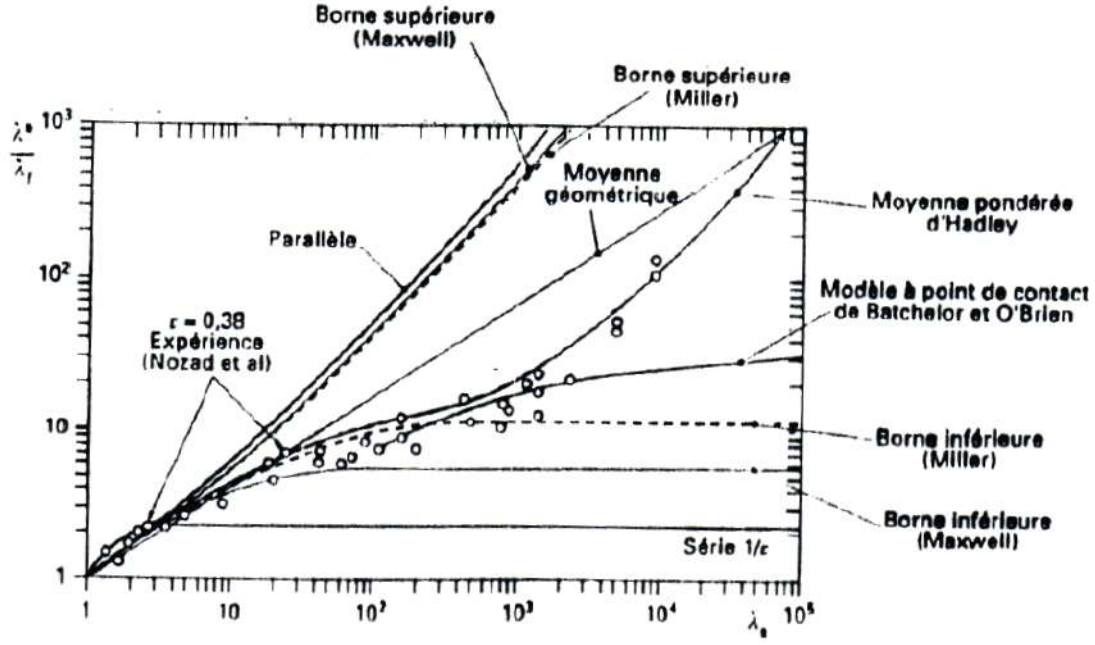


Figure III.4. Conductivité thermique effective pour des lits de particules [8]

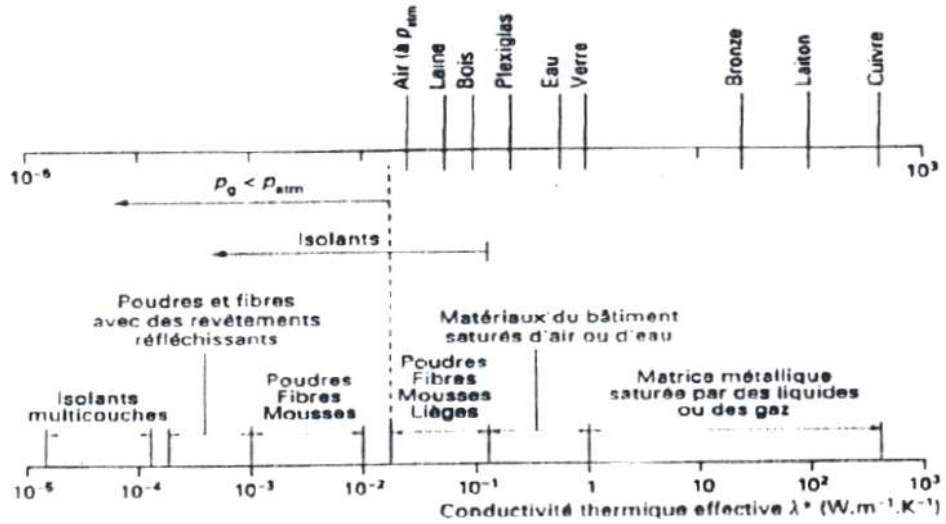


Figure III.5. Conductivité thermique effective pour différents solides et milieux poreux [120]

L'équation III.35 (modèle simple de transferts en parallèle) ne tient compte que d'un mouvement convectif macroscopique du fluide (terme $(\rho Cp)_f \, \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T$), mais à l'échelle des pores, le fluide change souvent de direction, filets de fluide se divisent et confluent, la vitesse est plus importante dans les passages préférentiels des interstices que dans les zones mortes et tout près des particules. Ceci conduit à un terme supplémentaire de dispersion :

$$(\rho Cp)_f \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \boldsymbol{D}^d \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle)$$

Parfois, on introduit également le tenseur de diffusion total,

$$\boldsymbol{D} = \frac{k_e}{(\rho Cp)_f} + \varepsilon \boldsymbol{D}^d \qquad \text{(III.38)}$$

Dans un milieu isotrope traversé par un écoulement moyen unidirectionnel, selon (ox) par exemple (Fig. I-17), on distingue la dispersion longitudinal D// (selon (ox)) et la dispersion transversale D⊥ (selon (oy) et (oz)) le tenseur de dispersion s'écrit alors :

$$\boldsymbol{D}^d = \begin{bmatrix} D// & 0 & 0 \\ 0 & D\perp & 0 \\ 0 & 0 & D\perp \end{bmatrix} \qquad \text{(III.39)}$$

D⊥ est généralement faible par rapport à D//. la dispersion longitudinale et la dispersion transverse disparaissent près des parois qui délimitent le milieux poreux.

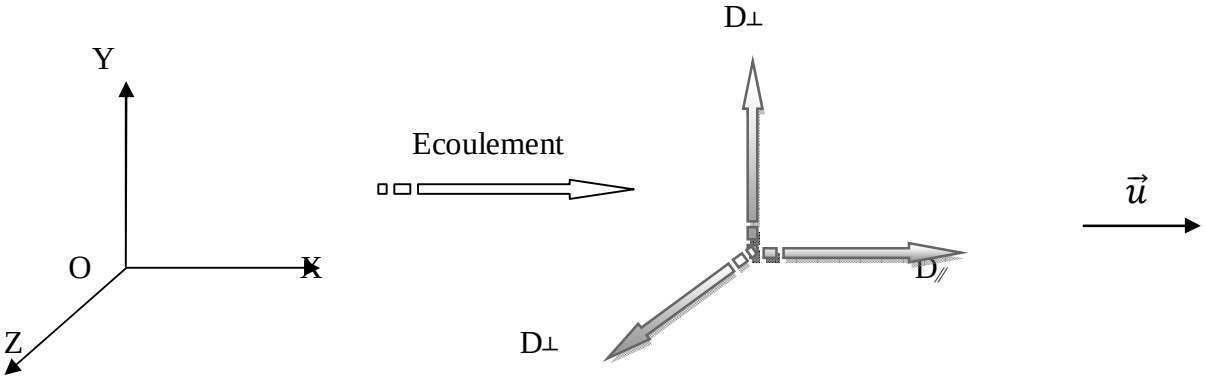


Figure III.6 : schéma de la dispersion longitudinal D// (selon (ox)) et la dispersion transversale D⊥ (selon (oy) et (oz))

Le tenseur de dispersion est une fonction complexe de la structure de la matrice, de la porosité, des propriétés thermiques des phases et des caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement :

$$\boldsymbol{D}^d = \boldsymbol{D}^d\left(structure, \varepsilon, \frac{(\rho Cp)_s}{(\rho Cp)_f}, \frac{k_s}{k_f}, Pr, Re\right) \qquad \text{(III.40)}$$

Une comparaison des valeurs expérimentales de dispersion avec les prédictions de Koch et Brandy (1985) (Tableau III.2) est illustrée par la figure III.7. On observe un bon accord entre l'expérience et les prédictions sauf pour $Pe \leq 20$.

Tableau III.2 : Coefficient de dispersion pour différents nombres de Peclet (Koch et Brandy (1985))

$\mathbf{D^d_{//}/\alpha}$	$\mathbf{D^d_{\perp}/\alpha}$
$(a)\ \frac{3(K_s/K_f - 1)}{k_s/k_f + 2}(1-\varepsilon) + \frac{2^{0.5}}{15}\frac{Pe^2}{(1-\varepsilon)^{0.5}}$	$(a)\ \frac{3(k_s/k_f - 1)}{k_s/k_f + 2}(1-\varepsilon) + \frac{2^{0.5}}{60}\frac{Pe^2}{(1-\varepsilon)^{0.5}}$
(b) $\left[\frac{3}{4}\frac{PeK^{0.5}}{R^{0.5}} - 2 - \frac{3}{2}\frac{R^{0.5}}{PeK^{0.5}} + \frac{3R}{Pe^2K} + \left(\frac{3R^{0.5}}{PeK^{0.5}} - \frac{3R^{1.5}}{Pe^3K^{1.5}}\right) \times \ln\left(\frac{PeK^{0.5}}{R^{0.5}}\ 1\right)\right]\left(\frac{R}{K}\right)^{0.5}$	(b) $\left[\frac{1}{4} + \frac{3}{4}\frac{R^{0.5}}{PeK^{0.5}} - \frac{3}{4}\frac{R}{Pe^2K} + \left(\frac{3}{2}\frac{3R^{1.5}}{Pe^3K^{1.5}} - \frac{3}{4}\frac{R^{0.5}}{PeK^{0.5}}\right) \times ln\left(\frac{PeK^{0.5}}{R^{1/2}} + 1\right)\right]\left(\frac{R}{K}\right)^{0.5}$
$(c)\ {}^{3}/_{4}Pe$	$(c)\ \frac{3(2)^{0.5}}{8}(1-\varepsilon)^{0.5}$
(d) ${}^{3}/_{4}Pe + {}^{1}/_{6}\pi^2(1-\varepsilon)Pe \times \ln(Pe) + {}^{c}/_{15}(1+\gamma)^2\frac{\alpha_f(1-\varepsilon)Pe^2}{\alpha_f}$	$\frac{63(2)^{0.5}}{320}(1-\varepsilon)^{0.5}Pe$

$Pe = u\,R/\alpha$

(a) Pour $Pe << (1-\varepsilon)^{0.5}\ et\ Pe(PeK^{0.5}/R^{0.5}) << 1$

(b) Pour $(1-\varepsilon)^{3/4} << Pe << 1$

(c) Pour $(1-\varepsilon)^{0.5} << Pe << 1\ et\ Pe(PeK^{0.5}/R^{0.5}) >> 1$

(d) Pour $Pe >> 1$

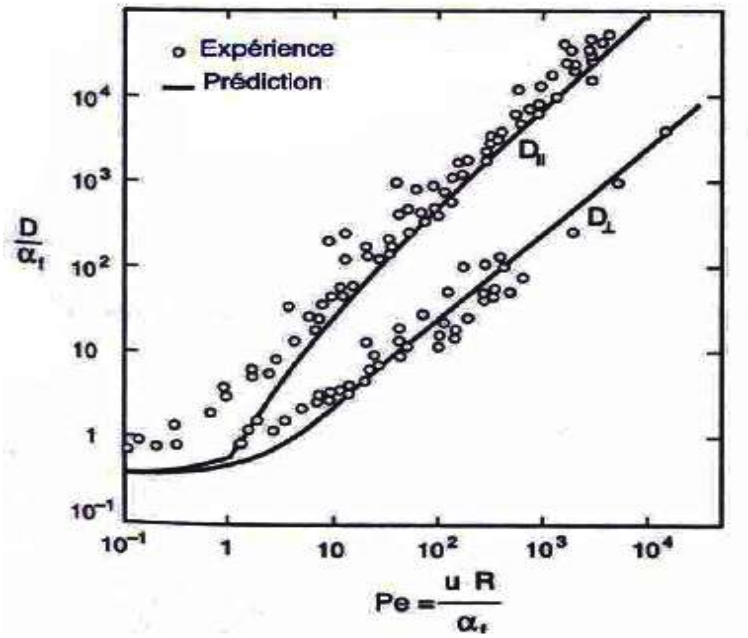


Figure III.7 : Influence de la vitesse de filtration sur les dispersions totales longitudinale et transversale [120]

Dans le cas des écoulements dans un réfrigérateur ménager chargé de produits, l'ordre de grandeur attendu pour le nombre de Peclet est de 500 $u \approx 0.2\,m/s; D = 10cm$ (dimension moyenne des produits réfrigérer) ; $\alpha_f = 2 \times 10^{-5}$ pour l'air).

III.3.4.1.2. Coefficient de transfert de chaleur entre la paroi et le fluide

Dans de nombreuses applications industrielles, un flux de chaleur pénètre dans un lit fixe de particules à partir de la paroi pour le chauffer ou le refroidir (ou bien pour assurer une réaction chimique). Dans cette situation, la chaleur traverse une couche limite thermique relative au fluide en écoulement dans ce lit fixe. L'épaisseur de cette couche limite thermique dépend des nombres du Reynolds et de Prandtl.

Si l'épaisseur de la couche limite est nettement plus grande que la taille d'un volume élémentaire représentatif, la condition aux limites traduit simplement la continuité de la température :$\langle T\rangle^s = \langle T\rangle^f = \langle T\rangle = T_{paroi}$

Dans le cas contraire et notamment si la couche limite est moins épaisse que la taille des particules, on introduit un coefficient de transfert qui relie la densité de flux de chaleur à la paroi à l'écart entre la température de paroi et la température du lit (extrapolation à la paroi, Fig. III.8) :

$$j_{paroi} = h_{paroi}(T_{paroi} - \langle T\rangle \qquad \text{(III.41)}$$

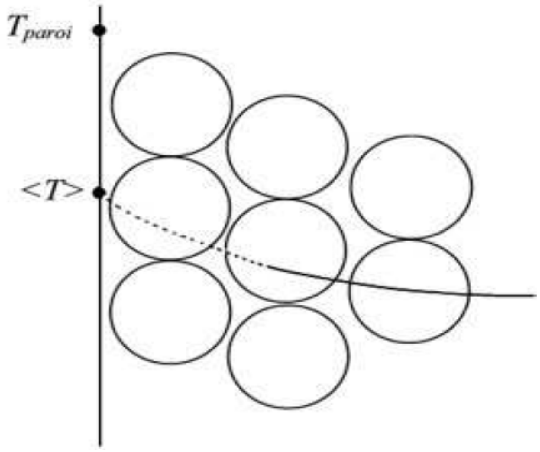


Figure III.8 : Coefficient de transfert de chaleur entre la paroi et le fluide [162]

Li et Finlayson (1977), en se basant sur les résultats expérimentaux de Yagi et Wakao (1959), ont proposé la corrélation suivante pour le coefficient de transfert convectif à la paroi pour un empilement désordonné de sphères $Pr = 0.71$) :

$$\frac{h_{paroi}\, D}{k_f} = 0.17 Re^{0.79} \qquad \text{(III.42)}$$

Cette corrélation est valable pour $20 \leq Re \leq 7600\ et\ 0.05 \leq D/D_T \leq 0.3$ ($Re = uD/v$; D_T est le diamètre de la colonne).

III.3.4.2. Modèles à deux températures

Quand l'écart de température entre les phases devient significatif devant les variations spatiales de température (d'une des deux phases) à l'échelle macroscopique (ou même à l'échelle d'un volume élémentaire représentatif), il est préférable d'utiliser un modèle à deux températures (une température pour chaque phase). Ceci est notamment le cas en régime transitoire lorsque la phase solide est chauffée ou refroidie par la phase fluide.

Dans ce type de modèle on considère que localement, les phases solides et fluides possèdent des températures distinctes. Chaque phase est caractérisée par une conductivité thermique effective appropriée. On introduit par ailleurs différents couplages thermiques entre les phases.

Le modèle le plus simple introduit un couplage thermique entre les phases de façon empirique, par le biais d'un paramètre h_{sf} appelé coefficient de transfert convectif à l'interface (solide-fluide).

Le couplage des équations d'énergie des deux phases a été formulé (à l'aide des techniques d'homogénéisation) par différents auteurs dont Carbonell et Whitaker [126], Zanotti et Carbonell.[127] et Quintard et *al*[128]. Nous n'abordons ici que le cas d'un transfert de chaleur en régime transitoire avec un écoulement stationnaire monophasique.

L'équation d'énergie pour chaque phase (solide et fluide) peut être écrite de la façon suivante :

$$\frac{\partial \langle T\rangle^f}{\partial t} + \vec{u}_{ff}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^f + \vec{u}_{fs}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^s = \vec{\nabla}\cdot\boldsymbol{D}_{ff}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^f + \vec{\nabla}\cdot\boldsymbol{D}_{fs}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^s + \frac{A_{sf}}{V_{f(\rho Cp)_f}} h_{sf}\left(\langle T\rangle^s - \langle T\rangle^f\right) \text{(III.43)}_{ff}$$

$$\frac{\partial\langle T\rangle^s}{\partial t} + \vec{u}_{sf}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^f + \vec{u}_{ss}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^s = \vec{\nabla}\cdot\boldsymbol{D}_{sf}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^f + \vec{\nabla}\cdot\boldsymbol{D}_{ss}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^s + \frac{A_{sf}}{V_{s(\rho Cp)_s}}h_{sf}(\langle T\rangle^f - \langle T\rangle^s) \quad \text{(III.44)}$$

où A_{sf} est l'interface entre la phase solide et la phase fluide.

Des tenseurs de diffusion thermique totale ***D***, $\boldsymbol{D_{ss}}$, $\boldsymbol{D_{fs}}$ et $\boldsymbol{D_{sf}}$ et le coefficient de transfert convectif à l'interface h_{sf} sont introduits. Ces tenseurs de diffusion thermique totale incluent à la fois les tenseurs de la diffusion thermique effective (fluide stagnant) et les tenseurs de dispersion hydrodynamique. Différentes vitesses apparaissent,$\vec{u}_{ff}$ est assez directement lié à la vitesse de filtration $\vec{u}$, les autres vitesses étant plus difficile à interpréter.

Les coefficients dans les équations III.43 et III.44 ont été calculés pour différentes géométries par Quintard et al. [128].

On note la similitude de certains termes de ces équations avec celle du modèle simple de transfert en parallèle (Eq. III.31 et III.32) qui peuvent se réécrire :

$$\frac{\partial\langle T\rangle^s}{\partial t} + 0 + 0 = 0 + \vec{\nabla}\cdot\left(\frac{k_s}{(\rho Cp)_s}\vec{\nabla}\langle T\rangle^s\right) + 0 \quad \text{(III.45)}$$

$$\frac{\partial\langle T\rangle^f}{\partial t} + \frac{\vec{u}}{\varepsilon}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle^f + 0 = \vec{\nabla}\cdot\left(\frac{k_f}{(\rho Cp)_f}\vec{\nabla}\langle T\rangle^f\right) + 0 + 0 \quad \text{(III.46)}$$

Wakao et Kaguei [129] présentent un historique sur le développement des équations d'énergie pour les modèles à deux températures. Nous détaillons ici trois de ces modèles (Fig. III.9) dans le cas d'un écoulement unidirectionnel (selon (ox)).

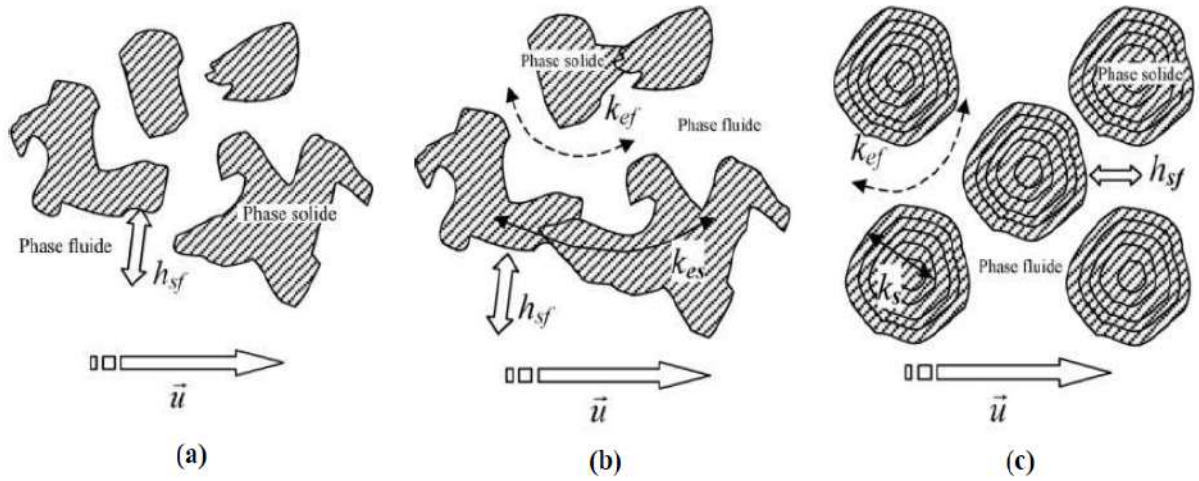


Figure III.9 : schémas des modèles à deux températures (a) Modèle de Schumann, (b) Modèle à phase solide continue, (c) Modèle considérant des particules dispersées [162]

III.3.4.2.1. Modèle de Schumann

C'est le modèle le plus simple et le moins précis (Fig. III.9-a), il suppose un écoulement du fluide de type piston et considère qu'il n'y a pas de résistance à la conduction dans la phase solide (pas de gradient de température au sein d'une particule). Les équations d'énergie respectivement pour la phase fluide et la phase solide sont alors données par :

$$\frac{\partial\langle T\rangle^f}{\partial t} + \frac{u}{\varepsilon}\frac{\partial\langle T\rangle^f}{\partial x} = \frac{h_{sf}A_0}{\varepsilon(\rho Cp)_f}(\langle T\rangle^s - \langle T\rangle^f) \quad \text{(III.47)}$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} = -\frac{h_{sf} A_0}{(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s} (\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f) \qquad \text{(III.48)}$$

Ou $A_0 = A_{sf}/V$ est la surface spécifique.

Le modèle ne tient compte ni de la conduction (dans aucune des deux phases) ni de la dispersion. Il est valable uniquement en régime transitoire.

III.3.4.2.2. Modèle à phase solide continue (Continuous solid model)

Ce modèle tient compte de la conduction (axiale) dans les deux phases (Fig. III.9-b). Il fait apparaître deux paramètres : conductivités thermiques effectives de la phase fluide k_{ef} et de la phase solide k_{es}.

$$\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \frac{u}{\varepsilon}\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial x} = \frac{k_{ef}}{\varepsilon(\rho Cp)_f}\frac{\partial^2 \langle T \rangle^f}{\partial x^2} + \frac{h_{sf} A_0}{\varepsilon(\rho Cp)_f}(\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f) \qquad \text{(III.49)}$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} = \frac{k_{es}}{(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s}\frac{\partial^2 \langle T \rangle^s}{\partial x^2} - \frac{h_{sf} A_0}{(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s}(\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f) \qquad \text{(III.50)}$$

La dispersion dans la phase fluide peut éventuellement être intégrée dans k_{ef}. Le modèle considère qu'il n'y a pas de gradient de température dans les particules. Les paramètres k_{es}, k_{ef} et h_{sf} sont déterminés expérimentalement.

III.3.4.2.3. Modèle considérant des particules dispersées (Dispersed particles based model)

Ce modèle tient compte de la conduction et de la dispersion dans la phase fluide (Fig. III.9-c). Il ne tient pas compte de la conduction entre les particules (il n'apparaît pas de conductivité effectives de la phase solide k_{es}) mais il intègre la conduction au sein des particules (qui fait intervenir la conductivité du matériau de la phase solide k_s). On considère pour cela un gradient radial de température au sein des particules (supposées sphériques).

$$\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \frac{u}{\varepsilon}\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial x} = \frac{k_{ef}}{\varepsilon(\rho Cp)_f}\frac{\partial^2 \langle T \rangle^f}{\partial x^2} + \frac{h_{sf} A_0}{\varepsilon(\rho Cp)_f}\left(T_{sf} - \langle T \rangle^f\right) \qquad \text{(III.51)}$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{k_s}{(\rho Cp)_s}\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial T_s}{\partial r}\right) \qquad \text{(III.52)}$$

$$-k_s \frac{\partial T_s}{\partial r}\Big|_{\,r = R} = h_{sf}\left(T_{sf} - \langle T \rangle^f\right) \qquad \text{(III.53)}$$

Ou $T_{sf} = T_s$(température du solide) sur A_{sf}.

Ce modèle semble le mieux adapté pour décrire les écoulements dans des réfrigérateurs ménager chargé de produits. Cependant, il ne tient pas en compte la conduction et de rayonnement entre les produits.

III.3.4.2.4. Coefficient de transfert particule-fluide hsf

Wakao et Kaguei [129] ont examiné les résultats expérimentaux (mesure de différentes températures dans des lits fixes) de plusieurs auteurs (en régime stationnaire et en régime

transitoire) pour évaluer la valeur de h_{sf}. Ils ont proposé une corrélation pour la valeur de h_{sf} dans le cas d'un empilement désordonné de sphères :

$$Nu = \frac{h_{sf}D}{k_f} = 1.1Re^{0.6}Pr^{1/3} + 2 \qquad \text{(III.54)}$$

Pour des particules sphériques, $Re = uD/v$

Pour des nombres de *Re* très faibles, le transfert par conduction est dominant, le nombre de Nusselt tend alors vers une valeur constante que les auteurs supposent égale à la valeur théorique pour une sphère isolée (*Nu =2*).

Il faut noter que la mesure de h_{sf} devient plus difficile et l'expérimentation moins précise quand *Re* est très faible. La figure III.10 montre les résultats expérimentaux donnés par plusieurs sources et la corrélation proposée par Wakao et Kaguei [129].

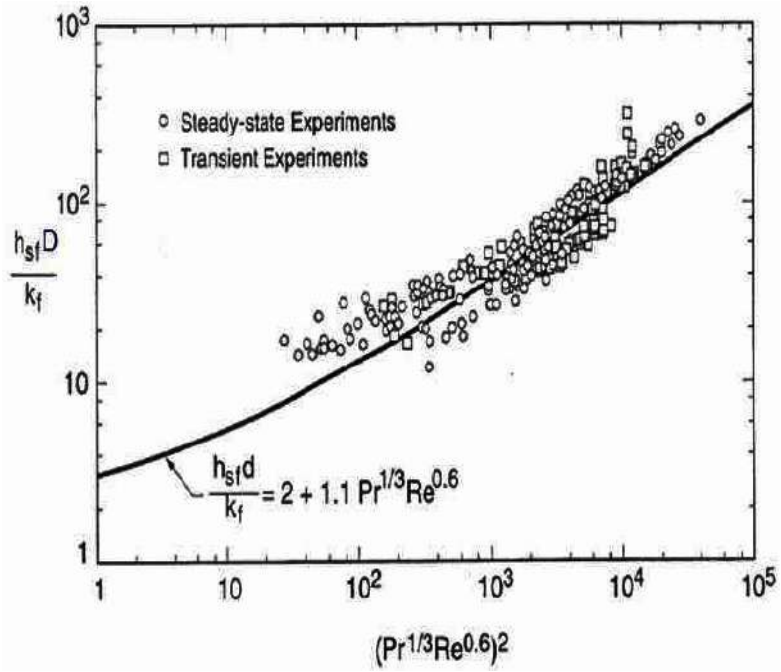


Figure III.10 : Corrélation proposée par Wakao et Kaguei à partir de différents résultats expérimentaux pour l'estimation de *hsf* (en régime stationnaire et transitoire)[162]

A noter que nous n'avons pas trouvé de corrélation portant sur les transferts entre une paroi délimitant un milieu poreux et le fluide dans le cadre des modèles à deux températures.

III.4. Convection et nombres adimensionnels

III.4.1. Convection naturelle

Ce phénomène se produit lorsque les mouvements du fluide sont principalement dus à la variation locale de la masse volumique au sein du fluide, provoquée par un gradient thermique. C'est notamment le cas dans une cavité fermée différentiaient chauffée ou l'on observe des boucles convectives (les parois horizontales sont supposées adiabatiques tandis que les parois verticales sont

maintenues a des températures différentes et constantes). C'est un indicateur du régime d'un écoulement (laminaire ou turbulent). Il est défini par l'expression suivante :

$$R_{aT} = \frac{\rho^2 g \beta C_p L_c^3 \Delta T}{\mu \lambda} \qquad \text{(III.55)}$$

C'est le produit du nombre de Grashof thermique par le nombre de Prandlt :

$$R_{aT} = G_{rT} \times P_r \qquad \text{III. 56}$$

Où le nombre de Grashof thermique est donné par :

$$G_{rT} = \frac{\rho^2 g \beta_T L_c^3 \Delta T}{\mu^2} \qquad \text{III. 57}$$

Et le nombre de Prandlt :

$$P_r = \frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\upsilon}{\alpha} \qquad \text{III. 58}$$

Le paramètre β_T désigne le coefficient d'expansion thermique du fluide, L_c est la dimension caractéristique du domaine.

Généralement, pour résoudre les équations de Navier-Stokes en présence de convection naturelle, de nombreux auteurs font l'hypothèse selon laquelle toutes les propriétés physiques du fluide sont constantes à l'exception de la masse volumique. Celle-ci varie linéairement en fonction de la température :

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_M(W - W_0)] \qquad \text{III. 59}$$

Les autres propriétés sont prises à la température moyenne du fluide T0. Cette hypothèse, appelée approximation de Boussinesq, est uniquement valable pour de faibles gradients thermiques et massiques. Pour de l'air humide qui est un mélange de vapeur d'eau et d'air sec, l'hypothèse du gaz idéal incompressible est admise. La masse volumique du mélange obéit donc à l'équation d'état du gaz parfait. À titre d'exemple, la figure III.11 montre l'évolution de la masse volumique de l'air sec en fonction de la température. On remarque bien les limites de l'hypothèse de Boussinesq. Néanmoins, dans la gamme de température qui nous intéresse (entre 0 et 40 °C), les résultats du modèle peuvent bien être confrontés à ceux des auteurs utilisant cette approximation. Dans notre étude, toutes les propriétés physiques (et non seulement la masse volumique) dépendent de la température et de l'humidité.

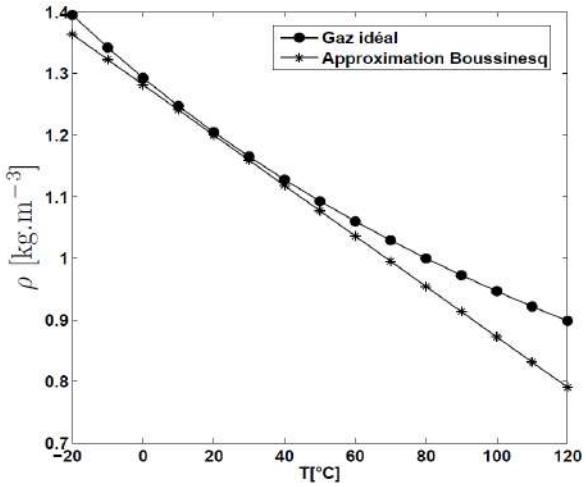


Figure III.11 Évolution de la masse volumique de l'air sec en fonction de la température (T0 =293K) [163]

III.4.2. Convection forcée[163]

La lame d'air, présente côté du bardage extérieur, peut être ventilée par une action mécanique. Nous parlons dans ce cas de convection forcée. L'écoulement d'air résultant est caractérisé par le nombre de Reynolds défini par :

$$R_e = \frac{\rho v L_c}{\mu} \qquad \text{III. 60}$$

L_c est toujours la même dimension caractéristique du modèle. Comme le nombre de Rayleigh en convection naturelle, le nombre de Reynolds est un indicateur du régime d'écoulement pour la convection forcée. Dans le cadre de cette étude, il sert uniquement à indiquer le régime d'écoulement, puisque l'on calcule le champ de vitesse.

III.4.3. Convection mixte

La convection mixte s'opère en présence de la convection naturelle et de la convection forcée. On introduit également un nombre adimensionnel appelé le nombre de Richardson qui représente le rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle d'une particule fluide et son énergie cinétique. Il est défini de la manière suivante :

$$R_i = \frac{g\beta_T \Delta T L_c}{v^2} = \frac{G_{rT}}{R_e^2} \qquad \text{III. 61}$$

Pour de faibles valeurs du nombre de Richardson ($R_i \rightarrow 0$), l'écoulement s'opère essentiellement en convection forcée, tandis qu'aux fortes valeurs ($R_i \rightarrow \infty$), c'est la convection naturelle qui est dominante.

III.4.4. Nombre de Lewis et analogie transfert de chaleur/ masse

En faisant l'analogie avec le transfert de chaleur, on introduit également certaines grandeurs adimensionnelles relatives au transfert de masse. L'équivalent du nombre de Prandtl est le nombre de Lewis L_e III.62, et celui du nombre de Rayleigh thermique est appelé nombre de Rayleigh massique R_{aM} III.63.

$$L_e = \frac{\lambda}{\rho C_p D} = \frac{\alpha}{D} \qquad \text{III. 62}$$

$$R_{aM} = \frac{\rho g B_M H^3 \Delta W}{\mu D} \qquad \text{III. 63}$$

Pour un mélange binaire air-vapeur d'eau, les valeurs typiques à température ambiante des nombres de Prandlt et Lewis valent respectivement [130] P_r =0,71 et L_e=0,86.

À partir des nombres de Rayleigh thermique et massique, on peut introduire également un paramètre de convection N caractérisant la nature du phénomène de transport le plus prépondérant :

$$N = \frac{\beta_M \Delta W}{\beta_T \Delta T} = \frac{R_{aM}}{L_e R_{aT}} \qquad \text{III. 64}$$

III.4.5. Nombres de Nusselt et Sherwood

Dans les problèmes de transport faisant intervenir plusieurs modes de transfert, il est plus commode d'introduire certaines grandeurs adimensionnelles permettant, d'une part, de quantifier l'importance relative de chaque phénomène physique, et d'autre part de pouvoir réaliser des comparaisons avec différents résultats disponibles dans la littérature. Parmi ces nombres figurent le nombre de Nusselt pour le transfert thermique, et le nombre de Sherwood pour le transfert massique.

Le nombre de Nusselt total représente le rapport entre le transfert thermique par l'ensemble des modes et le transfert par conduction. Le calcul de sa valeur locale le long d'une paroi verticale se fait par l'expression suivante :

$$Nu_t(y) = \frac{q_t(y)}{q_{cd}(y)} \qquad \text{III. 65}$$

Avec q_{cd} la densité de flux conductif prise comme référence :

$$q_{cd}(y) = \frac{\lambda \Delta T}{L_c} \qquad \text{III. 66}$$

Ce nombre de Nusselt total regroupe tous les modes de transfert de chaleur :

$$Nu_t(y) = Nu_c + Nu_r + Nu_l \qquad \text{III. 67}$$

Cette sommation, Nu_c représente le nombre de Nusselt convectif local :

$$Nu_c(y) = \frac{q_c(y)}{q_{cd}(y)} \qquad \text{III. 68}$$

De la même façon, le nombre de Nusselt radiatif local est défini comme étant le rapport entre le transfert thermique par rayonnement et le transfert thermique par conduction

$$Nu_r(y) = \frac{q_r(y)}{q_{cd}(y)} \qquad \text{III. 69}$$

Enfin, Nu_l est la contribution relative au changement de phase sur la surface :

$$Nu_l(y) = \frac{q_l(y)}{q_{cd}(y)} = \frac{\dot{m}(y)h_{fg}}{q_{cd}(y)} \qquad \text{III. 70}$$

Finalement, le nombre de Sherwood local pour le transfert de masse s'exprime par :

$$Sh(y) = \frac{q_v(y)}{q_{vap}(y)} \qquad \text{III. 71}$$

avec q_v la densité de flux de vapeur de référence :

$$q_{vap}(y) = \frac{\rho D \Delta W}{L_c} \qquad \text{III. 72}$$

Les comparaisons sont généralement faites avec les nombres moyens de Nusselt convectif et radiatif :

$$\overline{Nu_c} = \frac{1}{H}\int_0^H -\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{X=0} \frac{1}{q_{cd}(y)}\, dy \qquad \text{III . 73}$$

$$\overline{Nu_c} = \frac{1}{H}\int_0^H \frac{q_r(y)}{q_{cd}(y)}\, dy \qquad \text{III .74}$$

Pour le transport de masse, le nombre moyen de Sherwood intervient :

$$\overline{Sh} = \frac{1}{H}\int_0^H \frac{q_v(y)}{q_{vap}(y)}\, dy \qquad \text{III . 75}$$

III.5. Conclusion :

Le milieu poreux est identifie par ses caractéristiques et la genèse de ses vides, et pores. Les deux principaux paramètres caractérisant un milieu poreux sont : la perméabilité et la porosité.

Durant ces dernières décennies, de notables améliorations ont été apportées à l'étude de l'hydrodynamique des milieux poreux.

La loi de Darcy, établie expérimentalement, est la base d l'hydrodynamique au sein d'un milieu poreux et applicable dans des conditions bien définie.

La littérature concernant les transferts thermiques dans les milieux poreux fait apparaître plusieurs approches pour tenir compte des différents modes de transferts thermiques. Par ailleurs, on distingue les modèles à une température qui considèrent un équilibre local entre le produit et l'air et les modèles à deux températures qui considèrent que chaque phase est représentée par une température.

IV-La Double Diffusion Thermique et Massique

IV.1. Introduction :

Le transfert de chaleur entre des parois et un fluide est un processus par lequel de l'énergie est échangée sous forme de chaleur grâce au gradient de température qui peut exister entre ces deux milieux. Comme le gradient de pression, le gradient de température va donner naissance à une nouvelle force (poussée d'Archimède) dont il faudra tenir compte dans l'établissement du bilan total des forces appliquées à une particule fluide en mouvement.

En fait la différence de température aura pour conséquence une modification de la densité déclenchant ainsi un mouvement au sein du fluide du fait de la poussée d'Archimède. Ce mouvement de brassage, dans lequel les parties les plus chaudes du fluide ont tendance à s'élever et les parties froides et denses à descendre, s'appelle "convection". Le mouvement du fluide peut être naturel ou forcé.

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

a) Qu'est ce que la diffusion thermo-gravitationnelle [131]

La diffusion thermo-gravitationnelle, encore appelée effet thermo-gravitationnel, est issue de la combinaison de deux phénomènes plus ou moins bien connus :

Le premier est la convection naturelle, résultant de l'application d'un gradient de température à tout fluide dans le champ de pesanteur. Ce phénomène est bien connu et a été largement étudié par le passé. Nous rappelons simplement que le gradient de température induit des variations de densité qui, sous l'action du champ de pesanteur tendent à faire monter le fluide le long d'une paroi chaude, et à le faire descendre le long d'une paroi froide (figure IV-1).Ceci a donc pour résultat un mouvement global du fluide dans le domaine.

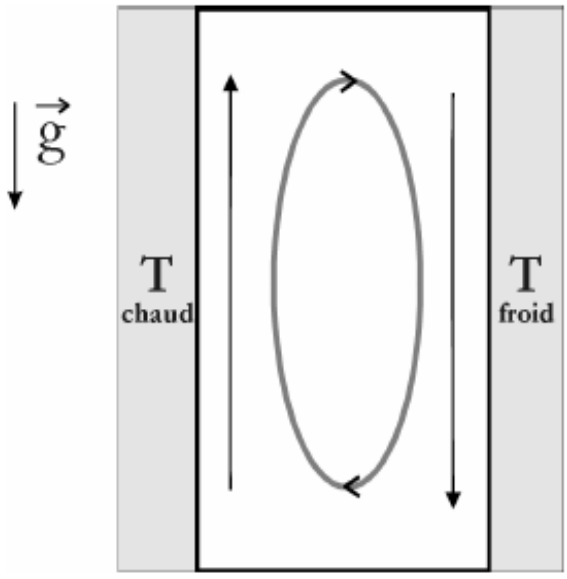


Figure IV.1 : Phénomène de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée.[131]

Le second phénomène est la diffusion thermique, encore appelé thermodiffusion, qui est une découverte relativement plus récente, datant du siècle dernier. Dans le cas où le fluide (gaz ou

liquide) n'est pas pur (ce qui est généralement le cas dans des configurations naturelles) le fait qu'il soit soumis à un gradient de température engendre un gradient de concentration, ce qui se traduit par un flux de matière au sein du mélange (figure IV-2).

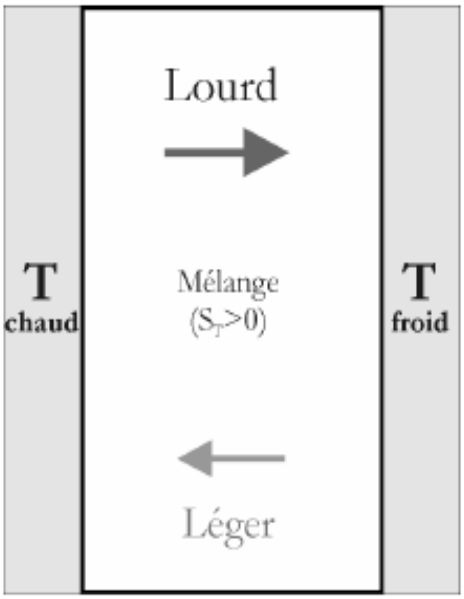


Figure IV.2 : Diffusion thermique ou thermodiffusion[131]

On observe alors, dans le cas d'un mélange de deux constituants avec un coefficient de thermodiffusion positif, une accumulation du constituant le plus lourd près de la paroi froide et du constituant léger près de la paroi chaude. La diffusion thermique ne se produit pas seulement en phase liquide, mais aussi en phase gazeuse et même en phase solide. Ce phénomène est aussi ce que l'on appelle dans les phases condensées "effet Soret".

Ce phénomène conduit à une séparation des constituants qui peut atteindre 25% dans les phases gazeuses à l'état stationnaire, lorsque le flux de matière induit par la diffusion moléculaire (Loi de Fick) compense le flux de thermodiffusion. Les séparations obtenues dans les phases liquides restent cependant nettement plus faibles.

La thermodiffusion a été longtemps étudiée seule, en cherchant à éviter les convections parasites, soit en utilisant des cellules horizontales chauffées par le bas, soit encore en microgravité, autant pour en dégager les principales caractéristiques que pour déterminer les valeurs effectives du coefficient de Soret.

Dans le cas général, lorsqu'un mélange est soumis à un gradient de température dans le champ de pesanteur, les phénomènes de convection et de thermodiffusion sont présents. Le couplage de ces deux phénomènes est appelé diffusion thermogravitationnelle.

Dans ces conditions, le recyclage permanent, lié à la convection, des molécules séparées par la thermodiffusion entre les couches fluides ascendantes chaudes et les couches fluides descendantes froides amplifie considérablement la séparation élémentaire produite par la thermodiffusion et conduit à l'enrichissement d'un des constituants du mélange en bas de la colonne et à son appauvrissement dans le haut de la colonne (figure IV.3).

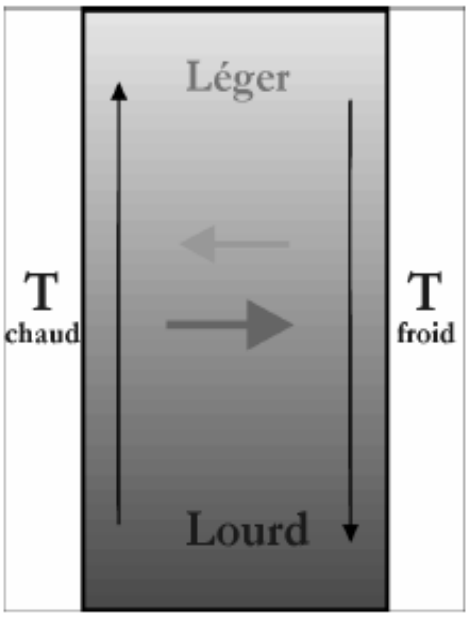


Figure IV.3 : Processus thermogravitationnel Répartition des concentrations à l'état stationnaire (ST>0)[131]

L'amplitude du flux de thermodiffusion ne dépend que des caractéristiques physicochimiques des constituants et de la différence de température appliquée. La vitesse de convection dépend de plus des caractéristiques géométriques des cellules employées. Cette vitesse doit être "ajustée" pour obtenir la meilleure séparation possible. En effet, si elle est trop faible, le gradient horizontal de concentration n'est pas perturbé et l'état stationnaire atteint correspond globalement à un champ de concentration à stratification verticale semblable à celui obtenu par thermodiffusion pure. Si la vitesse est trop grande, le mélange s'homogénéise plus rapidement qu'il ne se différencie et les contrastes de concentration qui pourraient s'établir sont annihilés. Entre ces deux cas extrêmes il existe un domaine où le couplage est optimal et permet une séparation maximale.

b) Pourquoi en milieu poreux ?

La première influence que peut avoir la présence d'un garnissage poreux dans le domaine est un effet stabilisant. En effet, lorsque le fluide imprègne un milieu poreux on ne parle plus de vitesse du fluide proprement dite, mais de vitesse de filtration, dont l'amplitude est beaucoup plus faible qu'en fluide libre. Ceci réduit d'autant les convections parasites, nuisibles à tout processus de séparation.

Une autre raison justifiant l'utilisation d'un milieu poreux est que dans ce cas, on peut extrapoler la configuration étudiée à des milieux naturels. Ceci peut être utile dans la compréhension de phénomènes naturels divers. A titre d'exemple, la zone superficielle de la lithosphère est constituée de roches hétérogènes dont la porosité est éventuellement accrue par les actions tectoniques, et est susceptible d'être imprégnée de liquides qui se saturent forcément au contact des minéraux avoisinants. L'ensemble roche–solution est constamment soumis à des gradients géothermiques.

Toutes les conditions sont donc réunies pour que la diffusion thermogravitationnelle y ait lieu, conduise à des migrations sélectives d'ions et ait pour résultat des enrichissements dans les cavités ou dans les pores des niveaux rocheux inférieurs. Ceci pourrait ainsi expliquer les déplacements d'ions dissous et la formation de gîtes dits "hydrothermaux", métastatiques ou de dépôts fissuraux.

Une dernière raison à l'utilisation d'un garnissage poreux, très importante vis à vis de l'exploitation du phénomène, concerne un contrôle de la convection, donc du couplage. En effet, la présence du garnissage poreux induit des paramètres supplémentaires, liés à la phase solide qui le constitue, permettant un contrôle de la vitesse de convection autres que les dimensions de la cellule ou le gradient thermique appliqué. Ceci permet en particulier d'obtenir expérimentalement plus facilement les conditions optimales de séparation des constituants qu'en fluide libre.

Cependant, la diffusion thermogravitationnelle n'a pas eu jusqu'à présent d'applications industrielles très larges en raison essentiellement de son coût énergétique élevé. Ses applications se trouvent pour l'instant réduites à des cas où les méthodes de séparation classiques sont défaillantes comme en industrie pharmaceutique et nucléaire, ou dans la production d'huiles essentielles.

Il existe toutefois des approches récentes particulièrement intéressantes, comme l'utilisation de la diffusion thermogravitationnelle pour la reconversion des énergies dégradées, dans une préoccupation d'écologie industrielle [132].

Après avoir introduit ces quelques notions d'ordre général, revenons sur la façon dont la diffusion thermogravitationnelle a historiquement trouvé sa place dans le milieu scientifique.

IV.2. Historique de la convection thermosolutale en milieu poreux :

La convection thermosolutale (transfert de masse et chaleur s'opposent ou coopèrent) occupe une place très importante dans les applications industrielles telles que les systèmes d'énergie géothermique, la croissance cristalline où l'on essaie d'obtenir un monocristal à partir d'un mélange fondu, la dynamique du noyau terrestre, siège d'une solidification par ségrégation, l'exploitation des réserves pétrolières, la pollution des sols et la géologie, cela a motivé les chercheurs et industriels à mener des recherches dans ce cadre dont l'objectif principal est de comprendre les différents mécanismes résultants des mouvements convectifs engendrés.

La première étude menée sur le phénomène de convection thermosolutale dans une couche poreuse isotrope horizontale d'extension infinie chauffée par le bas et soumise à un gradient de concentration vertical a été effectué par D. Nield [133]. Cet auteur a déterminé le nombre de Rayleigh critique marquant l'amorcement du phénomène de la convection pour différentes conditions aux frontières. D. Nield a aussi pu montrer que le soluté joue un rôle de stabilisant alors que la chaleur celui d'un déstabilisant. Des écoulements convectifs oscillants peuvent se déclencher à des nombres de Rayleigh inférieurs au nombre de Rayleigh supercritique. Les critères pour l'existence de la convection croissante ou oscillante ont été également dérivés dans cette investigation.

Poulikakos [134] a effectué une étude du phénomène de la convection double-diffusive dans une couche poreuse horizontale en utilisant la loi de Darcy étendue par Brinkman (des effets des contraintes visqueuse sont pris en considération) pour caractériser le mouvement de fluide au sein de cette couche.

Trevisan et Bejan [135] ont étudié théoriquement et numériquement le phénomène de la convection thermosolutale dans une couche poreuse isotrope chouffée et salée par le bas pour des

grands nombres de Rayleigh thermiques. Murray et Chen [136] ont effectué une étude expérimentale du phénomène dans les milieux poreux isotropes à porosité uniforme. Les expériences ont été menées sur un dispositif composé d'une boîte métallique remplie de billes de verre saturées avec de l'eau distillée. Cette boite est soumise à des flux de masse et de chaleur.

Une étude de la convection double diffusive au sein d'une couche poreuse isotrope soumise à des flux uniformes de chaleur et de soluté imposés à la paroi inférieure a été menée par Mamou et al [137] et Amahmid et al [138]. Une bonne concordance a été trouvée dans cette investigation entre les résultats obtenus analytiquement par Sen et al. [139] et numériquement par Alavyoon [140]. Ils se sont focalisés particulièrement au cas où les forces de poussées thermiques et solutales s'opposent et de même intensité.

Dans une étude basée sur la stabilité linéaire, Mahidjiba et al [141] illustrent l'effet des conditions aux limites thermiques et solutales de type Neumann et Dirichlet respectivement, sur la convection thermosolutale dans une cavité rectangulaire horizontale remplie par un milieu poreux isotrope à porosité uniforme. Les auteurs montrent alors qu'il existe trois nombres de Rayleigh critiques, le nombre de Rayleigh supercritique, Rayleigh sur-critique et Rayleigh oscillant.

Ils montrent aussi que pour des conditions aux limites thermique et solutale de type Dirichlet et Neumann respectivement, la structure de l'écoulement convectif est monocellulaire indépendamment de la valeur du rapport de forme pour ($NLe < -1$). Alors que pour un rapport de forme pour ($NLe \leq -1$), l'écoulement est inconditionnellement stable selon la stabilité linéaire.

R. Bennacer et al [142] ont effectué une étude numérique et analytique concernant le transfert combiné de chaleur et de masse dans une cavité rectangulaire remplie par un milieu poreux homogène et présente une anisotropie thermique. Le modèle de Darcy-Brinkman est adopté pour caractériser l'écoulement du fluide dans le milieu poreux.

Bourich et al [143] ont effectué une analyse numérique de la convection double diffusive dans une cavité carrée remplie par un milieu poreux. Des températures et concentrations constantes sont appliquées sur les parois horizontales et verticales respectivement. Il a été démontré que pour un certain nombre de rapports de poussée, supérieur à un N critique, les solutions multiples disparaissent. Par contre, une solution monocellulaire se maintient quand la convection se favorise ($N > 0$) ou s'oppose ($N < 0$). Des corrélations des valeurs critiques, pour lesquelles la transition de l'écoulement monocellulaire naturel vers l'écoulement monocellulaire antinaturelont été proposés.

M.F. El-Amin [144] a examiné l'effet de la double dispersion à savoir, la dispersion thermique et la dispersion solutale, sur le phénomène de la convection thermosolutale. L'extension de Forchheimer de la loi de Darcy a été considérée pour l'équation de mouvement de fluide dans la matrice poreuse. L'effet combiné de la dispersion thermique et la diffusivité solutale sur le profil de la vitesse et sur le transfert de masse et de chaleur dans un milieu poreux Darcien et Non-Darcien pour divers paramètres de contrôle tels que le nombre de Lewis, le nombre de Rayleigh et le rapport des poussée a été illustré.

Les recherche menées dans le phénomène du transfert conjugué de chaleur et de masse dans les milieux poreaux saturé par un fluide non-Newtonien est très important due à leur diverses applications industrielles. Ching-Yang Cheng [145] a étudié le phénomène du transfert de masse et de chaleur par convection naturelle d'une plaque maintenue à des flux de chaleur et de masse variables dans un milieu poreux saturé par un fluide non-Newtonien suivant une loi de puissance. L'auteur a observé que l'existence d'un gradient de pression dans la loi de puissance du fluide

réduit le profil de la vitesse ainsi que le transfert de chaleur et de masse traduit par le nombre de Nusselt et Sherwood respectivement.

Récemment N. Retiel et H. Bougurra [146] ont étudié l'influence du nombre de Rayleigh thermique et du nombre de Lewis sur la structure de l'écoulement et la distribution de la température et de concentration du phénomène de la convection thermosolutale dans une cavité demi-cylindrique horizontale fermée chauffée et salée par la paroi horizontale qui coupe le cylindre verticalement en deux. L'investigation est faite pour différents rapports des poussées des forces themique et solutale N dans le cas où les forces de poussé s'opposent (N<0) ou s'additionnent (N>0), pour un nombre de Prandtl=0,7.D'prés les résultats trouvés, les auteurs ont remarqué que les profils de la température et de la concentration varient considérablement en fonction des nombres de Rayleigh thermique et du nombre de Lewis.

Fu-Yun Zhao et al [147] ont étudié la convection double diffusive dans une cavité rectangulaire d'une extension infinie. La cavité est partiellement chauffée et salée par une des parois verticales, alors que le reste est supposé rigide imperméable et adiabatique. Une série d'expériences numériques a été menée pour différentes valeurs des nombres adimensionnels de contrôle à noter, le nombre de Darcy, Lewis, rapport des poussées et la localisation du segment qui représente la source de la chaleur et le soluté.

Il a été remarqué que la localisation du segment source de chaleur et de concentration influence sur la structure d'écoulement ainsi que sur le taux de transfert de chaleur et de masse. L'augmentation du nombre de Lewis améliore considérablement le taux de transfert de masse et une nette diminution du taux de transfert de chaleur.

IV.2.1. Présentation de l'effet Soret :

Le phénomène physique de thermodiffusion a été initialement découvert par Ludwig [148] qui étudiait en 1856 des solutions sodium-sulfate. En 1879, le scientifique Suisse, Charles Soret [149] a découvert qu'une solution saline, contenue dans un tube où les deux extrémités sont maintenues à des températures différentes, ne reste pas homogène dans sa composition : le sel est plus concentré à proximité de l'extrémité froide que près de l'extrémité chaude du tube.
Le phénomène de thermodiffusion dans les mélanges gazeux a été prédit théoriquement par Enskog [150] en 1911 et indépendamment par Chapman [151] en 1916 et il a été observé expérimentalement par Chapman et Dootson [152] en 1917. Lorsqu'un mélange initialement homogène, constitué d'au moins deux constituants, est soumis à un gradient de température (en l'absence de gravité), on observe une migration relative des constituants les uns par rapport aux autres. Il en résulte la formation d'un gradient de concentration. Cette séparation est appelée : thermodiffusion, effet Ludwig-Soret ou plus simplement effet Soret.

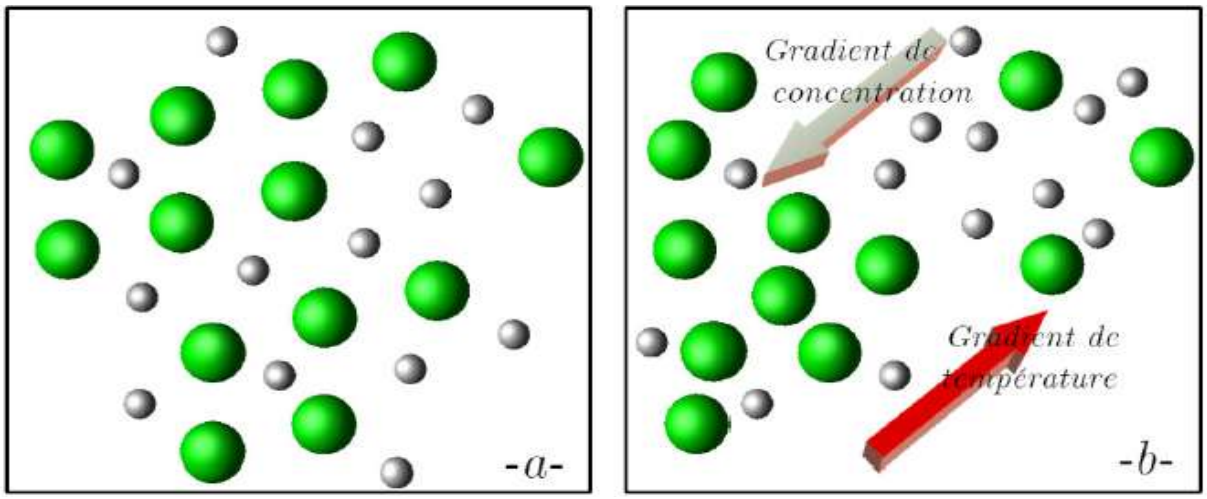


Figure IV.4: représentation stérique de l'effet SORET. - a-Fluide multi-constituant en équilibre.- b-Genèse d'un gradient de concentration sous l'effet du gradient thermique[152]

Pour un mélange binaire, le vecteur densité de flux de masse de l'un des constituants est donné par :

$$\overrightarrow{J_m} = -\rho D \nabla C - \rho D_T F(C) \nabla T \qquad \text{(IV.1)}$$

Le premier terme de cette équation correspond à la loi de diffusion de Fick et le second terme décrit l'effet Soret (effet de thermodiffusion).

Où : ∇C est le gradient de fraction massique induit par le gradient de température ∇T, D le coefficient de diffusion massique, D_T le coefficient de thermodiffusion, $F(C)$ est une fonction particulière de C vérifiant $F(C = 0) = 0$ et $F(C = 1) = 0$.

Ainsi, la plupart des auteurs utilisent $F(C) = C(1 - C)$ et font l'hypothèse que $C(1 - C) \approx C_0(1 - C_0)$ où C_0 est la valeur initiale de la fraction massique.

Notons que cette hypothèse suppose que les variations de la fraction massique autour de C_0 restent faibles et que la validité de cette hypothèse doit être vérifiée dans chaque application. De façon générale, D_T est une fonction de la valeur de la fraction massique comme par exemple dans le cas d'un mélange eauéthanol (Kolonder et al.[153]). D_T est fonction également de la température et peut changer de signe avec T, comme par exemple dans le cas d'un mélange eau-NaCl pour une concentration donnée et pour une température de l'ordre de $12°C$ (Mojtabi et al. [154]). En l'absence de flux massique à l'état stationnaire $\overrightarrow{J_m} = \vec{0}$, le gradient de concentration ∇C est relié au gradient de température par la relation suivante :

$$\nabla C = -\frac{D_T}{D} C_0(1 - C_0) \nabla T \qquad \text{(IV.2)}$$

Le rapport $\frac{D_T}{D}$ est appelé coefficient Soret, S_T. Si $S_T > 0$ et D étant positif, alors ∇C est de signe opposé à ∇T. En d'autres termes, C augmente en s'approchant de la paroi froide de la cavité. La valeur absolue de S_T reste assez faible et ne dépasse généralement pas $10^{-2}\,[K^{-1}]$.

Le gradient de fraction massique induit par l'effet Soret reste faible.

La thermodiffusion conduit à différentes applications, telle que la séparation des isotopes dans des mélanges liquides et gazeux [155], la séparation des polymères [156], les revêtements de surface, etc.. Ce phénomène joue un rôle important dans le processus de croissance cristalline.

L'effet Soret ne peut pas être négligé dans de nombreux procédés industriels. La thermodiffusion gravitationnelle affecte de manière significative la structuration des réservoirs pétroliers [157].

Le phénomène de thermodiffusion joue un rôle crucial dans de nombreux processus naturels, tels que la convection thermohaline dans les océans et le transport de masse à travers les membranes biologiques induit par des petits gradients thermiques dans la matière vivante.

IV.2.2. Intérêt pratique et industriel de l'effet SORET :

Les écoulements monophasiques et multi-constituants interviennent dans de nombreux secteurs industriels. Les combustibles sont en effet souvent stockés sous forme liquide ou solide pour les moteurs à combustion interne ou pour les moteurs fusées. Il est aussi possible de séparer les isotopes d'un même élément. De plus, en couplant la convection naturelle au phénomène de thermodiffusion, il est possible d'accroître notablement le degré de séparation.

La maîtrise de la quantification des écoulements de Benard est très importante aussi pour les métallurgistes lors des traitements thermochimiques des métaux dans les bains salins. Dans un but d'optimisation des coûts de production lors de l'extraction des fluides de gisements par les producteurs pétroliers (extraction à des profondeurs de plus en plus importantes et donc nécessitant des moyens technologiques plus avancées), il est important de connaître de façon précise la distribution des différentes espèces à l'intérieur d'un gisement. Cette distribution s'est établie pendant de longues périodes de formation du gisement et a été principalement influencée par la gravité ainsi que par la distribution des pressions dans le réservoir.

Des moyens importants ont été mis en œuvre afin d'obtenir des modèles thermodynamiques fiables, permettant de restituer de manière correcte la répartition des espèces dans le réservoir. Étant donné qu'il n'est pas possible de négliger l'importante extension verticale d'un gisement, il est très probable que cette répartition soit influencée par la convection naturelle (la gravité est l'une des premières composantes intégrées dans les modèles), mais aussi par le gradient géothermique (gradient de température naturel de la Terre). Ce gradient pourrait être la cause de la migration d'espèces par l'effet SORET. Ce dernier consiste en l'établissement d'un gradient de concentration d'un composant chimique par la présence d'un gradient thermique.est l'existence d'un gradient thermique est cause d'une migration différenciée des espèces. [158]

IV.2.3. Caractéristique de La thermodiffusion:

Le paramètre principal qui caractérise l'influence de la diffusion thermique sur la convection dans un mélange binaire est le facteur de séparation N. Pour un mélange binaire, la masse volumique est fonction de la température et de la fraction massique

$\rho = \rho(T, C)$, on en déduit :

$$\nabla\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_C \nabla T + \left(\frac{\partial\rho}{\partial C}\right)_T \nabla C \qquad \text{(IV.3)}$$

Les gradients thermique et massique supposés sont suffisamment faibles pour que la masse volumique puisse s'écrire sous forme d'un développement linéaire au premier ordre de T et de C :

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_C\beta(C - C_0)] \qquad \text{(IV.4)}$$

Ou β_T, β_C sont respectivement les coefficients d'expansion thermique et massique du fluide binaire :

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_C, \qquad \beta_C = -\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial\rho}{\partial C}\right)_T \qquad \text{(IV.5)}$$

Notons que β_C est positif (négatif) si C est considéré comme la fraction massique du composant le plus léger (plus lourd). β_T est généralement positif à température et pression ordinaire, l'eau en dessous de $4°C$ fait exception. A l'état d'équilibre mécanique stationnaire, le gradient de fraction massique ∇C est donné par la relation (IV.2).

En remplaçant ∇C par son expression dans la relation IV.3 on obtient quand la couche fluide est au repos :

$$\nabla\rho = \rho_0\beta_T\left(1 - \frac{\beta_C}{\beta_T}\frac{D_T}{D}C_0(1 - C_0)\right)\nabla T = -\rho_0\beta_T(1 + N)\nabla\mathrm{T} \qquad \text{(IV.6)}$$

Avec N le facteur de séparation qui peut être également exprimé en fonction du coefficient Soret :

$$N = -\frac{\beta_C}{\beta_T}\frac{D_T}{D}C_0(1 - C_0) = -\frac{\beta_C}{\beta_T}C_0(1 - C_0)S_T \qquad \text{(IV.7)}$$

Le facteur de séparation, N intégre la contribution du gradient de fraction massique aux variations de la masse volumique par rapport à la contribution du gradient de température. Notons que le signe de N est indépendant du choix du constituant de référence : en effet, en changeant comme référence le composant le plus dense au lieu du plus léger,D_T ainsi que β_C vont changer de signe laissant le signe de N inchangé.

On déduit de l'équation (IV.7) que avec N > 0 la variation de la masse volumique est plus marquée lorsque la thermodiffusion, $S_T = D_T/D$, est prise en compte. Alors que, lorsque le facteur de séparation se situe dans la gamme $-1 < N < 0$, la variation de la masse volumique est plus faible.

On montre que pour N > 0, le nombre de Rayleigh critique linéaire associé à l'apparition de la convection dans le problème Rayleigh-Bénard en fluide binaire est plus faible que celui associé au fluide pur dans une cellule infinie horizontale ($Ra_{cr} = 1707.76$), et plus élevé pour $-1 < N < 0$. Ce paramètre adimensionnel est largement utilisé pour décrire la convection dans les systèmes binaires avec la prise en compte de l'effet Soret.[159]

IV.2.4. Nombres sans dimension : [160]

La mécanique des fluides a souvent recours aux nombres sans dimension pour décrire les systèmes étudiés. En effet, cela permet de s'affranchir des propriétés des fluides et de la géométrie des cavités où s'effectuent les écoulements, et ainsi de pouvoir comparer des résultats d'expériences réalisées avec des fluides différents. Il est possible de mettre en évidence les différents nombres sans dimension caractéristiques de la convection thermique à partir de la résolution analytique du problème.

- ***Nombre de Rayleigh*** *:*

Ce nombre caractérise l'importance des phénomènes convectifs. Il exprime le rapport entre les effets de la poussée d'Archimède (forces motrices exercées sur le fluide), et les et les effets dissipatifs (diffusion thermique et diffusion cinématique).

$$Ra = (g\beta_T \Delta T H^3)/va$$

- ***Le nombre de Lewis****:*

Représente le rapport du temps de diffusion massique sur le temps de diffusion thermique.

$$Le = a/D$$

- ***Le nombre de Prandtl*** *:*

Le nombre de Prandtl est le rapport du temps caractéristique de la diffusion thermique sur le temps caractéristique de la diffusion de la quantité de mouvement

$$Pr = \frac{v}{a}$$

Où a est la diffusivité thermique et v la viscosité cinématique. Il caractérise également l'importance relative des deux mécanismes qui pilotent la convection thermique: la diffusion de quantité de mouvement et la diffusion thermique. Plus le nombre de Prandtl est grand, plus le champ thermique est influencé par la cinématique. Inversement plus le nombre de Prandtl est petit plus le champ de vitesse a peu d'influence sur le champ thermique qui s'établit rapidement.

Les nombres de Prandtl associés aux métaux liquides sont très faibles on trouve Pr=0.01 pour le mercure. Les valeurs des nombres de Prandtl pour les huiles varient de l'ordre de 1 à plusieurs milliers. Les gaz et l'eau présentent un Prandtl de l'ordre de l'unité.

IV.3. Conclusion :

Dons ce chapitre nous avons présenté un autre type de transport convectif en milieux fluides ou poreux est la convection double diffusive ou thermosolutale qui se produit en présence de deux composants différents (par exemple la chaleur et la salinité).

La convection thermosolutale est coopérante si les forces de volume d'origine thermique et solutale agissent dans le même sens, dans le cas contraire elle est opposée.

V-Présentation Mathématique du Problème

V.1. Description du problème :

La géométrie du problème considéré est schématisée dans la figure (V.1), il s'agit d'un flux de couche limite magnétohydrodynamique de convection mixte d'un nanofluide incompressible au-delà d'une surface d'étirage semi-infinie incorporée dans un milieu poreux comme indiqué sur la Fig. (V.1)

La surface de la plaque est maintenue à une uniforme température , concentration et fraction volumique de nanoparticules Tw, Cw et ϕw, respectivement, et ces valeurs sont supposées être supérieures aux valeurs ambiantes T∞, C∞ et ϕ∞ respectivement .

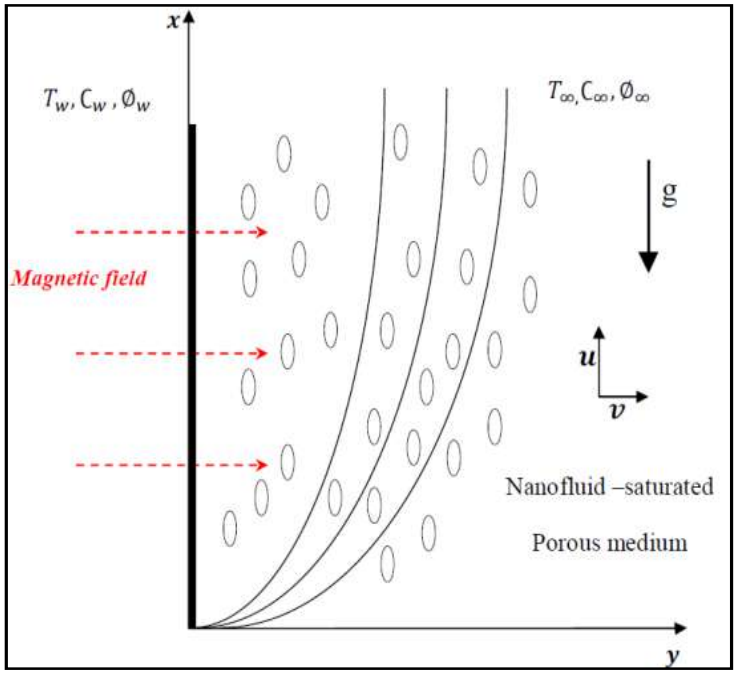


Figure V.1 : Modèle physique

V.2. Hypothèses simplificatrices:

- L'écoulement est supposé laminaire, bidimensionnel (x, y)
- Le fluide étudié est un fluide incompressible.
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.
- Il n'y a ni source de chaleur.

L'approximation d'Oberbeck-Boussinesq et la couche limite pour le nanofluide sont supposées validées. L'équilibre thermique local dans le milieu poreux homogène est également supposé. Il y'a uniquement l'effet du mouvement Brownien et la thermophorèse qui interviennent dans cette configuration.

Sous ces hypothèses, les équations gouvernantes de couches limites hydrodynamique, thermique et massique peuvent être écrites sous la forme dimensionnelle.

V.3. Équations de conservation dimensionnelles :

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

a) Equation de continuité :

$$\nabla \cdot \omega = 0 \qquad \text{(V.1)}$$

Avec ω la vitesse de darcy

b) Equation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\nabla p - \frac{\mu}{k}\omega - \delta B_0^2 u + g\left[\emptyset\rho_p + (1-\emptyset)\left\{\rho_f\left(1-\beta_T(T-T_\infty)-\beta_c(C-C_\infty)\right)\right\}\right] \qquad \text{(V.2)}$$

ρ_f La densité de fluide, ε la porosité, μ La viscosité, K la perméabilité, δ la conductivité électrique, B le champ magnétique appliqué, ρ_p la densité des nanoparticules, βT le coefficient de dilatation volumétrique du fluide, βC coefficient solutal,

c) Equation d'énergie :

$$(\rho c)_m \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c)_f \omega.\nabla T = k_m \nabla^2 T + \varepsilon(\rho c)_p \left[D_B \nabla C \cdot \nabla T + \left(D_T/T_\infty\right)\nabla T \cdot \nabla T\right] \qquad \text{(V.3)}$$

Ici $(\rho c)_m$ la capacité thermique effective, $(\rho c)_f$ La Capacité calorifique du fluide, K_m La conductivité thermique, D_B Le coefficient de diffusion Brownienne, D_T est le coefficient de diffusion thermophorétique.

d) Équation de fraction volumique :

$$\frac{\partial \emptyset}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon}\omega.\nabla\emptyset = D_B\nabla^2\emptyset + \left(D_T/T_\infty\right)\nabla^2 T \qquad \text{(V.4)}$$

e) Equation de transfert de masse :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon}\omega \cdot \nabla C = D_m \nabla^2 C - k(C-C_\infty)^n \qquad \text{(V.5)}$$

D_m le paramètre de diffusivité de masse

Le système d'équations différentielles est de forme suivante d'après la projection selon x et y en utilisant les hypothèses de la couche limite :

a1) Équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad \text{(V.6)}$$

b1) Équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\mu}{k} - \delta B_0^2 u + g[1 - \emptyset_\infty)\rho_{f\infty}\beta_T(T - T_\infty) + \beta_c(C - C_\infty) - (\rho_p - \rho_{f\infty})(\emptyset - \emptyset_\infty)] \qquad \text{(V.7)}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \qquad \text{(V.8)}$$

c1) Équation d'énergie :

$$u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_m \nabla^2 T + \tau\left[D_B \frac{\partial C}{\partial y}.\frac{\partial T}{\partial y} + \left(D_T/T_\infty\right)\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right] \qquad \text{(V.9)}$$

Avec

$$\alpha_m = \frac{k_m}{(\rho c)_f}, \qquad \tau = \frac{(\rho c)_P}{(\rho c)_f} \qquad \text{(V.10)}$$

d1) Équation de fraction volumique :

$$\frac{1}{\varepsilon}\left(u\frac{\partial \emptyset}{\partial x} + v\frac{\partial \emptyset}{\partial y}\right) = D_B\frac{\partial^2 \emptyset}{\partial y^2} + \left(D_T/T_\infty\right)\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \text{(V.11)}$$

e1) Équation de transfert de masse :

$$\frac{1}{\varepsilon}\left(u\frac{\partial C}{\partial x} + v\frac{\partial C}{\partial y}\right) = D_m\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} - k(C - C_\infty)^n \qquad \text{(V.12)}$$

V.4. Condition aux limites dimensionnelles :

Les conditions aux limites sont :

$v = 0, T = T_w, C = C_w, \emptyset = \emptyset_w$ à $y = 0$

$u = U_\infty, T \to T_\infty, C \to C_\infty, \emptyset \to \emptyset_\infty$ lorsque $y \to \infty$

Le système d'équations pourra etre simplifié en introduisant les transformations de similarité suivantes:

$$\eta = \frac{y}{x}Pe_x^{1/2}, \quad f(\eta) = \frac{\Psi}{\alpha_m Pe_x^{1/2}}, \quad \theta(\eta) = \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty}, \quad \varphi(\eta) = \frac{C - C_\infty}{C_w - C_\infty}, \quad S(\eta) = \frac{\emptyset - \emptyset_\infty}{\emptyset_w - \emptyset_\infty} \qquad \text{(V.13)}$$

Alors le système des équations peut être réduit à :

$$f'' = \frac{Ra_x}{Pe_x}[\theta' + Nc\varphi' - NrS'] \cdot \frac{1}{(1+M)} \qquad (V.14)$$

$$\theta'' + \frac{1}{2}f\theta' + NbS'\theta' + Nt(\theta')^2 = 0 \qquad (V.15)$$

$$S''+\frac{1}{2}Lef'S'+\frac{Nt}{Nb}\theta'' = 0 \qquad (V.16)$$

$$\frac{1}{Le_m}\varphi'' + \frac{1}{2}f\varphi' - \gamma\varphi^n = 0 \qquad (V.17)$$

Les conditions aux limites deviennent :

$\eta = 0, \quad f = 0, \quad \theta = 1, \quad \emptyset = 1, \quad \varphi = 1$
$\eta \to \infty, \quad f' = 1, \quad \theta = 0, \quad \emptyset = 0, \quad \varphi = 0,$

- Nb : Paramètre d'un mouvement Brownien : $Nb = \frac{\varepsilon(\rho c)_p D_B(C_\omega - C_\infty)}{(\rho c)_f \alpha_m}$
- Nt : paramètre de thermophorèse : $Nt = \frac{\varepsilon(\rho c)_p D_T(T_\omega - T_\infty)}{(\rho c)_f \alpha_m T_\infty}$
- Nr : représente un taux de flottabilité de nanoparticule : $Nr = \frac{(\rho_p - \rho_{f\infty})(C_\omega - C_\infty)}{\rho_{f\infty}\beta_T(T_\omega - T_\infty)(1-C_\infty)}$
- Nc : représente un taux de flottabilité régulier : $Nc = \frac{\beta_c(C_\omega - C_\infty)}{\beta_T(T_\omega - T_\infty)}$
- Ra_x: nombre de Darcy-rayleigh local $Ra_x = \frac{(1-C_\infty)kg\beta_T(T_\omega - T_\infty)x}{\rho_{f\infty}\mu\alpha_m}$
- Pe_x: nombre de Péclet locale $Pe_x = \frac{U_\infty x}{\alpha_m}$
- Le : nombre de Lewis : $Le = \frac{\alpha_m}{\varepsilon D_B}$
- Le_m : nombre de Lewis régulier : $Le_m = \frac{\alpha_m}{\varepsilon D_m}$
- M : paramètre magnétique : $M = \frac{\delta B_0^2 k}{\mu}$

V.5. Détermination du nombre de Nusselt et Sherwood :

On a le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel utiliser pour caractériser le transfert thermique entre un fluide et une paroi «transfert convectif», définie par :

$$Nu_x = \frac{xq_w}{k(T_w - T_\infty)}$$

Où q_w est le flux de chaleur de la paroi et k est la conductivité thermique du milieu poreux.

Le nombre de Sherwood utilisé pour caractériser le transfert de masse défini par :

$$(pe_x)^{-1/2} Sh_x = -\emptyset'(0).$$

q_m est le flux de masse de la paroi.
En utilisant les variables sans dimension, on obtient les nombres réduits correspondants

$$(pe_x)^{-1/2} Nu_x = -\theta'(0)$$

$$(pe_x)^{-1/2} Sh_x = -\emptyset'(0)$$

Ici $(pe_x)^{-1/2} Nu_x$ et $(pe_x)^{-1/2} Sh_x$ sont identifies comme le nombre de Nusselt réduit et le nombre de Sherwood réduit qui sont représentés par $-\theta'(0)$ and $-\emptyset'(0)$ respectivement.

V.6. Conclusion :

Une fois les équations régissant le problème posé, avec les conditions aux limites associées, et mises sous leurs formes adimensionnelles, et étant donné leurs présentations sous forme d'équation ou dérivées partielles ne peuvent pas prétendre à une résolution analytique directe, nous avons donc opté pour une résolution numérique en utilisant le Matlab.

VI - Etude numérique d'un fluide clair sous MHD et en DD

VI.1. Introduction

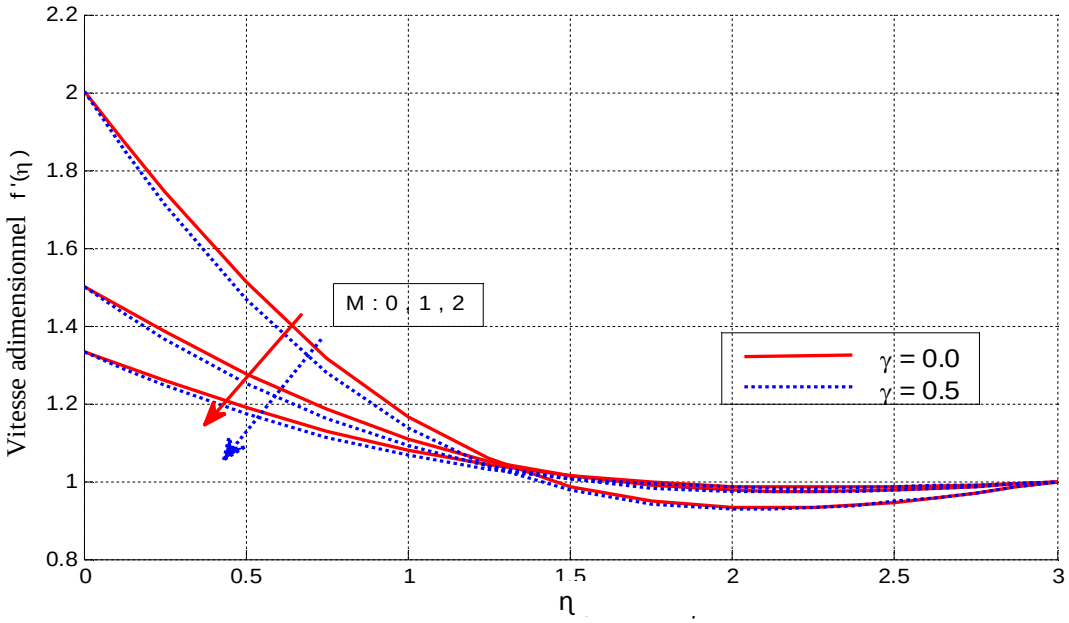
Dans ce chapitre nous proposons une étude numérique des phénomènes de transport se produisant dans un fluide clair soumis à un champ magnétique et d'une réaction chimique.

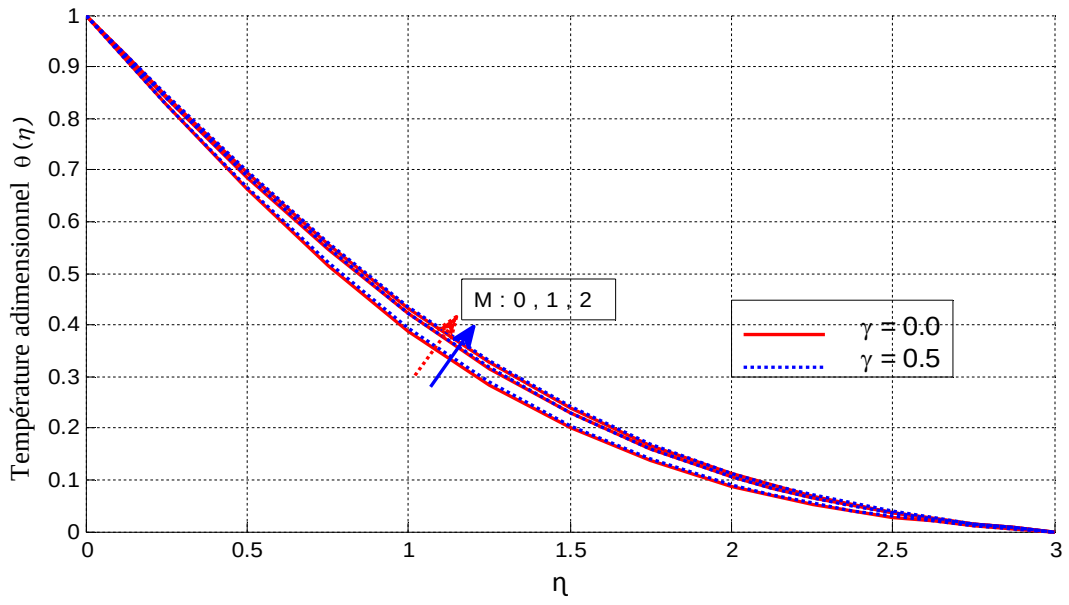
Nous étudions l'influence des paramètres adimensionnels, en nous appuyant sur les résultats de la simulation numérique. Un ensemble représentatif des résultats graphiques ont été obtenu et discuté pour l'influence de certains paramètres sur la vitesse adimensionnelle $f'(\eta)$, la température $\theta(\eta)$ et la concentration $\varphi(\eta)$ pour diverses conditions paramétriques.

VI.2. Résultats et discussion :

VI.2.1. Effet de champ magnétique :

La figure VI.1 montre l'effet du paramètre magnétique sur la vitesse, la température et la concentration nanoparticules en présence et en l'absence de réaction chimique.





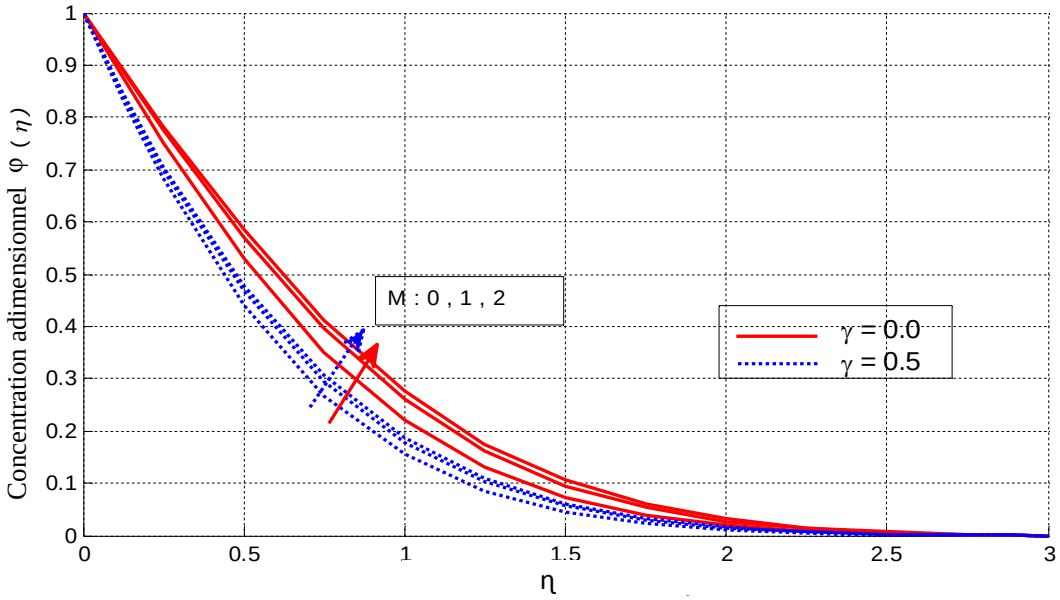
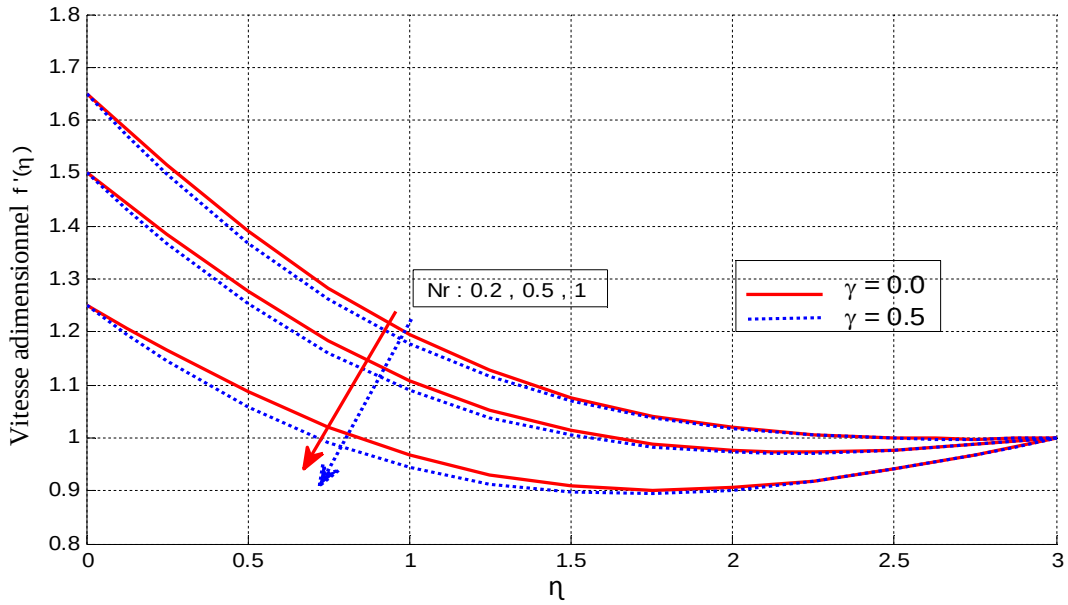


Figure VI.1 Effets de M sur a la vitesse, b la température, c la concentration pour Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1.

On voit que la vitesse diminue, alors que la température et la concentration du fluide augmentent avec l'augmentation du paramètre magnétique. Ceci est dû au fait que l'application d'un champ magnétique sur la convection selon la direction y entraîne des changements importants sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur et réduit considérablement les vitesses.

VI.2.2. Effet de taux de flottabilité:

L'effet de taux de flottabilité sur la vitesse, la température, et la concentration du nanofluide est illustré au figure VI.2 On voit que la vitesse diminue mais la température et la concentration augmentent avec l'augmentation du paramètre de rapport de flottabilité.



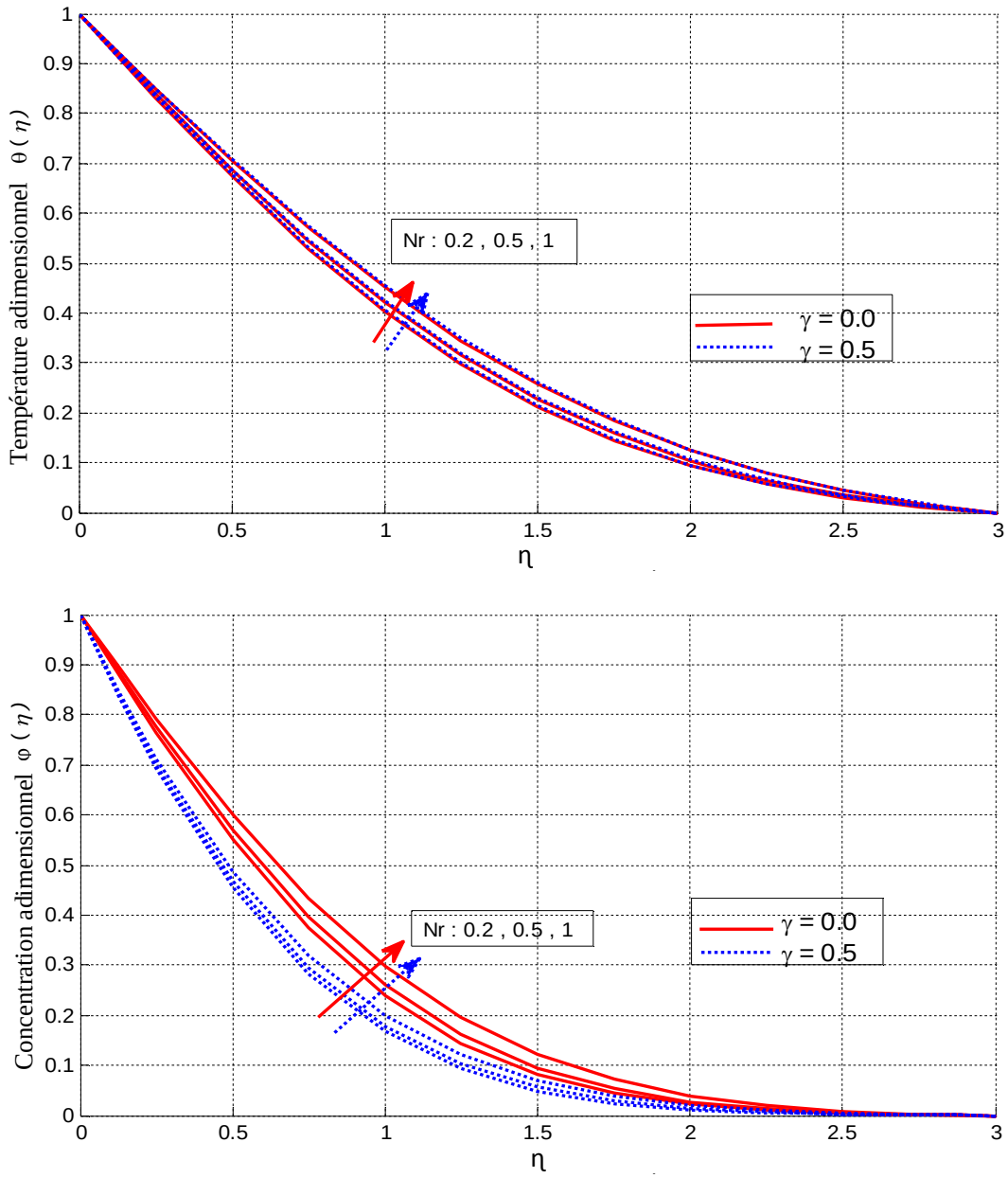


Figure VI.2 Effets de Nr sur a la vitesse, b la température ,et c la concentration avec M = 1, Rax / Pex = 1, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2 , n = 1.

VI.2.3. Effet de taux de flottabilité régulière :

L'influence du paramètre de taux de flottabilité régulière peut être vue sur la Figure VI.3. Il est clair qu'avec une augmentation du paramètre Nc, la vitesse augmente alors que la température et la concentration diminuent. Nous pouvons également noter que l'augmentation du paramètre de réaction chimique entraîne une diminution de la vitesse et de la concentration du fluide sans changements significatifs dans la température.

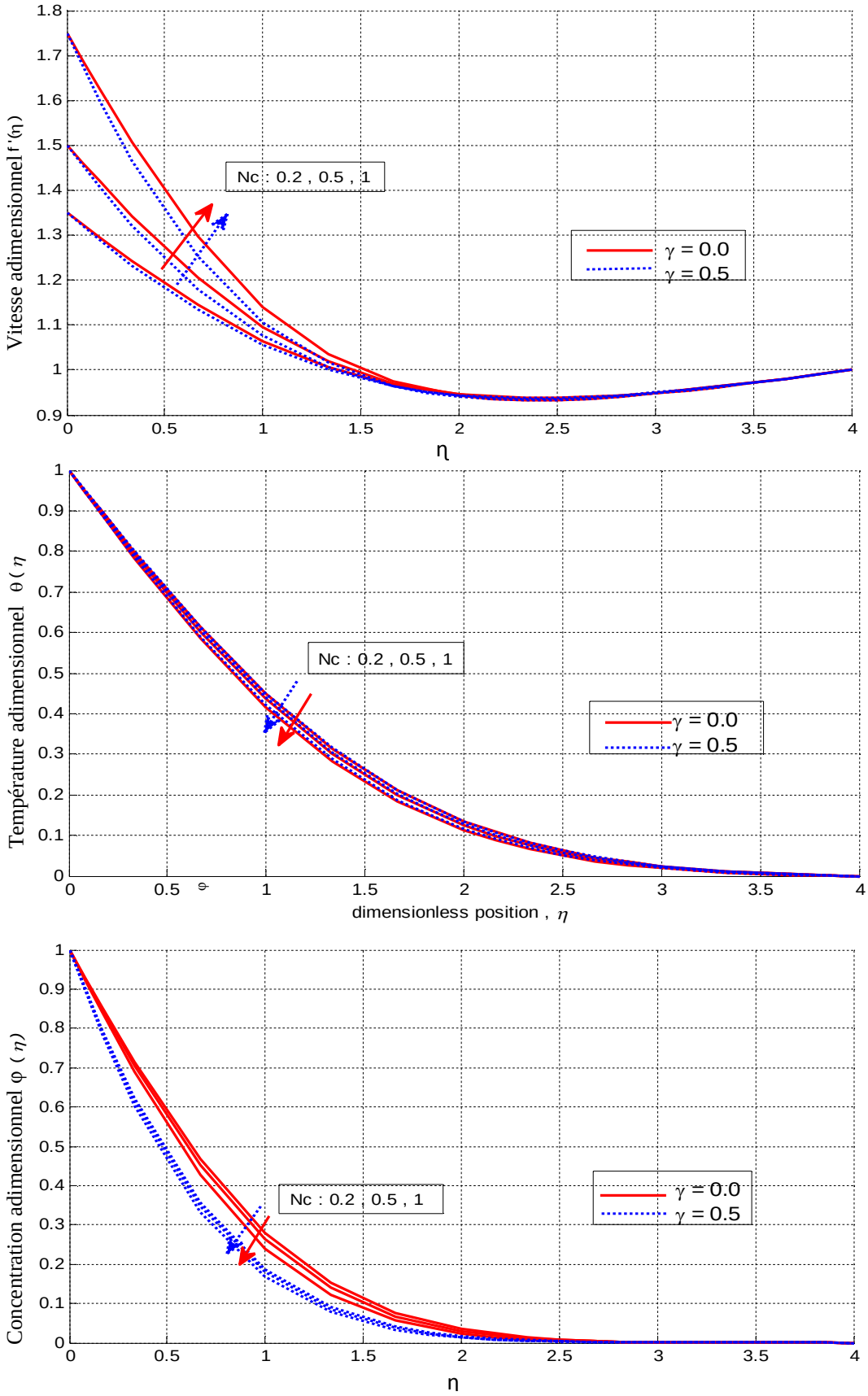
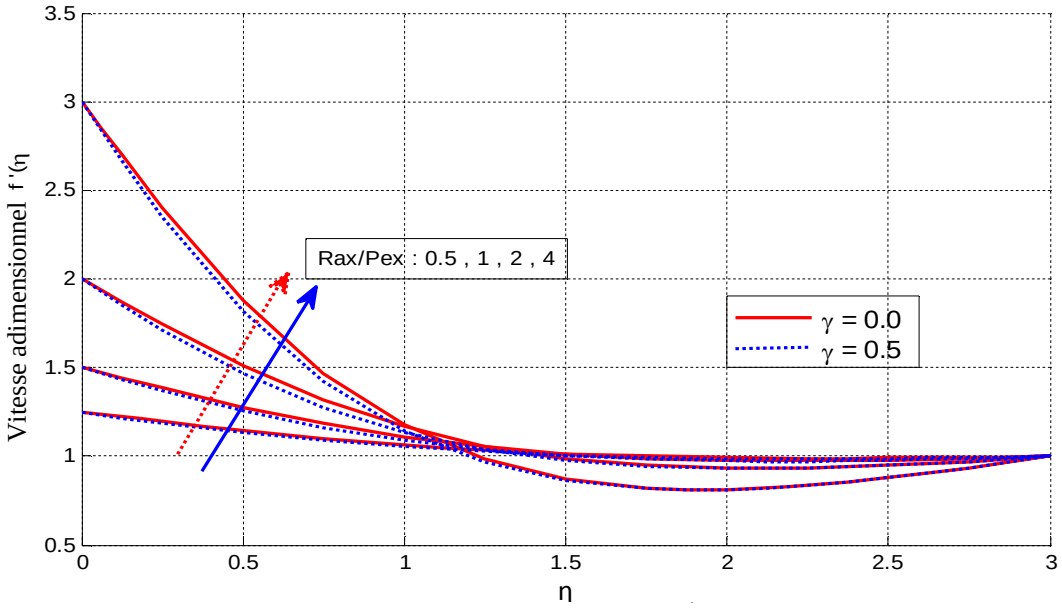


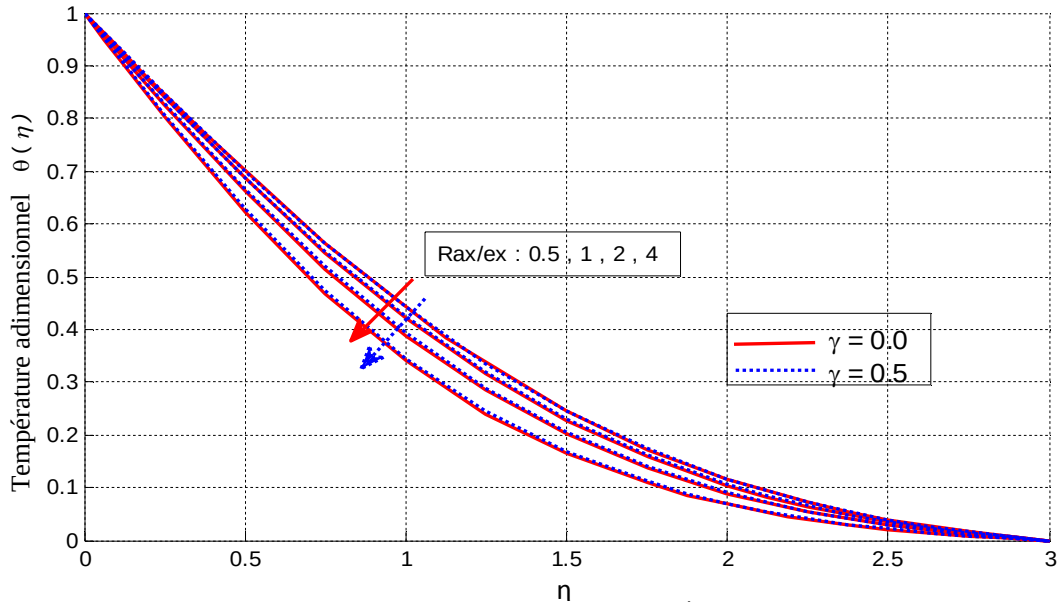
Figure VI.3 Effets de Nc sur a la vitesse, b la température et c la concentration avec M = 1, Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Le = 10, Lem = 2 , n = 1.

VI.2.4. Effet du paramètre de convection mixte:

La figure VI.4 représente l'influence du paramètre de convection mixte sur la vitesse, la température, et la concentration du fluide avec ($\gamma = 0{,}5$) ou sans ($\gamma = 0{,}0$) réaction chimique.

En l'absence de réaction chimique, on voit que la vitesse augmente et la température et la concentration du nanofluide diminuent avec l'augmentation de Rax/Pex. Lorsque $\gamma = 0{,}5$ on observe que la vitesse et la concentration diminuent. Dans ce cas, il n'y a pas de changements significatifs dans la température de fluide.





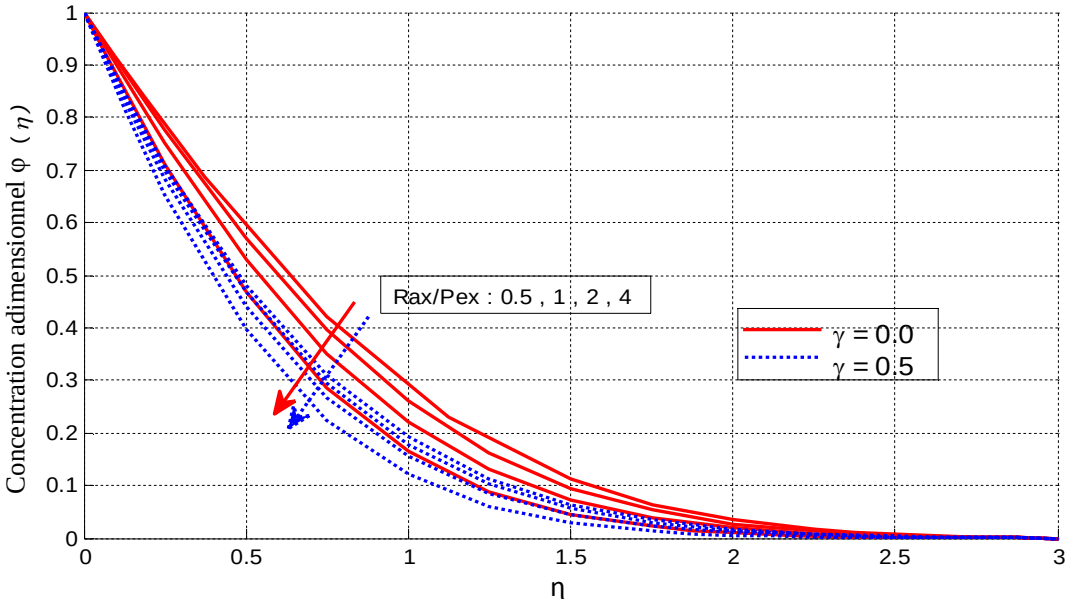
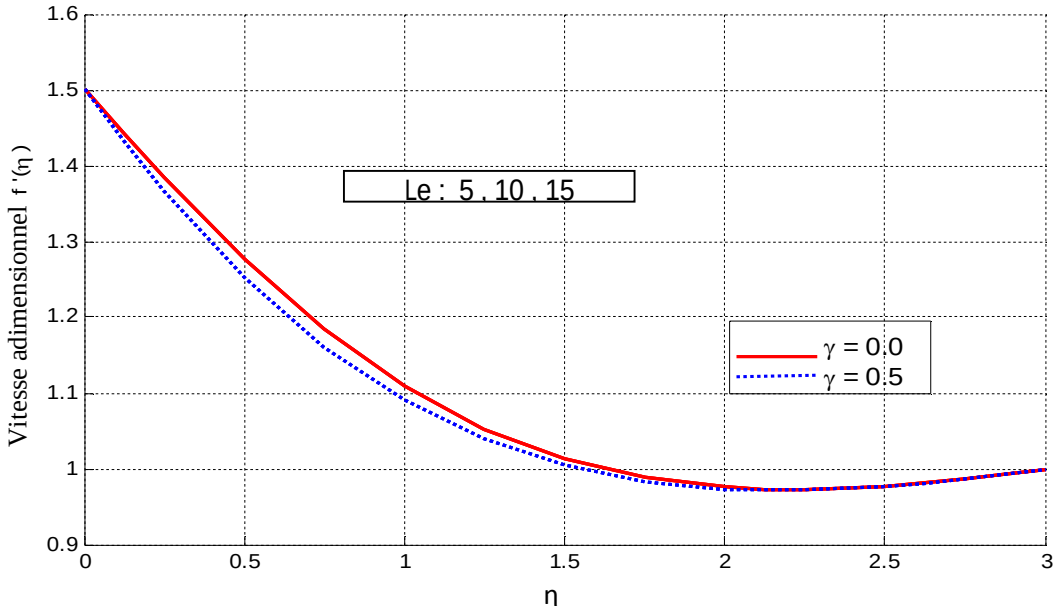


Figure VI.4 Effets de Rax / Pex sur a la vitesse,b la température et c la concentration pour M = 1, Nc = 0,5, Nr = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1.

VI.2.5. Effet de nombre de Lewis :

La figure VI.5 présente des profils typiques de la vitesse et de la concentration du nanofluide pour différentes valeurs de nombre de Lewis en présence et en l'absence de réaction chimique. Lorsque Le augmente il na aucun effet sur la vitesse et la concentration du fluide sans oublier que la présence de la réaction chimique diminue ces dernière.



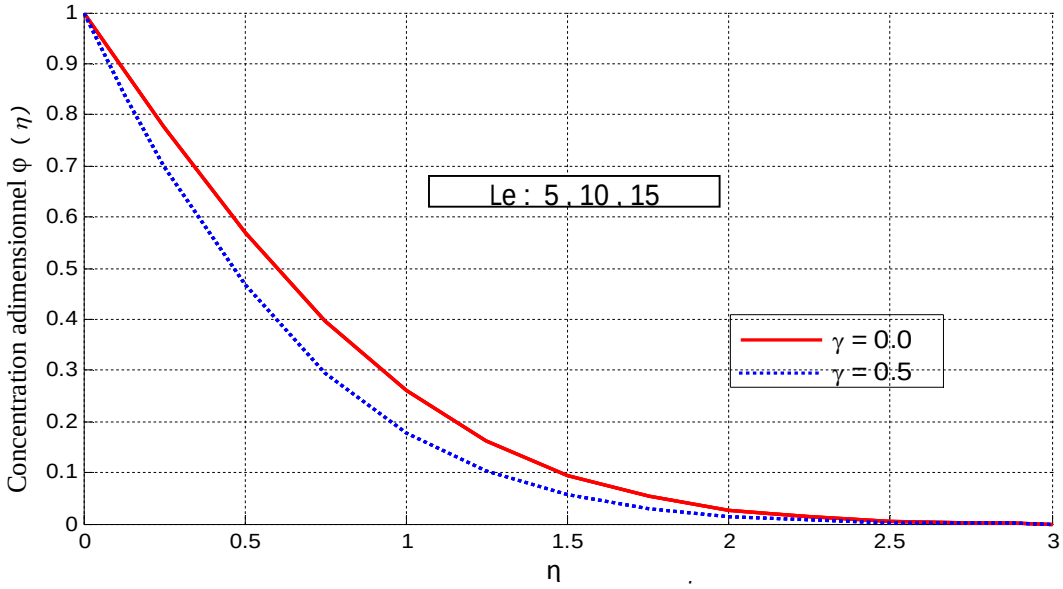


Figure VI.5 Effets de Le sur av la vitesse, b la concentration pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Lem = 2, n = 1.

VI.2.6. Effet de nombre de Lewis régulier :

L'effet du paramètre de nombre de Lewis régulier sur la vitesse de fluide est représenté dans la figure VI.6. On voit que la vitesse diminue avec l'augmentation de nombre de Lewis régulier. On peut également noter que la présence de la réaction chimique diminue la vitesse de fluide.

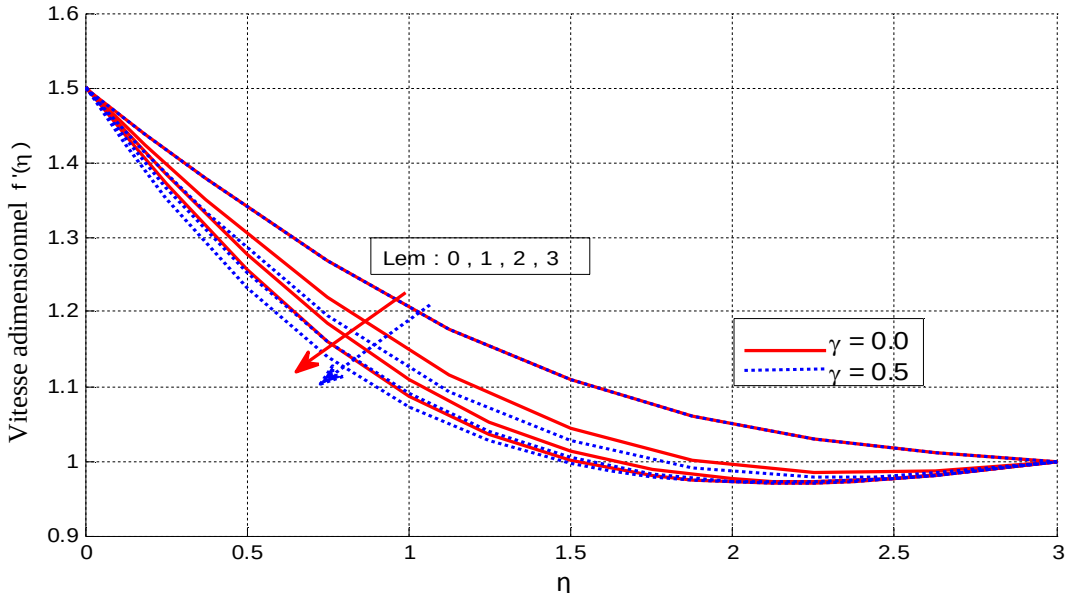


Figure VI.6 Effets de Lem sur la vitesse de fluide pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, n = 1.

VI.2.7. Effet d'ordre de la réaction chimique:

L'influence du paramètre n peut être vue sur la figure VI.7. l'existence de la réaction chimique conduit a l'augmentation de la vitesse et la concentration si n augmente.

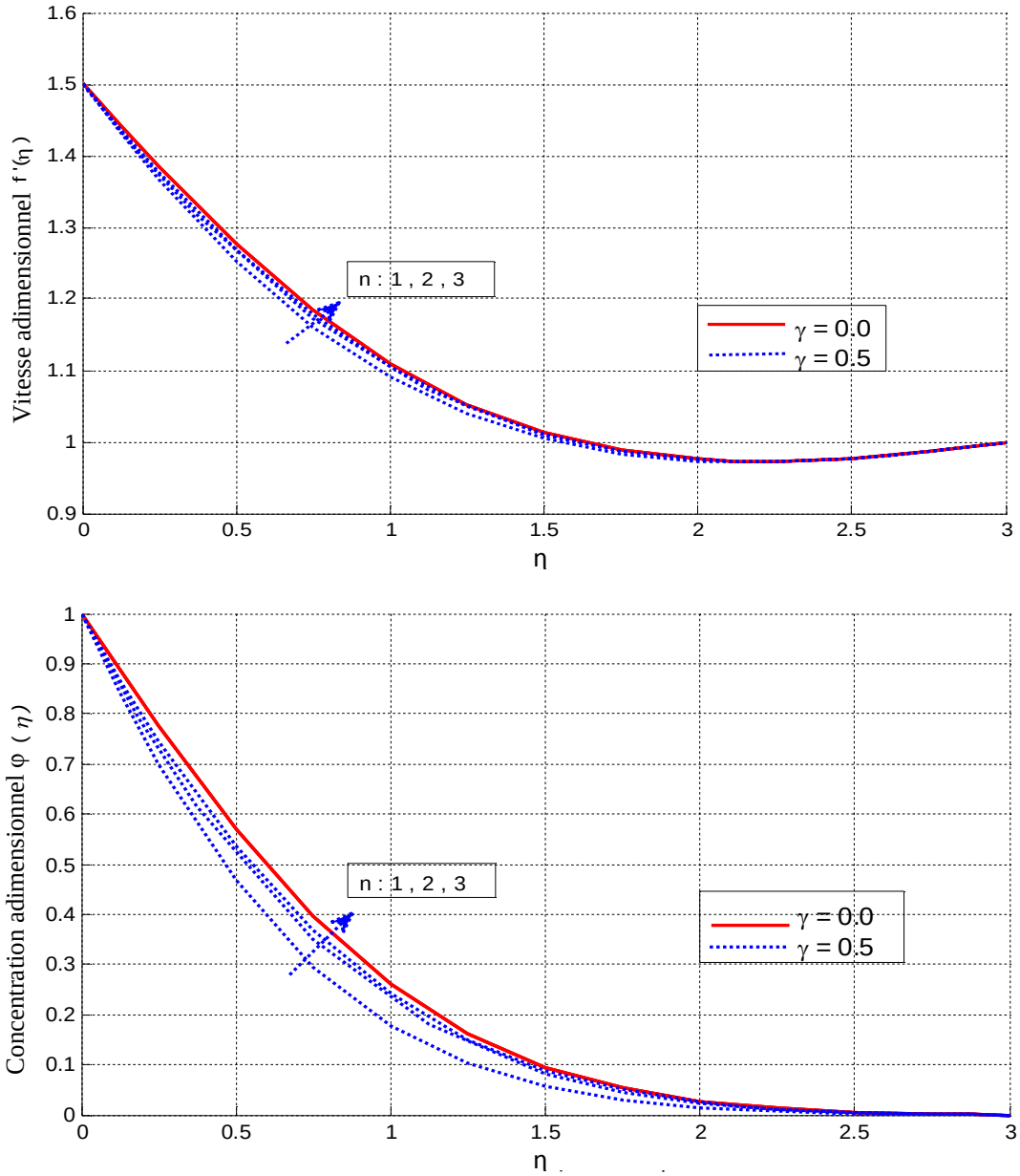


Figure VI.7 Effets de n sur a la vitesse et b la concentration pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2.

VI.3. Conclusion:

Nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à étudier effet de MHD et de la réaction chimique sur une surface d'étirement maintenue dans un milieu poreux saturé par un fluide.
Une étude numérique effectuée et un ensemble des résultats ont été obtenus.
D'une façon générale on peut conclure que:

Lorsqu'un fluide conducteur électrique s'écoule en présence de champ magnétique,

- L'application de ce champ réduit considérément la vitesse.
- L'augmentation de nombre de Lewis n'a aucun effet sur la vitesse et la concentration de fluides.

VII-Etude numérique d'un nanofluide dans un milieu poreux sous MHD et en DD

VII.1.Validation du programme :

Afin de tester l'exactitude de nos résultats, les résultats obtenus sont comparés aux résultats de Puneet Rana et al. [161] pour le nombre de Nusselt réduit $Nu_x/Pe_x^{1/2} = -\theta'(0)$ et le nombre de Sherwood réduit $Sh_x/Pe_x^{1/2} = -S'(0)$. Négligeant les effets de M, Nc, Lem, n et γ. Nous remarquons que la comparaison montre un excellent accord.

Tableau VII.1.comparaison des résultats pour le nombre de Nusselt réduit et le nombre de Sherwood réduit avec Nt = 0,5; Nr = 0,5; et α = π / 6.

		$Nu_x/Pe_x^{½} = -\Theta'(0)$				$Sh_x/Pe_x^{½} = -S'(0)$			
		Nb=0.5		Nb=1.0		Nb=0.5		Nb=1.0	
Le	Ra_x/Pe_x	Puneet [21]	Present study	Puneet [21]	Present study	Puneet [21]	Present study	Puneet [21]	Present study
5	0.3	0.3331	0.3300	0.2179	0.2224	1.3424	1.3465	1.3856	1.3895
	0.5	0.3453	0.3421	0.2260	0.2311	1.3952	1.3998	1.4439	1.4480
	1	0.3742	0.3708	0.2559	0.2516	1.5194	1.5250	1.5803	1.5850
15	0.3	0.3169	0.3123	0.1982	0.2012	2.3935	2.4031	2.4089	2.4173
	0.5	0.3300	0.3252	0.2066	0.2098	2.4992	2.5094	2.5187	2.5273
	1	0.3609	0.3554	0.2366	0.2299	2.7461	2.7575	2.7741	2.7835

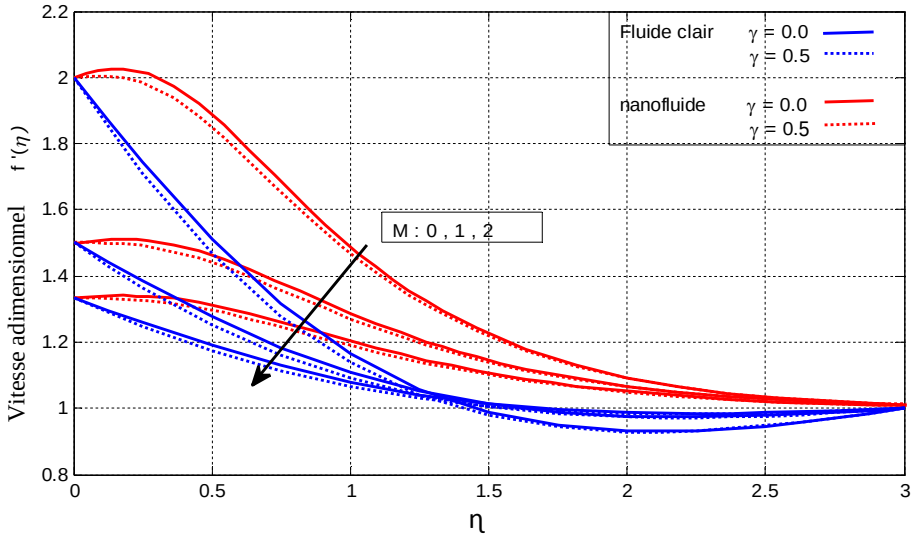
VII.2.Résultats et discussion :

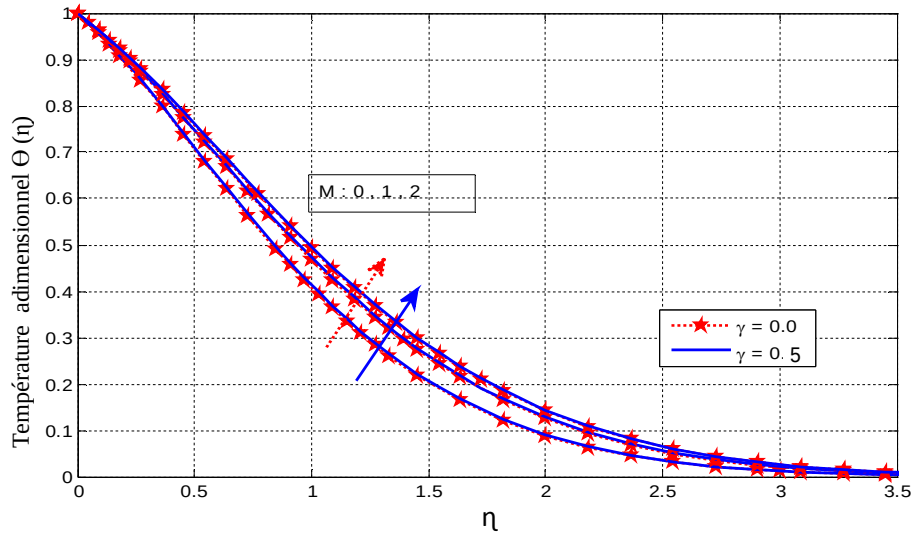
Une étude paramétrique a été réalisée et un ensemble représentatif des résultats graphiques a été obtenu et discuté pour L'influence du paramètre magnétique, la thermophorèse, le mouvement brownien, le taux de flottabilité, le taux de flottabilité régulier, le paramètre de convection mixte, le nombre de Lewis et le nombre de Lewis régulier sur la vitesse adimensionnelle $f'(\eta)$, la température $\theta(\eta)$ et la concentration $\varphi(\eta)$ ainsi que la fraction volumique $S(\eta)$ pour diverses conditions paramétriques.

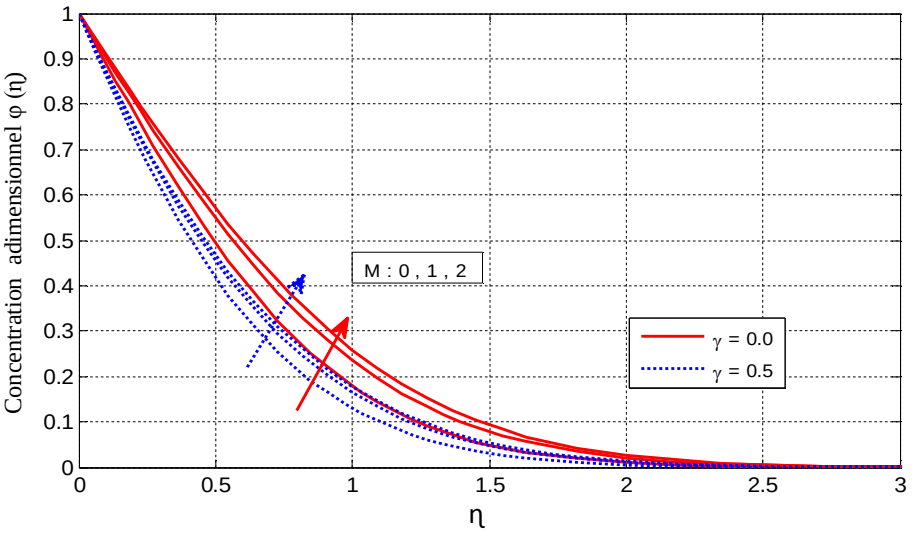
VII.2.1. Effet de champ magnétique :

La figure VII.2 présente des profils typiques de la vitesse, de la température, de la fraction volumique des nanoparticules et de la concentration du nanofluide pour différentes valeurs de la force magnétique en présence et en l'absence de réaction chimique. Dans les deux cas, la vitesse du fluide diminue, alors que la température, la fraction volumique des nanoparticules et la concentration du nanofluide augmentent.

L'effet d'un champ magnétique transversal est de donner naissance à une force de type résistif appelée force de Lorentz. Cette force a tendance à ralentir le mouvement du fluide et à augmenter sa température, la fraction volumique des nanoparticules et les profils de concentration. l'effet de l'augmentation de γ conduit à une diminution de la vitesse et de la concentration des nanofluides.


Fluide clair
γ = 0.0
γ = 0.5
nanofluide
γ = 0.0
γ = 0.5
M : 0 , 1 , 2
Vitesse adimensionnel f '(η)
η


M : 0 , 1 , 2
γ = 0.0
γ = 0. 5
Température adimensionnel Θ (η)
η


M : 0 , 1 , 2
γ = 0.0
γ = 0.5
Concentration adimensionnel φ (η)
η

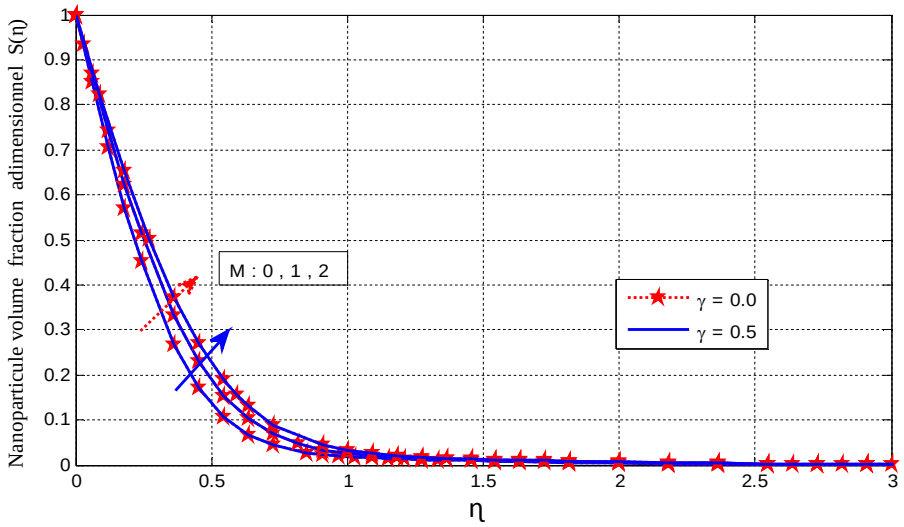


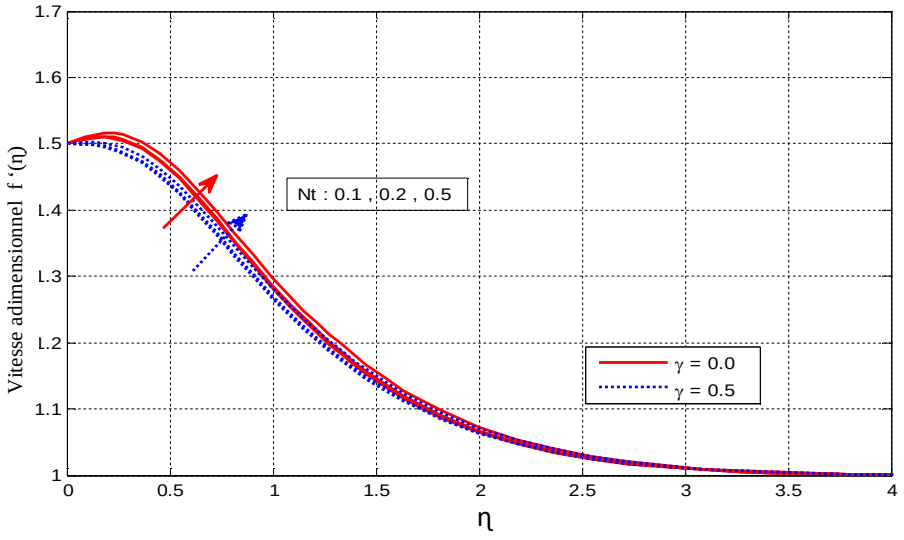
Figure VII.1 Effets de M sur a la vitesse , b la température, c la concentration et d la fraction volumique des nanoparticules pour Rax / Pex = 1, Nt = 0,2, Nb = 0,5, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1.

VII.2.2. Effet de paramètre de thermophorèse :

La figure VII.2 montre l'effet du paramètre thermophorétiques Nt sur la vitesse, la température et les profils de fraction volumique de nanoparticules en présence et en l'absence de réaction chimique.

Si γ = 0,0 On observe que la vitesse, la température et la fraction volumique du nanofluide augmentent avec l'augmentation du paramètre thermophorétique.

Si γ = 0,5, la vitesse diminue. Le gradient de température génère une force thermophorétique qui crée un écoulement rapide à partir de cette surface. De cette façon, plus de fluide chauffé est éloigné de la surface et par conséquent, la température augmente lorsque Nt augmente. On peut noter que la présence de réaction chimique diminue la concentration en nanoparticules alors qu'il n'y a pas de changement significatif dans cette concentration lorsque Nt augmente.



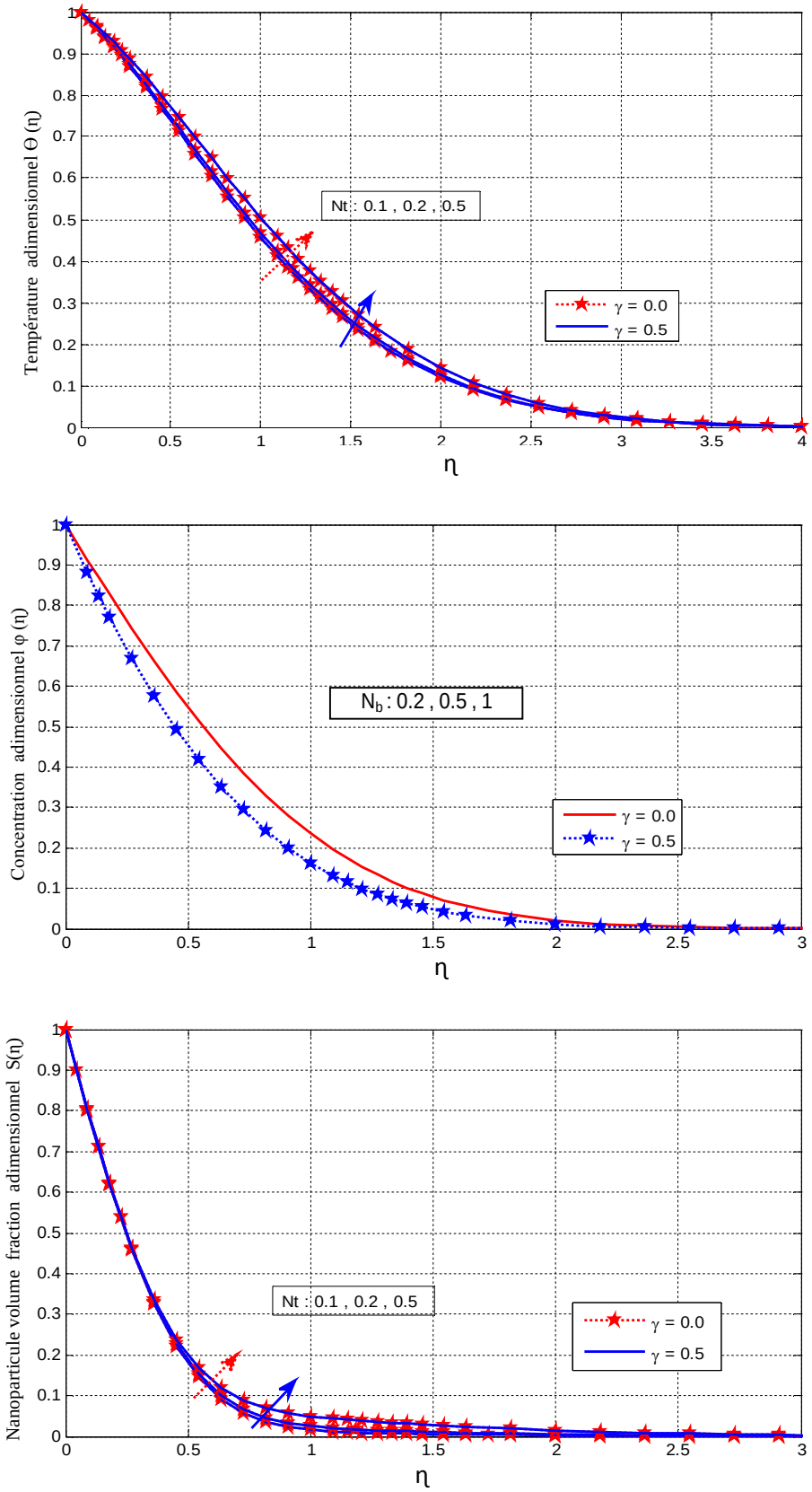
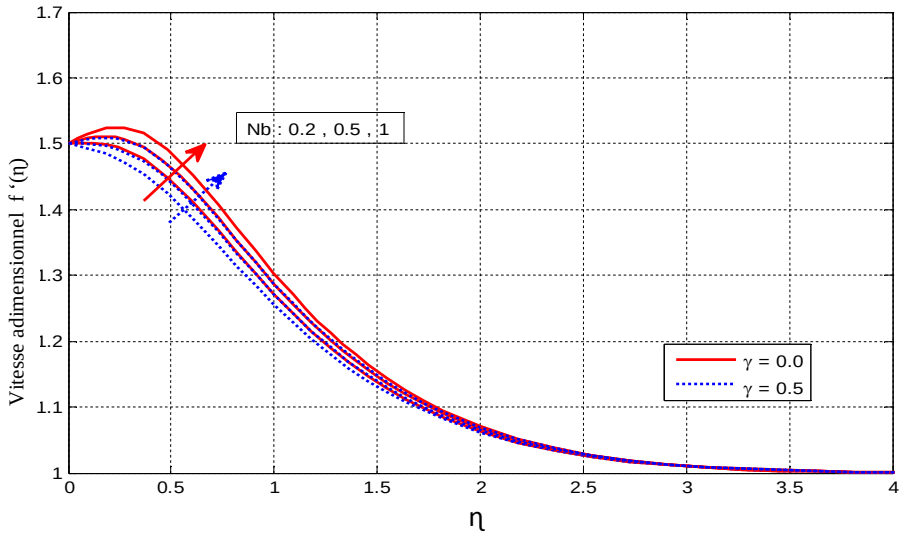


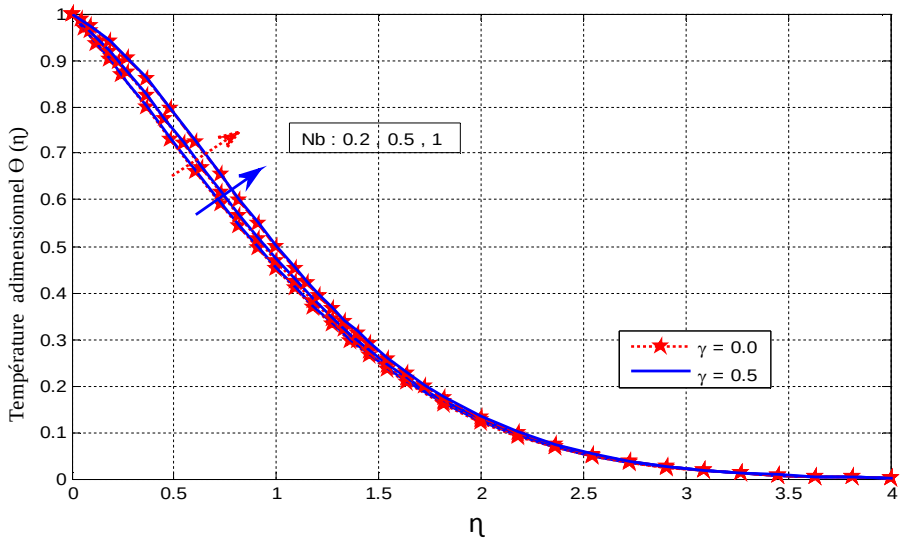
Figure VII.2 Effets de Nt sur a la vitesse, b la température, c la concentration et d la fraction volumique de nanoparticules pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1.

VII.2.3. Effet de mouvement Brownien :

On voit que la vitesse et la température augmentent avec l'augmentation du mouvement brownien des nanoparticules et la fraction volumique des nanoparticules diminue alors qu'il n'y a pas de changements significatifs dans les profils de concentration.

Ceci est dû au fait qu'une augmentation de Nb conduit à augmenter le mouvement aléatoire des nanoparticules ce qui améliore la collision des particules résultant de l'augmentation de la température qui en dernier ressort explique la baisse de concentration. Il est intéressant de noter qu'en présence de réaction chimique, la vitesse et la concentration en nanoparticules diminuent.





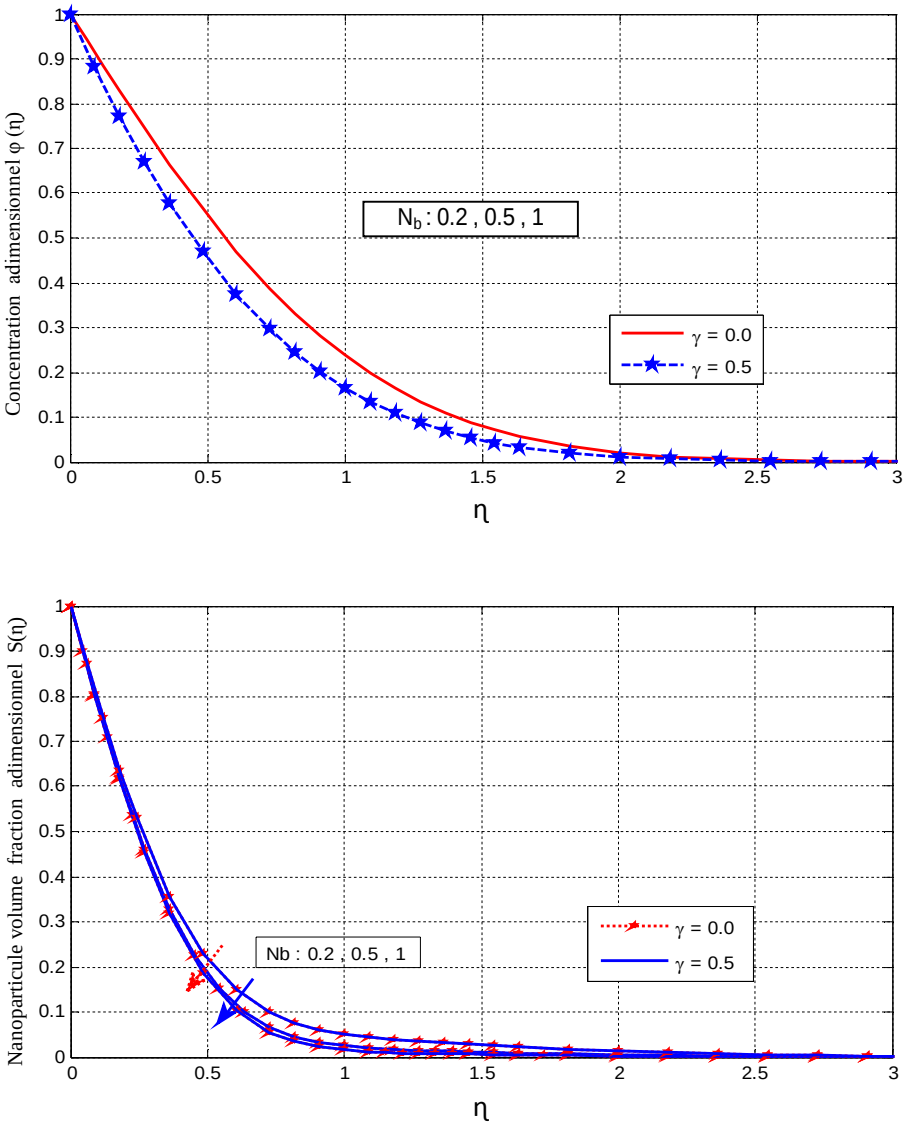
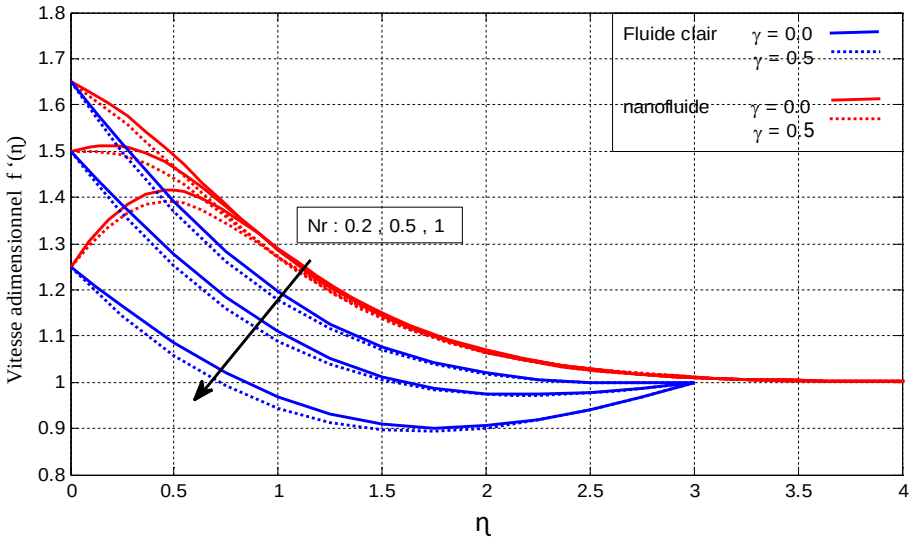


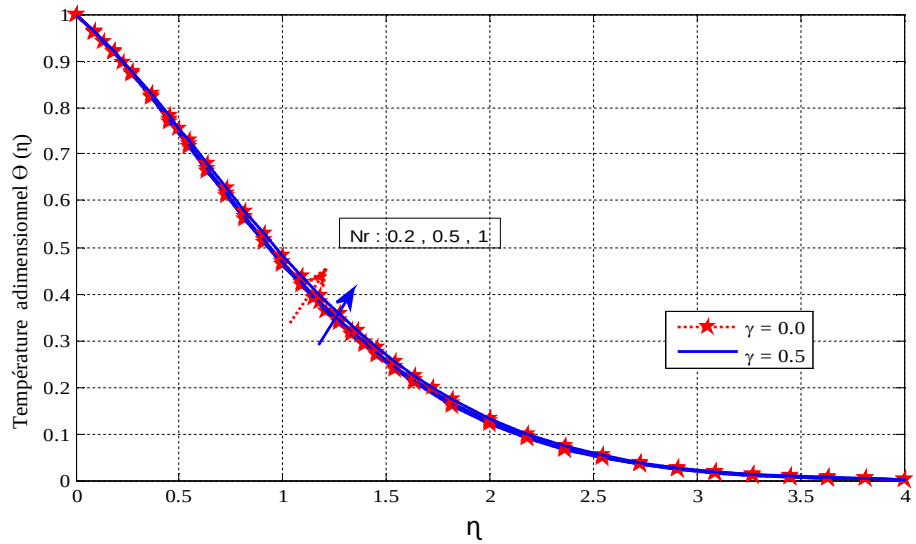
Figure VII.3 Effets de Nb sur a la vitesse, b la température, c la concentration et d la fraction volumique de nanoparticule pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1.

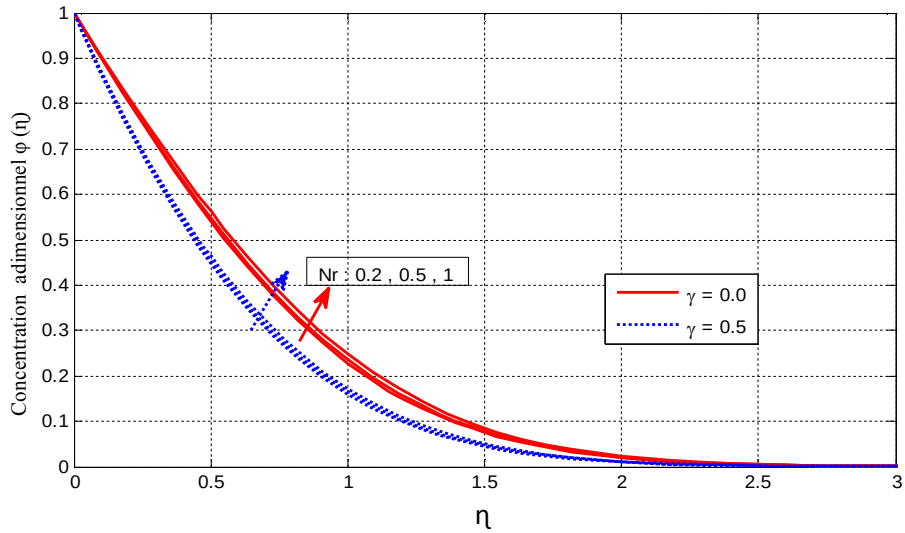
VII.2.4. Effet de taux de flottabilité de nanoparticules

La figure VII.4 représente l'influence du paramètre du taux de flottabilité sur la vitesse, la température, la fraction volumique des nanoparticules et la concentration du nanofluide avec (γ = 0,5) ou sans (γ = 0,0) réaction chimique.

En l'absence de réaction chimique, on voit que la vitesse diminue et la température, la fraction volumique des nanoparticules et la concentration du nanofluide augmentent avec l'augmentation du taux de flottabilité des nanoparticules Nr. Lorsque γ = 0,5 on observe que la vitesse et la concentration diminuent. Dans ce cas, il n'y a pas de changements significatifs dans la température et la fraction volumique des nanoparticules de nanofluide.


Fluide clair
γ = 0.0
γ = 0.5
nanofluide
γ = 0.0
γ = 0.5
Nr : 0.2 , 0.5 , 1
Vitesse adimensionnel f '(η)
η


Nr : 0.2 , 0.5 , 1
γ = 0.0
γ = 0.5
Température adimensionnel Θ (η)
η


Nr : 0.2 , 0.5 , 1
γ = 0.0
γ = 0.5
Concentration adimensionnel φ (η)
η

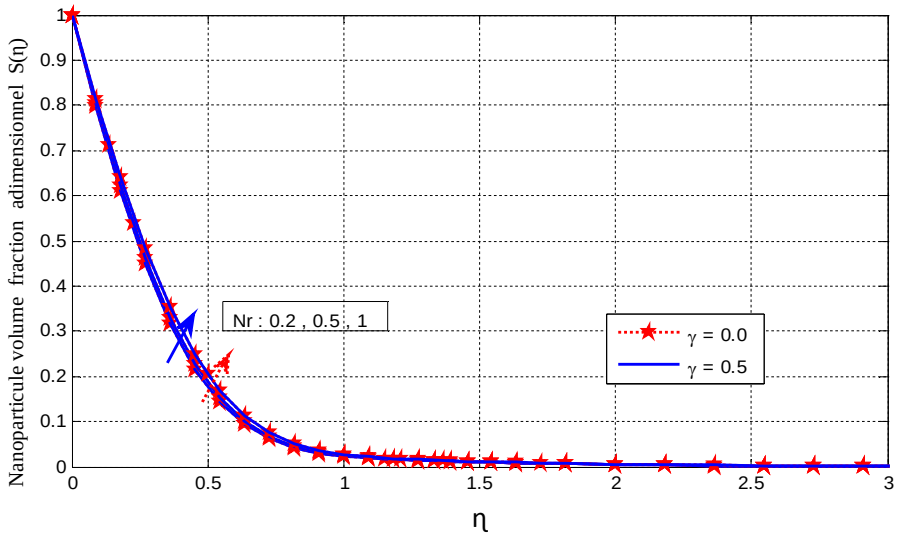
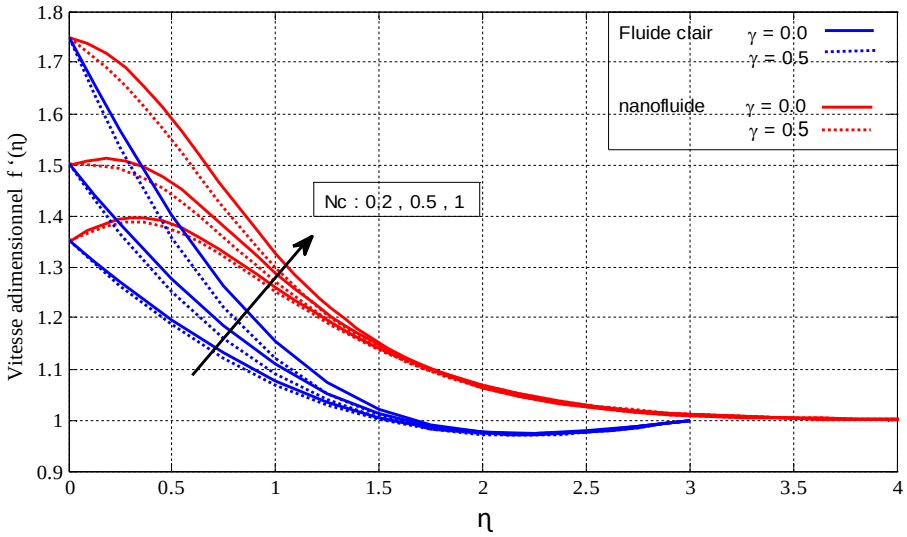


Figure VII.4 Effets de Nr sur a la vitesse, b la température ,c la concentration et d la fraction volumique des nanoparticules d M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2 , n = 1.

VII.2.5. Effet de taux de flottabilité régulière :

L'effet de taux de flottabilité régulier sur la vélocité, la température, la fraction volumique des nanoparticules et la concentration du nanofluide est illustré à la figure VII.5. On voit que si γ = 0,0, la vitesse augmente mais la température, la fraction volumique des nanoparticules diminue avec l'augmentation du paramètre de rapport de flottabilité régulier. Ceci est attribué à la vitesse accrue près de la paroi lorsque Nc augmente et améliore donc à la fois les processus de transfert de chaleur et de masse. Nous pouvons noter que la présence de réaction chimique diminue la vitesse et la concentration de la nanoparticule.



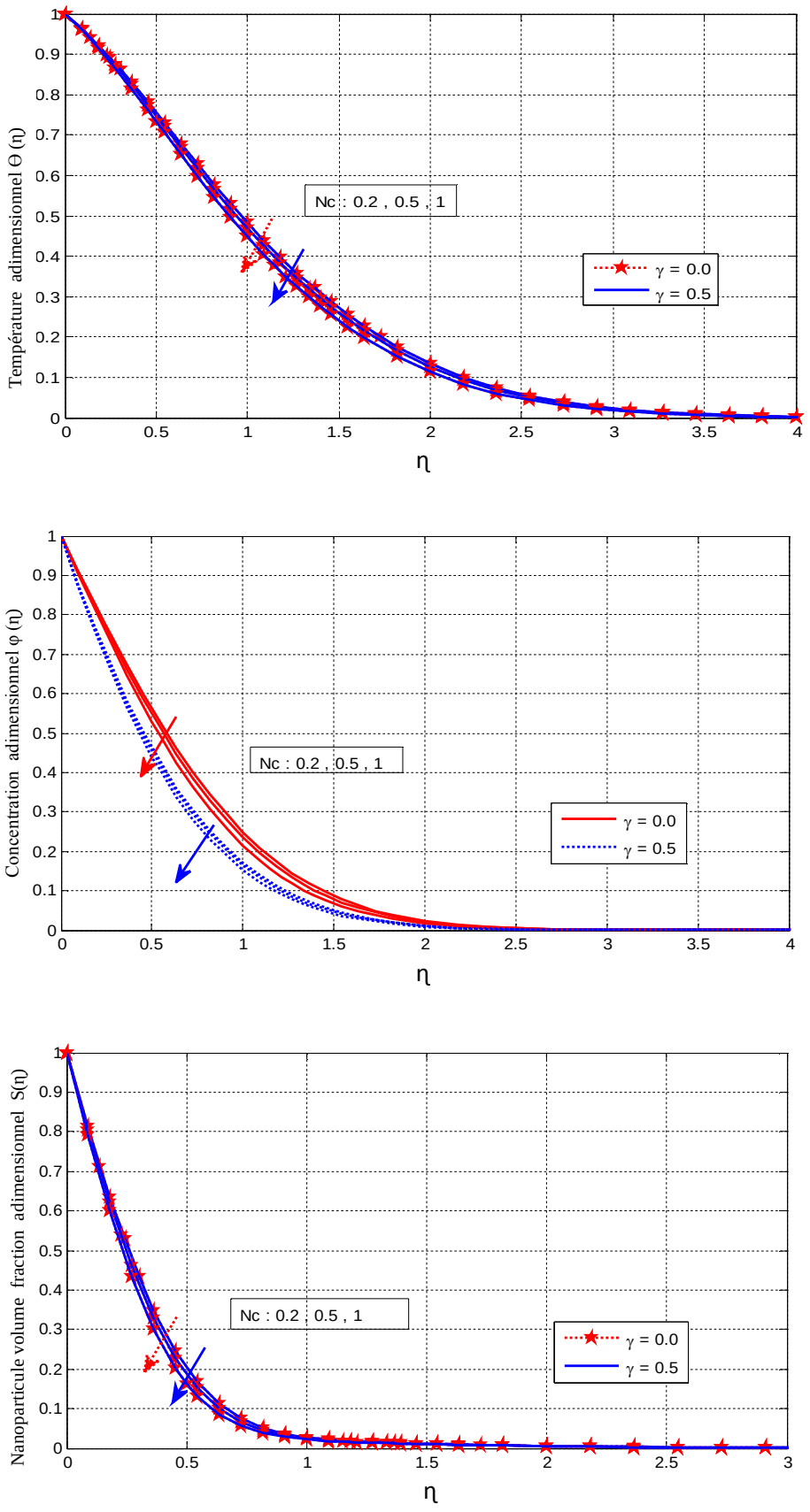
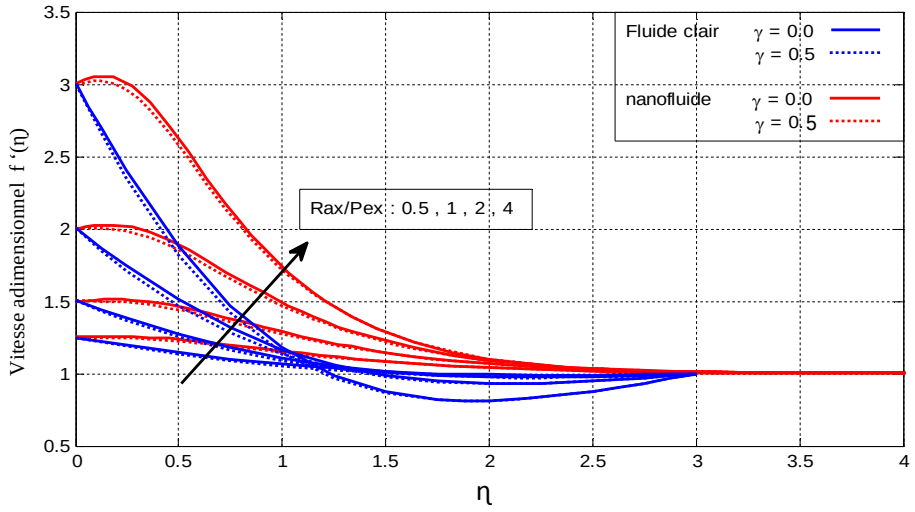
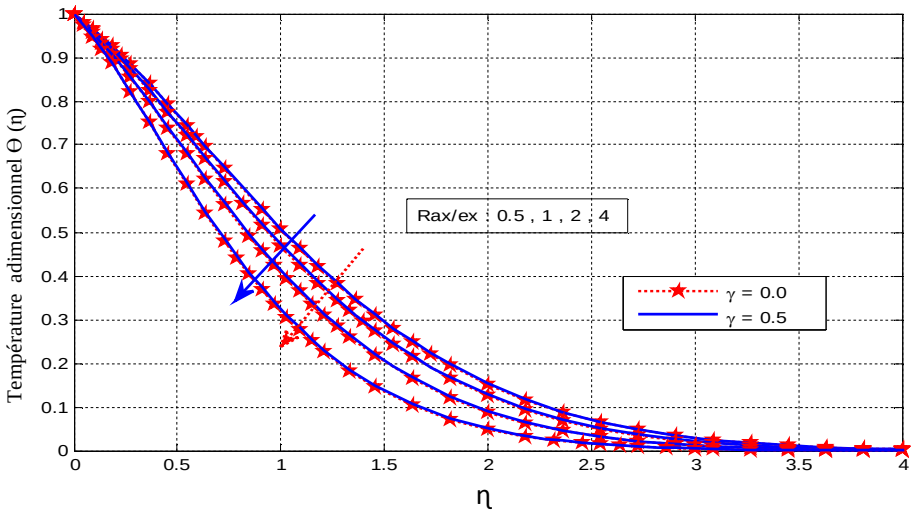


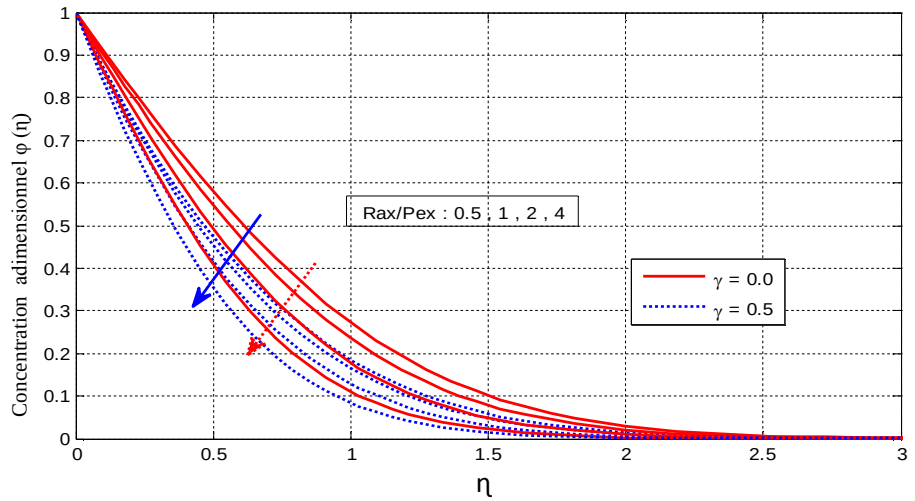
Figure VII.5 Effets de Nc sur a la vitesse, b la température , c la concentration et d la fraction volumique des nanoparticules d M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Le = 10, Lem = 2 , n = 1.

VII.2.6. Effet du paramètre de convection mixte:

L'influence du paramètre de convection mixte peut être vue sur la figure VII.6. Il est clair qu'avec une augmentation du paramètre Rax / Pex, la vitesse augmente alore que la température, la fraction volumique des nanoparticules et la concentration diminuent. Nous pouvons également noter que l'augmentations du paramètre de réaction chimique entraînent une diminution de la vitesse et de la concentration du nanofluide sans changements significatifs dans la température et la fraction volumique des nanoparticules.







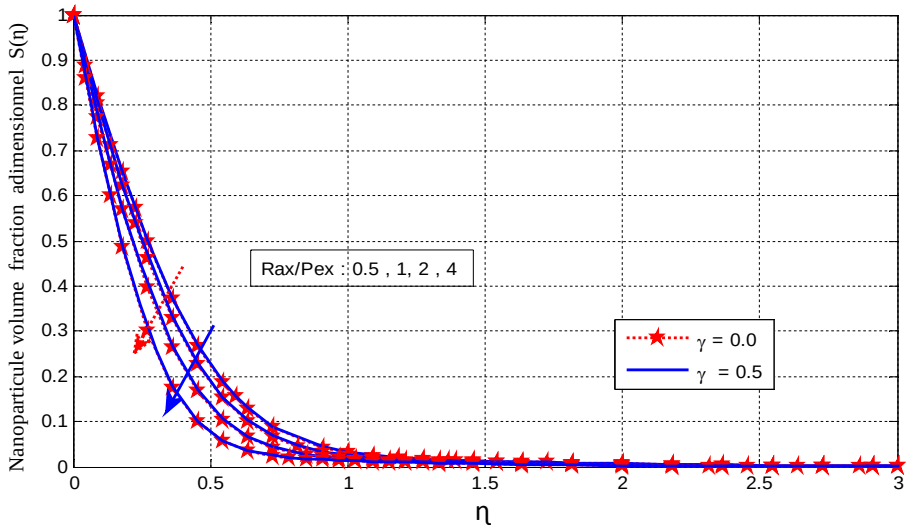
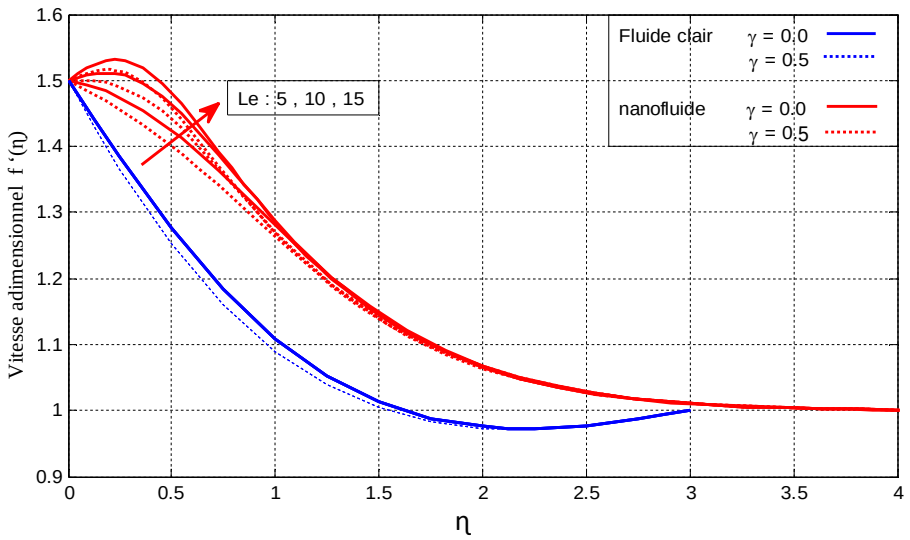


Figure VII.6 Effets de Rax / Pex sur a la vitesse,b la température, c la concentration et d la fraction volumique des nanoparticules pour M = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nc = 0,5, Nr = 0,5, Le = 10, Lem = 2, n = 1.

VII.2.7. Effet de nombre de Lewis :

L'effet du paramètre de nombre de Lewis sur la vitesse, la température et la fraction volumique de nanoparticules est représenté dans la figure VII.7. Pour γ = 0,0 lorsque le paramètre Le augmente, la vitesse augmente mais la température et la fraction volumique des nanoparticules diminuent. D'autre part, il n'y a pas de changements significatifs dans la concentration lorsque Le augmente. Il est intéressant de noter que la présence de réaction chimique n'affecte que la vitesse dont la décroissance avec l'augmentation du paramètre γ.



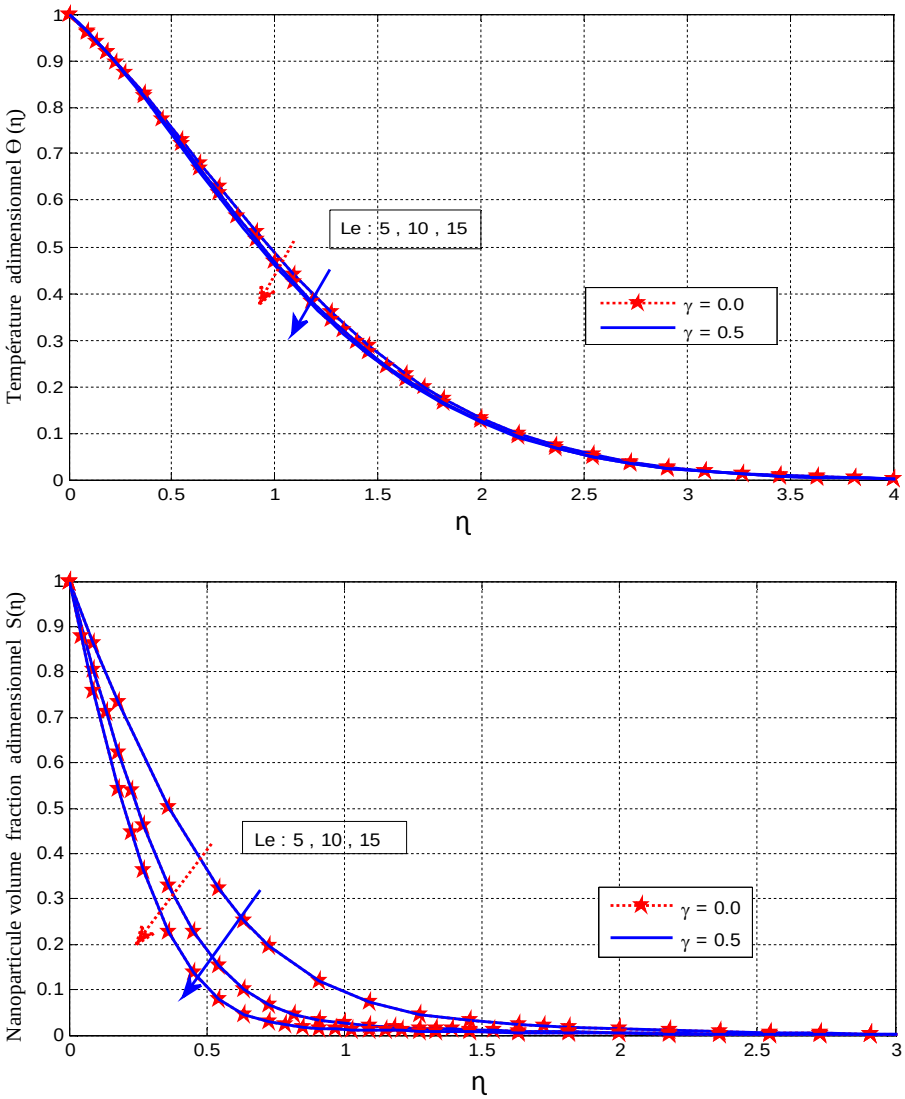


Figure VII.7 Effets de Le sur av la vitesse, b la température et c la fraction volumique des nanoparticules c pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Lem = 2, n = 1.

VII.2.8. Effet de nombre de Lewis régulier :

L'effet du paramètre de nombre de Lewis régulier sur les profils de vitesse, de température et de concentration est représenté sur la figure VII.8. Avec l'augmentation du paramètre de Lewis régulier, la vitesse et la concentration diminuent, mais le profil de température augmente peu sensible. Ce comportement peut être dû au fait que l'augmentation du nombre implique que la dispersion de masse est moins prononcée que la dispersion de la chaleur et pour ce système particulier, il en résulte un plus grand gradient de concentration près du mur lorsque Le nombre est plus grand. Nous pouvons également noter qu'avec l'augmentations du paramètre de nombre de Lewis régulier aucun changement significatif dans la fraction de volume de nanoparticule. on voit que la présence de réaction chimique n'affecte que les profils de vitesse et de concentration dont avec l'augmentation du paramètre γ.

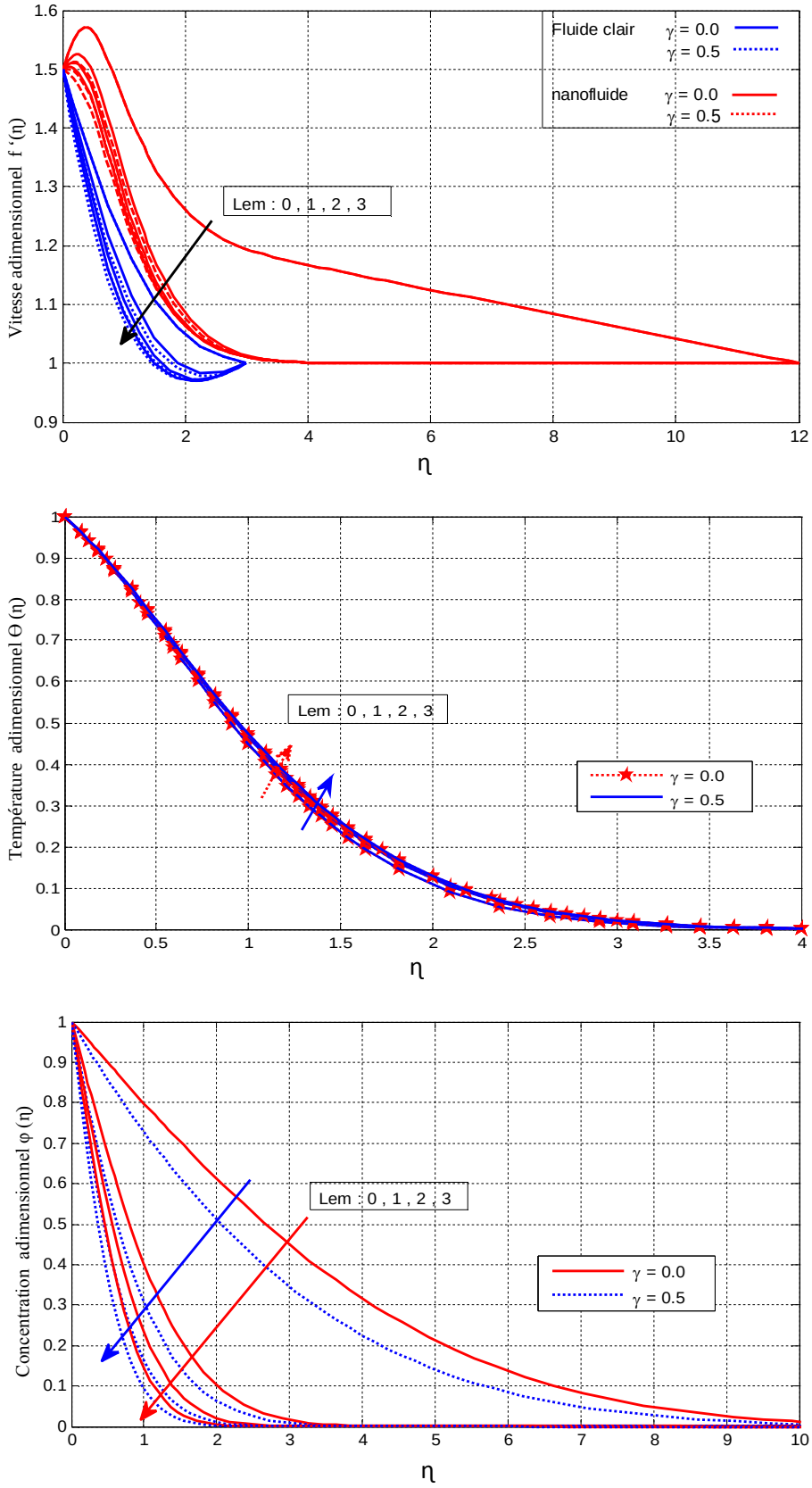


Figure VII.8 Effets de Lem sur a la vitesse, b la température et c la concentration pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, n = 1 .

VII.2.9. Effet d'ordre de la reaction chimique:

La figure VII.9 est préparée pour étudier l'effet de l'ordre du paramètre de réaction chimique n sur la vitesse et la concentration. On voit que l'augmentation de n augmente seulement la vitesse et la concentration, mais il n'a aucun effet sur la température et la fraction volumique des nanoparticules.

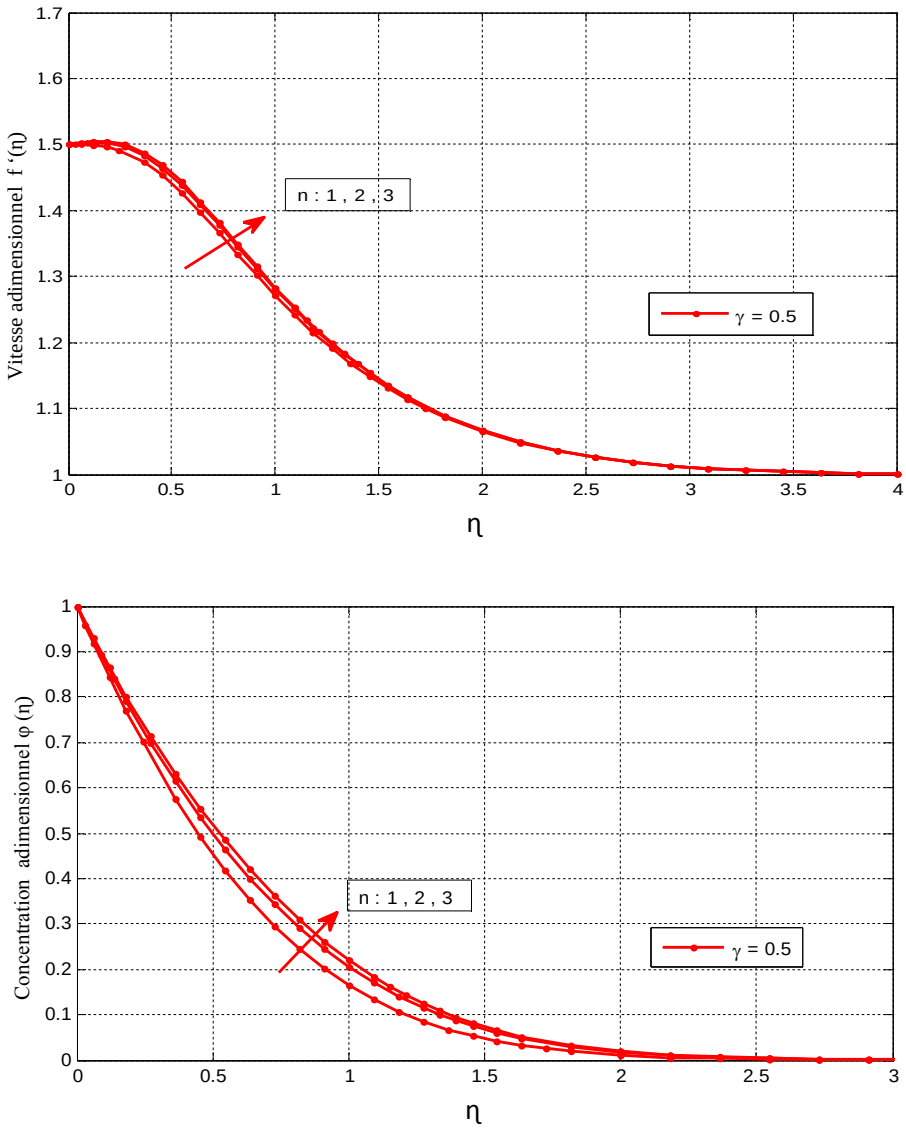


Figure VII.9 Effets de n sur a la vitesse et b la concentration pour M = 1, Rax / Pex = 1, Nb = 0,5, Nt = 0,2, Nr = 0,5, Nc = 0,5, Le = 10, Lem = 2.

Afin de mettre en évidence l'influence de la présence de nanoparticules sur la vitesse, les graphs représentant l'effet des différant paramètres sur cette dernière sont mis pour un fluide clair et un nanofluides.

D'une façon générale on peut noter que l'ajout des nanoparticules provoque une augmentation remarquable de la vitesse. Cela peut être traduit par :

- ✓ la viscosité des fluides augmente considérablement par l'ajout des nanoparticules et comme la résistance thermique optimisée du nanofluide est plus faible que celle de l'eau en parti culier à haute température, une augmentation de la température (le transfert de chaleur) diminue rapidement ca viscosité ce qui facilite le déplacement des nanoparticules et par conséquence l'augmentation de la vitesse de déplacement.

VII.3.Variations du taux de transfert de chaleur et de masse local :

La variation des taux de transfert de chaleur sans dimension ($(Nu_x/Pe_x^{1/2})$) et les taux de transfert de masse $Sh_x/Pe_x^{1/2}$pour différentes valeurs des paramètres M, n, Nc et Lem en fixant d'autres paramètres régissant sont affichés dans les tableaux 2 et 3.

Il est possible de voir qu'avec l'augmentation de champ magnétique, le taux de transfert de chaleur (nombre de Nusselt local) et les taux de transfert de masse (nombre de Sherwood) augmentent. Nous pouvons également noter que l'ordre de la reaction chimique lorsque qu'il augmente, le taux de transfert de chaleur augmente mais les taux de transfert de masse diminue.

Tableau VII.2 . Calcul montrant les valeurs du nombre de Nusselt local - Θ'(0) a Nr = 0.5, Rax/Pex = 1, Nt = 0.2, Nb = 0.5, Le = 10 and γ = 0.5 pour différentes valeurs de Lem, M, n et Nc.

		$Nu_x/Pe_x^{1/2} = -\theta'(0)$								
L_{em}	M	Nc=0.2			Nc=0.5			Nc=1		
		n=1	n=2	n=3	n=1	n=2	n=3	n=1	n=2	n=3
0	0	0.4450	0.4450	0.4450	0.4809	0.4809	0.4809	0.5358	0.5358	0.5358
	1	0.3962	0.3962	0.3962	0.4165	0.4165	0.4165	0.4484	0.4484	0.4484
	2	0.3785	0.3785	0.3785	0.3927	0.3927	0.3927	0.4154	0.4154	0.4154
1	0	0.4347	0.4355	0.4358	0.4567	0.4585	0.4592	0.4915	0.4945	0.4956
	1	0.3904	0.3909	0.3911	0.4025	0.4037	0.4041	0.4221	0.4242	0.4250
	2	0.3745	0.3748	0.3750	0.3828	0.3837	0.3841	0.3965	0.3981	0.3988
2	0	0.4320	0.4328	0.4330	0.4500	0.4517	0.4524	0.4786	0.4816	0.4826
	1	0.3889	0.3894	0.3895	0.3988	0.4000	0.4004	0.4149	0.4170	0.4178
	2	0.3734	0.3738	0.3739	0.3803	0.3812	0.3815	0.3915	0.3931	0.3937
3	0	0.4305	0.4312	0.4314	0.4462	0.4478	0.4484	0.4712	0.4740	0.4750
	1	0.3880	0.3885	0.3887	0.3967	0.3978	0.3982	0.4108	0.4128	0.4135
	2	0.3728	0.3732	0.3733	0.3789	0.3797	0.3800	0.3886	0.3902	0.3908

Tableau.VII.3 Calcul montrant les valeurs du nombre de Sherwood local des nanoparticules –S'(0) a Nr = 0.5, Rax/Pex = 1, Nt = 0.2, Nb = 0.5, Le = 10 and γ = 0.5 pour différentes valeurs de Lem, M, n et Nc.

		$Sh_x/Pe_x^{1/2}$= - S'(0)								
L_{em}	M	Nc=0.2			Nc=0.5			Nc=1		
		n=1	n=2	n=3	n=1	n=2	n=3	n=1	n=2	n=3
0	0	2.3884	2.3884	2.3884	2.5791	2.5791	2.5791	2.8697	2.8697	2.8697
	1	2.1104	2.1104	2.1104	2.2196	2.2196	2.2196	2.3908	2.3908	2.3908
	2	2.0093	2.0093	2.0093	2.0862	2.0862	2.0862	2.2086	2.2086	2.2086
1	0	2.3677	2.3697	2.3706	2.5318	2.5361	2.5381	2.7861	2.7931	2.7962
	1	2.0980	2.0993	2.0999	2.1904	2.1935	2.1949	2.3375	2.3428	2.3453
	2	2.0005	2.0015	2.0019	2.0650	2.0674	2.0684	2.1690	2.1732	2.1752
2	0	2.3595	2.3620	2.3631	2.5126	2.5181	2.5205	2.7512	2.7602	2.7641
	1	2.0932	2.0949	2.0957	2.1790	2.1829	2.1847	2.3162	2.3230	2.3261
	2	1.9971	1.9984	1.9989	2.0569	2.0598	2.0612	2.1535	2.1589	2.1614
3	0	2.3537	2.3565	2.3577	2.4990	2.5052	2.5079	2.7262	2.7365	2.7409
	1	2.0899	2.0918	2.0927	2.1711	2.1755	2.1774	2.3011	2.3089	2.3123
	2	1.9948	1.9962	1.9968	2.0512	2.0546	2.0561	2.0595	2.1488	2.1515

VII.4.Conclusion:

L'influence du paramètre magnétique, la thermophorèse, le mouvement brownien, le taux de flottabilité, le taux de flottabilité régulier, le paramètre de convection mixte, le nombre de Lewis et le nombre de Lewis régulier sur les profils de la vitesse, température, concentration, ainsi que la fraction volumique des nanoparticules montre que :

- Lorsque le paramètre magnétique M augmente, la vitesse diminue alors que la température, la concentration et la fraction volumique des nanoparticules augmentent.
- Une augmentation du nombre de mouvement brownien Nb et du nombre de thermophorèse Nt est d'augmenter la vitesse et la température, mais elles n'ont aucune influence sur la concentration.
- Il a été trouvé que l'augmentation d'ordre de la réaction chimique n augmente la vitesse et la concentration.
- Avec l'augmentation d'ordre de la réaction chimique, le nombre local de Nusselt augmente mais le nombre de Sherwood diminue.
- Une augmentation du paramètre magnétique M augmente à la fois le nombre de Nusselt local et le nombre de Sherwood local.
- L'effet de la réaction chimique est de diminuer le profil de vitesse et de concentration.

- Le taux de flottabilité régulier Nc augmente la vitesse et réduit la température, la concentration et la fraction volumique des nanoparticules.
- L'augmentation du paramètre de convection mixte augmente la vitesse et diminue la température, la concentration et la fraction volumique des nanoparticules.
- l'augmentation de viscosité se traduit nécessairement par une augmentation de la perte de charge régulière (la vitesse d'un fluide plus visqueux sera plus importante). Il est donc important, dans le cadre d'applications industrielles, de trouver le point de fonctionnement représentant le compromis entre gain de transfert thermique et la perte énergétique induite par la mise en mouvement du fluide au moyen d'une pompe.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

La magnétohydrodynamique (MHD) est un domaine très vaste de la physique qui concerne l'interaction entre un champ électromagnétique et un fluide conducteur de l'électricité. Ainsi, on conçoit aisément que, suivant le type d'interaction, on peut trouver la MHD liée aux problèmes apparemment disjoints de la couronne solaire, de la magnétosphère, de la conversion d'énergie fossile en énergie électrique, de la fusion thermonucléaire de la propulsion ou encore aux techniques industrielles de la métallurgie.

Dans cette thèse de doctorat nous avons présenté une étude des transferts de chaleur et de masse par convection mixte en milieu poreux et nanofluide. La configuration géométrique du modèle physique considéré est une plaque verticale semi-infinie incorporée dans un milieu poreux et soumis sous les effets du champ magnétique et de la réaction chimique.

Grace a l'approximation de Boussinesq, on a etabli un modele mathématique décrivant l'écoulement et transfert de chaleur et de masse.

Les paramètres étudiés sont le paramètre magnétique, la thermophorèse, le mouvement brownien, le taux de flottabilité, le taux de flottabilité régulier, le paramètre de convection mixte, le nombre de Lewis et le nombre de Lewis régulier.

Les travaux réalisés lors de cette étude et les résultats des essais qui ont été effectués permettent de tirer les conclusions suivantes :

- L'application d'un champ magnétique transversal donne une naissance à une force de type résistif. Cette force a tendance à ralentir le mouvement du fluide et à augmenter sa température.
- Le mouvement Brownien lorsqu'il augmente conduit à l'augmentation de mouvement aléatoire des nanoparticules ce qui améliore la collision des particules résultant de l'augmentation de la température et la vitesse.
- l'augmentation du nombre de Lewis modifié implique que la dispersion de masse est moins prononcée que la dispersion de la chaleur et pour ce système particulier, il en résulte un plus grand gradient de concentration près du mur lorsque Le nombre est plus grand.
- Le mouvement Brownien lorsqu'il augmente conduit à l'augmentation de mouvement aléatoire des nanoparticules ce qui améliore la collision des particules résultant de l'augmentation de la température et la vitesse.
- L'effet de la réaction chimique et de diminuer la concentration des nanoparticules.
- La présente étude de la convection mixte avec la présence de champ magnétique est utilisée pour de nombreuses applications dans la technologie des échangeurs de chaleur de la prochaine génération et tous les processus qui sont affectés par le concept d'amélioration

de la chaleur. L'effet combiné du dépôt de particules de thermophorèse avec le mouvement brownien sur les nanofluides dû au champ magnétique est d'un grand intérêt dans le monde entier pour la recherche fondamentale et appliquée.

Bibliographie

[1] Choi S.U.S, Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, Developments and Applications of Non-Newtonian Flows, FED-vol 231/MD-vol 66**(**1995), pp: 99–105.
[2] Journal of Nanomaterials Volume 2012 (2012), Article ID 435873, 17 pages doi:10.1155/2012/435873.

[3] S. Lee, S. U.-S. Choi, Application of metallic nanoparticle suspensions in advanced cooling systems, ASME Pub. PVP-Vol. 342/MD-Vol. 72, 1996, pp. 227-234.

[4] Q. Li, Y. Xuan, Convective heat transfer performances of fluids with nano-particles, Proc. 12^{t} Int. Heat Transfer Conference, Grenoble, France, 2002, pp. 483-488.

[5] K. Azar, Cooling technology options, Parts 1 & 2, Electronics Cooling, Vol. 9, No. 3, 2003, pp. 10-14 & Vol. 9, No. 4, 2003, pp. 30-36.

[6] G. Roy, C.T. Nguyen, M. Comeau, Electronic component cooling enhancement using nanofluid in a radial flow cooling system, J. of Enhanced Heat Transfer, Vol. 13 (2), 2006, pp.101-115.

[7] http://thesesups.ups-tlse.fr/1054/1/Bachir_Glades.pdf. (Novembre 2018)

[8] http://etd.lib.metu.edu.tr/upload/12611862/index.pdf. (Novembre 2018)

[9] Eastman, J. A., Choi, S. U. S., Li, S., Yu, W., and Thompson, L. J., 2001, "Anomalously Increased Effective Thermal Conductivities of Ethylene Glycol-Based Nanofluids Containing Copper Nanoparticles," Appl. Phys. Lett., **78**(6), pp. 718-720.

[10] http://etd.lib.metu.edu.tr/upload/12611862/index.pdf. (Novembre 2018)

[11]http://bu.umbb.dz/ressources-electroniq/theses-n/Genie%20mecanique/MAOUASSI-AMMAR.pdf (Novembre 2018)

[12]http://link.springer.com.www.sndl1.arn.dz/article/10.1007/s10765-012-1208-y(Novembre2018)
[13] X. Feng, H. Ma, S. Huang et al., "Aqueous-organic phasetransfer of highly stable gold, silver, and platinum nanoparticles and new route for fabrication of gold nanofilms at the oil/water interface and on solid supports," *Journal of Physical Chemistry B*, vol. 110, no. 25, pp. 12311–12317, 2006.
[14] Y. Li, J. Zhou, S. Tung, E. Schneider, and S. Xi, "A review on development of nanofluid preparation and characterization," *Powder Technology*, vol. 196, no. 2, pp. 89–101, 2009.

[15] C. H. Lo, T. T. Tsung, and L. C. Chen, "Shape-controlled synthesis of Cu-based nanofluid using submerged arc nanoparticle synthesis system (SANSS)," *Journal of Crystal Growth*, vol. 277, no. 1–4, pp. 636–642, 2005.

[16] C. H. Lo, T. T. Tsung, L. C. Chen, C. H. Su, and H. M. Lin, "Fabrication of copper oxide nanofluid using submerged arc nanoparticle synthesis system (SANSS)," *Journal of Nanoparticle Research*, vol. 7, no. 2-3, pp. 313–320, 2005.

[17] W. Yu, H. Xie, X. Wang, and X. Wang, "Highly efficient method for preparing homogeneous and stable colloids containing graphene oxide," *Nanoscale Research Letters*, vol. 6, p. 47, 2011.

[18] H. T. Zhu, C. Y. Zhang, Y. M. Tang, and J. X. Wang, "Novel synthesis and thermal conductivity of CuO nanofluid," *Journal of Physical Chemistry C*, vol. 111, no. 4, pp. 1646– 1650, 2007.

[19] X. Feng, H. Ma, S. Huang et al., "Aqueous-organic phasetransfer of highly stable gold, silver, and platinum nanoparticles and new route for fabrication of gold nanofilms at the oil/water interface and on solid supports," *Journal of Physical Chemistry B*, vol. 110, no. 25, pp. 12311–12317, 2006.

[20] W. Yu, H. Xie, L. Chen, and Y. Li, "Enhancement of thermal conductivity of kerosene-based Fe3O4 nanofluids prepared via phase-transfer method," *Colloids and Surfaces A*, vol. 355, no. 1–3, pp. 109–113, 2010.

[21] L. Wang and J. Fan, "Nanofluids research: key issues," *Nanoscale Research Letters*, vol. 5, no. 8, pp. 1241–1252, 2010.

[22] Hwang Y, Park HS, Lee JK, Jung WH. Thermal conductivity and lubrication characteristics of nanofluids. Curr Appl Phys 2006:67–71, 6S1.

[23] Hwang Y, Lee JK, Lee CH, Jung YM, Cheong SI, Lee CG, et al. Stability and thermal conductivity characteristics of nanofluids. Thermochim Acta 2007;455: 70–4.

[24] Li X, Zhu D, Wang X. Evaluation on dispersion behavior of the aqueous copper nano-suspensions. J Colloid Interface Sci 2007;3(10):456–63.

[25] X. Wei and L. Wang, "Synthesis and thermal conductivity of microfluidic copper nanofluids," *Particuology*, vol. 8, no. 3, pp. 262–271, 2010.

[26] X. Li, D. Zhu, and X. Wang, "Evaluation on dispersion behavior of the aqueous copper nano-suspensions," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 310, no. 2, pp. 456–463, 2007.

[27] H. Zhu, C. Zhang, Y. Tang, J. Wang, B. Ren, and Y. Yin, "Preparation and thermal conductivity of suspensions of graphite nanoparticles," *Carbon*, vol. 45, no. 1, pp. 226–228, 2007.

[28] H. J. Kim, I. C. Bang, and J. Onoe, "Characteristic stability of bare Au-water nanofluids fabricated by pulsed laser ablation in liquids," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 47, no. 5, pp. 532–538, 2009.

[29] X. J.Wang, X. Li, and S. Yang, "Influence of pH and SDBS on the stability and thermal conductivity of nanofluids," *Energy and Fuels*, vol. 23, no. 5, pp. 2684–2689, 2009.

[30] J. Huang, X. Wang, Q. Long, X. Wen, Y. Zhou, and L. Li, "Influence of pH on the stability characteristics of nanofluids," in *Proceedings of the Symposium on Photonics and Optoelectronics (SOPO '09)*, 2009.

[31] M. Farahmandjou, S. A. Sebt, S. S. Parhizgar, P. Aberomand, and M. Akhavan, "Stability investigation of colloidal FePt nanoparticle systems by spectrophotometer analysis," *Chinese Physics Letters*, vol. 26, no. 2, Article ID 027501, 2009.

[32] D. Zhu, X. Li, N. Wang, X. Wang, J. Gao, and H. Li, "Dispersion behavior and thermal conductivity characteristics of Al2O3-H2O nanofluids," *Current Applied Physics*, vol. 9, no. 1, pp. 131–139, 2009.

[33] L. Chen, H. Xie, Y. Li, and W. Yu, "Nanofluids containing carbon nanotubes treated by mechanochemical reaction," *Thermochimica Acta*, vol. 477, no. 1-2, pp. 21–24, 2008 .

[34] X. Yang and Z. H. Liu, "A kind of nanofluid consisting of surface-functionalized nanoparticles," *Nanoscale Research Letters*, vol. 5, no. 8, pp. 1324–1328, 2010.

[35] Y. Hwang, J. K. Lee, C. H. Lee et al., "Stability and thermal conductivity characteristics of nanofluids," *Thermochimica Acta*, vol. 455, no. 1-2, pp. 70–74, 2007.

[36] L. Chen and H. Xie, "Surfactant-free nanofluids containing double- and single-walled carbon nanotubes functionalized by a wet-mechanochemical reaction," *Thermochimica Acta*, vol. 497, no. 1-2, pp. 67–71, 2010.

[37] K. A. Wepasnick, B. A. Smith, J. L. Bitter, and D. H. Fairbrother, "Chemical and structural characterization of carbon nanotube surfaces," *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, vol. 396, no. 3, pp. 1003–1014, 2010.

[38] Q. Yu, Y. J. Kim, and H.Ma, "Nanofluids with plasma treated diamond nanoparticles," *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 10, Article ID 103111, 2008.

[39] I. M. Joni, A. Purwanto, F. Iskandar, and K. Okuyama, "Dispersion stability enhancement of titania nanoparticles in organic solvent using a bead mill process," *Industrial and Engineering Chemistry Research*, vol. 48, no. 15, pp. 6916– 6922, 2009.

[40] E. Tang, G. Cheng, X. Ma, X. Pang, and Q. Zhao, "Surface modification of zinc oxide nanoparticle by PMAA and its dispersion in aqueous system," *Applied Surface Science*, vol. 252, no. 14, pp. 5227–5232, 2006.

[41] T. Missana and A. Adell, "On the applicability of DLVO theory to the prediction of clay colloids stability," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 230, no. 1, pp. 150–156, 2000.

[42] I. Popa, G. Gillies, G. Papastavrou, andM. Borkovec, "Attractive and repulsive electrostatic forces between positively charged latex particles in the presence of anionic linear polyelectrolytes," *Journal of Physical Chemistry B*, vol. 114, no. 9, pp. 3170–3177, 2010.

[43] H. Kamiya, Y. Fukuda, Y. Suzuki, M. Tsukada, T. Kakui, and M. Naito, "Effect of polymer dispersant structure on electrosteric interaction and dense alumina suspension behavior," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 82, no. 12, pp. 3407–3412, 1999.

[44] Tzeng S.C, C.W Lin and K.D Huang, Heat Transfer Enhancement of Nanofluids in Rotary Blade Coupling of Four-Wheel-Drive Vehicles. Ac ta Mechanic a 179(2005): 11-23.

[45] Zhang Z and Q Que, Synthesis, Structure and Lubricating Properties of Dialkyidithiophosphate-Modified Mo-S Compound Nanoclusters, Wear 209(1997): 8-12.

[46] Tsai C.Y, H.T Chien, P.P Ding, B Chan, T.Y Luh, P.H Chen, Effect of structural character of gold nanoparticles in nanofluid on heat pipe thermal performance, Material Letters 58(2004) 1461–1465.

[47] MaH.B, C Wilson, B Borgmeyer, K Park, Q Yu, S.U.S Choi , M Tirumala, Effect of nanofluid on the heat transport capability in an oscillating heat pipe, Applied Physics Letters 88 (14) (2006) 143116.

[48] You S.M, J.H Kim and K.H Kim, Effect of Nanoparticles on Critical Heat Flux of Water in Pool Boiling Heat Transfer. Applied Physics Letters 83(2003): pp. 3374-3376.

[49] Vassallo P, R Kumar and S D'Amico, Pool Boiling Heat Transfer Experiments in Silica-Water Nano-Fluids, International Journal of Heat and Mass Transfer 47(2004): 407-411.

[50] Jordan A, R Scholz, P Wust, H FaMng and R Felix, Magnetic Fluid Hypothermia (MFH): Cancer Treatment with AC Magnetic Field Induced Excitation of Biocompatible Superparamagnetic Nanoparticles. Journal of Magnetism and Magnetic Materials 201(1999): 413-419.

[51] 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 .

[52] Y. Xuan and W. Roetzel. Conception for heat transfer correlation of nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(19), 3701-3707, 2000.

[53] J. Kim, Y.T. Kang, and C.K. Choi. Analysis of convective instability and heat transfer characteristics of nanofluids. *Physics of Fluids*, 16(7): 2395-2401, 2004.

[54] http://link.springer.com.www.sndl1.arn.dz/chapter/10.1007/978-3-642-02690-4_3

[55] Chon, C. H., Kihm, K. D., Lee, S. P., and Choi, S. U. S., 2005, "Empirical Correlation Finding the Role of Temperature and Particle Size for Nanofluid (Al_2O_3) Thermal Conductivity Enhancement," Appl. Phys. Lett., **87**(15), 153107.

[56] Li, C. H., and Peterson, G. P., 2006, "Experimental Investigation of Temperature and Volume Fraction Variations on the Effective Thermal Conductivity of Nanoparticle Suspensions (Nanofluids)," J. Appl. Phys., **99**(8), 084314.

[57] Ding, Y., Alias, H., Wen, D., and Williams, R. A., 2006, "Heat Transfer of Aqueous Suspensions of Carbon Nanotubes (CNT Nanofluids)," Int. J. Heat Mass Tran., **49**(1-2), pp. 240-250.

[58] Beck, M., Yuan, Y., Warrier, P., and Teja, A., 2009, "The Effect of Particle Size on the Thermal Conductivity of Alumina Nanofluids," J. Nanopart. Res., **11**(5), pp. 1129-1136.

[59] Wang, X., Choi, S. U. S., and Xu, X., 1999, "Thermal Conductivity of Nanoparticle - Fluid Mixture," J. Thermophys. Heat Tran., **13**(4), pp. 474-480.

[60] Putnam, S. A., Cahill, D. G., Braun, P. V., Ge, Z., and Shimmin, R. G., 2006, "Thermal Conductivity of Nanoparticle Suspensions," J. Appl. Phys., **99**(8), 084308-6.

[61] Bhattacharya, P., Saha, S. K., Yadav, A., Phelan, P. E., and Prasher, R. S., 2004, "Brownian Dynamics Simulation to Determine the Effective Thermal Conductivity of Nanofluids," J. Appl. Phys., **95**(11), pp. 6492-6494.

[62] Eastman, J. A., Choi, S. U. S., Li, S., Yu, W., and Thompson, L. J., 2001, "Anomalously Increased Effective Thermal Conductivities of Ethylene Glycol-Based Nanofluids Containing Copper Nanoparticles," Appl. Phys. Lett., **78**(6), pp. 718-720.

[63] Xie, H., Wang, J., Xi, T., Liu Y., Ai, F., and Wu, Q., 2002, "Thermal Conductivity Enhancement of Suspensions Containing Nanosized Alumina Particles," J. Appl. Phys., **91**(7), pp. 4568-4572.

[64] Prasher, R., Bhattacharya, P., and Phelan, P. E., 2005, "Thermal Conductivity of Nanoscale Colloidal Solutions (Nanofluids)," Phys. Rev. Lett., **94**(2), 025901.

[65] Prasher, R., Phelan, P. E., and Bhattacharya, P., 2006, "Effect of Aggregation Kinetics on the Thermal Conductivity of Nanoscale Colloidal Solutions (Nanofluid)," Nano Lett., **6**(7), pp. 1529-1534.

[66] He, Y., Jin, Y., Chen, H., Ding, Y., Cang, D., and Lu, H., 2007, "Heat Transfer and Flow Behaviour of Aqueous Suspensions of TiO_2 Nanoparticles (Nanofluids) Flowing Upward through a Vertical Pipe," Int. J. Heat Mass Tran., **50**(11-12), pp. 2272-2281.

[67] Wang, B., Zhou, L., and Peng, X., 2003, "A Fractal Model for Predicting the Effective Thermal Conductivity of Liquid with Suspension of Nanoparticles," Int. J. Heat Mass Tran., **46**(14), pp. 2665-2672.

[68] Evans, W., Prasher, R., Fish, J., Meakin, P., Phelan, P., and Keblinski, P., 2008, "Effect of Aggregation and Interfacial Thermal Resistance on Thermal Conductivity of Nanocomposites and Colloidal Nanofluids," Int. J. Heat Mass Tran., **51**(5-6), pp. 1431-1438.

[69] Nan, C., Birringer, R., Clarke, D. R., and Gleiter, H., 1997, "Effective Thermal Conductivity of Particulate Composites with Interfacial Thermal Resistance," J. Appl. Phys., **81**(10), pp. 6692-6699.

[70] Yu, C., Richter, A. G., Datta, A., Durbin, M. K., and Dutta, P., 1999, "Observation of Molecular Layering in Thin Liquid Films Using X-ray Reflectivity," Phys. Rev. Lett., **82**(11), pp. 2326-2329.

[71] Yu, W., and Choi, S. U. S., 2003, "The Role of Interfacial Layers in the Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids: A Renovated Maxwell Model," J. Nanopart. Res., **5**(1), pp. 167-171.

[72] Özerinç, S., Kakaç, S., and Yazıcıoğlu, A. G., 2010, "Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids: A State-of-the-Art Review," Microfluid. Nanofluid., **8**(2), pp. 145-170.

[73] Xie, H., Fujii, M., and Zhang, X., 2005, "Effect of Interfacial Nanolayer on the Effective Thermal Conductivity of Nanoparticle-Fluid Mixture," Int. J. Heat Mass Tran., **48**(14), pp. 2926-2932.

[74] Sitprasert, C., Dechaumphai, P., and Juntasaro, V., 2009, "A Thermal Conductivity Model for Nanofluids Including Effect of the Temperature-Dependent Interfacial Layer," J. Nanopart. Res., **11**(6), pp. 1465-1476.

[75] Keblinski, P., Phillpot, S. R., Choi, S. U. S., and Eastman, J. A., 2002, "Mechanisms of Heat Flow in Suspensions of Nano-Sized Particles (Nanofluids)," Int. J. Heat Mass Tran., **45**(4), pp. 855-863.

[76] Geiger, G. H., and Poirier, D. R., 1973, *Transport Phenomena in Metallurgy*, Addison-Wesley, Reading, PA.

[77] Domingues, G., Volz, S., Joulain, K., and Greffet, J., 2005, "Heat Transfer between Two Nanoparticles through Near Field Interaction," Phys. Rev. Lett., **94**(8), 085901.

[78] Ben-Abdallah, P., 2006, "Heat Transfer through Near-Field Interactions in Nanofluids," Appl. Phys. Lett., **89**(11), 113117-3.

[79] Masuda, H., Ebata, A., Teramae, K., and Hishinuma, N., 1993, "Alteration of Thermal Conductivity and Viscosity of Liquid by Dispersing Ultra-Fine Particles (Dispersion of γ-Al_2O_3, SiO_2, and TiO_2 Ultra-Fine Particles)," Netsu Bussei, **4**(4), pp. 227-233.

[80] Lee, S., Choi, S. U. S., Li, S., and Eastman, J. A., 1999, "Measuring Thermal Conductivity of Fluids Containing Oxide Nanoparticles," J. Heat Transfer, **121**(2), pp. 280-289.

[81] Murshed, S., Leong, K., and Yang, C., 2005, "Enhanced Thermal Conductivity of TiO_2-Water Based Nanofluids," Int. J. Therm. Sci., **44**(4), pp. 367-373.

[82] Choi, S. U. S., Zhang, Z. G., Yu, W., Lockwood, F. E., and Grulke, E. A., 2001, "Anomalous Thermal Conductivity Enhancement in Nanotube Suspensions," Appl. Phys. Lett., **79**(14), pp. 2252-2254.

[83] Chopkar, M., Sudarshan, S., Das, P., and Manna, I., 2008, "Effect of Particle Size on Thermal Conductivity of Nanofluid," Metall. Mater. Trans. A, **39**(7), pp. 1535-1542.

[84] Maxwell, J. C., 1873, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, Clarendon Press, Oxford .

[85] Xuan, Y., Li, Q., and Hu, W., 2003, "Aggregation Structure and Thermal Conductivity of Nanofluids," AIChE Journal, **49**(4), pp. 1038-1043.

[86] Lee, D., 2007, "Thermophysical Properties of Interfacial Layer in Nanofluids," Langmuir, **23**(11), pp. 6011-6018.

[87] Eastman, J. A., Choi, S. U. S., Li, S., Yu, W., and Thompson, L. J., 2001, "Anomalously Increased Effective Thermal Conductivities of Ethylene Glycol-Based Nanofluids Containing Copper Nanoparticles," Appl. Phys. Lett., **78**(6), pp. 718-720.

[88] Hamilton, R. L., and Crosser, O. K., 1962, "Thermal Conductivity of Heterogeneous Two-Component Systems," Ind. Eng. Chem. Fund., **1**(3), pp. 187-191.

[89] Chopkar, M., Das, P. K., and Manna, I., 2006, "Synthesis and Characterization of Nanofluid for Advanced Heat Transfer Applications," Scripta Mater., **55**(6), pp. 549-552.

[90] Mintsa, H. A., Roy, G., Nguyen, C. T., and Doucet, D., 2009, "New Temperature Dependent Thermal Conductivity Data for Water-Based Nanofluids," Int. J. Therm. Sci., **48**(2), pp. 363-371.

[91] Murshed, S., Leong, K., and Yang, C., 2008, "Investigations of Thermal Conductivity and Viscosity of Nanofluids," Int. J. Therm. Sci., **47**(5), pp. 560-568.

[92] Das, S. K., Putra, N., Thiesen, P., and Roetzel, W., 2003, "Temperature Dependence of Thermal Conductivity Enhancement for Nanofluids," J. Heat Transfer, **125**(4), pp. 567-574.

[93] Chon, C. H., and Kihm, K. D., 2005, "Thermal Conductivity Enhancement of Nanofluids by Brownian Motion," J. Heat Transfer, **127**(8), p. 810.

[94] Xie, H., Wang, J., Xi, T., and Liu, Y., 2002, "Thermal Conductivity of Suspensions Containing Nanosized SiC Particles," Int. J. Thermophys., **23**(2), pp. 571-580.

[95] Timofeeva, E. V., Routbort, J. L., and Singh, D., 2009, "Particle Shape Effects on Thermophysical Properties of Alumina Nanofluids," J. Appl. Phys., **106**(1), 014304-10.

[96] Li, C. H., Williams, W., Buongiorno, J., Hu, L., and Peterson, G. P., 2008, "Transient and Steady-State Experimental Comparison Study of Effective Thermal Conductivity of Al_2O_3/Water Nanofluids," J. Heat Transfer, **130**(4), 042407-7.

[97] Hong, K. S., Hong, T., and Yang, H., 2006, "Thermal Conductivity of Fe Nanofluids Depending on the Cluster Size of Nanoparticles," Appl. Phys. Lett., **88**(3), 031901-3.

[98] Zhu, H., Zhang, C., Liu, S., Tang, Y., and Yin, Y., 2006, "Effects of Nanoparticle Clustering and Alignment on Thermal Conductivities of Fe_3O_4 Aqueous Nanofluids," Appl. Phys. Lett., **89**(2), 023123-3.

[99] Xie, H., Wang, J., Xi, T., Liu Y., Ai, F., and Wu, Q., 2002, "Thermal Conductivity Enhancement of Suspensions Containing Nanosized Alumina Particles," J. Appl. Phys., **91**(7), pp. 4568-4572.

[100] Wang, X., Zhu, D., and Yang, S., 2009, "Investigation of pH and SDBS on Enhancement of Thermal Conductivity in Nanofluids," Chem. Phys. Lett., **470**(1-3), pp. 107-111.

[101] Murshed, S. M. S., Leong, K. C., and Yang, C., 2008, "Characterization of Electrokinetic Properties of Nanofluids," J. Nanosci. Nanotechno., **8**, pp. 5966-5971.

[102] Berton , r (1991) « magnetohydrodynamique », masson, paris

[103] HURLE,D.T.J(1966). « Temperature Oscillations in Molten and their Relaship to Growth Striate in Melt-growth Crystal ».Philos.Mag.13,pp.305-310.

[104] HURLE,D.T.J.,JAKEMAN,E.& JOHNSON,C.P.(1974). « Convective Temperature Oscillation in Molten Gallium ».Journal of Fluid Mechanics,vol.64,pp.64,565.

[105] LYCOUDIS,P.S.(1962). « Natural Convection of an Electrically Conductiong Fluid in the Presence of a Magnetic Field » .International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.5.pp.23-34.

[106] Anas EL GALLAF (2010) « Etude de la dynamique non-lineaire des ecoulements chaues et soumis a des champs magnetiques »

[107] Cowling, T. G. 1976, Monographs on astronomical subjects, dans Magnetohydrodynamics, Adam Hilger.

[108] Evy Kersal_e 2000 _Etude analytique et numerique du developpement d'instabilites MHD dans des structures d'accretion-ejection magnetisees

[109] IJ MOREAU R., 1990. - MagllelOhydrodynal1lics. Kluwer Acad. Pub.

[110] http://dx.doi.org/10.1051/lhb/1994065 René Moreau La magnétohydrodynamique ou ces fluides qui conduisent l'électricité (Novembre 2018)

[111] TOUIHRI Ridha1998 Stabilité des écoulements dans une cavité cylindrique chauffée par le bas en présence d'un champ magnetique

[112] Michael Berhanu 2010 Magn_etohydrodynamique turbulente dans les m_et aux Liquides

[113] L. Landau and E. Lifchitz. Physique théorique, Mécanique des _uides. Editions Mir Moscou, 1989.

[114] D. Lafarge. Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un _uide viscothermique. PhD thesis, Université du Maine, 1993.

[115] D. Lafarge, P. Lemarinier, J.F. Allard, and V. Tarnow. Dynamic compressibility of air in porous structures at audibles frequencies. J.Acoust.Soc.Am, 102(4) :1995_2006, 1997.

[116] C. Zwikker and C.W. Kosten. Sound absorbing materials. Elsevier New-York, 1949.

[117] D.A. Bies and C.H. Hansen. Flow resistance information for acoustical design. Applied Acoustics, 13 :357_391, 1980.

[118] Scheidegger A.E., (1974), Statistical Hydrodynamics in Porous Media, J. Appl. Phys., vol. 25, p. 994-1001.

[119] Brinkman H. C., (1947), A calculation of the Viscous Force Exerted by a Flowing Fluid on a Dense Swarm of Particules, Appl. Sci. Res., (A1), p. 27-34.

[120] Kaviany M., (1991), Principles of Heat Transfer in Porous Media, Mechanical Engineering Series, Springer-Verlag, New York.

[121] Jacob Rubin. Transport of reacting solutes in porous media: Relation between mathematical nature of problem formulaion and chemical nature of reaction. Water Ressources Research, 19(5) :1231-1252, October 1983.

[122] Schafer, D., W. Schafer and W. KinzeIbach, Simulation of reactive process related to biodegradation in aquifers 1. Structure of the three-dimensional reactive model, J. Contam. Hydrol. 3 1, 167- 186, 1998.

[123] Walsh, M.P., Bryant, S.L., Schechter. R.S. and Lake. L.W., Precipitation and Dissolution of Solids attending Flow through Porous media. AiChE J.. 30, 317-328, 1984

[124] NIELD (D.A.) et BEJAN (A).”Convection in porous media”.1992,Springer Verlag,New York

[125] Combarnous M.A., et Bories S.A., (1975), Hydrothermal Convection in Saturated Porous Media, Adv. Hydroscience, vol. 10, p. 231-307.

[126] Carbonell R.G., et Whitaker S., (1984), Heat and Mass Transfer in Porous Media, In Fundamentals of Transport Phenomena in Porous Media, eds. Bear and Corapcioglu, Martinus Nijhoff, p. 121-198.

[127] Zanotti F., et Carbonell R.G., (1984), Development of Transfer Equation for Multi-Phase Systems-I-III, Chem. Engng. Sci., vol. 39, p. 236-311.

[128] Quintard M., Kaviany M., et Whitaker S., (1997), Two-Medium Treatement of Heat Transfer in Porous Media: Numerical Results for Effective Properties, Adv. Water. Resour., vol. 20, p. 77-94.

[129] Wakao N., et Kaguei S., (1982), Heat and Mass Transfer in Packed Bed, Gordon and Breach Science, New York, 408p

[130]Rohsenow et al., 1998 Rohsenow, W. M., Hartnett, J. P. et Cho, Y. I. (1998). Handbook of Heat Transfer. McGraw-Hill, 3rd edn.

[131] MANUEL M,1998, Contribution a l’étude de la diffusion thermogravitationnelle en milieu poreux, these doctorat université Paul Sabatien Toulouse, page (17-24)

[132] COSTESEQUE P. et JAMET Ph., Diffusion thermogravitationnelle et écologie industrielle : Principes pour la reconversion d'une énergie dégradée, Entropie n°198/199, 2èmes Renc. Int. Thermodiffusion, p. 119-124 (1996)

[133] COMBARNOUS M. A. et BORIES S. A., Hydrothermal convection in saturated porous media, Adv. Hydrosci. 10, Academic press, p. 231-307 (1975).

[134] ERGUN S., Fluid flow through packed columns, Chem. Engineering Prog. 48, p. 89-94 (1952).

[135] FORCHEIMER F., Wasssergnengung durch boden, Z. Ver. Deutch Ing. 45, p. 1782-1788 (1901).

[136] HORTON C. W. et ROGERS F. T., Convection currents in porous medium, J. Appl. Phys. 16, p.367-370 (1945).

[137] LAPWOOD E. R., Convection of a fluid in a porous medium, Proc. Camb. Phil. Soc. 44, p. 508-521 (1948).

[138] MARLE C. M., Ecoulements monophasiques en milieu poreux, Revue Institut Français du pétrole, 22, 10, p. 1471-1509 (1967).213

[139] MARSILY (de) G., Quantitative hydrogeology, groundwater hydrology for engineers, Academic Press (1986).

[140] NIELD D. A. et BEJAN A., Convection in Porous Media, Springer Verlag, New York (1992).

[141] SANCHEZ-PALENCIA E., Non homogeneous media and vibration theory, Lecture Notes in Physics 127, (1980).

[142] WHITAKER S., Advances in theory of fluid motion in porous media, Industrial and Engineering Chemistry 61, vol. 12, p. 15-26(1969).

[143] ARROW K., HURWICZ L. et UZAWA H., Studies in linear and non-linear programming, Stanford University Press, Stanford (1958).

[144] AZAIEZ M., BERNARDI C. et GRUNDMAN G., Spectral methods applied to porous media, East-West Num. Math. 2, pp.91-105 (1994).

[145] AZAIEZ M., DAUGE M. et MADAY Y., Méthodes spectrales et des éléments spectraux, édité dans la collection didactique, INRIA (1994).

[146] BERNARDI C. et MADAY Y., Approximations spectrales de problèmes aux limites elliptiques, Collection Mathématiques et Applications 10, Springer -Verlag, Paris (1992).

[147] CANUTO C., HUSSAINI M. Y., QUARTERONI A. et ZANG T. A., Spectral methods in fluid dynamics, Springer Verlag, New York (1988).

[148] C.Ludwig. Diffusion zwischen ungleich erwarmten orten gleich zusammengesetzer.
Technical report, 1856.
[149] C. Soret. Une dissolution saline primitivement homogène. Arch.Sci.Phys.Nat,3 :48– 61, 1879.

[150] D. Enskog. Bermerkungen zu einer fundamentalgleichung in der kinetischen gastheorie. Phys. Z, 12 :533–539, 1911.

[151] S. Chapman. On the law of distribution of molecular velocities, and on the theory of viscosity and thermal conduction, in a non-uniform simple monoatomic gas. Phil. Trans. Roy. Soc., 216, :279–341, 1916.

[152] S. Chapman and F.W. Dootson. A note on thermal diffusion. Philosophical Magazine, 33 :248–253, 1917.

[153] P.Kolonder and C. Williams, H. Moe. Optical measurement of the soret coefficient of ethanol/water solutions. J.Chem.Phys, 88 :6512–6524, 1988.

[154] A. Mojtabi, J. K. Platten, and M. C. Charrier-Mojtabi. Onset of free convection in solutions with variable soret coefficients. Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics, 27(1) :25–44, 2002.

[155] K. Clusius and G. Dickel. New process for separation of gas mixtures and isotopes. Naturwissenschaften, 26 :546–552, 1938.

[156] Fathi A. Messaud, Ron D. Sanderson, J. Ray Runyon, Tino Otte, Harald Pasch, and S. Kim RatanathanawongsWilliams. An overview on field-flow fractionation techniques and their applications in the separation and characterization of polymers. Progress in Polymer Science, 34(4) :351 – 368, 2009.

[157] P. Costesèque, M. Hridabba, and J. Sahores. Possibilités de différenciation des hydrocarbures par diffusion thermogravitationnelle dans un pétrole brut imprégnant un milieu poreux. C.R.A.S. Série II, 17 :1069–1074, 1987.

[158] Haykel ben Ahmed.Étude de la convection mixte d'origine thermosolutale sous l'influence de l'effet soret dans un milieu poreux : analyse de stabilité linéaire et simulations 3d.thèse en cotutelle réalisée dans le cadre du projet utique 04g1312 du comité mixte tunisofrançais. 10 avril 2008.

[159] Ali KHOUZAM, Étude analytique et numérique de la thermodiffusion en fluide binaire en présence de convection mixte, Université Toulouse III - Paul Sabatier, PAGE (4-5) 2013

[160] Loujaine YACINE , Étude de la séparation thermogravitationnelle en milieu fluide ou poreux dans une enceinte soumise à des flux thermiques croisés , Université Toulouse III - Paul Sabatier , PAGE 15 (2015).

[161] Puneet Rana., Bhargava, R., Bég, O.A. (2012) "Numerical solution for mixed convection boundary layer flow of a nanofluid along an inclined plate embedded in a porous medium", Computers and Mathematics with Applications Vol. 64, 2816-2832. http://dx.doi.org/10.1016/j.camwa.2012.04.014

[162] Sami BEN AMARA (2005) « Ecoulements Et Transferts Thermiques En Convection Naturelle Dans Les Milieux Macro-Poreux Alimentaires » Institut National Agronomique Paris-Grignon, Thèse doctorat page(57-62).

[163] Issiaka TRAORÉ (2011) « Transferts de chaleur et de masse dans les parois des bâtiments à ossature bois » l'Université Henri Poincaré – Nancy Université, thèse doctorat page (40-43).