REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

**UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA**



**F**aculté de **T**echnologie

# Mémoire de fin d'études de Master

Filière : Génie des Procédés
Spécialité : Génie des Procédés des Matériaux

# Analyse numérique de l'interaction solide/fluide sous l'effet MHD

Présenté par :

**MOULAI MOSTEFA Khadidja**

**GUERGJ Dyhia**

Proposé et Dirigé par :

**Dr ALOUAOUI Redha**

**Promotion 2020/2021**

# Remerciement

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.

Nous remercions également les membres de jury qui nous font honneur en acceptant d'examiner et de juger notre travail..

# *Dédicaces*

*A mes parents.*

*Pour leurs dévouements, leurs sacrifices, leurs endurances et leurs souffrances pour moi.*

*A mon mari qui n'a jamais cessé de me conseiller ; de m'encourager et de me soutenir tout au long de mes études ; A ma petite fille Ikram.*

*A mes frères et mes sœurs*

*A toute ma famille.*

*En leurs souhaitant beaucoup de bonheur*

*Khadîdja M.M.*

# DÉDICACE

*Grace à Dieu le tout puissant, j'ai achevé la réalisation de ce modeste travail que je tien très chaleureusement à le dédier à :*

*Ma mère chérie et mon père qui m'ont encouragé et soutenu tout au long de mes études et pour leurs patience que Dieu les protègent et les gardes pour moi.*

*Mon fiancée qui m'a toujours encouragé.*

*A mes adorables frères et sœurs.*

*Mes grands parents.*

*DYHIA*

# Résumé

Le but assigné à cette étude est la compréhension et l'exploration des champs dynamiques et thermiques de la structure pour un écoulement des fluides micropolaire sur une plaque perméable verticale mobile soumise à un champ magnétique et la présence d’un effet radiatifs. Une formulation mathématique est écrite pour cet écoulement convectif complexe et les effets combinés. Une tâche de calcul sera présentée pour examiner les effets pertinents des différents sur les grandeurs physiques d'intérêt.

**Les mots clés :** Transfert radiatifs, magnétohydrodynamique , fluide micropolaire , transfert thermique et convection naturelle.

# Abstract

The goal assigned to this study is the understanding and exploration of the dynamic and thermal fields of the structure for a micropolar fluid flow on a moving vertical permeable plate subjected to a magnetic fieldand the presence of a radiative effect. A mathematical formulation is written for this complex convective flow and the combined effects. A computational task will be presented to examine the relevant effects of the different on the physical quantities of interest.

**Keywords :**Radiative transfer, magnetohydrodynamics , micropolar fluid , heat transfer and natural convection.

# الملخص

الهدف المحدد لهذه الدراسة هو فهم واستكشاف المجالات الديناميكية والحرارية للهيكل لتدفق الموائع الدقيقة على صفيحة عمودية قابلة للنفاذ تخضع لمجال مغناطيسيونقل إشعاعي. تمت كتابة صيغة رياضية لهذا التدفق الحراري المعقد والتأثيرات المركبة. سيتم تقديم مهمة حسابية لفحص التأثيرات ذات الصلة لمختلف الكميات المادية للفائدة.

**الكلمات المفتاحية:**نقل إشعاعي، الديناميكا المائية المغناطيسية ، الموائع النانوية الدقيقة القطبية ، انتقال الحرارة والحمل الحراري الطبيعي.

# Table des matières

**Remerciement**
**Dédicace**
**Résume**
**Abstract**
**Table des matières**
**Liste des symboles**
**Liste des Figures**
**Liste des Tableaux**
**Introduction Générale** ..... 1

**Chapitre I :**

**Transfert thermique et massique l'ors d'une interaction fluide/solide**

I.1. Le transfert thermique et le transfert massique ..... 4
I.1.1.Le transfert thermique ..... 4
I.1.2. le transfert massique ..... 4
I.2. Les modes de transfert thermique ..... 5
I.2.1. La conduction ..... 5
I.2.2. La convection ..... 6
I.2.3. Le rayonnement ..... 7
I.2.4. Le transfert thermique conjugué ..... 7
I.3. Transferts convectifs (les types de la convection) ..... 7
I.3.1. convection forcée ..... 7
I.3.2 .convection mixte ..... 8
I.3.3 .la convection naturelle ..... 9
I-4 Convection mixte double diffusive ..... 9
I.4.1 .Convection mixte thermique ..... 10
I.4.2. Convection mixte massique ..... 10
I.5 Couche limite en convection libre dans un milieu libre ..... 10
I.5.1 Couche limite dynamique ..... 10
I.5.1.1 Couche limite laminaire ..... 11
I.5.1.2 Couche limite turbulente ..... 11
I.5.2 .Couche limite thermique ..... 12
I.5.3 .Couche limite massique ..... 13

I.5.4. Équations de couche limite laminaire en convection libre..... 15
I.6 Force de flottabilité ..... 21
I.6.1. forces de flottabilité thermique ..... 21
I.6.2. Force de flottabilité massique ..... 21

**ChapitreII : La magnétohydrodynamique (MHD)**

II.1 : Définition de la magnétohydrodynamique MHD ..... 23
II.1.1 : Magnétohydrodynamique idéale ..... 23
II.1.2 : Magnétohydrodynamique résistive ..... 24
II.2 : Les domaines de la magnétohydrodynamique MHD ..... 24
II.2.1 : Géophysique ..... 24
II.2.2 : Astrophysique ..... 24
II.3 : Description d'un fluide conducteur ..... 24
II.4 : Equations de la MHD ..... 25
II.4.1 : Loi d'Ohm généralisée ..... 25
II.4.2:Equations de Maxwell ..... 26
II.4.3. Force électromagnétique ..... 27
II.4.4. Équations du mouvement ..... 27

**Chapitre Ⅲ : Les nanofluides**

III.1. Notion générale la nanotechnologie ..... 30
III.1.1. Les nanofluides ..... 30
III.1.2 Caractéristiques des nanofluides ..... 30
III.1.3 Echelle des nanofluides ..... 32
III.2. Production des nanofluides et nanoparticules ..... 36
III.2.1 Procédé en une étape (one-step method) ..... 36
III.2.2 Procédé en deux étapes (two-step method) ..... 36

III.3. Propriétés des nanofluides ..... 37
III.3.1. La fraction volumique (φ) ..... 38
III.3.2. Conductivité thermique (K) ..... 38
A-Modèle de Maxwell ..... 38
B-Modèle de Hamilton-Crosser ..... 39
C-Modèle de Yu et Choi ..... 39
D-Modèle de Bruggemen ..... 39
III.3.3. La Viscosité dynamique (μ) ..... 40
A-Modèle d'Einstein ..... 40
B-Modèle de Brinkman ..... 40
III.3.4. La masse volumique ($\boldsymbol{\rho}$) ..... 41
III.3.5. La chaleur spécifique (Cp) ..... 41
A-Modèle du Pak et Cho ..... 41
B-Modèle du Xuan et Roetzel ..... 41
III.3.6. Le coefficient d'expansion volumique (β) ..... 42
III.4.Les avantages des nanofluides ..... 42
III.5.Les inconvénients des nanofluides ..... 42
III.6. Applications des nanofluides ..... 43
III.7.Autres applications ..... 43

**Chapitre IV : Résultats et discussion**

IV.1. Etude d'un écoulement magnétohydrodynamique avec une convection naturelle sur une plaque verticale en utilisant un fluide micropolaire sous l'effet de la radiation thermique ..... 45
IV.1.1. Problème physique et formulation mathématique ..... 45
IV.1.2. Résultats et discussion ..... 49

**Conclusion générale**

Conclusion générale ..... 54
Références bibliographiques ..... 55

# Liste des symboles :

| | | |
|---|---|---|
| $B_0$ | 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) |

# Lettres grecques :

| | | |
|---|---|---|
| $\alpha$ | Diffusivité thermique moléculaire, | ($m^2/s$) |
| $\beta$ | Coefficient d'expansion thermique de fluide, | (1/K) |
| $\beta^*$ | Coefficient d'expansion massique, | (1/mole) |
| $\gamma$ | Viscosité de gradient de rotation, | (x) |
| $\delta_h$ | Epaisseur de lacouche limite hydrodynamique, | (m) |
| $\delta_m$ | Epaisseur de couche limite massique, | (m) |
| $\delta_{th}$ | Epaisseur de couche limite thermique, | (m) |
| $\eta$ | Variable de similarité, | (1) |
| $\theta$ | Température adimensionnelle, | (1) |
| $\mu$ | Viscosité dynamique, | (Kg/s.m) |
| $\nu$ | Viscosité cinématique, | ($m^2/s$) |
| $\rho$ | Densité du fluide, | ($Kg/m^3$) |
| $\sigma^*$ | Constante de Stefan-Boltzmann, | ($W/m^2.K^4$) |
| $\sigma$ | Conductivité électrique du fluide, | ($\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$) |
| $\phi$ | Concentration adimensionnelle, | (1) |
| $\Phi$ | Fonction de dissipation visqueuse, | (1/s) |
| $\psi$ | Fonction de flux, | ($m^2/s$) |
| $\kappa$ | Viscosité visqueuse, | (Kg/s.m) |
| $\lambda_g$ | Conductivité thermique du fluide, | ($W\ K^{-1}$) |
| $\tau$ | Paramètre de thermophorèse | (1) |
| $\tau_w$ | Contrainte de cisaillement surfacique, | (1) |

## Abréviation :

*MHD* Magnétohydrodynamique

## Sous-rubrique :

*w* Évalué sur le mur

∞ Évalué en dehors de la couche limite

# Liste des figures :

**Figure**


**(I.1) :** Un schéma représentatif de la conduction thermique.

**(I.2) :** Schéma du phénomène de transfert de chaleur par convection.

**(I.3):** schéma représentatif de la convection forcée.

**(I.4)**: Schéma de la convection naturelle.

**(I.5):** Principe de la convection naturelle.

**(I.6)**: dévalement d'une couche limite dynamique de long d'une plaque plane.

**(I.7)**: Délimitation des zones de couche limite dynamique.

**(I.8)**: développement d'une couche limite thermique le long d'une plaque plane Isotherme.

**(I.9)**: développent d'une couche limite massique le long d'une plaque plane.

**(I.10):** Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire.

**(I.11):** Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée: (a) une couche limite dynamique. (b) la couche limite thermique.

**(I.12)**: Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale isothermique.

**(III.1):** Taille des nanoparticules des nano-fluides.

**(III.4):** Synthèse de nanoparticules par pyrolyse laser.

**(III.3) :** les nanoparticules dans un tube.

**(III.2) :** Nanofluides vus au microscope électronique : éthylène glycol + cuivre à 0,5% ; eau + alumine ; eau + or à 2 nm.

**(IV.1):** Modèle physique et système de coordonnées.

**(IV.2) :** Profiles de vitesse f'(η) avec ($Gr_x$=0.1, $Gm_x$=0.1, R =0.5, Pr=0.7, R=2.0 et Sc=0.6).

**(IV.3):** Profiles de température $\theta(\eta)$ avec (Grx= 3.0, Gmx = 3.0, Re = 0.5, Pr = 0.71, R = 1.0 et Sc = 0.6) .

**(IV.4):** Profiles de microrotation $h(\eta)$ avec (Grx=0.5, Gmx =0.5, Re =1.0, Pr =5.0, R = 1.0 et Sc = 0.6)(Grx = 2.0, Gmx = 2.0, Re = 1.0, Pr = 0.7, R = 0.1 et Sc = 0.3).

**(IV.5):** Profiles de concentration $\phi(\eta)$ avec(Grx = 2.0, Gmx = 2.0, Re = 1.0, Pr = 0.7, R = 0.1 et Sc = 0.3

# Liste des tableaux :

**Tableaux**


**(III. I):** les propriétés thermophysiques de différents matériaux.

**(IV. I):** Valeurs de $Nu_x / Re^{1/2}$ pour les valeurs sélectionnées de Ha, Grx, R et K avec ($Gm_x$ = 4.0, Re = 1.0, Pr = 0.71, Sc = 0.3).

**(IV.II):** Valeurs de $Sh_x / Re^{1/2}$ pour les valeurs sélectionnées de Ha, $Gr_x$, R et K avec ($Gr_x$ = 01.0, Re = 0.5, Pr = 0.7, Sc = 0.6).

**(IV.III)**: Valeurs de $C_f Re^{1/2}$ pour les valeurs sélectionnées de Ha, $Gr_x$, R et K avec ($Gm_x$ = 4.0, Re = 02.0, Pr = 0.70, Sc = 0.3).

# Introduction générale

# Introduction générale :

L'un des objectifs de la recherche scientifique dans les industries de nos jours se rapporte à la résolution des questions relatives aux économies des opérations de transformations d'énergie pour atteindre l'optimum. La recherche théorique et appliquée dans l'écoulement du fluide et les transferts convectifs thermique et massique sur un solide ont reçu l'attention soutenue pendant les trois décennies passées. Dans le contexte de la technologie de l'espace et dans les processus impliquant les températures élevées les effets du rayonnement sont d'importance essentielle. Des développements récents ont été signalés dans les vols hypersoniques, la réentrée de missiles, les chambres de combustion de fusée, les centrales pour le vol interplanétaire et les réacteurs nucléaires refroidis par gaz.

La connaissance du transfert de chaleur par rayonnement et en présence de la réaction chimique devient très importante là où la convection thermique et massique apparaît couplée, en réalité, c'est ce que l'on rencontre et qui est très fréquent dans des nombreuses applications industrielles.Ainsi,beaucoup de procédés de transport existent dans la nature et dans les applications industrielles dans lesquelles les transferts de la chaleur et de la masse ont lieu simultanément, se produisent en raison des effets combinés de flottabilité de diffusion thermique et de diffusion d'espèce chimique.

Pour mener à bien cette problématique, il est important de clarifier au premier abord la procédure envisagée pour la résolution de ce type de problème.

On appelle échange de chaleur par convection le transfert de chaleur par mouvement du fluide. Dans des conditions réelles, la convection de la chaleur s'accompagne toujours de transfert moléculaire de la chaleur, et parfois de l'échange de chaleur radiatif.

L'échange de chaleur par convection entre le milieu en mouvement et la surface de sa séparation avec un autre milieu (corps solide, liquide ou gaz) s'appelle transmission de chaleur. L'échange de chaleur par convection lors du mouvement du fluide sous l'action d'un champ non homogène des forces massiques (gravifique, magnétique, électrique) s'appelle convection libre. Le processus de transmission de chaleur est dit stationnaire si le champ thermique dans le fluide ne dépend pas du temps, et non stationnaire, si la distribution de température dans le courant est fonction du temps.

Etudier un phénomène signifie établir la relation entre les grandeurs qui le définissent. L'échange thermique et massique par convection est un phénomène très compliqué décrit par un système d'équation différentielle composé, dans le cas général, d'équations de l'énergie, de quantité du mouvement, de la continuité, de la diffusion et de l'état. Les équations différentielles ne traduisent que les faits les plus généraux du phénomène et ne comportent aucun indice individuel des cas unitaires concrets. Un cas concret est dégagé de la classe générale des phénomènes envisagés en complétant le système d'équations par les conditions d'univalence. De cette façon, la distribution mathématique d'un cas concret d'échange de chaleur et de masse est donnée par le système d'équations différentielles correspondant est les conditions d'univalence.

La résolution de se système, compte tenu des conditions indiquées, permet d'obtenir la relation de distribution des vitesses, des températures et des concentrations par rapport aux coordonnées et au temps.

Le système d'équations différentielles d'échange de chaleur et de masse par convection formant avec les conditions d'univalence un système très compliqué, il est impossible d'obtenir dans le cas général la solution. On peut le résoudre seulement pour des cas particuliers sous des hypothèses sensiblement simplificatrices.

Si le problème est analytiquement irrésoluble, la résolution peut être trouvée en recourant à la méthode numérique, dans le cas d'un grand nombre de paramètre, il s'avère très difficile, et parfois impossible, de sélectionner la relation traduisant judicieusement l'influence de tous les arguments. Ces difficultés peuvent être surmontées en faisant appel à la théorie de similitude.

Cette théorie établit les conditions de similitude des phénomènes physiques et, sur cette base, permet de réduire sensiblement le nombre de variables. La théorie de similitude fournit les règles d'association raisonnables des grandeurs physiques en groupements sans dimensions dont le nombre est sensiblement inférieur au nombre de grandeurs dont ils se composent, et qui s'appellent nombres caractéristiques. Ces groupements ou nombres caractéristiques reflètent l'action commune de l'ensemble des grandeurs physiques sur le phénomène et peuvent être considérés comme de nouvelles variables généralisées. La diminution du nombre de variables et leur utilisation sous la forme de

groupements simplifient considérablement la relation des expériences et la généralisation.

Les grandeurs physiques sont associées en groupements ou en nombres caractéristiques sans dimensions par la théorie de la similitude sur la base de l'analyse des équations différentielles qui décrivent le phénomène et qui traduisent les liaisons générales entre les grandeurs. Toutefois, les nombres caractéristiques sans dimensions peuvent s'obtenir également par analyse des dimensions des grandeurs physiques qui importent pour le phénomène envisagé.

Muni des outils décrits plus haut, le présent mémoire est consacré à l'étude de l'effet du transfert thermique et massique, sur une plaque verticale en convection naturelle mis en mouvement avec l'écoulement laminaire bidimensionnel d'un fluide visqueux incompressible non dispersant stationnaire.

L'investigation porte essentiellement sur les effets des paramètres de contrôle du problème sur la structure de l'écoulement et sur les transferts de chaleur et de masse. Dans cet ordre d'idées, les équations hydrodynamique, thermique et massique sont à revoir à la lumière de cette plus juste caractérisation. Un deuxième niveau de complexité est la présence de la radiation thermique.

# Chapitre I :

# *Transfert thermique et massique l'ors d'une interaction fluide/solide*

## I.1. Le transfert thermique et le transfertmassique :

### I.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)

### I.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)

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

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.

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

●Où K est la conductivité thermique.

## I.2. Les modes de transfert thermique :

### *I.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)

$$q_x = -k\frac{\partial T}{\partial x} \qquad \text{(I.3)}$$

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

●$k$ la conductivité thermique $[W/m.K]$ du solide et $\partial T/\partial x$ 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)

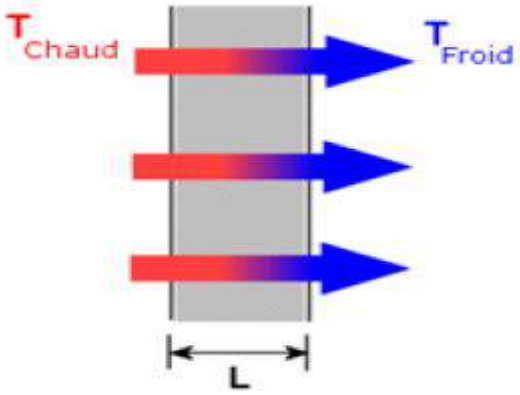



**Figure (I.1) :** Un schéma représentatif de la conduction thermique.

### *I.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 :

$$\varphi = h\,(Tp - Tf) \qquad \text{(I.4)}(8)$$

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

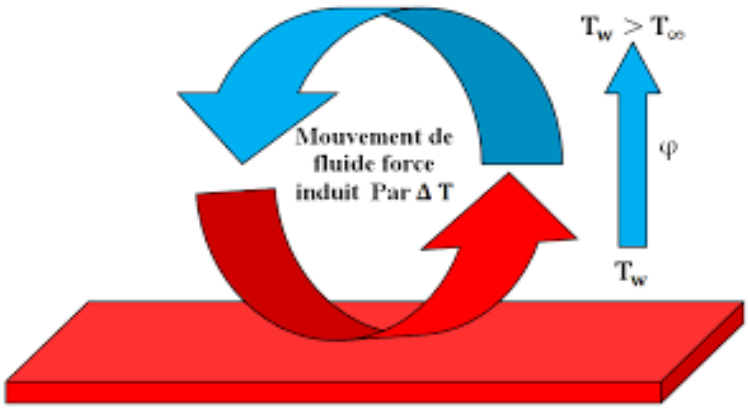



**Figure (I.2) :** Schéma du phénomène de transfert de chaleur par convection.

### *I.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)

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

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

$\varepsilon$ 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 :

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

### *I.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)

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

### *I.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)

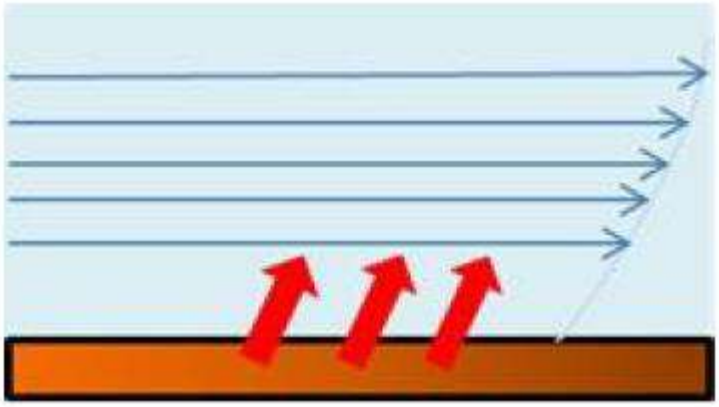


***Figure (I.3) :*** *schéma représentatif de la convection forcée.*

### *I.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.

### *I.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)

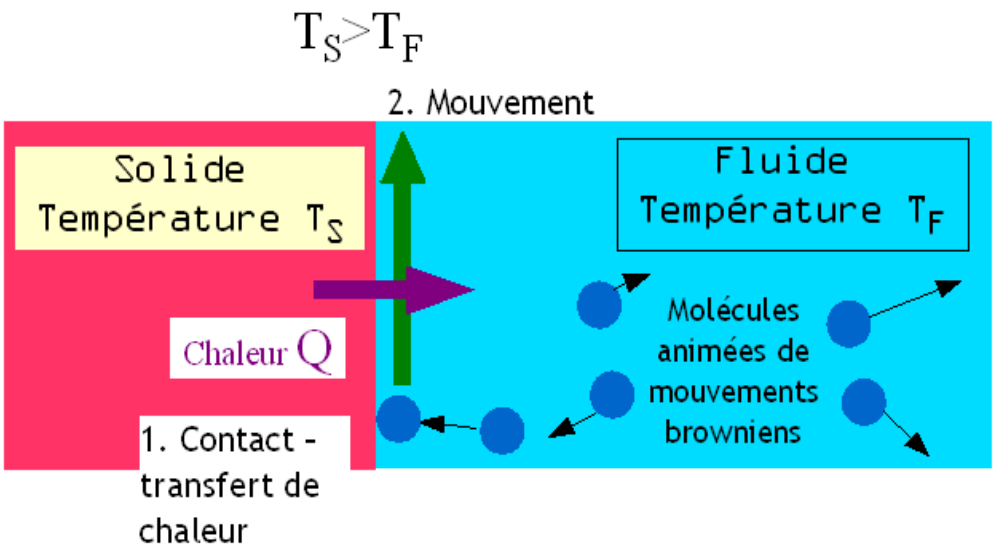



***Figure (I.4)*** *: Schéma de la convection naturelle.*

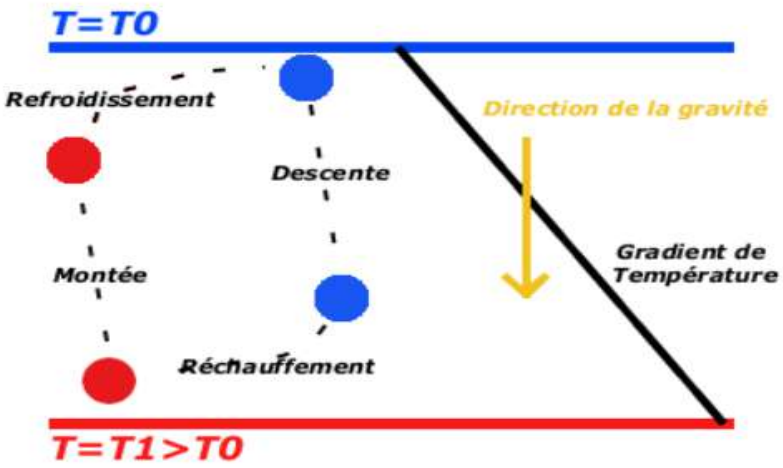



***Figure (I.5)*** ***:*** *Principe de la convection naturelle.*

## I-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 :

### *I.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.

### *I.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.

## I.5. 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.(1)

### *I.5.1 Couche limite dynamique :*

Lorsqu'un fluide se déplace sur un obstacle, les champs de vitesse et de pression sont perturbés par ce dernier. La couche limite est la zone de fluide contiguë à la paroi (ou

bien, on peut dire qu'il s'agit d'une zone d'interface entre le corps et le fluide), dans laquelle se produit l'accommodation entre la vitesse nulle en paroi et la pleine vitesse locale du fluide libre.

De nombreuses propriétés de l'écoulement (frottement, transfert thermique et présence éventuelle de découlements) dépondent de cette couche limite.(2)

-On distingue deux types de couche limite dynamique :

### I.5.1.1 Couche limite laminaire :

La couche limite laminaire est caractérisée par le fait que tous les vecteurs vitesses sont parallèles à un même plan, l'écoulement se présent alors sous la forme de lames de fluide glissant les unes sur les autres. Ces lames restent rectilignes sur une certaine longueur. Puis s'estompent. On observe une telle couche limite vers le bord d'attaque d'un profile. On appelle conventionnellement l'épaisseur ……de la couche limite la distance à partir de laquelle la vitesse U est telle que : $U$= 0.99U

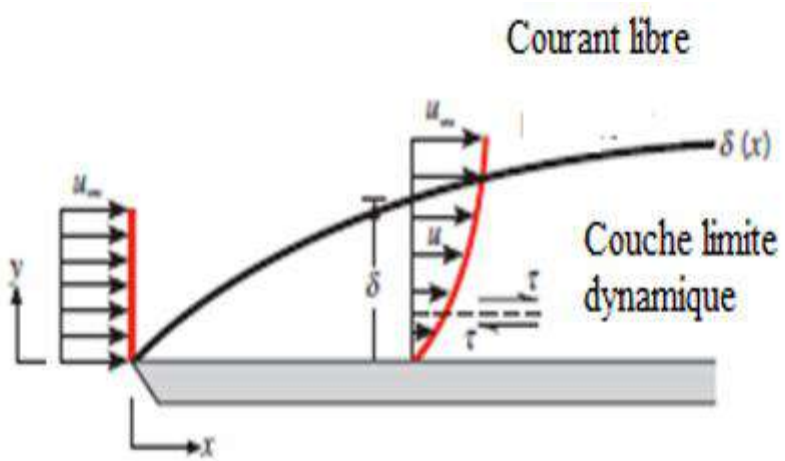



***Figure I.6*** *: dévalement d'une couche limite dynamique de long d'une plaque plane.*

En fait assez rapidement, les lames disparaissent et la couche limite n'est plus dite laminaire mais turbulente.

### I.5.1.2 Couche limite turbulente :

L'écoulement présent un caractère désordonné, dû en partie aux aspérités qui existent toujours sur la paroi. La couche limite devient turbulente et les vecteurs vitesses ne sont plus parallèles entre eux.

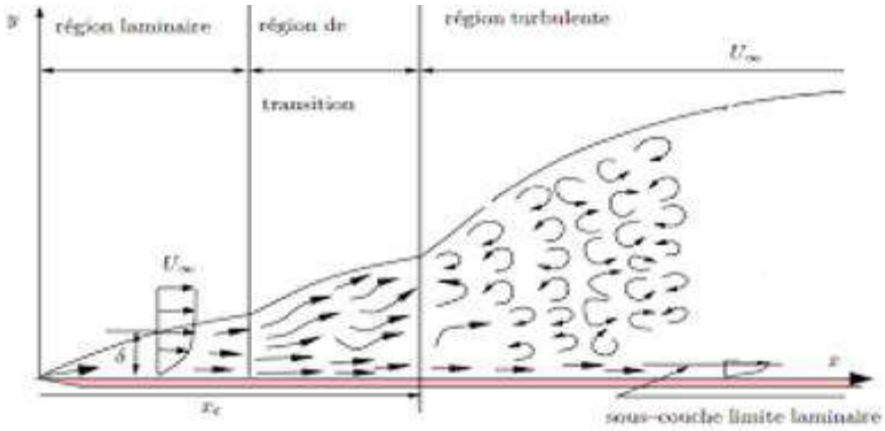



***Figure (I.7)****: Délimitation des zones de couche limite dynamique.*

On remarque qu'il existe une délimitation entre les deux zones précédemment définies que l'on nomme zone de transition. (2)

### *I.5.2 Couche limite thermique :*

La couche limite thermique ne se développe au sein d'un écoulement de fluide visqueux en contact avec un corps solide, que si ces derniers sont à des températures différentes.

Supposons par exemple que l'écoulement incident sur une plaque plane soit à une température uniforme $T_\infty$, et que la surface de cette dernière soit maintenue à une température $T_w$ également uniforme mais déférent de $T_\infty$ .En explorant le champ de température $T$ perpendiculairement à la plaque, selon l'ordonnée y, on observera une variation progressive de $T_w$ à $T_\infty$, d'aborde rapide puis de plus en plus lente à mesure qu'on pénètre dans l'écoulement.(3)

L'épaisseur $\delta t$ de la couche limite thermique est conventionnellement définie comme étant la distance à la paroi pour laquelle le rapport

$$T_w - T(\delta t)/ T_w - T_\infty = 0.99.$$

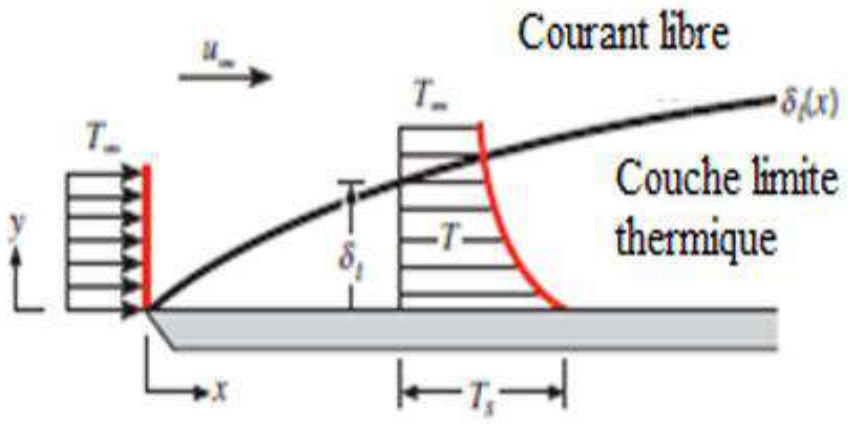



***Figure (I.8)**: développement d'une couche limite thermique le long d'une plaque plane Isotherme.*

Dans le cas où ces deux phénomènes se présentent de manière simultanée, il existe un nombre adimensionnel, le nombre de Prandtl Pr caractérisant le fluide et défini par

Pr = $V/.$

Traduisant le rapport entre la diffusion visqueuse et la diffusion thermique, qui permet de lier les épaisseurs des deux couches limite :

**-Pr <<1** Dans ce cas la chaleur se diffuse plus rapidement que la qualité de mouvement donc l'épaisseur de la couche limite thermique sera plus grand que celle de la couche limite dynamique $\delta << \delta t$

**-Pr >> 1** Dans ce cas L'écoulement se caractérise par une diffusion de la quantité de mouvement beaucoup plus important que la diffusion de la chaleur $\delta t << \delta$

-Pr ≈ 1 les deux épaisseurs sont du même ordre de grandeur. (2)

### *I.5.3 Couche limite massique :*

A L'image de la couche limite thermique, la couche limite massique se développe au sein d'un écoulement de fluide en contact avec un corps les concentrations molaires de l'espèce considérée à la surface de ce corps et dans le courent libre sont différents.

Considérons un mélange binaire dès l'espaces A et B à la surface est, et est *CA, (w)* égale à au *CA* au sein de l'écoulement libre ; si les deux concentrations sont différents il y'aura un transfert de l'espèce A par diffusion. La concertation de A est maximale au

voisinage de la paroi et diminue lorsqu'on s'en éloigne, d'aborde très rapidement puis de plus en plus lentement, à l'image de ce qui se passe pour la température lorsque l'écoulement est un isotherme.

Autrement dit, il se développe dans l'écoulement une couche limite de concentration, analogue à la couche limite thermique, dont l'épaisseur $\delta c$ est définie de la même façon, par :

$$\frac{CA,-CA(\delta C)}{CA,W-CA,\infty}= 0.99 \qquad \text{(I.7)}$$

Ou bien par :

$$\frac{\rho A,w-\rho A}{\rho A,w-\rho A,\infty}=0.99 \qquad \text{(I.8)}$$

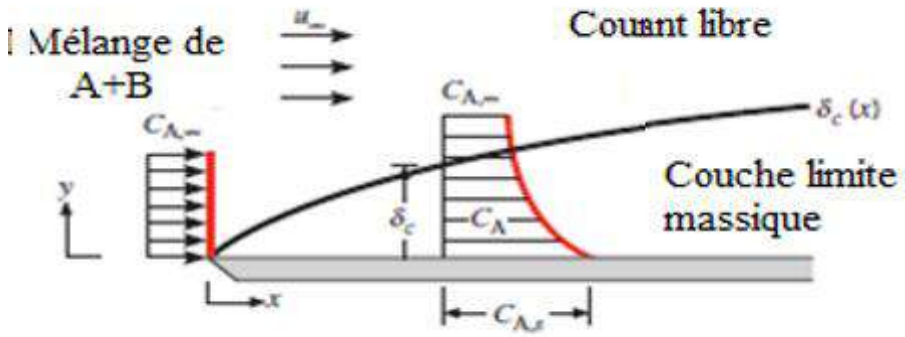



***Figure (I.9)**: développent d'une couche limite massique le long d'une plaque plane.*

Le nombre de Schmidt, $SC=\frac{V}{D}$ symbolisant le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité massique, permet de comparer les deux épaisseurs que δ et δc

-**Sc<<1** Dans ce cas, la diffusivité massique est plus importante que la diffusivité de la quantité de mouvement donc l'épaisseur de la couche limite sera plus grande que celle de la couche limite dynamique **δ<< δ c**

**-Sc>> 1** Dans ce cas, l'écoulement se caractérise par une diffusivité massique négligeable par rapport à la diffusivité de la quantité de mouvement **δc<< δ**

**-Sc ≈1** les deux épaisseurs sont du même ordre de grandeur.

Il est évident que tout comme la couche dynamique, les couches limites thermique et de concentration se présentent sous les régimes, précédemment mis en évidence dans la figure I.7. (2)

### I.5.4. 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.9.). Ces équations servent de point de départ de l'analyse de couches limites laminaires.(4)

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

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V}.grad\vec{V} = -\frac{1}{\rho} grad\left(p^*\right) + div\left(\nu.grad\vec{V}\right) \quad \text{(I.10)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}.grad\left(T\right) = div\left(\alpha.grad\left(T\right)\right) + \mu\Phi + \dot{q} \quad \text{(I.11)}$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} + \vec{V}.grad\left(C_A\right) = div\left(\alpha.grad\left(C_A\right)\right) + \dot{N} \quad \text{(I.12)}$$

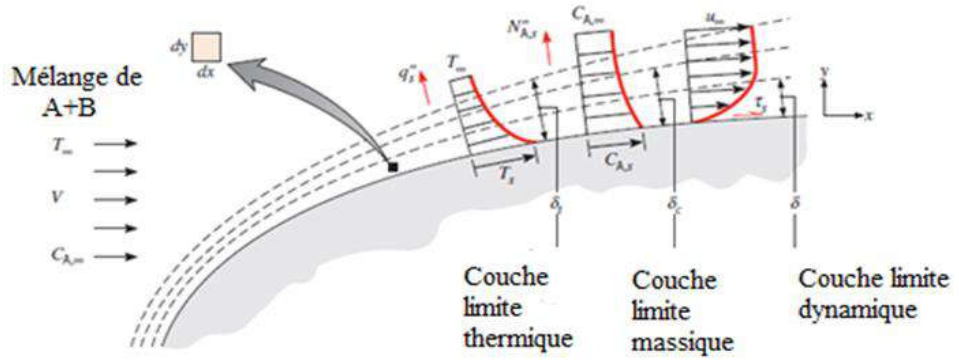
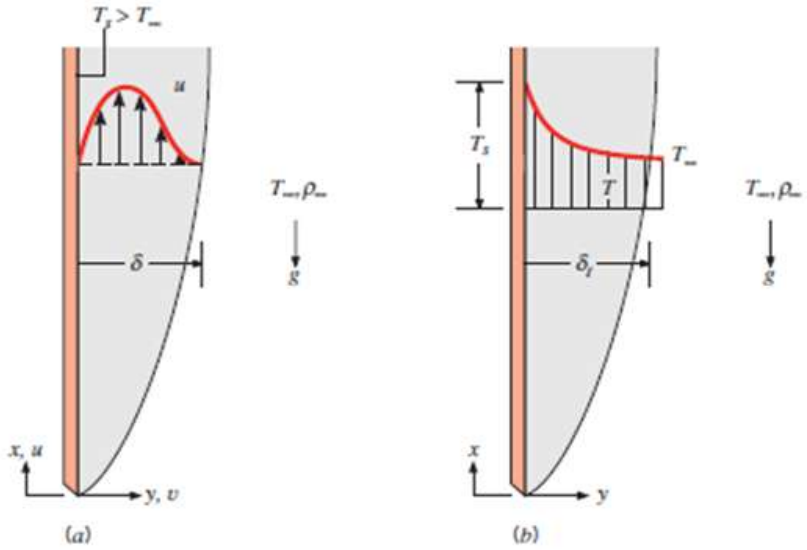



***Figure (I.10).*** *Développement de couches limites dynamique, thermique et massique sur une surface arbitraire.*

Considérons un écoulement de couche limite laminaire (figure I.11) 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.(4)




***Figure(I.11)*** *Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée: (a) une couche limite dynamique. (b) la couche limite thermique.*

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

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

Par contre, $\partial u/\partial x$ n'est pas toujours négligeable devant $\partial u/\partial y$ *:* au voisinage du maximum $u_m$(figure I.11.) on a en effet $\partial u/\partial y = 0$ 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 $\partial^2 u/\partial x^2$ disparait.

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

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

Ce qui traduit par la disparition des termes $\partial^2 T/\partial x^2$ *et* $\partial^2 C_A/\partial x^2$ 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 :(2)

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

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 $\vec{x}$ dans le sens du mouvement. Cette fois, $\vec{g} = +g\vec{x}$ *et le terme en* $\vec{g}$ s'écrit $-\beta(T - T_\infty)g$.

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\left[g\beta(T_s - T_\infty)L^3/\nu^2\right]^{1/2}.$$

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

$$Gr_L \equiv \frac{g\beta(T_s - T_\infty)L^3}{\nu^2} \quad \text{(I.22)}$$

En conséquence, $Re_L$ dans les équations (I.20) et (I.21) est remplacé par $Gr_L^{1/2}$, 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 laminaire sont 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.11). Pour cette géométrie les équations (I.16- I.18) doivent être résolues sous des conditions aux limites de la forme:

$$y=0: u=v=0, T=T_s$$
$$y\to\infty: u\to 0, T\to T_\infty \qquad \text{(I.23)}$$

Une solution de similarité au problème ci-dessus a été obtenue par Ostrach. 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:

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

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

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

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

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

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

Où $f$ et $T^*$sont des fonctions de $\eta$ et que les exposants doubles et triples respectivement, se rapportent à la deuxième et troisième dérivées par rapport à$\eta$. *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.(5)

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

$$\eta = 0 : f = f' = 0; T^* = 1$$
$$\eta \to \infty : f' \to 0, T^* \to 0 \qquad \text{(I.30)}$$

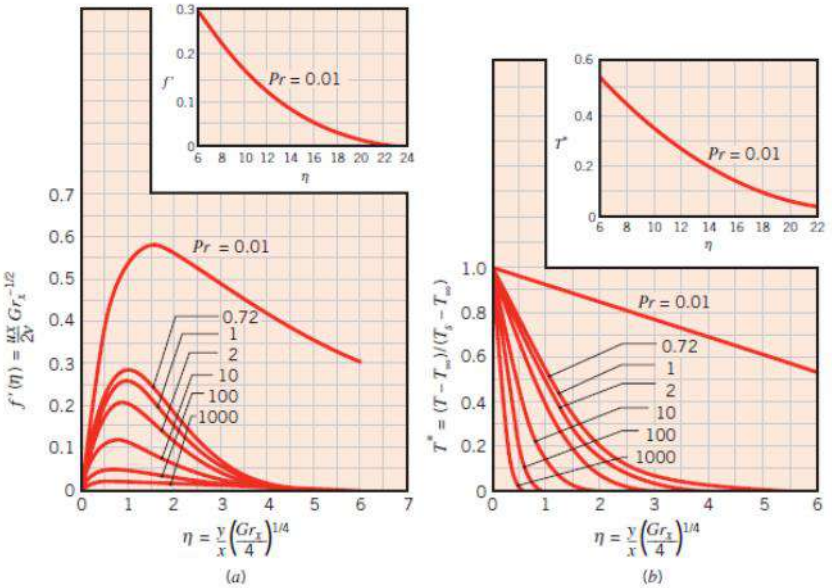



***Figure (I.12).*** *Couche limite en convection libre laminaire sur une plaque verticale isothermique:*
*(a) profils de vitesse, (b) profils de température.*

La solution numérique a été obtenue par Ostrach, 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:

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

## I.6. 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)

### *I.6.1. 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 $\rho$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)

$$\mathrm{Ft}= (1-\beta t\ \Delta T)\ g \qquad \text{(I.33)}$$

Ou, $\beta t$, représente le coefficient de dilatation thermique du fluide, il est défini par :

$$\beta t= -1\rho\ (\partial\rho\partial T)\ p, c \qquad \text{(I.34)}$$

### *I.6.2. 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)

$$F_C = (1 - B_C \Delta C)\, g \qquad \text{(I.35)}$$

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

$$Bc = -1\rho\,(\partial\rho\partial C)\; p,\; t \qquad \text{(I.36)}$$

# ChapitreII :

---

*La magnétohydrodynamique (MHD)*

---

## II.1 : Définition de la magnétohydrodynamique MHD :

La magnétohydrodynamique (MHD) est l'étude des interactions des champs magnétiques et des écoulements de fluide électro-conducteur, ce fluide peut être un liquide, un gaz ionise ou un plasma. L'étude des écoulements MHD est d'une grande importance compte tenu des diverses applications scientifiques et industrielles qu'on peut lui associer tels que la géophysique et l'astrophysique ou encore le génie métallurgique et les futurs réacteurs de fusion.

Ces écoulements sont modélisés par un couplage des équations de Maxwell et de Navier-Stokes. Comme dans la dynamique des fluides en générale. Le physicien suédois Hannes Alfvén fut le premier, en 1942, à employer le terme de magnétohydrodynamique. Il reçut le prix Nobel de physique en 1970 pour ses travaux. (1). I.3. Différentes modélisations de la MHD :

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

**.**la magnétohydrodynamique idéale

**.**la magnétohydrodynamique résistive

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

### *II.1.1 : Magnétohydrodynamique idéale :*

La MHD idéale, est caractérisé par des nombre de Reynolds magnétique très haute (Rm≫ 1), Le fluide, fortement magnétisé, est traité comme ayant peu ou pas de résistance électrique, et il est assimiléà un conducteur parfait. Cette MHD idéale est étudiée dans les plasmas chauds, tels les plasmas astrophysiques et thermonucléaires d'origine naturelle (étoiles) ou artificielle (tokamaks) Les équations de la MHD idéale consistent en l'équation de continuité, les lois de la quantité de mouvement, le théorème d'Ampère et les équations de la thermodynamique (conservation de l'énergie), on

effectue des approximations du flux de chaleur via des conditions adiabatiques ou isothermes. (2).

### *II.1.2 : Magnétohydrodynamique résistive :*

La MHD résistive, est caractérisé à faible nombre de Reynolds magnétique (Rm ≤ 1) décrites fluides magnétisés et non parfaitement conducteurs. Il est dit en général que c'est une résistivité engendrée par les collisions entre les constituants du plasma, qui transforment l'énergie magnétique en chaleur Lorsque la résistivité est non négligeable, (nombre de Reynolds petit). Ce type de MHD intervient dans les applications industrielles à plasmas froids. (2).

## II.2 : Les domaines de la magnétohydrodynamique MHD :

La MHD s'observe dans différents domaines physiques décrivant des phénomènes naturels, tels que :

### *II.2.1 : Géophysique :*

En effet, le noyau de la Terre est, selon la théorie en vigueur, constitué pour sa partie externe d'un fluide métallique à l'état de plasma en mouvement de convection. Ce mouvement serait à l'origine de courants induits et donc du champ magnétique terrestre. (3).

### *II.2.2 : Astrophysique :*

La matière observable de l'Univers étant constituée à plus de 99% de plasma, dont les étoiles, les nébuleuses, les milieux interplanétaires et interstellaires, la MHD décrit bon nombre des phénomènes qui y occurrent, tels les vents solaires et les taches solaires, région sur la surface du Soleil marquée par une température inférieure et une activité magnétique intense. (3).

## II.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 les 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 thermalités 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 les milieux suffisamment denses l'approximation fluide est validée par des collisions qui transférant de la quantité de mouvement entre les particules de façon très efficace, via des interactions de type Vander Waal. (6)

## II.4 : Equations de la MHD :

Nous allons montrer brièvement comment la MHD est construite sur la base des équations de l'hydrodynamique, auxquelles on joint les équations de Maxwell. L'ensemble des équations de Maxwell et de la loi d'Ohm va se réduire à une équation d'induction décrivant les variations temporelles du champ magnétique. Le système ainsi constitue est ferme par une équation d'état de la matière.

### *II.4.1 : 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 électrique $\sigma_e$. 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 (1):

$$\vec{j} = \sigma_e\left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}\right) \qquad \text{(II.1)}$$

$\sigma_e$*:* 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 (13). 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.4.2: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 décritnaturellement par les quatre équations de Maxwell que nous exprimons dans le système MKSA (13):

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

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

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

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad \text{(II.5)}$$

Auxquelles on ajoute la loi d'Ohm (II.1). Le diamagnétisme des milieux diluées que sont les fluides électro-conducteurs est très faible, on peut donc se permettre

d'approximer la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique à celles du vide$\varepsilon = \varepsilon_0$et$\mu = \mu_0$, avec $\mu_0 = 4\ \pi \times 10^{-7} H.m^{-1}$et$\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2) \approx 8{,}854 \times 10^{-12} F.m^{-1}$.

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

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \qquad \text{(II.6)}$$

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.4.3. Force électromagnétique :*

La force électromagnétique ou la force de Lorentz une charge (q) qui se déplace dans un champ électrique $\vec{E}$ caractérisé par l'induction magnétique$\vec{B}$.

$$F = qE^{\rightarrow} + J \times B^{\rightarrow} \qquad \text{(II.7)}$$

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

$$F = J \times B^{\rightarrow} \qquad \text{(II.8)}$$

On a:

$$F = \sigma(V^{\rightarrow} \wedge B^{\rightarrow})B^{\rightarrow} \qquad \text{(II.9)}$$

### *II.4.4. Équations du mouvement :*

L'équation d'état des fluides conducteurs (métaux liquides) peut souvent se ramener à$\rho = Cte$(avec$\rho$masse volumique). Lorsque les variations de température $T$ sont suffisantes pour provoquer des variations de densité, on peut adopter la loi Boussinesq, de la forme [14] :

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \beta\left(T - T_0\right)\right] \qquad \text{(II.10)}$$

Avec$\beta$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 :

$$\vec{\nabla}.\vec{u} = 0 \qquad \text{(II.11)}$$

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

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \nu\nabla^2\vec{u} + \vec{g} + \frac{1}{\rho}\vec{j}\wedge\vec{B} \text{ (II.12)}$$

Avec$g$ accélération due à la pesanteur, $p$ pression $\nu$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$\nu$du fluide, tellement petite dans les métaux liquides $(\approx 10^{-7}\,m^2s^{-1})$ que le nombre de Reynolds $Re = UL/\nu$ est en général très grand par rapport à l'unité $(\approx 10^7)$. Cela a pour conséquence qu'à grande échelle le frottementvisqueux 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 (14).

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. Cetteéquation de l'énergies'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)T = \alpha\Delta T + \frac{j^2}{\sigma\rho c} + \frac{\Phi_\nu}{\rho c} \qquad \text{(II.13)}$$

Avec, $c$: capacité thermique massique,

$\Phi_\nu$: dissipation volumique par viscosité,

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

La dissipation $\Phi_v$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 $\Theta$une différence de température caractéristique (14)(1) :

$$\frac{j^2}{\sigma\kappa\Delta T} \approx \frac{\sigma u^2 B^2 L^2}{\kappa\Theta} = \frac{u^2}{c\Theta}\frac{\nu}{\alpha}\frac{\sigma B^2 L^2}{\rho\nu} \qquad \text{(II.14)}$$

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

# Chapitre III :

## *Les nanofluides*

## III.1. Notion générale la nanotechnologie :

La nanotechnologie a été largement utilisé dans l'industrie à partir de matériaux avec des tailles de l'ordre nanométrique possèdent des propriétés physiques et chimiques uniques. Elle vise à la manipulation de la structure de la matière au niveau moléculaire dans le but de l'innovation dans tous les secteurs et de l'effort public, y compris les sciences physiques, l'électronique de refroidissement, la biologie, les transports, l'environnement et la sécurité nationale.(2)

### *III.1.1. Les nanofluides :*

Le transfert de chaleur classique des fluides à faible conductivité thermique tels que l'eau, l'huile et le mélange d'éthylène glycol est une limitation importante dans l'amélioration de la performance et de la compacité de ces équipements d'ingénierie.

Pour remédier à cet inconvénient, il existe une forte motivation pour développer des avancées de transferts thermiques de fluides ayant une conductivité sensiblement plus élevée, de façon à ajouter de petites particules solides dans le fluide. Les particules micrométriques ou même millimétrique sont utilisées. Ces particules ont causé plusieurs problèmes tels que l'abrasion, le colmatage et la chute de pression. En améliorant la technologie pour fabriquer des particules de dimensions nanométriques, une nouvelle génération de mélanges solides - liquides appelé nano fluide, est apparu.(3)

### *III.1.2 Caractéristiques des nanofluides :*

Ils représentent une propre classe différente des colloïdes conventionnels réservés pour d'autres applications. Comparés aux suspensions conventionnelles de solide-liquide pour des intensifications de transfert thermique, les nano-fluides possèdent les avantages suivants:

●Superficie spécifique élevée et donc plus de surface de transfert thermique entre les particules et les fluides.

●Stabilité élevée de dispersion avec le mouvement Brownien des particules prédominant.

●Puissance de pompage réduite par rapport au liquide pur afin de réaliser l'intensification équivalente du transfert thermique.

●Particule réduite non obstruant par rapport aux boues conventionnelles, de ce fait favorisant la miniaturisation de système.

●Propriétés réglables, y compris la conductivité thermique et la mouillabilité de surface, en changeant la concentration de particules pour convenir à différentes applications.

●Les propriétés telles que le comportement optique, électrique, et magnétique des matériaux, de sa réactivité et de sa résistance sont le résultat de deux principaux facteurs à cette échelle soit la superficie relative accrue et les effets liés à la théorie des quanta. A mesure que la taille d'une particule diminue, une plus grande proportion d'atomes est trouvée sur la surface comparée à ceux à l'intérieur.

●Les propriétés uniques, chimiques, physiques, et mécaniques des nanomatériaux sont exploitées dans une grande variété d'applications. De plus, ils ne bloquent pas les canaux et induisent une très petite chute de pression qui est bénéfique pour des applications de transfert thermique. Le mouvement Brownien vigoureux de nanoparticules suspendues dans les fluides de base rend plus stable ces nano-fluides par rapport aux micro-fluides, qui est l'une des attractions pour des applications de transfert thermique.

●D'ailleurs, trois propriétés qui sont la conductivité thermique accrue, le transfert thermique accru, et le flux thermique critique élevé mettent ces fluides en première position. Les études prouvent qu'avec relativement un peu de nanoparticules, la conductivité thermique augmente de manière large.

Deux caractéristiques sont très importantes pour les systèmes de transfert thermique : stabilité extrême, et conductivité thermique élevée. Différents types ont été élaborés pour une large gamme des applications de technologie comme dans l'industrie des automobiles, des liquides réfrigérants, des liquides de frein**,** des réfrigérateurs domestiques, des dispositifs solaires.

Nous indiquerons par la suite les applications réelles et potentielles des nanofluides.

### *III.1.3 Echelle des nanofluides :*

Serrano et al**,** donne quelques exemples du nanomètre en comparaison avec le millimètre et le micromètre pour situer l'échelle des nano-fluides,

C'est dans une gamme relativement assez large que se situent les dimensions des nanoparticules et qui part par convention de 10 fois celles des atomes à donc 1000 fois cette taille d'atomeconstituant un empilement d'atomes. (4)

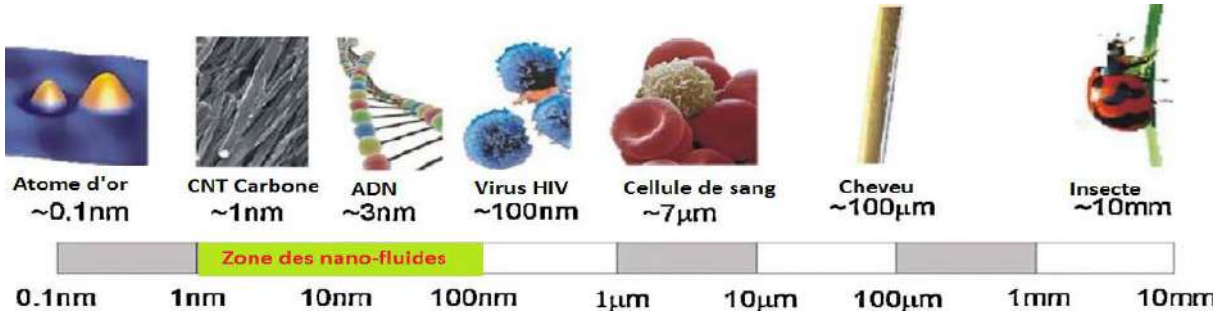



***Figure (III.1).****Taille des nanoparticules des nano-fluides* (4)

Il est remarquable de constater que les virus constituent en taille la limite des nanoparticules injectées dans le fluide de base. Par une expression imagée, la division d'un millimètre en dix fois est équivalente à la taille d'un cheveu –encore visible à l'œil nu- et la division en mille fois de ce dernier (le cheveu) est équivalente en dimensions à la plus grosse nanoparticule.

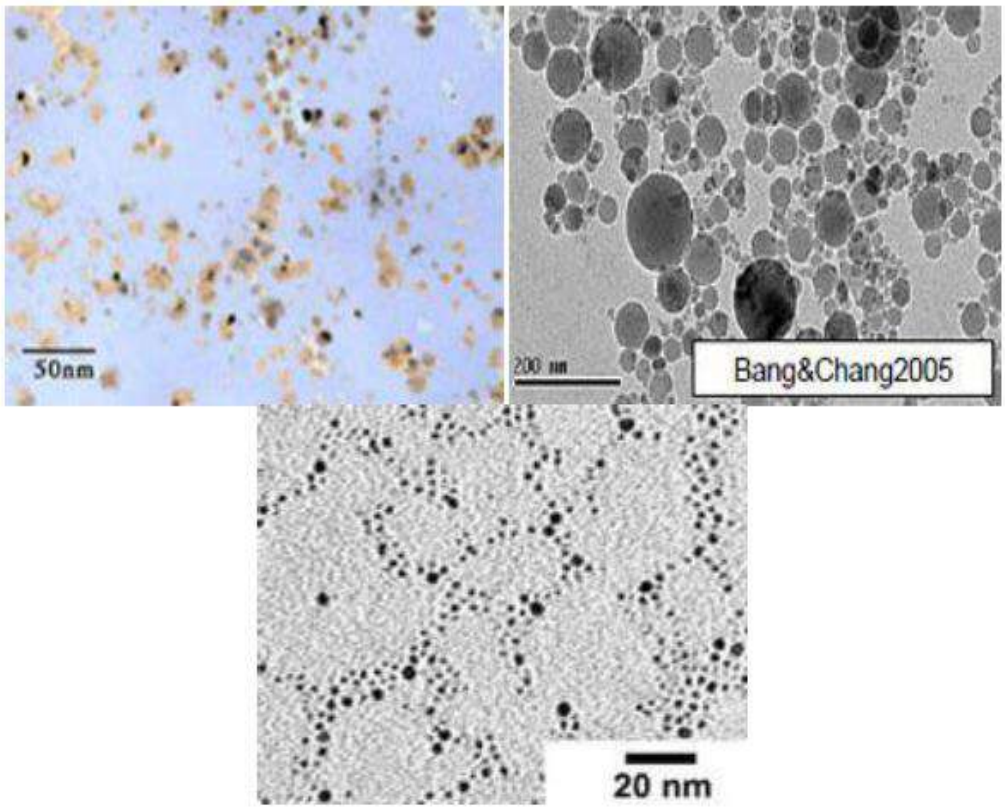



***Figure (III.2) :*** *Nanofluides vus au microscope électronique : éthylène glycol + cuivre à 0,5% ; eau + alumine ; eau + or à 2 nm*(5)

**Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides sont:**

—Les nanoparticules des oxydes métalliques

●L'oxyde d'aluminium, Al2O3.
●L'oxyde de cuivre, CuO.
●L'oxyde de silicium, SiO2.
●L'oxyde de titanium, TiO2

—Les nanoparticules métalliques

●L'aluminium, Al.
●Le cuivre, Cu.
●L'or, Au.
●L'argent, Ag.

●La silicone, Si.

—Les nanoparticules non métalliques :

●Les nanotubes de carbone, CNT.

●Le diamant, C.

—Les liquides de base les plus utilisés sont:

●L'eau.

●L'éthylène-glycol, EG.

●Les huiles

●Le Toluène.

●Les fluides de réfrigération (R12.R22……)(6)

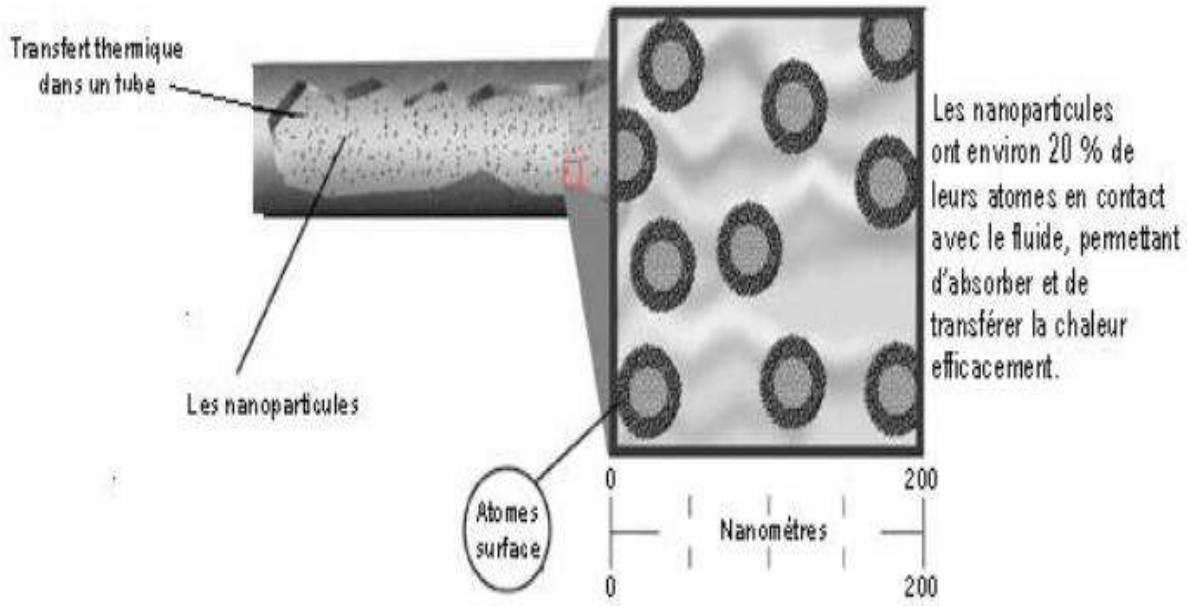



***Figure (III.3) :*** *les nanoparticules dans un tube*(5)

Les suspensions de nanoparticules dans un fluide, souvent appelées nanofluides, ont des caractéristiques thermiques intéressantes comparées aux fluides de base traditionnels (voir tableau 1.1) et des qualités indéniables d'amélioration du transfert thermique. La conductivité thermique des nanofluides peut être significativement plus élevée que celle des liquides purs.(5)

***Tableau (III.I):*** *les propriétés thermophysiques de différents matériaux.*

| | **Nanoparticule et fluide de base** | **K(W/mK)** | **ρ(Kg/$m^3$)** | **Cp(J/KgK)** | **$\mu$(Pa.S)** |
|---|---|---|---|---|---|
| **Métalliques (solides)** | Cu | 400 | 8954 | 383 | |
| | Fe | 80.2 | 7870 | 447 | |
| | Ni | 90.7 | 8900 | 444 | |
| | Au | 317 | 19,300 | 129 | |
| | Ag | 429 | 10,500 | 235 | |
| | C(Diamant) | 2300 | 3500 | 509 | |
| **Oxyde métalliques (solides)** | $SiO_2$ | 1.38 | 2220 | 745 | |
| | $TiO_2$ | 8.4 | 4157 | 710 | |
| | $AL_2O_3$ | 36 | 3970 | 765 | |
| | CuO | 69 | 6350 | 535 | |
| | SiC | 490 | 3160 | 675 | |
| **Liquide non métallique** | L'eau | 0.613 | 1000 | 4183 | 0.0008513 |
| | Ethylène glycol(EG) | 0.258 | 1132 | 2349 | 0.0157 |

●Le choix des liquides de base est primordial pour un nanofluide, il permit d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter touts phénomènes d'agrégations, la sélection d'un telle fluide se ferra en fonction de la nature de nanoparticule.

## III.2. Production des nanofluides et nanoparticules :

Les procédés de fabrication de nanoparticules sont nombreux. Ils peuvent être classés en deux catégories :

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

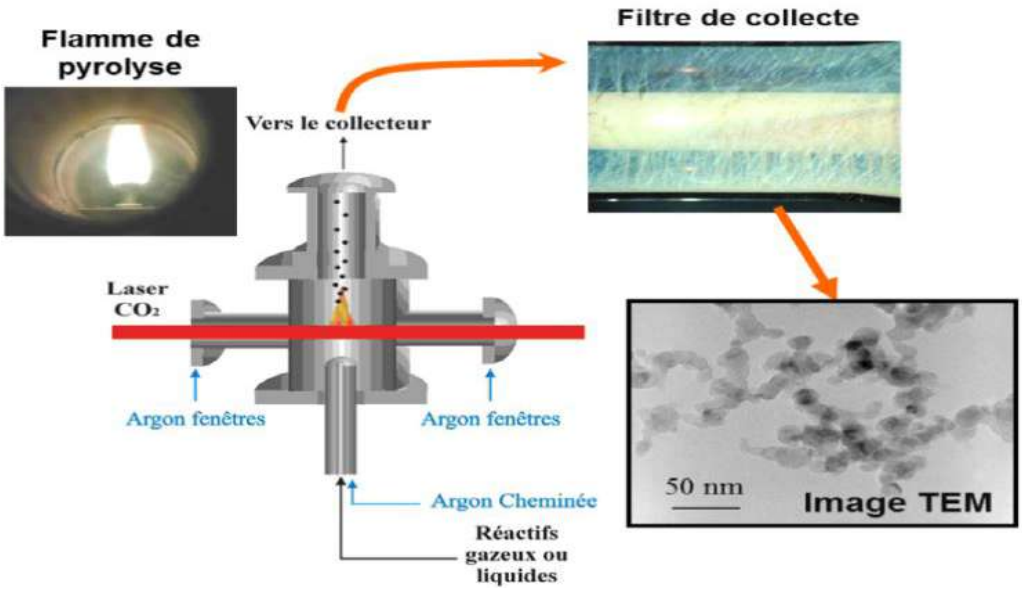



***Figure (III.4):*** *Synthèse de nanoparticules par pyrolyse laser.*

### *III.2.1 Procédé en une étape (one-step method) :*

Consiste à la dispersion des nanoparticules directement dans un fluide de base (synthèse direct dans un fluide de base) et de prévenir l'oxydation des particules de métal pur.(7)

### *III.2.2 Procédé en deux étapes (two-step method) :*

La première étape consiste à fabriquer les nanoparticules et dans la seconde étape les nanoparticules sont disperser dans un fluide de base.(7)

–Les procédés de fabrication font l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le coût de production qui reste parfois élevé vu les difficultés de mise en œuvre et pour

obtenir des particules de taille voulue. Chaque méthode a ses inconvénients physique ou chimique et certains ne sont pas aptes à produire de grandes quantités de nanoparticules pour une production de masse vu les contraintes inhérentes au procédé. Les principaux moyens peuvent être :

- Le mécano synthèse (broyage à haute énergie).
- La précipitation chimique (réduction de sels métalliques par exemple).
- Les dépôts chimiques ou physiques en phase vapeur (CVD ou PVD).
- Les dépôts chimiques en phase vapeur assisté par plasma (PECVD).
- La condensation de vapeurs par détente brutale dans des tuyères supersoniques.
- La pulvérisation cathodique radiofréquence.
- La sublimation par ablation laser (vaporisation d'un échantillon par impulsion laser).
- La pyrolyse laser (interaction entre un faisceau laser continu et un flux de réactifs).
- La désintégration d'électrodes submergées par passage d'étincelles.(8)

## III.3. Propriétés des nanofluides :

Les nano fluides ont des propriétés physiques importantes, qui diffèrent selon les nanoparticules utilisées et le fluide de base. Ses caractéristiques sont :

– La fraction volumique ($\varphi$).

– Conductivité thermique (K).

– Viscosité dynamique (μ).

– La masse volumique (ρ).

– La chaleur massique (Cp).

–Coefficient d'expansion volumique (β).

### *III.3.1. La fraction volumique ($\varphi$) :*

La fraction volumique est un rapport sans dimension entre deux volumes, le volume de solide ou particule (nanoparticules) sur le volume total (nanoparticules + fluide de base). La valeur de la fraction volumique est variée entre 0 (fluide de base pure) et 1. La fraction volumique est donnée par la relation suivant :(9)

$$\varphi = \frac{V_s}{V_t} = \frac{V_s}{V_s + V_t} \qquad \text{(III.1)}$$

$\boldsymbol{V_s}$: Volume de solide (nanoparticules).

$\boldsymbol{V_t}$ : Volume totale (nanoparticules+fluide de base).

### *III.3.2. Conductivité thermique (K) :*

La conductivité thermique est une propriété très importante. D'autant plus que cela joue un rôle important dans le transfert de chaleur. Conductivité thermique de l'efficacité de transfert de chaleur montre clairement. La conductivité thermique est définie comme une variation de température et une conductivité thermique différente due à la fracture solide et aux nano fluides, en fonction des nanoparticules. La conductivité thermique est calculée selon deux méthodes suivantes **:**(10)

#### A-Modèle de Maxwell :

Le modèle de Maxwell est probablement le plus largement utilisé dans la littérature. Ce modèle de base suppose que les particules sont sphériques, de dimensionsmillimétriques ou microscopiques et sont dispersées en faible concentration dans une matrice continue.(7)

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

$\boldsymbol{k_{nf}}$**:**La conductivité thermique du nano fluide.

$\boldsymbol{k_f}$**:** La conductivité thermique du fluide de base.

$\boldsymbol{k_s}$ **:** La conductivité thermique des particules solides

### B-Modèle de Hamilton-Crosser :

Le modèle de Hamilton-Crosser (1962) est une extension du modèle de Maxwell, qui tient compte de la forme des particules. En effet, pour prendre en compte la non-sphéricité des particules (7)**.** La conductivité thermique est donnée dans la relation suivante :

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

$\boldsymbol{n}$est un facteur de forme empirique donnée par : $\boldsymbol{n = 3/\Psi}$

$\boldsymbol{n}$ = **3**pour les particules sphériques.

$\boldsymbol{n}$ = **6**pour les particules cylindriques.

### C-Modèle de Yu et Choi :

La relation entre Yu et Choi est une autre expression de la conductivité thermique, qui était en 2003. Les particules liquides et solides étaient considérées comme une base séparée avec une couche nanométrique d'un modèle en nano fluides. Cette couche est un pont thermique entre nanoparticules et liquides. Ce modèle est donné comme suit :

$$k_{nf} = \frac{k_s+2k_f+2(k_s-k_f)(1+\beta)^3\varphi}{k_s+2k_f-(k_s-k_f)(1+\beta)^3\varphi} k_f \text{(III.4)}$$

**β** est le rapport de l'épaisseur de la couche nanométrique sur le rayon des particules.

### D-Modèle de Bruggemen :

Un modèle a été proposé pour prédire la conductivité thermique des nano fluides sans s'appuyer sur la concentration volumique. Ce modèle suppose des particules de forme sphérique (7)**.** Ce modèle est donné comme suit :

$$\varphi\left(\frac{k_s-k_{nf}}{k_s+2k_{nf}}\right)+(1-\varphi)\left(\frac{k_f-k_{nf}}{k_f+2k_{nf}}\right)=0 \text{(III.5)}$$

### *III.3.3. La Viscosité dynamique (μ) :*

La propriété de viscosité est définie comme une propriété de fluide dans laquelle elle coordonne la déformation lorsque le mouvement se produit. La viscosité est un liquide très visqueux et présente un frottement interne. Les nanoparticules divergent dans le fluide, ce qui a un effet sur la viscosité dynamique. Cette viscosité a affecté la qualité des nanoparticules pour le liquide et la température. Cette viscosité dynamique peut être calculée à partir de la viscosité du fluide de base et la fraction volumique du nano fluide. Pour ce qui suit nous allons citer deux modèles pour le calcul des viscosités apparentes.

(10).

#### A-Modèle d'Einstein :

La viscosité dynamique d'un nano fluide est donnée par Einstein (1906) pour un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides est la suivante :

$$\mu_{nf} = \mu_f(1 + 2.5\varphi) \qquad \text{(III.6)}$$

$\boldsymbol{\mu_{nf}}$**:** La viscosité dynamique du nano fluide.

$\boldsymbol{\mu_f}$ : La viscosité dynamique du fluide de base.

$\boldsymbol{\varphi}$**:** La fraction volumique des nanoparticules.

Cette relation est valable juste pour $\varphi$ = **0.03**

#### B-Modèle de Brinkman :

La viscosité dynamique d'un nano fluide est donnée par Brinkman (1952) :

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\varphi)^{2.5}} \qquad \text{(III.7)}$$

### *III.3.4. La masse volumique ($\rho$):*

La masse volumique des nano fluides est proportionnelle à la fraction volumique en particules et augmente avec l'ajout des nanoparticules. Sont souvent calculés à partir de la loi du mélange, et sont représentés dans la relation suivante :

– La masse volumique de mélange.

$$\rho_{nf} = \frac{m_{nf}}{V_{nf}} = \frac{m_f + m_s}{V_f + V_s} = \frac{\rho_f V_f + \rho_s V_s}{V_f + V_s} \quad \text{(III.8)}$$

-La masse volumique d'un nano fluide pour une température de référence donnée est calculé par :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_s \quad \text{(III.9)}$$

$\boldsymbol{\rho_{nf}}$**:** La masse volumique du nano fluide.

$\boldsymbol{\rho_f}$: La masse volumique du fluide de base.

$\boldsymbol{\rho_s}$ : La masse volumique des nanoparticules.

### *III.3.5. La chaleur spécifique (Cp) :*

Pour la détermination de la chaleur spécifique d'un nano fluide, il y a deux modèles : (7)(6)

#### A-Modèle du Pak et Cho :

Pak et Cho (1998) ont utilisé la formule suivante :

$$(Cp)_{nf} = (1 - \varphi)(Cp)_f + \varphi(Cp)_s \quad \text{(III.10)}$$

#### B-Modèle du Xuan et Roetzel :

Xuan et Roetzel (2000) ont utilisé la formule suivante :

$$(\rho Cp)_{nf} = (1-\varphi)(\rho Cp)_f + \varphi(\rho Cp)_s \text{(III.11)}$$

$(\boldsymbol{Cp})\boldsymbol{nf}$: La chaleur spécifique du nano fluide.

$(\boldsymbol{Cp})\boldsymbol{f}$: La chaleur spécifique du fluide de base.

$(\boldsymbol{Cp})\boldsymbol{s}$: La chaleur spécifique des nanoparticules.

### *III.3.6. Le coefficient d'expansion volumique ($\beta$) :*

$$\beta_{nf} = (1-\varphi)\beta_f + \varphi\beta_s \qquad \text{(III.12)}$$

Ce paramètre est calculé à partir de cette relation suivante :

$\boldsymbol{\beta_{nf}}$: Le coefficient de dilatabilité du nano fluide.

$\boldsymbol{\beta_f}$: Le coefficient de dilatabilité du fluide de base.

$\boldsymbol{\beta_s}$: Le coefficient de dilatabilité des nanoparticules.

## *III.4.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.(11)

## *III.5.Les inconvénients des nanofluides :*

●Fortes pertes de charge.

●Erosion

●Sédimentation.

●Bouchons dans les écoulements

●Le coût élevé des nanofluides.

●Difficultés dans le processus de production.(11)

### *III.6. Applications des nanofluides :*

Les nanofluides ont suscité un énorme intérêt pour les chercheurs en raison de leur potentiel d'échange de chaleur élevé, entraînant peu ou pas de pénalité dans la chute de pression.

Les nanofluide de Casson dans des géométries cylindriques ont une application importante dans le flux sanguin. Les mathématiciens ainsi que le chercheur médical travaillent largement sur le modèle de nanofluides de Casson.(2)

Les nano fluides sont caractérisés par des applications dans divers domaines, notamment industriels et technologiques. Comme la dispersion de nanoparticules joue un rôle efficace dans l'effet magnétique, notamment en imagerie médicale, ainsi quedans l'effet électrique. Les nano fluides sont également utilisés dans le refroidissement de composants électriques et électroniques, de voitures, de radars ...

Les nano fluides sont appliqués dans le domaine des énergies renouvelables pour augmenter le transfert de chaleur du capteur solaire vers les réservoirs de stockage et pour augmenter la densité énergétique. Ainsi que son applicabilité dans la plupart des industries manufacturières, telles que les matériaux, les aliments et les boissons, la production chimique, le pétrole et le gaz .(12)

### *III.7.Autres applications:*

●L'échangeur de chaleur

●Le refroidissement d'éléments électroniques (produire un nanofluide stable qui est compatible avec des circuits et des composants électroniques).

●Nanoparticules pour l'efficacité des réfrigérateurs (formulations 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 (caloducs, piles à combustible, le chauffage solaire d'eau, forage, stockage thermique).(5)

# Chapitre IV :

*Résultats et discussion*

## IV.1. Etude d'un écoulement magnétohydrodynamique avec une convection naturelle sur une plaque verticale en utilisant un fluide micropolaire sous l'effet de la radiation thermique :

Dans le présent travail, en considère un écoulement hydromagnétique sur le long d'une plaque verticale immergé dans un fluide micropolaire en convection thermique et massique. 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.

### *IV.1.1. Problème physique et formulation mathématique :*

En considère un écoulement bidimensionnel laminaire et permanent, en convection thermique et massique en présence d'un rayonnement, d'un fluide incompressible micro-polaire le long d'une surface semi infinie perméable sous l'influence d'un champ magnétique d'une intensité uniforme $B_0$, qui est appliqué perpendiculairement par rapport à la plaque. On suppose que le nombre de Reynolds magnétique est très petit et, par conséquent, le champ magnétique induit est négligeable par rapport au champ magnétique appliqué. La surface est maintenue à une température et une concentration constante, $T_w$ et $C_w$, respectivement. Ces valeurs sont supposées supérieures à la température ambiante et à la concentration, $T_\infty$ et $C_\infty$, respectivement. L'écoulement est supposé être dans la direction x qui est prise le long de la plaque et l'axe y est normal (voir la figure (IV.1), sous ces hypothèses et l'approximation de Boussinesq, les équations du problème pour la couche limite sont :

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

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

$$\frac{1}{\rho j}\left(u\frac{\partial N}{\partial x}+v\frac{\partial N}{\partial y}\right)=\gamma\frac{\partial^2 N}{\partial y^2}-\kappa\left(2N+\frac{\partial u}{\partial y}\right) \qquad \text{(VI.3)}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}-\frac{1}{\rho c_p}\frac{\partial q_r}{\partial y} \quad \text{(IV.4)}$$

$$u\frac{\partial C}{\partial x}+v\frac{\partial C}{\partial y}=D\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad \text{(IV.5)}$$

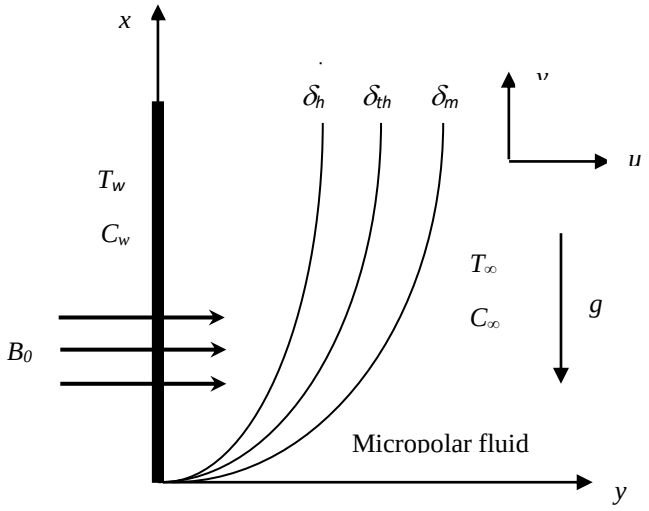



***Figure (IV.1).*** *Modèle physique et système de coordonnées*

Ici T est la température, C la concentration des espèces dans la couche limite, N est la composée de vecteur de microrotation qui est normale de plan x-y.κ, γsont la viscosité du vortex et la viscosité du gradient de rotation, en suppose que, $\gamma=(\mu+\kappa/2)j$ , ρ,μ, ν et β sont la masse volumique, la viscosité dynamique, viscosité cinématique et le coefficient d'expansion volumique, β* est le coefficient d'expansion massique tandis que α représente la diffusivité thermique moléculaire du milieu et j représente la densité de micro-inertie.σest la conductivité électrique du fluide, $B_0$ est l'intensité du champ magnétique, l'accélération gravitationnelle est notée par g. Le coefficient qui apparaît dans l'équation (IV.5) est la diffusivité de masse D. En utilisant l'approximation de Rosseland pour le rayonnement, le flux radiatif est simplifié comme suit :

$$q_r=-\frac{4\sigma^*}{3k_1}\frac{\partial T^4}{\partial y} \quad \text{(IV.6)}$$

Oùσ*est le constant de Stefan-Boltzmann, $k_1$ est le coefficient d'absorption moyenne. En suppose que la variation de température dans le flux telle que $T^4$ peut être réduire dans la série de Taylor, en exposant $T^4$ devant $T_\infty$ et en négligeant les termes d'ordres supérieurs l'équation IV.4 se réduit sous la forme :

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{16\sigma^* T_\infty^3}{3k_1\rho c_p}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \text{(IV.7)}$$

Les conditions initiales et aux limites sont définit comme suit :

$$\begin{aligned} &y=0 : u=0\ ,\ v=0\ ,\ j=0\ , T=T_w\ ,\ C=C_w \\ &\text{et}\ \ N=-\frac{1}{2}\frac{\partial u}{\partial y} \\ &y\to\infty : u=U,\ T=T_\infty,\ C=C_\infty,\ N=0 \end{aligned} \qquad \text{(IV.8)}$$

En introduit les quantités sans dimensions [voir, 58]

$$\eta=\left(\frac{U}{\nu x}\right)^{\frac{1}{2}} y, \psi=(\nu x U)^{\frac{1}{2}} f(\eta),\ N=U\left(\frac{U}{x\nu}\right)^{\frac{1}{2}} h(\eta), \theta(\eta)=\frac{T-T_\infty}{T_w-T_\infty},\ \phi(\eta)=\frac{C-C_\infty}{C_w-C_\infty}$$

Où η est la variable de similarité, f(η) est la ligne de courant ,h(η) est la microrotation, θ(η) est la température et ϕ(η) est la concentration. En plus, ψ est la ligne de courant qui définit par :

$$u=\ \partial\psi/\partial y\ ,\ v=-\partial\psi/\partial x$$

Les composées de vecteur de vitesse deviennent :

$$u\ =\ Uf\ '(\eta)\ et\ \mathrm{v}=1/2\left(\nu U/x\right)^{1/2}\left(\eta f\ '-f\ \right)$$

En utilisant les quantités sans dimension, les équations (IV.1-IV.7) avec les conditions aux limites (IV.8) peuvent encore être réduites à un ensemble d'équations différentielles ordinaires pour lesquelles les solutions numériques sont plus facilement déterminées

$$(1+K)f'''+\frac{1}{2}ff''-\frac{Ha^2}{Re}f'+Kh'+Gr_x\theta'+Gm_x\phi=0 \text{ (IV.9)}$$

$$\left(1+\frac{K}{2}\right)h''-K(2h+f'')+\frac{1}{2}(hf)'=0 \qquad \text{(IV.10)}$$

$$\theta''\left(1+\frac{4}{3Rt}\right)+\frac{1}{2}Prf\theta'=0 \qquad \text{(IV.11)}$$

$$\phi''+\frac{1}{2}Scf\phi'=0 \qquad \text{(IV.12)}$$

Les conditions aux limites deviennent :

$$y=0,\eta=0:\ f(0)=0,\ f'(0)=0,h(0)=-\frac{1}{2}f''(0),\theta(0)=1,\phi(0)=1 \quad \text{(IV.13)}$$
$$y\to\infty,\ \eta\to\infty:\ f'(\infty)=1,\ h(\infty)=0,\ \theta(\infty)=0,\phi(\infty)=0$$

Où les différents paramètres sont définis comme suit :

$$Gr_x=\beta g\left(T_w-T_\infty\right)^2 x/U^2 \quad \text{(IV.14)}$$

$$Gm_x=\beta^* g\left(C_w-C_\infty\right)^2 x/U^2 \quad \text{(IV.15)}$$

$$K=\kappa/\mu \quad \text{(IV.16)}$$

$$R=\frac{3Rt}{4+3Rt} \qquad \text{Avec} \quad Rt=\frac{k_1.k_2}{4\sigma^*.T_\infty^3} \quad \text{(IV.17)}$$

$$Ha=B_0.x\sqrt{\sigma/\mu} \quad \text{(IV.18)}$$

$$Re=\frac{\rho.U.x}{\mu} \quad \text{(IV.19)}$$

$$Pr=\nu/\alpha \quad \text{(IV.20)}$$

$$Sc=D/\nu \quad \text{(IV.21)}$$

Les quantités physiques d'intérêt comme le coefficient de frottement, le nombre de Nusselt local et nombre de Sherwood local sont définit par :

$$C_f=\frac{2\tau_w}{\rho U^2},Nu_x=\frac{xq_w}{k_2\left(T_w-T_\infty\right)},Sh_x=\frac{xq'_w}{D\left(C_w-C_\infty\right)}$$

Où$\tau_w$la contrainte de cisaillement surfacique, $q_w$ le flux thermique surfacique $q'_w$ et le flux massique surfacique sont données par :

$$\tau_w=\left[(\mu+\kappa)\frac{\partial u}{\partial y}+\kappa N\right]_{y=0},q_w=-k_2\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0}-\frac{4\sigma^*}{3k_1}\left(\frac{\partial T^4}{\partial y}\right)_{y=0},\ q'_w=-D\left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0}$$

Qui sont transformés, en utilisant les variables adimensionnelles en :

$$C_f\,Re^{1/2}=(2+K)f''(0),\ \frac{Nu_x}{Re^{1/2}}=-\left(1+\frac{4}{3Rt}\right)\theta'(0),\ \frac{Sh_x}{Re^{1/2}}=-\phi'(0)$$

### IV.1.2. Résultats et discussion

L'ensemble des équations différentiels ordinaires couplés (IV.9) - (IV.12) est fortement non linéaire et ne peut pas être résolu analytiquement, avec les conditions aux limites (IV.13), ils forment un problème de valeur limite de deux points (BVP) qui peut être résolu à l'aide de bvp4c package qui se trouve en MATLAB, ce package est basé sur la méthode des différences finies qui implémente le 3- La formule de collocation de Lobatto et le polynôme de collocation fournissent une solution continue qui est d'un ordre de quatrième ordre uniformément dans l'intervalle d'intégration. La sélection de maillage et le contrôle des erreurs sont basés sur le résidu de la solution continue. La technique de collocation utilise un maillage de points pour diviser l'intervalle d'intégration en sous-intervalles. Les régions d'écoulement sont contrôlées par des paramètres thermophysiques, à savoir $Gr_x$, $Gm_x$, K, R, Ha, Re, Pr et Sc. Les calculs numériques sont effectués pour différentes valeurs des paramètres représentés sur toutes les figures. Des calculs préliminaires sont effectués pour vérifier les résultats numériques. Nous nous concentrons sur les profils de vitesse, température, masse et la vitesse angulaire, principalement pour leurs changements relativement sous le champ magnétique et les résultats sont présentés pour une gamme raisonnable de paramètre magnétique et de paramètre matériel.

#### - L'effet combiné de paramètre magnétique Ha et matériel K

La figure IV.2 montre l'influence du champ magnétique en termes de nombre de Hartmann Ha et le paramètre K, sur le comportement de la vitesse le long de la plaque avec une variable de similarité. A partir de cette figure, en constate que, la vitesse diminue avec l'augmentation des deux paramètres près de la paroi. Ainsi, en raison de l'augmentation du paramètre de matériau, l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique augmente. La figure IV.3 illustre la variation de température en fonction de variable de similarité, on perçoit que, la température augmente avec l'augmentation de Ha et K, donc l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite thermique. La distribution de la microrotation des particules (vitesse angulaire) avec ηsont présentées dans la figure IV.4, en remarque qu'il existe un point d'inflexion dans η= 3.0 et η = 4.0 pour K = 1.0 et 4.0, respectivement. Avant ces points, la microrotation

augmente avec l'augmentation de Ha près de la plaque, après ces points, le nombre de Hartemann affecte légèrement sur la vitesse angulaire loin de la plaque. La figure IV.5 représente la variation de concentration avec la variableη, à partir de cette figure, on constate que l'augmentation des deux paramètres entraîne une augmentation des profils de concentration. En peut conclure que, la présence de champ magnétique et de micro-constituants en rotation peut être considérée comme des outils solides pour réguler l'écoulement, transfert de chaleur et de masse.

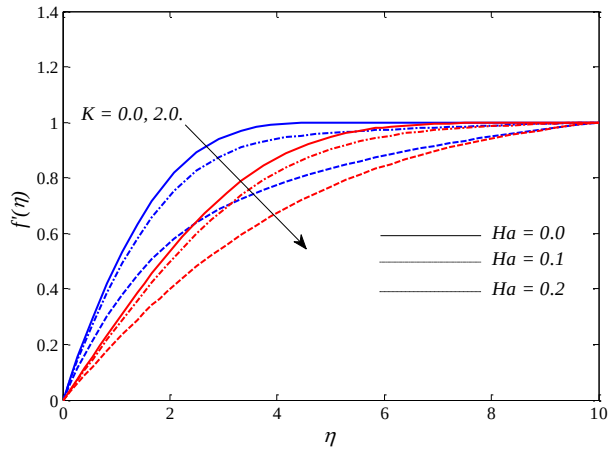



***Figure IV.2***. *Profiles de vitesse f'(η) avec (Gr$_x$=0.1, Gm$_x$=0.1, R =0.5, Pr=0.7, R=2.0 et Sc=0.6)*

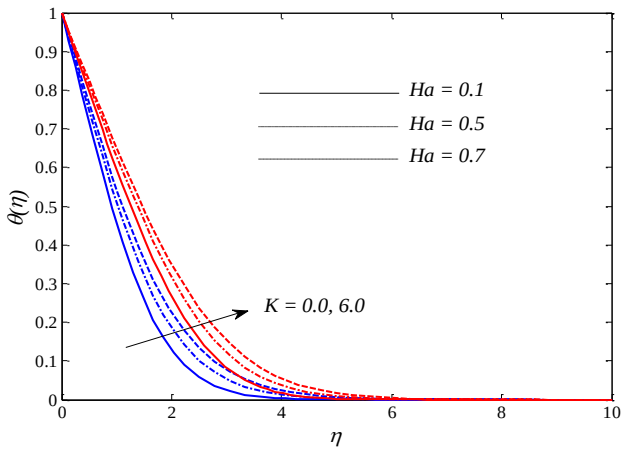



***Figure IV.3.*** *Profiles de température θ(η) avec (Gr$_x$= 3.0, Gm$_x$ = 3.0, Re = 0.5, Pr = 0.71, R = 1.0 et Sc = 0.6)*

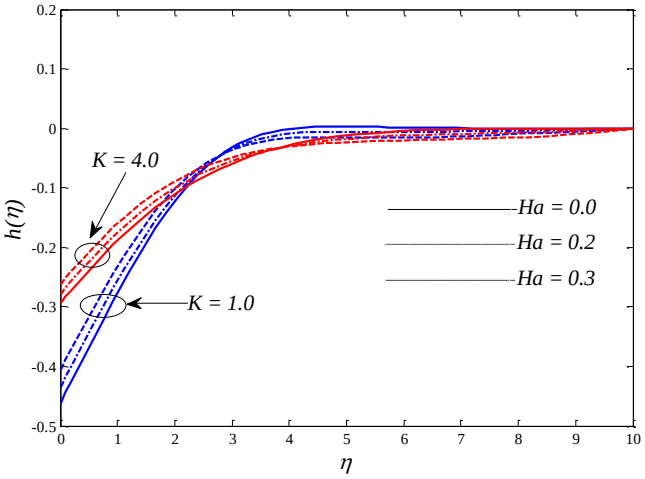



***Figure IV.4***. *Profiles de microrotation h(η) avec*
*($Gr_x$=0.5, $Gm_x$ =0.5, Re =1.0, Pr =5.0, R = 1.0 et Sc = 0.6)*

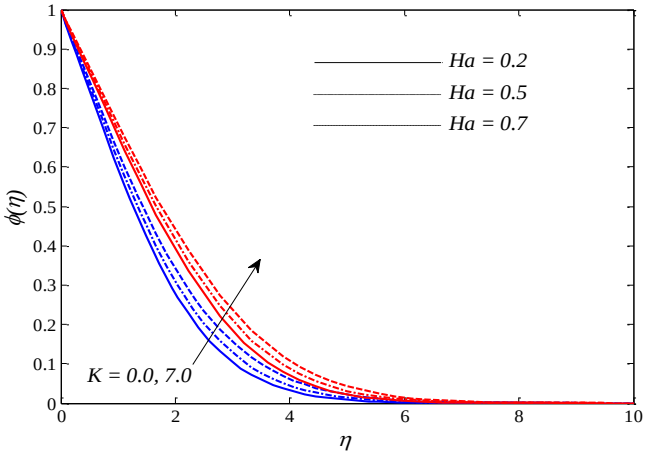



***Figure IV.5***. *Profiles de concentration ϕ(η) avec*
*($Gr_x$ = 2.0, $Gm_x$ = 2.0, Re = 1.0, Pr = 0.7, R = 0.1 et Sc = 0.3*

### -Variations de coefficient de frottement, nombre de Nusselt et Sherwood

Maintenant, on s'intéresse aux variations du nombre de Nusselt et Sherwood pour différentes valeurs du paramètre de Hartmann Ha, le paramètre de matériau K, le paramètre du rayonnement thermique R et le nombre Grashof thermique local illustré dans les tableaux IV.I et IV.II. On peut voir que, le champ magnétique et le rayonnement peuvent réduire le taux de transfert de chaleur et de masse, d'autre part, une augmentation dans le nombre de Grshof thermique améliore le taux de transfert de chaleur, en plus, il y a une perfectionnement de transfert massique en terme de nombre

de Sherwood quand le nombre de Grashof massique amplifier. Cependant, le nombre de Nusselt et Sherwood diminue lorsque le paramètre matériel augmente. En outre, on remarque que, les mêmes résultats pour le coefficient de frottement pour changement du nombre de Hartmann, le paramètre de rayonnement et le Grashof local. Contrairement à la variation du paramètre matériel comme illustré dans le tableau IV.III.

***Tableau (IV. I)*** *Valeurs de* $Nu_x / Re^{1/2}$ *pour les valeurs sélectionnées de Ha, Grx, R et K avec* ($Gm_x$ *= 4.0, Re = 1.0, Pr = 0.71, Sc = 0.3).*

| | | ***K = 0.0*** | | | ***K = 3.0*** | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Ha | $Gr_x$ | R= 0.1 | R=1.0 | R=2.0 | R= 0.1 | R=1.0 | R =2.0 |
| 0.2 | 0.1 | 1.8870 | 0.5672 | 0.3785 | 1.7640 | 0.4819 | 0.3160 |
| | 0.5 | 1.9470 | 0.5755 | 0.3830 | 1.8170 | 0.4891 | 0.3197 |
| | 1.0 | 2.0160 | 0.5854 | 0.3883 | 1.8780 | 0.4975 | 0.3241 |
| | 2.0 | 2.1340 | 0.6036 | 0.3982 | 1.9840 | 0.5131 | 0.3325 |
| 0.5 | 0.1 | 1.7700 | 0.5369 | 0.3604 | 1.6710 | 0.4590 | 0.3024 |
| | 0.5 | 1.8320 | 0.5459 | 0.3652 | 1.7250 | 0.4667 | 0.3064 |
| | 1.0 | 1.9040 | 0.5565 | 0.3709 | 1.7860 | 0.4757 | 0.3111 |
| | 2.0 | 2.0280 | 0.5760 | 0.3816 | 1.8950 | 0.4922 | 0.3200 |

***Tableau (IV.II)****Valeurs de* $Sh_x / Re^{1/2}$ *pour les valeurs sélectionnées de Ha,* $Gr_x$*, R et K avec* ($Gr_x$ *= 01.0, Re = 0.5, Pr = 0.7, Sc = 0.6).*

| | | ***K = 0.0*** | | | ***K = 2.0*** | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Ha | $Gm_x$ | R =0.1 | R=1.0 | R=2.0 | R =0.1 | R =1.0 | R =2.0 |
| 0.1 | 0.1 | 0.4411 | 0.3777 | 0.3593 | 0.3917 | 0.3376 | 0.3222 |
| | 0.5 | 0.4566 | 0.4002 | 0.3853 | 0.4055 | 0.3576 | 0.3450 |
| | 1.0 | 0.4735 | 0.4233 | 0.4110 | 0.4206 | 0.3781 | 0.3678 |
| | 2.0 | 0.5019 | 0.4598 | 0.4504 | 0.4461 | 0.4107 | 0.4028 |
| 0.2 | 0.1 | 0.4276 | 0.3616 | 0.3415 | 0.3808 | 0.3250 | 0.3084 |
| | 0.5 | 0.4440 | 0.3858 | 0.3696 | 0.3953 | 0.3462 | 0.3328 |

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1.0 | 0.4618 | 0.4102 | 0.3971 | 0.4111 | 0.3677 | 0.3568 |
| | 2.0 | 0.4914 | 0.4484 | 0.4385 | 0.4376 | 0.4016 | 0.3934 |

***Tableau(IV.III)**. Valeurs de $C_f Re^{1/2}$ pour les valeurs sélectionnées de Ha, $Gr_x$, R et K avec ($Gm_x$ = 4.0, Re = 02.0, Pr = 0.70, Sc = 0.3).*

| | | ***K = 0.0*** | | | ***K = 2.0*** | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| ***Ha*** | ***$Gr_x$*** | ***R =0.1*** | ***R=1.0*** | ***R=2.0*** | ***R =0.1*** | ***R =1.0*** | ***R = 2.0*** |
| 0.1 | 0.1 | 8.408 | 8.330 | 4.155 | 10.261 | 10.156 | 10.132 |
| | 0.5 | 9.186 | 8.801 | 8.707 | 11.221 | 10.705 | 10.586 |
| | 1.0 | 10.132 | 9.378 | 9.194 | 12.388 | 11.375 | 11.142 |
| | 2.0 | 11.948 | 10.497 | 10.142 | 14.624 | 12.673 | 12.224 |
| 0.2 | 0.1 | 8.344 | 8.266 | 8.247 | 10.184 | 10.080 | 10.056 |
| | 0.5 | 9.119 | 8.737 | 8.644 | 11.141 | 10.628 | 10.510 |
| | 1.0 | 10.062 | 9.314 | 9.131 | 12.304 | 11.299 | 11.067 |
| | 2.0 | 11.873 | 10.432 | 10.078 | 14.534 | 12.596 | 13.037 |

# Conclusion générale

## IV.4. Conclusion générale:

A la lumière de cette étude, on peut expliciter les conclusions suivant :

Pour un fluide micropolaire à la présence des effets magnétohydrodynamique (MHD) et une radiation thermique ;

- L'augmentation du paramètre magnétique entraîne une accélération de la vitesse angulaire, augmente la température et la concentration, mais l'effet est inversé pour la vitesse d'écoulement.
- Les profils de concentration d'espèces et de microréotation augmentent près de la plaque pour augmentation du paramètre de rayonnement thermique, mais les profils de vitesse d'écoulement et de température sont diminuent.
- L'augmentation du paramètre du matériau permet d'améliorer la température, la vitesse angulaire et les profils de masse des espèces, ce qui augmente l'épaisseur de la couche limites thermique et massique, mais l'effet est inversé pour la vitesse d'écoulement.
- On voit que le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation des paramètres magnétiques et de rayonnement thermique, alors qu'il augmente pour augmentation du paramètre du matériau.
- Le taux de transfert de chaleur et de masse diminue pour augmentation du paramètre magnétique, le rayonnement thermique et le paramètre du matériau.

# Référence bibliographique

## Référence Bibliographie :

1. **Philibert, jean.** Livre de diffusion et transport de matière dans les solide.

2. **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.

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

4. **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.

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

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

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

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

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

10. **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.

11. **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.

12. **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.

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

14. **M, A,A,Makhloufi.** Simulation numérique de la convection naturelle bi-duffisuve dans une cavité poreuse. 2017.

15. **H, S,Mebarek.** Etude numérique de la convection naturelle dans une cavité par la méthode volume finis. 2019.

16. **A, Messadi.** Transferts convectifs avec mhd autour des aiguilles fines. 2018.

17. **M, KHENTOUL.** Étude Numérique de la Convection Mixte dans un Canal Horizontal Contenant des Ailettes. *Thèse de doctorat de l'université de Frères Mentouri.* 2016.

18. **D, Nield.** Onset of thermohaline convection in a porous medium, Water Resources Research. 1968. 4, pp. 553-560.

19. **N, Ould Amer,S, Ouadah.** Simulation numérique d'un écoulement avec transfert de chaleur d'un nanofluide dans un dissipateur de chaleur. 2018.

20. **H, Salhi.** mémoire étude numérique de la convection naturelle dans les enceintes nanofluide. 2015.

21. *Plane Stagnation Double-Diffusive MHD Convective Flow with Convective Boundary Condition in a Porous Media.* **O.T. Gideon, S. Abah.** 2, 2012, American Journal of Computational Mathematics, p. 223.

22. **A, ABDEDDAIM.** Gestion des échanges thermiques des éléments électroniques. *MÉMOIRE DE MASTER "Energetique".* lundi 8 juillet 2019.

23. **Jean-luis, BRETONNET.***thermodynamique générale et appliquée.* paris : Ellipses édition Marketing S.A;2008, juin 2008.

24. **Dominique, MARCHIO et PAUL, REBOUX.***introduction aux transferts thermiques.* paris : Mines paris parisTech, 2008.

25. **A, De, GIOVANNI.** Conduction. *technique de l'ingénieur Mecanique et Chaleur.* 1930.

26. **R, GIBLIN.***transmission de la chaleur par convection naturelle.* paris : collection de l'ANRT,Eyrolles, 1974.

27. **R, MARCHAL.***transmission de la chaleur par convection dans les tubes.* paris : collection de L'ANRT, Eyrolles, 1975.