REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DU LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA

Faculté de Technologie

Département de Génie des Procédés et Environnement

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du Diplôme de Master

Filière : **Génie des Procédés**

Spécialité **: Génie des Procédés de l'environnement**

Écoulement de nano-fluide micro-polaire à réaction MHD chimique en présence d'une source, d'un puit de chaleur.

Présentée par :

- Boukhelif Meriem
- Hamim Samah

Encadré par :

Dr. ALOUAOUI Redha

Pr. BOUAZIZ Med Najib

Promotion : Juin 2023


بسم الله الرحمن الرحيم
وَمَا تَوْفِيقِي إِلَّا بِاللَّهِ
عَلَيْهِ تَوَكَّلْتُ وَإِلَيْهِ أُنِيبُ
صدق الله العظيم
سورة هود آية ٨٨
إبراهيم | محمد نصر

Remerciements :

Nous tenons tout d'abord à remercier Dieu qui nous a donné la santé, la volonté et le courage d'accomplir ce travail.

Nos vifs remerciements à ***Mr Alouaoui,*** *notre promoteur, pour son aide, ces critiques constructives, ses explications et suggestions pertinentes et pour la qualité de ses orientations tout au long de ce travail et pour avoir apporté tant de soins à la réalisation de ce mémoire.*

Nous remercions nos agréables parents de nous avoir soutenus tous nos années d'études.

Nous remercient toute personnes qui a contribué de près ou de loin a l'achèvement de ce travaille nos enseignants, nos amies, nos collègues.

Dédicace

Merci **Allah** de m'avoir donné la capacité d'écrire et de réfléchir,

et la patience d'aller jusqu'au bout du rêve,

je dédie ce modeste travail :

A mon précieux offre du dieu, qui doit ma vie, ma réussite et tout mon respect

mon cher père zerrouk je te dois ce que je suis aujourd'hui et ce que je serai demain et je ferai toujours de mon mieux pour rester ta fierté et ne jamais te décevoir.

Ma mère, honorable, aimable, tu représente pour moi le symbole de la bonté par excellence, la source de tendresse et l'exemple du dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager et de prier pour moi.

À mes chers sœurs **Maroua** et **Yasmine**.

À mon cher frère **Seddik**.

À ma chère binôme Samah, qui a partagée avec moi les moments difficiles de ce travail.

À toute ma promo, et à mes amis, je ne manquerai pas de remercier tous les professeurs qui m'ont suivi pendant le cursus universitaire.

Meriem

Dédicace

Je dédie le fruit de mes efforts :

À la source de la générosité, celle qui a fait de son ventre un récipient pour moi,

à celle qui était un remède pour toutes les maladies,

à celle sous les pieds de qui le paradis a été placé, **à ma mère Benslimane Rkiya**.

À toi qui as souffert jusqu'à courber ton dos, à celui qui a eu faim pour que nous puissions goûter la saveur du bonheur,

à mon père Abd el-Kader.

À mon soutien et à la lumière de mes yeux,

à mon fiancé A.Dj À celui qui a supervisé ce travail,

celui qui a veillé et dirigé avec honneur, à mon professeur,

Alouaoui Ridha.

À toute ma famille, à ma chère **Marwa,**

à ma binôme Meriem et à mes amies, ainsi qu'à tous ceux qui m'ont accompagné dans ce parcours,

et à tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin.

Samah

ملخص :

يهدف هذا العمل إلى دراسة التأثيرات الديناميكية المغناطيسية (MHD) والتبديد اللزج على سطح حراري مع جدار شفط / حقن في تدفق سائل نانوي هجين عند الطبقة الحدودية.

التصميم والمنهج والنهج باستخدام تحويلات التشابه المناسبة، يتم تحويل المعادلات الحاكمة التي تصف النموذج إلى نظام من المعادلات التفاضلية العادية غير الخطية. يتم حل هذه المعادلات تحليليًا وعدديًا.

يتم الحصول على العديد من النتائج ويتم عرض مجموعة تمثيلية بيانياً لتوضيح تأثير المعلمات المختلفة على ملفات تعريف مختلفة.

الكلمات الأساسية: النقل الحراري، التدفق الصفحي، السوائل النانوية، الديناميكا المائية المغناطيسية (MHD) والطبقة الحدودية.

Résumé :

Ce travail vise l'étude des effets magnétohydrodynamique (MHD) et de la dissipation visqueuse sur une surface thermiquement convective avec une paroi aspiration /injection dans un écoulement de nanofluide hybride au niveau de la couche limite.

Conception, méthodologie et approche en utilisant des transformations de similarité appropriées, les équations gouvernantes qui décrivent le modèle sont converties en un système d'équation différentielles ordinaire non linéaires. Ces équations sont résolues à la fois analytiquement et numériquement.

De nombreux résultats sont obtenus et un ensemble représentatif est affiché graphiquement pour illustrer l'influence des différents paramètres sur différents profils.

Les mots clés : Transfert convectif, Ecoulement laminaire, les nanofluides, magnétohydrodynamique (MHD) et la couche limite.

Summary :

This work aims to study magnetohydrodynamic (MHD) effects and viscous dissipation on athermally convective surface with a suction/injection wall in a hybrid nanofluid flow at the boundary layer.

Design, Methodology and Approach Using appropriate similarity transformations, the governing equations that describe the model are convertedinto a system of nonlinear ordinary differential equations. These equations are solved both analytically and numerically.

Manyresults are obtained and a representative set is displayed graphically to illustrate the influence of different parameters on different profiles.

Key words: Convective transfer, laminar flow, nanofluids, magnetohydrodynamics (MHD) and the boundary layer.

Sommaire

Remerciements……..……..I
Dédicace……..……..……..II
Résumés……III
Liste des figures……..……...IV
Liste des tableaux……..……V
Abréviation……..……..VI

CHAPITRE I: La couche limite et les nombres adimentionnels.

I.1. Introduction 1
I.2. Convection naturelle thermique et massique 1
I.2.1. Aspect physique du problème 1
I.2.2. Couche limite en convection libre dans un milieu libre 2
I.2.2.1. Couche limite dynamique 2
I.2.2.2. Couche limite thermique 4
I.2.2.3. Couche limite massique 5
I.2.3. Équations de couche limite laminaire en convection libre 7
I.2.3.1. Considérations de similitude 10
I.3. Transfert radiatif 13
I.3.1. Définitions et lois du rayonnement thermique 14
I.3.1.1. Le rayonnement électromagnétique 14
I.3.1.2. Le rayonnement thermique 15
I.3.2. Classification des grandeurs physiques utilisées 16
1.3.2.1. La puissance émissive 16
I.3.2.2. Intensité Radiative 19
I.3.2.3. Le flux thermique radiatif 20
I.3.3. Modes combinées avec la radiation 21
I.3.4. L'équation générale de l'énergie 21
I.3.5. Interaction avec Conduction et Convection 22
I.4. Les nombres adimensionnels 22
I.4.1. Le nombre de Reynolds Re 23
I.4.2. Le paramètre d'interaction N 23
I.4.3. Nombre de Hartmann Ha 24
I.4.4. Le nombre de Reynold magnétique Re_m 24

I.4.5. Le nombre de Grashof 25
I.4.6. Le nombre de Grashof modifié (paramètre de Flottaison) GR 26
I.4.7. Le nombre de Brinkman 26
I.4.8. Le nombre de Prandtl 26
I.5. Conclusion 27
CHAPITRE II: Interaction solide / fluide transfertThermique et massique et MHD.
II.1. Introduction sur les transfert thermique et massique 30
II.1.1. Le transfert thermique 30
II.1.2. Le transfert massique 30
II.2. Les modes de transfert thermique : 31
II.2.1. La conduction 31
II.2.2. La convection 32
II.2.3. Le rayonnement 33
II.2.4. Le transfert thermique conjugué 33
II.3. Transferts convectifs (les types de la convection) 33
II.3.1. Convection forcée 33
II.3.2. Convection mixte 34
II.3.3. La convection naturelle 35
II-4.Convection mixte double diffusive 36
II.4.1. Convection mixte thermique 36
II.4.2 . Convection mixte massique 36
II.5. Force de flottabilité 36
II.5.1. Forces de flottabilité thermique 37
II.5.2. Force de flottabilité massique 37
II.6. MHD 38
II.6.1. Introduction 38
II.6.2. Définition de la magnétohydrodynamique 38
II.6.3. Description d'un fluide conducteur 39
II.6.3.1. Loi d'Ohm généralisée 40
II.6.3.2. Equations de Maxwell 40
II.6.3.3. Équation d'induction et force de Laplace 41

II.6.3.4. Équations du mouvement……..……..43

II.7. Conclusion 45

Chapitre III: Les fluides newtonien et non newtonien , la synthèse des nano-fluide et les applications.

III.1. Fluides Newtoniens et non Newtoniens 47

III.1.1. Fluides Newtoniens 47

III.1.2. Fluides non Newtoniens 48

III.1.2.1. Les fluides visqueux dépendants du temps……84

III.1.2.1.1. Comportement thixotrope……..... 48

III.1.2.1.2. Comportement rhéopexe ……..…… 48

III.1.2.2. Les fluides visqueux indépendants du temps …….. 49

III.1.2.2.1. Comportement viscoplastique ……..49

III.1.2.2.2. Comportement rhéofluidifiant (Shearthinning) ……... 49

III.1.2.2.3. Comportement rhéoépaississant (Shearthickening) ……..... 49

III.1.2.2.3. Comportement rhéoépaississant (Shearthickening) ……....49

III.1.2.3.1. Effets et phénomènes intéressants dans les fluides viscoélastiques …….. 50

III.1.2.3.1.1. Effet de Barus (Die swell) …….. 50

III.1.2.3.1.2. Effet de Kaye……...…….. 50

III.1.2.3.1.3. Effet Weissenberg ……. 51

III.1.2.3.2. Modèles de comportement des matériaux viscoélastiques …….. 52

III.1.2.3.2.1. Modèle d'Oldroyd B ……..… 54

III.1.2.3.2.2. Fluides de Boger ……... 57

III.2. Milieux Poreux et ses caractéristiques 57

III.3. Nanofluide 58

III.3.1. Généralités sur la nanotechnologie 58

III.3.2. Définition d'un nanofluide 58

III.3.3. Fabrication et préparation des nanofluides 60

III.3.4. Types de nanoparticules 61

III.3.5. Les applications des nanofluides 62

III.3.6. Les avantages des nano fluides 62

III.3.7. Les inconvénients des nanofluides 62
III.3.8. Domaine d'application des nanofluides 63
Chapitre IV: Résultats et discussion.
IV.1. Introduction 65
IV.2. Formulation mathématique 65
IV.3. Résultats et discussion 69
IV.3.1. Effet du paramètre magnétique M et du paramètre matériau K 69
IV.3.2. Effet du paramètre d'aspiration / injection f_w et du paramètre de matériau K..... 70
IV.3.3. Effet du nombre de Prandtl Pr et du paramètre de matériau K 72
Conclusion générale 76
Références bibliographique…….…… 77

Liste des figures

Figure I.1: Couche limite dynamique sur une plaque plane	**P3**
Figure I.2: Couche limite thermique sur une plaque isothermique	**P4**
Figure I.3: Couche limite massique sur une plaque horizontale	**P6**
Figure I.4: Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire	**P8**
Figure I.5: Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée : (a) une couche limite dynamique. (b) la couche limite thermique	**P8**
Figure I.6: Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale isothermique : (a) profils de vitesse, (b) profils de température	**P12**
Figure I.7: Spectre énergie émissive d'un corps noir	**P17**
Figure I.8: Spectre de puissance de l'émissive du corps noir normalisé	**P19**
Figure II.1: Un schéma représentatif de la conduction thermique	**P 31**
Figure II.2: Schéma du phénomène de transfert de chaleur par convection	**P32**

Figure II.3: Schéma représentatif de la convection forcée	**P34**
Figure II.4: Schéma de la convection naturelle	**P35**
Figure II.5: Principe de la convection naturelle	**P35**
Figure II.6: Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique	**P38**
Figure II.7: (a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur ; (c) Loi de la main droite. (Ligne bleue : champ magnétique, ligne mauve : courant, ligne verte: mouvement.)	**P39**
Figure III.1: Profil de la vitesse pour un fluide Newtonien sous une contrainte de cisaillement	**P48**
Figure III.2: Représentation de l'effet de Barus	**P50**
Figure III.3: Un cycle de l'effet de Kaye	**P 51**
Figure III.4: Représentation de l'effet Weissenberger	**P52**
Figure III.5: Modèle de Maxwell	**P53**
Figure III.6: Modèle de Voigt	**P53**
Figure III.7: Modèle de Zener (représentation de Kelvin)	**P53**
Figure III.8: Modèle de Zener (représentation de Maxwell) ou le modèle du solide linéaire standard	**P53**
Figure III.9: Modèle de Burgers	**P54**
Figure III.10: Représentation du temps de relaxation	**P55**
Figure III.11: Représentation du temps de retardation	**P56**

Figure III.12: Présentation des nanofluides, vue au microscope électronique	**P59**
Figure III.13: Procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape	**P60**
Figure III.14: Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone Bang et Chang, 2005	**P61**
Figure IV.1: Modèle physique et système de coordonnées	**P66**
Figure IV.2: Velocity profiles f'(η) for different values of M.(Gr_x = 2.0, Pr = 6.2, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Ln= 2.0).	**P70**
Figure IV.3: Microrotation profiles h(η) for different values of M. (Gr_x = 2.0, Pr = 6.2, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Ln = 2.0).	**P70**
Figure IV.4: Temperature profiles θ(η) for different values of M. (Gr_x = 2.0, Pr = 6.2, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Ln=2.0)	**P70**
Figure IV.5: Velocity profile $f(\eta)$ for different values of $f_{w.}$ (Gr_x=2.0, Pr=6.2 , M=1.0 , Ec=0.1 , Ln=2.0)	**P71**
FigureIV.6: Microrotation profiles h(η) for different values of $f_{w.}$ (Gr_x=2.0, Pr=6.2, M =1.0 ,Ec=0.1 , Ln=1.0)	**P71**
Figure IV.7: Temperature profiles θ(η) for different values of f_w. (Gr_x=2.0 , Pr=6.2 , M=1.0 , Ec=0.1 , Ln=0.1)	**P72**
Figure IV.8: Velocity profiles $f(\eta)$ for different values of Pr. (Gr_x=2.0 ,f_w=1.0 , M=1.0 , Ec=0.1 , Nb=Nt=0.1 , Ln=2.0)	**P73**
Figure IV.9: Micro rotation profiles h(η) for different values of Pr (Gr_x=2.0 , f_w=1.0 , M=1.0 , Ec=0.1 , Nb=Nt=0.1 , Ln=2.0)	**P73**
Figure IV.10: Température profiles θ(η) for diffèrent values of Pr. (Gr_x=2.0 ,f_w=1.0 , M=1.0 , Ec=0.1 , Nb=Nt=0.1 , Ln=2.0)	**P74**

Liste des tableaux

Tableau II.1: Diffusivités magnétiques D_m et nombres de Reynolds magnétiques R_m pour quelques Écoulements MHD, pour des longueurs L_0, des vitesses U_0 et des temps t_0 caractéristiques	**P44**

Abréviation

B_0	Champ magnétique uniforme,	(Tesla)
C	Concentration,	(mol/m^3)
C_f	Coefficient de frottement mécanique,	(1)
c_p	Chaleur spécifique à pression constante du fluide,	(J/Kg)
D	Diffusivité massique,	(m^2/s)
Ec	Nombre d'ECKERT,	(1)
f	Fonction de vitesse adimensionnelle,	(1)
f_w	Paramètre aspiration/injection,	(1)
g	Accélération due à la gravité,	(m/s^2)
h	La micro rotation adimensionnelle,	(1)
Ha	Nombre de Hartmann,	(1)
Gr_x	Nombre de Grashof local thermique,	(1)
Gm_x	Nombre de Grashof local massique,	(1)
j	Densité de micro-inertie,	(W/m^2)
k_1	Coefficient thermophoréstique,	(1)
K	Paramètre matériel,	(1)
N	Le composant de la microrotation,	(x)
Nu_x	Nombre de Nuselt local,	(1)
M_w	la contrainte de couple de paroi sans dimension	(1)
M	Le paramètre magnétique,	(1)

Pr	Nombre de Prandtl,	(1)
q_w	Flux thermique surfacique,	(W/m)
q'_w	Flux massique surfacique,	(W/m)
Re_x	Nombre de Reynolds local,	(1)
Sh_x	Nombre de Sherwood local,	(1)
Sc	Nombre de Schemidt,	(1)
T	Température,	(K)
T_r	Température de référence,	(K)
V_T	la vitesse de la thermophorèse,	(m/s)
v_w	Vitesse d'aspiration ou vitesse d'injection,	(m/s)
u	Composante de vitesse suivant x,	(m/s)
v	Composante de vitesse selon y,	(m/s)
x, y	Coordonnées cartésiennes,	(m)

Les lettres grecques

α	Diffusivité thermique moléculaire,	(m^2/s)
β	Coefficient d'expansion thermique de fluide,	(1/K)
β^*	Coefficient d'expansion massique,	(1/mole)
γ	Viscosité de gradient de rotation,	(x)
δ_h	Epaisseur de la couche limite hydrodynamique,	(m)
δ_m	Epaisseur de couche limite massique,	(m)
δ_{th}	Epaisseur de couche limite thermique,	(m)

Sous-rubriques

w	Évalué sur le mur
∞	Évalué en dehors de la couche limite

Introduction générale :

Les fluides nanopolaires sont ceux qui contiennent des nanos constituants qui peuvent subir une rotation, dont la présence peut affecter l'hydrodynamique de l'écoulement afin qu'il puisse être distinctement non newtonien. Il présente de nombreuses applications, par exemple, l'analyse du comportement des lubrifiants exotiques, des suspensions colloïdales et la solidification des cristaux liquides, l'extrusion de fluides polymères, le refroidissement de la plaque métallique dans un bain, le sang animal, les fluides corporels, etc. Ces types de fluides ont été proposés et modélisés d'abord par Erigen .

La théorie de fluides nanopolaires prend en compte les effets microscopiques résultant de la microstructure locale et du mouvement intrinsèque des éléments de fluides et on attend à ce qu'elle fournisse un modèle mathématique pour le comportement liquide non-newtonien. De tels fluides peuvent être soumis pour faire surface et des couples de corps dans lesquels le matériel indique dans un élément de volume peuvent subir des mouvements du centre de masses avec déformation.

Ces fluides ont été utilisés dans les couches limites dynamique et thermique par beaucoup d'auteurs pour des géométries différentes dans des conditions physiques diverses En outre, l'étude du champ magnétique en présence de rayonnement thermique a des applications importantes dans la physique et l'ingénierie telles que les études plasma, les générateurs de puissance MHD, le refroidissement du réacteur nucléaire, etc. ont discutés un écoulement d'un point d'arrêt en présence d'un champ magnétique pour un nanofluide au voisinage une surface verticale, ils ont démontré que, dans le cas un écoulement assistant, des solutions pourrait être obtenus pour toutes les valeurs positives de λ, tans que, dans un écoulement opposé, la solution s'est terminée avec une valeur critique de λ ($\lambda = \lambda c$ ($\lambda c < 0$)).

La valeur de $|\lambda c|$ augmente avec une augmentation de K, donc le nanofluide retarde la séparation de la couche limite, ce qui augmente la gamme de solutions de similarité par rapport au fluide newtonien. L'influence de thermophorèse et une réaction chimique sur un écoulement de nanofluide avec des propriétés thermo physiques variables a été étudiée par qui a constaté qu'en présence d'effets physiques différents, peuvent modifier l'écoulement et le transfert thermosolutale. a examiné l'effet de rayonnement sur un écoulement thermique devant une surface de rétrécissement, il trouvé que, l'effet de microrotation sur l'écoulement s'effectue lorsque le paramètre du matériau change.

L’effet de rayonnement thermique sur un écoulement MHD d’une fluide nanopolaire sur une surface d'étirage avec une conductivité thermique variable a été étudié numériquement par qui a montré que l'épaisseur de la limite thermique et Nusselt augmentent à mesure que le paramètre de conductivité thermique augmente, tandis que l'épaisseur de la couche limite thermique diminue à mesure que le paramètre de rayonnement augmente. M.M. ont étudiés numériquement un écoulement radiatif d’une fluide nanopolaire avec un flux de chaleur variable dans un milieu poreux, ils démontrent que, le rayonnement thermique combiné à la viscosité du vortex peut modifier les phénomènes de transport dans les milieux poreux.

Une analyse a été faite pour un transfert combiné de chaleur et de masse avec un effet de rayonnement pour un écoulement permanent de type couche limite d’un fluide qui passe devant une surface non-linéaire est présentés par, qui ont utilisés la méthode de similarité. Présentés un écoulement MHD d’un point d’arrêt pour une fluide nanopolaire sur une surface en mouvement en présence d’un rayonnement, ils ont remarqués que, le nombre de Nusselt amplifié à mesure que le champ magnétique, le paramètre de rayonnement et nombre de Prandtl augmentent.

En outre, une augmentation du paramètre matériel a entraîné une diminution du nombre de Nusselt. a étudié les effets de rayonnement thermique sur écoulement magnétohydrodynamique en convection mixte, d’une fluide nanopolaire au-delà d'une plaque semi-infini en mouvement continu pour des différences de température élevées.

Le problème d’un écoulement convectif d'un point d’arrêt axisymétrique en présence d’un fluide nanopolaire sur un cylindre avec des propriétés thermo-physiques variables est discuté par. Les effets de Joule, réaction chimique et rayonnement thermique sur un écoulement MHD en convection naturelle en régime variable devant une plaque poreuse chauffée pour un fluide nanopolare sont analysés par.

Dans le présent travail, en considère un écoulement hydromagnétique sur le long une plaque verticale immergé dans une fluide nanopolaire en convection thermique et massique. Les solutions de similarité résultantes d’équations gouvernées sont obtenues. De nombreux résultats sont obtenus et présentés graphiquement pour illustrer l'influence des différents paramètres de contrôle. L'objectif principal est de déterminer l'influence des effets simultanés sur le transfert de chaleur et de masse de la plaque vers le milieu externe.

CHAPITRE I :

La couche limite et les nombres adimensionnels.

I.1. Introduction

La convection et un processus physique de transmission de la chaleur qui s`appuie sur un milieu matériel avec mouvement de matière [1, 2]. C`est l'un des modes de transport d`énergie sous l`action combinée de la conduction, de l`accumulation de l`énergie et du mouvement du milieu [3, 4]. Parmi cette combinaison, la convection est le mécanisme le plus important de transfert d`énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz [3]. De là, l`interaction entre solide et le fluide revêt une importance capitale.

Le transfert d`énergie par convection d`une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l`entoure s`effectue en plusieurs étapes. D`abord, la chaleur s`écoule par conduction de la surface aux molécules du fluide adjacent. L`énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l`énergie de ces molécules. Les molécules vont alors se mélanger avec d`autres molécules situées dans une région à basse température et transférer une partie de leur énergie. Dans ce cas, l`écoulement concerne le fluide avec transport d`énergie. En définitive, l`énergie est, à présent, emmagasinée dans les molécules du fluide et elle est transportée sous l`effet de leur mouvement [3, 5].

I.2. Convection naturelle thermique et massique

I.2.1. Aspect physique du problème

En fait, dans notre environnement quotidien, les manifestations de la convection libre sont plus présentes que les effets de la convection forcée, même si elles ne sont pas toujours directement perceptibles par nos sens. C'est ainsi que dans n'importe quelle salle d'habitation nous sommes entourés en permanence de mouvement d'air ; celui-ci se réchauffe en montant les longs des parois les plus chaudes, et se refroidit en descendent le long des parois les plus froides. La diversité des situations est également plus grande en convection libre **:** par l'inclinaison d'une paroi, qui est souvent sans effet dans un écoulement isotherme, devient ici un paramètre essentiel ; de même les effets de gravité sont significatifs dans des enceintes fermés an isothermes (bâtiment, réacteurs chimiques)ou en physique de l'environnement, du fait des écarts de température entre la surface et l'ambiance [1].

Les domaines d'applications sont donc vastes, et concernent aussi bien l'isolation des canalisations que le refroidissement des circuits électriques et électroniques, la thermique du bâtiment et le confort humain, les panaches et la dispersion des effluents ou encore la thermique de l'atmosphère et des océans. En ce qui concerne la mécanique des écoulements

de convection naturelle on observe que, puisque les gradients de masse volumique à l'origine du mouvement sont eux-mêmes dus à des gradients de température, il y a là un couplage structurel entre bilan de quantité du mouvement et bilan d'énergie, c.-à-d. entre champ de vitesse et champ de température. Ce couplage est fort du fait que la température est sous la dépendance de la vitesse et réciproquement.

Une spécificité de la convection libre concerne les faibles niveaux de vitesse atteints, avec pour conséquence immédiate des flux thermiques également modestes. Il en résulte d'abord que la convection libre constitue soit un obstacle lorsqu'on veut améliorer les échanges thermiques soit une sorte d'isolation naturelle lorsqu'on veut au contraire les réduire, et ensuite que les échanges par rayonnement, souvent négligeable en convection forcée, pourront être ici du même ordre de grandeur que les échanges convectifs [1].

Bien évidemment, les gradients de densité auxquels nous avons fait allusion se produisent aussi en convection forcée mais là, justement, leurs effets sont à peu près nuls. Les cas intermédiaires, où ces effets sont comparables à ceux de l'écoulement forcé, constituent des situations de convection mixte. Ajoutons enfin que l'existence d'un gradient de masse volumique n'entraine pas automatiquement un mouvement de convection naturelle, ainsi, entre deux plaques planes horizontales, si c'est la plaque supérieure qui est la plus chaude, le transfert thermique reste en général purement conductif [1].

L'aspect le plus important des transferts en convection libre est (comme en convection forcée) ce qui se passe au voisinage des parois. On y retrouve en particulier des structures de couche limite. Les équations générales auxquelles obéit le phénomène seront traitées dans ce qui suit.

I.2.2. Couche limite en convection libre dans un milieu libre

Le concept de la couche limite joue un rôle important pour la compréhension de la convection thermique et massique entre une surface et un fluide qui circule devant elle. Dans ce qui suit, la couche limite dynamique, thermique, et de concentration sont décrits, ainsi que leurs relations avec le coefficient de frottement, le coefficient de transfert de chaleur par convection, et le coefficient de transfert de masse par convection.

I.2.2.1. Couche limite dynamique

Pour introduire le concept d'une couche limite, on considère un écoulement sur la plaque plane de la figure I.1. Lorsque les particules de fluide entrent en contact avec la surface, leur vitesse est réduite de manière significative par rapport à la vitesse du fluide en amont de la

plaque, et dans la plupart des cas, il est valable de supposer que la vitesse de la particule est égale à zéro à la paroi. Ces particules agissent alors pour retarder le mouvement des particules dans la couche de fluide adjacente, qui servent à retarder le mouvement des particules dans la couche suivante, et ainsi de suite jusqu'à ce que, à une distance $y = \delta$ à partir de la surface, l'effet devient négligeable. Ce retard de mouvement est associé à des contraintes de cisaillement τ agissant dans des plans qui sont parallèles à la vitesse du fluide (figure I.1). Avec l'augmentation de la distance *y* à partir de la surface, la composante de vitesse du fluide *u* selon l'axe *x,* doit alors augmenter jusqu'à ce qu'elle se rapproche de la valeur limite u_∞. L'indice ∞ est utilisé pour désigner les conditions dans l'écoulement libre en dehors de la couche limite. La quantité δ est dite l'épaisseur de la couche limite, et il est généralement définie comme la valeur de y pour lequel $u = 0.99\ u_\infty$. Le profil de vitesse de la couche limite se rapporte à une manière dans laquelle u varie avec y à travers la couche limite [7].

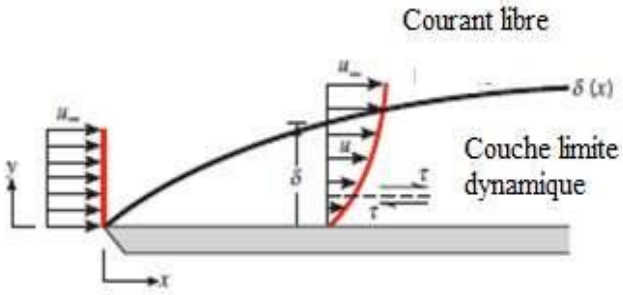


Figure I.1: *Couche limite dynamique sur une plaque plane [6].*

En conséquence, l'écoulement du fluide est caractérisé par deux zones distinctes, une couche mince de fluide (la couche limite) dans lequel des gradients de vitesse et les contraintes de cisaillement sont grandes et une région en dehors de la couche limite dans laquelle les gradients de vitesse et les contraintes de cisaillement sont négligeables. Avec l'augmentation de la distance du bord d'attaque, les effets de la viscosité pénètrent plus loin dans le courant libre et la couche limite se développe *(δ* Augmente avec *x).* En mécanique des fluides, la couche limite joue un rôle important dans les écoulements à travers les conduites à cause de contraintes de cisaillement τ_s et donc les effets de frottement en sont des conséquences. Pour les écoulements, ce taux fournit la base de détermination du coefficient de frottement local [6].

$$C_f = \frac{\tau_s}{\rho u_\infty^2/_2} \quad \text{(I.1)}$$

Un paramètre essentiel dont lequel la traînée de frottement de surface peut être déterminée. En supposant un fluide Newtonien, la contrainte de cisaillement surfacique peut être évaluée à partir du gradient de vitesse à la surface.

$$\tau_s = \mu \frac{\partial u}{\partial y} | y_{=0} \quad \text{(I.2)}$$

Où μ est la viscosité dynamique dans la couche limite dynamique, le gradient de vitesse à la surface dépend de la distance *x* en amont de la plaque. Par conséquent, la contrainte de cisaillement surfacique et le coefficient de frottement aussi dépend de *x* [6].

I.2.2.2. Couche limite thermique

Quand il ya un écoulement du fluide devant une surface, une couche limite thermique doit se développer s'il existe une différence de températures entre le fluide et la surface [6]. Considérons un écoulement sur une plaque plane isotherme (Figure I.2).

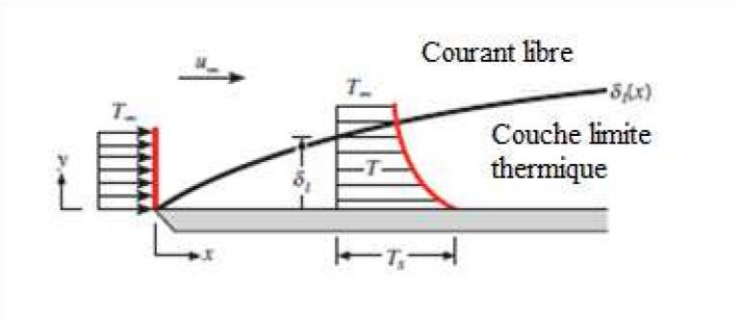


Figure I. 2: *Couche limite thermique sur une plaque isothermique [6].*

La température en amont de la plaque est uniforme $T(y) = T_\infty$, Cependant, les particules de fluide qui sont en contact avec la plaque évoluent pour atteindre l'équilibre thermique à la température de la surface de la plaque. À leur tour, ces particules échangent de l'énergie avec celles de la couche de fluide adjacente, et les gradients de température dans le fluide se développent.

La zone du fluide ou existent ces gradients de température appelé la couche limite thermique, et leur épaisseur δ_T est typiquement définie comme la valeur de *y* pour laquelle le rapport

$$\left[\frac{T_S - T}{T_S - T_\infty}\right] = 0.99$$

L'expérience montre que δ_T évolue le long de la paroi, et que la couche limite thermique s'épaissit quand on s'éloigne du bord d'attaque. La relation entre les conditions dans cette couche limite et le coefficient de transfert de chaleur par convection peut facilement être mise en évidence. À une distance *x* du bord d'attaque, le flux local thermique surfacique peut être obtenu en appliquant la loi de Fourier pour le fluide à *y = 0*.

$$q'_s = -k_f \frac{\partial T}{\partial y}|y_{=0} \qquad \text{(I.3)}$$

Cette expression est appropriée parce que, à la surface, il n'y a pas un mouvement fluide et le transfert d'énergie se produit uniquement par conduction. Rappelant la loi de Newton, nous voyons que :

$$q'_s = h(T_s - T_\infty) \qquad \text{(I.4)}$$

et en combinant cette équation avec (I.3), on obtient :

$$h = \frac{-k_f \partial T/\partial y|y_\infty}{T_s - T_\infty} \qquad \text{(I.5)}$$

Par conséquent, les conditions imposées dans la couche limite, qui influencent fortement le gradient de température à la paroi $\partial T/\partial y|y_\infty$ détermine le taux de transfert thermique.

Tant que δ_T augmente avec l'augmentation de *x*, le gradient de température dans la couche limite doit donc diminuer avec l'accroissement de *x*, et il en résulte que *h* et *q'* s'affaiblissent avec l'élévation de *x* [6].

I.2.2.3. Couche limite massique

Lorsque l'air se déplace devant la surface d'une flaque d'eau, l'eau liquide s'évapore, et la vapeur d'eau sera transférée dans le courant d'air. Ceci est un exemple de transfert de masse par convection.

Considérons un mélange binaire d'espèces chimiques *A* et *B*, qui circule sur une surface (figure I.3).

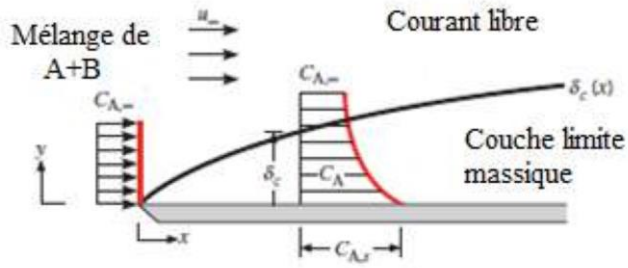


Figure I.3: *Couche limite massique sur une plaque horizontale [6].*

La concentration molaire *(kmol/m^3)* de l'espèce *A* est à la surface $C_{A,s}$, et dans le courant libre, il est libre $C_{A,\infty}$.Si $C_{A,s}$ diffère de $C_{A,\infty}$,Le transfert de l'espèce chimique *A* par convection se produit. Par exemple, une espèce peut être une vapeur qui est transférée dans un courant de gaz (espèce *B)* due à l'évaporation à la surface du liquide (comme dans l'exemple de l'eau) ou en raison de la sublimation à une surface solide. Dans ce cas, une couche limite de concentration se développe et qui est similaire à la couche limite dynamique et thermique. La couche limite massique est la zone du fluide dans laquelle le gradient de concentration existe, l'épaisseur est typiquement définie comme la valeur de *y* pour que

$$\left[\frac{C_{A,s} - C_A}{C_{A,s} - C_{A,\infty}}\right] = 0.99$$

Avec l'augmentation de la distance du bord d'attaque, les effets de transfert massique pénètrent plus loin dans le courant libre et la couche limite massique évolue. Le transfert massique par convection entre la surface et le fluide est déterminé par des conditions dans la couche limite, et il est intéressant de déterminer le taux de transfert produit. Cas particulier, pour le flux molaire de l'espèce chimique *A*, Il est utile de savoir que ce flux associé avec le transfert de l'espèce par la diffusion est déterminée par une expression qui est analogue à la loi de Fourier, nommée la loi Fick de la forme:

$$q''_A = -D_{AB}\frac{\partial C_A}{\partial y} \qquad \text{(I.6)}$$

Où D_{AB} est une propriété du mélange binaire appelé le coefficient de diffusion binaire. En tout point correspondant à $y > 0$ dans la couche limite de concentration de la figure I.3, le transfert d'espèces est due à la fois au mouvement d'advection et de diffusion. Cependant, en

absence de l'effet de l'échelle nano ou macroscopique et l'influence de la diffusion de l'espèce sur la vitesse normale à la surface, le mouvement du fluide à la surface peut être négligé. Le transfert massique est du uniquement à la diffusion, à partir de la loi de Fick, le flux molaire à $y = 0$ est

$$q_A^{"} = -D_{AB}\frac{\partial C_A}{\partial y}|y_{=0} \quad \text{(I.7)}$$

Par analogie du transfert thermique, le coefficient de transfert massique h_m est

$$h_m = \frac{-D_{AB}\frac{\partial C_A}{\partial y}|y_{=0}}{C_{A,s}-C_{A,\infty}} \quad \text{(I.8)}$$

I.2.3. Équations de couche limite laminaire en convection libre

Le mouvement d'un fluide dans lequel les gradients de vitesse, température et de concentration coexistent, les équations doivent se conformer à plusieurs lois physiques fondamentales. En particulier, à chaque point dans le fluide, la loi de la conservation de masse, de l'énergie et des espèces chimiques, ainsi que la deuxième loi de Newton doit être satisfaites. Les équations représentant ces exigences sont obtenues par l'application des lois sur un volume de contrôle différentiel situé dans l'écoulement (figure I.4). Ces équations servent de point de départ de l'analyse de couches limites laminaires [7].

$$div\bar{V} = 0 \quad \text{(I.9)}$$

$$\frac{\delta\bar{V}}{\delta t} + \bar{V}.grand\bar{V} = -\frac{1}{\rho}grand(p^*) + div(v.grand\bar{V}) \quad \text{(I.10)}$$

$$\frac{\delta T}{\delta t} + \bar{V}.grand(T) = div\big(\alpha.grand(T)\big) + \mu\phi + q \quad \text{(I.11)}$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} + \bar{V}.grand(C_A) = div\big(\alpha.grand(C_A)\big) + N \quad \text{(I.12)}$$

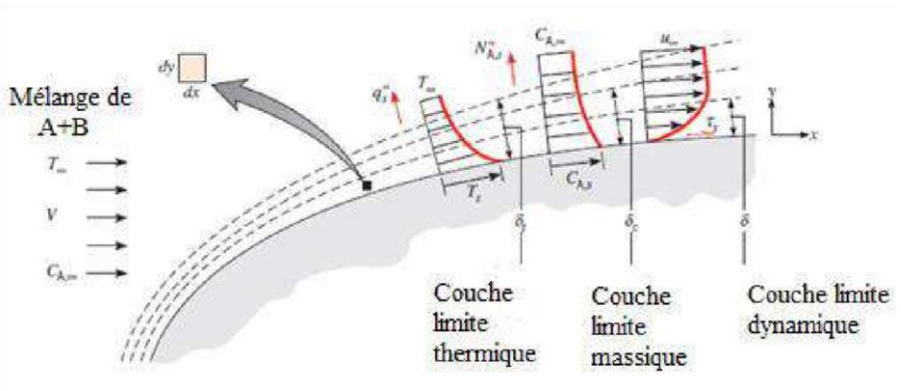


Figure I.4: *Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire [7].*

Considérons un écoulement de couche limite laminaire (figure I.5) qui est entraîné par des forces de flottabilité. On suppose que le régime soit stable, à deux dimensions, la force de gravité est constante et dirigée vers le bas (sens inverse de l'axe *x*). Ainsi, on suppose que le fluide est incompressible.

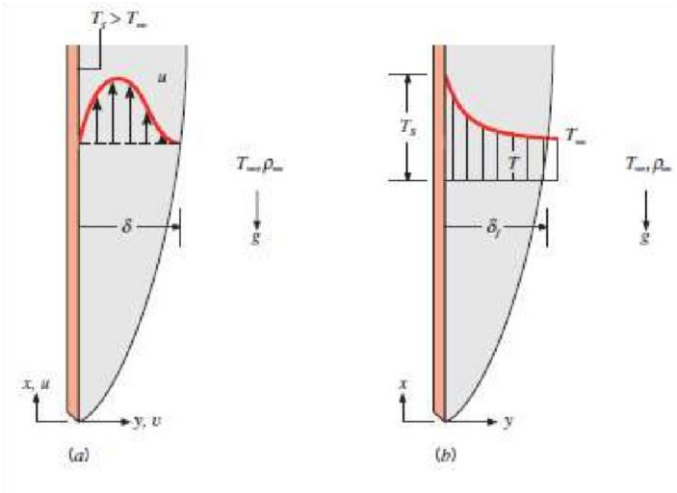


Figure I.5: *Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée: (a) une couche limite dynamique. (b) la couche limite thermique [7].*

Les caractéristiques observées de l'écoulement à proximité de la paroi autorisent à conserver les approximations de la couche limite dynamique [7]. à savoir:

$$v \ll u, et \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \text{(I.13)}$$

Par contre,$\partial u/\partial x$ n'est pas toujours négligeable devant $\partial u/\partial y$: au voisinage du maximum u_m (figure I.5) on a en effet $\frac{\partial u}{\partial y} = 0\ et\ \partial u/\partial x \neq 0$. Le même problème se rencontre d'ailleurs dans les jets pariétaux ou dans les zones de décollement.

Quoi qu'il en soit, il résulte de (I.13) que l'équation de continuité est inchangée, et que dans l'équation de quantité de mouvement selon *x*, le terme $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ disparait [7].

En fin dans la couche limite thermique et massique, les approximations suivantes sont justifiées:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \ll \frac{\partial T}{\partial y}, et\ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial x} \ll \frac{\partial C_A}{\partial y}, et\ \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2} \qquad (I.14)$$

Ce qui traduit par la disparition des termes $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\ et \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2}$ dans l'équation de l'énergie et de la concentration. En ce qui concerne la pression, vu la lenteur de l'écoulement il est admis que les gradients de pression induits par le champ de vitesse sont faibles. Autrement dit, la pression motrice p^* obéit à la loi de la statique, comme dans le fluide au loin, ce qui s'exprime par :

$$grand(p^*) \approx 0 \qquad (I.15)$$

Le regroupement des conditions précédentes va conduire aux équations de couche limite en convection libre laminaire. En ce qui concerne le terme en $\vec{g}$ dans l'équation de quantité du mouvement, si on se trouve dans le cas $T_s > T_\infty$, l'écoulement se fait vers le haut. On choisit alors pour *x* la même direction, de sorte que $\vec{g} = -g\vec{x}$ la pesanteur dirigée vers le bas) et le terme en $\vec{g}$ devient$+\beta(T - T_\infty)g$. Au contraire,

Avec $T_s < T_\infty$,l'écoulement est descendant, et on préfère encore prendre *x* dans le sens du mouvement.

Cette fois$\vec{g} = +g\vec{x}$l *et le terme en* $\vec{g}$ s'écrit $-\beta(T - T_\infty)g$

Sous ces hypothèses les (I.9 - I.12) deviennent comme suit:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad (I.16)$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=g\beta(T-T_\infty)+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \text{(I.17)}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad \text{(I.18)}$$

$$u\frac{\partial C_A}{\partial x}+v\frac{\partial C_A}{\partial y}=D_{AB}\frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2} \quad \text{(I.19)}$$

I.2.3.1. Considérations de similitude

Les paramètres sans dimension qui régissent l'écoulement de convection naturelle et le transfert de chaleur pour une plaque verticale sont de la forme [8].

$$X^*\equiv\frac{X}{L},y^*\frac{y}{L},u^*\frac{u}{u_0}v^*\equiv\frac{v}{u_0},T^*\frac{T-T_\infty}{T_S-T_\infty}$$

Où L est une longueur caractéristique et $u_0$est une vitesse de référence, les équations de quantité de mouvement et de l'énergie (I.17, I.18) sont réduites :

$$u^*\frac{\partial u^*}{\partial x^*}+v^*\frac{\partial u^*}{\partial y^*}=\frac{g\beta(T_S-T_\infty)L}{u_0^2}T^*+\frac{1}{Re_L}\frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \quad \text{(I.20)}$$

$$u^*\frac{\partial T^*}{\partial x^*}+v^*\frac{\partial T^*}{\partial y^*}=\frac{1}{Re_L Pr}\frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \quad \text{(I.21)}$$

Le paramètre sans dimension dans le premier terme du côté droit de l'équation (I.20) est une conséquence directe de la force de flottabilité. La vitesse de référence $u_0$peut être spécifiée afin de simplifier la forme de l'équation. Il est convenable de choisir

$u_0^2=g\beta((T_s-T_\infty)L$,de sorte que le terme multipliant T* devient l'unité. Alors Re_L devient $[g\beta(T_s-T_\infty)L^3/v^2]^{1/2}$ [8].

Il est d'usage de définir le nombre de Grashof Gr_L comme le carré de ce nombre de Reynolds

$$Gr_L=\frac{g\beta(T_S-T_\infty)L^3}{v^2} \quad \text{(I.22)}$$

En conséquence, Re_L dans les équations (I.20) et (I.21) est remplacé par Gr_L^{12} , et ainsi le nombre de Grashof (ou plus précisément,$Gr_L^{1/2}$) joue le même rôle dans la convection libre que le nombre de Reynolds joue en convection forcée. Basé sur la forme résultant des équations (I.20) et (I.21), nous nous prédisons des corrélations de transfert de chaleur de

forme $Nu_L = f(Gr_L, Pr)$ en convection libre. Rappelons que le nombre de Reynolds permet de mesurer le rapport de forces d'inertie aux forces visqueuses agissant sur un élément de fluide. En revanche, le nombre de Grashof est une mesure du rapport entre les forces de flottabilité et forces de la viscosité agissant sur le fluide.

De nombreuses solutions aux équations de couche limite de convection libre laminaires ont été obtenues, et un cas particulier qui a reçu beaucoup d'attention implique convection libre à partir d'une surface verticale isotherme dans un milieu libre (Figure I.5). Pour cette géométrie les équations (I.16 - I.18) doivent être résolues sous des conditions aux limites de la forme:

$$y = 0: u = v = 0, T = T_s$$

$$y \to \infty: u \to \infty, T \to T_\infty \qquad \text{(I.23)}$$

Une solution de similarité au problème ci-dessus a été obtenue par Ostrach [9]. La solution nécessite le recours à des variables de transformation par l'introduction de variable de similarité de la forme :

$$\eta \equiv \frac{y}{x}\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4} \qquad \text{(I.24)}$$

et représentant les composantes de vitesse en termes d'une fonction de courant définie comme:

$$\psi(x, y) \equiv f(\eta)\left[4v\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4}\right] \qquad \text{(I.25)}$$

Avec la définition précédente de la fonction de courant, la composante de vitesse selon *x* peut être exprimée comme:

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{2v}{x} Gr_x^{\frac{1}{2}} f'(\eta) \qquad \textit{(I.26)}$$

L'évaluation de la composante de vitesse d'une manière analogue $v = -\partial\psi/\partial x$ et en introduisant la température adimensionnée

$$T^* \equiv \frac{T - T_\infty}{T_s - T_\infty} \qquad \text{(I.27)}$$

Les trois équations aux dérivées partielles (I.16 - I.18) peuvent ensuite être réduites à deux équations différentielles ordinaires de la forme

$$f''' + 3ff'' - 2(f')^2 + T^* = 0 \qquad \text{(I.28)}$$

$$T^{*\prime\prime} + 3\,\mathrm{Pr}\, f T^{*\prime} = 0 \qquad \text{(I.29)}$$

Où f et T^* sont des fonctions de η et que les exposants doubles et triples respectivement, se rapportent à la deuxième et troisième dérivée par rapport à η. *Notez que* f est la variable dépendante correspondante à la couche limite dynamique et que l'équation de continuité (I.16) est automatiquement satisfaite au moyen de l'introduction de la fonction de courant.

Les conditions aux limites transformées nécessaires pour résoudre les équations de quantité de mouvement et de l'énergie (I.17 et I.18) sont alors de la forme

$$\eta = 0: f = f' = 0; T^* = 1$$

$$\eta \to \infty: f' \to 0; T^* \to 0 \qquad \text{(I.30)}$$

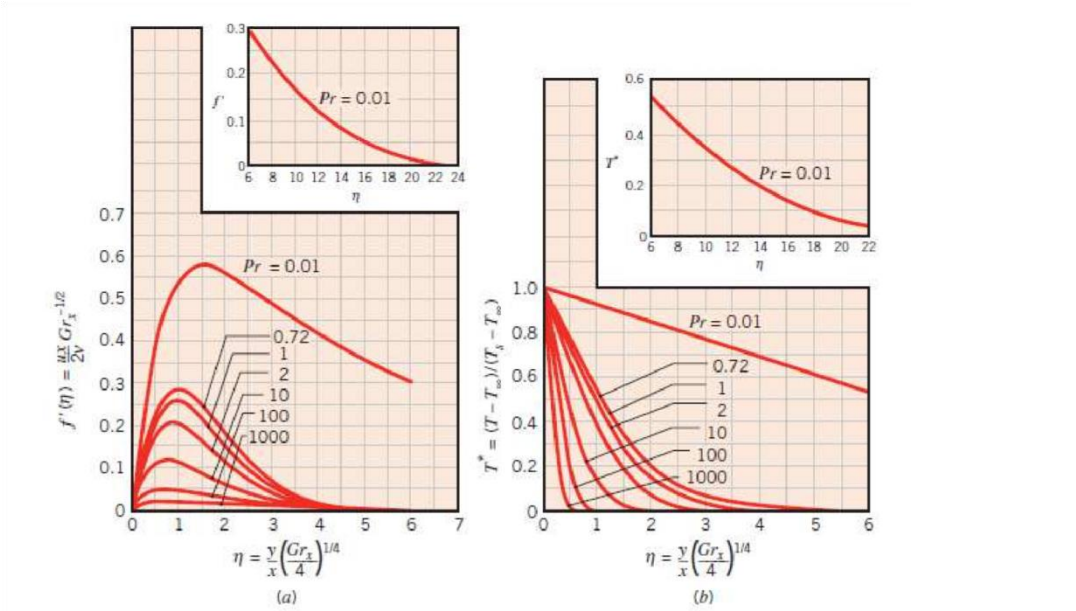


Figure I.6: *Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale isothermique : (a) profils de vitesse, (b) profils de température [6, 9].*

La solution numérique a été obtenue par Ostrach [9], et des résultats sélectionnés sont montrés dans la figure I.6. Utilisant la loi de Newton pour le coefficient de convection local *h*, le nombre Nusselt local peut être exprimé comme :

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = \frac{[q'_s/(T_s - T_\infty)]x}{k} \qquad \text{(I.31)}$$

On peut aussi exprimer le nombre du Nusselt local sous la forme adimensionnée comme suit:

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = -\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4} \frac{dT^*}{d\eta}\Big|_{\eta=0} \qquad \text{(I.32)}$$

I.3. Transfert radiatif [10]

Transfert thermique radiatif ou radiation thermique est la science qui étudie le transfert d'énergie sous forme des ondes électromagnétiques. Contrairement au transfert thermique conductif, les ondes électromagnétiques n'exigent pas de milieu pour leur propagation, [10].

Par conséquent à cause de leur capacité de propager à travers le vide, la radiation thermique devient le mode dominant de transfert thermique dans des basses pressions et des espaces externes. Une autre caractéristique entre la conduction (et convection, si elle est aidée par l'écoulement) et la radiation thermique est leur variation de température, tant que les flux conducteur et convectif sont plus ou moins linéairement dépendant sur les différences de la température, les flux radiatives ont tendance à être proportionnel aux différences de la température à la puissance quatre (ou même plus haut). Pour cette raison, la radiation a tendance à devenir le mode dominant de transfert de chaleur dans les applications à haute température, tel que combustion (les feux, chaudières, lances de fusée), les réactions nucléaires (émission solaire, armes nucléaires), et autres [10].

Tous les matériels émettent de façon continue et absorbent des ondes électromagnétiques, ou photons, en changeant leur énergie intérieure sur un niveau moléculaire. La force d'émission et absorption d'énergie radiative dépend de la température du matériel, aussi bien que sur la longueur d'onde, ou nombre d'onde, cela caractérise les ondes électromagnétiques,

$$\lambda = \frac{c}{\upsilon} = \frac{1}{\eta} \qquad \text{(I.33)}$$

Où la longueur d'onde est mesurée par μm, pendant que la fréquence est mesurée en *Hertz*, et les nombres d'ondes sont donnés par cm^{-1}. Ondes électromagnétiques ou photons, (lesquels incluent ce qui est perçu comme "lumière") propagés à la vitesse de la lumière *c*. La vitesse de la lumière dépend du milieu auquel l'onde propage c_0à travers la relation

$C = \frac{c_0}{n}$, c0=2.998*10^8m/s (I.34)

Où *n* est l'indice de réfraction du milieu, par définition l'indice de réfraction de vide $n \equiv 1$, pour la plupart des gaz l'indice de réfraction est même près d'unité, et le *c* dans l'équation (I.33) peut être remplacé par c_0, chaque onde ou photon retient avec lui un montant d'énergie *E* déterminé à partir de mécanique quantique comme

$E = h\upsilon$, h=6.26*10^{-34} J.s *(I.35)*

Où *h* est la constante de Planck. La fréquence de la lumière ne change pas quand la lumière pénètre d'un milieu à un autre parce que l'énergie du photon doit être conservée.

En revanche, la longueur d'onde change, selon les valeurs de l'indice de réfraction pour les deux milieux. Quand une onde électromagnétique frappe une interface entre deux milieux, l'onde est ou reflétée ou est transmise. Les milieux plus solides et liquides absorbent toute la radiation sur une couche de la surface très mince. Les tels matériels sont appelés des surfaces opaques (bien que l'absorption à lieu sur une couche mince). Un matériel opaque qui ne reflète pas toute radiation à sa surface est appelé un amortisseur parfait, surface noire [10].

I.3.1 Définitions et lois du rayonnement thermique [10]

I.3.1.1 Le rayonnement électromagnétique

La matière émet des ondes électromagnétiques sous l'effet de diverses excitations. On réunit sous l'appellation de rayonnement l'ensemble des échanges d'énergie à distance entre les corps, par onde électromagnétique.

Ces échanges peuvent avoir lieu lorsque les corps sont séparés par le vide ou par n'importe quel milieu intermédiaire suffisamment transparent pour les ondes électromagnétiques.

Le phénomène se manifeste sous divers aspects : ondes hertziennes, lumineuses, thermiques, rayons *X*, gamma ou cosmique. Ces rayonnements peuvent être décomposés en un spectre constitué de radiations périodiques simples, les radiations monochromatiques, caractérisées par leur fréquence *v* ou leur longueur d'onde λ, cette dernière étant liée à la

fréquence par la relation $C = \lambda v$, dans laquelle *C* est la vitesse de propagation des ondes dans le milieu traversé. On a $C=C_0/n$, C_0 étant la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide (environ 3.10^8 *mètre /seconde)* et *n* l'indice de réfraction du milieu traversé.

La fréquence d'une radiation monochromatique demeure constante lorsque celle-ci se propage dans des milieux d'indices de réfraction différents, tandis que λ et *C* varient avec l'indice du milieu traversé. Il semble donc plus avantageux de rapporter les grandeurs monochromatiques à la fréquence v. Cependant, comme en thermique industrielle on a surtout à considérer des échanges radiatifs entre surfaces séparées par de l'air, dont l'indice est voisin de l'unité, l'habitude à été prise de se référer plutôt à la longueur d'onde, tant que cela ne présente pas d'inconvénient majeur. Cela n'est plus possible par exemple lorsqu'on aborde l'étude du rayonnement dans les milieux semi-transparents non homogènes, au sein desquels il peut y avoir des variations d'indice de réfraction.

I.3.1.2 Le rayonnement thermique [11]

Nous nous intéresserons ici uniquement au rayonnement thermique qui est celui émis par la matière du fait de sa température et au détriment de son énergie calorifique. Ce rayonnement n'occupe qu'une très faible portion du spectre des ondes électromagnétiques, située dans une fourchette de longueurs d'onde allant en gros de *0.1 à 100 microns (μm).* Dans ce domaine nos sens sont capables de percevoir le rayonnement sous la forme d'une sensation de chaleur. A l'intérieur d'une bande encore plus étroite comprise entre environ *0.4 et 0.8 μm,* appelée spectre visible, le rayonnement devient perceptible à l'œil.

Nous réserverons le nom de lumière exclusivement à cette partie visible du rayonnement thermique.

Il faut noter que tous les rayonnements lumineux ne sont pas d'origine thermique, par exemple : les rayonnements dus à phosphorescence, à la fluorescence, aux décharges électriques dans les gaz raréfiés.

Le rayonnement thermique dans la partie non visible du spectre porte le nom d'ultraviolet *(UV),* du coté des courtes longueurs d'onde, et d'infrarouge *(IR),* du coté des grandes longueurs d'onde. Le rayonnement des sources thermiques de température inférieure à *500 °C* les plus courantes est situé entièrement dans l'infrarouge [11].

I.3.2 Classification des grandeurs physiques utilisées [11]

Les grandeurs physiques utilisées sont classées selon deux critères indépendants qui sont :

La composition spectrale du rayonnement

Les grandeurs physiques relatives à l'ensemble du spectre du rayonnement thermique sont appelées totales, ce qualificatif pouvant d'ailleurs être considéré comme implicite.

Les grandeurs relatives à un intervalle spectral étroit $d\lambda$ centré autour d'une longueur d'onde λ sont dites monochromatiques. On les affecte d'un indice λ pour les distinguer des précédentes.

La distribution spatiale (directionnelle) du rayonnement

Les grandeurs sont dites hémisphériques lorsqu'elles concernent l'ensemble des directions de l'espace dont lesquelles un élément de surface peut rayonner ou recevoir du rayonnement. Le qualificatif hémisphérique est facultatif (de même que total).

Les grandeurs sont dites directionnelles lorsqu'elles caractérisent une direction donnée de propagation du rayonnement, relativement à la surface considérée.

1.3.2.1 La puissance émissive [10]

Chaque milieu émet une radiation électromagnétique de façon continue et aléatoire dans toutes les directions à un taux selon la température locale et les propriétés du matériel.

Les flux thermiques radiatifs émis d'une surface est appelée puissance émissive E, et il y a une distinction entre puissance émissive total et spectral (le flux thermique émis sur le spectre entier ou à une fréquence donnée par unité de la fréquence), la puissance émissive totale est donnée par

$$E(T) = \int_0^\infty E_\lambda(T,\lambda)d\lambda = \int_0^\infty E_\upsilon(T,\upsilon)d\upsilon \qquad (I.36)$$

C'est facile de montrer qu'un corps noir n'est pas un absorbeur parfait seulement, mais c'est aussi un émetteur parfait, c'est, l'émission d'une telle surface dépasse cela de toute autre surface à la même température (connu comme la loi de Kirchhoff). La puissance émissive

démarre une surface noire opaque, communément appelée puissance émissive du corps noir, peut être déterminé à partir de statistique quantique comme

$$E_{b\lambda}(T,\lambda) = \frac{2\pi hc_0^2}{n^2\lambda^5\left(e^{hc_0/n\lambda kT}-1\right)} \quad \text{(n= constant)} \qquad \text{(I.37)}$$

Où il est supposé que la surface noire est adjacente à un milieu non absorbant d'indice de réfraction constant *n.* Le constant k=1.3806*10^{-23} est connu comme la constante de Boltzmann, La dépendance de l'émissivité spectrale du corps noir dans le vide *(n = 1)* est montrée pour plusieurs émetteurs de la température dans la Figure 1.7

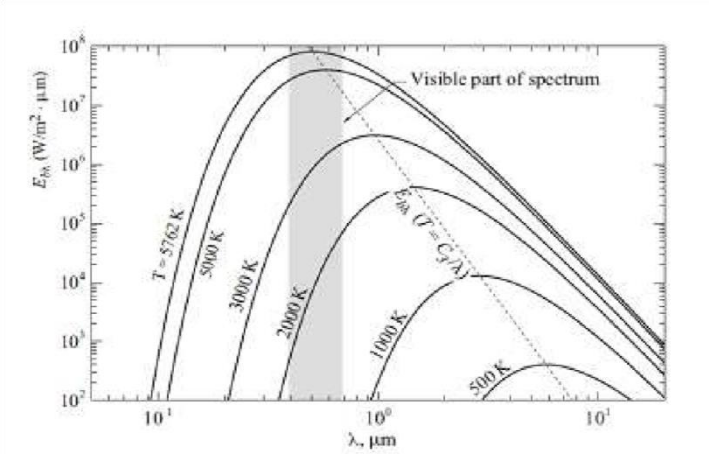


Figure I.7: *Spectre énergie émissive d'un corps noir [10]*

Il est vu que l'émission est nulle aux deux fins extrêmes du spectre avec un maximum à quelque longueur d'onde intermédiaire. Le niveau général de montées de l'émission avec température, et la partie importante du spectre (la partie qui contient la plupart de l'énergie émise) décalages vers longueurs d'onde plus courtes. Parce que l'émission du soleil ("spectre solaire") s'est bien rapprochée par émission du corps noir à une température solaire effective de T_{solaire} *= 5762 K,* ce niveau de la température est aussi inclus dans la figure. Les problèmes du transfert de chaleur impliquent généralement des niveaux de la température entre *300 et 2000 K* (plus, peut-être, radiation solaire). Par conséquent, les marges d'intérêt spectrales dans les applications du transfert de chaleur incluent l'ultraviolet *(0.1 à 0.4* µ*m),* radiation visible *(0.4 à 0.7*µ*m,* comme indiqué dans la figure I.8), et infrarouge *(0.7 à 20* µ*m).* Pour une évaluation rapide, une puissance émissive peut être écrite comme

$$\frac{E_{b\lambda}}{n^3T^5} = \frac{c_1}{(n\lambda T)^5\left(e^{c_2/n\lambda T}-1\right)} \quad \text{(n= constant)} \qquad \textit{(I.38)}$$

Où

$$c_1 = 2\pi\, \pi h_0^2 = 3.7419.10^{-16}\, W.m^2 \qquad \text{(I.39)}$$

$$c_2 = \frac{hc_0}{k} = 14.388\ \mu mk \qquad \text{(I.40)}$$

Équation (I.38) a son maximum à

$$(n\lambda T)_{max} = c_3 = 2898 \mu mk \qquad \textit{(I.41)}$$

C1, C2, C3 sont la première, seconde, et troisième constante de la radiation, respectivement.

L'émissivité du corps noir total est trouvée en intégrant l'équation (I.38) sur le spectre entier, résulte

$$E_b[T] = n^2 \sigma T^4 \qquad \textit{(I.42)}$$

Où $\sigma = 5.670 * 10^{-8}\ W/m^2.K^4$ est la constante de Stefan Boltzmann

C'est souvent désirable de calculer la puissance émissive fractionnaire, c'est, la puissance émissive a contenu sur une gamme de la longueur d'onde finie, entre $\lambda_1$etλ_2. Ce n'est pas possible d'intégrer l'équation (I.38) entre ces limites dans la forme fermée; alors, les valeurs de la puissance émissive fractionnaire, a comprise entre *0* et $n\lambda T$, qui se trouve sous forme de tableau. [10]

$$f(n\lambda T) = \frac{\int_0^{\lambda} E_{b\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{b\lambda} d\lambda} = \int_0^{n\lambda T} \frac{E_{b\lambda}}{n^3 \sigma T^5} d(n\lambda T) \qquad \text{(I.43)}$$

Alors que

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{b\lambda} d\lambda = [f(n\lambda_2 T) - f(n\lambda_1 T)]\, n^2 \sigma T^4 \qquad \textit{(I.44)}$$

Les deux fonctions sont aussi montrées dans la figure I.9, avec la répartition de Wien qui est la limite de longueur d'onde courte d'équation (I.37),

$$E_{b\lambda} \approx \frac{2\pi h c_0^2}{n^2 \lambda^5} e^{-hc_0/n\lambda T} = \frac{c_1}{n^2 \lambda^5} e^{-c_2/n\lambda T} \qquad \textit{(I.45)}$$

Comme vu de la figure, La répartition de Wien est réellement plutôt exacte sur le spectre entier, en prédisant une puissance émissive totale approximativement *8*% inférieur que celui donné par équation (I.40). Parce que la répartition de Wien peut être intégrée analytiquement sur les parties du spectre, il est utilisé quelquefois dans les applications du transfert de chaleur.

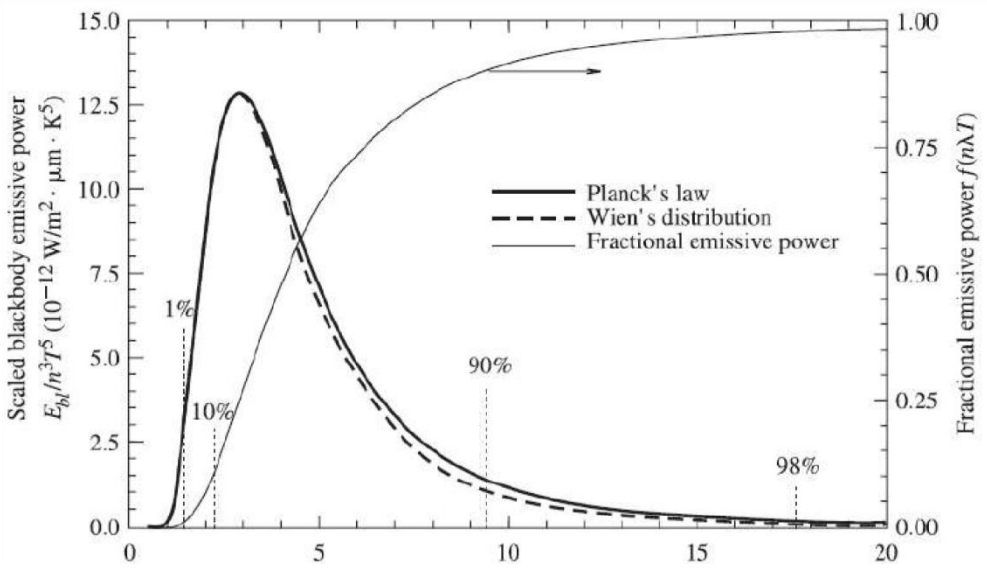


Figure I.8 : *Spectre de puissance de l'émissive du corps noir normalisé [10]*

I.3.2.2 Intensité Radiative [10]

Le comportement directionnel de l'énergie radiative propagée à travers un milieu est caractérisé par l'intensité radiative, qui défini comme suivant l'écoulement d'énergie radiative en fonction du temps, de la surface normale de rayons et de l'angle solide.

Comme la puissance émissive, l'intensité est définie sur les deux spectrales et totales, liées par,

$$I(\hat{s}) = \int_0^\infty I_\lambda(\hat{s},\lambda)d\lambda \qquad (I.46)$$

Cependant, les puissances émissives différentes qui dépendent seulement sur la position (et longueur d'onde), l'intensité radiative dépend, de plus, le vecteur de la direction $\hat{s}$.

La puissance émissive peut être en rapport avec l'intensité émise en intégrant cette intensité sur les *2 π* angles solides au-dessus d'une surface, et se rendre compte alors que la prévision de *dA* normal aux rayons est *dA cos θ*. Donc

$$E(r) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(r,\theta,\Psi) \cos\theta \sin\theta \, . \, d\theta . \, d\Psi = \int_{2\pi} I(r,\hat{s}) \hat{n} . \hat{s} . \, d\Omega \qquad (I.47)$$

Pour une surface noire, il est montré aisément, à travers une variation de la loi de Kirchhoff qui $I_{b\lambda}$ est indépendant de la direction, ou

$$I_{b\lambda} = I_{b\lambda}(T,\lambda) \qquad (I.48)$$

Utilisant cette relation dans l'équation (I.48), il est observé que l'intensité qui laisse un corps noir (ou toute surface dont l'intensité sortante est indépendante de direction, ou diffuse) que soit évalué de la puissance émissive de corps noir comme

$$I_{b\lambda}(r,\lambda) = \frac{E_{b\lambda}(r,\lambda)}{\pi} \qquad (I.49)$$

Dans la littérature, l'intensité spectrale du corps noir est quelquefois connue sous le nom de la fonction de Planck.

I.3.2.3 Le flux thermique radiatif [10]

La puissance émissive est l'énergie radiative totale de transmission en continu d'une surface due à l'émission. Cependant, c'est un flux radiatif, mais pas le flux radiatif *n* et à la surface, parce qu'il explique seulement l'émission et pas pour une radiation émettrice et radiation réfléchie.

Etendant la définition d'équation (I.48) donne

$$(q_\lambda)_{out} = \int_{\cos\theta>0} \int_{4\pi} I_\lambda(\hat{s}) \cos\theta \, . \, d\Omega \geq 0 \qquad (I.50)$$

Où $I\,\lambda\ (\theta)$ est maintenant intensité sortante (due à émission plus réflexion). De la même façon, pour les directions $(\pi/2 < \theta < \pi)$,

$$(q_\lambda)_{in} = \int_{\cos\theta<0} \int_{4\pi} I_\lambda(\hat{s}) \cos\theta \, . \, d\Omega < 0 \qquad (I.51)$$

Combinant les contributions entrant et sortant, le flux net radiatif à la surface

$$(q_\lambda)_{net} = q_\lambda . \hat{n} = (q_\lambda)_{in} + (q_\lambda)_{out} = \int_{4\pi} I_\lambda(\hat{s}) \cos\theta \, . d\Omega \qquad (I.52)$$

Le flux radiatif total, finalement, est obtenu en intégrant l'équation (I.53) sur le spectre entier, alors

$$q = \int_0^\infty q_\lambda . \hat{n} \, d\lambda = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\lambda(\hat{s}) \hat{n} . \hat{s} . d\Omega d\lambda \qquad (I.53)$$

La surface décrite par le vecteur unitaire $n\hat{}$ peut être un imaginaire. Donc, éliminer $n\hat{}$ de l'équation (I.54) donne la définition du vecteur du flux radiatif à l'intérieur d'un milieu participant :

$$q = \int_0^\infty q_\lambda . d\lambda = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\lambda(\hat{s}) \hat{s} . d\Omega d\lambda \qquad (I.54)$$

I.3.3 Modes combinées avec la radiation [11]

Presque tous les problèmes de l'ingénierie ou le transfert radiatif intervient dans les autres modes de transfert de l'énergie (conduction, convection) et/ou sources d'énergie (réactions nucléaires et réactions chimiques telles que la combustion). Ce tout affecte la température d'un milieu à travers l'équation d'énergie, et donc la radiation est en relation presque toujours à ces autres formes d'énergie. Le transfert radiatif dépend de la quatrième puissance de la température absolue, pendant que les autres modes de transfert d'énergie dépendent des gradients de la température locaux (conduction) ou différences de la température (convection). Par conséquent, nous attendons une équation d'énergie générale non linéaire et contenir souvent les deux intégrales de quatrième puissance température pour terme radiatif et deuxième dérivation partielle de température pour conduction.

Les telles différentielles intégra-partielles non linéaires n'ont pas le patrimoine de méthodes de la solution analytiques et numériques qui ont été développées pour des formes plus simples.

I.3.4 L'équation générale de l'énergie [11]

Une équation de la conservation d'énergie générale est de la forme suivante :

$$\rho c_p \, {}^{DT}/_{D\tau} = \beta T \, {}^{DP}/_{D\tau} + \vec{\nabla} . \left(K \vec{\nabla} T - \vec{q}_{rad}\right) + S + \Phi_d \qquad (I.55)$$

Où $D/D\tau$est la dérivée substantielle, βest le coefficient d'expansion volumique, S est le terme de source volumétrique, et Φ_d est la dissipation visqueuse.

I.3.5 Interaction avec Conduction et Convection [11]

Pour les problèmes où la convection et/ou la conduction dans un milieu est couplée avec transfert radiatif, plusieurs méthodes et solutions sont disponibles dans la littérature. La plupart des solutions sont pour les géométries simples (par exemple, convection libre dans une conduite entre deux cylindres horizontaux concentrique à températures différentes). Par exemple, si le milieu est optiquement épais à toutes les longueurs d'onde importantes, alors le flux radiatif local peut être lié au gradient dans la puissance émissive locale du milieu, alors

$$q_{rad,x} = -\left(\frac{4}{3k_R}\right)\frac{\partial E}{\partial x} = -\left(\frac{4\sigma}{3k_R}\right)\frac{\partial T^4}{\partial x} = -\left(\frac{4\sigma T^3}{3k_R}\right)\frac{\partial T}{\partial x} = -k_r\frac{\partial T}{\partial x} \qquad \text{(I.56)}$$

Où $k_r = 16\,\sigma\,T^3/3k_R$ est la conductivité radiative, et k_R le coefficient d'absorption moyen de Rosseland. [11]

L'équation (I.57) à la même forme comme la loi Fourier pour transfert de chaleur par conduction. Cependant, la conductivité équivalente est hautement dépendante à la température. Pour un milieu tel qu'un solide à haute température où l'effet convective et les sources d'énergie sont négligeables, l'équation générale de l'énergie, (équation I.56) réduit à.

$$\vec{\nabla}\left(K\vec{\nabla}T - \vec{q}_{rad}\right) = \vec{\nabla}\left(K\vec{\nabla}T + K_y\vec{\nabla}T\right) = \vec{\nabla}\left[(K + K_Y)\vec{\nabla}T\right] = 0 \qquad \textit{(I.57)}$$

I.4 Les nombres adimensionnels

Les écoulements magnétohydrodynamique sont étudiés pour une large gamme des matériaux et des conditions de fonctionnement : de l'eau de mer, en cas de propulsion naval magnétique, aux sels fondus, en cas de réacteurs rapides de fission, en passant par les métaux liquides, en cas des échangeurs des réacteurs à fusion.

La gamme de ces matériaux balaye plusieurs ordres de grandeur de densités, de viscosités et de conductivités, ainsi que les conditions de fonctionnement ; d'un faible champ magnétique d'une installation au laboratoire au plus fort champ magnétique des enroulements supraconducteurs.

Aussi, des températures modérées de l'eau de mer à celles extrêmement haute en moulage continue d'acier.

Pour faire face aux divers problèmes, l'analyse dimensionnelle de l'ensemble d'équations obtenues doit être accomplie. En fait, il est possible de récrire le modèle mathématique sous une forme indépendante les propriétés thermo-physique du fluide, utilisant un ensemble de paramètres obtenus en tant que rapports sans dimensions. [16]

I.4.1 Le nombre de Reynolds *Re*

Le nombre de Reynolds joue un rôle crucial dans la turbulence et dans la dynamique des fluides en général il peut être interprété comme le rapport de l'ordre de grandeur des forces d'inerties à l'ordre de grandeur des forces visqueuses il traduit l'importance du terme convectif dans l'équation de Navier-Stokes, par rapport aux termes visqueux. *Re* est défini comme étant le rapport :

$$Re = \frac{UL}{v} = \frac{forced.inertie}{forcevisqueuse.} \cong \frac{|(U.V)U|}{|v\nabla^2 U|} \qquad (I.58)$$

Dans le cas de très faible nombre de Reynold, *Re<<1*, la viscosité à un effet considérable sur l'écoulement en entier, dans le cas contraire le rôle dominant dans l'écoulement est joué par les forces d'inertie. [16]

I.4.2 Le paramètre d'interaction *N*

Le paramètre d'interaction *N* est défini par :

$$N = \frac{\sigma LB^2}{\rho U} = \frac{\text{force électromagnétique}}{\text{force d inertie}} \cong \frac{|(J.B)|/\rho}{|(U.V)U|} \qquad (I.59)$$

Il représente dimensionnellement, le rapport de Lorentz *J. B* à la force d'inertie du fluide (le terme convectif : (*U.*∇) *U.* Il traduit l'importance de l'action d'un champ magnétique sur le mouvement du fluide.

Quand *N*<<1, les termes non linéaires de *N* dominent la force de Lorentz et le champ magnétique a seulement un effet dynamique faible sur l'écoulement. En revanche, quand *N*>>1 la force de Lorentz est sensiblement plus grande l'inertie et l'effet du champ magnétique devient significatif. [16]

I.4.3 Nombre de Hartmann *Ha*

Le rapport des forces électromagnétique aux forces visqueuses mène à un autre groupe adimensionnel, c'est nombre de Hartmann :

$$N = \frac{\sigma LB^2}{\rho U} = \frac{\text{force électromagnétique}}{\text{force d inertie}} \cong \frac{|(J.B)|/\rho}{|(U.V)U|} \qquad (I.60.a)$$

Ce qui peut être exprimé comme suit :

$$Ha = LB\sqrt{\frac{\sigma}{\rho v}} = \sqrt{NRe} \qquad (I.60.b)$$

Parmi les trois nombres *Re*, *N* et *Ha* au moins, deux paramètres sont nécessaires pour caractériser les problèmes MHD.

Par convection nous choisissons (*Re*, *N*) quand l'inertie joue un rôle significatif, comme dans la turbulence homogène en pleine développement ; et (*Re*, *Ha*) quand les phénomènes visqueux sont d'importance primaire, comme en présence des couche limite [17]. A titre d'indication le nombre de

Hartmann, dans les réacteurs de fusion, est susceptible d'être aussi grand que 104 en raison de l'intensité du champ magnétique. [16]

I.4.4 Le nombre de Reynold magnétique Re_m

Le nombre de Reynold magnétique est défini par :

$$Re_m = \frac{UL}{\eta} = \frac{\text{convectionde champ magnétique}}{\text{diffusion de champ magnétique}} = \frac{\text{champ induit}}{\text{champ appliqué}} \cong \frac{|(U.V)U|}{|\nu\nabla^2 U|} \qquad (I.61)$$

Le nombre de Reynolds magnétique permet de connaitre le régime dans lequel le système étudié se trouve, il est généralement petit dans les expériences de laboratoires ($Re_m 1 et$ < 50) et grand dans les objets cosmiques. Il est indicatif du rapport de la force de la convection à la

diffusion dans l'équation d'induction. Selon ce nombre adimensionnel, on distingue deux principaux types d'écoulement MHD [18] :

La MHD résistive : dite à faible nombre de Reynolds magnétique ($Re_m \leq 1$) , c'est le domaine de la magnétohydrodynamique des métaux liquides et les fluides faiblement magnétisés non parfaitement conducteurs. Dans cette situation, la diffusion magnétique surmonte complètement l'intensification du champ magnétique due au mouvement du fluide. Dans un fluide considéré come conducteur non parfait, le champ magnétique peut se déplacer à traverse le fluide suivant une loi de diffusion magnétique où la constant de diffusion est la résistivité du fluide. Cette diffusion conduit à une rupture dans la topologie magnétique (non reconnexion des lignes de champ magnétique). Le champ additionnel, qui est induit par le fluide, est relativement faible.

La MHD idéale : dite aussi à fort nombre de Reynolds magnétique, le fluide est fortement magnétisé, il est traité comme ayant peu ou pas de résistance électrique et on l'assimile à un conducteur parfait " conductivité presque infinie". dans un tel cas, les effets inductifs dominent la diffusion. C'est habituellement le cas en astrophysique où en raison des dimensions des objets impliqués, le nombre de Reynolds magnétique typique est de l'ordre 10^4 à 10^{10}. Dans ce régime la loi de Lenz s'applique de telle sorte que le fluide et les lignes de champ magnétique sont intimement liés : on dit que les lignes de champs sont "gelées" (*frozenin*) dans le fluide. D'ailleurs, les mouvements du fluide peuvent mener à la croissance de l'intensité du champ magnétique dont l'origine est purement interne, ce phénomène connu sous le nom d'effet de dynamo. Ce type d'MHD est rencontré dans les plasmas chauds, tels que les plasmas astrophysiques et thermonucléaires d'origine naturelle (étoiles) ou artificielle (tokamaks). [16]

I.4.5. Le nombre de Grashof

Le nombre Grashof (*Gr*) caractérise la convection libre dans un fluide. Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. Il permet de caractériser le transfert thermique dû au déplacement naturel d'un fluide. Il est défini de la manière suivante : [16]

$$(Gr) = \frac{g.\beta.\triangle T.L0^3.\rho^2}{\mu^2} \qquad (I.62)$$

I.4.6 Le nombre de Grashof modifié (paramètre de Flottaison) *GR*

Le nombre de Grashof (paramètre de Flottaison) modifié défini comme étant le rapport du nombre de Grashof au nombre de Reynolds. [16]

I.4.7 Le nombre de Brinkman

Le nombre de Brinkman (*Br) est* utilisé en transfert thermique et sert principalement pour la mise en forme de liquides visqueux tels les polymères. Il donne le rapport entre l'énergie des forces visqueuses dissipée et l'énergie transférée par conduction thermique. Il est définit de la manière suivante :

$$Br = \frac{\mu v^2}{\lambda \triangle T} \qquad (I.63)$$

Plus le nombre est élevé, plus l'énergie dissipée par les forces visqueuses est importante par rapport à l'évacuation de cette énergie, ce qui indique une hausse température. [16]

I.4.8 Le nombre de Prandtl

Le nombre de Prandtl (Pr) représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement ν (ou viscosité cinématique) et la diffusivité thermique (α). Il est définit de la manière suivante :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\mu}{\lambda / C_p} = \frac{\mu/\rho}{\lambda/\rho C_p} = \frac{\vartheta}{\alpha} \qquad (I.64)$$

Le nombre de Prandtl compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. Un Prandtl élevé indique que le profil de température dans le fluide sera fortement influencé par le profil de vitesse. Un Prandtl faible (exemple : métaux liquides) indiques due la conduction thermique est tellement rapide que le profil de vitesse a peu d'effet sur le profil de température. [16]

I.5 Conclusion

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

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

CHAPITRE II :

Interaction solide / fluide transfert Thermique et massique et MHD.

II.1 Introduction sur les transferts thermique et massique :

II.1.1 Le transfert thermique :

Le transfert thermique est une branche de la physique relative à l'une des formes les plus usuelles de l'énergie : la chaleur. Elle traite de tous les phénomènes liés à son transfert, entre milieux matériels ou en leur sein, sous l'action de différences de température.

C'est une science qui intègre naturellement les interactions et les couplages entre mécanismes de transfert de chaleur d'une part et phénomènes étudiés dans d'autres champs disciplinaires d'autre part. On peut citer notamment la mécanique des fluides et des solides, le génie des procédés et la chimie**.** [1]

II.1.2 Le transfert massique :

Le transfert massique, basé sur la diffusion d'un fluide dans un autre, trouve de nombreuses applications dans les problèmes de séchage, d'évaporation ou de condensation, de mélange, ainsi qu'en électrochimie et dans certaines opérations de séparation par diffusion. Sa modélisation s'appuie sur le même cadre que la convection thermique, et le passage de l'une à l'autre ne comporte aucune difficulté, du moins dans les cas où il n'y a pas d'interférence avec un transfert de chaleur.

●Equation de Fick :

Plaçons-nous dans un système unidirectionnel et considérons le flux de particules d'une certaine espèce Les particules peuvent être des molécules, des atomes ou des ions, des défauts ponctuels, des électrons libres ou des trous électroniques, etc.… Soit c(x, t) leur concentration, exprimée e nombre de particules ou de moles par unité de volume. En présence d'un gradient de concentration $\partial c/\partial x$, on admet qu'il s'établit un flux d particules dans le sens descendant du gradient, t que ce flux est proportionnel au gradient correspondant : [2]

$$J = -D\frac{\partial_c}{\partial_x} \qquad \text{(II.1)}$$

D est appelé coefficient de diffusion, ou diffusivité.

Le flux est exprimé en nombre de particules ou de moles traversant l'unité d'aire par unité de temps. Il s'ensuit que D a pour dimensions m^2s^{-1}.cette loi, dite loi de Fick, est formellement identique à la loi de Fourier pour l'écoulement de la chaleur.

$$q = -k\frac{dT}{dx} \qquad \text{(II.2)}$$

●Où K est la conductivité thermique.

II.2 Les modes de transfert thermique :

II.2.1 La conduction :

Le transfert de chaleur dans des corps solides est limité à un mécanisme : la conduction, également appelée diffusion de chaleur [3]. Dans un solide, il n'y a pas de mouvement en vrac de matière et la chaleur est transférée par un mouvement moléculaire aléatoire. La loi de Fourier le décrit. Dans un système unidimensionnel avec flux de chaleur dans la direction *x*, il prend la forme: [1]

$$q_x = -k\frac{\partial_T}{\partial_x} \qquad \text{(II.3)}$$

●*qx* est la densité de flux de chaleur [W/m^2]

●*k* la conductivité thermique [*W/m.K*] du solide et *∂T/∂x* le gradient de température [*K/m*].

●Le signe moins apparaît parce que le flux de chaleur est défini comme positif lorsqu'il se produit d'une région de température plus élevée à une température inférieure. [5]

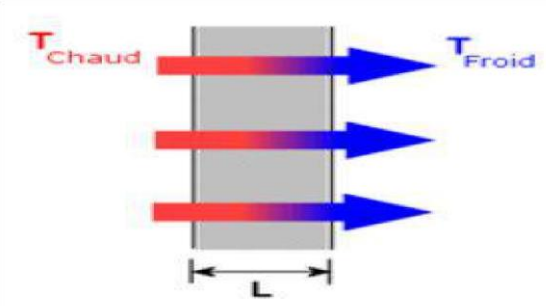


Figure II.1 : *Un schéma représentatif de la conduction thermique.*

II.2.2 La convection :

La convection est un mode de transport d'énergie par l'action combinée de la conduction de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu. [3]

La convection est le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz. Le transfert d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes. [6]

D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux particules fluides adjacentes,

L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces particules.

Ensuite ces dernières vont se mélanger avec d'autres particules situées dans une région à basse température et transférer une partie de leur énergie, celle-ci est à présent emmagasinée dans les particules fluides. [7]

Une modélisation simplificatrice de ce phénomène peut être trouvée dans la loi de Newton citée ci-dessous :

$$\varphi = h(Tp - Tf) \qquad \text{(II.4) [8]}$$

- Où TP=température de la paroi.
- TF=Température du fluide.
- φ=Densité de flux thermique (W. m^{-2})
- h=coefficient d'échange superficie.

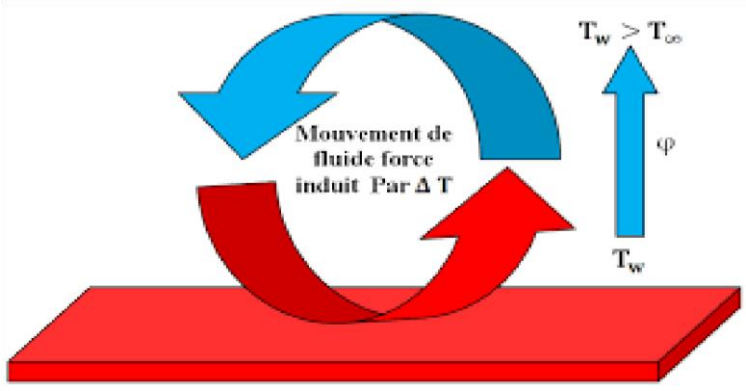


Figure II.2 : *Schéma du phénomène de transfert de chaleur par convection.*

II.2.3 Le rayonnement :

Toute matière à des températures supérieures à *0°K* émet de l'énergie thermique par des ondes électromagnétiques, appelées rayonnements. Il s'agit d'un mécanisme fortement dépendant de la température, comme prescrit par la loi Stefan-Boltzmann3 : [1]

$$q_{rad} = \varepsilon\sigma T_s^4 \qquad \text{(II.5)}$$

Ts est la température de surface du matériaux et σ la constante de Stefan-Boltzmann (=5.67. 10-8 *W/m2K4*).

ε est l'émissivité totale, une propriété radiative de la surface avec des valeurs comprises entre $0 \leq \varepsilon \leq 1$. Cela dépend du matériel et finition de la surface. Souvent, il y a le problème de l'échange radiatif entre deux ou plusieurs surfaces. Un corps concave, par exemple, peut échanger des rayonnements avec lui-même. De telles caractéristiques géométriques sont prises en compte par l'utilisation de facteurs de vue (Également appelés facteurs de configuration ou de forme). Le calcul de ceux-ci peut être assez complexe. Lorsque le rayonnement et la convection se produisent simultanément à une surface, il peut être commode d'exprimer le rayonnement en termes de coefficient de transfert de chaleur radiatif. En ignorant les facteurs de vue possibles, cela est décrit comme :

$$h_r = \varepsilon\sigma(T_1 + T_2)(T_1^2 + T_2^2) \qquad \text{(II.6)}$$

II.2.4 Le transfert thermique conjugué :

Le transfert thermique conjugué est la combinaison de deux ou trois modes de transferts de chaleur se déroulant simultanément. Il s'agit d'un champ complexe dans l'assemblage transfert thermique solide à solide, fluide à fluide, solide à fluide et fluide à solide. La convection mixte n'entre pas dans cette catégorie car le transfert se déroule dans un seul et même mode en l'occurrence, la convection.[1]

II.3 Transferts convectifs (les types de la convection) :

II.3.1 convection forcée :

Le mouvement de fluide est causé par l'action des forces extérieures du processus

(par exemple pompe, ventilateur, etc.) [9] qui lui imprime des vitesses de déplacement assez importantes. En conséquence, l'intensité du transfert thermique par convection forcée sera en liaison directe avec le régime de mouvement de fluide. [6]

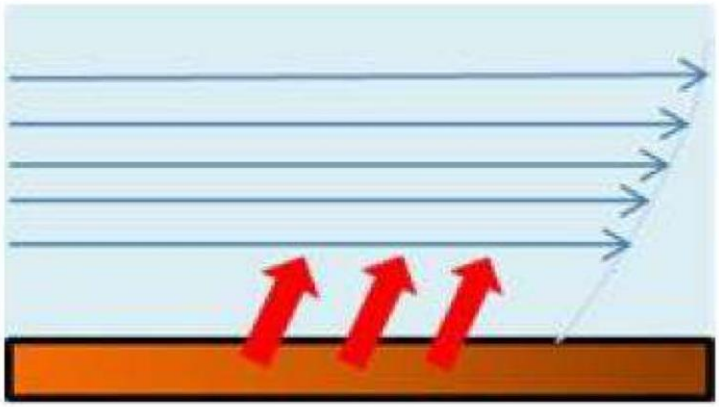


Figure II.3: *schéma représentatif de la convection forcée.*

II.3.2 convection mixte :

La convection mixte correspond au couplage des deux phénomènes précédents quand les vitesses d'écoulement, fictives dues aux deux types de convection sont considérées

séparément, du même ordre de grandeur convection naturelle, les mouvements du fluide sont provoqués par des gradients de densité due au non uniformité du champ de température. Les couches chaudes, donc de poids spécifique plus faible, sont soumises à des forces dirigées vers le haut, suivant un mécanisme analogue à celui de la poussée d'Archimède. Dans les régions a température élevée, le fluide prend donc un mouvement ascendant. Le phénomène inverse de courants descendants se produits pour les parties du fluide dont la température est inférieure à celle du fluide chaud. [9]

Les courants de convection naturelle sont alors dus à des différences de poids spécifique et par conséquent le phénomène se produit en raison de l'existence du champ de pesanteur terrestre. [6]

L'intervention du poids a pour effet de donner à la verticale un rôle privilégié. La définition de la géométrie d'un système convectif doit donc faire intervenir la forme et les dimensions ainsi que la disposition par rapport à la verticale.

Les effets de convection naturelle son familiers. On peut les observer quotidiennement dans l'eau que l'on chauffe dans un récipient, dans les panaches de certaines cheminées d'usines, la

circulation atmosphérique, les vents, les tempêtes sont aussi des effets de la convection naturelle.

II.3.3 La convection naturelle :

La convection naturelle est un mode de transfert de chaleur d'un milieu chaud vers un milieu froid, par un transport macroscopique de la matière (mouvement des particules fluides) [10] généré par des effets de poussée d'Archimède lié à l'action du champ de pesanteur à la présence d'un gradient de la température. [11]

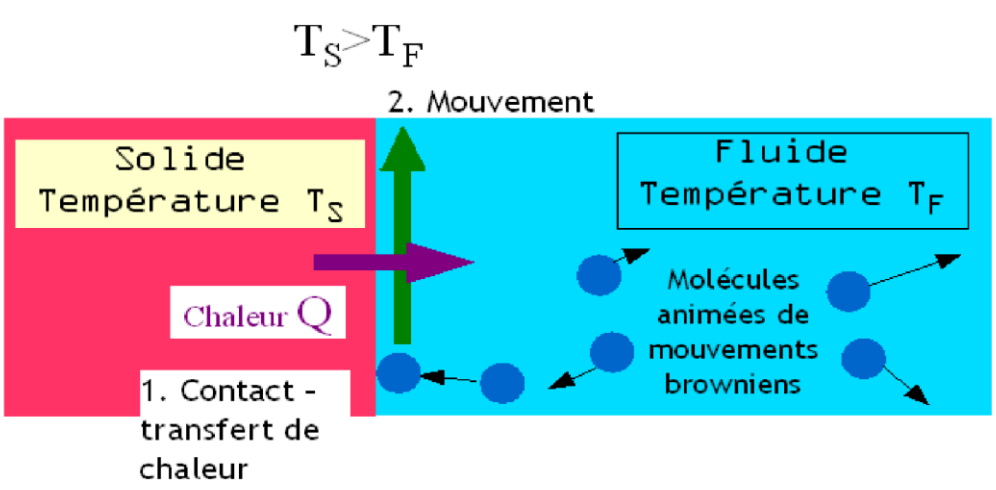


Figure II.4: *Schéma de la convection naturelle.*

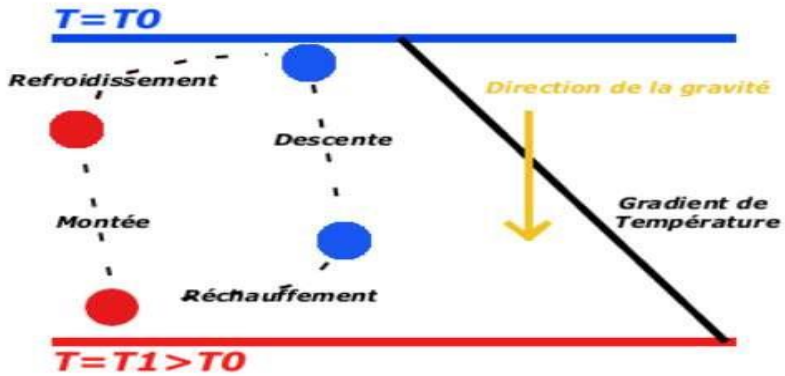


Figure II.5: *Principe de la convection naturelle.*

II.4. Convection mixte double diffusive :

La convection à double diffusion décrit la convection entraînée par deux gradients de densité différents avec des vitesses de diffusion différentes [12]. Elle se produit dans l'eau de mer, dans la croûte terrestre et dans de nombreux problèmes techniques et physiques tels que le transport des contaminants dans les sols saturés, la transformation des aliments et la propagation des polluants [13], La convection double-diffusive apparaît également dans la modélisation des bassins solaires [14], Nield[15] a étudié la convection à double diffusion et les fluides viscoélastiques dans un milieu poreux. L'écoulement convectif à double diffusion magnétohydrodynamique (MHD) dans un milieu poreux a été étudié par Okedayo et al [16]. .Cette revue de la littérature montre l'importance du transfert de chaleur et de masse combiné dans un flux de convection à double diffusion

On distingue deux modes de convection mixte selon l'origine du mouvement interne au

fluide :

II.4.1 Convection mixte thermique :

La présence d'un gradient de température dans le fluide génère un gradient de densité produire ainsi une force de poussée verticale qui causé le déplacement des particules.

II.4.2 Convection mixte massique :

Dans le cas de la convection mixte massique, le mouvement des particules est généré par un gradient de concentration existant dans le fluide dû à la présence de différentes espèces dans ce dernier.

II.5 Force de flottabilité :

Un corps semble peser moins lorsqu'il est partiellement ou totalement immergé dans un fluide. Cette perte apparente de poids est la force de flottabilité, qui est la force verticale qui agissant sur un fluide, elle est de sens opposé à l'accélération de la pesanteur. Cela peut être la conséquence de gradient de concentration ou le gradient de température dans le fluide. La flottabilité, qui est centrale dans la convection naturelle (les parcelles de moindre densité sont portées vers le haut), est régie par le principe d'Archimède. La force de flottabilité est égale au poids déplacé. La ligne d'action de la force de flottabilité est à travers le centroïde du volume de fluide déplacé.[17]

II.5.1 forces de flottabilité thermique :

Considérons un système fermé, constitué d'un fluide unique en présence d'une source de chaleur conduisant à une élévation de température d'une partie de ce fluide. La différence d'induit une différance de masse volumique qui met le fluide en mouvement,

$\rho 0$ représente alors la messe volumique du fluide froid et ρ la masse volumique du fluide chaud ($\rho < \rho 0$).

Dans ces condition, la poussée d'Archimède agissant au sein du fluide est le plus souvent appelée flottabilité, le mouvement du fluide tend à homogénéiser le champ de température par la convection qu'il induit, la flottabilité constitue alors le lien entre le champ de température et le champ de vitesse et traduit le couplage entre la dynamique et la thermique. Elle est définie par : [18]

$$F_t = (1 - \beta t\, \Delta T) g \qquad \text{(II.7)}$$

Ou, βt, représente le coefficient de dilatation thermique du fluide, il est défini par :

$$\beta t = -1\rho(\partial\rho\partial T)p, c \qquad \text{(II.8)}$$

II.5.2 Force de flottabilité massique :

De la même manière on peut définie la poussée massique. Considérons un mélange constitué de deux espèces chimique A et B : CA représente la concentration de l'espèce A et CB La concentration de l'espèce B. La différence de concentration entre les deux constituants met en mouvement les particules du fluide. Les particules les moins denses exhibent un mouvement ascendant, en retour, le mouvement du fluide tend à homogénéiser le champ de concentration par diffusion massique. Cette poussée massique a pour expression : [17]

$$F_c = (1 - B_c \Delta C) g \qquad \text{(II.9)}$$

BC, représente le coefficient de dilatation massique du fluide, il est défini par

$$B_c = -1\rho(\partial\rho\partial C)p, t \qquad \text{(II.10)}$$

II.6 MHD

II.6.1 Introduction

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

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

Un écoulement MHD peut différer significativement d'un écoulement hydrodynamique ordinaire équivalent. Le mouvement des particules du métal à travers des lignes de champ magnétique produit un courant électrique qui agit réciproquement avec le champ magnétique pour produire une force motrice électromagnétique (EM), qui s'oppose au mouvement du liquide. Même un champ magnétique faible fournit assez de force EM d'amortissement pour éliminer la turbulence et l'instabilité dans la plupart du mouvement concerné, éliminant ainsi beaucoup de micro-défauts dans le cristal. Le taux d'amortissement dépendra en vertu de la force du champ magnétique appliqué aussi bien que son orientation en ce qui concerne la circulation convective [12].

II.6.2 Définition de la magnétohydrodynamique

Le mot magnétohydrodynamique (MHD) a trois sections qui sont le champ magnétique moyen, le liquide et le mouvement. La figure (II.6) représente l'idée de base de la MHD. La figure (II.7) illustre le mécanisme d'influence de la force de Lorentz sur le mouvement du fluide. La loi de la main droite est montrée dans cette figure, qui détermine la direction des forces de Lorentz. Afin de simuler la MHD, les équations de Maxwell devraient être résolues et couplées aux équations de Navier-Stokes.

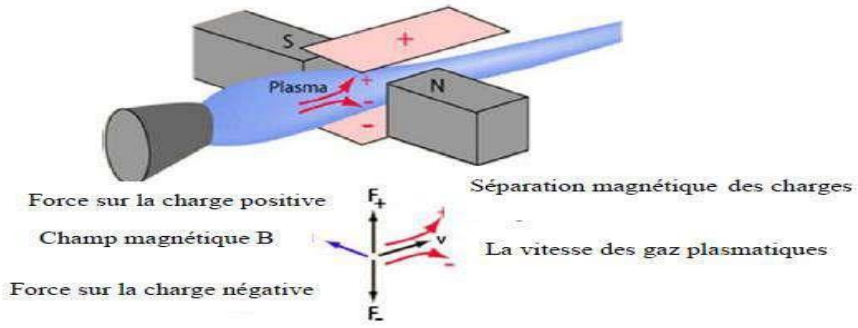


Figure II.6: *Courant induit dans un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique,[13]*

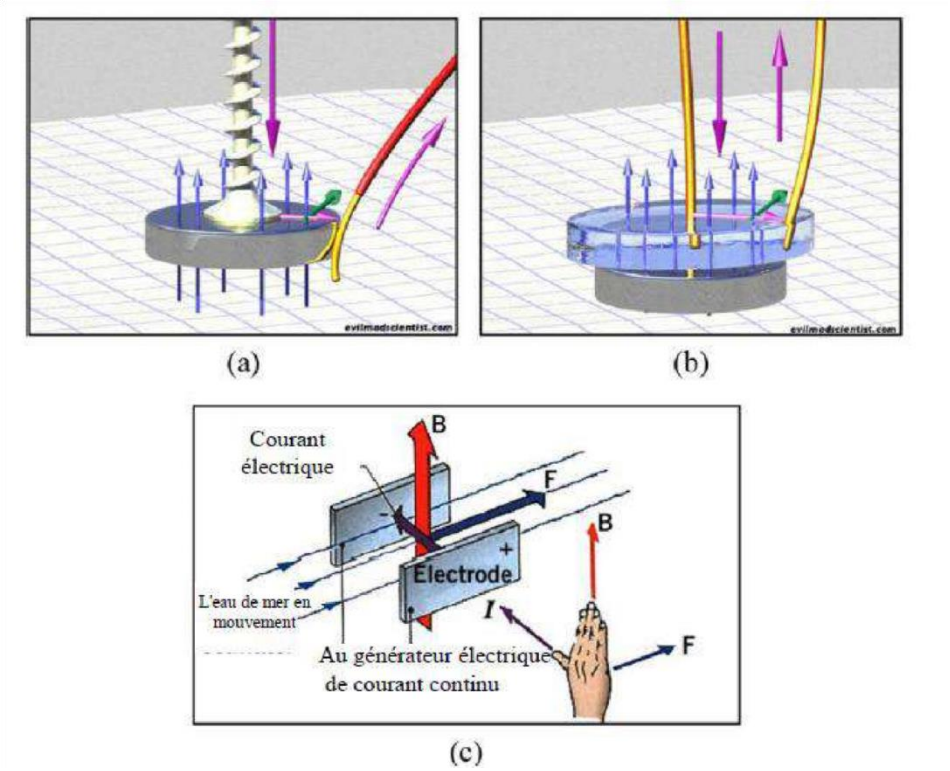


Figure II. 7: *(a et b) Effet du champ magnétique sur l'écoulement du fluide conducteur ; (c) Loi de la main droite. (Ligne bleue : champ magnétique, ligne mauve : courant, ligne verte: mouvement.),[13]*

II.6.3 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.

II.6.3.1 Loi d'Ohm généralisée

L'établissement de la loi d'Ohm pour un fluide conducteur, c'est-a-dire d'une loi reliant les mouvements de la matière aux densités volumiques de courant, au champ électrique E et au champ magnétique B est à la base de la théorie MHD et peut être un point délicat, notamment pour les plasmas. Cette loi traduit en termes de courant la réponse d'un milieu conducteur immobile à un champ électrique via la conductivité électriqueσ_e Elle prend la forme d'une simple relation de proportionnalité dans le référentiel où le fluide est localement au repos ; sa traduction dans le référentiel lié au laboratoire se fait par une transformation de Lorentz sur le tenseur de Maxwell décrivant le champ électromagnétique. Dans l'approximation classique valide pour la MHD, la loi d'Ohm s'écrit dans le référentiel du laboratoire [14]:

$$\vec{j} = \sigma_e\left(\vec{E} + \vec{u} + \vec{B}\right) \qquad \text{(II.11)}$$

σ_e: la conductivité électrique .

u: la vitesse du fluide .

La loi d'Ohm formulée ici est une forme réduite de l'expression la plus générale établie en physique des plasmas dans le cadre d'un modèle simplifié. Elle cache en fait toute la microphysique de la population d'électrons qui dépend du type de plasma rencontré. Dans un plasma chaud complètement ionisée par exemple, un courant peut être produit d'une part à travers le gradient de la pression du gaz d'électrons dans une direction parallèle au champ magnétique et peut être d'autre part généré par un effet Hall dans la direction perpendiculaire à *B.* La loi d'Ohm s'écrit alors sous une forme tensorielle et la relation (II.1) n'est plus valable que dans le cas limite des plasmas complètement ionisées sans effets Hall [14]. Cependant, quel que soit le milieu conducteur considéré, pour des champs magnétiques pas trop grands et des fréquences pas trop élevées, l'expression de la loi d'Ohm énoncée reste largement valable.

II.6.3.2 Equations de Maxwell

L'ensemble des équations fluides montre comment vont évoluer les grandeurs physiques sous l'action d'éventuels champs de forces extérieurs. Nous allons à présent voir comment évoluent ces champs électromagnétiques *E* et *B.* Cette évolution se décrit naturellement par les quatre équations de Maxwell que nous exprimons dans le système MKSA [14] :

$$\nabla.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad \text{(II.12.a)}$$

$$\nabla.\vec{B} = 0 \qquad \text{(II.12.b)}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \qquad \text{(II.12.c)}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad \text{(II.12.d)}$$

Auxquelles on ajoute la loi d'Ohm (II.11). 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

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \; et \; \mu = \mu_0, avec \; \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H.m^{-1} \; et \; \varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} \approx 8.854 \times 10^{-12} F.m^{-1}$$

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

$$\nabla . \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \qquad \text{(II.13)}$$

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

II.6.3.3 Équation d'induction et force de Laplace

Les phénomènes de couplage entre le champ de vitesse et le champ magnétique que rassemble la MHD peuvent être à caractère fort lorsque les deux champs s'influencent mutuellement ou faible si un champ influence l'autre sans contrepartie. Lorsque le champ magnétique induit reste suffisamment faible pour être négligé devant le champ externe appliqué, on observe la formation d'un courant électrique qui va réagir avec le champ magnétique pour créer une force volumique de Laplace (force de Lorentz) $\overrightarrow{f_0} = \vec{j} \times \vec{B}$ s'opposant à la cause qui lui donne naissance (i.e. l'écoulement) et qui tendra à retarder le mouvement du fluide. Le champ magnétique est décrit par une équation de diffusion, pilotée par un coefficient de diffusion magnétique $D_m = 1/\mu_0 \sigma_e$[14]*:*

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = D_m \nabla^2 \times \vec{B} \qquad \text{(II.14)}$$

L'équation (II.14) exprime le fait que toute perturbation locale de *B* tend à s'atténuer par diffusion selon le schéma classique d'une courbe Gaussienne : la largeur augmente comme la racine carrée du temps et l'amplitude décroit comme l'inverse de cette largeur (de façon à ne

pas être en contradiction avec l'équation de conservation (II.12.b) de Maxwell). En un temps de l'ordre de *t,* la distance de diffusion parcourue est de l'ordre de $\sqrt{D_m t}$*;* la pénétration d'un champ alternatif de pulsation ω est limitée à une couche dont l'épaisseur est de l'ordre de $\sqrt{D_m/\omega}$ *:* c'est l'effet de peau. Un paramètre important qui mesure cet effet est le paramètre d'écran $R_\omega = \omega L_0^2/D_m$ qui, en termes de rapport de fréquences, traduit cette pénétration du champ magnétique dans le fluide conducteur. La condition $R_\omega << 1$ implique que le temps caractéristique de diffusion des gradients magnétiques sur l'épaisseur du film magnétique (qui représente le terme caractéristique d'établissement d'un profil de champ stationnaire) est beaucoup plus petit que le temps caractéristique $1/\omega$ d'évolution de l'écoulement. Si cette condition est réalisée, l'écoulement magnéto- diffusif pourra être considéré comme quasi-stationnaire [14].

Les phénomènes de diffusion sont indépendants de u : dans ce cas limite, il n'y a aucune convection de B par la matière. Le nombre qui mesure le flux de convection du champ magnétique sur le flux diffusif est le nombre de Reynolds magnétique $R_\omega = U_0 L_0/D_m$, analogue au nombre de Reynolds hydraulique, où la viscosité cinématique s'apparie au coefficient effectif de diffusion magnétique. Nous donnons à titre d'illustration quelques valeurs numériques de ce coefficient au tableau (II.1). La restriction de couplage faible entre le champ dynamique et le champ magnétique impose à ce nombre d'être le plus petit possible [14].

Dans le cas limite contraire de très fort Reynolds magnétique, les lignes de champ sont attachées aux éléments fluides à tout instant. On parle alors de MHD idéale. Cette discipline connaît son essor en astrophysique ; l'équation de transport qui modélise la MHD non-résistive s'écrit [14] :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) \qquad \text{(II.15)}$$

Tableau II.1 *Diffusivités magnétiques D_m et nombres de Reynolds magnétiques R_m pour quelques Écoulements MHD, pour des longueurs L_0, des vitesses U_0 et des temps t_0 caractéristiques [14].*

Substance	**L_0(m)**	**U_0 (m. s^{-1})**	**Dm (m^2s^{-1})**	**t_0**	**Rm**
Mercure	**0.1**	**0.1**	**1**	**0.01**	**0.01**
Sodium liquide	**0.1**	**0.1**	**0.1**	**0.1**	**0.1**
Plasma de laboratoire	**1**	**100**	**10**	**0.1**	**10**
Noyau terrestre	**107**	**0.1**	**1**	**1014**	**106**
Gaz interstellaire	**1017**	**103**	**103**	**1031**	**1017**

II.6.3.4 Équations du mouvement

L'équation d'état des fluides conducteurs (métaux liquides) peut souvent se ramener à $\rho = Cte$ (avecρmasse volumique). Lorsque les variations de température T sont suffisantes pour provoquer des variations de densité, on peut adopter la loi Boussinesq, de la forme [15] :

$$\rho = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)] \qquad \text{(II.16)}$$

Avec β coefficient de dilatation volumique, $\rho_0$masse volumique à T_0. Mais le coefficient de dilatation volumique est assez faible $(\approx 2.10^{-4}\ K^{-1})$ pour que l'équation de continuité, qui exprime le principe de conservation de la masse, s'écrive :

$$\vec{\nabla}.\vec{u} = 0 \qquad \text{(II.17)}$$

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

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{u}.\vec{\nabla})\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}_P + v\nabla^2\vec{u} + \vec{g} + \frac{1}{\rho}\vec{j} \wedge \vec{B} \qquad \text{(II.18)}$$

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

Où parmi les forces extérieures, nous retenons la force de Laplace par unité de masse $\frac{1}{\rho}\vec{j} \wedge \vec{B}$:

Cette équation introduit la viscosité cinématique v du fluide, tellement petite dans les métaux liquides $(\approx 10^{-7}\ m^2s^{-1})$ que le nombre de Reynolds $R_e = UL/v$est en général très grand par rapport à l'unité $(\approx 10^7)$.

Cela a pour conséquence qu'à grande échelle le frottement visqueux est négligeable. Toutefois, il existe des régions très minces, que l'on appelle couches limites, où le terme devient capable d'entrer en compétition avec les autres. Ces couches limites ont une épaisseur [15].

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

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u}.\vec{\nabla})T = \alpha\Delta T + \frac{J^2}{\sigma\rho c} + \frac{\Phi_y}{\sigma\rho c} \qquad \text{(II.19)}$$

Avec, c:capacité thermique massique,

Φ_v: dissipation volumique par viscosité,

α: diffusivité thermique $(\alpha = \kappa/\rho c)$,

κ conductivité thermique.

La dissipation Φ_v est en général négligeable dans les métaux liquides. Dans de nombreux problèmes, c'est aussi le cas pour la dissipation par effet Joule $j^2/\sigma\rho c$ .On a en effet, en notant Θ une différence de température caractéristique [15] :

$$\frac{J^2}{\sigma k\Delta T} \approx \frac{\sigma u^2 B^2 L^2}{k\Theta} = \frac{u^2}{c\Theta}\frac{v}{\alpha}\frac{\sigma B^2 L^2}{\rho v} \qquad \text{(II.20)}$$

Le nombre de Prandtl v/α est petit *(≈ 10^{-3})*, et le nombre d'Eckert $u/\sqrt{c\Theta}$ est lui aussi habituellement petit *(≈ 10^{-2})*. Il faudrait des valeurs spécialement élevées de l'induction magnétique pour que le nombre de Hartmann $\sigma B^2 L^2/\rho v$ soit assez grand pour rendre l'effet Joule non négligeable par rapport à la conduction thermique.

II.7 Conclusion

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

Chapitre III :

Les fluides newtonien et non newtonien, la synthèse des nanofluides et les applications.

III.1 Fluides Newtoniens et non Newtoniens

La plupart des substances de faible poids moléculaire telles que les liquides organiques et inorganiques, les solutions de sels minéraux, métaux et sels fondus ainsi que gaz présentent des caractéristiques d'écoulement Newtonien, c'est-à-dire à température et pression constantes, en cisaillement simple, la contrainte de cisaillement (τ) est proportionnelle à la vitesse de cisaillement ($\dot{\gamma}$) et la constante de proportionnalité est la viscosité dynamique (μ). Ces fluides sont classiquement connus comme les fluides Newtoniens, bien que les notions d'écoulement et de viscosité sont antérieures aux travaux de Newton.

Au cours des cinquante à soixante dernières années, on a pris de plus en plus conscience du fait que de nombreuses substances importantes pour l'industrie, notamment de nature multiphasique (mousses, émulsions, suspensions…) et les polymères fondus de même que les solutions de polymères (à la fois naturelles et artificielles) ne sont pas conformes au comportement Newtonien de la relation linéaire entre la contrainte de cisaillement (τ) et la vitesse de cisaillement ($\dot{\gamma}$) en cisaillement simple, par exemple. Par conséquent, ces fluides sont diversement connus comme non Newtoniens, non linéaires, complexes, ou fluides rhéologiquement complexes [26].

III.1.1 Fluides Newtoniens

On appelle un fluide « Newtonien » quand la relation entre la contrainte de cisaillement (τ) et la vitesse de cisaillement ($\dot{\gamma}$) est linéaire comme dans l'équation III.1. Si on trace τ en fonction de $\dot{\gamma}$ on obtient une droite avec une pente égale à la viscosité dynamique μ du fluide. Donc la viscosité dynamique d'un fluide Newtonien reste constante sous différentes contraintes de cisaillement et sous différents taux de cisaillement. De plus, pour ce type de fluide la viscosité est indépendante du temps pendant lequel le fluide est cisaillé.

$$\tau = \mu\dot{\gamma} \qquad \text{(III.1)}$$

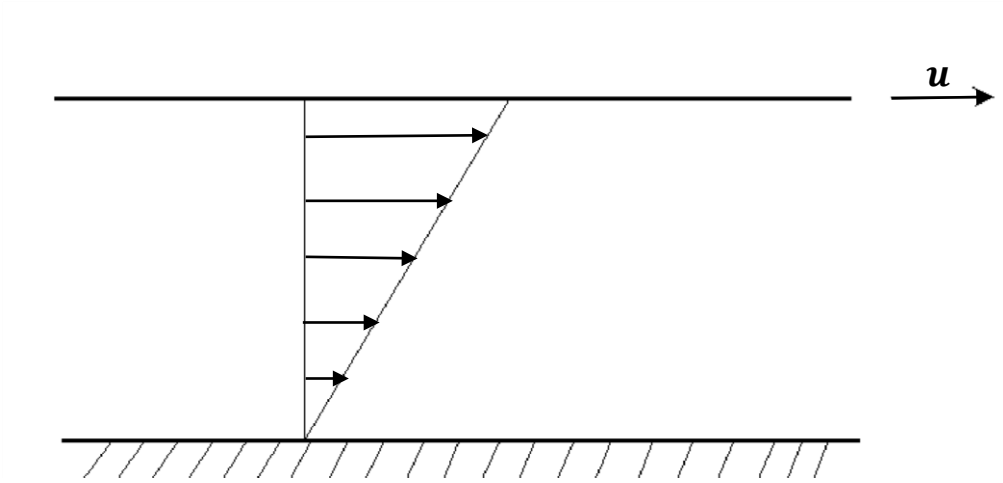


Figure III.1: *Profil de la vitesse pour un fluide Newtonien sous une contrainte de cisaillement*

III.1.2 Fluides non Newtoniens

Toute déviation de la définition des fluides Newtoniens nous amène vers une vaste gamme des fluides que l'on appelle des fluides « non Newtoniens ». Il existe plusieurs types de fluides non Newtoniens avec différentes réactions sous contraintes de cisaillement et durées d'application de contrainte. Ainsi peut-on classifier ces types de fluides en trois types généraux : les fluides visqueux dépendants du temps, les fluides visqueux indépendant du temps et les fluides viscoélastiques.

III.1.2.1 Les fluides visqueux dépendants du temps

III.1.2.1.1 Comportement thixotrope

Un matériau est dit thixotrope lorsque sa viscosité diminue au cours du temps à cause du cisaillement. Ce phénomène peut être réversible et le matériau regagne sa viscosité lorsque le cisaillement cesse.

III.1.2.1.2 Comportement rhéopexe

Ce comportement, aussi appelé anti-thixotrope, consiste en augmentation de la viscosité du fluide au cours du temps pour une vitesse de cisaillement donnée.

III.1.2.2 Les fluides visqueux indépendants du temps

III.1.2.2.1 Comportement viscoplastique

Aussi appelés les fluides à seuil, il faut leur appliquer une contrainte plus élevée que la valeur critique du seuil pour obtenir l'écoulement. Le modèle rhéologique utilisé pour modéliser ce type de fluides est celui d'Herschel-Bulkley.

III.1.2.2.2 Comportement rhéofluidifiant (Shearthinning)

Aussi appelés les matériaux pseudo-plastiques, la viscosité de ces types de matériaux diminue quand le taux de cisaillement augmente. La plupart des matériaux ont ce type de comportement.

III.1.2.2.3 Comportement rhéoépaississant (Shearthickening)

Aussi appelés les fluides dilatants, leur viscosité augmente quand le taux de cisaillement ou la contrainte de cisaillement augmente. Il faut noter que ce type de comportement est moins fréquent que le comportement rhéofluidifiant.

III.1.2.3 Les fluides viscoélastiques

Les fluides viscoélastiques sont une forme courante de fluide non Newtonien. Ils peuvent présenter une réponse qui ressemble à celle d'un solide élastique dans certaines circonstances ou la réponse d'un liquide visqueux dans d'autres circonstances. Cela veut dire que leur comportement est intermédiaire entre ces deux types de matériaux (fluide visqueux et solide élastique). En général, les fluides présentant ce comportement sont de nature macromoléculaire (c'est-à-dire qu'ils ont un poids moléculaire élevé), tels que les fluides polymériques (polymère fondu et solutions de polymère) utilisés pour fabriquer des produits en plastique, les produits alimentaires tels que la pâte utilisée pour la fabrication du pain et les liquides biologiques tels que les liquides synoviaux présents dans les articulations. La nature macromoléculaire des molécules de polymères ainsi que des interactions physiques appelées enchevêtrements conduisent à un comportement élastique (les fluides ressemblent à une masse de vers vivants). Les molécules déformées sont entraînées par des mouvements thermiques pour revenir à leurs états non déformés, ce qui permet une récupération élastique de fluide dans la masse [27].

La réponse d'un fluide viscoélastique à une contrainte dépend du rapport entre le temps de la sollicitation et le temps caractéristique (ou le temps de relaxation) de ce type de

fluide [15]. Le comportement élastique se passe lorsque le temps de sollicitation du matériau est petit par rapport à son temps caractéristique et donc le matériau n'a pas le temps de se déformer. Dans le cas d'un fluide visqueux le temps caractéristique est plus petit par rapport au temps de sollicitation. Grâce à leur structure chimique, les fluides viscoélastiques manifestent certains phénomènes que l'on ne peut pas observer chez les fluides Newtoniens.

III.1.2.3.1 Effets et phénomènes intéressants dans les fluides viscoélastiques

III.1.2.3.1.1 Effet de Barus (Die swell)

Cet effet est produit lors de l'extrusion des polymères pendant laquelle le matériau est forcé à travers une matrice (Die en anglais). Dans ce process le polymère est compressé en entrant la matrice mais en sortant il gonfle pour retrouver partiellement la forme qu'il avait avant d'entrer la matrice d'où l'intérêt du mot swell en anglais. Les polymères dans le jet de polymère occupent, avant d'entrer dans la matrice, l'espace à peu près avec une forme sphérique. L'extrusion cause une augmentation du débit de jet de polymère ce qui fait que les polymères vont perdre de plus en plus leur forme sphérique et ils deviennent plus longs mais à la sortie de la matrice une partie des polymères retrouve leur forme sphérique qui provoque l'expansion du jet [28].

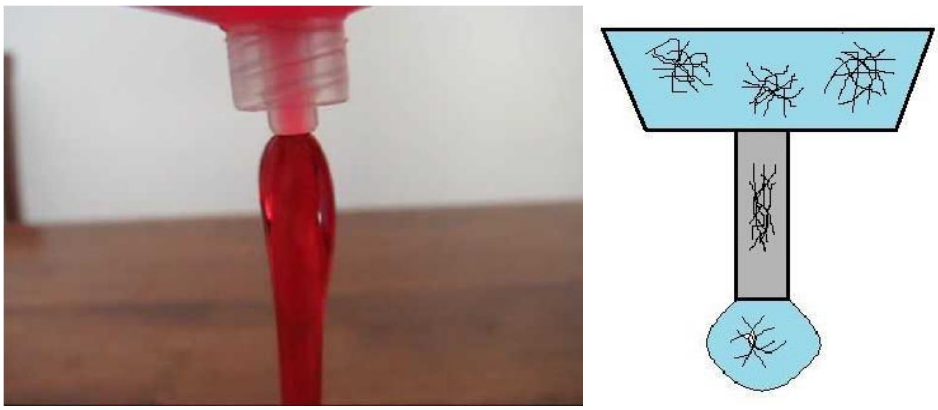


Figure III.2: *Représentation de l'effet de Barus*

III.1.2.3.1.2 Effet de Kaye

L'effet de Kaye est décrit pour la première fois par Alan Kaye en 1963 [29] et c'est une propriété des fluides complexes comme du shampoing. Lors du versement d'un fluide

complexe sur une surface, le fluide versé forme un tas et soudainement des jaillissements et des éclaboussements verticaux à contre sens de l'écoulement du jet viscoélastique se produisent. Cet effet est appelé l'effet Kaye et il est courant chez les fluides rhéofluidifiants. Les exemples simples peuvent être les savons liquides, les shampoings et certaines peintures. Ce phénomène passe souvent inaperçu à l'observation visuelle car il dure seulement quelques centaines de millisecondes. L'étude des jets viscoélastiques est complexe mais pour plus de détails sur ce sujet le travail de T. S. Majmudaret al. [30] semble trouver une dynamique générale pour la stabilité de ces jets viscoélastiques. La figure ci-dessous montre un cycle de l'effet Kaye.

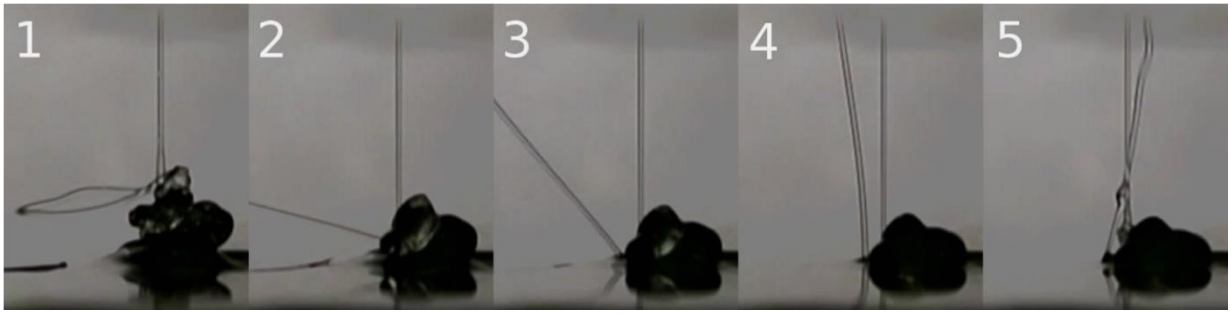


Figure III.3: *Un cycle de l'effet de Kaye*

III.1.2.3.1.3 Effet Weissenberg

Lors de la rotation d'une tige dans un fluide viscoélastique par exemple dans certaines solutions de polymère, le fluide monte le long de l'axe de rotation au lieu de créer un vortex vers le bas. Ce phénomène qui est appelé l'effet Weissenberg est dû à une différence entre les contraintes normales non nulles tandis que pour un fluide Newtonien cette différence est nulle et même les contraintes normales sont nulles. Dans la figure on peut observer cet effet dans un fluide viscoélastique. Pour comprendre ce comportement il faut savoir que les polymères s'alignent avec les lignes de courant alors que les forces entropiques ont tendance à faire retrouver la forme stable des molécules de polymères. Dans le cas de la rotation d'une tige dans une solution de polymère, les lignes de courant sont circulaires et chaînes de polymères vont s'aligner et s'étendre avec les lignes de courant comme elles sont représentées sur la figure III.4 [31].

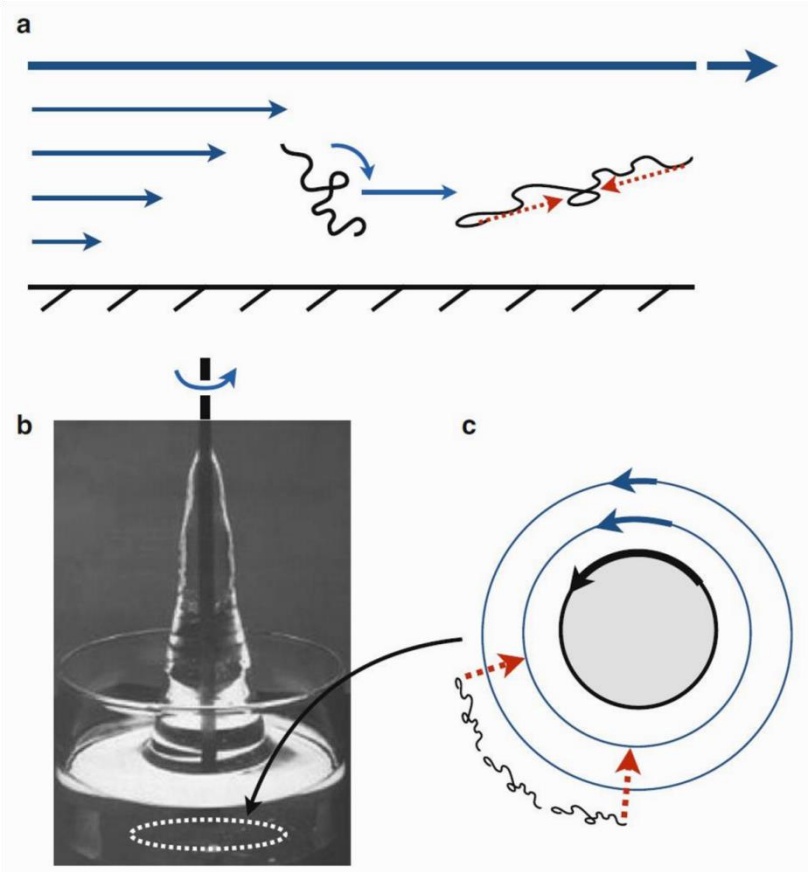


Figure III.4: *Représentation de l' effet Weissenberg [31]*

III.1.2.3.2 Modèles de comportement des matériaux viscoélastiques

Il existe plusieurs modèles pour représenter les caractéristiques visqueuse et élastique de ces matériaux. En général, on utilise des combinaisons de ressorts et d'amortisseurs pour modéliser ce comportement. On distingue les matériaux élastiques des matériaux visqueux selon leur réponse à une déformation brusque par exemple les tensions dans un matériau élastique restent constantes dans le temps tant que la déformation existe alors que dans un fluide visqueux les tensions se dissipent dans une échelle de temps dépendante de sa viscosité. Un ressort peut symboliser le comportement élastique linéaire et un amortisseur symbolise le comportement visqueux linéaire. La combinaison de ces deux éléments en série représente un fluide viscoélastique (modèle de Maxwell) et la combinaison en parallèle (modèle de Voigt) représente un solide viscoélastique. Par contre, ces modèles semblent être incomplets car le modèle de Maxwell est incapable de montrer le fluage et l'hystérésis et le modèle de Voigt ne décrit pas la relaxation. Donc d'autres modèles plus complexes ont été

proposés pour modéliser plus complètement les matériaux viscoélastiques. Ainsi on peut citer les modèles de Maxwell généralisé, Zener (en deux représentations) et Burgers qui sont plus complexes. La configuration de quelques modèles est présentée dans les figures III.5 à III.9. Pour obtenir la contrainte et la déformation il faut savoir que dans la configuration en série la contrainte totale est égale à la contrainte dans chaque composant que ce soit le ressort ou l'amortisseur et la déformation totale est la somme des déformations de tous les composant. En outre dans la configuration en parallèle la déformation totale est égale à la déformation de chaque composant et la contrainte totale est égale à la somme des contraintes de tous les composants.

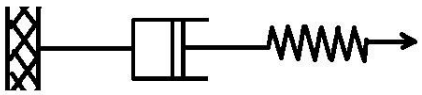


Figure III.5: *Modèle de Maxwell*

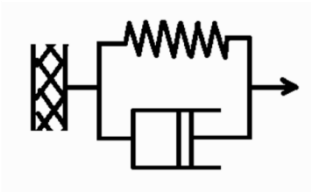


Figure III.6: *Modèle de Voigt*

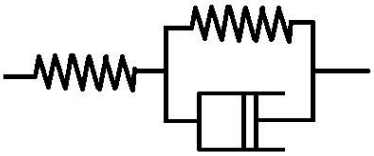


Figure III.7: *Modèle de Zener (représentation de Kelvin)*

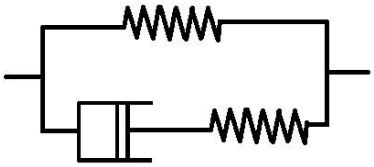


Figure III.8: *Modèle de Zener (représentation de Maxwell) ou le modèle du solide linéaire standard*

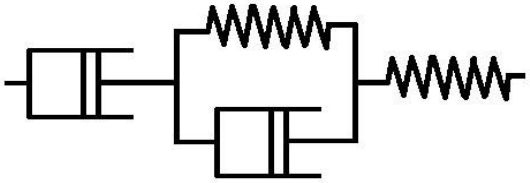


Figure III .9: *Modèle de Burgers*

D'autres modèles bien plus complexes peuvent être utilisés comme le modèle de Wagner et le modèle d'Oldroyd B. Pour avoir plus d'information sur la viscoélasticité non linéaire, le travail de Y. Bereaux [32] mérite d'être médité.

III.1.2.3.2.1 Modèle d'Oldroyd B

Ce modèle est un des modèles très présents dans la littérature qui est développé par James Gardner Oldroyd (1950) [33]. Du point de vue microscopique on peut modéliser une chaîne de polymère avec deux boules de masses liées avec un ressort et, pour modéliser un fluide viscoélastique, on peut dire que ces chaînes sont dispersées dans un solvant. Par conséquent, il y a trois effets qui s'exercent sur chaque boule [34]:

- La force du ressort
- La traînée de son mouvement dans le fluide
- Le mouvement brownien

Le tenseur des tensions viscoélastiques pour le modèle d'Oldroyd-B obéit à l'équation suivante :

$$\tau + \overline{\lambda_1}\frac{D}{Dt}\tau = 2\mu_0(D + \overline{\lambda_2}\frac{D}{Dt}D) \qquad \text{(III.2)}$$

Le tenseur des déformations est représenté par $D = d_{ij}$ qui est défini par $d_{ij}=\left(\frac{1}{2}\right)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$. La viscosité statique est représentée par μ_0 $\overline{\lambda_1}$est le temps nécessaire au tenseur des contraintes pour réagir au changement de déformation dans le système. On appelle ce temps le temps de relaxation. Autrement dit, c'est le temps que le fluide met pour retrouver son état d'équilibre après avoir subi une déformation ou le temps nécessaire pour que le fluide cesse de s'écouler. En outre, le matériau oublie sa forme initiale après déchargement et restitue une partie de son énergie élastique en énergie cinétique au terme

d'un deuxième temps caractéristique appelé temps de retardation $\overline{\lambda_2}$; avec $0 < \overline{\lambda_2} \leq \overline{\lambda_1}$. Le temps de retardation $\overline{\lambda_2}$ évoque le temps nécessaire à la déformation pour se propager [15]. Le temps de retardation nous aide à distinguer la partie élastique de la partie visqueuse du fluide. Si la valeur de $\overline{\lambda_2}$est très proche de 0 le fluide a un comportement très élastique et si $\overline{\lambda_1}$ est très proche de $\overline{\lambda_2}$ et en même temps les deux sont très proches de zéro le fluide a un comportement Newtonien. Par exemple, pour un fluide purement visqueux on a $\overline{\lambda_1}$=$\overline{\lambda_2}$ = 0 et pour un fluide purement élastique comme le représente le modèle de Maxwell on a $\overline{\lambda_2}$ = 0, a$\overline{\lambda_1}$>0 . Les figures nous aident à mieux comprendre les définitions des temps de relaxation et retardation. Sur la figue III.10 nous remarquons que lorsqu'on coupe le fluide, la partie coupée du bas ne revient pas tout de suite à l'état d'équilibre et la partie coupée du haut revient vers le récipient, ce qui atteste de la détente élastique ou de l'existence d'un temps de relaxation. Sur la figure III.11 au cas (A) le fluide est à l'état de repos, mais au cas (B) on incline le fluide et on suppose que le temps passé est inférieur au temps de retardation (juste après l'inclinaison) par contre à un temps supérieur que le temps de retardation (le cas (C)) le fluide est déjà incliné et la déformation s'est déjà propagée dans le système.

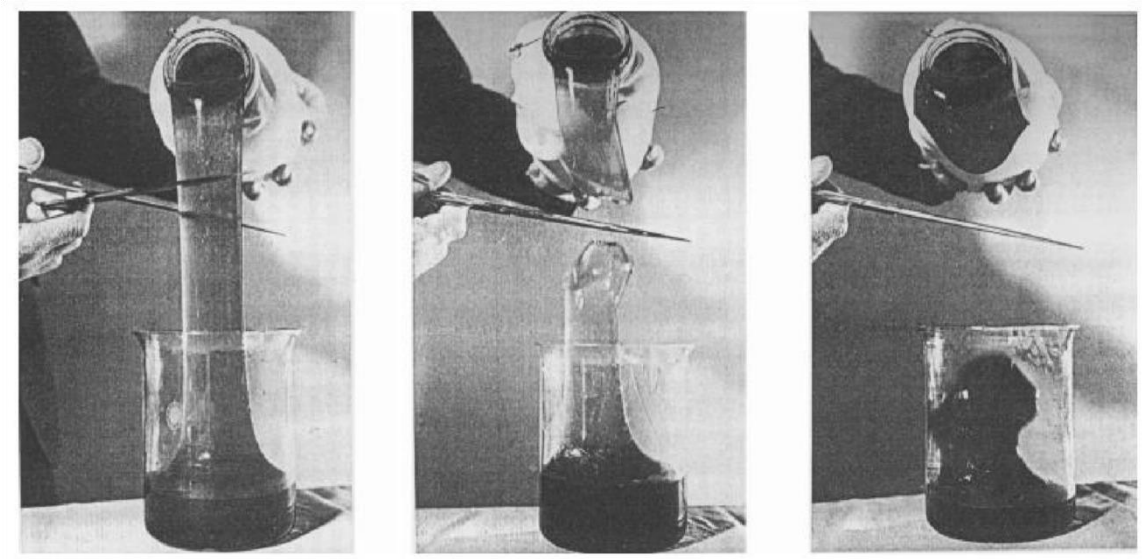


Figure III.10: *Représentation du temps de relaxation*

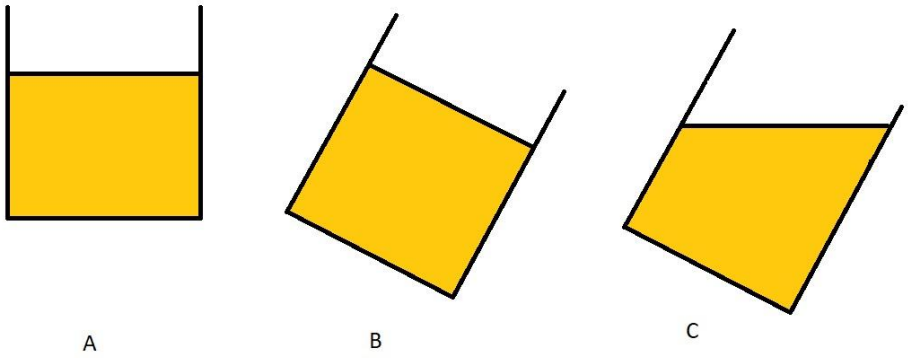


Figure III.11: *Représentation du temps de retardation*

La dérivée invariante $\frac{D}{Dt}$ s'écrivant :

$$\frac{D}{Dt}\tau = \frac{\partial}{\partial t}\tau + (\vec{v}.\nabla)\tau - (\nabla\vec{v}).\tau - \tau.\left(\vec{\nabla}.\mathrm{v}\right)^{T}. \qquad \text{(III.3)}$$

Malgré le fait que le comportement des fluides viscoélastiques est plus ou moins compliqué, le tenseur des contraintes peut être décomposé en deux parties dans tous les fluides de ce type:

$\tau = \tau_s + \tau_p$. (III.4)

A la base, un fluide viscoélastique est une solution de polymère dans un solvant. τ_s est le tenseur des contraintes qui montre la contribution du solvant ($\tau_s = 2\mu_s D$) alors que la part de contribution du polymère est transmise respectivement par la viscosité des solvants et des polymères μ_s et μ_p. La relation qui lie le temps de relaxation au temps de retardation est :

$$\overline{\lambda_2} = \frac{\mu_s}{\mu_s+\mu_p}\overline{\lambda_1}, \qquad \text{(III.5)}$$

$$\Gamma = \frac{\mu_s}{\mu_s+\mu_p} \qquad \text{(III.6)}$$

Γ est le rapport entre la viscosité du solvant et la viscosité totale de la solution qui est la somme des deux viscosités. Ce paramètre Γ est un rapport qui montre la part de l'élasticité dans le comportement du fluide par exemple si nous prenons le cas d'un fluide Maxwell qui est un fluide élastique nous avons $\Gamma = 0$ et pour une solution très diluée en polymère nous avons $\Gamma = 1$. Un fluide Newtonien est le cas spécifique où $\Gamma = 1$ et les deux temps caractéristique sont très proche de zéro($\overline{\lambda_1} \sim 0 et \overline{\lambda_2} \sim 0$). Pour un fluide élastique le temps de relaxation est très grand devant le temps de retardation. Par conséquent, plus Γ diminue plus

l'élasticité du fluide augmente et plus Γ augmente le fluide devient plus visqueux. Nous travaillons surtout avec les deux paramètres de $\overline{\lambda_1}$et Γ dans cette recherche.

Pour des faibles variations de la vitesse, la relation devient :

$$\left(1+\overline{\lambda_1}\frac{\partial}{\partial t}\right)\tau = 2\mu_0\left(1+\Gamma\overline{\lambda_1}\frac{\partial}{\partial t}\right)D. \qquad \text{(III.7)}$$

III.1.2.3.2.2 Fluides de Boger

Un fluide de Boger est un liquide élastique avec une viscosité constante. Ces fluides sont des solutions diluées de polymère qui sont généralement effectuées avec un solvant assez visqueux qui permet de mesurer les tensions dues à l'élasticité. Un des avantages de l'introduction des fluides de Boger est l'identification de l'instabilité due à l'élasticité seule [35]. Ce type de fluide peut s'écouler comme un liquide et cependant se comporter comme un solide élastique sous l'étirement. La plupart des fluides élastiques manifestent un comportement rhéofluidifiant car ils contiennent des polymères. En revanche, dans le cas des fluides de Boger comme ils sont des solutions hyper diluées la rhéofluidification causée par les polymères est négligé. Un exemple de ce type de fluide peut être la solution de polyacrylamide dans le sirop de maïs (fluide Newtonien avec une viscosité élevée comme solvant). Pour une composition de 1.6% d'eau, 98.3% de sirop et 0.1% de polyacrylamide, le temps de relaxation et de retardation sont respectivement $\overline{\lambda_1}$= 2.54s et $\overline{\lambda_2}$= 1.94s. Il faut savoir que pour un fluide de Boger on a toujours à peu près un Γ de 0.75. Le fait de savoir que la viscosité d'un fluide de Boger est constante nous permet de faire une expérience pour comparer les taux de cisaillement d'un fluide de Boger et un fluide Newtonien avec les mêmes viscosités et la différence entre les taux de cisaillement nous donne le changement causé par l'élasticité du fluide de Boger [35].

III.2 Milieux Poreux et ses caractéristiques

Un milieu poreux est une matrice solide qui contient des espaces vides ou des pores, connectés ou non. Ces pores peuvent être dispersés de manière régulière ou de manière aléatoire et ils peuvent contenir des fluides comme de l'air, de l'eau, du pétrole, etc. On considère ces milieux qui sont perméables à un écoulement de fluide des milieux poreux. On peut citer plusieurs exemples où les milieux poreux jouent un rôle important comme dans :

- La science du sol : Le sol contient et transporte de l'eau et les nutriments pour les plantes
- Le génie chimique : le milieu poreux intervient comme filtre ou lit pour les catalyseurs
- L'industrie pétrolière : Les roches réservoirs conservent le pétrole brut et le gaz naturel

Dans la figure ci-dessous quelques exemples de milieux poreux sont représentés [36].

III.3 Nanofluide

III.3.1 Généralités sur la nanotechnologie

Le développement technologique dans le XXIe siècle est déjà connu de nombreux changements dans presque tous les secteurs. La célèbre phrase Le physicien Richard Feynman lauréat du prix Nobel en 1959 « De nombreux espaces au fond » suggérant le concept de micromachines, s'inspire à une nouvelle technologie appelé nanosciences. En 1974, le terme « nanotechnologie » a été utilisé pour la première fois par le scientifique NorioTaniguchi.

Après cela, en 1995, le scientifique Choi of Argonne Laboratoire (États-Unis) a préparé avec succès un nanofluide. Après l'établissement d'un tel point de repère dans l'histoire de la nanoscience, les nanofluides retiennent l'attention de la plupart des chercheurs du monde entier. Au cours des dernières années, l'engouement pour la recherche sur les nanofluides a atteint un tel engouement qu'au cours de la seule année 2011, le terme « nanofluide » a été utilisé dans près de 700 articles. Montre une croissance exponentielle de la recherche sur les nano fluides. [62]

III.3.2 Définition d'un nanofluide

Les nano fluides sont des solutions colloïdales composées de particules de taille nanométriques en suspension dans un liquide. Les études de ces fluides composites montrent des aptitudes particulièrement intéressantes du fait d'une meilleure conductivité thermique et d'un coefficient d'échange convectif significativement accru par rapport à des liquides classiques, l'eau en particulier. Une telle augmentation de la conductivité thermique du nano fluide ne peut pas seulement être imputée à la plus

grande conductivité thermique des nanoparticules en suspension, l'amélioration vient d'une combinaison de plusieurs facteurs physiques simultanés.

Le choix des liquides de base est primordial pour un nano fluide, il permet d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter tout phénomène d'agrégations, la sélection d'un tel fluide se fera en fonction de la nature de nanoparticule. [63]

Les liquides de base les plus utilisés sont :

- L'eau
- L'éthylène glycol, EG.
- Les huiles.
- Le Toluène.
- Les fluides de réfrigération.

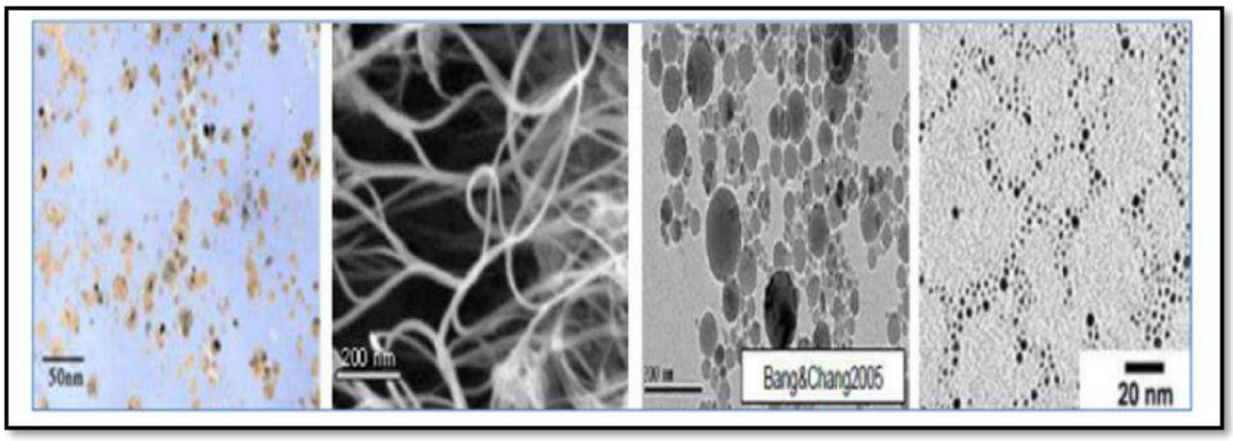


Figure III.12: *Présentation des nanofluides, vue au microscope électronique. [63]*

III.3.3 Fabrication et préparation des nanofluides

Un grand nombre de nanoparticules sont classées en deux catégories :

- Les procédés physiques, comme le broyage mécanique.
- Les procédés chimiques, comme la pyrolyse laser ou la précipitation chimique.

Les nanoparticules sont produites de deux manières :

- **La méthode en une seule étape** : les nanoparticules sont produites dans le fluide de base. Utilisées pour certains nano fluides, évitent l'oxydation et la décantation des particules, est moins industrielle.

- **La méthode en deux étapes :** les nanoparticules sont produites une fois et dispersées dans le fluide de base. Il évite les ajustements en raison des forces attractives entre les molécules et effectue un bon travail mécanique. Pour ajuster le ph, la surface de la particule doit être chargée en utilisant une répulsion électrostatique. [64]

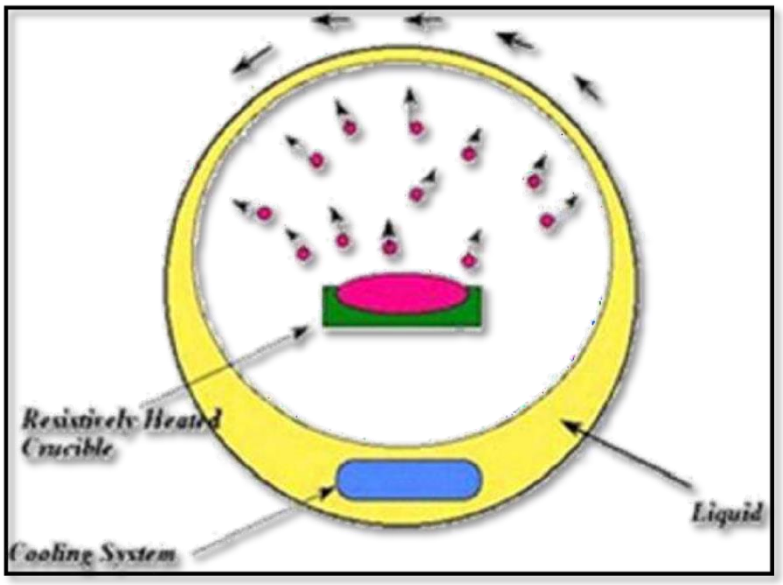


Figure III.13: *Procédé de synthèse de nanofluide en une seule étape. [64]*

III.3.4 Types de nanoparticules

La production de nouveaux nanomatériaux (nanoparticules) constitue un champ de recherche en pleine expansion, aussi seules les nanoparticules les plus couramment utilisées dans les applications liées aux transferts thermiques sont ici brièvement

mentionnées. D'une manière générale, les nanoparticules peuvent être classées selon leur forme en deux grandes catégories figure (I.4) :

- Les nanoparticules sphériques pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour leur fabrication. Ces nanoparticules sphériques peuvent ainsi être à base de métaux (l'aluminium *Al*, cuivre *Cu*, fer *Fe*, *or Au*, argent *Ag*…) ou d'oxydes (oxyde d'aluminiumAl_2O_3, oxyde de cuivreCuO, oxyde de titane T_i0_2…).

- Les nanotubes (les nanotubes de carbone *NTC*, les nanotubes de titaneTiO_2, Nanotube de silicium…). [65]

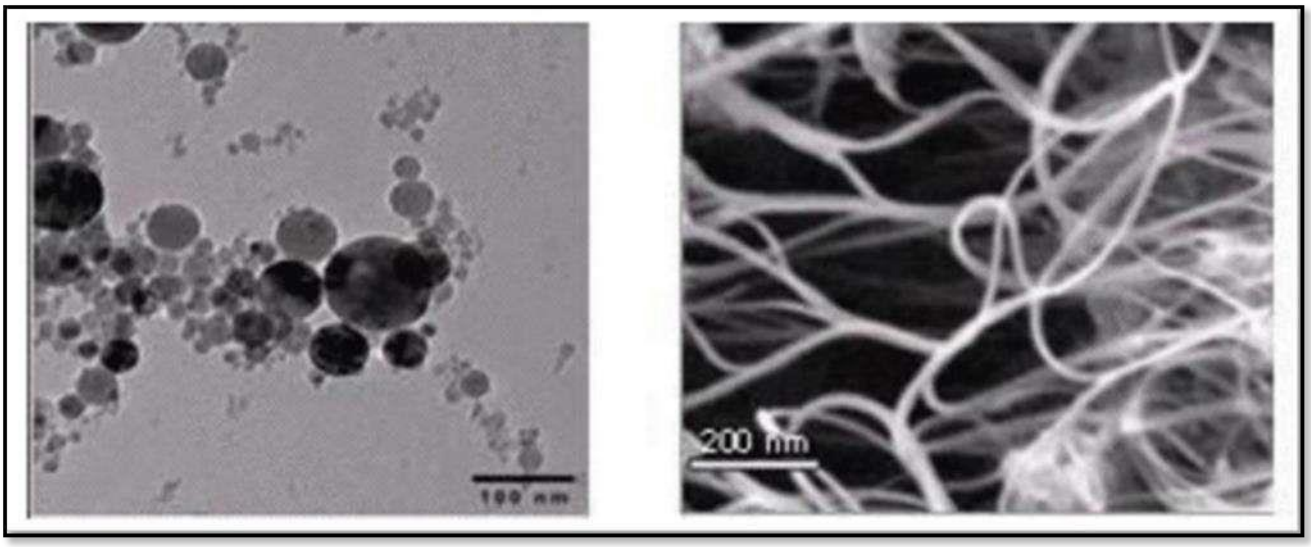


Figure III.14: *Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone Bang et Chang, 2005). [65]*

III.3.5 Les applications des nanofluides (Soufi, 2013)

- ✓ L'échangeur de chaleur.
- ✓ Le refroidissement d'éléments électroniques (produire un nano fluide stable qui est compatible avec des circuits et des composants électroniques).
- ✓ Nanoparticules pour l'efficacité des réfrigérateurs (formulation de lubrifiants et liquides de refroidissement mélangés avec des nanoparticules pourraient entraîner une augmentation de l'efficacité énergétique des réfrigérateurs).
- ✓ Aéronautique et spatial.
- ✓ Refroidissement des systèmes nucléaire.
- ✓ Transport (gestion de refroidissement / Véhicule moteur thermique).
- ✓ Autres applications (piles à combustible, le chauffage solaire d'eau, forage, stockage thermique). Les avantages et les inconvénients des nano fluides sont mentionnés en détail dans la référence de Soufi, 2013. [66]

III.3.6 Les avantages des nanofluides

- Une grande surface de transfert de chaleur entre les particules et les fluides.
- Haute dispersion et stabilité avec prédominante mouvement brownien des particules.
- Réduit par rapport au liquide pur pour obtenir équivalent intensification de transfert de chaleur.
- Particules réduites de colmatage par rapport aux conventionnelles boues, favorisant ainsi la miniaturisation du système.
- Propriétés ajustables, dont la conductivité thermique et la mouillabilité de la surface, en faisant varier les concentrations de particules en fonction de différentes applications. [67]

III.3.7 Les inconvénients des nanofluides

- Fortes pertes de charge.
- Érosion.
- Sédimentation.
- Bouchons dans les écoulements

- Le coût élevé des nano fluides.
- Difficultés dans le processus de production. [67]

III.3.8 Domaine d'application des nanofluides

Les nanofluides sont des suspensions de nanoparticules dans des fluides qui montrent une amélioration significative de leurs propriétés à des concentrations de nanoparticules modestes. De nombreuses publications sur les nano fluides traitent de leur comportement afin de pouvoir les utiliser là où une amélioration directe du transfert de chaleur est primordiale, comme dans de nombreuses applications industrielles, réacteurs nucléaires, transport, électronique, biomédecine et aliments. Le nanofluide en tant que fluide intelligent, dans lequel le transfert de chaleur peut être réduit ou amélioré à volonté, a également été signalé. [68]

Chapitre IV :

Résultats et discussion.

IV.1 Introduction

Il y a eu une croissance significative de l'utilisation des nanofluides. La nécessité d'améliorer les fluides caloporteurs a motivé le développement de ces nouveaux fluides. Ces particules d'ingénierie dispersées dans un fluide de base ont de nombreuses applications telles que dans les systèmes micro électromécaniques (MEMS), les systèmes nano-électromécaniques (NEMS), le génie biomédical (imagerie et ablation), les réacteurs nucléaires et l'extraction de l'énergie géothermique.

La plupart des fluides de base sont de l'eau et de l'huile, mais ces dernières années, certains fluides non newtoniens sont naturellement rencontrés dans de nombreux procédés industriels et chimiques. Ils présentent les principaux avantages pour servir de support aux nanoparticules. En ajoutant une équation supplémentaire représentant le moment angulaire local qui fonctionne également dans l'équation de moment classique.

IV.2 Formulation mathématique

Considérons un flux convectif laminaire régulier de nanofluide micropolaire incompressible électriquement conducteur le long d'une plaque verticale semi-infinie. Un champ magnétique transversal B_0 est appliqué normalement sur la plaque. Le champ magnétique varie en intensité en fonction de x. Dans cette formulation, la dissipation magnétique n'est pas ignorée. La plaque est perméable et reçue / fluide avec une vitesse transversale v_w et se déplace le long de la direction x avec une vitesse constante U. La paroi est maintenue à température constante et fraction volumique de nanoparticules au niveau de la plaque verticale, Tw et ϕw, et ces les valeurs sont supposées être supérieures à la température ambiante et la fraction volumique de nanoparticules ambiantes atteinte lorsque y tend vers l'infini, $T\infty$ et $\phi\infty$, respectivement. La direction x qui est prise le long de la plaque est également la direction de l'écoulement et l'axe y lui est normal. Le diagramme schématique du problème physique actuel est illustré à la figure IV.1.

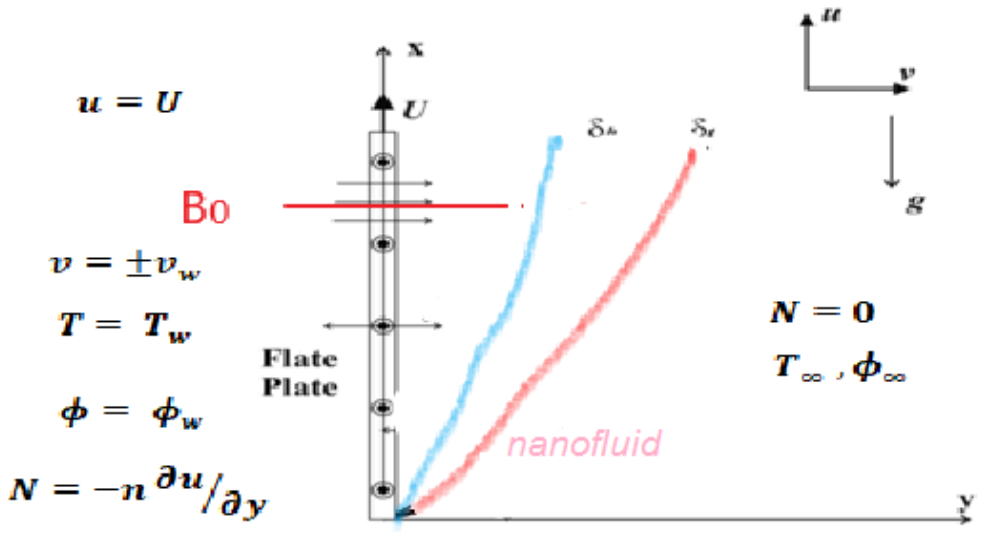


Figure IV.1. *Modèle physique et système de coordonnées.*

Ensuite, sous ces hypothèses avec l'approximation de Boussinesq pour la densité, le modèle mathématique approprié pour le nanofluide micropolaire peut être développé. Ainsi, les équations de conservation régissant la masse, la quantité de mouvement et le moment angulaire, l'énergie et la fraction volumique des nanoparticules peuvent être écrites comme

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \qquad (IV.1)$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=\left(\frac{\mu+K}{\rho}\right)\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{K}{\rho}\frac{\partial N}{\partial y}+g\beta(T-T_\infty)-\frac{\sigma B_0^2}{\rho}u \qquad (IV.2)$$

$$j\rho\left(u\frac{\partial N}{\partial x}+u\frac{\partial N}{\partial y}\right)=\gamma\frac{\partial^2 N}{\partial y^2}-K\left(2N+\frac{\partial u}{\partial y}\right) \qquad (IV.3)$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha_{nf}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{(\rho c)_p}{(\rho c)_f}\left(D_B\frac{\partial \phi}{\partial y}.\frac{\partial T}{\partial y}+\left(\frac{D_T}{T_\infty}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right)+\frac{\sigma B_0^2}{(\rho c)_f}u^2 \qquad (IV.4)$$

$$u\frac{\partial \phi}{\partial x}+v\frac{\partial \phi}{\partial y}=\left(D_B\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}+\left(\frac{D_T}{T_\infty}\right)\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \qquad (IV.5)$$

Ici, T est la température dans la couche limite et *N* la composante du vecteur de microrotation normal au plan *x*-*y*. D'autres paramètres et quantités sont spécifiés dans la nomenclature. Nous suivons les

travaux de nombreux auteurs récents tels que référencés par Long Hsiao en supposant que la viscosité du gradient de spin est $\gamma = (\mu + \kappa/2)j$.

Les conditions aux limites de la paroi perméable et du cours d'eau correspondantes sont établies comme suit

$$at\ y = 0 : u = U\ , v = \pm v_w\ , T = T_w\ , \phi = \phi_w\ and\ N = -n\,{}^{\partial u}/_{\partial y}$$

$$for\ y \to \infty : u \to 0,\ T \to T_\infty\ , \phi \to \phi_\infty\ , N \to 0 \qquad (IV.6)$$

Dans l'équation ci-dessus n = 1/2 qui représente une faible concentration d'écoulements de particules et indique la disparition de la partie anti-symétrique du tenseur de contraintes.

Des quantités sans dimension sont introduites pour obtenir les solutions de similarité

$\eta = \left({}^{U}/_{\nu x}\right)^{\frac{1}{2}} y,\ \psi = (\nu x U)^{\frac{1}{2}} f(\eta),\ N = \left({}^{U}/_{\nu x}\right)^{\frac{1}{2}} h(\eta)$

Alors que pour la température sans dimension et la fraction volumique de nanoparticules,

$\theta = (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty),\ S = (\phi - \phi_\infty)/(\phi_w - \phi_\infty)$

Où η est la variable de similarité indépendante, f (η) est la fonction de flux sans dimension, h (η) est la microrotation sans dimension, $\theta(\eta)$ est la température sans dimension et $\phi(\eta)$ est la fraction volumique des nanoparticules. De plus, ψ est la fonction de flux qui est définie de la manière habituelle comme $u = \partial\psi/\partial y$ et $v = -\partial\psi/\partial x$.

Ensuite, les composantes de vitesse deviennent

$$u = Uf'(\eta)\ and\ \ v = \frac{1}{2}\left({}^{\nu U}/_{x}\right)^{1/2}(\eta f' - f).$$

En utilisant les variables non dimensionnelles, les équations (1-5) avec les conditions aux limites (6) peuvent être encore réduites à un ensemble d'équations différentielles ordinaires pour lesquelles des solutions numériques seront plus facilement obtenues

$$(1 + K)f''' + \frac{1}{2}f.f'' - M.f' + K.h' + Gr_x.\theta = 0 \qquad (IV.7)$$

$$\left(1 + \frac{K}{2}\right)h'' - K(2h + f'') + \frac{1}{2}(h.f)' = 0 \qquad (IV.8)$$

$$\theta'' + \frac{1}{2}Pr.f.\theta' - Nb.S'.\theta' - Nt(\theta')^2 + M.Ec.Pr.f'^2 = 0 \qquad (IV.9)$$

$$S'' + \frac{1}{2}Pr.Ln.f.S' + \frac{Nt}{Nb}\theta'' = 0 \qquad (IV.10)$$

Les conditions aux limites deviennent

$$\eta = 0 : f'(0) = 1\,, f(0) = \pm f_w\,, h(0) = -\frac{1}{2}f''(0), \theta(0) = S(0) = 1$$
$$\eta -> \infty : f'(\infty) = 0,\ \ h(\infty) -> \ 0\,, \theta(\infty) -> 0\ \,, S(\infty) -> 0 \qquad (IV\ 11)$$

Où, nous avons pris j = νx/Ucomme densité de micro-inertie.$f_w = -2v_w\sqrt{x/\nu U}$ indique la vitesse d'aspiration / d'injection sans dimension au niveau de la plaque.

Les différents paramètres impliqués sont définis par

$$Gr_x = g\beta(T_w - T_\infty)\, x/U^2 \qquad (IV.12)$$
$$K = \kappa/\mu \qquad (IV.13)$$
$$Ln = \alpha_{nf}/D_B \qquad (IV.14)$$
$$Nb = \ (\rho c)_p D_B(\phi_w - \phi_\infty)/(\rho c)_f\, \alpha_{nf} \qquad (IV.15)$$
$$Nt = \ (\rho c)_p D_T(T_f - T_\infty)/(\rho c)_f \qquad (IV.16)$$
$$M_x = Ha_x^2/Re_x = \sigma B_0^2 x/\rho U \qquad (IV.17)$$
$$E_C = U^2/c_p\,(T_w - T_\infty) \qquad (IV.18)$$
$$Pr = \nu/\alpha \qquad (IV.19)$$

Gr_x, K, Ln, Nb, Nt, M_x, Ec et Pr désignent le nombre de Grashof thermique local, le paramètre de matériau, le nombre de Nanofluid Lewis, le paramètre de mouvement brownien, le paramètre de thermophorèse, le paramètre magnétique, le nombre d'Eckert et le nombre de Prandtl. Ha_x et Re_x liés à M_x sont respectivement les nombres de Hartman et de Reynolds connus.

La contrainte de cisaillement de surface τ_w, la contrainte de couple de paroi m_w et le flux de chaleur de surface q_w sont donnés par

$$\tau_w = [(\mu + \kappa)\frac{\partial u}{\partial y} + \kappa N]_{y=0}\ ;\ \ m_w = (\frac{\partial N}{\partial y})_{y=0}\ ;\ q_w = -\lambda_g(\frac{\partial T}{\partial y})_{y=0}$$

Pour les applications pratiques, les grandeurs physiques d'intérêt correspondantes sont le coefficient de frottement cutané C_f, la contrainte de couple de paroi sans dimension M_w et le nombre de Nusselt local Nu_x, qui sont définis comme

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U^2}\ ;\ M_w = \frac{m_w}{\rho U^2 x}\ ;\ Nu_x = \frac{x q_w}{\lambda_g(T_w - T_\infty)}$$

En utilisant les variables sans dimension, nous obtenons

$$\frac{1}{2}C_f Re^{\frac{1}{2}} = \left(1 + \frac{K}{2}\right)f''(0)\ ; M_w Re_x = \left(1 + \frac{K}{2}\right)h'(0);\ \frac{Nu_x}{Re^{\frac{1}{2}}} = -\theta'(0) \qquad (IV.20)$$

IV.3 Résultats et discussion

L'ensemble des équations différentielles ordinaires couplées (IV.7) - (IV.10) est hautement non linéaire et ne peut pas être résolu analytiquement. Avec les conditions aux limites (IV.11), les équations aux dérivées partielles non linéaires régissant ce flux particulier sont transformées en un système d'équations différentielles ordinaires via la technique de similarité ; ils forment un problème de valeur limite à deux points, qui peut être résolu en utilisant la méthode des différences finies qui implémente la formule de collocation de Lobatto en 3 étapes.

Une solution continue est fournie par le polynôme de collocation qui est précis au quatrième ordre. La sélection du maillage et le contrôle des erreurs sont liés au résidu de la solution continue. Une bonne précision est trouvée, non rapportée ici, par rapport à un modèle similaire pour valider le code de calcul. Ensuite, des calculs numériques ont été effectués pour les profils de vitesse, de microrotation et de température ainsi que sur le coefficient de frottement, la contrainte de couple de paroi et le nombre de Nusselt, ont été mis en évidence à la fin de l'étude. Les résultats rapportés en mode graphique sont effectués pour différentes valeurs des paramètres indiqués sur toutes les figures.

IV.3. 1 Effet du paramètre magnétique *M* et du paramètre matériau *K*

Des courbes typiques sont obtenues pour la vitesse du fluide, figures IV.2 et IV.3. A partir de la première figure, on peut observer qu'augmenter le paramètre magnétique M diminue la vitesse f' à l'intérieur de la couche limite hydrodynamique. Cela est dû à la force de Lorentz qui agit et ralentit le mouvement du fluide. La comparaison utile entre un fluide faible ou newtonien et des nanofluides fortement micropolaires montre que cet effet magnétique est aussi et plus important pour les vrais nanofluides micropolaires. Cela est dû à la force de Lorentz dans le sens opposé à la vitesse lente du fluide micropolaire. Cependant, un champ magnétique important conduit à une faible épaisseur des couches limites pour les nanofluides classiques. Le champ magnétique développe la force de Lorentz qui perturbe non seulement le flux principal mais aussi la microrotation des particules. La figure IV.3 illustre le profil de vitesse angulaire. Comme on peut le voir, l'effet de M sur les nanofluides micropolaires est plus prononcé à proximité de la plaque mobile, où l'augmentation du champ magnétique correspond à une augmentation substantielle de la vitesse angulaire. Dans une zone représentative $\eta > 2$, on observe moins d'effet. Bien que le même effet se rencontre dans la même zone pour un nanofluides faiblement micropolaires, la tendance est telle que la vitesse angulaire diminue plus fortement avec M. Ceci s'explique par la différence de concentration des particules dans les deux cas. En d'autres termes, la microrotation joue un rôle majeur pour un nanofluide micropolaire fort. Il a noté à partir de la figure IV.4 que l'application d'un champ magnétique à l'écoulement conduit à une faible augmentation du profil de température avec l'augmentation de M. Ceci est attribuée à la vitesse réduite et à la dissipation magnétique

comme commenté ci-dessus. Ensuite, la chaleur échangée avec la plaque mobile est réduite, provoquant à son tour une augmentation de la température dans la couche limite thermique. Comparativement, les profils correspondants de nanofluides faiblement micropolaires présentent une température plus élevée et une couche limite plus épaisse. Dans l'ensemble, cela indique qu'une chaleur importante peut être obtenue par des nanofluides micropolaires plutôt que par un fluide classique.

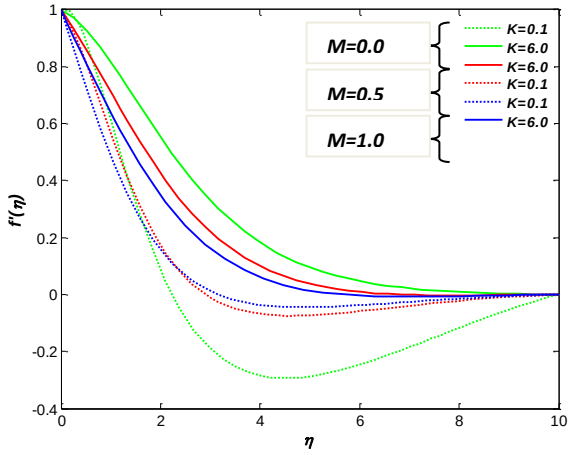


Figure IV.2:*Velocity profiles f'(η) for different values of M.(Gr$_x$ = 2.0, Pr = 6.2, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Ln= 2.0).*

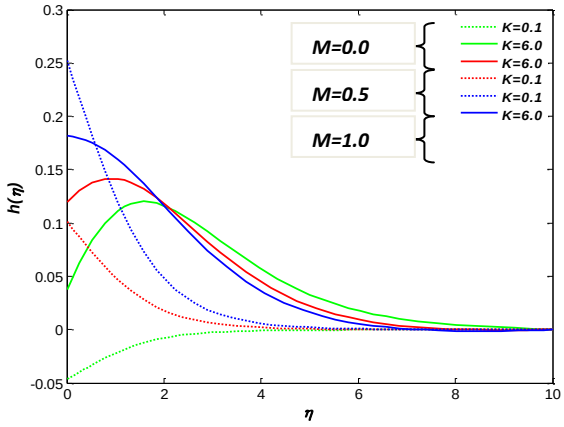


Figure IV.3:*Microrotation profiles h(η) for different values of M. (Gr$_x$ = 2.0, Pr = 6.2, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Ln = 2.0).*

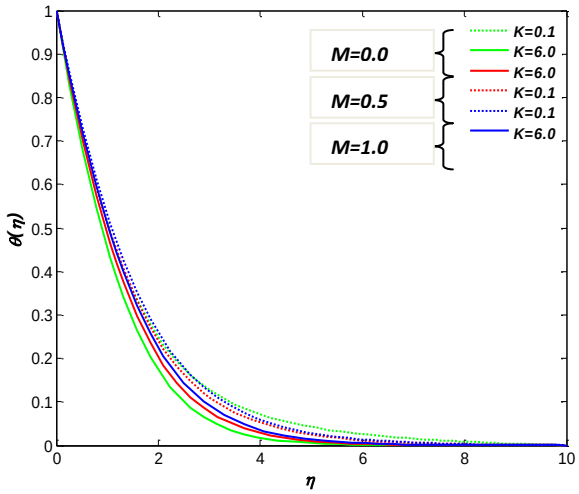


Figure IV.4:*Temperature profiles θ(η) for different values of M. (Gr$_x$ = 2.0, Pr = 6.2, f_w= 1.0, Ec = 0.1, Ln=2.0)*

IV.3.2. Effet du paramètre d'aspiration / injection f_w et du paramètre de matériau K

Les effets de l'aspiration / injection à travers la plaque perméable avec des nanofluides micropolaires sont illustrés dans les figures IV.5-IV.7. Le passage de l'aspiration à l'injection conduit à l'amélioration de

la couche limite hydrodynamique, comme indiqué sur la figure IV. 5. Il est évident que la vitesse du fluide diminue lorsque l'aspiration se produit et inversement. A l'inverse, l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique est moindre en cas d'aspiration qu'en cas d'injection. Les résultats montrent que les nanofluides micropolaires ont plus de résistance à l'écoulement, comme prévu. Cependant, cet effet peut être inversé dans le cas d'une injection avec de puissants nanofluides micropolaires.

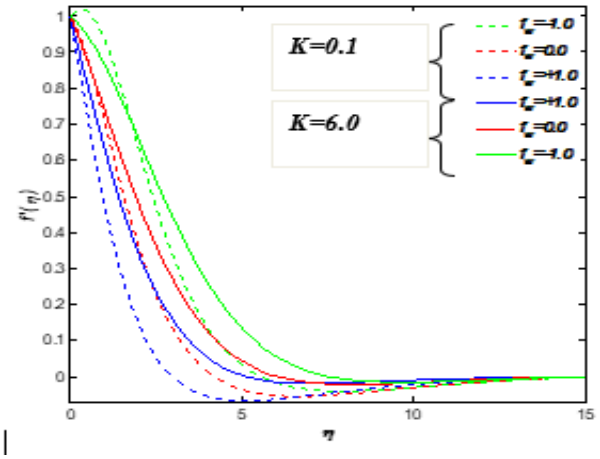


***Figure IV.5**: Velocity profile f(η) for different values of f_w. (Gr_x=2.0, Pr=6.2 , M=1.0 , Ec=0.1 , Ln=2.0)*

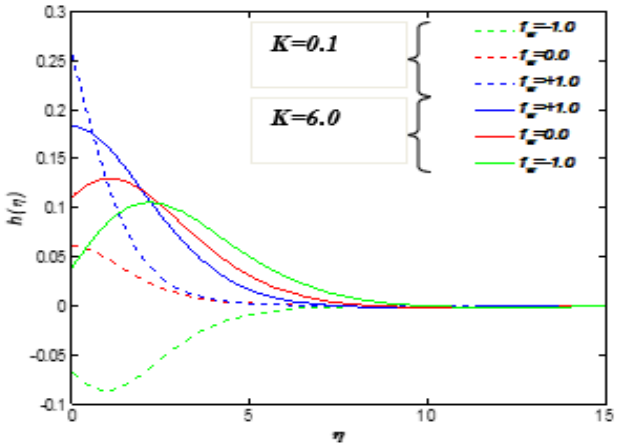


***Figure IV.6:** Microrotation profiles h(η) for different values of f_w. (Gr_x=2.0, Pr=6.2, M=1.0 ,Ec=0.1 , Ln=1.0)*

La figure IV.6 montre la tendance opposée à la microrotation, en particulier

Dans la première région près de la plaque perméable mobile. Il convient de noter que la vitesse angulaire commence à partir d'une valeur minimale pour atteindre une valeur de crête puis commence à diminuer. Un tel comportement n'apparaît pas pour les nanofluides micropolaires en cas d'aspiration. Il est intéressant de noter qu'une valeur négative de la vitesse angulaire est observée pour un nanofluide

micropolaire faible en cas d'injection. Ces résultats démontrent que la microrotation est intensive au milieu de la couche limite, en fonction de K et f_w.

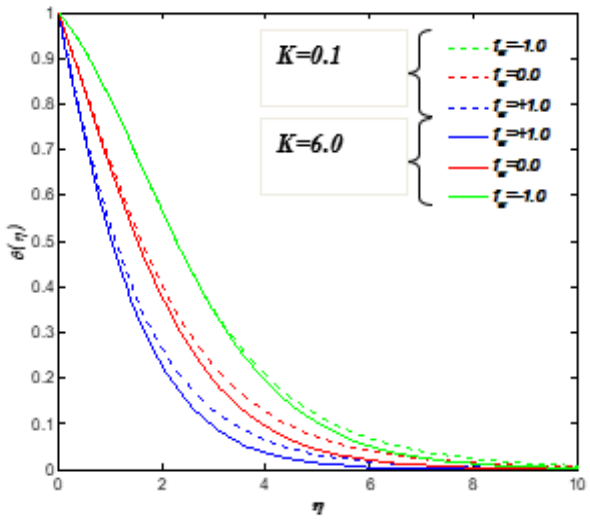


Figure IV.7: *Temperature profiles θ(η) for different values of f_w. (Gr_x=2.0 , Pr=6.2 , M=1.0 , Ec=0.1 , Ln=0.1)*

L'influence du paramètre aspiration / injection fw sur le profil de température est illustrée à la figure IV.7. En cas d'aspiration, la température diminue tandis qu'un effet inverse est observé en cas d'injection. Par conséquent, une légère amélioration du transfert de chaleur avec des nanofluides micropolaires est rencontrée dans ces conditions.

IV.3.3 Effet du nombre de Prandtl Pr et du paramètre de matériau K

Il est intéressant d'afficher les profils de vitesse, de vitesse angulaire et de température avec des changements dans les valeurs du nombre de Prandtl, car il est bien connu que ce nombre crucial dépend inversement de la conductivité thermique des nanofluides. La chute spectaculaire de cette propriété est liée à la perte de stabilité du nanofluide qui se traduit par une sédimentation / séparation des phases. Les nanoparticules ont tendance à former des agrégats de plus grande taille et le nanofluide devient inutilisable.

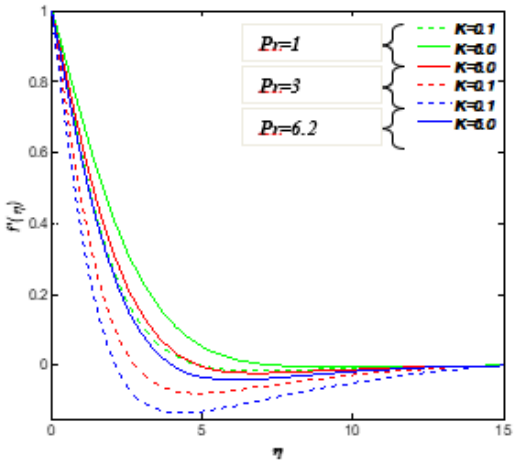


***Figure IV.8**: Velocity profiles f(η) for different values of Pr. (Gr_x=2.0 , f_w=1.0 , M=1.0 , Ec=0.1 , Nb=Nt=0.1 , Ln=2.0)*

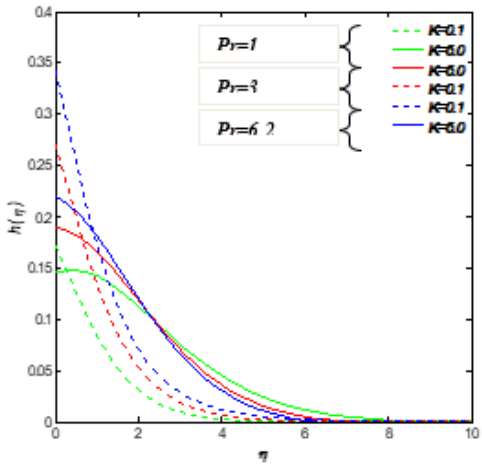


***Figure IV.9:** Micro rotation profiles h(η) for different values of Pr (Gr_x=2.0 , f_w=1.0 , M=1.0 , Ec=0.1 , Nb=Nt=0.1 , Ln=2.0)*

Comme on peut le voir sur la figure IV.8 ci-dessus, la vitesse à l'intérieur de la couche limite diminue plus lentement pour un Pr faible en comparaison avec la grande valeur de Pr. Ceci est plus observé avec un micropolaire qu'avec un nanofluide classique, ce qui est compréhensible en ce qui concerne la complexité physique du premier fluide. Comme résultat important, la stabilité d'un nanofluide avec un fluide de base micropolaire est relativement stable pour les valeurs plus élevées du paramètre de matériau. Concernant la relation entre Pr et la stabilité via la conductivité thermique, les conditions optimales doivent être déterminées dans ces cas. Le profil de microrotation de la figure IV.9 est similaire aux courbes rapportées dans la figure IV.6 sans la courbe en cloche près de la plaque et le niveau de micro rotation est moindre pour le liquide micropolaire que le fluide de base newtonien.

La stabilité des nanofluides est une condition de leur utilisation. Souvent, des tensioactifs sont utilisés qui se situent à l'interface entre la nanoparticule et le fluide de base pour augmenter la stabilité d'un nanofluide. En général, la raison de l'instabilité est que le regroupement entraîne une diminution de la conductivité thermique due à la sédimentation des particules. Certains résultats démontrent la stabilité du nanofluide micropolaire telle que rapportée. Pour de plus grandes valeurs du paramètre matériel en conjonction avec les grandes valeurs de Pr, ce type de nanofluide de base révèle son intérêt pour de nombreuses applications où le nanofluide classique devient inutilisable. Les bio surfactants sont un agent prometteur.

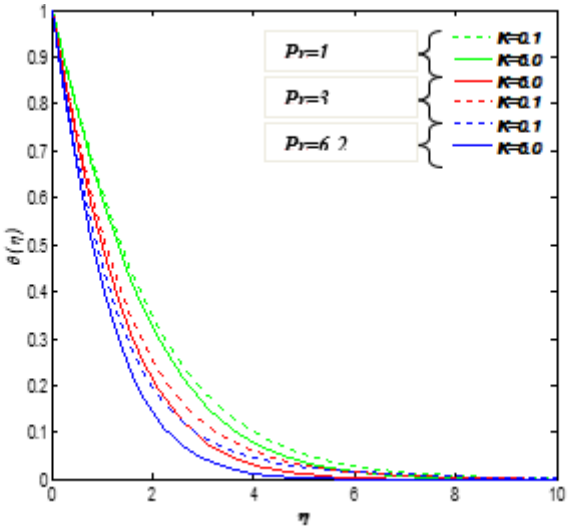


Figure IV.10: *Température profiles θ(η) for différent values of Pr. (Gr_x=2.0 , f_w=1.0 , M=1.0 , Ec=0.1 , Nb=Nt=0.1 , Ln=2.0)*

Dans la figure IV.10, aucune nouvelle tendance n'est observée pour le profil de température.

Conclusion générale

Conclusion Générale

Les équations régissant l'écoulement laminaire des nanofluides, la chaleur convective et le transfert de masse devant une plaque verticale perméable ont été formulées. La plaque est considérée avec une vitesse et le fluide complexe a été soumis à un champ magnétique uniforme. Une transformation de similarité a été utilisée pour changer les équations différentielles partielles régissantes en équations ordinaires qui sont résolues numériquement. Les résultats numériques ont été présentés graphiquement pour illustrer les détails des caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur et de masse et leur dépendance à l'égard de certains paramètres physiques.

À partir des résultats obtenus au cours de cette étude, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

• Le paramètre magnétique a un fort effet sur les caractéristiques de l'écoulement des nanofluides. Il joue un autre effet dissipant qui peut affecter de manière significative le transfert d'énergie.

• Travailler avec un nanopolaire élevé entraîne une modification de la température, de la vitesse angulaire et qui à son tour affectent les taux de transfert de chaleur, mais l'effet est plus visible pour la vitesse d'écoulement, et une plus grande influence est observée pour le coefficient de frottement cutané.

• Il est clair que l'aspiration / injection de la plaque perméable peut modifier le débit, la vitesse angulaire et la température sans dimension. Pour un point de vue contrôle, le frottement de la peau, l'effort du couple de paroi et la chaleur peuvent être régulés principalement par une plaque perméable dans le boîtier d'aspiration.

Références

[1] Padet, J. , "Principe des transferts convectifs", 1st Edition polytechnica, Paris; p 272, (1997).

[2] Knudsen, J.G., "Heat transfer by convection", I n Perry R. H., Green D.W., and Maloney J.O., Editors, Perry's Chemical Engineers' Handbook, McGraw-Hill, New York, 7th Edition ; pp. 5.12-5.14, (1999).

[3] Kreith F., "Transmission de Chaleur et Thermodynamique", Edition Masson, Paris, p654, (1967).

[4] Welty, J.R.,Wicks, C.E. and Wilson, R.E. , "Fundamentals of momentum, heat, and mass transfer", third Edition, John Wiley & sons ; p 803, (1984).

[5] Holman, J.P., "Heat transfer", 7th Edition, International edition, McGraw Hill, New York (1997), p. 336-390, (1997).

[6] Bergman, T. L., Lavine, A. S., Incropera, F. P., Dewitt, D. P., "Fundamentals of Heat and Mass Transfer", 7th edition, John Wiley & Sons, (2011).

[7] Padet, J.,"Fluides en écoulement: Méthodes et Modèles", 1st Édition Masson, (1991).

[8] Sacadura, J. F., "Initiation aux transferts thermiques", 6th Édition, Technique & Documentation, (2000).

[9] Ostrach, S., "An Analysis of Laminar Free Convection Flow and Heat Transfer About a Flat Plate Parallel to the Direction of the Generating Body Force", National Advisory Committe for Aeronautics, Report 1111, (1953).

[10] Nield, D., Bejan, A.," Naturel Convection ", Third Edition, Springer, (2006).

[11] Kambiz Vafai, "Hand book of Natural Convection", Second Edition, Taylor & Francis Group, (2005).

[12] Mr BOUDAOUD Youcef, "Effet de la présence d'un champ magnétique sur l'écoulement et le transfert de chaleur ", thèse, université Dr YAHIA FARES- MEDEA -Algérie(2011).

[13]. Philibert, jean. Livre de diffusion et transport de matière dans les solide.

[14]. O. Mahian, A. Kianifar, S.A. Kalogirou, I. Pop, S. Wongwises,. A review of the applications of fnanofluids in solar energy. 2013. pp. 582-594.

[15]. W.L. Siegmann, L.A. Rubenfeld. A nonlinear model for double-diffusive convection. SIAM Journal on Applied Mathematics. 1975 . pp. 540-557.

[16] M. Bourich, M. Hasnaoui, A. Amahmid. Double-diffusive natural convection in a porous enclosure partially heated from below and differentially salted. International Journal of Heat and fluid flow. 2004. pp. 1034-1046.

[17]. A. Akbarzadeh, P. Manins. Convective layers generated by side walls in solar ponds, Solar energy. 1988. 41, pp. 521-529.

[18]. A, Maouassi. intensification des echanges chaleur par l'utilisation des nanofluides. memoire de magister. boumerdes, universite m'hamed bougara boumerdes : s.n., 2012.

[19]. A, LAMRI Zeggar. Contribution à l'Etude Théorique des Transferts Thermiques Convectifs dans un Nanofluide, Application aux Modèles Monophasique et Diphasique. 2014.

[20]. F, AYAD, T, MOHAMADI. Etude de l'influence des effets de flottabilité thermique et massique sur l'écoulement impactant sur paroi chauffée. thèse. 2017.

[21]. A, M,bouaziz. contribution à l'étude des milieux poreux satures par des nanofluides. Modèles simples et complexes. mai 2016.

[22]. M, Chandrasekar ,M,S, Kasiviswanathan. Analysis of Heat and Mass Transfer on MHD Flow of a Nanofluid Past a Stretching Sheet. International Conference on Computational Heat and Mass Transfer. 2015. pp. pp 493-500.

[16]. H, E,chouireb,. Simulation numérique de la convection mixte dans un dissipateur de chaleur radial (pour application des diodes éléctrominescente, LED). MASTER En Génie Mécanique. 2018.

[23]. A, DAAS ,S, DERFOUF ,N, BELGHAR , M, FALEK. Simulation numérique de l'échange thermique dans une enceinte rectangulaire. Third International conference on Energy, Materials, Applied Energetics and Pollution. [article]. Constantine, Algeria : s.n., 30-31 October 2016.

[24]. A, GHADBANE. Etude numérique de l'écoulement avec transfert de chaleur d'un nanofluide dans un échangeur de chaleur. MASTER En Génie Mécanique. 2019.

[25]. M, A,A,Makhloufi. Simulation numérique de la convection naturelle bi-duffisuve dans une cavité poreuse. 2017.

[26]. H, S,Mebarek. Etude numérique de la convection naturelle dans une cavité par la méthode volume finis. 2019.

[27]. A, Messadi. Transferts convectifs avec mhd autour des aiguilles fines. 2018.

[12] Bessaïh, R., Marty, PH., Kadja, M.: Hydrodynamics and heat transfer in disk driven rotating flow under axial magnetic field, International Journal of Transport Phenomena, vol. 5, pp. 259 – 278. (2003).

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

[29] El Gallaf, A., "Etude de la dynamique non-linéaire des écoulements chauffes et soumis à des champs magnétiques", thèse, Ecole Centrale de Lyon, Juillet (2010).

[30] Moreau, R., "Écoulement d'un métal liquide en présence d'un champ magnétique", technique de l'Ingénieur, D 2950, (1992). 65

[31] Mr BOUDAOUD Youcef, "Effet de la présence d'un champ magnétique sur l'écoulement et le transfert de chaleur ", thèse, université Dr YAHIA FARES- MEDEA -Algérie(2011).

[32] Sposito G, Ciofalo M, One-dimentional mixed MHD conviction, Int.g.of Heat and Mass Transfer,49,2939_2949. (2006).

[33] R. Chhabra, «Non-Newtonian Fluids: An Introduction,» http://www.physics.iitm.ac.in/~compflu/Lect-notes/chhabra.pdf.

[34] D. G. Baird, «Flow behavior of viscoelastic fluids,» Department of Chemical Engineering, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia., 2011.

[35] P. C. Hiemenz. et T. Lodge., Polymer Chemistry. 2nd ed., New York: CRC, 2007.

[36] A. Kaye, « "A Bouncing Liquid Stream". Nature. 197 (4871): 1001,» Nature, vol. 197, pp. 1001-1002, 1963.

[37] T. S. Majmudar, M. Varagnat, W. Hartt et G. H. McKinley, Nonlinear Dynamics of Coiling in Viscoelastic Jets.

[38] A. Morozov et S. E. Spagnolie, Complex Fluids in Biological Systems, New York: Springer, 2015.