EPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA



Faculté de Technologie

Département de Génie des Procédés et Environnement
Filière : Génie des procédés
Spécialité: Génie Chimique

Mémoire de fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme de Master

Thème

Etude de la convection thermosolutale dans une cavité poreuse saturée par un Nanofluide Non Newtonien

Présenté par:
Brahim boulares Ikram
Ben lakehal Imène

Encadrer par:
Pr. Hadidi Noureddine
Dr. Rebhi Redha

Promotion 2023/2024

Remerciement

Tout d'abord, nous exprimons notre profonde gratitude à Allah Tout-Puissant, qui nous a donné le courage et la force nécessaires pour accomplir ce travail. Nous tenons également à remercier nos encadrants

« Pr. Hadidi Noureddine** et **Dr. Rebhi Redha »

Pour leur patience, leurs conseils avisés, leur suivi continu tout au long de la réalisation de ce projet, ainsi que pour l'encadrement, le partage de connaissances et la formation qu'ils nous ont prodigués.

Nous remercions également Monsieur Laidi Maamar, président du jury, pour avoir accepté de relire ce travail. Nous exprimons notre vive reconnaissance à Madame Karmet Said Hadjira, qui nous a fait l'honneur d'accepter d'examiner et de juger ce travail.

Enfin, nous souhaitons adresser nos remerciements à tous les enseignants du département de Génie des Procédés et Environnement de la Faculté de Technologie de l'Université Yahia Farès de Médéa.

Dédicace

Avec l'expression de ma reconnaissance, je dédie ce modeste travail à ceux qui, quels que soient les termes employés, je n'arriverai jamais à leur exprimer mon amour sincère.

À mon très cher ***père****, pour ses encouragements, son soutien, et surtout pour son amour et son sacrifice afin que rien n'entrave le déroulement de mes études.*

À ma chère ***mère****, ma raison d'être, ma raison de vivre, la lanterne qui éclaire mon chemin et m'illumine de douceur et d'amour.*

À mon frère ***Redhouane****, qui est toujours présent et m'a toujours soutenu.*

À mes sœurs ***Assia*** *et* ***Faiza****, pour l'amour qu'elles me réservent. Je leur souhaite une vie pleine de bonheur et de succès.*

À mon fiancé ***Mounir****, pour l'encouragement et l'aide qu'il m'a toujours accordés.*

À toute ma famille, source d'espoir et de motivation.

À ma chère binôme ***Imène****, pour sa compréhension et sa sympathie, pour son indéfectible soutien et sa patience infinie, qui m'ont aidée et supportée dans les moments difficiles.*

À mes meilleurs amis, ***Khaoula, Maroua, Asmaa*** *et* ***Soumia****, en souvenir de nos éclats de rire et des bons moments, en souvenir de tout ce que nous avons vécu ensemble. J'espère de tout mon cœur que notre amitié durera éternellement.*

Ikram

Dédicace

Je remercie tout d'abord, ALLAH, le tout puissant qui nous éclaire le bon chemin et qui nous adonné le courage et la volonté et le pouvoir pour réaliser ce travail.

À ma chère ***mère****, peu importe ce que tu fais ou dis, je ne pourrai te remercier correctement. Pour moi, symbole d'amour, source de courage, son soutien, pour toute son aide et sa présence dans ma vie, et ta présence à mes côtés a toujours été ma source de force pour affronter les obstacles.*

À mon très cher ***père****, qui fier le résultat de longues années de sacrifices, Tu en un pilier incontournable pour ma personne, tu as toujours été à mes côtés pour m'encourage. Puisse Dieu faire en sorte que ce travail porte, Merci pour le soutient permanent venu de toi.*

À mon frère et mes sœurs : ***Mohamed****,* ***Anghem*** *et* ***Souad****, qui m'a soutenu et pour leur appui à tout moment.*

À mon fiancé : ***Abdenour****, qui est toujours présent à mes côtés pour me soutenir et m'encourage.*

À ma chère binôme ***Ikram****, merci à l'amitié et des souvenirs de tous les moments que nous avons passé ensemble, et tous mes amis :* ***Soumia****,* ***Asmaa****, et à tous ceux qui sont proches de mon cœur et dont je n'ai pas cité les noms, et tous qui m'avez toujours soutenu et encouragé durant ces années d'études.*

Imène

الملخص

يتعلق العمل الذي قدمناه في هذه الأطروحة بمحاكاة عددية لظاهرة انتقال الحرارة في تجويف مربع أفقي يحتوي على وسط مسامي مشبع بموائع نانوية غير نيوتونية (ماء-Al2O3) و(ماء-SWCNT)، والجدران العمودية (الأيسروالأيمين) تتعرض لدرجات حرارة ثابتة في حين أن الجدران الأخرى تكون ثابتة الحرارة، وقد تم اعتماد نموذج فورشهايمر والمعلمات الريولوجية لنموذج كارو-ياسودا في هذه الدراسة .تم إجراء الاستبانة العددية باستخدام طريقة الفرق المحدود، وتم تحليل النتائج العددية من حيث الانسيابات والأيسوثرمات بالإضافة إلى تطور الدالة الحالية وعدد نسليت.

الكلمات المفتاحية: الحمل الحراري، الموائع النانوية، غير النيوتونية، نموذج كارو – ياسودا.

Résumé

Le travail que nous avons présenté dans ce mémoire concerne une simulation numérique de phénomène de transfert thermique dans une cavité carrée horizontale contenant un milieu poreux saturé par un nanofluide (Al_2O_3-eau) et (SWCNT- eau) non newtonien, les parois verticale (gauche et droite) sont soumises à des conditions des températures tandis que autres parois sont adiabatique, le modèle de Forchheimer et les paramètres rhéologique par le modèle de Carreau -Yasuda sont adopté par cette étude. La résolution numérique a été effectuée en utilisant la méthode des différences finis, les résultats numériques sont analysés en termes de lignes de courant, les isothermes ainsi l'évolution de la fonction de courant et nombre de Nusselt.

Mot-clés : Convection thermique, nanofluide, non newtonien, modèle de Carreau-Yasuda.

Abstract

The work that we presented in this dissertation concerns a numerical simulation of heat transfer phenomena in a horizontal square cavity containing a porous medium saturated by a non-Newtonian nanofluid (Al2O3-water) and (SWCNT-water), the vertical walls (left and right) are subject to temperature conditions while other walls are adiabatic, the Forchheimer model and the rheological parameters by the Carreau-Yasuda model are adopted by this study. The numerical resolution was carried out using the finite difference method, the numerical results are analyzed in terms of streamlines, isotherms as well as the evolution of the current function and Nusslet number. Keywords: Thermal convection, nanofluid, non-Newtonian, Carreau-Yasuda model.

Keywords: Thermal convection, nanofluid, non-Newtonian, Carreau-Yasuda model.

SOMMAIRE

Remerciement

Dédicace

الملخص

Résumé

Abstract

Sommaire

Liste des figures

Liste des tableaux

Nomenclature

Introduction générale……. 1

Chapitre 1 : Des Notions Générales……...… 3

1.1. Introduction……...…….. 3

1.2. Transfert thermosolutale……...……... 3

1.3. Transferts de chaleur……...…… 3

1.3.1. Définitions…… 3

1.3.2. Champ de température……. 4

1.3.3. Gradient de température…...…… 4

1.3.4. Flux de chaleur……. 4

1.3.5. Les modes du transfert de chaleur……... 5

1.3.5.1. Conduction thermique……...……...…… 5

1.3.5.2. Convection thermique……...……... 6

1.3.5.2.1. Les types de convection thermique……...……. 7

A. La convection naturelle……..…… 7

B. La convection forcée……..……... 7

C. La convection mixte……..……. 8

1.3.5.3. Rayonnement……...……. 8

1.3.6. Nombre de transfert de chaleur……...…… 9

1.4. Transferts de masse……...…….. 10

1.4.1. Définitions…… 10

1.4.2. Les modes du transfert de masse…….……. 11

1.4.2.1. Diffusion…….. 11

1.4.2.2. Convection……... 12

1.4.3. Nombre de transfert de masse……...……... 13

1.4.4. Coefficient de diffusion…….. 13

1.5. Milieux poreux……...…… 14

1.5.1. Définition……...……. 14

1.5.2. Type de milieu poreux…...…….. 14

1.5.2.1. Selon la forme et l'origine des pores……...…….. 15

1.5.2.2. Selon la taille des pores……. 16

1.5.2.3. Selon la nature des pores……... 16

1.5.3. Classification de milieu poreux……... 16

1.5.3.1. Milieu poreux granulaire…….. 16

1.5.3.2. Milieu poreux consolidé…….. 17

1.5.4. Echelles et lois de l'écoulement dans les milieux poreux…… 17

1.5.4.1. Echelle microscopique……..…….. 17

1.5.4.2. Echelle macroscopique……..……. 18

1.5.4.3. Grande échelle…….. 20

1.5.5. Les paramètres de milieu poreux……..…….…… 20

1.5.5.1. Porosité…….…… 20

1.5.5.2. Perméabilité…….…… 21

1.5.5.3. Viscosité effective…… 22

1.5.5.4. La tortuosité……. 23

1.5.6. Modèles d'écoulement en milieu poreux…….…..…… 23

a. Loi de Darcy……..……... 24

b. Formulation de Brinkman……..……... 24

c. Formulation de Forchheimer……..…….. 24

d. Extension de Brinkman-Forchheimer de la loi de Darcy….…….…... 25

1.6. Fluide Newtonien…… 25

1.7. Fluide non-Newtonien…… 26

1.7.1. Fluide purement visqueux……... 27

I.7.1.a. Fluides sans contrainte de seuil…….. 28

1.7.1. b. Fluides à seuil (viscoplastique)…… 30

1.7.2. Fluides dépendant du temps……. 31

1.7.2.a. Fluide thixotrope……... 31

1.7.2. b. Fluide rhéopexe…… 32

1.7.3. Fluide viscoélastique…… 32

1.8. Définition du nanofluide…… 32

1.9. Propriétés thermo-physiques des nano-fluides……... 34

1.9.1. Viscosité dynamique des nano-fluides……. 34

1.9.2. Masse volumique……. 35

1.9.3. Fraction volumique…….. 35

1.9.4. Chaleur spécifique……..... 35

1.9.5. Conductivité thermique…… 36

1.10. Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides……... 37

1.11. Exemples des nanoparticules et ses applications, propriétés et fonctionnalités…… 38

1.12. Applications de nano-fluides…… 40

1.13. Fabrication et préparation des nanofluides……... 41

1.14. Avantages et inconvénients des nanofluides…..……..... 41

Chapitre 2 : Model physique et formulation mathématique…….. 42

2.1. Introduction……. 42

2.2. Fondation mathématique…… 42

Chapitre 3 : Simulation numérique…….…...……... 49

3.1. Introduction…… 49

3.2. Méthodes des différences finies (MDF)……. 49

3.3. Méthodes des éléments finis (MEF)……... 50

3.4. Méthodes des volumes finis (MVF)…… 50

3.5. Méthode numérique……... 51

3.5.1. Discrétisation des conditions aux limites thermiques……. 53

3.5.2. Discrétisation de l'équation énergétique……. 53

3.5.3. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement.……. 57

3.5.4. Discrétisation des champs de vitesse…….. 59

3.5.5. Discrétisation des conditions aux limites de vitesse……... 59

3.5.6. Algorithme de calcul…..…….. 60

Chapitre 4 : Résultats et discussions……..…… 63

4.1. Introduction…… 63

4.2. Validation……... 63

Conclusion générale……...…… 72

Référence bibliographique……... 75

Liste des figures

Figure 1.1 : Isotherme et gradient thermique……..……..……... 4

Figure 1.2 : Les trois modes de transfert de chaleur ……...…...…...…… 5

Figure 1.3 : Schéma du transfert de chaleur conductif…….……. 6

Figure 1.4 : Transfert de chaleur par convection …...……..…… 6

Figure 1.5 : Présentation de la convection dans une casserole…..…….…... 7

Figure 1.6 : Four à convection forcée…….……...…… 8

Figure 1.7 : Principe du rayonnement thermique……..……. 9

Figure 1.8 : Représenter l'exemple de diffusion……...……. 11

Figure 1.9 : Exemple pour un flux unidirectionnel suivant l'axe y……...……. 11

Figure 1.10 : Représenter le mode de convection……...…….. 12

Figure 1.11 : Exemples de Milieux Poreux : a- Sable de plage. b- Grès. c- Roche calcaire d- Pain de seigle. f- Bois de pin. e- Poumon humain……...…….…… 14

Figure 1.12 : Différent types de pores…… 15

Figure 1.13 : Classification des solides poreux selon la taille de leurs pores et leur distribution en tailles de pore (DTP)……... 16

Figure 1.14 : Description des différentes échelles des milieux poreux. (Vincent 2020)…….. 17

Figure 1.15 : Illustration des sources de dispersion mécanique (Fetter 1999)….. 18

Figure 1.16 : Volume Elémentaire Représentatif (l$< r_0 < L$)……...… 19

Figure 1.17 : Evolution de la fonction porosité au voisinage d'un point du milieu poreux (Bear 1972)…….…… 20

Figure 1.18 : Porosité d'interstice…….. 21

Figure 1.19 : Porosité de fissure……. 21

Figure 1.20 : Représentation de la tortuosité……....…….…… 23

Figure 1.21 : Cisaillement simple d'un fluide Newtonien entre deux plans parallèles ……... 26

Figure 1.22 : Les trois classes générales des fluides non-Newtoniens……...….... 27

Figure 1.23 : Allure des courbes d'écoulement en contrainte des principaux types de fluides purement visqueux……... 27

Figure 1.24 : Allure des courbes d'écoulement en viscosité des principaux types de fluides purement visqueux….……... 27

Figure 1.25 : Comportement d'un fluide dépendant du temps (contrainte de cisaillement-taux de cisaillement)…...……...…… 31

Figure 1.26 : Données montrant la thixotropie dans une suspension de boue rouge à 59 % (en poids)…….…… 32

Figure 1.27 : Nano-fluides vue au microscope électronique : éthylène glycol + cuivre 0.5% ; eau + Nanotube ; eau + alumine ; eau + or à 2nm (Ribiero Joao-Paulo, 2009)…….…….. 33

Figure 2.1 : Représentation schématique du modèle physique et du système de coordonnées (SWCNT – milieu poreux incliné saturé d'eau)…… 43

Figure 3.1 : Maillage du domaine de calcul dans (i, j)……... 52

Figure 4.1 : Comparaison entre les résultats actuels (a) et de "Sheremetet al [62]" (b) a $\phi = 0.05, G = 0, R_T = 100,\ \gamma = 0°$ et la mousse d'aluminium comme matrice solide du milieu poreux…….…….……... 64

Figure 4.2 : Lignes de courant (en haut) et isothermes (en bas) pour$R_T = 200$, $\emptyset = 0.05, \gamma = 0°$…… 65

Figure 4.3 : Variation de la valeur absolue maximale de la fonction de courant

(a) et du nombre de Nusselt gauche moyen (b) avec le nombre de Rayleigh pour $\phi = 0.05$, $\gamma = 0°$, et différentes valeurs du paramètre des effets d'inertie G ……..……. 66

Figure 4.4 : Variation de la fonction de valeur absolue maximale de la fonction de courant (a) et du nombre moyen de Nusselt gauche (b) pour$G = 0.5$, $\gamma = 0°$ avec le nombre de Rayleigh R_T , et différentes valeurs de fraction volumique des nanoparticules ϕ ……..……... 67

Figure 4.5 : Variation de la valeur absolue maximale de la fonction de courant (a) et du nombre de Nusselt gauche moyen (b) avec le nombre de Rayleigh R_T et différentes valeurs de la fraction volumique des nanoparticules ϕ , à $G = 0$, $\gamma = 0°$……. 68

Figure 4.6 : Lignes de courants pour différentes valeurs de G pour SWCNT à $R_T = 200. \phi = 0.05$, $\gamma = 0°$…….. 68

Figure 4.7 : Variation de : (a) la fonction de courant absolu maximum, et (b) le nombre de Nusselt gauche moyen avec indice de loi de puissance, n , et différentes valeurs de pourcentages ϕ à $R_T = 200$, $G = 0.5$ et $\gamma = 0°$ ……. 70

Figure 4.8 : Présentation de : (a) les lignes de courant, (b) les isothermes et (c) la viscosité apparente pour $R_T = 200$ à $G = 0.5, \phi = 0.05$, $\gamma = 0°$, $E = 0.6$, $s = 0.01$ et $a = 2$ …...…… 70

Liste des tableaux

Tableau 1.1: Porosité de quelques matériaux……. 21

Tableau 1.2: Viscosité dynamique de quelques fluides Newtoniens…...……..… 26

Tableau 1.3: Paramètres du modèle à loi de puissance pour quelques fluides non-Newtoniens…..…… 30

Tableau 1.4: Exemples des nanoparticules et ses applications, propriétés et fonctionnalités (A. Elkaiem, 2005)…… 38

Tableau 2.1: Propriétés thermophysiques du nanotube de carbone à paroi unique (SWCNT), de l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3), et eau……...…….……... 45

Tableau 4.1: Effet du paramètre d'effets inertielle G sur le nombre de Nusselt moyen et la valeur absolue maximale de la fonction de courant pour $R_T = 10^3$, $\phi = 0$ et $\gamma = 0°$ ……... 64

Tableau 4.2 : Comparaison du nombre moyen de Nusselt avec les résultats numériques précédents pour : $G = 0$, $\phi = 0$ et $\gamma = 0°$……... 64

Nomenclature

a : la diffusivité du matériau [m^2/s].

a: Coefficient du modèle de Carreau-Yasuda.

C: la capacité calorifique [J/kg.K].

C_A: concentration molaire ou massique [$kg.m^{-3}$ou $mol.m^{-3}$].

C_P : La chaleur spécifique [J/kg.K].

d_h : Le diamètre hydraulique [m].

D_{AB} : Coefficient de diffusion (ou diffusivité) du composé A dans le milieu B [$m^2.s^{-1}$].
D : Le coefficient de diffusion.

E′ : constante de temps dimensionnelle.

G: paramètre qui mesure les effets d'inertie.

Gr : Le nombre de Grashof.

$\overrightarrow{grad}$ (T) : gradient de température.

g : accélération de la pesanteur [m/s^2].

h : le coefficient de transfert thermique.

hs : Coefficient de transfert de chaleur thermique [$W.m^{-2}.K^{-1}$].

J_A: flux de diffusion du composé A [$kg.m^{-2}.s^{-1}$ ou $mol.m^{-2}.s^{-1}$].

K : perméabilité.

k : conductivité thermique [$W.\ m^{-1}.K^{-1}$].

k : la perméabilité intrinsèque et a les dimensions d'une surface [L^2].

k : constant de Boltzmann = $1{,}38\times 10^{-23}[J.K^{-1}]$.

K_M : Le coefficient de transfert de masse.

K : Consistance de fluide [$Pa.s^n$].

$\widetilde{K}$: Paramètre matériel [m].

k_{nf}: La conductivité thermique du nano-fluide.

k_f: La conductivité thermique de fluide de base.

k_s: La conductivité thermique des particules solides.

L : La longueur [m].

L′ : l' hauteur [m].

$\vec{n}$: Vecteur unitaire de la normale.

n : Indice d'écoulement.

N_A: flux global du composé A [$kg.m^{-2}.s^{-1}$ou $mol.m^{-2}.s^{-1}$].

Nu : Le nombre de Nusselt.

Nu_m : nombre de Nusselt moyen.

$\overline{Nu_L}$: Nombre de Nusselt moyen du mur gauche.

P : Pression.

Pe : Le nombre de Péclet.

Pr : Le nombre de Prandtl.

q : Densité de flux thermique [W].

Ra : Le nombre de Rayleigh.

Re : Le nombre de Reynolds.

R_T : Numéro Darcy-Rayleigh.

R_{th}: La résistance thermique de convection.

S : Aire de la section de passage du flux de chaleur [m^2] [w].

S: La surface de contact solide/fluide [m^2].

Sh : Le nombre de Sherwood.

St_{th} : Le nombre de Stanton thermique.

s : rapport des viscosités à taux de cisaillement infini à zéro, $s = \mu_\infty/\mu_0$.

T : température [k] ou [℃].

T : La tortuosité.

Ts : Température sur la surface [K] Ou [℃].

t_∞: Température du fluide loin de la surface [k] ou [℃].

$T\alpha$: Température du milieu environnant la surface [k].

T_A: flux par transport convectif du composé A [$kg.m^{-2}.s^{-1}$ou $mol.m^{-2}.s^{-1}$].

u : La vitesse moyenne du fluide [m/s].

v : La vitesse.

ν : La viscosité cinématique [m^2 /s].

V: vitesse moyenne de l'écoulement [$m.s^{-1}$].

$\vec{V}$: Vecteur vitesse.

V_s : Volume de particule solide [m^3].

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

V_T : volume total du milieu poreux.

V_A: vitesse de déplacement de A [$m.s^{-1}$].

V_{dA}: vitesse de diffusion de A [$m.s^{-1}$].

x : Variable d'espace dans la direction du flux [m].

L, H : dimensions de la cavité [m].

x, y : Coordonnées cartésiennes [m].

u, v : composantes de vitesse dans les directions x et y.

VER : Volume Elémentaire Représentatif.

MDF: Méthodes différences finies.

Al_2O_3: L'oxyde d'aluminium.

SWCNT: nanotube de carbone à paroi unique.

Symboles Grecs :

α : diffusivité thermique [$m^2\ s^{-1}$].

β : coefficient de dilatation thermique [K^{-1}].

γ : angle d'inclinaison de la cavité par rapport à l'horizontale, deg.

$\dot{\gamma}$: Taux de cisaillement [S^{-1}].

$\dot{\gamma}'$: amplitude du taux de cisaillement.

σ : Constante de Stéphan Boltzmann 5.67.10. σ^{-8} [W.K^{-4}. m^{-1}].

λ : Conductivité thermique du milieu [W.m^{-1}.℃$^{-1}$].

λ : Coefficient de conductibilité thermique [W/m.K].

ε : Porosité.

ε : Facteur d'émission de la surface.

μ : La viscosité dynamique [kg. m^{-1}.s^{-1}].

μ_{nf} : La viscosité dynamique du nano-fluide.

μ_a: viscosité apparente du nanofluide non newtonien [kg. m^{-1}.s^{-1}].

μ_f : La viscosité dynamique du fluide base.

μ_0 : viscosité dynamique à taux de cisaillement nul.

μ_∞: La viscosité pour un cisaillement infini.

$\tilde{\mu}$: Viscosité équivalente dans le modèle de Brinkman [Kg m^{-1} s^{-1}].

Φ: Flux thermique [W].

Φ : Flux de chaleur transmis par conduction [W].

ϕ : fraction volumétrique des nanoparticules.

ψ : La sphéricité de la particule.

Ψ : fonction de courant [m^2.s^{-1}].

θ : Température.

τ : temps [s].

τ : Contrainte de cisaillement [N/m^2 ou Pa].

τ_0 : Contrainte de seuil (fluide viscoplastique) [N/m^2 ou Pa].

$\frac{\partial T}{\partial n}$: Dérivée de la température le long de la normale.

ΔT : différence de température [K].

$\Delta C_{A:}$: Variation de concentration en composé A [kg.m^{-3} ou mol.m^{-3}].

Δy: Distance de transfert ou épaisseur [m].

Indices :

0 : valeur de référence.

c : chaud.

C : critique.

C_f : coefficient de Forchheimer.

f : froid.

f: fluide.

h: hydraulique.

max : maximum.

n_f : nano-fluide.

P : poreux.

p : nanoparticule.

s : Solide.

th : thermique.

Introduction Générale

Dans un milieu poreux, quand un fluide saturant à plusieurs composants est soumis à des gradients de densité causés par des variations locales de température et de concentration, des forces volumiques dues aux champs de gravité induisent un mouvement convectif : c'est la convection naturelle thermosulutale.

De nombreux scientifiques ont manifesté leurs intérêt pour l'étude de la convection naturelle dans les milieux poreux a une importance fondamentale et trouve des applications de nombreux domaines comme : (géophysique, pollution de l'air, diffusion souterraine des polluants, isolation thermique, extractions pétrolières).

La plupart des études existant traitent de la convection d'origine thermique et basées sur le modèle mathématique sur l'équation de Darcy-Brinkman-Forchheimer.

Les travaux de la recherche expérimentaux et théorique liés à l'amélioration du transfert de chaleur à l'aide des nanofluides sont des solutions colloïdales constituées de particules de taille nanométriques en suspension dans un liquide porteur. Ce type de solution suscite un grand intérêt depuis la découverte de leurs propriétés thermiques particulières, afin d'augmenter la conductivité thermique effective et améliorer ces performances thermiques. Ainsi que, les fluides non newtoniens possèdent des propriétés rhéologiques très varié avec le taux de cisaillement (loi de puissance).

L'objectif de cette étude est la simulation numérique de la convection thermosulutale. Le modèle de Forchheimer et l'approximation de Boussinesq seront prises en considération dans la formulation du problème, leurs résolutions sont rendues possibles grâce à l'utilisation de méthode numériques, ce travail basé sur la méthode des différences finies.

Dans le but de comprendre comment le transfert de chaleur par convection naturelle est affecté par les milieux poreux et les nanofluides (Al_2O_3-eau, SWCNT-eau) non newtonien, l'accent dans cette mémoire est mis sur une cavité poreuse où les implications des nombres de Rayleigh, l'effet d'inertie G, ainsi la fraction volumique des nanoparticules sur le champ d'écoulement. Le transfert de chaleur et d'autre éléments importants (isothermes, nombre de Nusselt local et moyen) sont ainsi étudiés.

Ce présent manuscrit comporte en plus d'une introduction générale et quatre chapitres essentiels.

Le premier chapitre est consacré à des notions générales sur le transfert de chaleur et de masse et les fluides non-newtonien, la présentation du milieu poreux et ses caractéristiques et les Propriétés thermo-physiques des nano-fluides.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de la géométrie du problème étudié, les hypothèses simplificatrices, et les conditions initiales et aux limites, la formulation mathématique du problème (l'équation de continuité, de la quantité de mouvement et de l'équation de l'énergie).

Dans le troisième chapitre nous avons donné un aperçu sur la méthode des différences finies utilisée dans le code de calcul pour la discrétisation et la résolution numériques de ses équations.

Le quatrième chapitre est consacré à la présentation et à la discussion des résultats numériques obtenus.

On termine notre travaille par une conclusion générale et les perspectives.

Chapitre 1:

Des notions Générales

1.1. Introduction:

La convection thermosolutale est un phénomène complexe qui implique le transfert simultané de masse et de chaleur à travers un milieu poreux ou un fluide, les milieux poreux agissent comme des matrices à travers lesquelles les fluides peuvent s'écoule, tandis que les nanofluides et les fluides non newtoniens ajoutent des caractéristiques particulières à ce processus. L'utilisation de nanofluide qui sont des suspensions de nanoparticules dans un liquide, les nanoparticules ajoutées peuvent améliorer les propriétés thermiques et hydrauliques du fluide, augment ainsi l'efficacité des processus de transfert de chaleur et de masse. De plus, les fluides non newtoniens, tels que les fluides viscoélastiques ou les fluides à seuil de cisaillement, peuvent également influencer la dynamique de la convection thermosolutale dans les milieux poreux en raison de leurs comportements rhéologiques complexes.

1.2. Transfert thermosolutale:

Le transfert thermosolutale est un phénomène qui se produit dans des milieux poreux et fluides confinés, simultané de chaleur et de masse dans un fluide. Il est causé par la présence de gradients de température et de concentration dans le fluide, et les faces considérées comme adiabatiques et imperméables.

1.3. Transferts de chaleur :

1.3.1. Définitions :

La chaleur est liée à l'énergie thermique. L'énergie thermique provient du mouvement de minuscules particules à l'intérieur de toute matière. Tous les solides, liquides et gaz sont constitués de petites particules, tels les atomes et les molécules. Ces particules ont une énergie cinétique et sont en mouvement constant. Lorsque ces particules se déplacent plus rapidement. La quantité d'énergie thermique augmente. Ils jouent un rôle essentiel en thermodynamique. Deux corps ayant la même température sont dits en équilibre

thermique. Si leur température est différente, le corps le plus chaud cède de l'énergie au corps le plus froid : il y a alors transfert de chaleur. [1]

1.3.2. Champ de température :

Les transferts d'énergie sont déterminés à partir de l'évolution dans l'espace et dans le temps de la température : T = f (x,y,z,t). La valeur instantanée de la température en tout point de l'espace est un scalaire appelé champ de température. Nous distinguerons deux cas [2] :

- Champ de température indépendant du temps : le régime est dit permanent ou stationnaire.
- Evolution du champ de température avec le temps : le régime est dit variable ou transitoire.

1.3.3. Gradient de température :

Si l'on réunit tous les points de l'espace qui ont la même température, on obtient une Surface dite surface isotherme. La variation de température par unité de longueur est maximale le long de la normale à la surface isotherme. Cette variation est caractérisée par le gradient de température [3] :

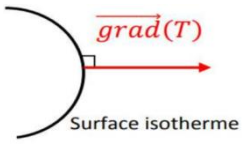


Figure 1.1: Isotherme et gradient thermique.

$$\overrightarrow{grad}(\mathrm{T}) = \vec{\mathrm{n}}\frac{\partial \mathrm{T}}{\partial \mathrm{n}} \qquad (1.1)$$

1.3.4. Flux de chaleur :

La chaleur s'écoule sous l'influence d'un gradient de température par conduction des hautes vers les basses températures. La quantité de chaleur transmise par unité de temps et par unité d'aire de la surface isotherme est appelée densité de flux de chaleur [4].

$$\phi = \left(\frac{1}{S}\right)\left(\frac{dQ}{dt}\right) \qquad (\mathrm{W.\,m^{-2}}) \qquad (1.2)$$

Où S est la surface de l'aire. On appelle flux de chaleur la quantité de chaleur transmise sur la surface S par unité de temps :

$$\phi = \left(\frac{dQ}{dt}\right) \quad (W) \tag{1.3}$$

1.3.5. Les modes du transfert de chaleur :

Le transfert de chaleur est une science complexe et vaste, Il y a trois modes de base de transfert de chaleur :

- Conduction thermique.
- Convection thermique.
- Rayonnement thermique.

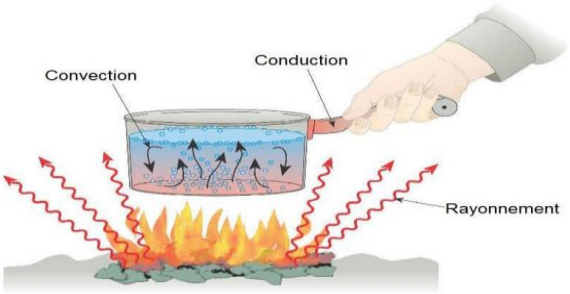


Figure 1.2 : Les trois modes de transfert de chaleur [5].

1.3.5.1. Conduction thermique :

C'est le transfert de chaleur au sein d'un milieu opaque, sans déplacement de matière, sous l'influence d'une différence de température. La propagation de la chaleur par conduction à l'intérieur d'un corps s'effectue selon deux mécanismes distincts : une transmission par les vibrations des atomes ou molécules et une transmission par les électrons libres [2].

Jean-Baptiste Joseph Fourier propose en [1822]. La loi de conduction connue sous son nom. Cette relation indique que le flux de chaleur est proportionnel au gradient de température se fait dans la direction des températures décroissantes [6].

La loi de Fourier dit :

$$\vec{\phi} = -\lambda \overrightarrow{grad} T \tag{1.4}$$

Ou sous forme algébrique :

$$\phi = -\lambda S \frac{\partial T}{\partial x} \tag{1.5}$$

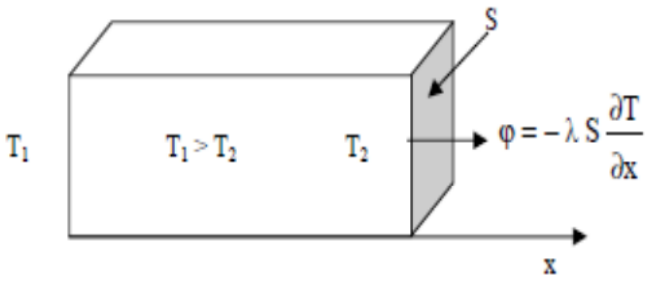


Figure 1.3 : Schéma du transfert de chaleur conductif.

1.3.5.2. Convection thermique :

La convection est le mode de transfert qui implique le déplacement d'un fluide gazeux ou liquide (écoulement) et échange avec une surface qui est à une température différente. Il a donc tendance à s'élever pour flotter au-dessus des régions froides plus dense. Ces explique l'apparition de boucles convectives. Ce brassage permet de chauffer toute une pièce avec un seul radiateur ou tout un volume d'eau en ne chauffant que la base de la casserole [7].

On peut schématiquement représenter la convection comme ci-dessous :

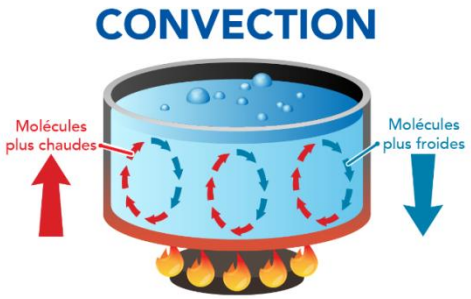


Figure 1.4 : Transfert de chaleur par convection.

Ce mécanisme de transfert est régi par la loi de Newton :

$$q = h(t_s - t_\infty) \tag{1.6}$$

1.3.5.2.1. Les types de convection thermique :

A. La convection naturelle :

C'est celle dans laquelle le mouvement du fluide est créé par des différences de densité, celles -mêmes dues à des différences de température existant dans le fluide. La convection naturelle dans laquelle le mouvement résulte de la variation de la masse volumique du fluide avec la température ; cette variation crée un champ de forces gravitationnelles qui conditionne les déplacements des particules fluide. La convection naturelle est due au contact du fluide avec une paroi plus chaude ou plus froide et qui crée des différences de masse volumique, génératrice du mouvement au sein du fluide. On retrouve dans plusieurs applications industrielles ce mode de transfert de chaleur, Par exemple, dans les échangeurs de chaleur où deux fluides en mouvement, séparés par une paroi solide s'échange de l'énergie [8].

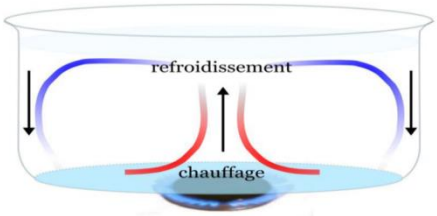


Figure 1.5 : Présentation de la convection dans une casserole.

B. La convection forcée :

La convection forcée dans laquelle le mouvement est provoquée par un procédé mécanique indépendant des phénomènes thermiques ; c'est donc un gradient de pression extérieur qui provoque les déplacements des particules du fluide. L'étude de la transmission de chaleur par convection est donc étroitement liée à celle de l'écoulement des fluides.

La convection est dite forcée quand il existe une cause du mouvement autre que les variations de températures du fluide, cette cause étant la seule à prendre en compte en raison de son importance relative [8].

$$\phi_{1\to2} = hS(T_1 - T_2) = \frac{T_1 - T_2}{R_{th}} \tag{1.7}$$

Autrement écrit :

$$\phi = h(T_1 - T_2) \tag{1.8}$$

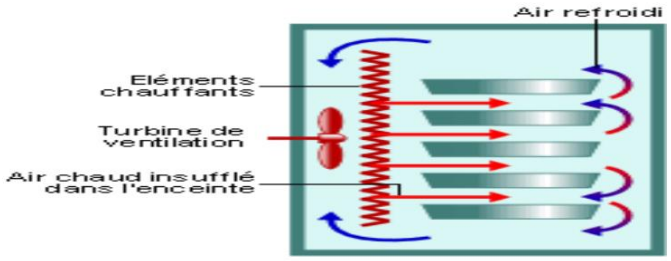


Figure 1.6 : Four à convection forcée [9].

C. La convection mixte :

La convection mixte est un mode de transfert thermique dans lequel les effets de la convection naturelle et de la convection forcée sont tous deux importants. La convection naturelle est causée par des différences de densité dans le fluide.

Il existe une cause externe au mouvement du fluide mais insuffisante pour que la poussée d'Archimède puisse être négligée (frontière entre la convection libre et la convection forcée) c'est le cas des transferts de chaleur dans un habitacle d'automobile : L'air est soufflé dans l'habitacle par un ventilateur, mais la poussée d'Archimède n'est pas négligeable, surtout lorsqu'on se place loin des entrées d'air [8].

1.3.5.3. Rayonnement:

C'est un transfert d'énergie électromagnétique entre deux surfaces (même dans le vide). Dans les problèmes de conduction, on prend en compte le rayonnement entre un solide et le milieu environnant. Ils sont émis par un corps chaud, tel que le soleil, et échauffent le corps qui les reçoit. On retiendra que le rayonnement thermique émis par les corps se situe entre k (10^{-7} m et 10^{-4} m) et se divise en deux : le spectre visible, le spectre invisible. Exprimer la relation suivante [10] :

$$\Phi = \varepsilon.\sigma.S\,(T_s^4 - T_\alpha^4) \tag{1.9}$$

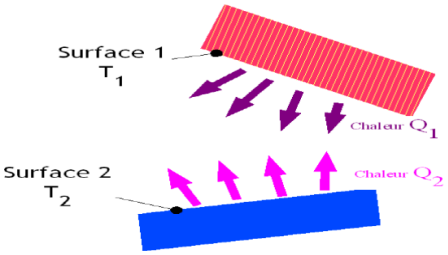


Figure 1.7 : Principe du rayonnement thermique.

1.3.6. Nombre de transfert de chaleur :

- **Le nombre de Nusselt :**

Le nombre de Nusselt (Nu) correspond au rapport entre le transfert thermique total et le transfert thermique par conduction [11] :

$$\mathrm{Nu}=\frac{q_{total}}{q_{conduction}}=\frac{hL_c}{K} \tag{1.10}$$

- **Le nombre de Grashof :**

Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. Ce nombre porte le nom de Franz Grashof, ingénieur allemand. On définit le nombre de Grashof de la manière suivante [12]:

$$\mathrm{Gr}=\frac{g\beta\Delta T.L^3}{\nu^2} \tag{1.11}$$

- **Le nombre de Prandtl :**

Il représente le rapport entre la diffusion de la quantité de mouvement ($\nu = \mu/\rho$) (viscosité cinématique) et la diffusion de la quantité de chaleur (diffusivité thermique) [12]:

$$\mathrm{Pr}=\frac{\nu}{a}=\frac{\nu}{\lambda/\rho c} \tag{1.12}$$

- **Le nombre de Peclet :**

Il représente le rapport du transfert par convection forcée et du transport par diffusion (thermique ou massique). Dans la pratique, Il est équivalent parfois au produit du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl dans le cas du transfert thermique et au produit du nombre de Reynolds avec le nombre de Schmidten transfert massique, dans lequel on

remplace le diamètre hydraulique d_h par une dimension linéaire l_p caractéristique du solide [12]:

$$\mathrm{Pe} = \frac{ul_p}{a} = Re.\mathrm{Pr} = \frac{u.d_h}{v}\frac{v}{\lambda/\rho c} \tag{1.13}$$

- **Le nombre de Rayleigh:**

Il exprime le rapport entre les forces de poussées par les effets visqueux et la diffusion thermique. Il caractérise la vigueur de la convection naturelle. Pour une condition de température imposée (Dirichlet), le nombre de Rayleigh est la combinaison du nombre de Grashof et du nombre de Prandtl, Il s'écrit [12]:

$$Ra = \frac{g.\beta.\Delta T.L^3}{a.v} = Pr.Gr \tag{1.14}$$

- **Le nombre de Stanton thermique :**

Le nombre de Stanton thermique (St_{th}) correspond au rapport entre le transfert thermique total et le transfert thermique par convection [11]:

$$St_{thermique} = \frac{q_{total}}{q_{convection}} = \frac{h}{v\rho c_p} \tag{1.15}$$

1.4. Transferts de masse :

1.4.1. Définitions :

Le transfert de masse est un processus par lequel la matière est transférée d'un endroit à un autre, le transfert massique, basée 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'interférences [13].

1.4.2. Les modes du transfert de masse :

1.4.2.1. Diffusion :

La diffusion est un processus lent : les molécules migrent dans un solide ou dans un fluide considéré comme immobile (écoulement laminaire). Exemple : diffusion des molécules de Sucre, dispersion par agitation moléculaire suivant des trajectoires aléatoires entre les molécules d'eau [14].

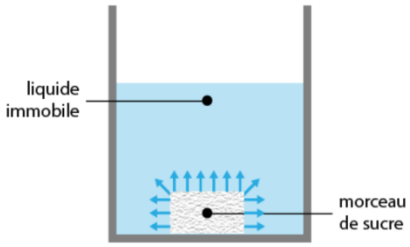


Figure 1.8 : représenter l'exemple de diffusion.

- **Loi de fick :**
- **1ère loi de fick (diffusion) :**

Formule générale - écriture vectorielle (flux suivant les 3 directions de l'espace) :

$$\overrightarrow{J_I} = -D_{AB} \cdot \overrightarrow{grad} C_A \tag{1.16}$$

Formule pour un flux unidirectionnel (ici suivant l'axe y) :

$$J_A = -D_{AB} \cdot \frac{dc_A}{dy} = -D_{AB} \cdot \tag{1.17}$$

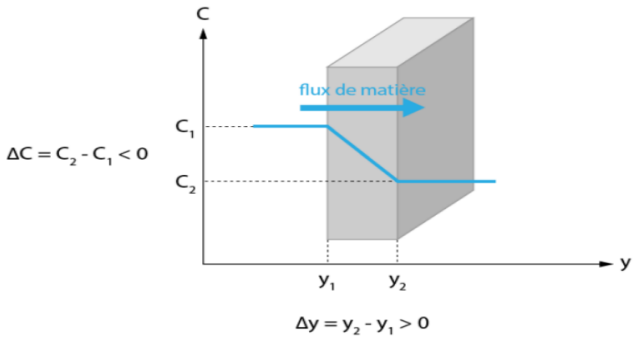


Figure 1.9 : exemple pour un flux unidirectionnel suivant l'axe y.

La 1ère loi de Fick pour le calcul d'un flux diffusif assume que la diffusion de matière résulte uniquement d'un gradient de concentration. En réalité, la diffusion peut aussi résulte

d'un gradient de température, de pression ou d'une force externe. Cependant, dans la plupart des cas, ces effets sont négligeables et la force motrice dominante est le gradient de concentration [14].

- **2ème loi de Fick (diffusion +convection)**

La 2ème loi de fick prend en compte le transport par le mouvement moyen du fluide.

$$\overrightarrow{V_A} = \overrightarrow{V_{dA}} + \vec{V} \tag{1.18}$$

Le flux global de composé A (N_A) résulte de la somme du flux diffusif (J_A) et du flux par transport convectif (T_A) :

$$\overrightarrow{N_A} = \overrightarrow{J_A} + \overrightarrow{T_A} \tag{1.19}$$

Avec :

$$\overrightarrow{T_A} = C_A \cdot \vec{V} \tag{1.20}$$

1.4.2.2. Convection :

La convection est un processus rapide : les molécules sont entraînées dans un courant de fluide naturel ou forcé (convection naturelle ou forcée). Exemple : l'agitation avec une cuillère est une convection forcée [14].

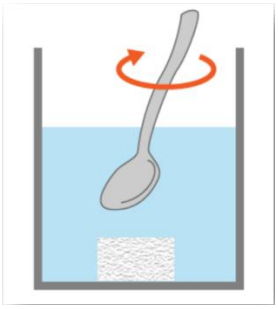


Figure 1.10 : Représenter le mode de convection.

1.4.3. Nombre de transfert de masse :

- Le nombre de Sherwood :

Le nombre de Sherwood (Sh) correspond au rapport entre le transfert massique total et le transfert de masse par diffusion [11].

$$Sh = \frac{J_{Total}}{j_{diffusion}} = \frac{L_c V}{D} \quad (1.21)$$

- Le nombre de péclet :

Le nombre de péclet massique (pe_M) correspond au rapport entre le transfert massique par convection et le transfert de masse par diffusion [11].

$$Pe_M = \frac{j_{convection}}{j_{diffusion}} = \frac{L_{c.V}}{D} \quad (1.22)$$

- Le nombre de Stanton :

Le nombre de Stanton massique (st_M) correspond au rapport entre le transfert massique total et le transfert de masse par convection [11].

$$St_{massique} = \frac{j_{total}}{j_{convection}} = \frac{K_M}{V} \quad (1.23)$$

1.4.4. Coefficient de diffusion :

Le coefficient de diffusion est défini pour un composé dans un milieu : est le coefficient de diffusion du composé dans le milieu Il dépend de la pression et de la température. Les coefficients de diffusion peuvent être trouvés dans la littérature ou calculés à l'aide de corrélations [14].

$$D = \frac{j}{\rho \Delta S} \quad (1.24)$$

1.5. Milieux poreux :

1.5.1. Définition :

Un milieu poreux est une substance (matrice) solide qui contient des vides ou des cavités à travers lesquelles le liquide peut s'écouler. Ces espaces vides sont appelés pores, et ces espaces peuvent ou non être reliés les uns aux autres, et il existe de nombreux matériaux poreux dans la nature ou l'industrie [15]. Le milieu poreux est caractérisé essentiellement par deux propriétés microscopiques interconnectées, la première est la porosité et la deuxième est la perméabilité.

On peut citer plusieurs exemples où les milieux poreux jouent un rôle important comme dans [16] :

La science du sol : le sol contient et transporte de l'eau et les nutriments pour les plantes.

Le génie chimique : le milieu poreux intervient comme filtre ou lit pour les catalyseurs.

L'industrie pétrolière : les roches réservoirs conservent le pétrole brut et le gaz naturel.

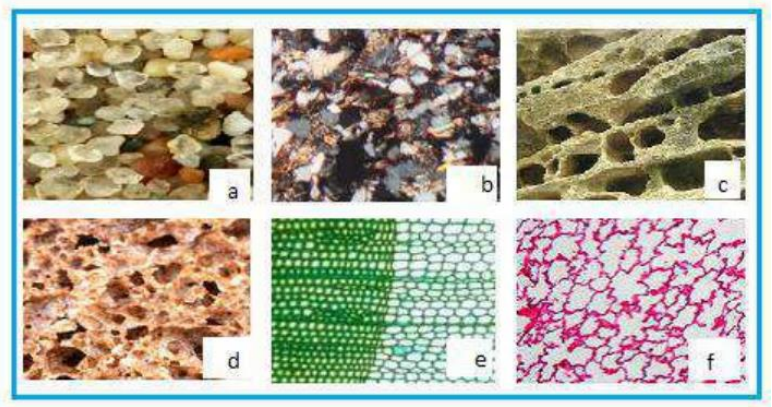


Figure 1.11 : Exemples de Milieux Poreux : a- Sable de plage. b- Grès. c- Roche calcaire d- Pain de seigle. f- Bois de pin. e- Poumon humain.

1.5.2. Type de milieu poreux :

La porosité peut avoir diverses origines, propre au matériau et à son évolution dans le temps, ce qui conduit à des pores de taille et de géométrie différentes, plus ou moins interconnectés.

1.5.2.1. Selon la forme et l'origine des pores :

On distingue ainsi la porosité de pores (ou « porosité primaire ») et la porosité de fissures (ou « porosité secondaire »).

Un pore est un espace dont les dimensions dans les trois directions de l'espace sont similaires, il peut s'agir de l'espace entre les grains d'une roche sédimentaire (gravier ou sable par exemple) ou d'espaces internes au matériau (dans le charbon, les schistes ou le charbon de bois par exemple).

Une fissure est un espace vide dont la dimension dans une direction de l'espace est nettement inférieure à celles dans les deux autres. La porosité de fissure provient des contraintes mécaniques ou thermiques subies par le matériau au cours des âges (ou à la suite de travaux qui ont perturbé l'équilibre de compression/décompression). Une forte

porosité secondaire augmente la vitesse de transit du fluide et diminue les capacités de filtration/rétention du substrat. Dans l'industrie pétrolière et gazière ou dans d'autres contextes (ex : stimulation d'un captage par forage d'eau), la fracturation hydraulique de la roche vise à en augmenter la « porosité de fracture » : résultant en une augmentation de la macro-porosité, et un amoindrissement de la micro-porosité La métallurgie des poudres permet (par frittage) de produire des métaux poreux Une autre forme de porosité peut résulter d'une condensation de « lacunes » dans un cristal. Il s'agit en général de pores fermés, situés au sein d'un cristal ou à ses interfaces joint de grain (interface métal/oxyde...), qui nécessitent des techniques de mesure de taux de porosité spécifiques [14].

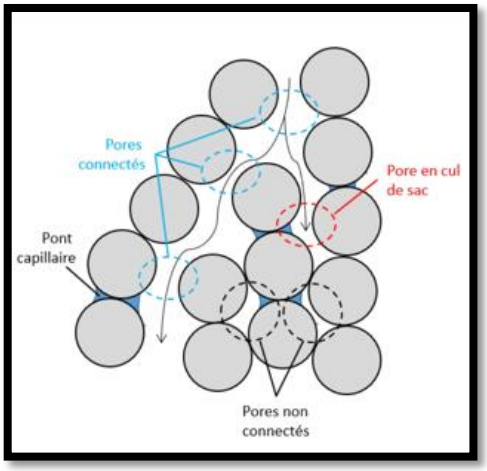


Figure 1.12 : Différent types de pores

1.5.2.2. Selon la taille des pores :

On peut distinguer les pores par la taille, et ainsi l'IUPAC définit les porosités suivantes [14] :

- Microporosité : relatif aux pores dont le diamètre n'excède pas les 2 nanomètres.
- Mésoporosité : relatif aux des pores dont le diamètre est compris entre 2 et 50 nanomètres.
- Macroporosité : relatif aux des pores dont le diamètre est supérieur à 50 nanomètres.

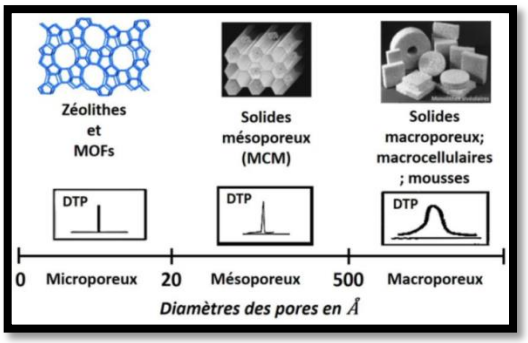


Figure 1.13 : Classification des solides poreux selon la taille de leurs pores et leur distribution en tailles de pore (DTP).

1.5.2.3. Selon la nature des pores :

Elles peuvent capter et stocker des gaz ou liquides. On les dit « roches réservoirs » Ce fluide peut être du gaz naturel, du pétrole, du bitume ou de l'eau ; il peut être arrivé naturellement (réserves naturelles de pétrole ou de gaz) ou avoir été injecté par l'homme (stockages souterrains) [14].

1.5.3. Classification de milieu poreux :

1.5.3.1. Milieu poreux granulaire :

Le milieu poreux granulaire typique est l'empilement de billes de verre ou de grains de sable ou autres éléments sous forme de fibres (amiante, laine de verre, coton, laine), et la connexité de l'espace poreux est évidemment totale pour les empilements granulaires [17].

1.5.3.2. Milieu poreux consolidé :

Dans le milieu poreux consolidé l'espace poreux est plutôt (creusé) dans la matrice solide comme dans les céramiques, les poudres frittés et les tissus végétaux, dans ce cas, l'espace poreux peut être constitué en partie de cavités non contactées entre elle qu'on appelle porosité occluse [17].

1.5.4. Echelles et lois de l'écoulement dans les milieux poreux :

Il existe plusieurs niveaux de description des écoulements en milieux poreux, dont la taille et le nombre peuvent varier en fonction des matériaux et des applications considérées De

Boer [2000] et Zhang, et al [2000]. Cependant, on admet généralement au moins trois échelles de description (Figure1.14) [17].

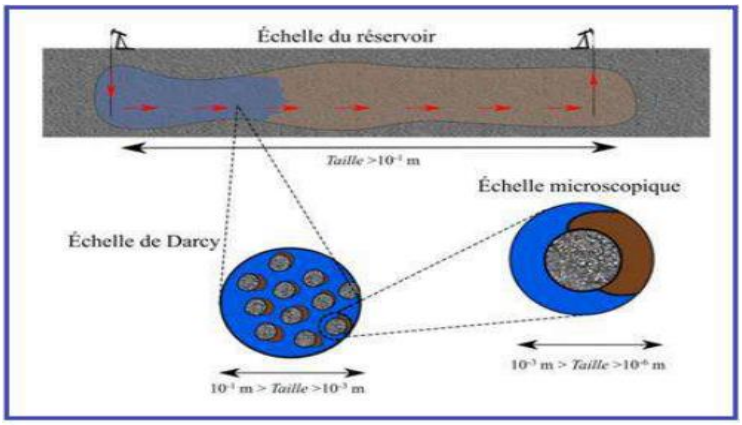


Figure 1.14 : Description des différentes échelles des milieux poreux. (Vincent 2020).

I.5.4.1. Echelle microscopique :

L'échelle microscopique aussi désignée par échelle du pore : c'est l'échelle la plus petite du milieu poreux (du micromètre au millimètre) au sens où elle prend explicitement en compte la géométrie (complexe) du squelette solide et le caractère multiphasique des écoulements : les phases et les interfaces sont identifiables ; une description à l'échelle du pore ne représente que peu d'intérêt, soit parce que les applications sont plus orientées vers une description globale des propriétés du milieu poreux, soit parce que décrire la résolution du problème à partir de l'échelle microscopique est difficile à mettre en œuvre du fait de la géométrie complexe de cette échelle et des ressources nécessaires à la résolution pore par pore [17] .

- **Dispersion mécanique en milieu poreux :**

Ce phénomène de mélange est lié à l'hétérogénéité des vitesses dans l'écoulement à l'échelle microscopique. Les trois causes principales de dispersion mécanique sont illustrées sur la Figure (1.15) :

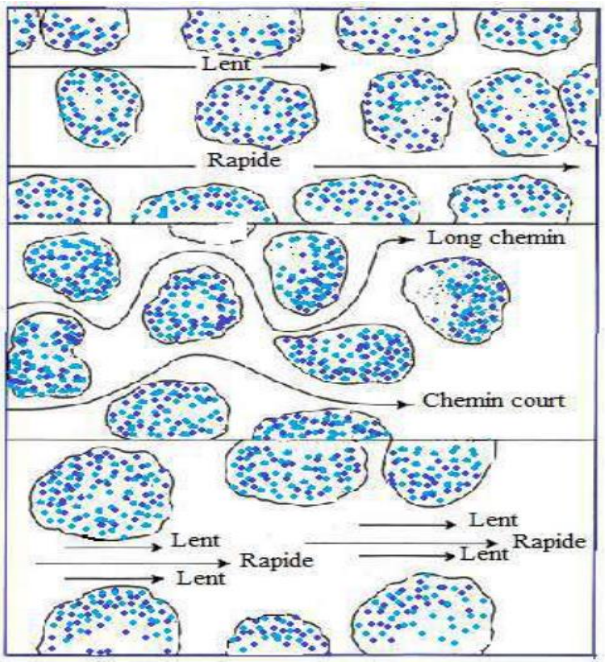


Figure 1.15 : Illustration des sources de dispersion mécanique (Fetter 1999).

• Certains pores ont une ouverture plus grande, ce qui engendre des vitesses plus élevées.

• Certains chemins plus longs que d'autres induisent un retard, donc une vitesse plus faible.

• Les particules proches des parois se déplacent moins vite que celles situées dans l'axe des pores, comme l'illustre la formule de Poiseuille pour une conduite cylindrique.

I.5.4.2. Echelle macroscopique :

L'échelle macroscopique (aussi désignée par échelle de Darcy): C'est l'échelle usuelle de description du milieu poreux (du millimètre à la dizaine de centimètres). Pour la plupart des problèmes d'ingénierie. De ce fait, une résolution du problème à l'échelle de Darcy fait intervenir des variables d'état macroscopiques : en chaque point du domaine, les grandeurs physiques résultent d'une moyenne sur un volume minimal du matériau poreux appelé VER, choisi de façon à ce que ses propriétés soient représentatives de milieu [17].

❖ **Notion de Volume Elémentaire Représentatif (VER) :**

La notion de Volume Elémentaire Représentatif (VER) (Figure 1.16), consiste à associer à un point mathématique les propriétés d'un volume suffisamment représentatif pour définir

ou mesurer des propriétés moyennes du milieu Ce volume élémentaire représentatif (VER) contenant un grand nombre de pores. L'échelle du pore d varie généralement de 0.05 µm pour les nano pores, à 0.5 mm pour les macro-pores. Or, la distribution des pores et des grains est généralement très irrégulière, ce qui induit des irrégularités dans la mesure des variables dépendantes (vitesse, pression, température, etc.) à l'échelle microscopique [Bear, 1972]. Cependant, cette variable conservative est souvent considérée comme une valeur moyenne mesurée sur un volume élémentaire représentatif (échelle macroscopique) qui renferme un certain nombre de pores. A cette échelle, la grandeur moyenne varie d'une manière régulière dans le temps et dans l'espace (Figure 1.17); ce qui permet un traitement théorique plus approprié des principes de conservation.

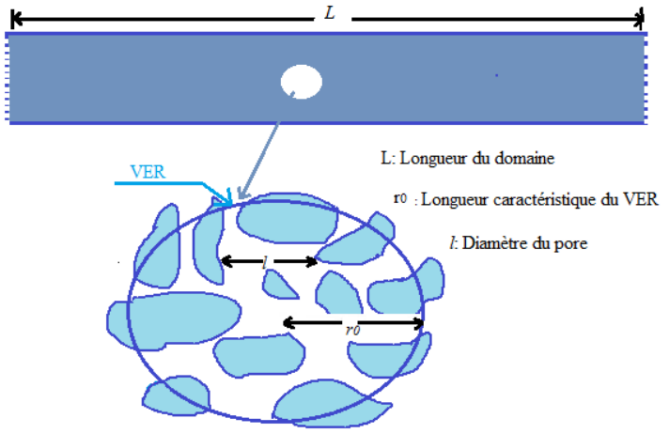


Figure 1.16 : Volume Elémentaire Représentatif ($l < r_0 < L$).

Le volume élémentaire représentatif peut-être défini comme le fait de Marsily (1981) qui doit respecter nécessairement les conditions suivantes :

- Les dimensions du VER sont généralement grandes par rapport à la taille du grain.
- Les VER doivent cependant être suffisamment petits pour que les variations d'un paramètre dans le domaine d'étude puissent être représentées par des fonctions continues.

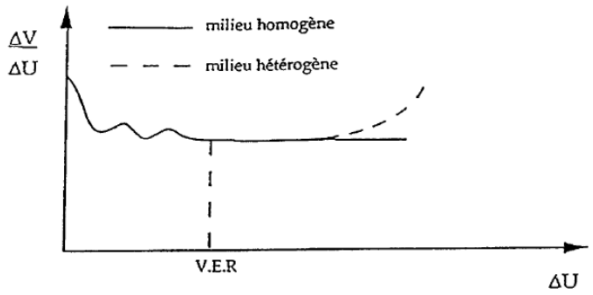


Figure 1.17 : Evolution de la fonction porosité au voisinage d'un point du milieu poreux (Bear [1972]).

1.5.4.3. Grande échelle :

La grande échelle est l'échelle du milieu étudié dans son ensemble (de la dizaine de centimètre au kilomètre). L'étude de ces milieux fait généralement appel à une approche combinée de données géostatistiques et de simulations numériques des équations moyennées de l'échelle de Darcy sur des zones de propriétés constantes [17].

1.5.5. Les paramètres de milieu poreux :

1.5.5.1. Porosité :

La porosité d'un milieu poreux notée ε, est la fraction du volume moyen du milieu poreux occupé par les espaces vides. L'espace vide est égale au rapport du volume total du milieu poreux V duquel on soustrait le volume de la matrice solide Vs par le volume total du milieu poreux V_T [18].

$$\varepsilon = \frac{(V_T - V_S)}{V_T} \qquad (1.25)$$

On a des mesures expérimentales faites par Kaviany sur tableau (1.1) ci-dessous :

Tableau 1.1: Porosité de quelques matériaux.

Matériaux	Porosité
Matériau mousseux	0.98
Fibre de verre	0.88-0.93
Fil à tisser	0.68-0.76
Grains de silice	0.65
Cuir	0.56-0.59
Catalyseur	0.45
Sphère bien empilée	0.36-0.43
Terre	0.43-0.54
Sable	0.37-0.50
Briques	0.12-0.34

Les formes de porosité : on a peut-être de deux formes de porosité :

- La porosité d'interstice (figure1.18).
- La porosité de fissure (figure1.19).

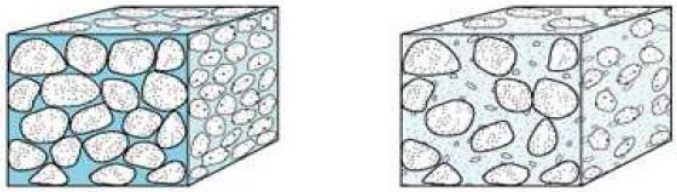


Figure 1.18 : Porosité d'interstices.

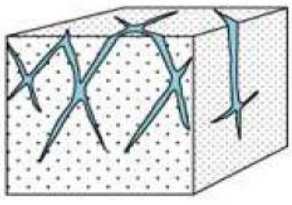


Figure 1.19 : Porosité de fissure.

1.5.5.2. Perméabilité :

La perméabilité traduit la facilité avec laquelle le fluide s'écoule dans le milieu poreux sous l'effet d'un gradient de pression. La perméabilité notée K dépond uniquement de la porosité et de la géométrie de la matrice solide. La relation de Kozeny-Carmen (1937), donne une estimation de la perméabilité K pour un milieu poreux non consolidé constitué d'éléments identiques de géométrie simple [19].

$$K = \frac{d^2 \varepsilon^2}{36 C_0 \ (1-\varepsilon)^2} \quad (1.26)$$

Où d désigne une dimension caractéristique des éléments constituant la matrice poreuse et C_0 une constante dépondant de la forme des grains ($3.6<C_0<5$). Ergun [20].

- **Types de perméabilité :**

Il existe plusieurs types de perméabilité en fonction de la nature du fluide et du milieu poreux en question. Voici quelques exemples [21] :

a) Perméabilité intrinsèque : C'est la perméabilité d'un milieu poreux à un fluide donné, déterminée en l'absence d'autres fluides.

b) Perméabilité absolue : C'est la perméabilité d'un milieu poreux à un fluide donné, mesurée en présence de tous les fluides qui peuvent être présents.

c) Perméabilité relative : C'est la perméabilité d'un fluide dans un milieu poreux comparée à la perméabilité de l'eau. La perméabilité relative est utilisée pour décrire le comportement d'un fluide dans un réservoir pétrolier, elle exprime d'une manière générale comme suit :

$$K = \frac{K.g}{v} \quad (1.27)$$

d) Perméabilité effective :

C'est la perméabilité d'un milieu poreux pour un fluide donné lorsque la porosité est partiellement remplie par un autre fluide. Par exemple, la perméabilité effective d'un aquifère contenant de l'eau et de l'huile dépendra de la proportion d'eau et d'huile présente dans le port.

Ces différents types de perméabilité peuvent être mesurés expérimentalement ou calculés à l'aide de modèles mathématiques, en fonction des propriétés du milieu poreux et des fluides impliqués [22].

1.5.5.3. Viscosité effective :

La viscosité effective d'un milieu poreux dépend des propriétés des fluides qui remplissent les pores de la roche ainsi que des caractéristiques géométriques de la structure poreuse.

Si le fluide dans les pores de la roche est un seul fluide homogène avec une viscosité constante, alors la viscosité effective du milieu poreux est égale à la viscosité du fluide remplissant les pores. Dans ce cas, on peut écrire :

$$\mu_{ef} = \mu_{fl} \tag{1.28}$$

Cependant, dans la plupart des cas, le milieu poreux contient plusieurs fluides ayant des propriétés différentes, tels que l'eau, l'huile et le gaz. Dans ce cas, la viscosité effective du milieu poreux doit être calculée en prenant en compte la fraction volumique de chaque fluide ainsi que leur viscosité respective, une formule couramment utilisée pour calculer la viscosité effective d'un milieu poreux est la loi de Darcy-Weisbach [21].

1.5.5.4. La tortuosité :

La tortuosité T schématisée en Figure (1.20) est une propriété sans dimension que l'on définit pour caractériser un milieu poreux. Le facteur de tortuosité T égale au rapport de la longueur L réellement parcourue par le fluide dans le milieu poreux et de la hauteur L' de l'échantillon. Walsh et Brace [1984]. On a donc [17] :

$$T = \frac{L}{L'} \geq 1 \tag{1.29}$$

Pour une géométrie simple de tubes parallèles à l'écoulement T=1.

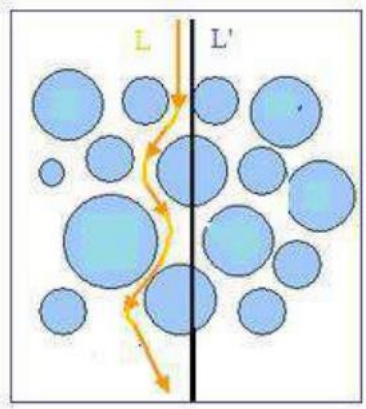


Figure 1.20: Représentation de la tortuosité.

1.5.6. Modèles d'écoulement en milieu poreux :

Les lois des écoulements en milieu poreux ne constituent que des approximations. On s'intéresse en général qu'aux phénomènes à l'échelle macroscopique. Plusieurs lois phénoménales sont utilisées [23].

a. Loi de Darcy [1856] :

La dynamique des fluides homogènes dans, les milieux poreux, est décrite par la loi de Darcy, établie en [1856] sur des fondements expérimentaux. Cette loi, établie à partir d'écoulements unidirectionnels sur des colonnes de sables, a mis en évidence la proportionnalité du gradient de pression appliqué et le débit d'eau traversant la colonne de sable. Depuis, les sciences hydrogéologiques sont basées sur la loi de Darcy même pour les écoulements multidirectionnels. Elle s'écrit :

$$\vec{\nabla} p = -\frac{\mu}{k} \tag{1.30}$$

Où V est la vitesse de filtration, μ est la viscosité dynamique du fluide, K est la perméabilité du milieu poreux et P le gradient de pression appliqué. μ est insuffisances réside dans le fait qu'elle ne peut pas traduire l'influence de la nature du fluide sur l'écoulement notamment près des parois. En effet, avec ce modèle, la condition de non-glissement aux parois est retenue quel que soit le fluide considéré.

Cette équation ne tient pas compte non plus d'éventuels effets inertiels.

b. Formulation de Brinkman [1947] :

Dans le cadre du calcul de la force visqueuse exercée par un fluide sur des particules sphériques composant un milieu poreux, Brinkman [1947] a étendu la loi de Darcy en introduisant un terme équivalent au terme de diffusion visqueuse dans la loi de Stokes :

$$\vec{\nabla} p = -\frac{\mu}{k}\vec{V} + \mu_{\text{eff}}\vec{\nabla}^2 V \tag{1.31}$$

Cette loi empirique est connue sous le nom de la formulation de Darcy-Brinkman. Le premier terme de droite de l'équation est le terme de Darcy et le deuxième et appelé le terme de Brinkman. Brinkman justifie cette loi empirique par le fait que, pour les faibles valeurs de la perméabilité K, l'équation dégénère en loi de Darcy, et lorsque la perméabilité tend vers l'infini, on retrouve l'équation de Stokes. La difficulté dans l'utilisation de ce modèle réside dans l'évaluation de la viscosité équivalente μ_{eff}.

c. Formulation de Forchheimer :

Dans le cas d'un écoulement de faible intensité, l'équation de Darcy suffit pour décrire l'écoulement. En revanche, avec l'augmentation de la vitesse, l'effet inertiel, non linéaire

devient important et l'équation de Darcy devient insuffisante pour décrire l'écoulement. Ward propose dans ce cas de remplacer l'équation d e Darcy par l'équation :

$$\vec{\nabla}p = -\frac{\mu}{k}\vec{V} + \mathrm{bk}^{-1/2}\mathrm{p}|\mathrm{V}|\mathrm{V} \qquad (1.32)$$

Le premier terme du second membre est le terme de Darcy et le second terme est connu sous le nom de terme de Forchheimer, b étant une constante adimensionnelle.

d. Extension de Brinkman-Forchheimer de la loi de Darcy :

Brinkman a ajouté un terme à l'équation de Darcy pour prendre en compte les effets des contraintes visqueuse, Forchheimer, de sa part, a ajouté un terme pour tenir compte des effets d'inertie pour des écoulements à grande vitesse (grand nombre de Reynolds). Pour tenir compte des effets des parois et d'inertie simultanés, on a ajouté les deux termes à la loi de Darcy pour élargir le domaine de validité de cette loi, et par analogie avec l'équation de Navier-Stokes l'extension de Brinkman - Forchheimer de la loi de Darcy dans le régime non-stationnaire s'écrit sous la forme :

$$\underbrace{\mathrm{P}\left[\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial V}{\partial t} + \left[\frac{V}{\varepsilon}\nabla\right]\frac{V}{\varepsilon}\right]}_{1} = \underbrace{-\frac{\mu}{k}\vec{V}}_{2} + \underbrace{\mathrm{p}\vec{g}}_{3} - \underbrace{\vec{\nabla}\mathrm{p}}_{4} + \underbrace{\tilde{\mu}\Delta\vec{V}}_{5} - \underbrace{\frac{\mathrm{C_f}}{\sqrt{\mathrm{k}}}\mathrm{p}\left|\vec{\mathrm{V}}\right|\mathrm{V}}_{6} \qquad (1.33)$$

1) Forces inertielles macroscopiques.

2) Terme de Darcy.

3) Force de volume.

4) Gradient de pression.

5) Terme visqueux de Brinkman.

6) Terme Forchheimer (force inertielles microscopiques).

1.6. Fluide Newtonien :

La majorité des fluides rencontrés dans la nature sont Newtoniens. L'eau et l'air sont les exemples les plus représentatifs. Le comportement d'un fluide Newtonien est caractérisé par une dépendance linéaire entre les composantes du tenseur des contraintes et les valeurs instantanées du tenseur des déformations. Le coefficient de proportionnalité étant la viscosité dynamique. Celle-ci est par ailleurs indépendante du taux de cisaillement

et constante en fonction du temps. Dans le cas d'un écoulement de cisaillement plan, la loi de comportement est celle donnée par l'équation (1.34) ; il s'agit de la loi la plus simple RIGAL [24].

$$\tau_{yx} = -\mu \left(\frac{dV_x}{dy} \right) = -\mu \dot{\gamma}_{yx} \tag{1.34}$$

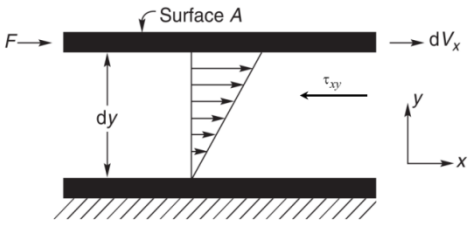


Figure 1.21 : Cisaillement simple d'un fluide Newtonien entre deux plans parallèles [24].

Tableau 1.2: viscosité dynamique de quelques fluides Newtoniens [25].

Fluide	**Viscosité μ (m pa.s)**
Air	10^{-2}
Benzène	0.65
Eau	1
Mercure (293 K)	1.55
Huile d'olive	10^{2}
Miel	10^{4}

1.7. Fluide non-Newtonien :

Un fluide non-Newtonien est un fluide dont la courbe de l'écoulement (contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement) est non linéaire ou ne traverse pas l'origine ; c'est-à-dire où la viscosité apparente, contrainte de cisaillement divisée par le taux de cisaillement, n'est pas constante à une température et une pression données mais dépend des conditions d'écoulement telles que la géométrie de l'écoulement, le taux de cisaillement, etc. Chhabra et Richardson [25], et parfois même de l'historique cinématique de l'élément fluide considéré. Ces matériaux peuvent être commodément regroupés en trois classes générales comme le montre la figure qui suit :

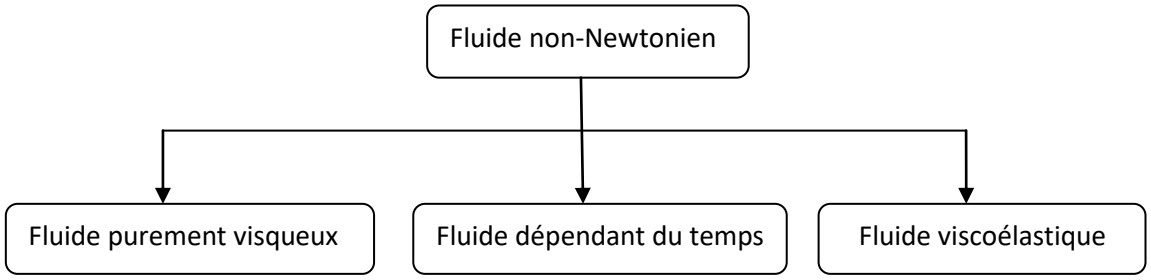


Figure 1.22 : Les trois classes générales des fluides non-Newtoniens.

1.7.1. Fluide purement visqueux :

Ce sont des fluides pour lesquels le taux de cisaillement en un point donné n'est déterminé que par la valeur de la contrainte de cisaillement en ce point à cet instant ; ces fluides sont connus sous différentes appellations « indépendant du temps », « purement visqueux » ou « fluides Newtoniens généralisés ».

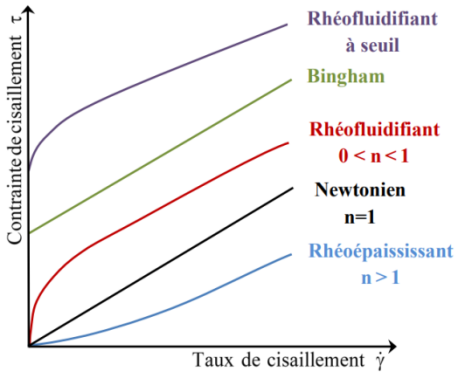


Figure 1.23 : Allure des courbes d'écoulement en contrainte des principaux types de fluides purement visqueux [24].

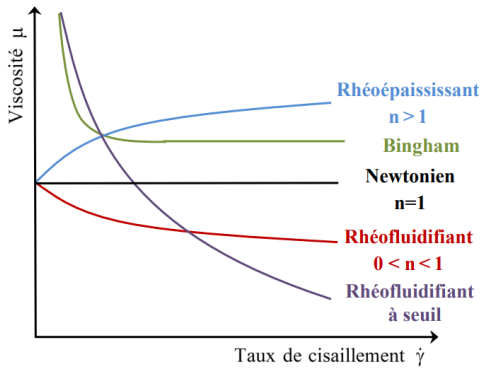


Figure 1.24 : Allure des courbes d'écoulement en viscosité des principaux types de fluides purement visqueux [26].

I.7.1.a. Fluides sans contrainte de seuil :

➢ Fluides rhéofluidifiants :

Les fluides rhéofluidifiants sont des fluides pour lesquels la viscosité diminue lorsque le cisaillement augmente. D'une manière générale, le comportement rhéofluidifiant traduit une modification de la structure interne du fluide lorsque le cisaillement augmente de manière à réduire la dissipation visqueuse et faciliter l'écoulement Carranza [27]. Dans le cas des solutions des polymères, le comportement rhéofluidifiant est associé à la rupture des liaisons d'hydrogène dans les agrégats de macromolécules Phillips et Williams [28]. Dans le cas d'une suspension de particules, le mécanisme physique décrivant le comportement rhéofluidifiant a été décrit par Quemada [29]. Globalement, la diminution de viscosité est liée à la déstructuration d'agrégats de particules par les forces hydrodynamiques. Plusieurs modèles rhéologiques ont été proposés dans la littérature pour décrire le comportement rhéofluidifiant d'un fluide non-Newtonien ; à savoir :

❖ Le modèle d'Ostwald ou loi de puissance :

Est probablement le plus populaire et il est donné par la relation suivante :

$$\mu = \mathrm{K}\,(\dot{\gamma})^{\,n-1} \tag{1.35}$$

Dans ce modèle, K représente la consistance du fluide et n (0<n<1) est un nombre sans dimension nommé indice d'écoulement.

Remarque : Dans la présente étude, nous avons a priori choisi le modèle d'Ostwald car il a été adopté par plusieurs auteurs pour l'étude et la simulation numérique de l'écoulement des Fluides.

❖ Le modèle de carreau [30]:

$$\frac{\mu-\mu_\infty}{\mu_0-\mu_\infty} = [1+(\lambda\dot{\gamma})^2]^{\frac{n-1}{2}} \tag{1.36}$$

μ_0 est la viscosité pour un cisaillement nul, μ_∞ est la viscosité pour un cisaillement infini, λ est une constante de temps telle que $1/\lambda$ détermine un cisaillement critique à partir duquel la viscosité diminue fortement avec le taux de déformation et n est l'indice de rhéofluidification du fluide.

❖ Le modèle de Cross [31] : peut être exprimé par la relation qui suit.

$$\frac{\mu-\mu_\infty}{\mu_0-\mu_\infty} = \frac{1}{[1+(\lambda\dot{\gamma})^m]} \tag{1.37}$$

❖ Le modèle de Carreau-Yasuda :

Est un modèle intermédiaire entre les modèles de Cross et de Carreau exprimé par :

$$\frac{\mu-\mu_\infty}{\mu_0-\mu_\infty} = [1 + (\lambda\dot{\gamma})^a]^{\frac{n-1}{a}} \qquad (1.38)$$

Où le paramètre a permet de généraliser les modèles de cross et de carreau (a=1 et a=2 respectivement). Ce dernier modèle à cinq paramètres permet de décrire le comportement rhéologique d'un grand nombre de solutions des polymères.

➢ Fluides rhéoépaississants :

Les fluides rhéoépaississants sont similaires aux systèmes pseudoplastiques qui ne montrent aucune contrainte d'écoulement mais leur viscosité apparente augmente avec l'augmentation du taux de cisaillement ; ainsi, ces fluides sont également appelés fluides dilatants.

Ce type de comportement de fluide a été initialement observé dans des suspensions concentrées et une explication possible de leur comportement rhéoépaississant est la suivante : au repos, l'espace interparticulaire est minimal et le liquide présent est suffisant pour combler cet espace ; à faible taux de cisaillement, le liquide lubrifie le mouvement de chaque particule par rapport aux autres et les contraintes qui en résultent sont par conséquent faibles. Par contre, à des taux de cisaillement élevés, le matériau se dilate ou se dilate légèrement (comme cela a également été observé lors du transport de dunes de sable) de sorte qu'il n'y a plus assez de liquide pour combler l'espace interparticulaire accru et éviter les contacts directs solides-solides ce qui peut entraîner l'augmentation des frottements et donc des contraintes de cisaillement plus élevées. Ce mécanisme provoque l'augmentation rapide de la viscosité apparente avec l'augmentation de la vitesse de cisaillement.

Pour décrire ce comportement, les mêmes modèles présentés dans le cas d'un fluide rhéofluidifiant sont utilisés, la seule différence est relative aux valeurs de l'indice d'écoulement n qui sont supérieures à 1.

Tableau 1.3: Paramètres du modèle à loi de puissance pour quelques fluides non-Newtoniens [25].

Fluides	**Température (K)**	**Indice d'écoulement n**	**Consistance k ($Pa.s^n$)**
Purée d'abricot	300	0.3–0.4	5–20
Chocolat	303	0.5	0.7
Mayonnaise	298	0.6	5–100
Ketch Up de tomate	295	0.24	33
Yaourt	293	0.5–0.6	25
Sang humain	300	0.9	0,004
Polypropylène	453–473	0.40	$4.5–7x10^3$

1.7.1.b. Fluides à seuil (viscoplastique) :

Au fil des années, de nombreuses expressions empiriques ont été proposées à la suite d'ajustement de courbes de variation des paramètres rhéologiques, contrainte de cisaillement et viscosité apparente en fonction du gradient de vitesse. Trois modèles couramment utilisés pour les fluides viscoplastiques sont brièvement décrits comme suit.

- Le modèle de Bingham :

C'est l'équation la plus simple décrivant le comportement d'un fluide avec contrainte de seuil :

$$\tau = \tau_0 + \mu\dot{\gamma} \tag{1.39}$$

- Le modèle de Herschel-Bulkley :

Ce modèle est exprimé par la relation qui suit :

$$\tau = \tau_0 + \mathrm{K}\,(\dot{\gamma})^n \tag{1.40}$$

- Le modèle de Casson :

De nombreux produits alimentaires et biologiques, en particulier le sang, sont bien décrits par ce modèle à deux constantes :

$$\sqrt{\tau} = \sqrt{\tau_0} + \sqrt{K_c(\dot{\gamma})} \quad (1.41)$$

1.7.2. Fluides dépendant du temps :

Ce sont des fluides plus complexes pour lesquels la relation entre contrainte de cisaillement et vitesse de cisaillement dépend, en outre, de la durée du cisaillement et de leur histoire cinématique.

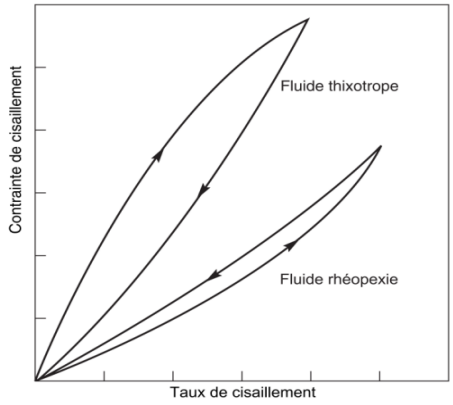


Figure 1.25 : Comportement d'un fluide dépendant du temps (contrainte de cisaillement-taux de cisaillement) [25].

1.7.2.a. Fluide thixotrope :

On dit qu'un fluide présente une thixotropie si, lorsqu'il est cisaillé à vitesse constante, sa viscosité apparente (ou la contrainte de cisaillement correspondante) diminue avec le temps de cisaillement, comme on peut le voir dans la figure 1.26, exemple pour une suspension de boue rouge (Nguyen et Uhlherr [32]). Si la courbe d'écoulement est mesurée dans une seule expérience dans laquelle le taux de cisaillement est régulièrement augmenté à un taux constant de zéro à une valeur maximale puis diminué au même taux jusqu'à zéro, une boucle d'hystérésis est obtenue.

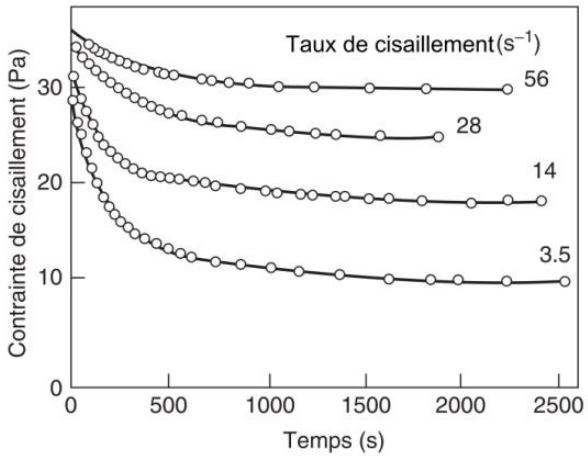


Figure 1.26 : Données montrant la thixotropie dans une suspension de boue rouge à 59 % (en poids) [25].

1.7.2.b. Fluide rhéopexe :

Ces fluides sont relativement rares, leur viscosité apparente (ou contrainte de cisaillement correspondante) augmente avec le temps de cisaillement. Là encore, des effets d'hystérésis sont observés sur la courbe d'écoulement, mais dans ce cas, ils sont inversés par rapport à un matériau thixotrope comme le montre la figure 1.25.

1.7.3. Fluide viscoélastique :

Un fluide viscoélastique est un fluide qui possède à la fois des propriétés de viscosité et d'élasticité. Les lois de comportement pour ces fluides sont plus complexes et font intervenir une notion de mémoire liée à leur composante élastique. Celle-ci est généralement traduite par l'introduction de dérivées des tenseurs de contrainte et de vitesse de déformation. On peut citer les modèles de Maxwell et d'Oldroyd parmi les modèles les plus connus. La connaissance seule de leur viscosité est insuffisante pour les décrire, on utilise alors des caractérisations complémentaires comme le module élastique et le module de perte (mesures dynamiques en oscillation), des mesures de différences de contraintes normales ou encore des mesures de fluage et recouvrance.

1.8. Définition du nanofluide :

Les nanofluides sont une nouvelle génération de mélanges. Alors que de nombreuses études ont été réalisées pour mieux comprendre leurs propriétés, d'autres études sont encore nécessaires pour établir de bonnes définitions de leurs caractéristiques. Un bref

aperçu des développements sur le sujet a été rassemblé dans cette partie. Il ne couvre pas tous les travaux sur le terrain, mais il montre la complexité du problème des propriétés des nanofluides et la vaste gamme d'efforts qui ont été consacrés pour le résoudre [33].

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

Le choix des liquides de base est primordial pour un nanofluide, il permet d'assurer la stabilité de la suspension dans le temps et d'éviter tout phénomène d'agrégations, la sélection d'un tel fluide se ferra en fonction de la nature de nanoparticule, les solvants les plus utilisés sont:

- l'eau.
- l'éthylène glycol, EG.
- les huiles.
- le Toluène.
- Les fluides de réfrigération.

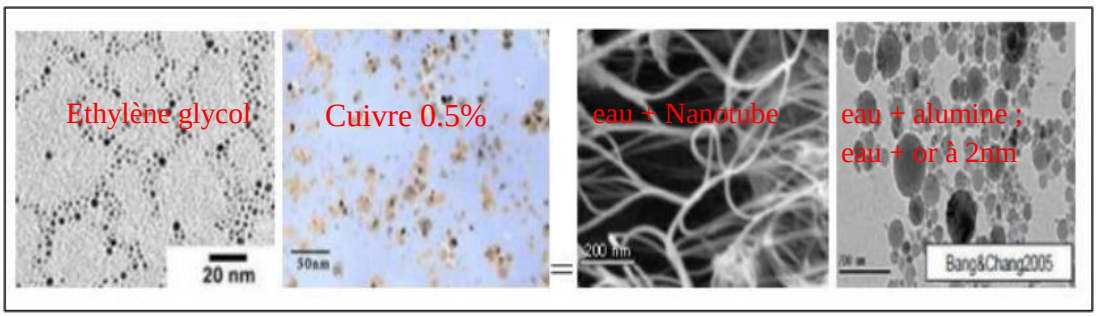


Figure 1.27 : Nano-fluides vue au microscope électronique (Ribiero Joao-Paulo , [2009]) [34].

1.9. Propriétés thermo-physiques des nano-fluides :

De nombreuses études ont été menées afin de mesurer, mais aussi d'expliquer et de prédire l'augmentation de la conductivité thermique des nano-fluides. Différentes méthodes de mesure de conductivité thermique ont été employées, la plus courante reste la méthode utilisant une file chaude en régime transitoire. Les méthodes stationnaires utilisant une différence de température entre deux plaques ou deux cylindres et les méthodes optiques basée sur la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température [35].

1.9.1. Viscosité dynamique des nano-fluides :

La viscosité caractérise l'aptitude d'un fluide à s'écouler sa connaissance est fondamentale pour toutes les applications impliquant le transport de fluides.

L'ajout des Nanoparticules permet d'augmenter et d'améliorer la conductivité thermique du nanofluide, mais cela peut aussi conduire à une augmentation défavorable de la viscosité dynamique. Ainsi, ces deux propriétés sont étroitement corrélées, et doivent être maîtrisées en vue d'une exploitation de ce type de fluides dans des échangeurs. Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour prédire l'évolution de la viscosité dynamique des suspensions sous certaines conditions. Dans cette partie, nous nous intéresserons aux modèles les plus utilisés dans le cas des nano-fluides [36].

- Le Modèle d'Einstein :

La viscosité dynamique d'un nano-fluide est donnée par Einstein pour un mélange contenant des suspensions diluées de particules fines sphériques et rigides, est la suivante [35]:

$$\mu_{nf} = \mu_f(1 + 2.5^{*}\varphi) \tag{1.42}$$

Cette relation est valable juste pour φ =0.03.

- Le Modèle de Brinkman [1952] :

A étudié la formule d'Einstein pour avoir la formule suivante [37] :

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\varphi)^{2.5}} \tag{1.43}$$

Remarque : pour les faibles fractions volumiques, la relation de Brinkman conduit exactement à celle d'Einstein.

- Le Modèle de Graham [1981] :

Graham [1981] a proposé une formule généralisée qui tend vers le modèle d'Einstein pour des concentrations volumiques très faibles :

$$\mu_{nf} = \mu_{fb}(1+2.5\varphi + 4.5\varphi^2)\left[\frac{1}{\left(\frac{h}{d_{nb}}\right)\left(2+\frac{h}{d_{nb}}\right)\left(1+\frac{h}{d_{nb}}\right)}\right] \quad (1.44)$$

Où d_{nb}et h sont respectivement le rayon de la particule (m) et la distance entre les particules (m).

1.9.2. Masse volumique :

La masse volumique des nano-fluides est proportionnelle à la fraction volumique en particules et augmente avec l'ajout des nanoparticules.

Pour calculer la masse volumique d'un nano-fluide que nous supposerons parfaitement homogène (bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide) en fonction de la fraction volumique φ à une température T donnée, nous revenons à la définition de la masse volumique de ce mélange [38].

$$\rho_{nf} = \left(\frac{m}{V}\right) = \frac{m_{fb}+m_{np}}{V_{fb}+V_{np}} = \frac{\rho_{fb}V_{fb}+\rho_{np}V_{np}}{V_{fb}+V_{np}} \quad (1.45)$$

1.9.3. Fraction volumique :

La fraction volumique et le rapport entre le volume de solide (nanoparticules) sur le volume total (nanoparticules +fluide de base) sa valeur est variée entre 0 et 1, [39]:

$$\varphi = \frac{V_s}{V_s+V_f} \quad (1.46)$$

1.9.4. Chaleur spécifique :

La chaleur spécifique ou la capacité thermique massique, notée Cp (J/kg.K), est définie par la quantité d'énergie à apporter par échange thermique pour élever d'un degré Kelvin la

température de l'unité de masse d'une substance. Pour la détermination de la chaleur spécifique d'un nano-fluide, on peut citer les deux modèles suivants :

- Le Modèle du Pak et Cho:

Le modèle du Pak et Cho basé sur la loi de mélange d'une suspension homogène qui est défini par la formule suivante [38]:

$$C_{P,nf} = \varphi(C_p)_{np} + (1-\varphi)(C_P)_{fb} \quad (1.47)$$

- Le Modèle de Xuan et Roetzel :

Ils ont travaillé avec la formule ci-dessous [38]:

$$(\rho c_p)_{nf} = (1-\varphi)(\rho c_P)_{fb} + \varphi(\rho c_P)_{np} \quad (1.48)$$

$(c_p)_{nf}, (\rho c_p)_{nf}$ et (c_p) Désignent respectivement les chaleurs spécifiques du nanofluide, du fluide de base et des nanoparticules.

1.9.5. Conductivité thermique :

La conductivité thermique généralement est une propriété importante, principalement dans notre étude parce qu'elle joue un rôle très important dans le phénomène de transfert de chaleur, elle peut indiquer clairement l'efficacité du transfert de chaleur du fluide ou du solide, la conductivité dépend de la température.

Il existe plusieurs modèles théoriques permettant d'estimer, sous certaines conditions, la conductivité thermique des suspensions. Nous présenterons dans cette partie les modèles les plus utilisés dans le cas des nano-fluides.

- Le Modèle de Maxwell [1873] :

Le modèle de maxwell est valable uniquement dans le cas des nano-fluides qui contiennent des nanoparticules sphériques, donc pour l'utilisation de ce modèle on est obligée de considérer seulement les nanoparticules sphériques.

$$k_{nf} = \frac{k_s + 2k_f + 2(k_s - k_f)\varphi k_f}{k_s + 2k_f + 2(k_s - k_f)\varphi} \quad (1.49)$$

❖ Modèle de Hamilton et Grosseur [1962] :

Puisque le modèle de maxwell est valable seulement pour les nano-fluides qui contiennent des nanoparticules sphériques, le modèle de Hamilton et grosseur a été développe pour le calcul de la conductivité thermique du nano-fluide quel que soit la forme des nanoparticules, et ça en introduisant le facteur géométrique appelé la sphéricité (ψ).

$$k_{nf} = \frac{k_s+(n-1)k_f+(n-1)(k_s-k_f)\varphi k_f}{k_s+(n-1)k_f+(k_s-k_f)\varphi} \quad (1.50)$$

Avec "n" le facteur de forme $= 3/\Psi$. Ψ Étant la sphéricité de la particule.

❖ Le Modèle de Bruggeman :

Le modèle de Bruggeman complète celui de Maxwell pour des concentrations volumiques relativement élevées.

$$\varphi\left(\frac{k_{np}-k_{nf}}{k_{np}+2k_{nf}}\right)+(1-\varphi)\left(\frac{k_{fb}-k_{nf}}{k_{fb}+2k_{nf}}\right)=0 \quad (1.51)$$

1.10. Les nanoparticules les plus utilisées pour obtenir des nanofluides :

- Les nanoparticules des oxydes métalliques [40] :
  1. L'oxyde d'aluminium (Al_2O_3).
  2. L'oxyde de cuivre (CuO).
  3. L'oxyde de silicium (SiO_2).
  4. L'oxyde de titanium (TiO_2).
- Les nanoparticules métalliques [40]:
  1. L'aluminium (Al).
  2. Le cuivre (Cu).
  3. L'or (Au).
  4. L'argent (Ag).
  5. La silicone (Si).
- Les nanoparticules non métalliques [40]:
  1. Les nanotubes de carbone (NTC).
  2. Le diamant (C).

1.11. Exemples des nanoparticules et ses applications, propriétés et fonctionnalités :

Les différentes nanoparticules sont résumées dans le tableau suivant [41]:

Tableau 1.4: Exemples des nanoparticules et ses applications, propriétés et fonctionnalités (Elkaiem [2005])

Nanomatériaux	Applications	Propriétés, fonctionnalités
Argent	Déodorants, dentifrices Agents de dépollution des eaux et des sols Encre Habillement	Antibactérien Dégradation/adsorption de contaminants Conductivité microélectronique Antibactérien, pigment, Teignabilité
Dioxyde de titane	Béton, ciment Crème de soin, crème solaire Agents de dépollution des eaux et des sols Peintures Habillement	Autonettoyant, dépollution Absorbeur UV Dégradation/adsorption de Contaminants Autonettoyant, dépollution, résistance aux UV et aux rayures, Résistance aux UV, autonettoyant, retardateur de flamme
Noir de carbone	Maquillage Batterie Peinture Habillement	Pigment Conductivité Pigment, pouvoir couvrant Conductivité thermique et Electrique
Nanotube de carbone (NTC)	Cellule photovoltaïque Batterie Peinture Habillement	Rendement Conductivité Résistance mécanique, conductivité électrique, résistance à l'abrasion Retardateur de flamme,

		résistance mécanique, conductivités thermique et électrique
Fullerènes	Crème de soin Vectorisation de médicaments, de protéines, de gènes Pneumatique	Antioxydant Encapsulation et transport dans l'organisme Résistance mécanique
Oxyde de zinc	Conditionnement et emballage plastique Crème de soin Cellule photovoltaïque Peinture	Antibactérien Cicatrisant, adsorbeur UV Rendement Matité, autonettoyant, dépollution, résistance aux UV
Silice amorphe	Béton Dentifrice Peinture Habillement	Fluidifiant, résistance mécanique, protection thermique, Abrasif, épaississant, Matité, résistance aux rayures et à l'abrasion Retardateur de flamme, hydrophobie, anti-tache, antiadhésif
Argile	Conditionnement et emballage plastique Béton Crème de soin, maquillage Habillement	Résistance mécanique, conservation Résistance au feu Matité Teignabilité, résistance mécanique, retardateur de flamme
Oxyde ferrique	Maquillage Agents de dépollution des eaux et des sols Peinture Détection, marquage et	Pigment Dégradation/adsorption de contaminants Pigment Magnétisme

	imagerie Biologique	
Dioxyde de Cérium	Pot catalytique Verre Peinture	Catalyseur d'oxydation du monoxyde de carbone Résistance aux UV Résistance aux UV, anti-graffitis
Oxyde d'aluminium	Conditionnement et emballage plastique Maquillage Eclairage Pneumatique Habillement	Conservation Pigment Rendu de l'éclairage Résistance mécanique
Terres rares	Radiothérapie et thermothérapie Détection, marquage et imagerie biologique Batterie	Traçabilité, anti-contrefaçon Transports d'agents thérapeutiques Luminescence Substitution des métaux lourds

1.12. Applications de nano-fluides :

Les dispersions de nanoparticules trouvent déjà de nombreux domaine d'application pour leur propriétés magnétiques (paliers magnétique, agent de contraste en imagerie médicale), pour leur propriété électriques (dépôt conducteur électro mouillage pour lentilles liquides), et de marquage des de cellules ou de contrefaçon avec les nanoparticules fonctionnalisées. En thermique, les nano-fluides peuvent être utilises partout ou des flux de chaleur importants doivent être évacués par des boucles liquide fermées : refroidissement de composants électriques et électroniques, radars, automobile…etc. Les nano-fluides pourraient apporter une solution intéressante dans le refroidissement des miroirs, cibles et filtres des lasers et rayons x de forte puissance, ainsi que des systèmes micro électromécanique [42].

Autres applications :

- ✓ L'échangeur de chaleur.
- ✓ Le refroidissement d'élément électronique.
- ✓ Nanoparticules pour l'efficacité des réfrigérateurs.
- ✓ Aéronautique et spatial.
- ✓ Refroidissement des systèmes nucléaires.
- ✓ Transport (gestion de refroidissement / véhicule moteur thermique).

1.13. Fabrication et préparation des nanofluides [41]:

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 préparation chimique.

1.14. Avantages et inconvénients des nanofluides :

1.14.1. Les Avantages [43] :

- Grande surface pour le transfert de chaleur entre les molécules et les liquides.
- Dispersion et stabilité élevées avec un mouvement brownien prédominant entre les granulés.
- Conductivité thermique un peu élevée par rapport aux fluides de base.

1.14.2. Les inconvénients [43] :

- Viscosité plus élevée et capacité calorifique plus faible.
- Augmentation de la perte de charge et de la puissance de pompage.

Chapitre 2 :

Model physique et formulation mathématique.

2.1. Introduction:

On a étudié dans ce chapitre le phénomène de la convection thermosulutale générée dans une cavité carrée constitué d'un milieu poreux avec un nanofluide non newtonien, on transforme ce problème physique à un modèle mathématique, elles sont fondées selon les lois physiques : continuité, de quantité de mouvements, et d'énergie . Et on détermine les conditions au limites appropries et pour faciliter la résolution du problème on fait appel à des hypothèses simplificatrices.

2.2. Fondation mathématique :

L'enceinte étudiée est présentée dans les coordonnées cartésiennes x et y comme le montre la figure 2.1, où H et L désignent l' hauteur et largeur et γ est l'angle d'inclinaison par rapport au plan horizontal. Les murs actifs sont soumis à températures constantes T_c (chaud) et T_f (froid), tandis que les autres murs sont considérés comme adiabatiques.

En prenant les hypothèses suivantes :

- Les propriétés thermophysiques du nanofluide sont constantes à l'exception de la variation de densité, qui est évaluée par le modèle de Boussinesq.
- Le nanofluide SWCNT – eau est supposé être non newtonien, où la viscosité dépend du débit contrainte de cisaillement avec le modèle Carreau – Yasuda.
- Le nanofluide SWCNT – eau non newtonien est en équilibre thermodynamique avec des pores isotropes fluide, qui est simulé comme un fluide monophasé.
- Les propriétés de la matrice du milieu poreux sont supposées homogènes et isotropes et l'écoulement est gouverné par la loi de continuité Dupuit-Darcy.
- Les effets de rayonnement, d'échauffement Joule et de dissipation visqueuse sont négligés.
- Les équations déterminantes du problème (Riley et Rees [44] ; Poulikakos et Bejan, [45] ; Nawaf et Pop [46]; Rebhi et coll [47]; Alilat et al [48]) sont les suivants :

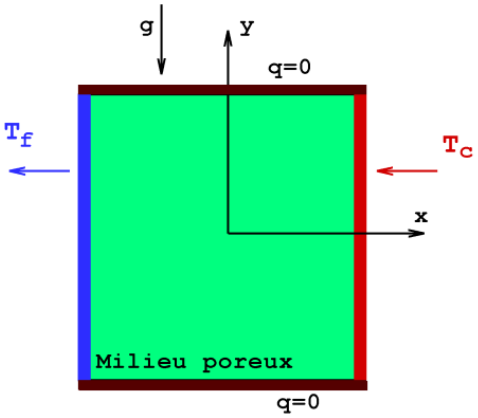


Figure 2.1 : Représentation schématique du modèle physique et du système de coordonnées (SWCNT – milieu poreux saturé d'eau).

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \tag{2.1}$$

$$\frac{\mu_a}{K}\left(1+\frac{\tilde{K}}{\mu_a}\rho_{nf}\left|\vec{V}\right|\right).u=-\frac{\partial p}{\partial y}-\rho_{nf}g\sin\gamma \tag{2.2}$$

$$\frac{\mu_a}{K}\left(1+\frac{\tilde{K}}{\mu_a}\rho_{nf}\left|\vec{V}\right|\right).v=-\frac{\partial p}{\partial y}-\rho_{nf}g\cos\gamma \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau}+u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha_{nf}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \tag{2.4}$$

Où V est le vecteur vitesse, g est le vecteur accélération gravitationnelle, p est la pression, μ_a est la viscosité apparente de le nanofluide non newtonien, τ est le temps et α_{nf} est la diffusivité thermique du milieu poreux saturé de nanofluide.

La perméabilité du milieu poreux K et le paramètre matériau sont évalués par le modèle Ergum [49].

La variation de densité de la force de flottabilité est décrite par l'approximation de Boussinesq [50] :

Convection thermique Dupuit – Darcy du nanofluide non newtonien SWCNT – eau

$$\rho_{nf}=\rho_{nf,0}\left[1-(\beta_T)_{nf}(T-T_c)\right]$$

Où l'indice 0 désigne l'état de référence et $(\beta_T)_{nf}$ désigne les coefficients de dilatation thermique du nanofluide.

Après avoir éliminé le terme de pression des équations de quantité de mouvement, les équations de quantité de mouvement et d'énergie gouvernantes devenir:

$$\frac{\partial u}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\tilde{K}}{\mu_{\mathrm{a}}}\rho_{nf}\left[\frac{\partial}{\partial \mathrm{y}}\left(\left|\vec{\mathrm{V}}\right|.u\right)-\frac{\partial}{\partial \mathrm{x}}\left(\left|\vec{\mathrm{V}}\right|.v\right)\right]=$$

$$-\frac{\mathrm{g}K\rho_{nf}}{\mu_{\mathrm{a}}}\beta_{Tnf}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\cos\gamma-\frac{\partial T}{\partial y}\sin\gamma\right) \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau}+u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha_{nf}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \quad (2.6)$$

La densité ρ_{nf}, le coefficient de dilatation thermique $(\rho\beta_T)_{nf}$, la capacité thermique $(\rho C_P)_{nf}$, et la conductivité thermique K_{nf} du nanofluide ont été calculées par le modèle nanofluide de Tiwari et Das [50] comme suit :

$$\rho_{\mathrm{nf}}=(1-\phi)\rho_{\mathrm{f}}+\phi\rho_{\mathrm{p}}(\rho\beta_{\mathrm{T}})_{\mathrm{nf}}=(1-\phi)(\rho\beta_{\mathrm{T}})_{\mathrm{f}}+\phi(\rho\beta_{\mathrm{T}})_{\mathrm{p}}$$

$$(\rho\mathrm{C}_{\mathrm{p}})_{\mathrm{nf}}=(1-\phi)(\rho C_p)_{\mathrm{f}}+\phi(\rho C_p)_{\mathrm{p}} \text{ et } K_{nf}=K_f\left[\frac{(K_p+2K_f)-2\phi(K_f-K_p)}{(K_p+2K_f)+\phi(K_f-K_p)}\right] \quad (2.7)$$

Les valeurs des propriétés thermophysiques du SWCNT, de l'Al_2O_3 les nanoparticules et l'eau sont répertoriées dans Tableau 2.1.

La conductivité thermique du nanofluide calculée par Tiwari et Das [50] n'est valable que pour les particules sphériques et est utilisée dans cette étude pour calculer la conductivité thermique de l'Al_2O_3–eau nanofluide. Pour le cas de SWCNT–nanofluide d'eau, la conductivité thermique est évaluée à travers le modèle Xue [51], où l'effet de La répartition spatiale et le rapport axial des nanotubes de carbone ont été inclus :

$$K_{nf}=K_f\left[\frac{1-\phi+2\phi\frac{K_{CNT}}{K_{CNT}-K_f}\ln\left(\frac{K_{CNT}+K_f}{2K_f}\right)}{1-\phi+2\phi\frac{K_f}{K_{CNT}-K_f}\ln\left(\frac{K_{CNT}+K_f}{2K_f}\right)}\right] \quad (2.8)$$

Tableau 2.1: Propriétés thermophysiques du nanotube de carbone à paroi unique (SWCNT), de l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3), et eau.

Propriétés physiques	SWCNT	Al_2O_3	Fluide de base (eau)
C_P $(J \cdot Kg^{-1} \cdot K^{-1})$	425	765	4179
ρ $(kg \cdot m^{-3})$	2600	3970	997.1
k $(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	6600	40	0.613
$\beta \times 10^{-5} (K^{-1})$	1.6	0.85	1.47
σ (Ωm^{-1})	4.8×10^{-7}	35×10^{6}	21

La viscosité apparente du nanofluide non newtonien SWCNT – eau μ_a est donnée par l'équation suivante [52], [53] :

$$\mu_a = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \tag{2.9}$$

Où μ_f est la viscosité du fluide de base définie par le modèle Carreau-Yasuda comme suit (Carreau [54]; Yasuda [55]; Alloui et Vasseur [56]; Khechiba et al [57]) :

$$\mu_f = \mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty)[1 + (E'\dot{\gamma'})^a]^{\frac{n-1}{a}} \tag{2.10}$$

Ici, μ_0 est la viscosité du fluide à un taux de cisaillement nul et μ_∞est la viscosité du fluide à un taux de cisaillement infini ; E′, $\dot{\gamma}'$, et a sont les paramètres rhéologiques, où E′ est la constante de temps dimensionnelle, $\dot{\gamma}'$, est l'amplitude du taux de cisaillement, n est l'indice de loi de puissance (degré d'amincissement par cisaillement), et a est un paramètre qui décrit la région de transition entre le régions de viscosité et de loi de puissance à taux de cisaillement nul.

Généralement, les valeurs suivantes sont adoptées pour les paramètres rhéologiques du modèle Carreau –Yasuda : a = 2, 0.2< n < 1 et 0.1 < E ′ < 100 s. Pour le cas de n = 1 ou E′=0, le comportement du fluide devient newtonien. Quand E′ devient très grand, le modèle Carreau-Yasuda tend vers le modèle loi de puissance.

Le taux de cisaillement est exprimé comme suit [57] :

$$\dot{\gamma}' = \left\{2\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2\right] + \left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right]^2\right\}^{\frac{n-1}{2}} \tag{2.11}$$

En introduisant les variables sans dimension suivantes et la fonction courant Ψ

$$X=\frac{x}{L}\,,\ Y=\frac{y}{L}\,,\ U=\frac{u\,L}{\alpha_f}\,,\ V=\frac{v\,L}{\alpha_f},\ \theta=\frac{T-T_c}{\Delta T}\,,$$
$$t=\frac{\tau\alpha_f}{HL}\,,\ \eta_{nf}=\frac{\mu_a}{\mu_0}\,,\ U=\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\ ,V=-\frac{\partial\Psi}{\partial X} \qquad (2.12)$$

Et en supposant une cavité carrée avec $L = H$, le système d'équations final devient

$$\left[\eta_{nf}+V_a\times G\times F(\phi)\right]\nabla^2+\frac{G\times F(\phi)}{V_a}S_\Omega=$$
$$-R_T\,.\,\mathrm{H}(\phi)\left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\cos\gamma-\frac{\partial\theta}{\partial Y}\sin\gamma\right) \qquad (2.13)$$
$$\frac{\partial\theta}{\partial t}+\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\frac{\partial\theta}{\partial X}+\frac{\partial\Psi}{\partial X}\frac{\partial\theta}{\partial Y}=\mathrm{P}(\phi)\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}\right) \qquad (2.14)$$

Où les paramètres η_{nf}, S_Ω, G, R_T, V_a, $F(\phi)$ et $H(\phi)$ dans l'équation de quantité de mouvement et $P(\phi)$ dans l'équation d'énergie sont déclaré comme Convection thermique Dupuit – Darcy du nanofluide non newtonien SWCNT – eau

$$S_\Omega=\left[\left(\frac{\partial\Psi}{\partial X}\right)^2\frac{\partial^2\Psi}{\partial X^2}+\left(\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\right)^2\frac{\partial^2\Psi}{\partial Y^2}+2\frac{\partial\Psi}{\partial X}\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\frac{\partial^2\Psi}{\partial X\partial Y}\right]$$
$$R_T=\frac{\mathrm{gKL\Delta T}(\rho\beta_T)_f}{\mu_0\alpha_f}\,,\ V_a=[(\partial\Psi/\partial X)^2+(\partial\Psi/\partial Y)^2]^{1/2},\ G=\frac{\tilde{K}\,\alpha_f}{v_{f0}L} \qquad (2.15)$$
$$F(\phi)=1-\phi+\phi\frac{\rho_p}{\rho_f},\ H(\phi)=1-\phi+\phi\frac{(\rho\beta)_p}{(\rho\beta)_f}$$
$$P(\phi)=\frac{k_{nf}}{k_f}\frac{(\rho C_p)_f}{(1-\phi)(\rho C_p)_f+\phi(\rho C_p)_p}$$

Et la viscosité apparente η_{nf} dans le modèle Carreau – Yasuda sous la forme non dimensionnelle se réduit à :

$$\eta_{nf}(\dot{\gamma})=\frac{s+(1-s)[1+(E\dot{\gamma})^a]^{\frac{n-1}{a}}}{(1-\phi)^{2.5}} \qquad (2.16)$$

Où s = μ_∞/μ_0 est le rapport des viscosités à taux de cisaillement infini à nul, E = $E'/\alpha_f L^2$ est un temps caractéristique sans dimension de le fluide, et $\dot{\gamma}$ est la grandeur sans dimension du taux de cisaillement effectif qui est donnée par :

$$\dot{\gamma} = \sqrt{4\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y}\right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2}\right)^2} \tag{2.17}$$

Le paramètre G, qui représente le paramètre de l'effet inertiel, caractérise l'écart par rapport au Darcy linéaire situation. Pour G = 0, le flux devient darcien, et à mesure que la valeur de G augmente, le flux devient non-darcien (dans le cas de porosité élevée et pour un diamètre de particule ou de pore élevé, le paramètre matériau $\widetilde{K}$ devient élevé, et le non-linéaire le paramètre d'effet inertiel G devient significatif).

Les fonctions F(ϕ), H(ϕ) et E(ϕ) dépendent des propriétés thermophysiques du nanofluide (fluide et nanoparticules) et de la concentration ϕ des nanoparticules.

Pour le cas de ϕ = 0, les fonctions F(ϕ) = H(ϕ) = P(ϕ) = 1, ce qui est le cas d'un fluide clair sans nanoparticules. De plus, comme on peut le remarquer, pour n = 1 ou E = 0 ou s = 1 le fluide devient newtonien.

L'équation d'impulsion (15), permet d'étudier la convection libre pour les cas suivants : écoulement Darcy et non-Darcy, les fluides clairs et les types de nanofluides, ainsi que les fluides newtoniens et non newtoniens.

Les conditions aux limites sans dimension appliquées correspondantes du système sont [58] :

$$\left.\begin{aligned} X &= -\frac{1}{2}, \Psi = 0, \theta = \frac{1}{2} \\ X &= +\frac{1}{2}, \Psi = 0, \theta = -\frac{1}{2} \\ Y &= \pm\frac{1}{2}, \Psi = 0, \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \end{aligned}\right\} \tag{2.18}$$

Le nombre de Nusselt local Nu et le nombre de Nusselt moyen Nu_m au niveau des parois verticales, qui représentent les quantités d'intérêt pour évaluer l'amélioration du transfert de chaleur, sont calculés à l'aide des équations suivantes [58]:

$$Nu = \frac{k_{nf}}{k_f}\left(\frac{\partial \theta}{\partial X}\right)_{X=\pm 0.5} \tag{2.19}$$

$$Nu_m = \int_{-1/2}^{+1/2} Nu \, dY \tag{2.20}$$

On note le nombre de Nusselt moyen du mur gauche par $\overline{\mathrm{Nu}_{\mathrm{L}}}$

Chapitre 3 :
Simulation numérique

3.1. Introduction :

Les équations régissant le phénomène de la convection naturelle sont décrites par des équations aux dérivées partielles (EDP) et non linéaires, ces équations n'admettent pas des solutions analytiques, Dans ce chapitre en transformant ces équations en systèmes algébriques linéaires par une méthode de discrétisation pour la résolution numérique s'avère nécessaires pour les résoudre comme :

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

Dans notre étude on utilise la méthode de différences finies est la plus ancienne méthode, consiste à transformer un problème approché et discret.

3.2. Méthodes des différences finies (MDF) :

La méthode des différences finies est la première méthode utilisée pour résoudre des équations différentielles (utilisée pour la première fois par Euler dans la seconde moitié du $18^{ème}$ siècle). La méthode est directement appliquée à la forme différentielle des équations. Pour cela, on utilise un développement en série de Taylor pour la discrétisation des dérivées associées aux variables du fluide GALON [59].

Démarche :

- On part des équations écrites sous leurs formes différentielles.
- Le domaine de calcul est couvert par une grille.
- On discrétise les équations différentielles en chaque point de la grille en approximant les dérivées partielles à partir des valeurs aux nœuds de la fonction, ce qui donne une équation algébrique pour chaque nœud de la grille.
- Puis, on résout le système d'équation algébrique pour toute la grille.

Un avantage important de cette méthode est sa simplicité de mise en œuvre et d'obtenir de manière relativement simple des schémas de précision élevée. Par contre, la méthode

nécessite un maillage structuré ; son application pour des problèmes industriels reste limitée. Elle est en général limitée à des géométries simples même dans le cas où l'on utilise une transformation de l'espace physique à un système de coordonnées cartésiennes. De plus, la méthode n'est pas toujours conservative.

3.3. Méthodes des éléments finis (MEF) :

La technique des éléments finis discrétise l'espace à l'aide d'éléments géométriques simples (généralement des triangles ou des rectangles). Ensuite, la forme forte des équations est remplacée par la forme faible dans laquelle les inconnues sont approximées par une combinaison linéaire de fonctions de base dont le support est un des éléments.

La méthode des éléments finis est intéressante car elle est utilisable pour des géométries complexes et est basée sur des fondements mathématiques rigoureux. Par contre, elle est beaucoup plus difficile à mettre en œuvre que la méthode des volumes finis et souvent bien plus coûteuse.

3.4. Méthodes des volumes finis (MVF) :

La méthode des volumes finis (MVF) ou "méthode du volume de contrôle" provient des travaux de Patankar [60]. Dans cette méthode, le domaine est divisé en un nombre fini de volumes de contrôle qui recouvrent le domaine de calcul. Sur chaque volume de contrôle ou cellule, les lois de conservation sont appliquées pour déterminer les différentes variables associées au problème en des points (ou nœuds) qui ne correspondent pas forcément avec les points du maillage ou de la grille. Dans cette méthode, les choix des volumes de contrôle et des nœuds sont très nombreux (cell-centered, cell-vertex, node-vertex, …) et seront discutés plus loin dans ce travail. Le maillage associé au calcul peut être structuré ou non comme par exemple en éléments finis, ce qui donne une grande souplesse à la méthode.

Un des principaux avantages de cette méthode est que la discrétisation spatiale est faite directement sur le domaine physique. Il n'y a ainsi aucune transformation entre différents systèmes de coordonnées comme par exemple c'est le cas en éléments finis où l'on doit effectuer une transformation de l'élément réelle à l'élément de référence pour lequel les fonctions de formes sont connus ou bien encore pour les différences finis lorsque l'on n'utilise pas une grille cartésienne.

Contrairement aux différences finies cette méthode peut être utilisé sur des maillages structurés ou non. La formulation de type volumes finis étant basée sur une discrétisation des lois de conservation ; ces dernières se trouvent alors naturellement satisfaites sur les volumes de contrôles par le schéma numérique. Cette propriété est très importante lorsque l'on doit traiter des chocs (ou d'autres types de discontinuités) puisqu'elle permet de garantir que les relations de Rankine-Hugoniot seront satisfaites par la méthode.

La simplicité de mise en œuvre alliée à la souplesse pour représenter des géométries complexes est en fait la méthode la plus utilisée actuellement en mécanique des fluides dans les codes de calcul commerciaux (FLUENT, CFX, STAR CD, PHOENICS, CFD-FASTRAN, CFD2000, KIVA, …).

3.5. Méthode numérique :

Dans ce chapitre, nous utilisons une méthode numérique pour résoudre le système d'équations différentielles non linéaires.

La méthode proposée est basée sur la technique des différences finies. Cette méthode est la plus ancienne des méthodes numériques. Il a été introduit au XVIIIe siècle par Euler, il s'avère être le plus adapté et le plus simple à utiliser pour des problèmes de géométrie simple. Cette méthode consiste à discrétiser les équations continues aux nœuds d'un maillage prédéfini (voir Fig. 3.1).

Dans un repère cartésien, chaque nœud est désigné par le couple d'indices désignant les lignes d'intersection du maillage. Les nœuds voisins sont implicitement définis en augmentant ou en diminuant l'un des indices d'un incrément unitaire.

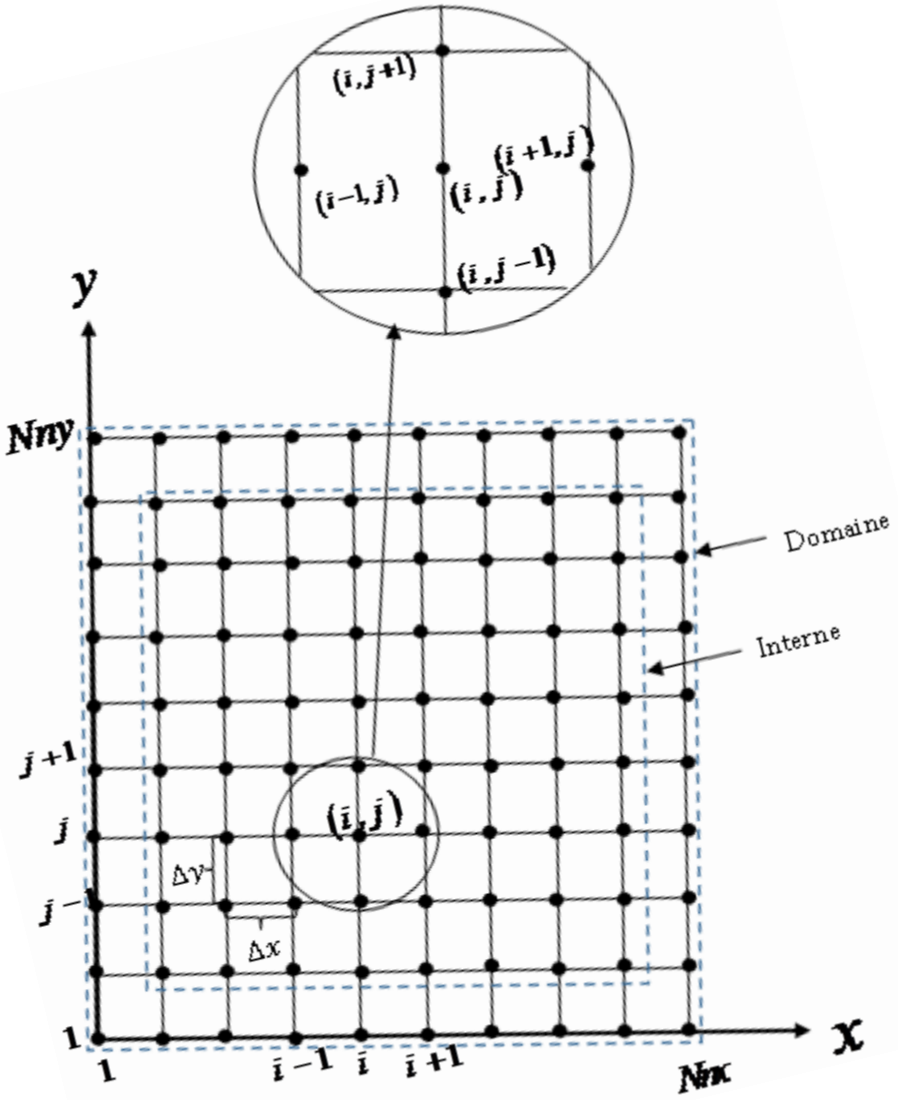


Figure 3.1 : Maillage du domaine de calcul dans (i, j).

L'équation de l'énergie est discrétisée avec un schéma centré du deuxième ordre et en utilisant la forme conservatrice pour les termes convectifs. Pour chaque pas de temps la méthode implicite en directions alternées (ADI) donne lieu à deux systèmes matriciels tri-diagonaux à résoudre, l'un résultant de la discrétisation implicite en x et l'autre de la discrétisation implicite en y. La méthode (ADI) divise le pas de temps en deux parties égales, dans le premier demi-pas de temps, le système est implicitement en x mais explicitement en y et dans le deuxième demi-pas de temps, et le système est implicitement en y et explicitement en x. Pour chaque pas de temps, la solution est obtenue en parcourant le domaine de calcul dans la direction de x puis dans celle de y. Connaissant le champ de

température à un instant (n+1) Δt, l'étape suivante est le calcul du champ de fonction actuel à partir de l'équation de quantité de mouvement, une fois discrétisée avec un schéma centré classique et résolue avec la méthode de sur relaxation de points successifs (SOR). Cette méthode proposée par Frankel (1950), qui est une méthode explicite donnant directement la valeur de Ψ à l'instant (n+1) Δt, au nœud considéré, avec un nombre d'itérations suffisant pour que le critère de convergence souhaité soit satisfait.

3.5.1. Discrétisation des conditions aux limites thermiques :

Les conditions aux limites (2.43) et (2.44) sont discrétisées selon un schéma aux différences finies décentré à droite et à gauche du second ordre selon le mur considéré **:**

Pour les parois adiabatiques et imperméables :

$$\theta_{i,1} = \frac{4\theta_{i,2} - \theta_{i,3}}{3} \quad \text{et} \quad Y = -\frac{1}{2} \tag{3.1}$$

$$\theta_{I,Nny} = \frac{4\theta_{i,Nny-1} - \theta_{i,Nny-2}}{3} \quad \text{et} \quad Y = +\frac{1}{2} \tag{3.2}$$

Pour les murs actifs :

$$\theta_{1,j} = \frac{4\theta_{2,j} - \theta_{3,j} + 2\Delta X}{3} \quad \text{et} \quad X = -\frac{1}{2} \tag{3.3}$$

$$\theta_{Nnx,j} = \frac{4\theta_{Nnx-1,j} - \theta_{Nnx-2,j} - 2\Delta X}{3} \quad \text{et} \quad X = \frac{1}{2} \tag{3.4}$$

3.5.2. Discrétisation de l'équation énergétique :

L'équation énergétique étant parabolique par rapport au temps et elliptique par rapport aux coordonnées spatiales, la méthode implicite de direction alternée (ADI) est choisie comme outil de résolution. Étant donné l'équation de l'énergie (2.14) cette dernière se réécrit comme suit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial (U\theta)}{\partial X} + \frac{\partial (V\theta)}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \tag{3.5}$$

❖ Schéma implicite en x et explicite en y :

C'est un schéma à différences centré au temps (n+1/2) pour les dérivées en et au temps n pour les dérivées en y, chaque terme de l'équation (3.5) est discrétisé comme suit :

$$\left.\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}\right|_{i,j} = \frac{\theta_{i+1,j}^{n+1/2} - 2\theta_{i,j}^{n+1/2} + \theta_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta X^2} \quad , \quad \left.\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}\right|_{i,j} = \frac{\theta_{i,j+1}^{n} - 2\theta_{i,j}^{n} + \theta_{i,j-1}^{n}}{\Delta Y^2} \tag{3.6}$$

$$\left.\frac{\partial(U\theta)}{\partial X}\right|_{i,j} = \frac{U_{i+1,j}^{n}\theta_{i+1,j}^{n+1/2} - U_{i-1,j}^{n}\theta_{i-1,j}^{n+1/2}}{2\Delta X} \quad , \quad \left.\frac{\partial(V\theta)}{\partial Y}\right|_{i,j} = \frac{V_{i,j+1}^{n}\theta_{i,j+1}^{n} - V_{i,j-1}^{n}\theta_{i,j-1}^{n}}{2\Delta Y} \tag{3.7}$$

$$\left.\frac{\partial\theta}{\partial t}\right|_{i,j} = 2\frac{\theta_{i,j}^{n+1/2} - \theta_{i,j}^{n}}{\Delta X} \tag{3.8}$$

En substituant les équations (3.6), (3.8) dans l'équation (3.5), on obtient un système matriciel tridimensionnel de la forme :

$$A_i\theta_{i+1,j}^{n+1/2} + B_i\theta_{i,j}^{n+1/2} + C_i\theta_{i-1,j}^{n+1/2} = D_i \tag{3.9}$$

Avec:

$$A_i = \left[\frac{U_{i+1,j}^{n}}{2\Delta X} + \frac{1}{\Delta X^2}\right], \quad B_i = 2\left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta X^2}\right], \quad C_i = \left[\frac{U_{i-1,j}^{n}}{2\Delta X} + \frac{1}{\Delta X^2}\right]$$

$$D_i = \left[-\frac{V_{i,j+1}^{n}}{2\Delta Y} + \frac{1}{\Delta Y^2}\right]\theta_{i,j+1}^{n} + 2\left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta Y^2}\right]\theta_{i,j}^{n}\left[\frac{V_{i,j-1}^{n}}{2\Delta Y} + \frac{1}{\Delta Y^2}\right]\theta_{i,j-1}^{n}$$

En remplaçant les conditions aux limites (3.1) - (3.4) dans l'équation (3.9) on obtient la forme discrète implicite en x sous la forme suivante :

Pour : $i = 2$

$$\left[A_2 - \frac{1}{3}C_2\right]\theta_{3,j}^{n+1/2} + \left[B_2 - \frac{4}{3}C_2\right]\theta_{2,j}^{n+1/2} = D_2 - \frac{2}{3}C_2\Delta X \tag{3.10a}$$

Pour : $i= N_{nx-1}$

$$\left[\frac{4}{3}A_{Nnx-1}+B_{Nnx-1}\right]\theta_{Nnx-1,j}^{n+1/2}+\left[C_{Nnx-1}-\frac{1}{3}A_{Nnx-1}\right]\theta_{Nnx-2,j}^{n+1/2}$$

$$=D_{Nnx-1}+\frac{2}{3}A_{Nnx-1}\Delta X \qquad (3.10b)$$

Avec la même approche, nous obtenons un système matriciel tridimensionnel pour l'équation de l'énergie (équation 2.14) pour le deuxième cas de la forme :

$$A_i\theta_{i+1,j}^{n+1/2}+B_i\theta_{i,j}^{n+1/2}+C_i\theta_{i-1,j}^{n+1/2}=D_i \qquad (3.11)$$

Avec :

$$A_i=\left[\frac{U_{i+1,j}^n}{2\Delta X}+\frac{E_1(\emptyset)}{\Delta X^2}\right],\quad B_i=2\left[\frac{1}{\Delta t}+\frac{E_1(\emptyset)}{\Delta X^2}\right],\quad C_i=\left[\frac{U_{i-1,j}^n}{2\Delta X}+\frac{E_1(\emptyset)}{\Delta X^2}\right]$$

$$D_i=\left[-\frac{V_{i,j+1}^n}{2\Delta Y}+\frac{E_1(\emptyset)}{\Delta Y^2}\right]\theta_{i,j+1}^n+2\left[\frac{1}{\Delta t}+\frac{E_1(\emptyset)}{\Delta Y^2}\right]\theta_{i,j}^n+\left[\frac{V_{j,j-1}^n}{2\Delta Y}+\frac{E_1(\emptyset)}{\Delta Y^2}\right]\theta_{i,j-1}^n$$

- ❖ Schéma implicite en y et explicite en x :

C'est un diagramme avec des différences centré au temps (n+1/2) pour les dérivées en x et au temps (n+1) pour les dérivées en y. La discrétisation des dérivées partielles est donnée par :

$$\left.\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}\right|_{i,j}=\frac{\theta_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}}-2\theta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}+\theta_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta X^2},\quad \left.\frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}\right|_{i,j}=\frac{\theta_{i,j+1}^{n+1}-2\theta_{i,j}^{n+1}+\theta_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta Y^2} \qquad (3.12)$$

$$\left.\frac{\partial(U\theta)}{\partial X}\right|_{i,j}=\frac{U_{i+1,j}^n\theta_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}}-U_{i-1,j}^n\theta_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2\Delta X},\quad \left.\frac{\partial(V\theta)}{\partial Y}\right|_{i,j}=\frac{V_{i,j+1}^n\theta_{i,j+1}^{n+1}-V_{i,j-1,}^n\theta_{i,j-1}^{n+1}}{2\Delta Y^2} \qquad (3.13)$$

$$\left.\frac{\partial\theta}{\partial t}\right|_{i,j}=2\frac{\theta_{i,j}^{n+1}-\theta_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta t} \qquad (3.14)$$

En substituant les équations (3.12) - (3.14) dans l'équation (3.5), on obtient un système matriciel tridiagonal de la forme :

$$A'_j T_{i,j+1}^{n+1} + B'_j T_{i,j}^{n+1} + C'_j T_{i,j-1}^{n+1} = D'_j \tag{3.15}$$

$$A'_j = \left[\frac{V_{i,j+1}^n}{2\Delta Y} + \frac{1}{\Delta Y^2}\right], \quad B'_j = 2\left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta Y^2}\right], \quad C'_j = \left[\frac{V_{i,j-1}^n}{2\Delta Y} + \frac{1}{\Delta Y^2}\right]$$

$$D'_j = \left[-\frac{U_{i+1,j}^n}{2\Delta X} + \frac{1}{\Delta X^2}\right]\theta_{i+1,j}^{n+1/2} + 2\left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta X^2}\right]\theta_{i,j}^{n+1/2} + \left[\frac{U_{i-1,j}^n}{2\Delta X} + \frac{1}{\Delta X^2}\right]\theta_{i-1,j}^{n+1/2}$$

En remplaçant les conditions aux limites (3.1) - (3.4) dans l'équation (3.15) on obtient la forme discrète implicite en y sous la forme suivante :

Pour : $j = 2\left[A'_2 - \frac{1}{3}C'_2\right]\theta_{i,3}^{n+1} + \left[B'_2 - \frac{4}{3}C'_2\right]\theta_{i,2}^{n+1} = D'_2$ (3.16a)

Pour : $j = N_y\left[\frac{4}{3}A'_{Nny-1} + B'_{Nny-1}\right]\theta_{i,Nny-1}^{n+1} + \left[C'_{Nny-1} - \frac{1}{3}A'_{Nny-1}\right]$

$$\theta_{i,Nny-2}^{n+1} = D'_{Nny-1} \tag{3.16b}$$

Avec la même approche, nous obtenons un système matriciel tridimensionnel pour l'équation de l'énergie (équation 2.14) pour le deuxième cas de la forme :

$$A'_j T_{i,j+1}^{n+1} + B'_j T_{i,j}^{n+1} + C'_j T_{i,j-1}^{n+1} = D'_j \tag{3.17}$$

$$A'_j = \left[\frac{V_{i,j+1}^n}{2\Delta Y} + \frac{E_1(\emptyset)}{\Delta Y^2}\right], \quad B'_j = 2\left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{E_1(\emptyset)}{\Delta Y^2}\right], \quad C'_j = \left[\frac{V_{i,j-1}^n}{2\Delta Y} + \frac{E_1(\emptyset)}{\Delta Y^2}\right]$$

$$D'_j = \left[-\frac{U_{i+1,j}^n}{2\Delta X} + \frac{E_1(\emptyset)}{\Delta X^2}\right]\theta_{i+1,j}^{n+1/2} + 2\left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{E_1(\emptyset)}{\Delta X^2}\right]\theta_{i,j}^{n+1/2}$$

$$+ \left[\frac{U_{i-1,j}^n}{2\Delta X} + \frac{E_1(\emptyset)}{\Delta X^2}\right]\theta_{i-1,j}^{n+1/2}$$

3.5.3. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement :

L'équation d'impulsion du mouvement dans le cas général s'écrit sous la forme suivante :

$$[1+V_a \times G \times F(\emptyset)]\nabla^2 \Psi + \frac{G\times F(\emptyset)}{V_a}\left[U^2\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + V^2\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} - 2UV\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X \partial Y}\right]$$
$$= -R_T.H(\emptyset)\left[\frac{\partial \theta}{\partial X}\cos\gamma - \frac{\partial \theta}{\partial X}\sin\gamma\right] \quad (3.18)$$

Où : $V_a = \left[(\partial\Psi/\partial X)^2 + (\partial\Psi/\partial Y)^2\right]^{1/2}$

Avant la discrétisation de l'équation (3.16), nous supposons que les variables, V_a, U et V sont déjà connues.

Chaque terme de l'équation est discrétisé selon un schéma classique centré.

$$\left.\frac{\partial^2\Psi}{\partial X^2}\right|_{i,j} = \frac{\Psi_{i+1,j}^{n+1} - 2\Psi_{i,j}^{n+1} + \Psi_{i-1,j}^{n+1}}{\Delta X^2}, \quad \left.\frac{\partial^2\Psi}{\partial Y^2}\right|_{i,j} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{n+1} - 2\Psi_{i,j}^{n+1} + \Psi_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta Y^2} \quad (3.19)$$

$$\left.\frac{\partial\theta}{\partial X}\right|_{i,j} = \frac{\theta_{i+1,j}^{n+1} - \theta_{i-1,j}^{n+1}}{2\Delta X} \quad (3.20)$$

Et nous appliquons une discrétisation croisée pour le terme suivant :

$$\left.\frac{\partial^2\Psi}{\partial X\partial Y}\right|_{i,j} = \frac{1}{4\Delta X\Delta Y}\left[\Psi_{i+1,j+1}^{n+1} - \Psi_{i-1,j+1}^{n+1} + \Psi_{i-1,j-1}^{n+1} - \Psi_{i+1,j-1}^{n+1}\right] \quad (3.21)$$

En remplaçant les expressions (3.19), (3.20) et (3.21) dans l'équation (3.18) on obtient l'expression générale de la fonction suivante :

$$\Psi_{i,j}^{(n+1),(k+1)} = \Psi_{i,j}^{(n+1),k} + \omega\Big\{a_x(\Psi_{i+1,j}^{(n+1),k} + \Psi_{i-1,j}^{(n+1),(k+1)}) + a_y(\Psi_{i,j+1}^{(n+1),k} +$$
$$\Psi_{i,j-1}^{(n+1),(k+1)}) + a_{xy}(\Psi_{i+1,j+1}^{(n+1),k} - \Psi_{i-1,j+1}^{(n+1),K} - \Psi_{i-1,j-1}^{(n+1),(k+1)} + \Psi_{i+1,j+1}^{(n+1),K}) +$$
$$a_{TSx}(T_{i+1,j}^{(n+1)} - \mathrm{T}_{i-1,j}^{(n+1)}) + a_{TSy}(T_{i,j+1}^{(n+1)} - \mathrm{T}_{i,j-1}^{(n+1)})\Big\} \quad (3.22)$$

Où les paramètres : a_p, a_x ,a_y ,a_{xy} ,a_{TSx} et a_{TSy} sont donnés par :

$$a_p = -\frac{[2(1+V_a\cdot F(\emptyset)\cdot G)(\Delta X^2+\Delta Y^2)V_a+2(V^2\Delta Y^2+U^2\Delta X^2)F(\emptyset)\cdot G]}{V_a\Delta X^2\Delta Y^2}$$

$$a_x = \left[\frac{(1+V_a\cdot G\cdot F(\emptyset))V_a+V^2GF(\emptyset)}{V_a\Delta X^2}\right]/a_p\ ,\ a_y = \left[\frac{(1+V_a\cdot G\cdot F(\emptyset))V_a+U^2GF(\emptyset)}{V_a\Delta Y^2}\right]/a_p$$

$$a_{xy} = \left[\frac{UVGF(\emptyset)}{2V_a\Delta X\Delta Y}\right]/a_p\ ,\ a_{TSx} = \frac{R_TH(\emptyset)\cos\gamma}{2\Delta Xa_p}\ ,\ a_{TSy} = \frac{R_TH(\emptyset)\sin\gamma}{2\Delta Xa_p} \quad (3.23)$$

Avec la même approche, nous obtenons l'expression générale de l'équation de quantité de mouvement (équation 2.14) pour le deuxième cas de la forme suivante :

$$\Psi_{i,j}^{(n+1),(k+1)} =$$
$$\Psi_{i,j}^{(n+1),k} +$$
$$\omega\Big\{a_{x1}(\Psi_{i+1,j}^{(n+1),k}+\Psi_{i-1,j}^{(n+1),(k+1)})+a_{y1}(\Psi_{i,j+1}^{(n+1),k}+\Psi_{i,j-1}^{(n+1),(k+1)})+$$
$$a_{xy1}(\Psi_{i+1,j+1}^{(n+1),k}-\Psi_{i-1,j+1}^{(n+1),K}-\Psi_{i-1,j-1}^{(n+1),(k+1)}+\Psi_{i+1,j+1}^{(n+1),K})+a_{TSx1}(T_{i+1,j}^{(n+1)}-$$
$$\mathrm{T}_{i-1,j}^{(n+1)})+a_{TSy1}(T_{i,j+1}^{(n+1)}-\mathrm{T}_{i,j-1}^{(n+1)})\Big\} \quad (3.24)$$

Où les paramètres : a_{p1}, a_{x1}, a_{y1}, a_{xy1}, a_{TSx1} et a_{TSy1} sont donnés par :

$$a_{p1} = -\frac{\left[\begin{matrix}2(1+V_a\cdot F(\emptyset)\cdot G)(\Delta X^2+\Delta Y^2)V_a+2(V^2\Delta Y^2+U^2\Delta X^2)F(\emptyset)\cdot G+2C_1(\Delta X^2cos^2\zeta+\\ \Delta Y^2sin^2\zeta)V_a\end{matrix}\right]}{V_a\Delta X^2\Delta Y^2}$$

$$a_{x1} = \frac{[(1+V_a\cdot G\cdot F(\emptyset)+C_1sin^2\zeta)V_a+V^2\cdot G\cdot F(\emptyset)]}{V_a\Delta X^2}/a_{p1}\ ,$$

$$a_{xy1} = \left[\frac{UVGF(\emptyset)}{2V_a\Delta X\Delta y}+C_1\sin\zeta cos^2\zeta\right]/a_{p1}\ ,\ a_{TSx1} = \frac{R_TH(\emptyset)\cos\gamma}{2\Delta Xa_{p1}}\ ,$$

$$a_{TSy1} = -\frac{R_TH(\emptyset)\sin\gamma}{2\Delta Ya_{p1}} \quad (3.25)$$

Le paramètre est le facteur de surrelaxation ; sa valeur est comprise entre 1 et 2, pour accélérer la convergence. Sa valeur optimale dépend de la forme du domaine, du maillage et du type de conditions aux limites.

Pour un domaine rectangulaire avec un maillage uniforme, est donné par :

$$\omega_{opt} = \frac{2}{\zeta^2}\left[1 - \sqrt{1-\zeta^2}\right] \tag{3.26}$$

Où: $\zeta = \left[\frac{\cos(\pi/N_{x+1}) + (\Delta x^2/\Delta y^2)\cos(\pi/N_{y+1})}{1+(\Delta x^2/\Delta y^2)}\right]$

Et désignent les numéros des nœuds dans les directions horizontale et verticale, respectivement.

3.5.4. Discrétisation des champs de vitesse :

Les composantes du champ de vitesse sont obtenues à partir de la fonction courante selon les relations (2.21). La discrétisation de ces équations par un schéma de différences finies centrées du premier ordre donne :

$$U_{i,j}^{n+1} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{n+1} - \Psi_{i,j-1}^{n+1}}{2\Delta Y} \tag{3.27}$$

$$V_{i,j}^{n+1} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{n+1} - \Psi_{i,j-1}^{n+1}}{2\Delta X} \tag{3.28}$$

3.5.5. Discrétisation des conditions aux limites de vitesse :

Les conditions aux limites de vitesse sont discrétisées selon un schéma de différences finies, décentré à droite et à gauche du troisième ordre :

$$\left.\begin{aligned} U_{1,j} = 0\,,\ V_{i,1} = -\frac{18\Psi_{2,j} - 9\Psi_{3,j} + 2\Psi_{4,j}}{6\Delta X} \quad \text{à} \quad X = -\frac{1}{2} \\ U_{Nnx,j} = 0\,,\ V_{i,Nny} = \frac{18\Psi_{Nnx-1,j} - 9\Psi_{Nnx-2,j} + 2\Psi_{Nnx-3,j}}{6\Delta X} \quad \text{à} \quad X = \frac{1}{2} \end{aligned}\right\} \tag{3.29}$$

$$V_{i,1} = 0\,,\quad U_{1,j} = -\frac{18\Psi_{i,2} - 9\Psi_{i,3} + 2\Psi_{i,4}}{6\Delta Y} \quad \text{à} \quad y = -\frac{1}{2}$$

$$V_{i,Nny} = 0\,,\quad V_{Ny+1,j} = -\frac{18\Psi_{i,Nny-1} - 9\Psi_{i,Nny-2} + 2\Psi_{i,Nny-3}}{6\Delta Y} \quad \text{à} \quad y = \frac{1}{2} \qquad (3.30)$$

3.5.6. Algorithme de calcul :

Les principales étapes de notre algorithme de calcul sont :

1. Génération de maillage.

2. Initialisation et lecture des données.

3. Calcul du facteur de sur relaxation.

4. Présente les conditions initiales sur la température, et sur la fonction actuelle, Ψ.

5. Évaluation initiale du champ de vitesse $U_{i,j}$ et $V_{i,j}$.

6. Début de la boucle temporelle.

6.1. Résoudre l'équation énergétique (3.9) et (3.15) par la méthode ADI et calculer le champ de température $\theta_{i,j}$.

6.2. Résolution de l'équation du mouvement (3.22) par la méthode SOR et calcul du champ de la fonction courante $\Psi_{i,j}$.

6.3. Calcul du champ de vitesse $U_{i,j}$ et $V_{i,j}$.

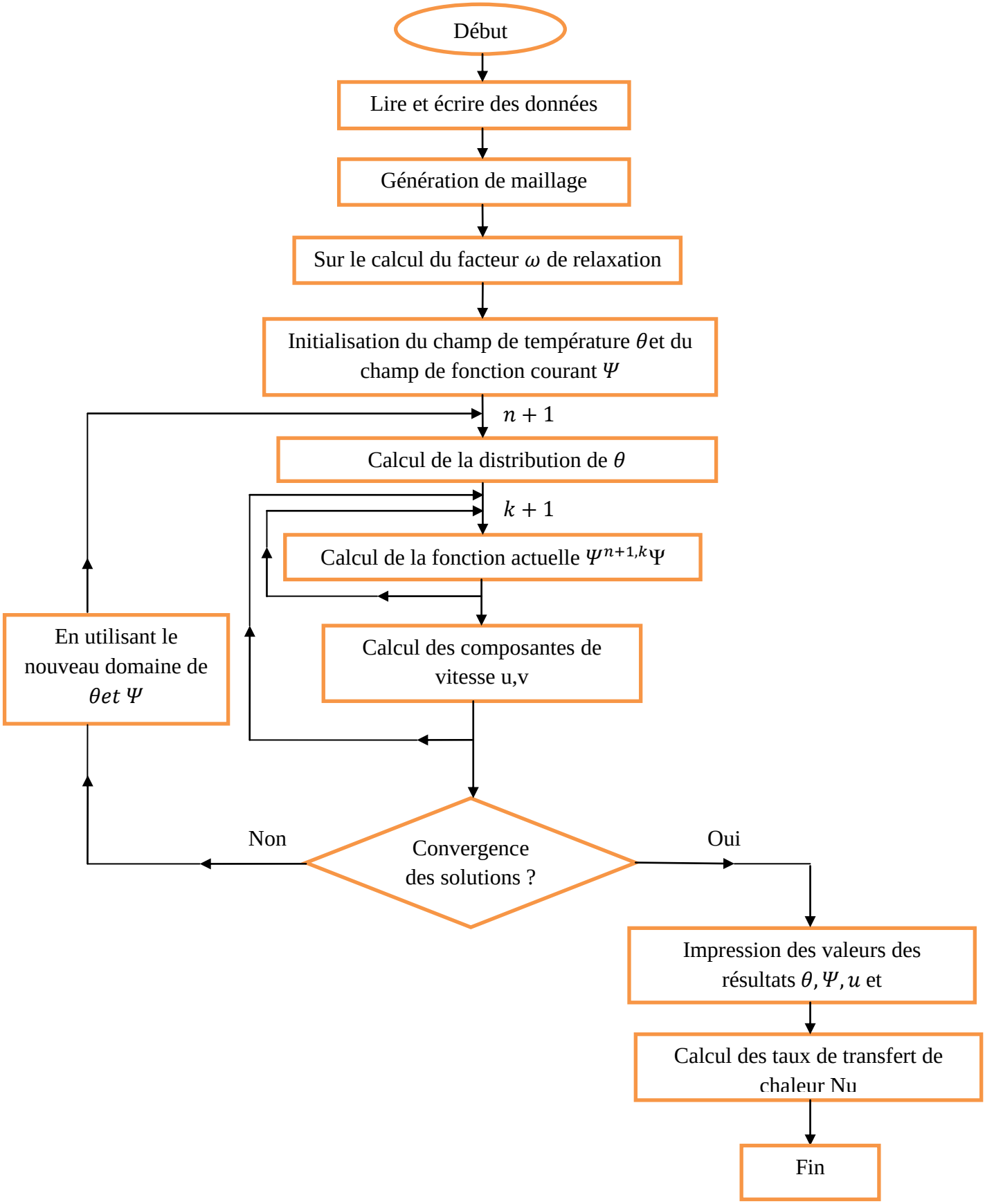
6.4. Répétez l'étape (6.1) jusqu'à ce que la solution converge vers une solution permanente ou oscillante.

7. Impression des résultats.

8. Fin du programme.

Le critère de convergence lors de la résolution de l'équation (3.20) est donné par :

$$\frac{\sum_i \sum_j \left|\Psi_{i,j}^{k+1} - \Psi_{i,j}^{k}\right|}{\sum_i \sum_j \left|\Psi_{i,j}^{k}\right|} \leq 10^{-6} \tag{3.31}$$


Début
Lire et écrire des données
Génération de maillage
Sur le calcul du facteur ω de relaxation
Initialisation du champ de température θet du champ de fonction courant Ψ
$n+1$
Calcul de la distribution de θ
$k+1$
Calcul de la fonction actuelle $\Psi^{n+1,k}\Psi$
Calcul des composantes de vitesse u,v
Convergence des solutions ?
Non
Oui
En utilisant le nouveau domaine de $\theta et\ \Psi$
Impression des valeurs des résultats θ, Ψ, u et
Calcul des taux de transfert de chaleur Nu
Fin

Chapitre 4 :
Résultats et discussions

4.1. Introduction :

Dans ce chapitre, nous présenterons et discuterons des résultats obtenus pour la résolution du problème de convection thermosolutale de nanofluide (Al_2O_3-eau) et (SWCNT-eau) non newtonien en présence de milieu poreux, au sein d'une cavité carrée, à l'aide de logiciel Fortran 77. Les résultats numérique ont été obtenus pour différents valeurs du nombre de Rayleigh, le paramètre de la fraction volumique de nanofluide, le paramètre d'inertie$G$, a fin de distinguer l'effet de ces paramètre sur le champ d'écoulement et du nombre de nombre de Nusselt.

4.2. Validation :

Avant de discuter les cas étudiés, on présente une validation des résultats trouvés en faisant une comparaison avec les résultats existants en littérature. Pour la première application les résultats sont comparé avec les lignes de courants du travail de «Sheremet et al [61]», voir Figure 4.1 Cette comparaison montre que les lignes de courant sont tellement cohérentes et que la différence entre les valeurs est due à la méthode numérique utilisée et aux différents critères de convergence au cours du processus de résolution.

Le deuxième test a été effectué en examinant l'exactitude des résultats actuels via la valeur absolue maximale de la fonction de courant et le nombre Nusselt moyen de «Nawaf et Pop [46]», voir le tableau 4.1. Le tableau montre clairement que le code implémenté produit des résultats raisonnablement acceptés.

Concernant la deuxieme application, une analyse de trois comparaisons a été réalisée en comparant. Premièrement, les résultats sont testés en comparant le nombre de Nusselt moyen avec celui donné par différents auteurs comme indiqué dans le tableau 4.2. L'achèvement des deux tests ci-dessus montre clairement que le code implémenté produit des résultats raisonnablement acceptés et fiables.

Tableau 4.1 : Effet du paramètre d'effets inertielle G sur le nombre de Nusselt moyen et la valeur absolue maximale de la fonction de courant pour $R_T = 10^3$, $\phi = 0$ et $\gamma = 0°$.

Paramètre d'effet inertiel	Présenter les résultats						"Nawaf et Pop [46]"	
	100 x 100		200 x 200		300 x 300		42×42	
G	$\overline{Nu}_L$	$\lvert\psi\rvert_{max}$	$\overline{Nu}_L$	$\lvert\psi\rvert_{max}$	$\overline{Nu}_L$	$\lvert\psi\rvert_{max}$	$\overline{Nu}_L$	$\lvert\psi\rvert_{max}$
0	13.585	20.373	13.773	20.457	13.758	20.476	13.442	20.489
0.1	4.841	8.054	4.822	8.052	4.818	8.052	4.732	7.993
10	1.322	1.744	1.321	1.712	1.321	1.706	1.295	1.652

Tableau 4.2 : Comparaison du nombre moyen de Nusselt avec les résultats numériques précédents Pour : $G = 0$, $\phi = 0$ et $\gamma = 0°$.

Auteur	R_T		
	10	10^2	10^3
Walker and Homsy [62]	-	3.097	12.96
Bejan [63]	-	4.20	15.8
Beckermann et al [64]	-	3.113	-
Gross et al [65]	-	3.141	13.448
Moya et al [66]	1.065	2.801	-
Manole and Lage [67]	-	3.118	13.637
Baytas and Pop [68]	1.079	3.16	14,06
Présenter les résultats	1.079	3.113	13.770

(a) $\lvert\psi\rvert_{max} = 4.23$ (b) $\lvert\psi\rvert_{max} = 4.63$

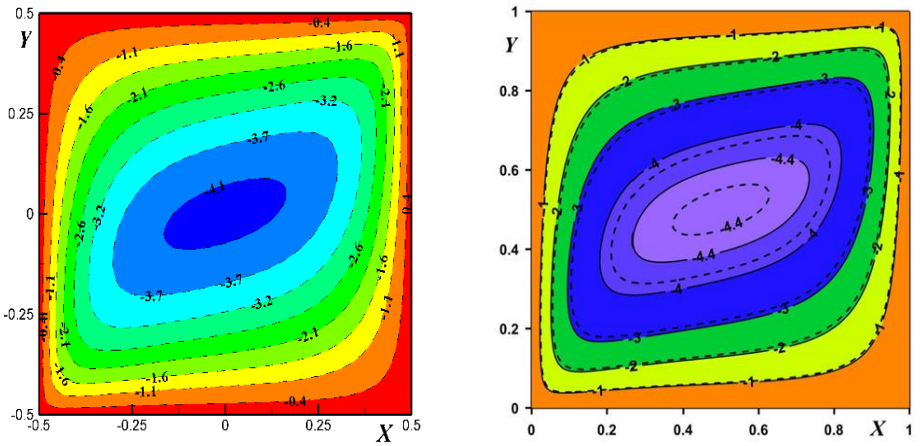


Figure 4.1 : Comparaison entre les résultats actuels (a) et de "Sheremetet al " [61] (b) a $\phi = 0.05$,$G = 0$, $R_T = 100$, $\gamma = 0°$ et la mousse d'aluminium comme matrice solide du milieu poreux.

Dans la figure 4.2, pour $G = 10^{-3}$ un flux de circulation unique est formé dans le sens des aiguilles d'une montre à l'intérieur de la cavité, ce qui indique qu'il existe une différence de température horizontale. Lorsque le paramètre d'inertie augmente, la convection d'écoulement s'affaiblit, ce qui implique qu'à mesure que les effets d'inertie augmentent, la vitesse d'écoulement induite diminue ($|\psi|_{max}^{G=10^{-3}} = 6.626 > |\psi|_{max}^{G=1} = 1.817 > |\psi|_{max}^{G=10} = 0.667$). De plus, les isothermes ont tendance à avoir des lignes parallèles au coin supérieur gauche et inférieur droit, et les couches limites deviennent moins significatives. Le transfert de chaleur par mode de conduction est dominé pour les valeurs élevées du paramètre inertiel, tandis que le mode convection est dominé pour les valeurs faibles ($\overline{Nu}_L^{\,G=10^{-3}} = 729.85 > \overline{Nu}_L^{\,G=1} = 230.25 > \overline{Nu}_L^{\,G=10} = 176.75$).Ces résultats sont confirmés sur la figure 4.3 en prenant un nombre de Rayleigh constant.

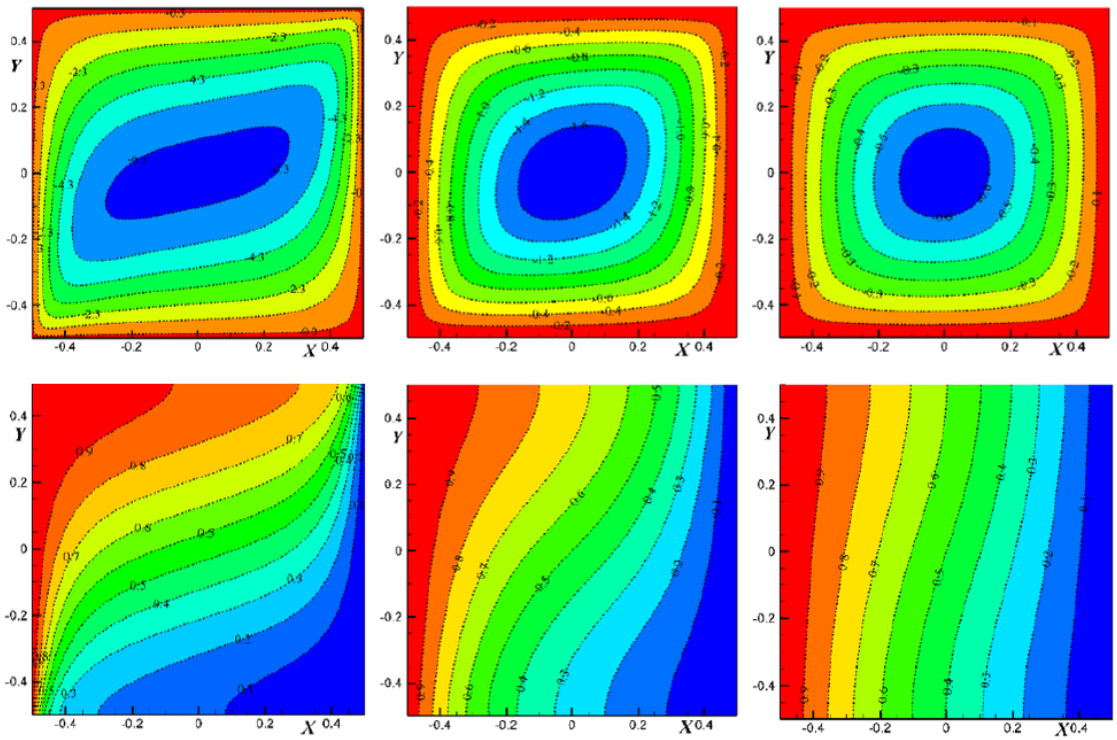


Figure 4.2 : lignes de courant (en haut) et isothermes (en bas) pour $R_T = 200$, $\phi = 0.05$, $\gamma = 0°$

La figure 4.3 montre le comportement de la valeur maximale de la fonction de courant, le nombre de Nusselt gauche moyen avec le nombre de Rayleigh pour différentes valeurs du paramètre des effets d'inertie G à $\phi = 0.05$, $\gamma = 0°$, et la mousse d'aluminium comme

matrice solide du milieu poreux. Le nombre moyen de Nusselt est calculé le long du mur gauche pour différents nombres de Rayleigh et différent valeurs du paramètre d'effets d'inertie$G$. Il est clair que pour un nombre de Rayleigh donné, la convection naturelle est inhibée avec l'augmentation du paramètre inertiel et réduit le nombre de Nusselt moyen. La figure 4.3 montre également que le nombre de Rayleigh a plus d'effets sur le nombre de Nusselt moyen pour de faibles valeurs du paramètre des effets inertiels par rapport aux valeurs élevées de ce dernier. Aucun changement n'est enregistré dans le nombre de Nusselt moyen pour la valeur de$G=1$et 10, pour tous les nombres de Rayleigh (de 0 à 200), ni pour la valeur absolue maximale de la fonction de courant, où la variation est insignifiante. A ces valeurs du paramètre des effets inertiels G ($G=1$ à 10), le transfert de chaleur par mode de conduction est dominé et le fluide est approximativement stationnaire. En l'absence de convection ($R_T=0$), le mode de conduction est le seul mécanisme de transfert de chaleur, qui est présenté par le $|\psi|_{max}=0$ et $\overline{Nu}_L=167.79$ en raison de la conductivité élevée de la matrice poreuse.

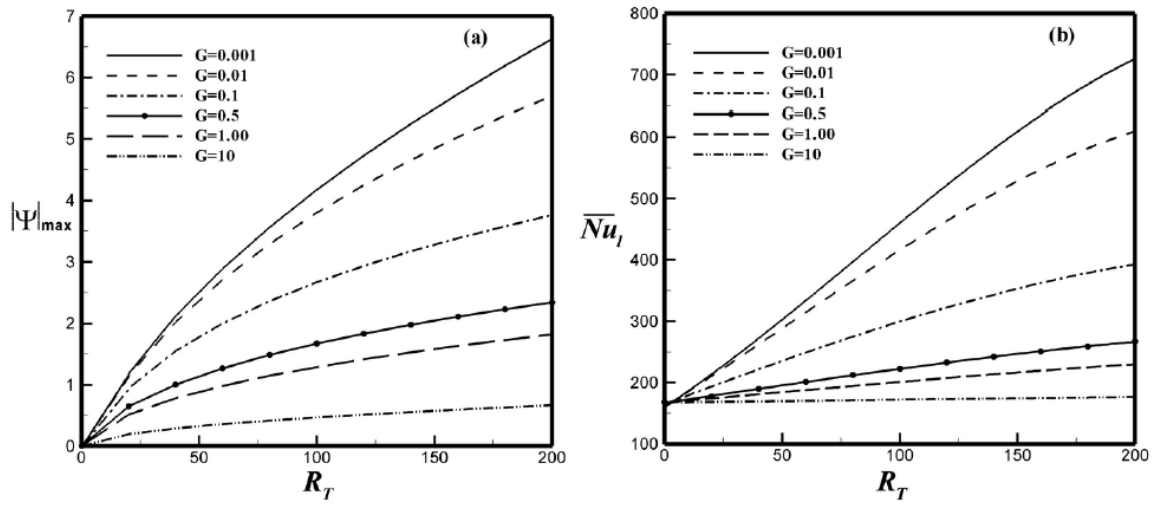


Figure 4.3 : Variation de la valeur absolue maximale de la fonction de courant (a) et du nombre de Nusselt gauche moyen (b) avec le nombre de Rayleigh pour$\phi=0.05$, $\gamma=0°$, et différentes valeurs du paramètre des effets d'inertie G .

L'effet de la fraction volumique des nanoparticules sur les lignes de courant et les isothermes est présenté sur la figure 4.4. Il faut mentionner que la fraction volumique des nanoparticules est un paramètre crucial dans les études de transfert de chaleur à l'aide de nanofluides, et c'est le paramètre principal, qui est utilisé pour évaluer les performances de transfert de chaleur des nanofluides.

La figure 4.4 représente les variations de la valeur absolue maximale de la fonction de courant et le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh pour différentes fractions de volume de nanoparticules. Les résultats sont rapportés pour quatre pourcentages de nanoparticules $\phi = 0$ (fluide pur), 0,05, 0,08 et 0,1. Comme on l'a vu, le mécanisme de transfert de chaleur est le mode de conduction uniquement via le milieu poreux hautement conducteur ($|\psi|_{max} = 0$ et $\overline{Nu}_L = 167.79$). Après cela, plus est élevée, plus la valeur absolue maximale de la fonction de courant et la valeur moyenne du nombre de Nusselt pour un nombre de Rayleigh donné sont faibles, ce qui signifie que l'efficacité du transfert de chaleur diminue avec l'augmentation du pourcentage de nanoparticules. De plus, il est clair que la vitesse décroissante augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh.

La diminution du transfert de chaleur par convection avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules est due à l'amélioration de la conductivité thermique du nanofluide par rapport au fluide de base car la présence de nanoparticules est associée à une augmentation de la viscosité du nanofluide. L'augmentation de la viscosité entraîne une diminution de la vitesse du nanofluide et une diminution du transfert de chaleur par convection à l'intérieur de la cavité. En outre, la diminution du transfert de chaleur par convection due à l'augmentation de la viscosité des nanofluides est plus importante par rapport à l'amélioration du transfert de chaleur en raison de la présence de nanoparticules.

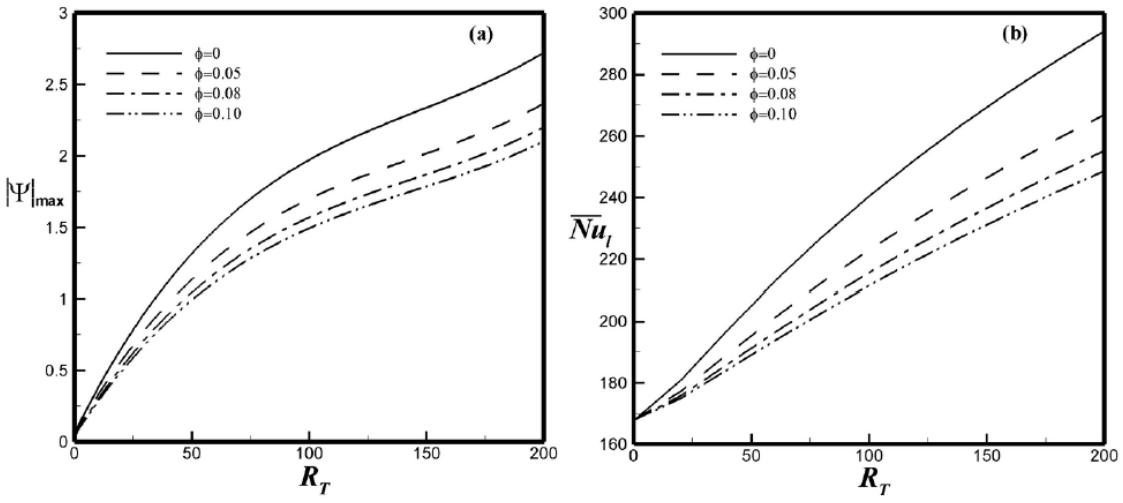


Figure 4.4 : Variation de la fonction de valeur absolue maximale de la fonction de courant (a) et du nombre moyen de Nusselt gauche (b) pour $G = 0.5$, $\gamma = 0°$ avec le nombre de Rayleigh R_T, et différentes valeurs de fraction volumique des nanoparticules ϕ.

Les figures 4.5 et 4.6 présentent la dépendance des lignes de courant et des isothermes sur le paramètre d'effet d'inertie G à $R_T = 200$, $\phi = 0.05$, et $\gamma = 0°$ respectivement.

Dans le cas de $G = 0$ une cellule de circulation dans le sens des aiguilles d'une montre est formée à l'intérieur de la cavité et un courant de convection est établi. À mesure que le paramètre d'inertie augmente, entraîne une diminution de la force d'écoulement. La force d'inertie, qui est perpendiculaire aux forces de flottabilité retarde le mouvement du nanofluide saturant le milieu poreux, et un pourcentage important du nanofluide à l'intérieur du milieu poreux devient stationnaire.

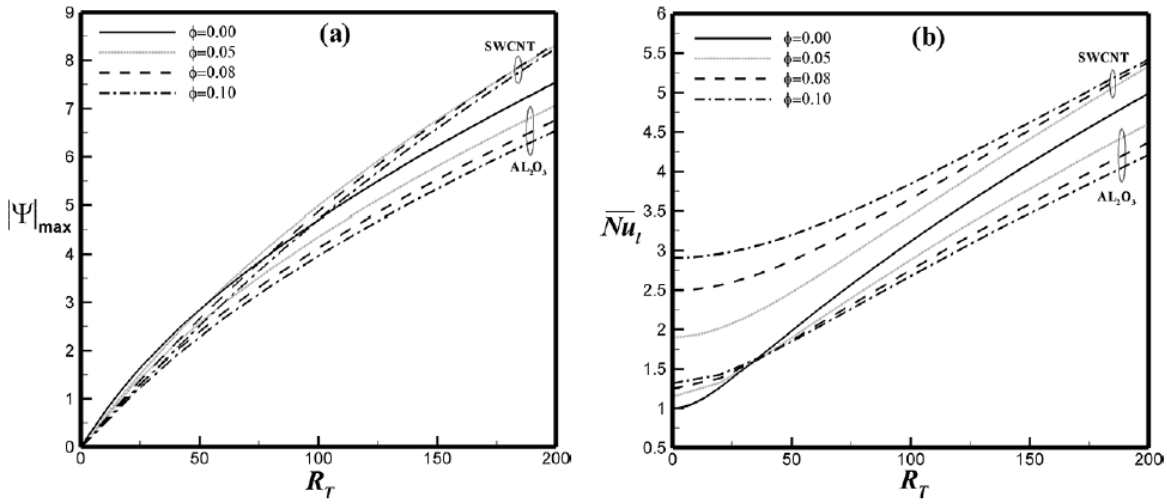


Figure 4.5 : Variation de la valeur absolue maximale de la fonction de courant (a) et du nombre de Nusselt gauche moyen (b) avec le nombre de Rayleigh R_T et différentes valeurs de la fraction volumique des nanoparticules ϕ, à $G = 0$, $\gamma = 0°$.

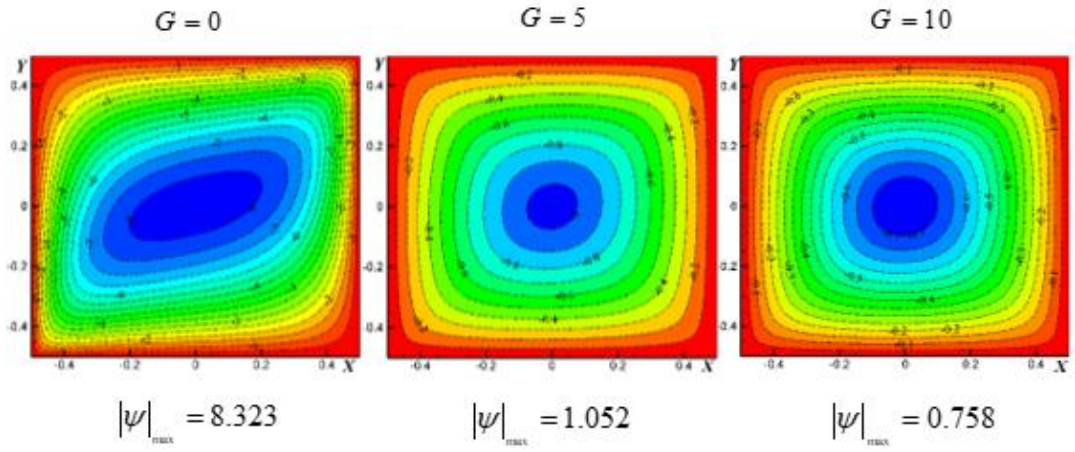


Figure 4.6 : Lignes de courants pour différentes valeurs de G pour SWCNT à $R_T = 200$. $\phi = 0.05$, $\gamma = 0°$.

Afin de comparer l'effet des nanoparticules, la figure 4.7 a été présentée pour l'effet de chacun des SWCNT dispersés dans l'eau sur la force d'écoulement du fluide, le taux de convection et la viscosité apparente des nanofluides non newtoniens SWCNT-Eau saturés le milieu poreux à $R_T = 200$, G=0.5 et $\gamma = 0°$. Comme le montre cette figure pour la force d'écoulement du fluide, l'augmentation de l'indice de loi de puissance *n* de 0,2 à 1,00 diminue la force d'écoulement du fluide pour les deux types de nanofluides non newtoniens SWCNT-Eau, ce qui signifie que le fluide fluidifiant par cisaillement a un meilleur effet sur la force d'écoulement du fluide par rapport au fluide newtonien (n = 1). Pour une valeur donnée de l'indice de loi de puissance *n*, avec l'augmentation du pourcentage SWCNT de 0 à 0.05, on remarque une augmentation de la force d'écoulement du fluide, qui est représentée par la fonction de courant absolu maximum, mais en augmentant le pourcentage SWCNT à 0.08 et 0.10, le débit de fluide diminue. Cette situation peut s'expliquer par l'augmentation de la viscosité du nanofluide SWCNT -Eau due à la présence de nanotubes dans le fluide de base. De plus, l'amélioration enregistrée dans la force d'écoulement du fluide par l'augmentation du pourcentage de nanotubes de 0 à 0.05 est due à l'amélioration de la force de convection due à la conductivité thermique élevée du SWCNT par rapport à l'effet de la viscosité effective. Cependant, la diminution de la force d'écoulement du fluide due à l'ajout de particules de nanotubes à 0.08 et 0.10 est due à l'augmentation de la viscosité dynamique, qui compense l'effet de l'amélioration de la conductivité thermique du SWCNT.

Concernant le taux de convection à l'intérieur de la cavité, qui est présenté par le nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu_L}$ gauche de la paroi gauche (Fig. 4.7 (b)), nous pouvons voir que l'effet de l'indice de loi de puissance est insignifiant. Quel que soit l'indice de loi de puissance, l'augmentation du pourcentage de nanotubes améliore le taux de convection à l'intérieur de l'enceinte, même si la diminution de la force d'écoulement du fluide est observée sur la figure 4.7 (a). Cela est dû à la bonne amélioration enregistrée dans la conductivité thermique du SWCNT-Eau, compte tenu du fait que le SWCNT a une conductivité thermique très élevée qui surmonte l'augmentation de l'effet de viscosité dynamique.

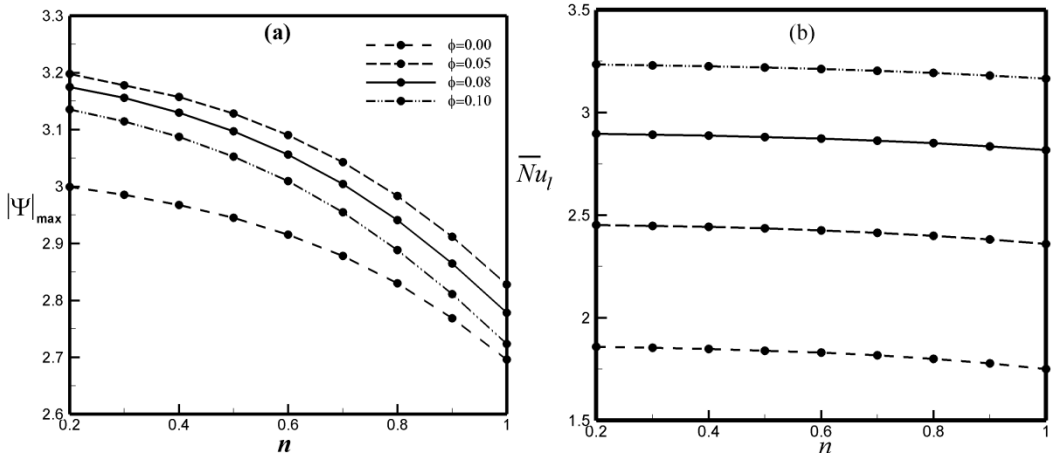
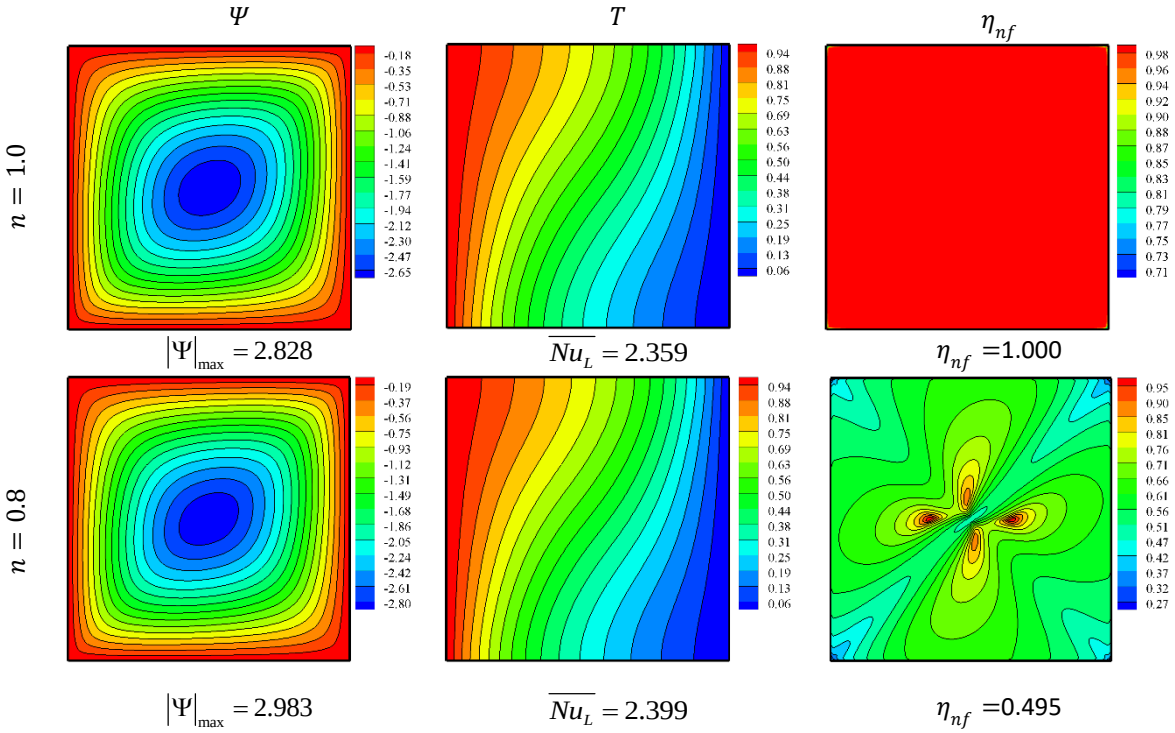


Figure 4.7 : Variation de : (a) la fonction de courant absolu maximum, et (b) le nombre de Nusselt gauche moyen avec indice de loi de puissance, n , et différentes valeurs de pourcentages ϕ à $R_T = 200$, $G = 0.5$ et $\gamma = 0°$.

La figure 4.8 illustre les lignes de courant, les isothermes et les contours de viscosité apparente pour les valeurs de l'indice de loi de puissance n=0.2, 0.6, 0.8 et 1.0 . On peut voir que la diminution de l'indice de loi de puissance, *n*, se traduit par une intensification de l'écoulement à l'intérieur de la cavité et améliore le taux de convection. De plus, la diminution de l'indice de loi de puissance *n* réduit la viscosité apparente η_{nf} du nanofluide SWCNT-Eau non newtonien à l'intérieur de la cavité.



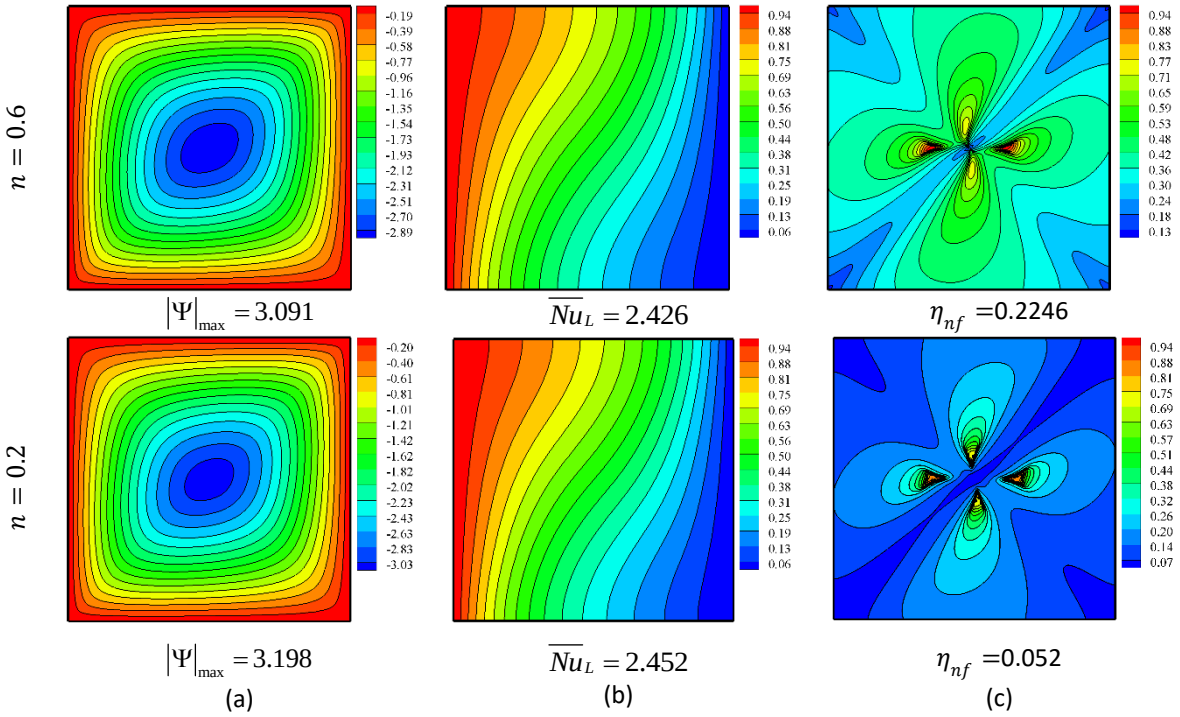


Figure 4.8 : Présentation de : (a) les lignes de courant, (b) les isothermes et (c) la viscosité apparente pour $R_T = 200$ à $G = 0.5$, $\phi = 0.05$, $\gamma = 0°$, $E = 0.6$, $s = 0.01$ et $a = 2$.

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire nous a permis d'étudier numériquement les transferts de chaleurs dans un milieu poreux saturé par un nanofluide non-newtonien, pour le cas d'une géométrie carrée on utilise le modèle de Forchheimer et l'approximation de Boussinesq pour établir le modèle mathématique décrit le phénomène de la convection thermosulutale au sein du milieu poreux.

Le système d'équations gouvernant le problème est résolu numériquement par un code de calcule basé sur la méthode des différences finies, et permis de décrire l'évolution de la structure des écoulements dans la cavité sons l'influence des paramètres caractéristiques relative au système (la fonction de courant Ψ, le nombre du Nusselt moyen $\overline{Nu}_L$, l'effet inertielle G, nombre de Rayleigh R_T, la fraction volumique de nanoparticules ∅), et les paramètres rhéologies (l'indice de la loi de puissance(n), E, S).

L'étude de l'effet de la variation des paramètres suscités sur le transfert de chaleur (les lignes de courants, les isothermes) ont été discutés dans notre travaille.

Les résultats principaux se résument dans :

L'effet du paramètre d'inertielle G sur le nombre du Nusselt moyen $\overline{Nu}_L$, et la fonction de courant Ψ).

Le transfert de chaleur par mode de conduction est dominé pour les valeurs élevée du paramètre inertiel G en permanant R_T est constant.

La convection naturelle est inhibé avec l'augmentation du paramètre d'inertie G et réduite le nombre du Nusselt moyen $\overline{Nu}_L$.

L'effet de la fraction volumique de nanoparticule ∅ sur les lignes de courant et les isothermes est utilisé pour évaluer les performances de transfert de chaleur de nanofluide.

La fonction de courant$|\Psi|$ et le nombre du Nusselt moyen $\overline{Nu}_L$élevée pour R_T faible que signifie que l'efficacité du transfert de chaleur diminuer avec l'augmentation du ∅.

La diminution du transfert de chaleur par convection avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules est due à l'amélioration de la conductivité thermique du nanofluide par rapport au fluide base car une augmentation de la viscosité du nanofluide.

La position de la source de chaleur influence considérablement le champ de la température et les lignes de courants.

La diminution de l'indice de loi de puissance n se traduit par une intensification de l'écoulement à l'intérieur de la cavité et améliorer le taux de convection , de plus la diminution de l'indice de loi de puissance n réduit la viscosité apparente….du nanofluide non-newtonien à l'intérieur de la cavité.

En terminant, nous pouvons affirmer que l'utilisation simultanée d'un milieu poreux et d'un nanofluide pour améliorer le performance de plusieurs systèmes industriels peut produire des résultats positifs afin d'optimiser le transfert de chaleur.

Les perspectives de recherche future dans ce domaine sont prometteuses et peuvent être abordées sous plusieurs angles :

1. Optimisation des propriétés des Nanofluides :

- Développer des nanofluides avec des nanoparticules ayant des formes, tailles et matériaux variés pour améliorer encore les performances de transfert de chaleur et de masse.
- Etudie l'influence de la concentration et de la distribution des nanoparticules sur les propriétés rhéologiques et thermophysiques des nanofluides.

2. Etudes expérimentales :

- Mettre en place des expériences à différentes échelles pour valider les modèles théoriques et numériques.
- Examiner les effets à long terme de l'utilisation des nanofluides non newtoniens dans des systèmes pratiques et industriels.

3. Application industrielles :

- Explorer l'utilisation des nanoufluides non newtoniens dans des applications telles que les échangeurs de chaleur, les réacteurs chimiques et les systèmes de refroidissement.
- Analyser les coûts et les bénéfices de l'adoption de nanofluides non newtoniens par rapport aux fluides conventionnels dans divers secteurs industriels.

Les recherches futures, tant expérimentales que théoriques, permettront de mieux comprendre les mécanismes complexes en jeu et de développer des applications pratiques innovantes.

REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUE :

[1] Yunus, A.C; John, M.C. Mécanique des fluides. De Boeck. (2017).

[2] Yves Jannot, Transferts thermique, Ecole des mines Nancy (2012).

[3] Nsiewe, Max-well, Convection naturelle de chaleur et de masse; Editeur: Editions universitaires européenne, Éditions universitaires européennes (2011).

[4] Ean-Luc Battaglia, Andrzej Kusiak et Jean-Rodolphe Puiggali, Introduction aux transferts thermiques: Cours et exercices corrigés, Dunod, (2014).

[5] Labed, M .A., Les 3 modes de transfert thermique Lien : https://jeretiens.net/les-3-transferts-thermiques.

[6] Chadi, K., Modélisation et simulation du refroidissement des éléments à base de composants électroniques par des nanofluides, Thése de Doctorat , Université de Biskra, (2020).

[7] Bensaada, S., et Bouziane, M.T., Transfert de chaleur, Mémoire de Magister, l'Université de Biskra.

[8] Saddam, S., Amélioration de la convection mixte dans un dissipateur de chaleur à ailette elliptique creuse, Mémoire de Master, Université de Msila, (2015).

[9] Salem, E.A., et Ikhlef., Etude et modélisation des systèmes de refroidissement, Thèse de Doctorat, université de jijel, (2021).

[10] Duval,D., Ailettes thermique, Institut National Des Sciences Appliquées de Rouen, Département Sciences et Techniques Pour l'Ingénieur, (2013).

[11] Pérez,J.P. et Romulus, A.M., Thermodynamique Fondements et applications, Masson, Paris, page 52,(1993).

[12] Moualek, I. et Zerguine, B, Simulation numérique de la convection mixte dans une nouvelle conception dissipateur de chaleur rotatif utilisé pour le refroidissement d'un CPU mémoire de Master, Université de M'sila, (2019).

[13] Attis, N. et Bassour, M., Etude de la convection thermosolutale dans une cavité saturée par un fluide non Newtonien, Mémoire de Master, université de Médéa, (2021).

[14] Zedmia, k et Rabah fissa, A., Etude de la convection thermosolutale dans une cavité poreuse saturée par un fluide non newtonien, Mémoire de Master, université de Médéa, (2020).

[15] Ghettas, M. A, et Hacini, B., l'effet de la variation de perméabilité sur les profils de vitesse de température et de concentration, Mémoire de Master, Université de Ouargla, (2019).

[16] Heinemann, Z.E., Fluid flow in porous media Leoben montan universitatle oben, petroleum engineering department, (2005).

[17] Damene, D., Effet de la variation de perméabilité dans un milieu poreux en convection naturelle, thèse de Doctorat, Université de Ouargla, (2022).

[18] Younsi, R., Simulation numérique du transfert de chaleur et de masse en milieux fluides et poreux. Thèse de Doctorat, Université d'Alger, (2002).

[19] Boumaraf, A., Etude de la convection naturelle thermosolutale dans une enceinte rectangulaire inclinée. Mémoire de Magistère, Université de Constantine, (2010).

[20] Patankar, S., Numerical heat transfer and fluid flow. CRC press, (2018).

[21] Beddiaf, I. E., et Trabelsi, A. A., Étude de la convection naturelle dans un mélange binaire, Mémoire de Master, Université de Ouargla, (2023).

[22] Baza,I. et Kherbouche, K., Essai de mesure de la perméabilité de quelques sols de la région de Ouargla , Mémoire de Master, Université de Ouargla, (2017).

[23] Nacer, A. et Boudiar, S., Simulation de la convection naturelle dans un milieu anisotrope, Mémoire de master, Université de Tébessa, (2022).

[24] RIGAL, C., Comportement de fluides complexes sous écoulement Approche expérimentale par résonance magnétique nucléaire et techniques optiques et simulations numériques, Thèse de Doctorat, Université de Lorraine, (2012).

[25] Chhabra, RajP., and John Francis Richardson.,Non-Newtonian flow and applied rheolgy engineering application, Butterworth-Heinemann, (2011).

[26] HOT, Julie., Influence des polymères de type superplastifiants et agents entraineurs d'air sur la viscosité macroscopique des matériaux cimentaires, Thèse de Doctorat, Université Paris-Est France, (2013).

[27] Carranza., Santiago Nicolas Lopez. Transition laminaire-turbulent en conduite cylindrique pour un fluide non Newtonien, Thèse de Doctorat, Université de Lorraine France, (2012).

[28] Imeson, A. P., Phillips, G. O., et Williams, P. A., Handbook of hydrocolloids in CarrageenanWoodheadPublishing Limited Cambridge, UK, p. 87-102,(2000).

[29] Quemada, D.,Rheology of concentrated disperse systems II. A model for non Newtonian shearviscosity in steady flows,Rheologica Acta, vol. 17, no 6, p. 632- 642, (1978).

[30] Carreau, Pierre J.,Rheological equations frommolecular network theories, Transactions of the Society of Rheology, vol. 16, no 1, p. 99-127, (1972).

[31] Cross, M. M., Relation between viscoelasticity and shear-thinning behaviour in liquids,Rheologica Acta, vol. 18, no 5, p. 609-614. ,(1979).

[32] Nguyen, Q. D.,et Uhlherr, P. H.T.,Thixotropic behavior of concentrate dredmud suspensions, In : Journal of Rheology, Circulation Fulfillment DIV, 500 Sunnyside BLVD, Woodbury, NY 11797-2999 : Amer Inst physics, p. 815-815, (1985).

[33] Bouafia., O., Développement thermique de l'écoulement d'un nanofluide entre deux plaques parallèles.

[34] Aissa, F., et Lamouri, I,. Simulation numérique de la convection mixte d'un nano-fluide dans un canal Vertical , Mémoire de Master, Université de Tiaret, (2020).

[35] Stéphane, Fohanno, Guillaume.P, and Catalin, P., Nanofluides et transfert de chaleur par convection naturelle, Journée Thématique SFT–Paris 15, (2012).

[36] Salazar, c., Gustavo Ernesto, Modélisation du séchage d'un milieu poreux saturé déformable: prise en compte de la pression du liquide, Diss Paris, ENSAM, (2006).

[37] Brinkman, Hendrik C. ,The viscosity of concentrated suspensions and solutions, The Journal of chemicalphysics , (1952).

[38] Bachir, Gladés., Contribution à l'étude de la convection naturelle dans les nanofluides en configuration de Rayleigh-Bénard. Diss, Université de Toulouse, (2010).

[39] Zerrouki, D., Application des nanofluides pour le refroidissement: étude d'un cas d'une géométrie simple,Diss.

[40] Bouafia, O., Développement thermique de l'écoulement d'un nanofluide entre deux plaques parallèles,Mémoire Master,Université de Biskra (2021).

[41] Belahouel , K. , Biosynthèse de nanoparticules à base d'extrait de plante (Myrtuscommunis) et la caractérisation de leurs activités biologiques, Mémoire de Master,Université Mostaganem , (2021).

[42] AISSA, F., and Lamouri.I., Simulation numérique de la convection mixte d'un nano-fluide dans un canal Vertical. Diss, Université de Tiaret, (2020).

[43] Mehrdad.F.,andFarhadi. K., Biologicala and green synthesis of silvernanoparticles, Turkish J. Eng. Env,Sci, 34, 281 – 287, (2010).

[44] Riley, D.S. and Rees, D.A.S., Non-Darcy Natural Convection from Arbitrarily Inclined Heated Surface in Saturated Porous Media, J. Mech. Appl. Math., vol. 38, pp. 277–295, (1985).

[45] Poulikakos, D. and Bejan, A., The Departure from Darcy Flow in Natural Convection in a Vertical Porous Layer, Phys. Fluids, vol. 28, pp. 3477–3484, (1985).

[46] Nawaf, H.S. and Pop, I. Non-Darcy Natural Convection in a Square Cavity Filled with a Porous Medium, Fluid Dyn. Res., vol. 36, pp. 35–43, (2005).

[47] Rebhi, R., Mamou, M., and Vasseur, P., Bistability and HysteresisInduced by Form Drag in Nonlinear Subcritical and Supercritical Double-Diffusive Lapwood Convection in Shallow Porous Enclosures, J. Fluid Mech., vol. 812, pp. 463–500, (2017).

[48] Alilat, D., Alliche, M., Rebhi, R., and Borjini, M.N., Inertial and Porosity Effects on Dupuit–Darcy Natural Convection of Cu–Water Nanofluid Saturated High Thermal

Conductive Porous Medium, Special Topics Rev. Porous Media Int. J., vol. 115, pp. 453–475, (2020).

[49] Ergum, S., Fluid Flow throughPackedColumns, Chem. Eng. Prog., vol. 48, pp. 89–94, (1952).

[50] Tiwari, R.K. and Das, M.K., Heat Transfer Augmentation in a Two-Sided Lid-Driven Differentially Heated Square Cavity Utilizing Nanofluids, Int. J. Heat Mass Transf., vol. 50, pp. 2002–2018, (2007).

[51] Xue, Q.Z., Model for Thermal Conductivity of Carbon Nanotube-Based Composites, Physica B, vol. 368, pp. 302–307, (2005).

[52] Kefayati, G.H.R., Simulation of Heat Transfer and Entropy Generation of MHD Natural Convection of Non-Newtonian Nanofluid in an Enclosure, Int. J. Heat Mass Transf., vol. 92, pp. 1066–1089, (2016).

[53] Jain, S. and Bhargava, R., Numerical Simulation of Free Convection of MHD Non-Newtonian Nanofluid within a Square Wavy Enclosure Using Meshfree Method, Int. J. Comput. Methods Eng. Sci. Mech., vol. 22, pp. 32–13, (2021).

[54] Carreau, P., Reological Equation from Molecular Network Theories, PhD, University of Wisconsin, Madison, (1968).

[55] Yasuda, K., Investigation of the Analogies betweenViscometric and Linear Viscoelastic Properties of Polystyrene, PhD, MIT, Cambridge, MA, (1979).

[56] Alloui, Z. and Vasseur, P., Natural Convection of Carreau–Yasuda Non-Newtonian Fluids in a Vertical Cavity Heatedfrom the Sides, Int. J. Heat Mass Transf., vol. 84, pp. 912–924, (2015).

[57] Khechiba, K., Mamou, M., Hachemi, M., Delenda, N., and Rebhi, R., Effect of Carreau–Yasuda Rheological Parameters on Subcritical Lapwood Convection in Horizontal Porous Cavity Saturated by Shear-Thinning Fluid, Phys. Fluids, vol. 29, Article ID 063101, (2017).

[58] Rashad, A.M., Rashidi, M.M., Lorenzini, G., Ahmed, S.E., and Aly, A.M., Magnetic Field and Internal Heat Generation Effects on the Free Convection in a Rectangular Cavity

Filled with a Porous Medium Saturated with Cu–Water Nanofluid, Int. J. Heat Mass Transf., vol. 104, pp. 878–889, (2017).

[59] GALON, P. Méthode des Volumes Finis pour les écoulements compressibles: Analyse Bibliographique. Tech. Rep. RAPPORT DM2S, SEMT/DYN/RT/03-013/A, Commissariata l'Énergie Atomique (CEA), Gif-sur-Yvette, France, (2004).

[60] Patankar, Suhas V. Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere Publ. Corp., New York, vol. 58, (1980).

[61] Sheremet, M.A. and Pop, I., Free Convection in a Porous Horizontal Cylindrical Annuluswith a Nanofluid Using Buongiorno's Model, Computers and Fluids., vol. 118, pp. 182-190, (2015).

[62] Walker. K.L, Homsy. G.M, Convection in a porouscavity. J. FluidMech. 87, 338–363, (1978).

[63] Bejan, A, On the boundary layer regime in a vertical enclosure filledwith a porous medium. Lett. Heat Mass Transf. 6, 82–91, (1979).

[64] Beckermann. C, Viskanta. R, Ramadhyani. S,A numerical study of non-Darcian natural convection in a vertical enclosure filled with a porous medium. Numer. Heat Transfer 10, 446–469, (1986).

[65] Gross. R, Bear. M.R, Hickox. C.E, The application of flux-corrected transport (FCT) to high Rayleigh number natural convection in a porous medium. In: Proceedings 7th Int. Heat Transfer Conference, San Francisco, (1986).

[66] Moya. S.L, Ramos. E, Sen, M, Numerical study of natural convection in a tilted rectangular porous material. Int. J. Heat Mass Transf. 30, 630–645, (1987).

[67] Manole. D.M, Lage. J.L, Numerical benchmark results for natural convection in a porous medium cavity. Heat Mass Transf. Porous Media 105, 44–59, (1992).

[68] Baytas. A.C, Pop. I, Free convection in oblique enclosures filledwith a porous medium. Int. J. Heat Mass Transf. 42, 1047–1057, (1999).