REPUBLIQUE 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 Mécanique

Mémoire de fin d'études de Master

Filière : Génie mécanique

Spécialité : Energétique

Thème :
Étude Numérique et Théorique de l'Effet des Propriétés Rhéologiques d'un Fluide Complexe sur le Transfert Thermique.

Présenté par :

BELGHAZI Sofyane

ALLECHE Mohammed Amin

Proposé et Dirigé par :

Dr. REBHI Redha

Dr. LOUNIS Selma

Promotion 2022/2023


بسم الله الرحمن الرحيم

REMERCIEMENTS :

TIENS À REMERCIER ALLAH, LE TOUT PUISSANT DE MA DONNÉE LA PATIENCE, LA SANTÉ ET LE COURAGE POUR FINIR CE TRAVAIL.

NOUS REMERCIONS PROFONDÉMENT LES ENCADREURS :

DR .REBHI REDHA ET DR. LOUNIS SELMA ET TOUTE L'ÉQUIPE PÉDAGOGIQUE DE L'UNIVERSITÉ YAHIA FARES DE MEDEA

NOUS REMERCIONS NOS COLLÈGUES QUI NOUS ONT ENCOURAGÉS À FAIRE LE MAXIMUM D'EFFORTS DANS CE TRAVAIL, ET À TOUTES LES PERSONNES QUI NOUS ONT AIDÉS DE PRÉS DE LOIN.

Dédicace :

Je dédie ce modeste travail qui n'aurait pu être achevé sans la grâce d'Allah, à ma chère mère et à mon cher père, à qui revient tout le mérite dans ma vie. Je le dédie également à mes chers frères, qui ont partagé avec moi les moments difficiles et agréables.

Vous avez été un pilier solide pour moi, ajoutant beaucoup de bonheur et de motivation à ma vie. Je vous souhaite à tous le succès et le bonheur dans vos vies, et je vous remercie sincèrement pour votre présence précieuse et votre soutien constant.

À mes chères sœurs, ainsi qu'à tous leurs enfants et leurs familles, à tous les professeurs et les enseignants, à Toutes ces personnes que j'ai senties redoutable de leur dédier ce modeste travail en termes d'amour et de profonde gratitude.

A mon binôme sofyane, à tous mes amis.



Mohammed lamin

Dédicace :

Je souhaite dédier ce mémoire de fin d'études à ma famille, Ceux Il ne suffit pas de les remercier, mais il suffit de douaa pour eux. , qui a toujours cru en moi et m'a offert son soutien inconditionnel. Leur amour, leur compréhension et leur patience ont été essentiels pour me permettre de me concentrer sur cette recherche et persévérer face aux défis.

Je tiens également à remercier mes proches et mes chers amis, qui m'ont prodigué des conseils et des orientations. J'exprime ma gratitude envers mes superviseurs de recherche et tous mes camarades d'études, qui m'ont apporté une aide inestimable tout au long de cette étude. Leur expertise, leur collaboration et leurs précieux commentaires ont été une grande contribution à mon travail.

Ce travail de recherche est le fruit d'efforts continus et je suis profondément reconnaissant envers tous ceux qui y ont contribué. Je dédie humblement ce travail à leur dévouement inébranlable et à leur contribution inestimable.

Je vous remercie du fond du cœur.

Sofyane

Sommaire :

Sommaire

RÉSUMÉ

NOMENCLATURE

Liste des tableaux

Liste des figures

Introduction générale : 1

Chapitre I:Généralité sur L'effet de Transfert Thermique dans les Fluides Complexes... 3

I.1.Introduction : 4

I.2.Le transfert thermique : 4

I.2.1.Conduction : 5

I.2.2.Convection : 6

I.2.3.Rayonnement : 7

I.3.Les propriétés rhéologiques : 8

I.3.1.Les fluides newtoniens : 8

I.3.2.Les fluides non- newtoniens : 9

I.4.Nanofluides : 12

I.4.1.Les propriétés thermo-physiques de nanofluides : 12

I.5.Généralités sur les Milieux Poreux : 15

I.5.1.Milieux Poreux : 15

I.5.2.Type de milieu poreux : 16

I.5.3.Volume élémentaire représentatif (V.E.R) : 17

I.5.4.Paramètre du système : 18

I.5.5.Modèles d’écoulements dans les milieux poreux : 20

I.6.Revue Bibliographique : 24

Chapitre II:Modèle Physique et Formulations Mathématiques: 30

II.1.Modèle physique et formulations mathématiques : 31
Chapitre III:Etude Numérique. 37
III.1.Introduction : 38
III.2.Principales méthodes de discrétisation : 38
III.2.1.La méthode des différences finies : 38
III.2.2.La méthode des éléments finis : 39
III.2.3.La méthode des volumes finis : 40
III.3.Discrétisation des conditions aux frontières thermiques : 41
III.4.Discrétisation de l'équation d'énergie : 42
III.5.Discrétisation de l'équation du mouvement : 44
III.6.Discrétisation des champs de vitesse : 46
III.7.Discrétisation des conditions aux frontières des vitesses : 46
III.8.Algorithme de calcul : 47
Chapitre IV:Résultats et Discussion : 49
IV.1.Validation : 50
IV.2.Effet de la loi de puissance sur les contours de la fonction de courant, température et de la viscosité : 51
IV.3.Effet du pourcentage de SWCNT sur les contours de la fonction de courant, température et de la viscosité : 52
IV.4.Effet du nombre de Rayleigh et de l'indice de loi de puissance sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité : 54
IV.5.Effet du nombre de Rayleigh et de la constante de temps, rapport de viscosités et le paramètre sans dimension sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité : 55
IV.6.Effet du paramètre d'inertie et de l'indice de loi de puissance sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité : 58
IV.7.Effet du l'indice de loi de puissance et valeurs de les pourcentages de SWCNT et AL2O3 sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité : 59

IV.8.Effet de l’inertie et du pourcentage de SWCNT sur l’intensité de l’écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité : 61

IV.9.Effet du nombre de Rayleigh et du pourcentage de SWCNT sur l’intensité de l’écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité : 62

IV.10.Effet du nombre de Rayleigh et de l'inertie sur l'intensité de l'écoulement,le nombre de Nusselt et de la viscosité : 63

IV.11.Effet de l'angle d'inclinaison et de l'indice de loi de puissance sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité : 65

CONCLUSION 66

Références bibliographiques : 68

الملخص :

تمت دراسة التوجيه الحر للموائع النانوية غير نيوتونية تحتوي على أنابيب الكربون النانوية (SWCNT) والماء، والتي تشبع وسط مسامي مربع الميل عددياً. يتم وصف سلوك المائع غير النيوتوني باستخدام نموذج Carreau-Yasuda ، حيث يتم نمذجة تدفق المائع داخل التجويف باستخدام نموذج Dupuit-Darcy لتحليل التباين عن الحالة الخطية ل Darcy. يتم الاحتفاظ بجدران الغلاف العلوية والسفلية في حالة عدم التسخين، في حين يتم تسخين الجدران الأخرى بشكل متفاوت. تم استخدام طريقة الفروق المحدودة لحل المعادلات التفاضلية الجزئية الحاكمة للمشكلة. أتاحت معادلة الزخم المحصلة تقديم النتائج لسلوك الموائع النيوتونية وغير النيوتونية للموائع النانوية SWCNT و الماء، وDarcy والتباين عن حالة Darcy ، وموائع القاعدة (الماء) و الموائع النانوية SWCNT و الماء. تم عرض تأثير عدد Rayleigh (R_T) ، نسبة حجم أنابيب الكربون النانوية (ϕ) ، معامل التأثير الطموح (G) ، معاملات Carreau-Yasuda غير النيوتونية، وزاوية الميل للتجويف على تدفق المائع ومعدل نقل الحرارة من خلال المنحنيات وخطوط التدفق وخطوط الحرارة وخطوط اللزوجة الظاهرة. بالإضافة إلى ذلك، تم تقديم تحليل مقياس لإظهار أقصى تحسين لنقل الحرارة التي يمكن تحقيقها من خلال هذه الدراسة. تبين أن زيادة نسبة SWCNT تعزز بشكل كبير نقل الحرارة حتى مع زيادة لزوجة المائع. بالإضافة إلى ذلك، تثبط زيادة معاملات التأثير الطموح تدفق المائع داخل التجويف وتتسبب في انخفاض معدل التوجيه الحر. يؤثر مؤشر القوانين العينية، المعامل في نموذج Carreau-Yasuda ، بشكل كبير على قوة تدفق المائع ومعدل التوجيه الحر داخل الغلاف، حيث يزداد تخفيف الانزلاق للمائع، زاد معدل التوجيه. تمثل زاوية الميل الزاوية المثلى لمعدل التوجيه الحر الأقصى. تم تسجيل تحسين بنسبة 8% في معدل التوجيه الحر لحالة السلوك النيوتوني، بينما تصل نسبة التحسين لحالة التخفيف الإنزلاقي إلى ثمانية أضعاف تلك المسجلة في حالة النيوتونية.

الكلمات المفتاحية : التوجيه الحر، الموائع النانوية SWCNT و الماء غير النيوتونية، وسط مسامي، نموذج Carreau-Yasuda ، نموذج Dupuit- Darcy ، مائع التخفيف الإنزلاقي.

Abstract:

The free convection of a single-wallcarbon nanotube (SWCNT)-water non-Newtonian nanofluid saturated an inclined square porous medium is numerically investigated. The non-Newtonian fluid behavior described by the Carreau-Yasuda model, where the fluid flow inside the cavity is modeled using the Dupuit- Darcy model to analyses the departure from the linear Darcy situation. The top and bottom walls of the enclosure are kept adiabatic, where the others are differentially heated. The finite difference method has been used to resolve the governing partial differential equations (PDE) of the problem. The obtained momentum equation allowed presenting the results for the Newtonian and non- Newtonian behavior of the SWCNT-water nanofluid, the Darcy and the departure from Darcy situation, the base fluid (Water) and SWCNT-water nanofluid. The effects of the Rayleigh number$\left(R_T\right)$, nanotubes volume fraction $\left(\phi\right)$, inertial effect parameter $\left(G\right)$, the Carreau-Yasuda non-Newtonian parameters $\left(\eta_{nf}, \dot{\gamma}, n, E, s \text{ and } a\right)$ and the inclination angle of the cavity $\left(\gamma\right)$ on the fluid flow and the heat transfer rate are presented through graphs, streamlines, isotherms and apparent viscosity contours. In addition, a scale analysis is presented to show the maximum heat transfer enhancement that can be reached through this study. It is found that the increase of the SWCNT percentage significantly enhances the heat transfer even with the increase of the fluid viscosity. In addition, the increase of the inertial effect parameters inhibits the flow inside the cavity and causes a decrease in the convection rate. The power-law index, n, parameter of the Carreau-Yasuda model has a significant effect on the fluid flow strength and the convection rate inside the enclosure, the more the shear thinning the fluid, the better the rate of convection. The inclination angles of $\left(-30°\right)$ represents the better angle for maximum convection rate. An enhancement of 8% in convection rate is recorded for the case of Newtonian behaviour, while for the shear-thinning situation the enhancement reaches eight times of that recorded of Newtonian condition.

Keywords: free convection, SWCNT-water non-Newtonian nanofluid, porous medium, Carreau-Yasuda model, Dupuit- Darcy model, shear-thinning fluid.

RÉSUMÉ:

La convection libre d'un nanofluide non-Newtonien composé de nanotubes de carbone à paroi unique (SWCNT) et d'eau saturée dans un milieu poreux carré incliné est étudiée numériquement. Le comportement du fluide non-Newtonien est décrit par le modèle de Carreau-Yasuda, où l'écoulement du fluide à l'intérieur de la cavité est modélisé à l'aide du modèle de Dupuit-Darcy pour analyser la déviation par rapport à la situation de Darcy linéaire. Les parois supérieure et inférieure de l'enceinte sont maintenues adiabatiques, tandis que les autres parois sont chauffées de manière différentielle. La méthode des différences finies a été utilisée pour résoudre les équations aux dérivées partielles (EDP) régissant le problème. L'équation de la quantité de mouvement obtenue permet de présenter les résultats pour le comportement Newtonien et non-Newtonien du nanofluide SWCNT-eau. Les effets du nombre de Rayleigh, de la fraction volumique des nanotubes, du paramètre d'effet d'inertie, des paramètres non-Newtoniens de Carreau-Yasuda et de l'angle d'inclinaison de la cavité sur l'écoulement du fluide et le taux de transfert de chaleur sont présentés à travers des lignes de courant, des isothermes et des contours de viscosité apparente. De plus, une analyse d'échelle est présentée pour montrer l'amélioration maximale du transfert de chaleur qui peut être atteinte grâce à cette étude. Il est constaté que l'augmentation du pourcentage de SWCNT améliore considérablement le transfert de chaleur, même avec l'augmentation de la viscosité du fluide. De plus, l'augmentation de paramètre d'inertiel inhibe l'écoulement à l'intérieur de la cavité et entraîne une diminution du taux de convection. L'indice de la loi de puissance du modèle de Carreau-Yasuda à un effet significatif sur l'intensité de l'écoulement et le taux de convection à l'intérieur de l'enceinte, plus le fluide s'amincit sous contrainte, meilleur est le taux de convection. Une amélioration de 8% du taux de convection est enregistrée pour le cas du comportement Newtonien, tandis que pour la situation d'amincissement sous contrainte, l'amélioration atteint huit fois celle enregistrée pour la condition newtonienne.

Mots-clés : convection libre, nanofluide SWCNT-eau non-Newtonien, milieu poreux, modèle de Carreau-Yasuda, modèle de Dupuit-Darcy, fluide d'amincissement sous contrainte.

NOMENCLATURE :

D coefficient de diffusion massique, m^2 / s

Da nombre de Darcy, K / ℓ^{*2}

g accélération de la pesanteur, m / s^2

H' hauteur de la cavité, m

j' flux de masse constant par unité de surface, $kg / m^2.s$

k_p conductivité thermique du milieu poreux saturé, $W / m.K$

K perméabilité du milieu poreux, m^2

L' largeur de la cavité, m

Le nombre de Lewis, α_p / D_p

N rapport des forces de volume, $N = \beta_S \Delta S^* / \beta_T \Delta T^*$

Nu nombre de Nusselt

Nu_m nombre de Nusselt moyen

N_x nombre d'éléments dans la direction x

N_y nombre d'éléments dans la direction y

P' pression hydrodynamique, $kg / m.s$

P_r nombre de Prandtl, ν / α_p

q' flux de chaleur constant par unité de surface, W / m^2

Re nombre de Reynolds

R_T nombre de Rayleigh, $gK \beta_T \Delta T^* \ell^* / \alpha_p \nu$

S concentration adimensionnelle, $\left(S' - S'_0\right) / \Delta S^*$

S' concentration de la composante la plus dense, kg / m^3

S'_0 concentration de référence à $x' = y' = 0$

ΔS^* différence de concentration caractéristique $j' / \rho D$ pour la convection double diffusive et $\Delta S' = S'_0 \left(1 - S'_0\right) \Delta T' D' / D$ pour celle induite par effet de Sorte.

Sh nombre de Sherwood

Sh_m nombre de Sherwood moyen

t temps adimensionnelle, $t' U^* / \ell^*$

T température adimensionnelle, $\left(T' - T'_0\right) / \Delta T^*$

T' température de milieu, K

T'_0 température de référence à $x' = y' = 0$

ΔT^* différence de température caractéristique, $q' H' / k_p$

U^* vitesse caractéristique, m/s

u vitesse adimensionnelle dans la direction deu'/U^*, x'

v vitesse adimensionnelle dans la direction de y', v'/U^*

x, y coordonnée cartésiennes adimensionnelles à partir du centre de la cavité, $x'/\ell^*, y'/\ell^*$

γ l'angle °

Λ Conductivité thermique, $W.m^{-1}.°C^{-1}$

E' la constante de temps dimensionnelle

n l'indice de loi de puissance

a paramètre sans dimension

s le rapport de viscosité

Symboles Grecs :

α_P diffusivité thermique du milieu poreux, m^2/s

β_S coefficient d'expansion soluté, m^3/kg

β_T coefficient d'expansion thermique, K^{-1}

Φ angle d'inclinaison de la cavité

ε porosité normalisée du milieu poreux, ϕ/ε'

μ viscosité dynamique du fluide, $kg / m.s$

υ viscosité cinématique du fluide, m^2 / s

ρ masse volumique de fluide, kg / m^3

ρ_0 masse volumique de référence, kg / m^3

$(\rho C)_f$ capacité calorifique du fluide, $J / m^3.K$

$(\rho C)_p$ capacité calorifique du milieu poreux saturé, $J / m^3.K$

σ rapport des capacités calorifiques, $(\rho C)_p / (\rho C)_f$

Ψ fonction de courant adimensionnelle, Ψ' / α_p

Supercripts :

' variable dimensionnelle

Abreviations :

V.E.R Volume élémentaire représentatif

SWCNT nanotubes de carbone à paroi unique

Liste des tableaux :

Tableau I.1 Conductivité thermique de certains matériaux.....5

Tableau I.2 Les différents types de fluides non newtoniens.....11

Tableau I.3 Propriétés de quelques matériaux poreux.....20

Tableau II.1 Les propriétés du nanotube de carbone à paroi unique (SWCNT), de l'oxyde d'aluminium (Al2O3) et de l'eau.....33

Tableau IV.1 Variations du nombre de Nusselt moyen du mur chaud et de la valeur maximale absolue de la fonction de courant avec différentes tailles de maillage ($R_T = 200, G = 0.5, \gamma = 0°, \phi = 0.05, E = 0.6, n = 0.8, s = 0.01$ et $a = 2$).....50

Tableau IV.2 Effet du paramètre d'effets inertie G sur le nombre de Nusselt moyen et la valeur maximale absolue de la fonction de courant pour $R_T = 10^3$ $\gamma = 0°$, $n = 1$ (newtonien).....50

Liste des figures :

Figure I.1 conduction, convection et rayonnement modes de transfert de chaleur.....5

Figure I.2 transfert par conduction.....5

Figure I.3 Processus de transfert de chaleur par convection. (a)Convection forcée. (b) convection naturel. (c)ébullition. (d)Condensation.....6

Figure I.4 convection naturelle.....7

Figure I.5 convection forcée.....7

Figure I.6 Exemple de rayonnement.....8

Figure I.7 Rhéogrammes des fluides (lois de comportement rhéologiques élémentaires).....11

Figure I.8 Image des nanofluides vus au microscope électronique, (a) éthylène glycol + cuivre à 0,5 % ; (b) eau + alumine ; (c) eau + nanotubes.....12

Figure I.9 Milieu poreux.....16

Figure I.10 Exemples de milieux poreux. A) sable de plage, B) grés, C) calcaire, D) pain, E) bois, F) poumons humains.....17

Figure I.11 Schéma illustrant les différents volumes accessible ou non accessible lors du passage du fluide.....17

Figure I.12 Phase liquide, gazeuse et solide dans le V.E.R.....18

Figure I.13 Les deux types de porosité.....19

Figure I.14 Définition schématique de la tortuosité.....20

Figure II.1 Modèle physique et formulations mathématiques.....31

Figure III.1 Maillage unidimensionnel.....38

Figure III.2 Maillage bidimensionnel.....40

Figure III.3 Maillage du domaine de calcul en (*i, j*).....41

Figure IV.1 présentation des : (a) lignes de courant, (b) isothermes et (c) viscosité apparente pour $R_T = 200$ à $G = 0.5$, $\phi = 0.05$, $\gamma = 0°$, $E = 0.6$, $s = 0.01$ et $a = 2$.....52

Figure IV.2 présentation des : (a) lignes de courant, (b) isothermes et (c) viscosité

apparente pour $R_T = 200$ à $G = 0.5$, $\gamma = 0°$, $n = 0.8$, $E = 0.6$, $s = 0.01$ et $a = 2$ 53

Figure IV.3 Variation de : (a) la fonction de courant maximum absolu, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le nombre de Rayleigh R_T et différents valeurs de l'indice de loi de puissance n , à $G = 0.5, \phi = 0.05$, et $\gamma = 0°$ 55

Figure IV.4 Variation de : (a) la fonction de flux absolu maximale, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le nombre de Rayleigh R_T et différents valeurs de constante de temps sans dimensionE à $G = 0.5, \phi = 0.05$, et $\gamma = 0°$ 56

Figure IV.5 Variation de : (a) la fonction de flux absolu maximale, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le nombre de Rayleigh R_T et différents valeurs durapport de viscosités s à $G = 0.5, \phi = 0.05$, et $\gamma = 0°$ 57

Figure IV.6 Variation de : (a) la fonction de flux absolu maximale, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le nombre de Rayleigh R_T et différents valeurs de paramètre sans dimension a à $G = 0.5, \phi = 0.05$, et $\gamma = 0°$ 57

Figure IV.7 Variation de : (a) la fonction de flux absolu maximale, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec indice de loi de puissance n et différents valeurs du paramètre d'effet d'inertie G à $R_T = 200$, $\phi = 0.05$, et $\gamma = 0°$ 58

Figure IV.8 Variation de : (a) la fonction de flux absolu maximale, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec indice de loi de puissance n et différents valeurs de SWCNT et pourcentages AL_2O3 ϕ à $G = 0.5$ et $\gamma = 0°$ 60

Figure IV.9 Variation de : (a) la fonction de courant maximale absolu, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le paramètre de l'effet de l'inertiel différents valeurs de pourcentage de SWCNT ϕ à $R_T = 200$ et $\gamma = 0°$ 62

Figure IV.10 Variation de : (a) la fonction de courant maximale absolu, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide en fonction

du nombre de Rayleight R_T et de différentes valeurs de pourcentage de SWCNT ϕ à $G = 0.5$ et $\gamma = 0°$ 63

Figure IV.11 Variation de : (a) la fonction de courant maximale absolu, (b) le nombre de Nusselt moyen à gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide en fonction du nombre de Rayleight R_T et de différentes valeurs du paramètre d'effet d'inertie G $\phi = 0.05$ et $\gamma = 0°$ 64

Figure IV.12 Variation de : (a) la fonction de courant maximale absolu, (b) le nombre de Nusselt moyen à gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec l'angle d'inclinaison et différentes valeurs de l'indice de loi de puissance n à$R_T = 200$, $G = 0.5$ et $\phi = 0.05$ 65

Introduction générale

La compréhension du transfert thermique dans les fluides complexes revêt une importance primordiale pour de nombreuses applications industrielles et scientifiques. Dans le cadre de cette recherche de mémoire, notre objectif est d'étudier en profondeur l'effet du transfert thermique dans ces fluides complexes, en mettant l'accent sur les mécanismes de conduction, de convection et de rayonnement. Nous nous intéresserons également aux propriétés rhéologiques de ces fluides, en distinguant les caractéristiques des fluides newtoniens des fluides non-newtoniens.

Une autre dimension essentielle de notre étude porte sur les nanofluides, qui sont des suspensions de particules nanométriques dans un fluide de base. L'objectif est d'analyser en détail les propriétés thermophysiques de ces nanofluides et d'évaluer leur impact sur le transfert thermique. De plus, nous aborderons les concepts fondamentaux des milieux poreux, en étudiant les différents types de milieux poreux, le concept de volume élémentaire représentatif (V.E.R) et les modèles d'écoulement spécifiques à ces milieux.

La deuxième partie de notre mémoire de maîtrise sera consacrée à l'élaboration du modèle physique et aux formulations mathématiques nécessaires pour étudier le transfert thermique dans les fluides complexes. Nous présenterons en détail les concepts clés ainsi que les différentes méthodes de discrétisation telles que la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis.

Le volet numérique de notre recherche, présenté dans la troisième partie, se concentrera sur l'étude numérique du transfert thermique dans les fluides complexes. Nous discuterons des principales méthodes de discrétisation pour les conditions aux limites thermiques, l'équation d'énergie, l'équation du mouvement et les champs de vitesse. De plus, nous présenterons l'algorithme de calcul utilisé pour obtenir les résultats numériques.

Enfin, la dernière partie de notre mémoire de maîtrise sera dédiée à la présentation et à la discussion des résultats obtenus. Nous examinerons en détail l'effet de divers paramètres tels que la loi de puissance, le pourcentage de SWCNT, le nombre de Rayleigh et l'indice de loi de puissance sur des paramètres clés tels que l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et la viscosité.

En résumé, cette recherche de mémoire de maîtrise vise à approfondir notre compréhension du transfert thermique dans les fluides complexes. Grâce à cette étude, nous espérons contribuer à l'avancement des connaissances dans ce domaine et fournir des informations précieuses pour les applications pratiques liées à la thermodynamique des fluides.

Chapitre I:

Généralité sur L'effet de Transfert Thermique dans les Fluides Complexes.

I.1. Introduction :

Le transfert thermique est un phénomène omniprésent dans la nature, qui affecte à la fois la planète elle-même (en raison de la fusion des glaciers, du réchauffement des eaux des océans et des cycles climatiques) et les activités humaines (telles que la régulation de la température du corps humain, la préparation de la nourriture et la création de microclimats dans les habitations), ainsi que les technologies diversifiées qui alimentent le progrès de la civilisation (utilisation de diverses sources d'énergie thermique, moteurs thermiques, échangeurs de chaleur et isolation thermique).

L'étude du transfert thermique est fondée sur les principes de la thermodynamique, tels que le premier principe de la loi de la conservation de l'énergie et le deuxième principe, qui définit le sens naturel de la propagation de la chaleur d'un corps chaud vers un corps froid.

L'objectif fondamental de la science du transfert de chaleur est d'étudier les phénomènes thermiques associés à la propagation de la chaleur et d'analyser le taux de transfert thermique dans un système, pour comprendre la distribution de la température dans ce système. Les problèmes de transfert thermique sont importants pour les applications techniques, car ils peuvent nécessiter des échanges thermiques importants et rapides, un excellent isolement thermique ou une thermostatisteque précise d'un système.

I.2. Le transfert thermique :

En thermodynamique, la quantité totale d'énergie nécessaire pour provoquer une transition d'un état d'équilibre à un autre peut être estimée en tenant compte des interactions avec le milieu extérieur. Le transfert de chaleur est un phénomène qui se produit lorsqu'il existe une différence de température au sein d'un système ou entre des fluides. Les différents modes de transfert de chaleur peuvent être distingués et illustrés dans la Figure I.1. Lorsqu'il existe un gradient de température dans un milieu stationnaire, tel qu'un solide ou un liquide, le transfert de chaleur qui s'y produit est appelé conduction. Au contraire, la convection est liée au transfert de chaleur qui se produit lorsque la surface et le fluide en mouvement ont des températures différentes.[1]

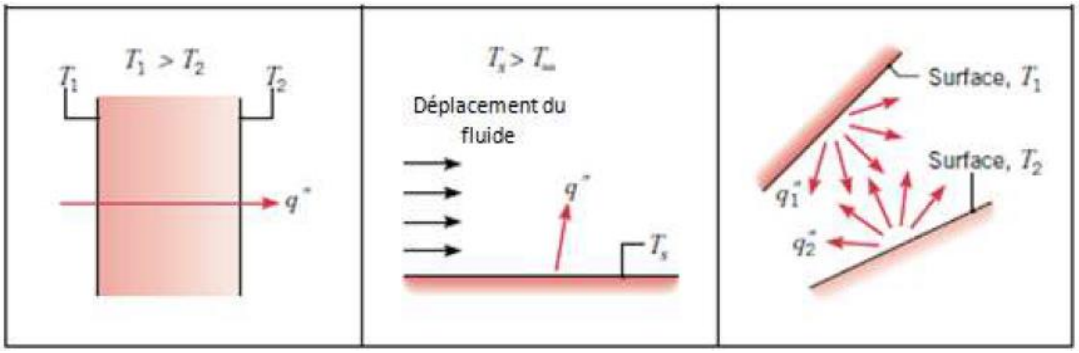


Figure I.1 : conduction, convection et rayonnement modes de transfert de chaleur. [2]

I.2.1. Conduction :

Le transfert de chaleur par conduction est un phénomène qui se produit dans un milieu opaque sans changement de matière, et il résulte d'une différence de température. Le transfert de chaleur dans le corps par conduction se fait par deux mécanismes distincts, à savoir les vibrations des atomes ou des molécules et les électrons libres. Les valeurs de conductivité thermique pour certains des matériaux les plus courants peuvent être présentées dans le Tableau I.1.

Matériau λ (W.m^−1. °C^−1)		Matériau λ (W. m^-1. °C^−1)	
Argent	419	Plâtre	0,48
Cuivre	386	Amiante	0,16
Acier doux	45	Aluminium	204
Liège	0,044-0,049	Bois (feuillu résineux)	0,12-0,23
Acier inox	15	Laine de verre	0,035-0,051
Verre	1	Polystyrène extrudé	0,028
Eau	0,6	Air	0,026

Tableau I.1 : Conductivité thermique de certains matériaux. [3]

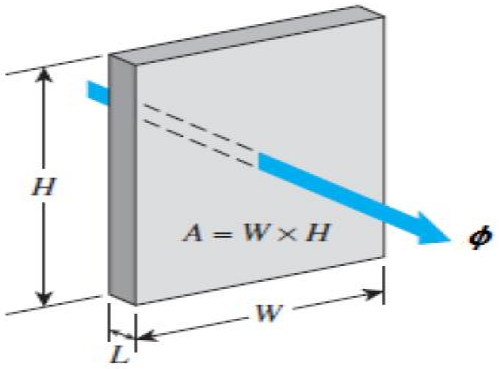


Figure I.2 : transfert par conduction.[4]

I.2.2. Convection :

La convection est une méthode de transfert de chaleur entre une surface et un fluide en mouvement. Ce transfert est déclenché par la différence de température entre ces deux composants. Outre le transfert d'énergie résultant de la diffusion thermique, il existe également un transfert d'énergie associé au mouvement des fluides. Ce phénomène est dû au fait que les molécules ont un mouvement collectif, ce qui signifie que le transfert de chaleur est favorisé par la présence de gradients de température. Le transfert de chaleur par convection peut être divisé en deux types distincts en fonction de la source du flux de fluide : la convection forcée et la convection naturelle. La force de convection de ce produit due au flux d'air est commune à l'humidité externe telle que les ventilateurs ou l'atmosphère, qui est une convection naturelle dans la nature, et ce produit dû à la densité est causé par des différences de densité en fonction de la température du liquide. [2]

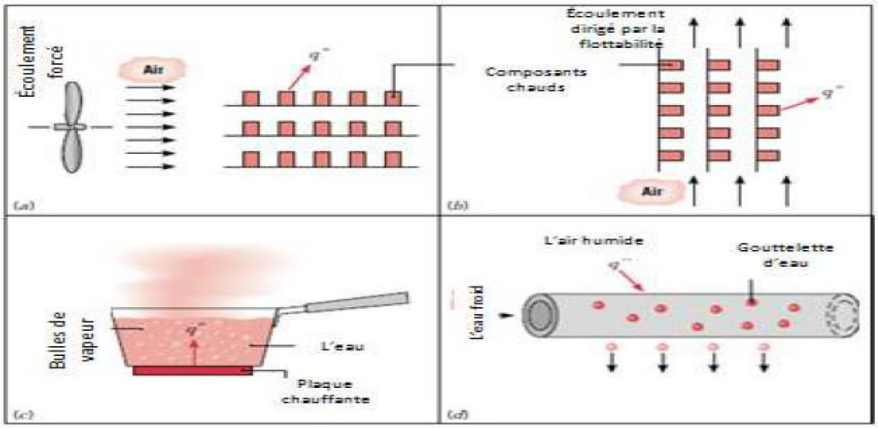


Figure I.3 : Processus de transfert de chaleur par convection. (a) Convection forcée. (b) convection naturel. (c) ébullition. (d) Condensation. [2]

I.2.2.1. Convection naturelle :

La convection naturelle (libre) est un phénomène thermique qui découle de la variation de volume de masse entre les particules constituant un fluide. Les particules provenant de régions à température élevée, ayant une masse volumique plus faible, tendent à se déplacer vers des régions plus chaudes. Ce processus implique la cession d'une partie de l'énergie thermique, ce qui entraîne une diminution de leur température. Cette baisse de température encouragera les particules à migrer vers des régions à température plus élevée.

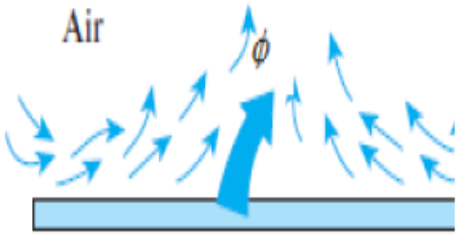


Figure I.4 : convection naturelle. [4]

I.2.2.2.La convection forcée :

Le transfert de chaleur par convection forcée est déterminé par le mouvement délibéré du fluide par une force externe telle qu'un ventilateur.

Le mouvement accéléré augmente le taux de transfert de chaleur. Pour un cas simplifié d'une paroi solide ayant une surface S et une température homogène T1 en contact avec un liquide à température T2 à une distance significative de la paroi, le flux thermique est lié au coefficient de conductivité thermique h du matériau (exprimé en W m ^ -2 k ^ -1).

$$\Phi_{1\to 2}=hS(T_1-T_2)=\frac{T_1-T_2}{R_{th}} \qquad (I.1)$$

R_{th} est la résistance thermique de convection. Autrement écrit

$$\varphi = h(T_1-T_2) \qquad (I.2)$$

Le transfert thermique peut être formulé par la loi de refroidissement de Newton qui indique qu'il est proportionnel à la différence de température entre le corps étudié et son milieu environnant.

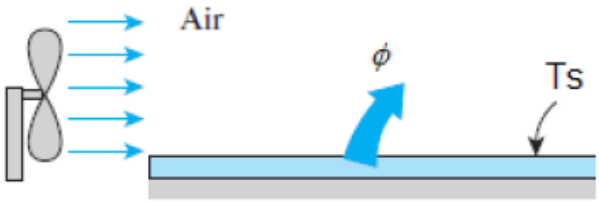


Figure I.5 : convection forcée. [4]

I.2.3. Rayonnement :

Le changement de rayonnement thermique se produit entre deux surfaces, même dans la vidéo. Ce transfert d'énergie électromagnétique résulte des transitions d'électrons entre

différents niveaux d'énergie. La loi de Planck stipule que lorsqu'un niveau d'énergie passe d'un niveau d'énergie à un niveau d'énergie inférieur, il émet un rayonnement. Dans les études de conductivité thermique, le rayonnement entre un corps solide et son environnement est évalué en tenant compte.[5]

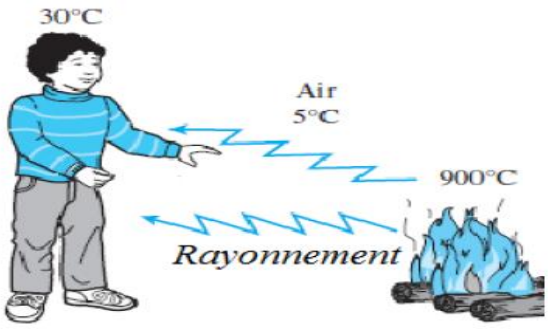


Figure I.6 : Exemple de rayonnement. [4]

I.3. Les propriétés rhéologiques :

I.3.1. Les fluides newtoniens :

Par conséquent, un fluide newtonien est un fluide dont la viscosité ne change pas avec un gradient de vitesse. Ça signifie :

- La viscosité de cisaillement μ est indépendante du taux de cisaillement.
- En écoulement simple cisaillement, les seules contraintes induites par l'écoulement sont contrainte de cisaillement σ.
- La viscosité est indépendante du temps lorsque le flux s'arrête. si le cisaillement est restauré plus tard, la viscosité doit être la même que avant.

Par exemple, l'eau est un fluide newtonien car elle continue à présenter les propriétés suivantes. La vitesse du fluide est indépendante de la vitesse d'agitation. Solutions aqueuses et huiles. Faible viscosité, la plupart des solvants, l'air, de nombreux gaz sont des exemples de fluides newtonien.

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

Certains liquides qui rentrent dans la catégorie des fluides non-newtoniens montrent aussi des caractéristiques élastiques (donc liées à un caractère solide). Ils sont connus en tant que fluides viscoélastiques. Par la suite, nous allons nous intéresser à ces fluides qui sont le centre d'intérêt de notre travail. [6]

I.3.2. Les fluides non- newtoniens :

Lorsque le tenseur de contrainte visqueuse n'est pas une fonction linéaire du tenseur de vitesse de déformation, le fluide est dit non newtonien. En d'autres termes, lorsque son taux de déformation (comme le taux de cisaillement) n'est pas proportionnel à la force qui lui est appliquée. Le meilleur exemple en est le sable humide au bord de la mer : lorsque vous tapotez le sable, il a la viscosité élevée d'un solide, et lorsque vous le pressez légèrement, il agit comme une pâte.

On peut citer à titre d'exemple de fluides non-newtoniens : les solutions de polymères, les polymères fondus, les suspensions, les pattes, les émulsions et les fluides biologiques.[7].En rhéologie et de manière simple, un fluide non-newtonien correspond à un fluide dont la viscosité μ dépend du taux de cisaillement. Concrètement lorsqu'on soumet un tel matériau à une contrainte de cisaillement τ, la réponse de ce fluide n'est pas proportionnelle comme serait le cas pour un fluide newtonien. Il existe plusieurs types classiques de fluide non-newtonien. Ils ne sont d'ailleurs pas exclusifs l'un de l'autre, un fluide peut présenter plusieurs des propriétés présentées ci-dessous. Le Tableau I.2 résume les différents types de fluides non newtoniens. Aussi, en se basant sur le comportement de la fonction $\mu(\gamma)$, il est d'usage de subdiviser les fluides non-newtoniens en trois catégories : Fluide rhéofluidifiant, fluide rhéoépaississant et fluide à seuil.

Fluides dont la viscosité dépend du taux de cisaillement		
Fluides rhéofluidifiants (« shear-thinning fluid » en angles)	Sa viscosité diminue lorsque le taux de cisaillement augmente	sang, shampooing, encres d'imprimerie, jus de fruit concentré, suspensions de particules solides solutions de polymères de masse moléculaire élevée, …
Fluides rhéoépaississants (« shear-thickening fluid » en angles)	Sa viscosité augmente avec le taux de cisaillement	suspensions de particules micrométriques d'argile, de craie, de quartz, ou de cellules du sang dans du plasma, d'amidon de maïs…

Fluides à seuil	Un fluide qui ne s'écoule que lorsque la contrainte σ qui lui est appliquée dépasse un certain seuil	Le dentifrice, la mousse à raser, le ciment frais, les peintures, les boues de forage…
Fluides dont la viscosité dépend du temps		
Les fluides thixotropes	Leur viscosité diminue avec le temps lorsqu'ils sont soumis à une contrainte constante. À l'arrêt du cisaillement, la viscosité augmente avec le temps, ce qui indique une réversibilité (au moins partielle) du phénomène	peintures, yaourts, encres, suspensions d'argile, crèmes cosmétiques, sauce tomate concentrée, sang…
Les fluides rhéopectiques	Leur viscosité augmente lorsqu'ils sont soumis à une contrainte constante	La crème Chantilly

Les fluides viscoélastiques	Un solide ou un fluide viscoélastique présente des caractéristiques tantôt d'un solide, tantôt d'un liquide, selon le temps de sollicitation auquel le matériau est soumis. Sous cisaillement ou élongation, ces matériaux subissent une première déformation instantanée comme un solide élastique, puis continuent à se déformer de manière continue comme un liquide visqueux. À l'arrêt du cisaillement ou de l'élongation, le matériau reprend en partie sa forme initiale	Silly Putty

Tableau I.2 : Les différents types de fluides non newtoniens.[6]

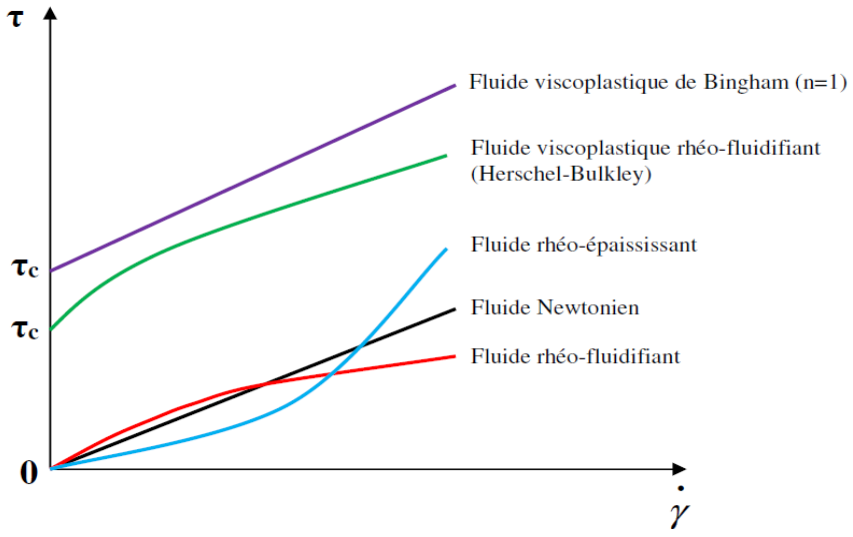


Figure I.7 : Rhéogrammes des fluides (lois de comportement rhéologiques élémentaires).[6]

I.4. Nanofluides :

Les avancées récentes en nanotechnologies ont permis la production de particules ayant une taille nanométrique. Cette évolution technologique a conduit à l'idée de suspendre ces particules dans un liquide de base pour améliorer la conductivité thermique. La suspension de nanoparticules dans un fluide de base est connue sous le nom de "nanofluide", terme proposé par Choi en 1995 au laboratoire national d'Argonne. Le fluide de base est généralement constitué d'eau, d'huile ou d'éthylène glycol (EG).

Les nanoparticules sont des particules fines de l'ordre de quelques nanomètres (<50 nm) de diamètre. De manière générale, les nanoparticules peuvent être classées en deux grandes catégories selon leur forme : les nanoparticules sphériques et les nanoparticules non sphériques. Les nanoparticules sphériques peuvent être fabriquées à partir de divers matériaux tels que les métaux (cuivre Cu, fer Fe, or Au, argent Ag...) ou les oxydes (oxyde d'aluminium Al_2O_3, oxyde de cuivre CuO, oxyde de titane TiO_2...).

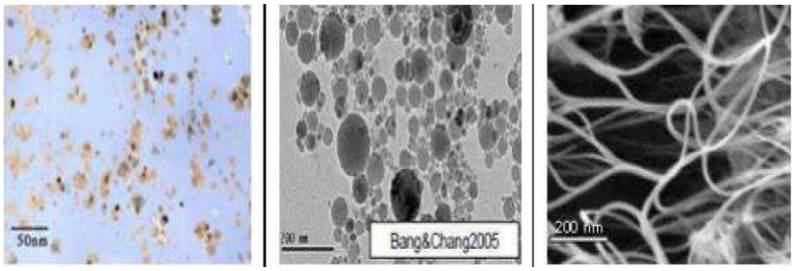


Figure I.8 : Image des nanofluides vus au microscope électronique
a) éthylène glycol + cuivre à 0,5 % ; b) eau + alumine ; c) eau + nanotubes.[8]

I.4.1. Les propriétés thermo-physiques de nanofluides :

Un des objectifs de ce travail est la détermination des propriétés thermo- physiques des nanofluides à base (masse volumique, chaleur spécifique, conductivité thermique, viscosité dynamique, etc.)

I.4.1.1.La fraction volumique(Ø) :

La fraction volumique est une propriété fondamentale des nanofluides, car le calcul de toutes les autres propriétés repose sur celle-ci. Elle est définie comme la proportion du volume total occupé par les nanoparticules dans le nanofluide, et peut varier de 0 (fluide de base pur) à 1 (tous les espaces interstitiels sont remplis par les nanoparticules). La fraction volumique est déterminée à partir de la masse volumique de la suspension de nanoparticules et de la masse volumique du fluide de base, selon la relation suivante :

$$\varphi = {V_p}/{V_T} \qquad (I.3)$$

V_p : Volume de solide (nanoparticules).

V_T : Volume totale.

I.4.1.2. Conductivité thermique :

La conductivité thermique, notée K, est une grandeur physique exprimée en W/m.K qui quantifie la capacité d'un matériau à transmettre ou à conduire la chaleur. Elle est considérée comme une propriété fondamentale des fluides caloporteurs et peut servir d'indicateur potentiel pour l'amélioration de leurs performances thermiques. Plusieurs modèles ont été proposés dans la littérature pour décrire la conductivité thermique des nanofluides. Les modèles les plus couramment utilisés sont les suivants :

a- Modèle de Maxwell (1873) : Maxwell a proposé un modèle pour calculer la conductivité thermique d'un nanofluide en fonction de la fraction volumique de ce dernier [5]. Cependant, ce modèle est limité aux nanofluides contenant des nanoparticules sphériques. Cette expression est donnée par :

$$K_{nf} = (K_p + 2K_{bf} - 2\varphi\,(K_{bf} - K_p)\varphi / K_p + 2K_{bf} + \varphi(K_{bf} - K_p))K_{bf} \qquad (I.4)$$

Les indices désignent respectivement :

p : particule.

bf : fluide de base.

nf : nano fluide.

φ : désigne la fraction volumique des particules.

b- Modèle de Hamilton et Crosser (1962) : Le modèle de Hamilton et Crosser a été développé pour surmonter la limitation du modèle de Maxwell, qui n'est valide que dans le cas de particules sphériques. Cette limitation rend le modèle de Maxwell inefficace pour décrire le phénomène étudié. Ainsi, le modèle de Hamilton et Crosser a été établi pour améliorer le calcul de la conductivité thermique des nanofluides, quel que soit la forme de la nanoparticule [5].

Conductivité thermique apparente du milieu est donnée par l'expression suivante :

$$LK_{nf} = \left(K_p + (n-1)K_{bf} - (n-1)\,(K_{bf} - K_p)\varphi / K_p + n - 1K_{bf} + (K_{bf} - K_p)\varphi\right)K_{bf} \qquad (I.5)$$

Où (n) est un facteur de forme :

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

La conductivité thermique du nanofluide est influencée par plusieurs paramètres, notamment la fraction volumique des particules, le type de particule ainsi que la température.

I.4.1.3. La viscosité :

La viscosité est une propriété importante qui mesure la capacité d'un fluide à s'écouler, et elle est essentielle dans toutes les applications impliquant le transport de fluides [9]. Pour les nanofluides, la viscosité est souvent évaluée à l'aide de modèles tels que le modèle de Stokes-Einstein ou le modèle de Brinkman. Cependant, ces modèles ne s'appliquent qu'aux poudres métalliques de forme sphérique sans interactions inter-particules et pour des concentrations très faibles. Plusieurs modèles ont été proposés dans la littérature pour évaluer la viscosité des nanofluides, notamment :

a- Modèle d'Einstein (1906) : La viscosité dynamique d'un nanofluide peut être évaluée à l'aide de la relation d'Einstein, qui s'applique aux suspensions diluées de particules rigides de petite taille. Cette relation est donnée par :

$$\mu_{nf}/\mu_{bf} = 1 + 2\varphi \qquad (I.6)$$

Cette relation est valable juste pour φ =0,03 (3%).

b- Modèle de Brinkman (1952) : En revanche, Brinkman a étendu la formule afin de permettre son utilisation sur une large plage de concentrations volumiques.

$$\mu_{nf}/\mu_{bf} = 1/(1-\varphi)^{5/2} \qquad (I.7)$$

I.4.1.4. Chaleur spécifique :

La chaleur spécifique (Cp), définie comme la capacité calorifique par unité de masse d'une substance ou d'un système homogène [10], correspond à la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter la température d'une unité de masse d'un corps d'un degré au cours de la transformation considérée.

La chaleur spécifique des nano fluides demeure peu étudiée, particulièrement sur le plan expérimental. Deux modèles sont néanmoins couramment utilisés :

a- Modèle du Pak et Cho : Pak et Cho ont utilisé la formule suivante :

$$(Cp)_{nf} = (1-\varphi)_{bf} + \varphi + (Cp)_p \qquad (I.8)$$

b- Modèle Xuan et Roetzel : Il s'exprime par :

$$(\rho Cp)_{nf} = (1-\varphi)(\rho Cp)_{bf} + \varphi(\rho Cp)_p \qquad (I.9)$$

I.4.1.5. Masse volumique :

La masse volumique des nanofluides est une grandeur qui varie en fonction de la fraction volumique de particules, laquelle est corrélée à l'ajout de nanoparticules dans le fluide. Cette variation est caractérisée par une relation mathématique proportionnelle qui permet de déterminer la masse volumique du nanofluide en question. Cette relation s'exprime comme suit :

$$\rho = (m/V_{nf}) = (m_f + m_p)/(V_f + V_p) = (\rho_f V_f + \rho_p V_p)/(V_f + V_p) \qquad (I.10)$$

I.5. Généralités sur les Milieux Poreux :

I.5.1. Milieux Poreux :

La définition d'un milieu poreux implique l'existence d'une fraction de volume accessible à un fluide, en présence de crevasses, cavernes et pores. La quantité de volume non solide, ou porosité, est un élément descriptif fondamental du milieu poreux. Néanmoins, deux milieux poreux ayant la même porosité peuvent avoir des propriétés divergentes. Les pores peuvent être ouverts, interconnectés, ou fermés, aveugles ou occlus. En raison de la complexité inhérente d'un milieu poreux, les paramètres tels que le diamètre des capillaires ou la porosité ne sont que des moyennes globales, ne pouvant traduire avec précision la topologie complexe de l'écoulement réel à travers le milieu. Dans les cas où les espaces vides sont remplis par une même phase (liquide ou gazeuse), les milieux poreux jouent un rôle crucial dans de nombreux domaines industriels et phénomènes naturels.

Un milieu poreux saturé par un fluide conducteur est caractérisé par un facteur de formation défini par :

$$H = \frac{K_{eff}}{K_f} \qquad (1.11)$$

eff : Conductivité du milieu poreux.

kf : Conductivité du fluide.

Dans les domaines qui sont affectés par les propriétés des milieux poreux, il est important de noter que certaines propriétés ont une importance particulière :

- les possibilités de stockage des fluides sous forme adsorbée sur les parois du solide ou bien en remplissant les pores.
- Les propriétés de transfert : transfert de masse, transfert de quantité de mouvement et d'énergie.

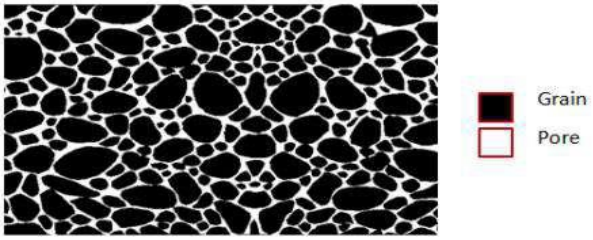


Figure I.9 : Milieu poreux. [11]

I.5.2. Type de milieu poreux :

La phase solide d'un milieu poreux (matrice) ou squelette peut se présenter sous deux formes : Milieu poreux consolidé, Milieu poreux non consolidé :

I.5.2.1. Milieu poreux consolidé :

Dans ce type de milieu, la matière solide est cohésive et ne peut être divisée en grains ou en fibres distincts. Par exemple, les roches calcaires présentent des réseaux de fissures interconnectées tandis que les grès sont constitués de grains de sable liés entre eux par un ciment et des argiles.

I.5.2.2. Milieu poreux non consolidé :

La phase solide est constituée de grains ou de fibres non soudés entre eux, tels que des graviers, des sables, des limons et des billes de verre. Ces dernières sont fréquemment utilisées pour construire des dispositifs destinés à étudier les lois régissant les écoulements et les phénomènes de transfert. Les fibres peuvent être d'origine minérale, telles que l'amiante ou la laine de verre, ou organique, comme le coton.

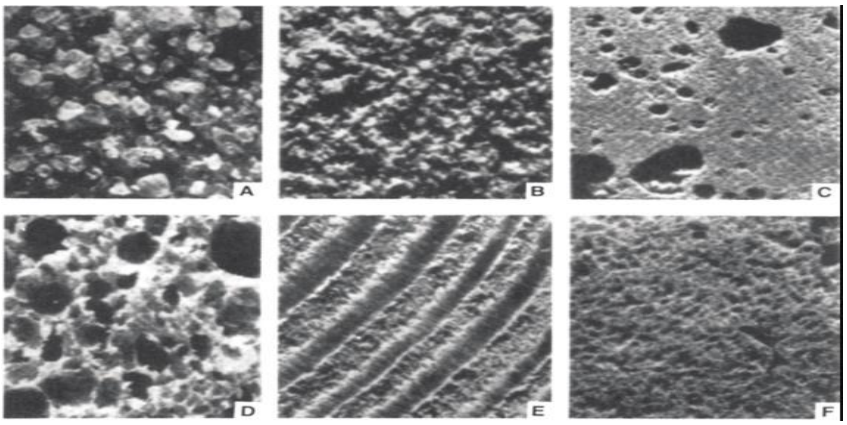


Figure I.10 : Exemples de milieux poreux. A) sable de plage, B) grés, C) calcaire, D) pain, E) bois, F) poumons humains. [11]

I.5.2.3. Différents pores :

Il est possible d'identifier quatre formes de pores qui peuvent se présenter dans un milieu poreux, telles que présentées dans la (Figure I.11) ci-dessous :

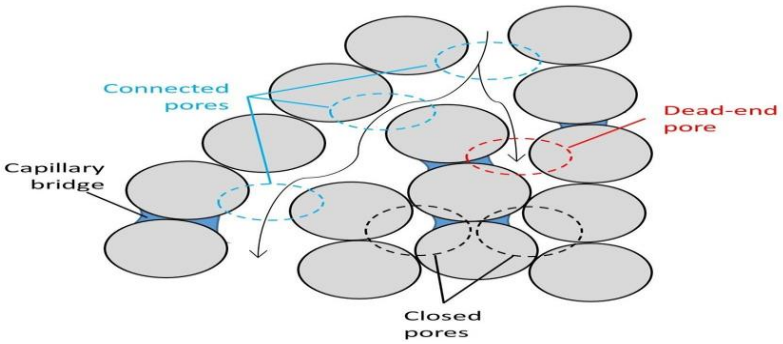


Figure I.11 : Schéma illustrant les différents volumes accessible ou non accessible lors du passage du fluide. [12]

I.5.3. Volume élémentaire représentatif (V.E.R) :

Afin de résoudre un problème physique en utilisant les outils mathématiques de solution qui sont offerts par les équations différentielles, il est nécessaire d'avoir un milieu continu pour établir des relations aux dérivées partielles. Cependant, dans le cas d'un milieu poreux, les propriétés physiques telles que la porosité et la perméabilité sont discontinues au niveau microscopique. Par conséquent, pour dériver une solution au problème d'écoulement, il est impératif de définir la notion d'un volume élémentaire représentatif (VER) à l'intérieur duquel les propriétés moyennes du fluide et du matériau sont supposées

uniformes et continues (Lefebvre, 2003) [13]. Ce VER doit respecter les conditions suivantes :

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

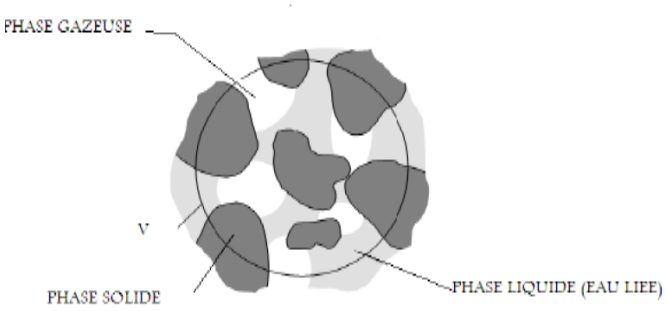


Figure I.12 : Phase liquide, gazeuse et solide dans le V.E.R. [12]

I.5.4. Paramètre du système :

I.5.4.1. Porosité :

La porosité est la première caractéristique d'un milieu poreux, définie comme le rapport entre le volume de l'espace libre à l'intérieur du milieu et le volume total du milieu. En utilisant les densités, la porosité peut être exprimée en pourcentage comme suit :

$$\varepsilon = \frac{v_t - v_s}{v_t} \qquad (I.12)$$

$$\varepsilon = \frac{\text{volume des pores}}{\text{volume totale du milieu poreux}}$$

La première caractéristique essentielle d'un milieu poreux est sa porosité, définie comme le rapport entre le volume des pores et le volume total du milieu. Étant un rapport de quantités homogènes, la porosité n'a pas d'unité et est généralement exprimée en pourcentage. Il existe deux types de porosités : la porosité d'interstice (Figure I.12.a) et la porosité de fissure (Figure I.12.b).

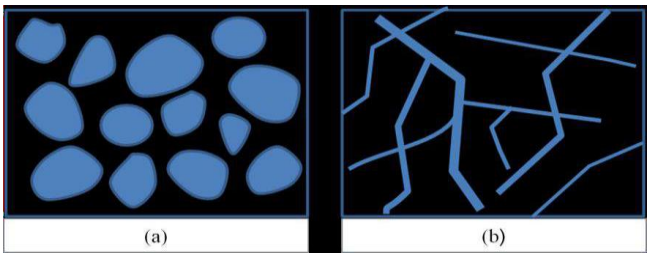


Figure I.13 : Les deux types de porosité. [11]

I.5.4.2.La perméabilité :

La perméabilité est une grandeur physique qui quantifie la capacité du milieu poreux à permettre l'écoulement d'un fluide à travers ses pores sous l'effet d'un gradient de pression.

Lorsque le milieu poreux ne contient qu'un seul liquide, la perméabilité absolue K, est donnée par la loi de H.Darcy.

$$K = \frac{-\left(\frac{Q}{S}\right).\mu}{\partial P/\partial x} \qquad (I.13)$$

Q/S : Vitesse de filtration (vitesse Darcienne) dans le milieu poreux.

Q : Débit s'écoulant à travers le milieu poreux.

S : Surface de la section droite.

μ : Viscosité dynamique de pression dans le sens de l'écoulement.

$\partial P/\partial x$: Gradient de pression dans le sens de l'écoule.

L'unité de la perméabilité est le m², mais elle est souvent exprimée en Darcy :

1Darcy= 9.87×10^{-13}m².

La perméabilité est déterminée expérimentalement en fonction des paramètres géométriques.

Nous présentons dans le Tableau I.3 les valeurs de porosité et de la perméabilité pour différents matériaux poreux.

Matériaux	Porosité **ε**	Perméabilité K
Charbon	0,45	/
béton standard	0,02 à 0,07	/
Cuivre (en poudre)	0,09 à 0,34	3,3× 10-10 à 1,5×10−9
Fibre de verre	0,88 à 0,93	/
Sable	0,37 à 0,50	2 × 10-11 à 1,8 × 10−10

Mousses métalliques	0,85 à 0,95	10-9 à 10-10
Cuir	0.56 à 0.59	9.5 10−14 à 1.2 10−13
Poudre d'ardoise noire	0.57 à 0.66	4.9 10−14 à 1.2 10−13
Calcaire (dolomite)	0,04 à 0,10	2 10−15 à 4,5 110−14
Terre	0.43 à 0.54	2.9 10−13 à 1.4 10−11

Tableau I.3 : Propriétés de quelques matériaux poreux. [14]

I.5.4.3.Tortuosité :

La tortuosité est définie comme étant le rapport entre la longueur moyenne du chemin parcouru par une particule fluide dans un milieu poreux et la longueur totale de l'échantillon. Cette grandeur est importante car elle reflète l'effet de la présence des obstacles solides sur l'écoulement du fluide, qui doit contourner les grains pour se frayer un chemin à travers le milieu poreux. En général, la tortuosité est supérieure à 1, ce qui signifie que le fluide parcourt une distance plus longue que la longueur réelle de l'échantillon pour traverser le milieu poreux.

$$\tau = \frac{L_m}{L} \qquad (I.14)$$

Pour les milieux poreux formés d'un empilement de particules sphériques, la tortuosité est généralement constante et proche de $\pi/2$.

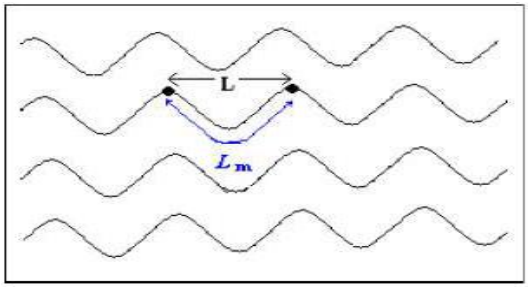


Figure I.14 : Définition schématique de la tortuosité.[15]

I.5.5. Modèles d'écoulements dans les milieux poreux :

I.5.5.1.La loi de Darcy :

Pour la modélisation de la convection en milieu poreux, la formulation classique de Darcy est largement utilisée dans la plupart des études. Cette formulation établit une loi

pour les écoulements isothermes dans un milieu poreux qui exprime la proportionnalité entre les variations de pression Δp et le débit Q, qui est lié à la vitesse de filtration v_{fil}. Pour un échantillon de longueur L et de section S, cette relation est donnée par l'auteur Coux (1997) :

$$Q = \frac{K}{\mu_f} S \frac{\Delta p}{L} \qquad (I.15)$$

Où : μ_f : viscosité dynamique du fluide ; K : perméabilité.

ce paramètre étant indépendant de la nature du fluide et ne dépend que de la géométrie du milieu (Coux, 1997). On peut généraliser cette loi par (Bejan) :

$$\overrightarrow{v_{fil}} = -\frac{K}{\mu_f} \vec{\nabla} p \qquad (I.16)$$

Dans le cas de la présence de la pesanteur, l'équation précèdent devient :

$$\overrightarrow{v_{fil}} = -\frac{K}{\mu_f} (\overrightarrow{\nabla p} - \rho_f \vec{g}) \qquad (I.17)$$

ρ_f : densité du fluide.

p : pression en un point du milieu continu fictif (Delache, 2005).

En ce qui concerne les milieux poreux isotropes, la perméabilité K peut être considérée comme une constante, tandis que pour les milieux poreux anisotropes, la perméabilité est représentée par un tenseur. Les conditions aux limites qui régissent la vitesse de filtration en relation avec la loi de Darcy sont déterminées uniquement par la non-pénétration du fluide dans le cas d'un milieu confiné par des parois rigides et imperméables, comme stipulé par Coux (1997) :

$$\overrightarrow{v_{fil}} . \vec{n} = 0 \qquad (I.18)$$

Le modèle de Darcy, qui néglige les forces d'inertie et visqueuses est valide lorsque les conditions suivantes sont satisfaites (Kalla, 1999) :

$$\begin{cases} \varepsilon < 0.8 \\ Da \leq 10^{-6} \\ Re_p < 1 \end{cases}$$

Dans lesquelles :

ε : est la porosité du milieu poreux.

$D_a = \frac{K}{H^2}$: est le nombre de Darcy.

$Re_p = \frac{v_p d}{v}$: nombre de Reynolds.

v_p : vitesse du pore.

d : diamètre du pore.

$v = \frac{\mu}{p}$: viscosité cinématique du fluide.

Il existe trois types de régimes d'écoulement en fonction de Re_p (Delache, 2005) :

- Pour $Re_p < 1$ le régime est laminaire, les forces de viscosité sont grandes devant les forces d'inertie, la loi de Darcy est valable.
- Pour $1 < Re_p < 150$ des couches limites se développent au niveau des parois solides. En dehors de cette couche limite, il n'y'à plus proportionnalité entre le gradient de pression et la vitesse de filtration : la loi de Darcy n'est plus applicable. Ce régime d'écoulement stationnaire laminaire persiste jusqu' à $Re_p = 150$.
- Pour $150 < Re_p < 300$ un régime d'écoulement instationnaire prend place. et pour $Re_p > 300$ on est en présence d'un écoulement turbulent.

I.5.5.2. Loi de Darcy- Forchheimer :

Lorsque la vitesse de débit augmente, les forces d'inertie ne peuvent plus être ignorées. Dans ce cas, des expériences montrent que, pour un gradient de pression fixé, le débit mesuré est inférieur à celui qui serait prédit par la loi de Darcy (Delache, 2005). Pour remédier à cette limitation, Forchheimer a proposé une modification empirique de la loi de Darcy, en ajoutant une relation non linéaire du second ordre entre le gradient de pression et la vitesse de filtration. Cette formulation est appelée loi de Darcy-Forchheimer (Coux, 1997) :

$$\vec{\nabla} p = \rho_f \vec{g} - \frac{\mu_f}{K} \overrightarrow{v_{fil}} - F \frac{\rho_f}{\sqrt{K}} |\overrightarrow{v_{fil}}| \overrightarrow{v_{fil}} \qquad (I.19)$$

F : est un paramètre caractéristique de la géométrie du milieu poreux, généralement appelé paramètre de Forchheimer. Muskat propose (1946) une classification du domaine de validité des lois de Darcy et Darcy-Forchheimer. Il distingue 3 zones en fonction du nombre de Reynolds Re (Delache, 2005) :

- Zone 1 : correspondant à de très faibles Re_p($Re_p < 1$) la loi de Darcy est valable.

- Zone 2 : correspondant à une zone de transition entre les faibles et les grands nombres de Reynolds.
- Zone 3 : correspondant à de forts Re_p ($10 > Re_p > 1$) la loi de Darcy-Forchheimer est valable.

I.5.5.3.Modèle de Brinkman :

En présence d'une porosité élevée (environ 0,8), les effets de diffusion visqueuse doivent être pris en compte au niveau des parois, selon les travaux de Delache (2005). Pour cette situation, Brinkman (1947) propose une modification de l'équation de Darcy, qui prend en compte ces effets, comme suit :

$$\vec{\nabla}p = \rho_f\vec{g} - \frac{\mu_f}{K}\overrightarrow{v_{fil}} + \mu_p\nabla^2\overrightarrow{v_{fil}} \qquad (I.20)$$

où :

$\mu_p = \mu[1 + 2.5(1-\varepsilon)]$ représente la viscosité effective du milieu poreux. En général $\mu_p$est considéré équivalente à la viscosité dynamique μ(Kalla, 1999). Donc on peut donner la vitesse de filtration comme suit :

$$\overrightarrow{v_{fil}} = -\frac{K}{\mu}\left[\vec{\nabla}p - \rho_f\vec{g}\right] + K\nabla^2\overrightarrow{v_{fil}} \qquad (I.21)$$

Adoptant le modèle de Brinkman et introduisant l'approximation de Boussinesq, l'équation de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\overrightarrow{v_{fil}} = -\frac{K}{\mu}\left[\vec{\nabla}p - \rho_0\vec{g}(\beta(T - T_0))\right] + K\nabla^2\overrightarrow{v_{fil}} \qquad (I.22)$$

Avec $\beta = -\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)$: le coefficient d'expansion volumique thermique du fluide.

T_0 : la température de référence.

I.5.5.4.Model général de darcy-brinkman- Forchheimer (dupuit) :

On généralise les trois modèles en introduisant un terme transitoire et le terme convectif, ce qui conduire à l'équation suivante :

$$\underbrace{\rho\left[\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial\vec{v}}{T} + \frac{1}{\varepsilon}\vec{\nabla}\left(\frac{\vec{v}\vec{v}}{\varepsilon}\right)\right]}_{(a)} = \underbrace{-\frac{1}{\varepsilon}\vec{\nabla}(\epsilon P)}_{(b)} + \underbrace{\rho\vec{g}}_{(c)} + \underbrace{\frac{\mu_{eff}}{\varepsilon}\nabla^2\vec{V}}_{(d)} - \underbrace{\frac{\mu}{K}\vec{V}}_{(e)} - \underbrace{F\frac{\rho_f}{\sqrt{K}}|\vec{V}|\vec{V}}_{(f)} \qquad (I.23)$$

Avec :

v : est une quantité moyennée à travers un Volume élémentaire.

(a) la force inertie macroscopiques.

(b) le gradient de pression.

(c) la force de volume.

(d) le terme de Darcy.

(e) le terme de Forchheimer.

(f) Terme visqueux de Brinkman.

I.6. Revue Bibliographique :

L'amélioration des performances des dispositifs et produits thermiques représente une préoccupation majeure pour les chercheurs à travers le monde, en raison de leur intérêt universel pour la réduction de la consommation d'énergie, la sécurité énergétique future et la protection de l'environnement. Pour atteindre ces objectifs, il est crucial d'améliorer la conception des dispositifs thermiques afin de les rendre plus compacts et efficaces. La transfert de chaleur par convection naturelle est utilisé comme mécanisme passif d'échange thermique dans de nombreux dispositifs industriels en raison de ses avantages variés tels que l'absence de besoin d'alimentation électrique externe pour induire l'écoulement du fluide, l'absence de régulation électrique, ainsi que l'absence de maintenance mécanique. L'un des paramètres importants qui affectent fortement l'intensification du mélange d'écoulement et le transfert de chaleur par convection naturelle est la surface, ce qui a conduit à l'incorporation de milieux poreux dans les dispositifs thermiques pour améliorer le transfert de chaleur et le développement d'équipements thermiquement efficaces. Les fluides ont une faible conductivité thermique, ce qui a limité le développement d'applications industrielles économes en énergie. Depuis les théories de Maxwell en 1873, les chercheurs ont tenté d'améliorer la conductivité thermique des fluides en dispersant des particules de taille micrométrique produites à partir de métaux ayant une bonne conductivité thermique. Toutefois, le principal défi était l'érosion de l'équipement travaillant avec ces fluides ainsi que la sédimentation rapide de ces particules dans le fluide, selon Haddad et al. [16]. Ces dernières décennies, le développement de la nanotechnologie a ouvert aux scientifiques la voie vers la dispersion de particules métalliques de taille nanométrique, inférieure à 100 nm, dans des fluides de base traditionnels tels que l'eau, l'huile et le glycol d'éthylène, produisant ainsi des nanofluides. Ces nanofluides présentent des propriétés thermophysiques exceptionnelles par rapport aux fluides conventionnels, comme l'a mis en évidence Choi [17].

Les nanotubes se présentent sous deux formes, les structures à parois simples ou multiples, la première étant appelée SWCNT (nanotubes de carbone à parois simples) et la

seconde MWCNT (nanotubes de carbone à parois multiples). Ils présentent de nombreuses propriétés exceptionnelles par rapport aux autres nanoparticules telles qu'une surface élevée, une conductivité thermique et électrique élevée et une résistance mécanique élevée, ce qui en fait un sujet d'intérêt pour les chercheurs et les scientifiques. Actuellement, ils deviennent un matériau important pour les applications techniques dans plusieurs domaines tels que la production et le stockage d'énergie, les transistors, la biotechnologie et la livraison de médicaments (Li et Maruyama [18], et Borghi et al. [19]). Said et al. [20] ont observé dans une analyse théorique que l'utilisation de SWCNT dans le fluide absorbant d'un collecteur solaire à plaque plate a amélioré le coefficient de transfert de chaleur de 15,33 % et réduit la génération d'entropie de 4,34 %, mais une augmentation de la puissance de pompage de 1,20 % a été enregistrée en raison de l'augmentation de la viscosité du fluide. Nadeem et al. [21] ont présenté un modèle pour analyser l'effet des propriétés thermophysiques des nanofluides sanguins SWCNT sur l'écoulement sanguin dans diverses artères sténosées, où le comportement des nanofluides a été discuté à travers plusieurs lignes de courant et graphiques. Vasconcelos et al. [22] ont publié un travail expérimental sur l'utilisation de nanofluides SWCNT-eau en tant que fluide de réfrigération secondaire ; ils ont constaté que les performances du système étaient meilleures qu'avec l'utilisation du fluide de base. Jeon et al. [23] ont fourni un résumé des progrès de la recherche sur l'utilisation des SWCNT dans les applications de cellules solaires (types silicium, organiques et pérovskites). De plus, ils ont présenté des discussions sur le rôle important que les SWCNT peuvent jouer dans les dispositifs de cellules solaires en raison de leurs caractéristiques de transmission optique. Venkataraman et al. [24] ont passé en revue la croissance à ce jour de l'assemblage de nanotubes de carbone et leur incorporation pour plusieurs applications. Alwan et al. [25] ont réalisé une étude expérimentale pour étudier les performances d'un module PVT en utilisant trois types de nanofluides à base d'eau GNP-eau, MWCNT-eau et SWCNT-eau. Ils ont constaté que l'utilisation de SWCNT-eau améliorait l'efficacité énergétique moyenne de 5,24 %.Ali et al. [26] ont examiné les progrès réalisés dans l'application des nanotubes de carbone pour l'amélioration du transfert de chaleur. Ils ont résumé les corrélations développées entre les propriétés thermophysiques des nanotubes de carbone et leurs applications dans plusieurs systèmes tels que la climatisation et la réfrigération, les collecteurs solaires et les réacteurs nucléaires. De leur côté, Hamad et al. [27] ont examiné les applications biomédicales des SWCNT et d'autres types de nanofluides.

Les nanotubes de carbone à paroi unique (SWCNT) ont été largement utilisés dans de nombreuses études pour préparer des nanofluides et étudier leurs paramètres thermophysiques et leur effet sur le transfert de chaleur. Il a été observé que pour un pourcentage donné de nanotubes dans un fluide de base, le nanofluide contenant des SWCNT présente une conductivité thermique élevée par rapport à celle des nanotubes à paroi multiple (MWCNT), en raison de la conductivité thermique élevée des SWCNT (Morais [28]). Choi et al. [29] ont démontré, par une étude expérimentale, que la dispersion de nanotubes de carbone permet une meilleure amélioration de la conductivité thermique par rapport aux nanoparticules d'autres matériaux. Harish et al. [30] ont déterminé expérimentalement l'effet des nanoparticules de SWCNT sur la conductivité thermique, la conductivité électrique et la viscosité du nanofluide SWCNT-eau. Ils ont signalé que l'augmentation du pourcentage de SWCNT a un effet linéaire sur la conductivité thermique et une dépendance de loi de puissance sur la conductivité électrique. Ils ont également signalé une augmentation de la viscosité du nanofluide de trois fois supérieure à l'amélioration de la conductivité thermique. De plus, Harish et al. [31] ont publié une étude expérimentale sur l'amélioration de la conductivité thermique de l'éthylène glycol en dispersant des SWCNT. Ils ont enregistré une amélioration de 14,8 % de la conductivité thermique de l'éthylène glycol à une fraction volumique de 0,2 % de SWCNT.Alilat et al. [32] ont examiné l'effet inertie sur le transfert de chaleur par convection naturelle d'un milieu poreux carré incliné saturé en SWCNT-eau sous l'effet d'un champ magnétique externe. Ils ont conclu que l'augmentation du pourcentage de SWCNT améliore le taux de transfert de chaleur jusqu'à un seuil en raison de l'augmentation de la viscosité du nanofluide. Esfe et al. [33] ont mené une étude empirique sur la dispersion de SWCNT-Fe3O4 dans un fluide de base d'éthylène glycol et son effet sur la conductivité thermique et la gestion de l'énergie basée sur une analyse de performance-prix. Ils ont découvert que la dispersion de 1% du nanofluide hybride améliore la conductivité thermique de 40% et son utilisation est rentable par rapport au fluide de base. Namarvari et al. [34] ont étudié l'effet de la dispersion de SWCNT sur la viscosité du nanofluide SWCNT-eau. Une simulation de dynamique moléculaire a été utilisée pour l'estimation de la viscosité, et ils ont conclu que la viscosité du nanofluide est proportionnelle au pourcentage de nanoparticules, en plus d'une nouvelle relation proposée pour l'estimation de la viscosité pour des fractions volumiques inférieures ou égales à 3%.Othman et al. [35] ont étudié le point de stagnation de l'écoulement de fluide magnétohydrodynamique de nanotubes de carbone et leurs caractéristiques de transfert de chaleur à travers une surface rétrécissante en tenant compte

de l'effet dissipatif de la chaleur. Ils ont observé que l'intensité de l'écoulement de fluide et le taux de transfert de chaleur avec le nanofluide (SWCNT/kérosène) sont supérieurs à ceux des nanofluides (MWCNT/kérosène) et (CNT/eau). Massoudi et al. [36] ont étudié numériquement le transfert de chaleur par convection naturelle et le rayonnement thermique d'une enceinte ondulée en forme de T inversé saturée de nanofluide eau-SWCNT contenant un milieu poreux en tenant compte de l'existence d'une source / d'un dissipateur de chaleur uniforme pour des applications d'énergie solaire. Ils ont montré que le taux de convection augmente avec l'augmentation des nombres de Rayleigh et de Darcy, ainsi que du paramètre de rayonnement.

De nombreuses études publiées ont mis en évidence le comportement non newtonien des nanofluides et il a été observé dans plusieurs travaux expérimentaux que les nanofluides contenant des nanotubes de carbone présentent un comportement non newtonien. Hojjat et al. [37] ont étudié expérimentalement le comportement rhéologique des nanofluides non newtoniens de trois types de nanofluides γ-Al2O3, TiO2, CuO et carboxyméthylcellulose (CMC) en tant que fluide de base. Il a été constaté que pour des indices de loi de puissance inférieurs à l'unité, la viscosité des nanofluides suit bien le modèle de puissance. Halelfadl et al. [38] ont étudié expérimentalement l'efficacité des nanofluides CNT-eau en tant que fluide de refroidissement. Ils ont constaté que le CNT-eau présente des avantages pour les systèmes thermiques et les échangeurs de chaleur. Sharma et al. [39] ont présenté une revue sur le comportement rhéologique des nanofluides. L'influence de la forme des particules, du taux de cisaillement, du type de nanoparticules, de la concentration volumétrique, des fluides de base, du surfactant et du champ magnétique appliqué a été présentée et discutée. Ils ont observé que les nanofluides à base de nanoparticules sphériques sont plus susceptibles de présenter un comportement newtonien, tandis que ceux à base de nanotubes présentent un comportement d'écoulement non newtonien.Kefayati [40] a analysé le transfert de chaleur par convection naturelle et la génération d'entropie d'un milieu saturé de nanofluide Cu-eau dans une cavité carrée chauffée différemment, sous l'effet d'un champ magnétique externe en utilisant le modèle de loi de puissance. Il a conclu que l'augmentation de l'indice de loi de puissance réduit le taux de transfert de chaleur sans effet de champ magnétique. De plus, il a constaté que le transfert de chaleur est amélioré par l'ajout de nanoparticules. Murshed et Estellé [41] ont examiné les caractéristiques rhéologiques des nanofluides observées dans la littérature pour les applications de transfert de chaleur. Ling et al. [42] ont étudié expérimentalement et

numériquement l'écoulement de nanofluide non newtonien (solution aqueuse XG et MWCNT) à l'intérieur d'un échangeur de chaleur. Ils ont conclu que l'augmentation de la concentration de MWCNT améliore le taux de transfert de chaleur. Kasaeian et al. [43] ont résumé les développements enregistrés sur les applications de milieux poreux et de nanofluides dans les équipements thermiques dans l'intérêt d'augmenter le taux de transfert de chaleur, en tenant compte des types de structures, des régimes d'écoulement et des conditions aux limites.Estellé et al. [44] ont mené une étude expérimentale de la convection naturelle dans une enceinte carrée différentiellement chauffée et saturée avec un nanofluide CNT-eau, dont les propriétés thermophysiques ont été évaluées expérimentalement. Leurs résultats ont montré qu'une augmentation du pourcentage de nanofluide réduit le nombre de Nusselt. Barnoon et Toghraie [45] ont réalisé une étude numérique de la convection et du transfert de chaleur dans un nanofluide poreux circulaire concentrique saturé de nanofluide Al2O3+CMC non newtonien, où l'écoulement a été modélisé via le modèle de loi de puissance. Leur principal résultat a montré qu'à fraction de volume de nanofluide donnée, le milieu poreux a un effet plus important sur l'amélioration du transfert de chaleur que le nombre de Reynolds. Yang et al. [46] ont résumé les études de convection (naturelle, mixte et forcée) dans différents types d'enceintes de fluides non newtoniens et de nanofluides, où il est possible de voir que les modèles utilisés pour décrire l'écoulement des fluides non newtoniens sont le modèle de Bingham ou de loi de puissance. Ay and Tanoğlu [47] ont mené une étude expérimentale sur les caractéristiques mécaniques et rhéologiques de la matrice époxy en ajoutant des SWCNT. La conclusion a montré que pour une forte concentration de SWCNT, le fluide présente un comportement d'écoulement à cisaillement aminci.Dans leur étude, Patra et al. [48] ont présenté une revue des travaux de recherche récemment publiés sur le comportement rhéologique des nanofluides pour les dernières applications de transfert de chaleur. Ils ont pris en compte les recherches théoriques et expérimentales ainsi que les corrélations associées. De plus, ils ont identifié les principaux facteurs ayant un effet significatif sur la viscosité des nanofluides. Leurs principales conclusions ont montré que pour une faible concentration de nanoparticules et une faible vitesse de cisaillement, les nanofluides se comportent comme des fluides newtoniens, tandis qu'à une forte concentration de nanoparticules et une vitesse de cisaillement élevée, ils se comportent comme des fluides non-newtoniens. En outre, les nanofluides contenant des nanotubes de carbone se comportent presque comme des nanofluides non-newtoniens. Rahman et al. [49] ont étudié l'effet d'un champ magnétique sur la convection libre d'un nanofluide Cu-

eau non-newtonien saturant une cavité rectangulaire, en utilisant le modèle de loi de puissance. Ils ont constaté une amélioration du taux de transfert de chaleur pour des valeurs plus élevées de l'indice de loi de puissance, , mais cette amélioration atteint son maximum lorsque ce dernier est égal à l'unité et commence à diminuer lorsque le fluide devient épaississant sous cisaillement.

La loi de Darcy, qui s'applique seulement lorsque le nombre de Reynolds relatif au diamètre des pores est inférieur à l'unité, a été utilisée dans la plupart des études sur la convection thermique dans les milieux poreux utilisant des nanofluides. Les effets inertie deviennent cruciaux pour une perméabilité élevée du milieu poreux ou des débits plus importants, et l'impact de la traînée due à la matrice solide et les contraintes visqueuses près des parois solides peut devenir important, entraînant un écoulement non-Darcien. La séparation physique de l'écoulement dans les milieux poreux est considérée comme la cause de l'écart par rapport à la loi linéaire, qui est mathématiquement exprimée sous forme d'un terme non linéaire dans l'équation de gradient de vitesse-pression (Riley et Rees [50], Nawaf et Pop [51]).



Chapitre II:

Modèle Physique et Formulations Mathématiques.



II.1. Modèle physique et formulations mathématiques :

Le dispositif étudié est décrit dans les coordonnées cartésiennes x et y tel qu'illustré dans la Figure II.1, où H et L représentent respectivement la hauteur et la largeur du dispositif et γ représente l'angle d'inclinaison par rapport au plan horizontal. Les parois actives sont maintenues à des températures constantes T_h (chaude) et T_c (froide), tandis que les autres parois sont considérées comme adiabatiques.

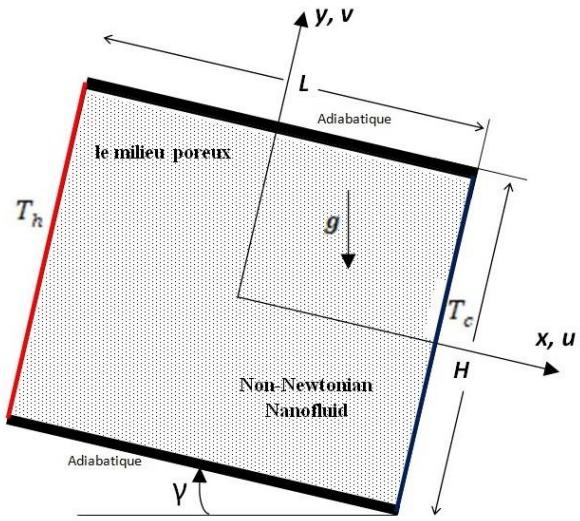


Figure II.1 : Modèle physique.

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 non newtonien est en équilibre thermodynamique avec le milieu poreux isotrope qui est simulé comme un fluide monophasique, en négligeant la dissipation visqueuse, le chauffage Joule et les effets de rayonnement. Les équations gouvernant le problème sont :

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \tag{II.1}$$

$$\frac{\mu_a}{K}\left(1+\frac{\tilde{K}}{\mu_a}\rho_{nf}\left|\vec{V}\right|\right)\cdot u=-\frac{\partial p}{\partial x}-\rho_{nf}\,g\sin\gamma \tag{II.2}$$

$$\frac{\mu_a}{K}\left(1+\frac{\tilde{K}}{\mu_a}\rho_{nf}\left|\vec{V}\right|\right)\cdot v=-\frac{\partial p}{\partial y}-\rho_{nf}\,g\cos\gamma \qquad \text{(II.3)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau}+u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha_{nf}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \qquad \text{(II.4)}$$

Le vecteur vitesse V est représenté par, g le vecteur accélération gravitationnelle par , p la pression par , μ_a la viscosité apparente du nanofluide non-newtonien par τ , le temps par , α_{nf} la diffusivité thermique du milieu poreux saturé en nanofluide par . K Le modèle d'Argun "Argun (1952)" est utilisé pour évaluer la perméabilité du milieu poreux et le paramètre matériel.

En utilisant l'approximation de Boussinesq, $\rho_{nf}=\rho_{nf,0}\left[1-\left(\beta_T\right)_{nf}\left(T-T_c\right)\right]$, la variation de densité dans la force de flottabilité est décrite par où la notation en indice désigne l'état de référence et $\left(\beta_T\right)_{nf}$ les coefficients de dilatation thermique du nanofluide. Après avoir éliminé le terme de pression des équations de la quantité de mouvement, les équations de la quantité de mouvement et d'énergie gouvernantes deviennent :

$$\frac{\partial u}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\tilde{K}}{\mu_a}\rho_{nf}\left[\frac{\partial}{\partial y}\left(\left|\vec{V}\right|\cdot u\right)-\frac{\partial}{\partial x}\left(\left|\vec{V}\right|\cdot v\right)\right]=-\frac{gK\rho_{nf}}{\mu_a}\beta_{Tnf}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\cos\gamma-\frac{\partial T}{\partial y}\sin\gamma\right) \qquad \text{(II.5)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau}+u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha_{nf}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \qquad \text{(II.6)}$$

Les densités, ρ_{nf} ,le coefficient de dilatation thermique, $\left(\rho\beta_T\right)_{nf}$, la capacité calorifique, $(\rho C_p)_{nf}$ et la conductivité thermique, K_{nf} , du nanofluide ont été calculées par le modèle de nanofluide de Tiwari et Das, « Tiwari et Das (2007) », comme suit (II.7).

$$\rho_{nf}=\left(1-\phi\right)\rho_f+\phi\rho_p,\ \left(\rho\beta_T\right)_{nf}=\left(1-\phi\right)(\rho\beta_T)_f+\phi(\rho\beta_T)_p$$

$$(\rho C_p)_{nf}=\left(1-\phi\right)(\rho C_p)_f+\phi(\rho C_p)_p \text{ and } K_{nf}=K_f\left[\frac{\left(K_p+2K_f\right)-2\phi\left(K_f-K_p\right)}{\left(K_p+2K_f\right)+\phi\left(K_f-K_p\right)}\right] \qquad \text{(II.7)}$$

Les valeurs thermophysiques des nanotubes de carbone à paroi unique (SWCNT), des nanoparticules d'Al2O3 et de l'eau sont présentées dans le Tableau II.1. Le modèle de Tiwari et Das pour la conductivité thermique du nanofluide n'est valable que pour des particules sphériques et a été utilisé dans cette étude pour calculer la conductivité

thermique du nanofluide Al2O3-eau. Pour le cas du nanofluide SWCNT-eau, la conductivité thermique a été évaluée à l'aide du modèle de Xue (2005), dans lequel l'effet de la distribution spatiale et du rapport axial des nanotubes de carbone a été inclus (II.8).

$$K_{nf} = K_f \left[\frac{1-\phi+2\phi\dfrac{K_{CNT}}{K_{CNT}-K_f}\ln\left(\dfrac{K_{CNT}+K_f}{2K_f}\right)}{1-\phi+2\phi\dfrac{K_f}{K_{CNT}-K_f}\ln\left(\dfrac{K_{CNT}+K_f}{2K_f}\right)} \right] \qquad \text{(II.8)}$$

Propriétés physiques	**SWCNT**	**Al_2O_3**	**Eau**
$C_p\left(J.kg^{-1}.K^{-1}\right)$	425	765	4179
$\rho\left(kg.m^{-3}\right)$	2600	3970	997.1
$k\left(W.m^{-1}.K^{-1}\right)$	6600	40	0.613
$\beta\times10^{-5}\left(K^{-1}\right)$	1.6	0.85	1.47
$\sigma\left(\Omega.m^{-1}\right)$	4.8×10^{-7}	35×10^{6}	21

Tableau II.1: Propriétés thermophysiques du nanotube de carbone à paroi unique (SWCNT), de l'oxyde d'aluminium (Al2O3) et de l'eau.

L'apparente viscosité du nanofluide SWCNT-Eau non-newtonien μ_a est déterminée selon les modèles de "Kefayati (2016)" et "Jain Bhargava (2021)" :

$$\mu_a = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \qquad \text{(II.9)}$$

où, est la viscosité du fluide de base définie par le modèle Carreau-Yasuda comme suit Carreau (1968) et Yasuda (1979) :

$$\mu_f = \mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty)\left[1+\left(E'\dot{\gamma}'\right)^a\right]^{\frac{n-1}{a}} \qquad \text{(II.10)}$$

Le paramètre μ_0 est la viscosité du fluide à vitesse de cisaillement nulle et μ_∞ est la viscosité du fluide à vitesse de cisaillement infinie. Les paramètres E', $\dot{\gamma}'$, n, a, , et sont des paramètres rhéologiques, où E' est la constante de temps dimensionnelle, $\dot{\gamma}'$ est l'amplitude de la vitesse de cisaillement, n est l'indice de loi de puissance (degré

d'épaississement au cisaillement) et *a* est un paramètre qui décrit la région de transition entre la viscosité à vitesse de cisaillement nulle et les régions de loi de puissance.

En général, les valeurs suivantes sont adoptées pour les paramètres rhéologiques du modèle de Carreau-Yasuda: $, a = 2$, $0.2 < n < 1$ et $0.1 < E' < 100s$. Dans le cas de $n = 1$ ou $E' = 0$ le comportement du fluide devient newtonien. E' Lorsque devient très grand, le modèle C-Y tend vers le modèle à loi de puissance.

Le taux de cisaillement est exprimé comme :

$$\dot{\gamma}' = \left\{ 2\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right]^2 \right\}^{\frac{n-1}{2}} \qquad \text{(II.11)}$$

En introduisant les variables adimensionnelles suivantes et la fonction de courant, Ψ .

$$X = \frac{x}{L},\ Y = \frac{y}{L},\ U = \frac{uL}{\alpha_f},\ V = \frac{vL}{\alpha_f},\ \theta = \frac{T - T_C}{\Delta T},\ t = \frac{\tau \alpha_f}{HL},$$
$$\eta_{nf} = \frac{\mu_a}{\mu_0},\ U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y},\ V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X} \qquad \text{(II.12)}$$

En supposant une cavité carrée avec $L = H$.

le système final d'équations devient :

$$\left[\eta_{nf} + V_a \times G \times F(\phi) \right] \nabla^2 \Psi + \frac{G \times F(\phi)}{V_a} S_\Omega = -R_T \cdot H(\phi) \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \cos\gamma - \frac{\partial \theta}{\partial Y} \sin\gamma \right) \qquad \text{(II.13)}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial Y}\frac{\partial \theta}{\partial X} + \frac{\partial \psi}{\partial X}\frac{\partial \theta}{\partial Y} = P(\phi) \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \qquad \text{(II.14)}$$

où les paramètres η_{nf} , S_Ω , G , R_T , V_a , $F(\phi)$ et $H(\phi)$ dans l'équation de la quantité de mouvement et $P(\phi)$ dans l'équation d'énergie sont donnés par :

$$\left.\begin{aligned} S_\Omega &= \left[\left(\frac{\partial\Psi}{\partial X}\right)^2\frac{\partial^2\Psi}{\partial X^2}+\left(\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\right)^2\frac{\partial^2\Psi}{\partial Y^2}+2\frac{\partial\Psi}{\partial X}\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\frac{\partial^2\Psi}{\partial X\partial Y}\right] \\ R_T &= \frac{gKL\Delta T\left(\rho\beta_T\right)_f}{\mu_0\alpha_f},\quad V_a=\left[\left(\partial\Psi/\partial X\right)^2+\left(\partial\Psi/\partial Y\right)^2\right]^{1/2},G=\frac{\tilde{K}\alpha_f}{\nu_{f0}L} \\ F(\phi) &= 1-\phi+\phi\frac{\rho_p}{\rho_f},\quad H(\phi)=1-\phi+\phi\frac{\left(\rho\beta\right)_p}{\left(\rho\beta\right)_f} \\ P(\phi) &= \frac{k_{nf}}{k_f}\frac{\left(\rho Cp\right)_f}{(1-\phi)\left(\rho Cp\right)_f+\phi\left(\rho Cp\right)_p} \end{aligned}\right\} \qquad \text{(II.15)}$$

et la viscosité apparente, η_{nf} dans le modèle de Carreau-Yasuda sous forme non-dimensionnelle, se réduit à :

$$\eta_{nf}\left(\dot{\gamma}\right)=\frac{s+(1-s)\left[1+\left(E\dot{\gamma}\right)^a\right]^{\frac{n-1}{a}}}{\left(1-\phi\right)^{2.5}} \qquad \text{(II.16)}$$

où $s=\mu_\infty/\mu_0$ $s=\mu_\infty/\mu_0$ est le rapport des viscosités à taux de cisaillement infini et nul, est un temps caractéristique sans dimension du fluide et $E=E'/\alpha_f L^2$ est la magnitude sans dimension du taux de cisaillement effectif qui est donnée par :

$$\dot{\gamma}=\sqrt{4\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial X\partial Y}\right)^2+\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial Y^2}-\frac{\partial^2\Psi}{\partial X^2}\right)^2} \qquad \text{(II.17)}$$

Le paramètre G, qui représente le paramètre d'effet inertie, caractérise la déviation de la situation de Darcy linéaire. Pour $G=0$, l'écoulement devient Darcyen, et à mesure que la valeur de G augmente, l'écoulement devient non-Darcyen (dans le cas d'une porosité élevée et pour un diamètre de particule ou de pore élevé, le paramètre de matériau $\tilde{K}$ devient élevé et le paramètre d'effet inertie non linéaire G devient significatif).

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

Dans le cas de $\phi=0$, les fonctions $F(\phi)=H(\phi)=P(\phi)=1$ correspondent à celui d'un fluide clair sans nanoparticules. De plus, on peut remarquer que pour $n=1$ ou $E=0$ ou $s=1$, le fluide devient newtonien.

L'équation de moment (II.13) nous permet d'étudier la convection naturelle pour les cas suivants : l'écoulement de Darcy et non-Darcy, les types de fluides clairs et nanofluide et les fluides newtoniens et non-newtoniens.

Les conditions aux limites appliquées correspondantes du système sont :

$$\left.\begin{aligned} X &= -\frac{1}{2} \quad \Psi = 0, \quad \theta = \frac{1}{2} \\ X &= +\frac{1}{2} \quad \Psi = 0, \quad \theta = -\frac{1}{2} \\ Y &= \pm\frac{1}{2} \quad \Psi = 0, \quad \frac{\partial\theta}{\partial Y} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad \text{(II.18)}$$

Le nombre de Nusselt local Nu et le nombre de Nusselt moyen Nu_m aux parois verticales, qui représentent les quantités d'intérêt pour évaluer l'amélioration du transfert de chaleur, sont calculés par :

$$Nu = -\frac{k_{nf}}{k_f}\left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{X=\pm 0.5} \qquad \text{(II.19)}$$

$$Nu_m = \int_{-1/2}^{+1/2} Nu\, dY \qquad \text{(II.20)}$$

Nous désignons par $\overline{Nu}_L$ la valeur moyenne du nombre de Nusselt sur la paroi gauche.



Chapitre III:

Etude Numérique.



III.1. Introduction :

Les phénomènes physiques courants tels que la convection ou les écoulements dans les conduites sont généralement décrits par des équations à dérivées partielles fortement couplées et non linéaires, qui ne peuvent être résolues analytiquement que dans des cas très simplifiés. Ainsi, pour résoudre ces problèmes, l'utilisation de méthodes numériques est nécessaire. Trois méthodes numériques courantes sont la méthode des différences finies, la méthode des volumes finis et la méthode des éléments finis. Chacune de ces méthodes comprend une phase de maillage, qui consiste à diviser le domaine d'étude en petits volumes de contrôle, et une phase de discrétisation, qui transforme le problème continu en un problème discret. Pendant la phase de discrétisation, les équations et conditions aux limites sont approximées par des équations et conditions discrètes. [52]

III.2. Principales méthodes de discrétisation :

III.2.1.La méthode des différences finies :

La discrétisation d'un domaine de calcul consiste à le diviser en un nombre fini de points. Pour obtenir une représentation numérique des opérateurs de dérivation des équations modèles, il est courant d'utiliser des développements en séries de Taylor tronquées à un certain ordre de précision. Cette méthode est largement utilisée dans les méthodes de résolution numérique des équations différentielles partielles pour convertir des problèmes continus en problèmes discrets. [53] -[54]

Soit le maillage régulier unidimensionnel (Figure III.1) [54] :

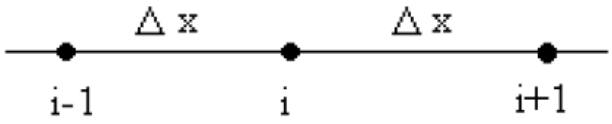


Figure III.1 : Maillage unidimensionnel.

Ou :

$$X = X_i - X_{i-1} = X_{i+1} - X_i \qquad \text{(III.1)}$$

Le développement en série de Taylor, autour du point i du maillage, de la variable inconnue, est donné par les relations :

$$\Phi_{i-1} = \Phi_i - \frac{1}{1!}\Delta x\left(\frac{d\Phi}{dx}\right)_i + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2\left(\frac{d^2\Phi}{dx^2}\right)_i - \frac{1}{3!}(\Delta x)^3\left(\frac{d^3\Phi}{dx^3}\right)_i + O((\Delta x)^4) \qquad \text{(III.2)}$$

$$\Phi_{i-1} = \Phi_i + \frac{1}{1!}\Delta x\left(\frac{d\Phi}{dx}\right)_i + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2\left(\frac{d^2\Phi}{dx^2}\right)_i + \frac{1}{3!}(\Delta x)^3\left(\frac{d^3\Phi}{dx^3}\right)_i + O((\Delta x)^4) \qquad \text{(III.3)}$$

En retenant les premiers deux termes du développement de la relation (III.2), on obtient :

$$\left(\frac{d\Phi}{dx}\right)_i = \frac{\Phi_i - \Phi_{i-1}}{\Delta x} \qquad \text{(III.4)}$$

Ceci signifie que la dérivée d'ordre 1, au point i, est approchée par différences finies régressives d'ordre 1.

En retenant les premiers deux termes du développement de la relation (III.3), on obtient :

$$\left(\frac{d\Phi}{dx}\right)_i = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_i}{\Delta x} \qquad \text{(III.5)}$$

Ce qui signifie que la dérivée d'ordre 1, au point i, est approchée par différences finies progressives d'ordre 1.

En soustrayant la relation (III.2) de la relation (III.3) on obtient l'approximation par différences finies centrales d'ordre 2 :

$$\left(\frac{d\Phi}{dx}\right)_i = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_{i-1}}{2\Delta x} \qquad \text{(III.6)}$$

En additionnant les relations (III.2) et (III.3) on obtient l'approximation de la dérivée de deuxième ordre par différences finies centrées d'ordre 2 :

$$\left(\frac{d^2\Phi}{dx^2}\right)_i = \frac{\Phi_{i-1} - 2\Phi_i + \Phi_{i+1}}{(\Delta x)^2} \qquad \text{(III.7)}$$

III.2.2.La méthode des éléments finis :

Le principe fondamental de la méthode des éléments finis consiste à discrétiser le domaine d'étude en un ensemble fini de domaines élémentaires de dimension finie, appelés éléments finis. Sur chaque élément fini, la fonction inconnue est approximée par un polynôme de degré généralement faible, qui peut varier en fonction de l'application. Les éléments finis, qui peuvent être des triangles, des quadrilatères, des éléments rectilignes ou curvilignes, forment une partition du domaine d'étude qui doit respecter certaines règles pour garantir un calcul précis. Cette partition, appelée découpage ou discrétisation du domaine, doit être disjoints et leur union doit recouvrir l'intégralité du domaine. [53]-[54]

III.2.3.La méthode des volumes finis :

La méthode des volumes finis est largement utilisée en mécanique des fluides numérique. Son principe repose sur la stratégie de "diviser pour régner" qui est une méthode scientifique très efficace et est également utilisée dans d'autres domaines tels que la vie courante ou la politique. Cette méthode consiste à diviser le domaine de calcul en plusieurs petits volumes disjoints qui ont une somme égale au volume total du domaine. Ce découpage précis est essentiel pour garantir la conservation des flux entre l'entrée et la sortie du domaine de calcul. Cette méthode nous fournit ainsi un bilan local des flux dans chaque petit volume de contrôle. En résumé, la méthode des volumes finis permet une analyse précise des flux dans les petits volumes de contrôle. [55]- [56]

La façon de discrétisation est présentée à la figure III.2.

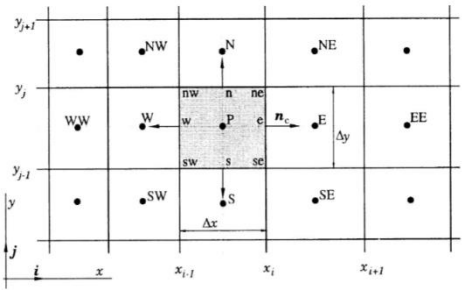


Figure III. 2 : Maillage bidimensionnel.

Où :

P: Nœud considéré .W: Nœud “West”.E: Nœud “East”.W : interface “West” du volume de contrôle (VC) .e : interface “East” du VC .Δ x : largeur du VC étudié .Δ y : longueur du VC étudié.

Dans ce chapitre, nous utilisons une méthode numérique pour la résolution du système d’équations différentielles non-linéaires telles que présentées dans la solution analytique. La méthode proposée est basée sur la technique des différences finies. Cette méthode est la plus ancienne des méthodes numériques. Elle a été introduite au 18^{eme} siècle par Euler, elle s’avère la plus adaptée et la plus facile à utiliser pour les problèmes à géométrie simple. Cette méthode consiste à discrétiser les équations continues aux nœuds d’un maillage prédéfini (voir Figure III.3).

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

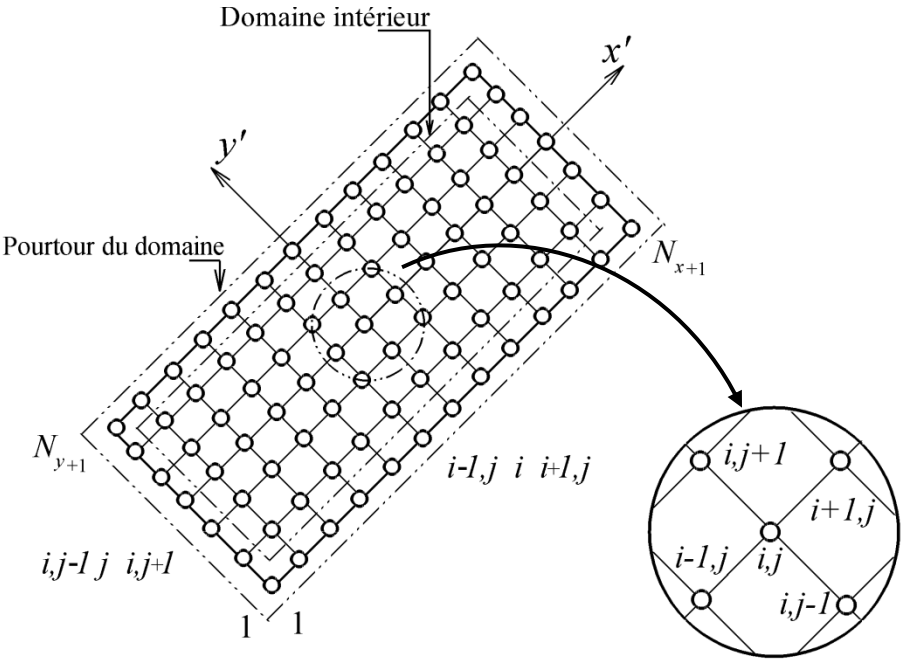


Figure III.3 : Maillage du domaine de calcul en (*i, j*).

III.3. Discrétisation des conditions aux frontières thermiques :

Les conditions aux frontières (II.18) sont discrétisées selon un schéma aux différences finies décentré à droite et à gauche du deuxième ordre selon la paroi considérée :

Selon les parois adiabatiques et imperméables : $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial S}{\partial x} = 0$

$$T_{1,j} = \frac{4T_{2,j} - T_{3,j}}{3}, \qquad S_{1,j} = \frac{4S_{2,j} - S_{3,j}}{3} \qquad \text{à} \quad x = -\frac{1}{2} \tag{III.8}$$

$$T_{Nx+1,j} = \frac{4T_{Nx,j} - T_{Nx-1,j}}{3}, S_{Nx+1,j} = \frac{4S_{Nx,j} - S_{Nx-1,j}}{3} \grave{a} x = \frac{1}{2} \tag{III.9}$$

Selon les parois actives : $\frac{\partial T}{\partial y} = -1$, $\qquad \frac{\partial S}{\partial y} = -1$

$$T_{i,1} = \frac{4T_{i,2} - T_{i,3} + 2\Delta y}{3} \text{ à } \quad y = -\frac{1}{2} \tag{III.10}$$

$$T_{i,Ny+1} = \frac{4T_{i,Ny} - T_{i,Ny-1} - 2\Delta y}{3} \text{ à } \quad y = \frac{1}{2} \tag{III.11}$$

$$S_{i,1} = \frac{4S_{i,2} - S_{i,3} + 2\Delta y}{3} \qquad \text{à} \quad y = -\frac{1}{2} \tag{III.12}$$

$$S_{i,Ny+1} = \frac{4S_{i,Ny} - S_{i,Ny-1} - 2\Delta y}{3} \text{à} \quad y = \frac{1}{2} \tag{III.13}$$

III.4. Discrétisation de l'équation d'énergie :

L'équation d'énergie étant parabolique par rapport au temps et elliptique par rapport aux coordonnées spatiales, la méthode implicite aux directions alternées ADI est choisie comme outil de résolution. Compte tenu de l'équation de l'énergie (II.14) cette dernière se réécrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (uT)}{\partial x} + \frac{\partial (vT)}{\partial y} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{III.14}$$

Schéma implicite en *x* et explicite en *y*

C'est un schéma aux différences centrées au temps (n+1/2) pour les dérivées en x et au temps n pour les dérivées en$y$, chaque terme de l'équation (III.14) est discrétisé comme suit :

$$\left.\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right|_{i,j} = \frac{T_{i+1,j}^{n+1/2} - 2T_{i,j}^{n+1/2} + T_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x^2}, \left.\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right|_{i,j} = \frac{T_{i,j+1}^{n} - 2T_{i,j}^{n} + T_{i,j-1}^{n}}{\Delta y^2} \tag{III.15}$$

$$\left.\frac{\partial (uT)}{\partial x}\right|_{i,j} = \frac{u_{i+1,j}^{n} T_{i+1,j}^{n+1/2} - u_{i-1,j}^{n} T_{i-1,j}^{n+1/2}}{2\Delta x}, \left.\frac{\partial (vT)}{\partial y}\right|_{i,j} = \frac{v_{i,j+1}^{n} T_{i,j+1}^{n} - v_{i,j-1}^{n} T_{i,j-1}^{n}}{2\Delta y} \tag{III.16}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial T}\right|_{i,j} = 2\frac{T_{i,j}^{n+1/2} - T_{i,j}^{n}}{\Delta t} \tag{III.17}$$

En substituant les équations (III.15)-(III.17) dans l'équation (III.14), on obtient un système matriciel tridiagonal de la forme :

$$A_i T_{i+1,j}^{n+1/2} + B_i T_{i,j}^{n+1/2} + C_i T_{i-1,j}^{n+1/2} = D_i \tag{III.18}$$

Avec :

$$A_i = \left[\frac{u^n_{i+1,j}}{2\Delta x} - \frac{1}{\Delta x^2 \Gamma_L}\right], \qquad B_i = 2\left[\frac{\Gamma_\varepsilon}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x^2 \Gamma_L}\right], \qquad C_i = -\left[\frac{u^n_{i-1,j}}{2\Delta x} + \frac{1}{\Delta x^2 \Gamma_L}\right]$$

$$D_i = \left[-\frac{v^{\,n}_{i,j+1}}{2\Delta y} + \frac{1}{\Delta y^{\,2}\Gamma_L}\right] T^{\,n}_{i,j+1} + 2\left[\frac{\Gamma_\varepsilon}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta y^{\,2}\Gamma_L}\right] T^{\,n}_{i,j} + \left[\frac{v^{\,n}_{j,j-1}}{2\Delta y} + \frac{1}{\Delta y^{\,2}\Gamma_L}\right] T^{\,n}_{i,j-1}$$

En remplaçant les conditions aux limites (III.8)-(III.11) dans l'équation (III.18) on obtient la forme discrète implicite en *x* sous la forme suivant :

Pour : $i = 2$

$$\left[A_2 - \frac{1}{3}C_2\right] T^{n+1/2}_{3,j} + \left[B_2 + \frac{4}{3}C_2\right] T^{n+1/2}_{2,j} = D_2 \qquad \text{(III.18.a)}$$

Pour : $i = N_x$

$$\left[\frac{4}{3}A_{NX} - B_{NX}\right] T^{n+1/2}_{NX,j} + \left[C_{NX} - \frac{1}{3}A_{NX}\right] T^{n+1/2}_{NX-1,j} = D_{NX} \qquad \text{(III.18.b)}$$

Schéma implicite en *y* et explicite en *x*

C'est un schéma aux différences centrées 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 :

$$\left.\frac{\partial^2 T}{\partial x^{\,2}}\right|_{i,j} = \frac{T^{\,n+\frac{1}{2}}_{i+1,j} - 2T^{\,n+\frac{1}{2}}_{i,j} + T^{\,n+\frac{1}{2}}_{i-1,j}}{\Delta x^{\,2}}, \left.\frac{\partial^2 T}{\partial y^{\,2}}\right|_{i,j} = \frac{T^{\,n+1}_{i,j+1} - 2T^{\,n+1}_{i,j} + T^{\,n+1}_{i,j-1}}{\Delta y^{\,2}} \qquad \text{(III.19)}$$

$$\left.\frac{\partial (uT)}{\partial x}\right|_{i,j} = \frac{u^n_{i+1,j} T^{\,n+\frac{1}{2}}_{i+1,j} - u^n_{i-1,j} T^{\,n+\frac{1}{2}}_{i-1,j}}{2\Delta x}, \left.\frac{\partial (vT)}{\partial y}\right|_{i,j} = \frac{v^{\,n}_{i,j+1} T^{\,n+1}_{i,j+1} - v^{\,n}_{i,j-1} T^{\,n+1}_{i,j-1}}{2\Delta y} \qquad \text{(III.20)}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{i,j} = 2\frac{T^{\,n+1}_{i,j} - T^{\,n+\frac{1}{2}}_{i,j}}{\Delta t} \qquad \text{(III.21)}$$

En substituant les équations (III.19)-(III.21) dans l'équation (III.14), on obtient un système matriciel tridiagonal de la forme :

$$A'_i T^{\,n+1}_{i,j+1} + B'_i T^{\,n+1}_{i,j} + C'_i T^{\,n+1}_{i,j-1} = D'_i \qquad \text{(III.22)}$$

Avec :

$$A_i^{'} = \left[-\frac{v_{i,j+1}^n}{2\Delta y} + \frac{1}{\Delta y^2 \Gamma_L} \right], \qquad B_i^{'} = 2\left[\frac{\Gamma_\varepsilon}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta y^2 \Gamma_L} \right], \qquad C_i = -\left[\frac{v_{i,j-1}^n}{2\Delta y} - \frac{1}{\Delta y^2 \Gamma_L} \right]$$

$$D_i^{'} = \left[-\frac{u_{i+1,j}^n}{2\Delta x} + \frac{1}{\Delta x^2 \Gamma_L} \right] T_{i+1,j}^{n+1/2} + 2\left[\frac{\Gamma_\varepsilon}{\Delta t} - \frac{1}{\Delta x^2 \Gamma_L} \right] T_{i,j}^{n+1/2} + \left[\frac{u_{i-1,j}^n}{2\Delta x} + \frac{1}{\Delta x^2 \Gamma_L} \right] T_{i-1,j}^{n+1/2}$$

En remplaçant les conditions aux limites (III.8)-(III.11) dans l'équation (III.22) on obtient la forme discrète implicite en *y* sous la forme suivant :

Pour : $j = 2$

$$\left[A'_2 - \frac{1}{3} C'_2 \right] T_{i,3}^{n+1} + \left[B'_2 + \frac{4}{3} C'_2 \right] T_{i,2}^{n+1} = D'_2 - \frac{2}{3} C'_2 D_y \qquad \text{(III.22.a)}$$

Pour : $j = N_y$

$$\left[\frac{4}{3} A'_{Ny} - B'_{Ny} \right] T_{i,ny}^{n+1} + \left[C'_{Ny} - \frac{1}{3} A'_{Ny} \right] T_{i,Ny-1}^{n+1} = D'_{Ny} + \frac{2}{3} A'_{NY} Dy \qquad \text{(III.22.b)}$$

III.5. Discrétisation de l'équation du mouvement :

L'équation de mouvement du milieu poreux basée sur le modèle de Darcy peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\tilde{K}}{\mu_a} \rho_{nf} \left[\frac{\partial}{\partial y}\left(|\vec{V}| \cdot u \right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(|\vec{V}| \cdot v \right) \right] = -\frac{gK\rho_{nf}}{\mu_a} \beta_{Tnf} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \cos\gamma - \frac{\partial T}{\partial y} \sin\gamma \right) \qquad \text{(III.23)}$$

Chaque terme de l'équation de mouvement (III.23) est discrétisé selon un schéma centré classique.

$$\left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right|_{i,j} = \frac{\Psi_{i+1,j}^{n+1} - 2\Psi_{i,j}^{n+1} + \Psi_{i-1,j}^{n+1}}{\Delta x^2}, \left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right|_{i,j} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{n+1} - 2\Psi_{i,j}^{n+1} + \Psi_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta y^2} \qquad \text{(III.24)}$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{i,j} = \frac{T_{i+1,j}^{n+1} - T_{i-1,j}^{n+1}}{2\Delta x} \qquad \text{(III.25)}$$

En remplaçant les expressions (III.24) et (III.25) dans l'équation (III.23) on obtient l'expression générale de la fonction suivante :

$$\psi(i,j)=(1-\omega)\psi(i,j)+\omega\left\{-\frac{A_e}{A_p}\psi(i+1,j)-\frac{A_\omega}{A_p}\psi(i-1,j)-\frac{A_n}{A_p}\psi(i,j+1)-\frac{A_s}{A_p}\psi(i,j-1)+\frac{S_p}{A_p}\right\} \qquad \text{(III.26)}$$

Avec :

$$S_p=-R_T\left(\frac{\big(T(i+1,j)-T(i-1,j)\big)\cos\Phi}{2dx\mu(i,j)}-\frac{\big(T(i,j+1)-T(i,j-1)\big)\sin\Phi}{2dy\mu(i,j)}\right)$$
$$-R_TN\left(\frac{\big(S(i+1,j)-S(i-1,j)\big)\cos\Phi}{2\Delta x\mu(i,j)}-\frac{\big(S(i,j+1)-S(i,j-1)\big)\sin\Phi}{2\Delta y\mu(i,j)}\right)$$

$$A_e=\frac{1}{\Delta x^2}+\frac{Deta\,X(i,j)}{2\Delta x\mu(i,j)}\ ;\ A_\omega=\frac{1}{\Delta x^2}-\frac{Deta\,X(i,j)}{2\Delta x\mu(i,j)}$$

$$A_n=\frac{1}{\Delta y^2}+\frac{Deta\,X(i,j)}{2\Delta y\mu(i,j)}\ ;\ A_s=\frac{1}{\Delta y^2}-\frac{Deta\,X(i,j)}{2\Delta y\mu(i,j)}$$

$$Deta\,X(i,j)=\left(\frac{n-1}{a}\right)(1-S)E^2(1+(E\boldsymbol{\gamma}(i,j)^2)^{\frac{(n-1)}{a}-1}\Delta\gamma X(i,j)$$

$$Deta\,y(i,j)=\left(\frac{n-1}{a}\right)(1-S)E^2(1+(E\boldsymbol{\gamma}(i,j)^2)^{\frac{(n-1)}{a}-1}\Delta\gamma y(i,j)$$

Le paramètre ω est le facteur de sur-relaxation, compris entre 1 et 2, pour accélérer la convergence. Sa valeur optimale, ω_{opt} dépend de la forme du domaine, du maillage et du type des conditions aux limites.

Pour un domaine rectangulaire avec un maillage uniforme, ω_{opt} est donnée par :

$$\omega_{opt}=\frac{2}{\zeta^2}\left[1-\sqrt{1-\zeta^2}\right] \qquad \text{(III.27)}$$

où :

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

où N_{x+1} et N_{y+1} désignent les nombres des nœuds suivant les directions horizontales et verticales, respectivement.

III.6. Discrétisation des champs de vitesse :

Les composantes du champ de vitesse sont obtenues à partir de la fonction de courant selon les relations (II.12). La discrétisation de ces équations par un schéma de différence finies centré du premier ordre donne :

$$u_{i,j}^{n+1} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{n+1} - \Psi_{i,j-1}^{n+1}}{2\Delta y} \tag{III.28}$$

$$v_{i,j}^{n+1} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{n+1} - \Psi_{i,j-1}^{n+1}}{2\Delta x} \tag{III.29}$$

III.7. Discrétisation des conditions aux frontières des vitesses :

Les conditions aux frontières des vitesses sont discrétisées selon un schéma aux différences finies décentré à droite et à gauche du troisième ordre :

$$\left.\begin{aligned} u_{1,j} = 0, v_{i,1} = -\frac{18\Psi_{2,j} - 9\Psi_{3,j} + 2\Psi_{4,j}}{6\Delta x} \text{à} x = -\frac{1}{2} \\ u_{Nx+1,j} = 0, v_{i,Ny+1} = \frac{18\Psi_{Nx,j} - 9\Psi_{Nx-1,j} + 2\Psi_{Nx-2,j}}{6\Delta x} \text{à} x = \frac{1}{2} \end{aligned}\right\} \tag{III.30}$$

$$\left.\begin{aligned} v_{i,1} = 0, \quad u_{1,j} = \frac{18\Psi_{i,2} - 9\Psi_{i,3} + 2\Psi_{i,4}}{6\Delta y} \quad \text{à} \quad y = -\frac{1}{2} \\ v_{i,Ny+1} = 0, \quad u_{Ny+1,j} = -\frac{18\Psi_{i,Ny} - 9\Psi_{i,Ny-1} + 2\Psi_{i,Ny-2}}{6\Delta y} \quad \text{à} \quad y = \frac{1}{2} \end{aligned}\right\} \tag{III.31}$$

III.8. Algorithme de calcul :

Les principales étapes de notre algorithme de calcul sont :

1. Génération du maillage.
2. Initialisation et lecture des données.
3. Calcul du facteur de sur-relaxation.
4. Introduction des conditions initiales sur la température, *T*, sur la concentration, *S*, et sur la fonction de courant, Ψ.
5. Evaluation du champ de vitesse initiale $u_{i,j}$ et$v_{i,j}$.
6. Début de la boucle dans le temps.

6.1. Résolution de l'équation de l'énergie (III.18) par la méthode ADI et calcul du champ de température$T_{i,j}$.

6.2. Résolution de l'équation de mouvement (III.23) la méthode SOR et calcul du champ de la fonction du courant $\Psi_{i,j}$.

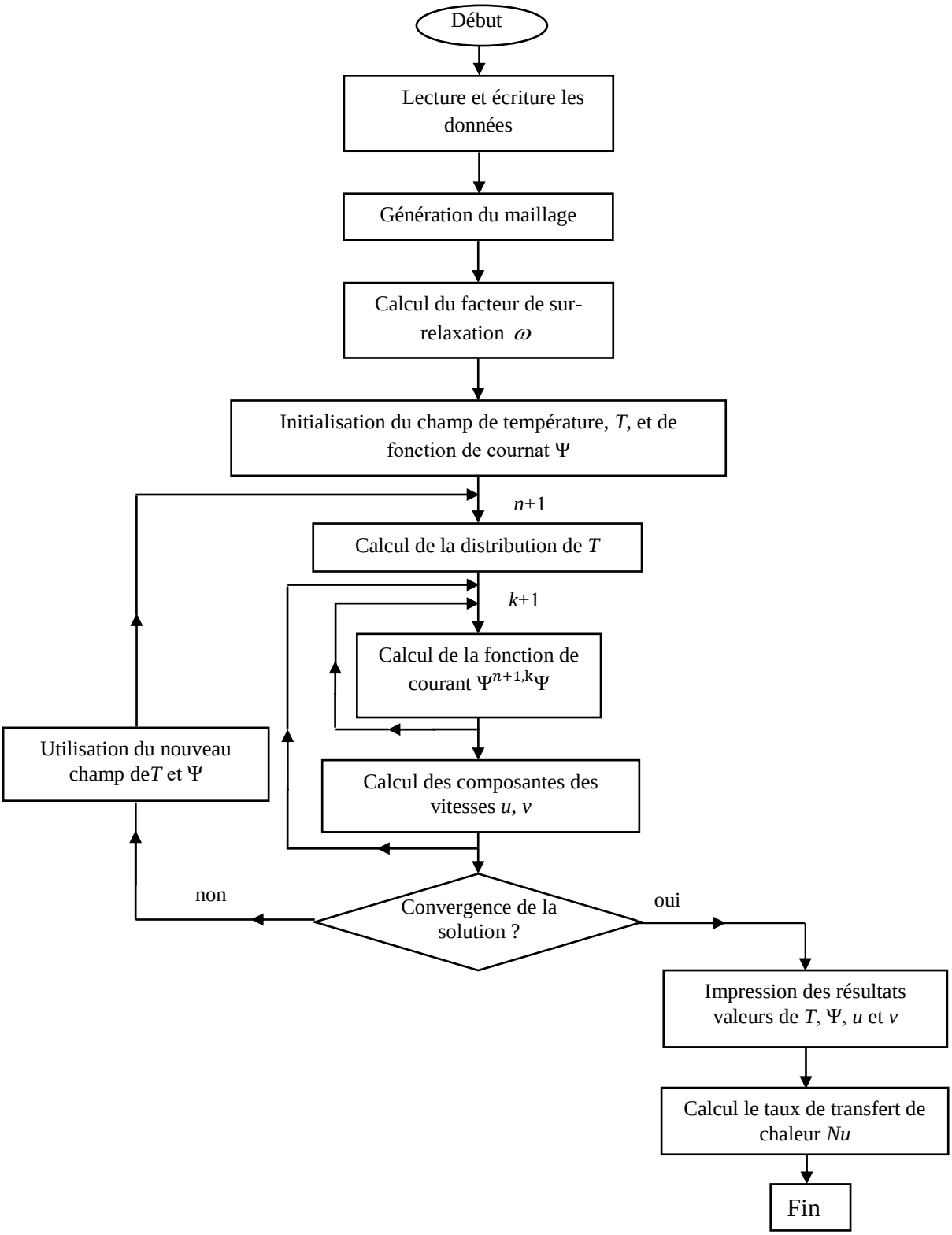
6.3. Détermination du champ de vitesse $u_{i,j}$ et $v_{i,j}$.

6.4. Refaire l'étape (6.1) jusqu'à l'obtention de la convergence de la solution vers une solution permanent ou oscillante.

7. Impression des résultats.
8. Fin du programme.

Le critère de convergence lors de la résolution de équation (III.26) est donné par :

$$\frac{\sum_i \sum_j \left|\Psi_{i,j}^{k+1} - \Psi_{i,j}^{k}\right|}{\sum_i \sum_j \left|\Psi_{i,j}^{k}\right|} \leq 10^{-6} \qquad \text{(III.32)}$$


Début
Lecture et écriture les données
Génération du maillage
Calcul du facteur de sur-relaxation ω
Initialisation du champ de température, T, et de fonction de cournat Ψ
n+1
Calcul de la distribution de T
k+1
Calcul de la fonction de courant $\Psi^{n+1,k}\Psi$
Calcul des composantes des vitesses u, v
Convergence de la solution ?
non
oui
Utilisation du nouveau champ de$T$ et Ψ
Impression des résultats valeurs de T, Ψ, u et v
Calcul le taux de transfert de chaleur Nu
Fin

Chapitre IV:

Résultats et Discussion.

IV.1. Validation :

L'effet de la taille du maillage sur la valeur maximale absolue de la fonction de courant et le nombre de Nusselt moyen du mur chaud a été testé de 60×60 à 200×200, comme indiqué dans le Tableau IV.1. Les tests réalisés ont montré que la grille de 100×100 était adéquate pour simuler avec précision les équations et réduire le temps de calcul.

Une analyse de deux tests de comparaison a été réalisée pour confirmer les résultats obtenus. Le premier test a été effectué en comparant les résultats obtenus avec ceux de Nawaf et Pop [51], comme présenté dans le Tableau IV.2.

$Nx \times Ny$	30x30	60x60	80x80	100x100
$\lvert\Psi\rvert_{\max}$	3.0531	3.0005	2.9925	2.9887
$\overline{Nu}_L$	2.4120	2.4095	2.4092	2.4090

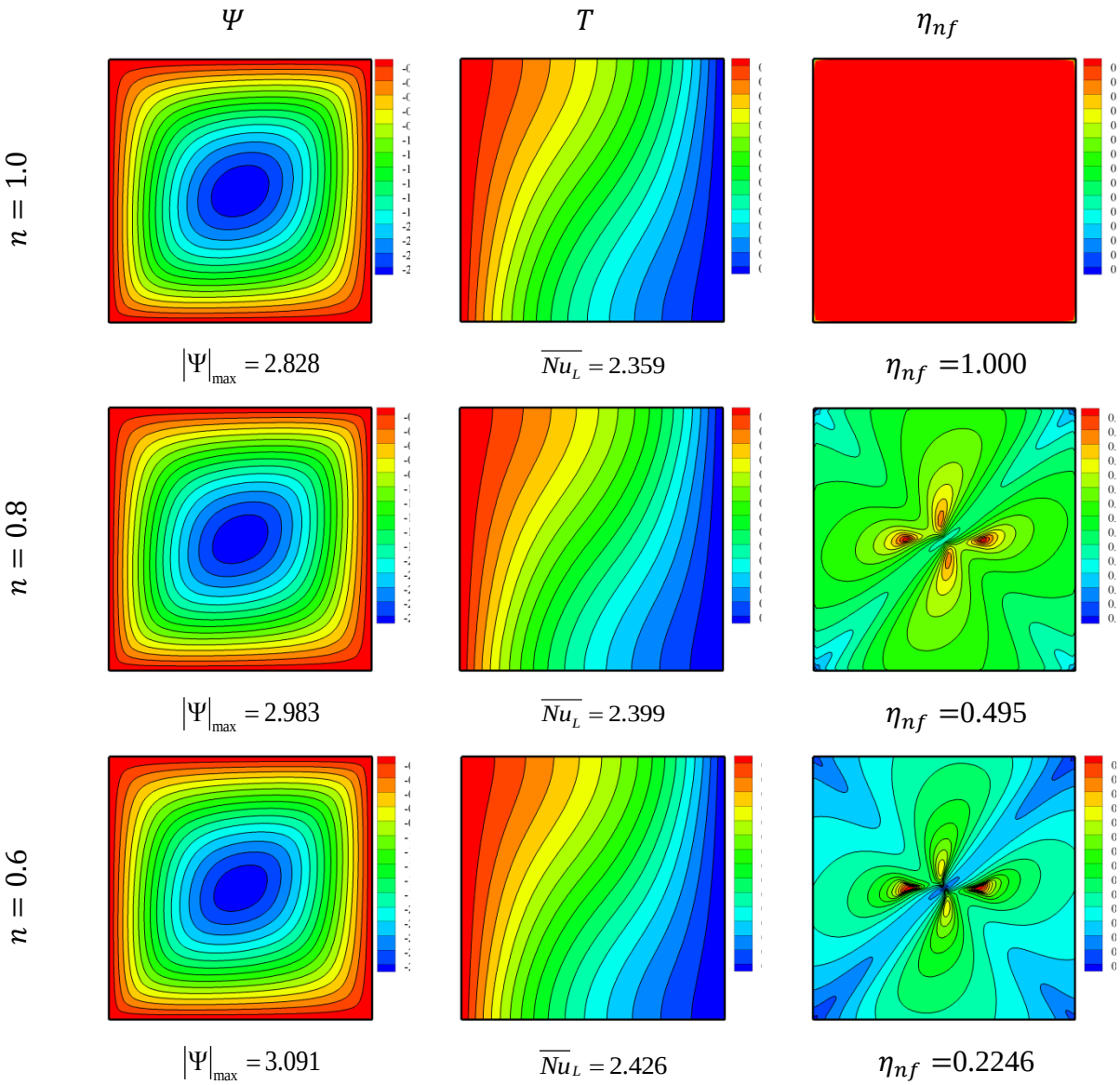
Tableau IV.1 : Variations du nombre de Nusselt moyen du mur chaud et de la valeur maximale absolue de la fonction de courant avec différentes tailles de maillage ($R_T = 200$, $G = 0.5, \gamma = 0°$, $\phi = 0.05$, $E = 0.6$, $n = 0.8, s = 0.01$ et $a = 2$).

paramètre de l'effets d'inertie	(Nawaf et Pop 2005)		Résultats actuels	
	42×42		100 x 100	
G	$\overline{Nu}_L$	$\lvert\Psi\rvert_{\max}$	$\overline{Nu}_L$	$\lvert\Psi\rvert_{\max}$
0.0	13.442	20.489	13.587	20.374
0.1	4.732	7.993	4.838	8.053
1.0	2.373	4.050	2.432	4.104
5.0	1.503	2.223	1.536	2.277
10	1.295	1.652	1.301	1.661

Tableau IV.2 : Effet du paramètre d'effets inertiel G sur le nombre de Nusselt moyen et la valeur maximale absolue de la fonction de courant pour $R_T = 10^3, \phi = 0$, $\gamma = 0°$, $n = 1$ (newtonien).

IV.2. Effet de la loi de puissance sur les contours de la fonction de courant, température et de la viscosité :

La Figure IV.1 illustre les lignes de courant, les isothermes et les contours de la viscosité apparente pour les valeurs de l'indice de loi de puissance $n = 0.2,\ 0.6,\ 0.8$ et 1.0. On peut observer que la diminution de l'indice de loi de puissance, n, entraîne une intensification de l'écoulement à l'intérieur de la cavité et augmente le taux de convection. De plus, la diminution de l'indice de loi de puissance, n, entraîne une augmentation de la viscosité apparente, η_{nf}, du nanofluide SWCNT-eau non newtonien à l'intérieur de la cavité.



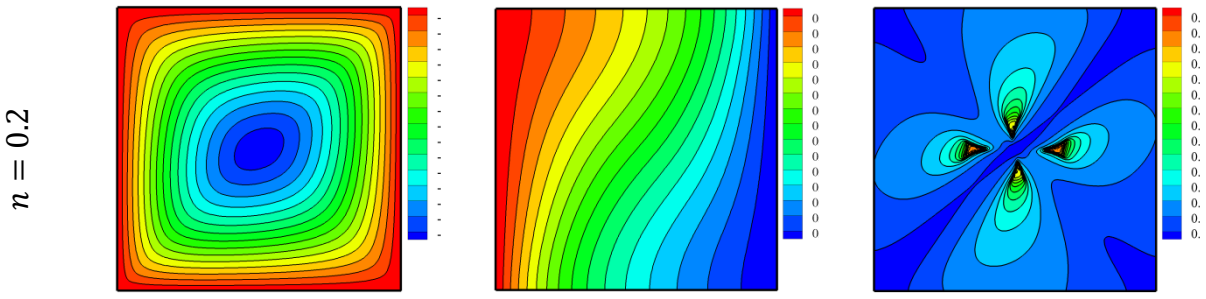


Figure IV.1 : Présentation des : (a) lignes de courant, (b) isothermes et (c) viscosité apparente pour $R_T = 200$ à $G = 0.5$, $\phi = 0.05$, $\gamma = 0°$, $E = 0.6$, $s = 0.01$ et $a = 2$.

IV.3. Effet du pourcentage de SWCNT sur les contours de la fonction de courant, température et de la viscosité :

La Figure IV.2 présente le comportement de l'écoulement Ψ, les isothermes θ et la viscosité apparente η_{nf} pour différentes charges de nanotubes de carbone, ϕ, (0, 0.05, 0.08 and 0.1).

On peut voir qu'une seule cellule se forme à l'intérieur de toute la cavité, mais ce qui est remarquable, c'est qu'en ajoutant 5% de nanotubes de carbone au fluide de base (eau), l'intensité de l'écoulement du fluide augmente à l'intérieur de la cavité, comme indiqué par les valeurs $|\Psi|_{max}$. Cependant, l'ajout de plus de SWCNT (0,08 et 0,10) réduit l'intensité de l'écoulement du fluide à une valeur inférieure à celle enregistrée pour le pourcentage de 5%, ce qui s'explique par l'augmentation enregistrée de la viscosité apparente η_{nf} du nanofluide SWCNT-eau, comme on peut le voir dans la Figure IV.2(c). De plus, l'augmentation du pourcentage de nanotubes de carbone dans le fluide de base augmente le taux de convection et améliore le transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte, même en diminuant la force de l'écoulement du fluide mentionnée précédemment. Cela est dû à l'amélioration de la conductivité thermique en ajoutant plus de nanotubes de carbone (l'effet de l'amélioration de la conductivité thermique du nanofluide grâce à l'ajout de plus de nanotubes l'emporte sur l'effet de l'augmentation de la viscosité apparente).

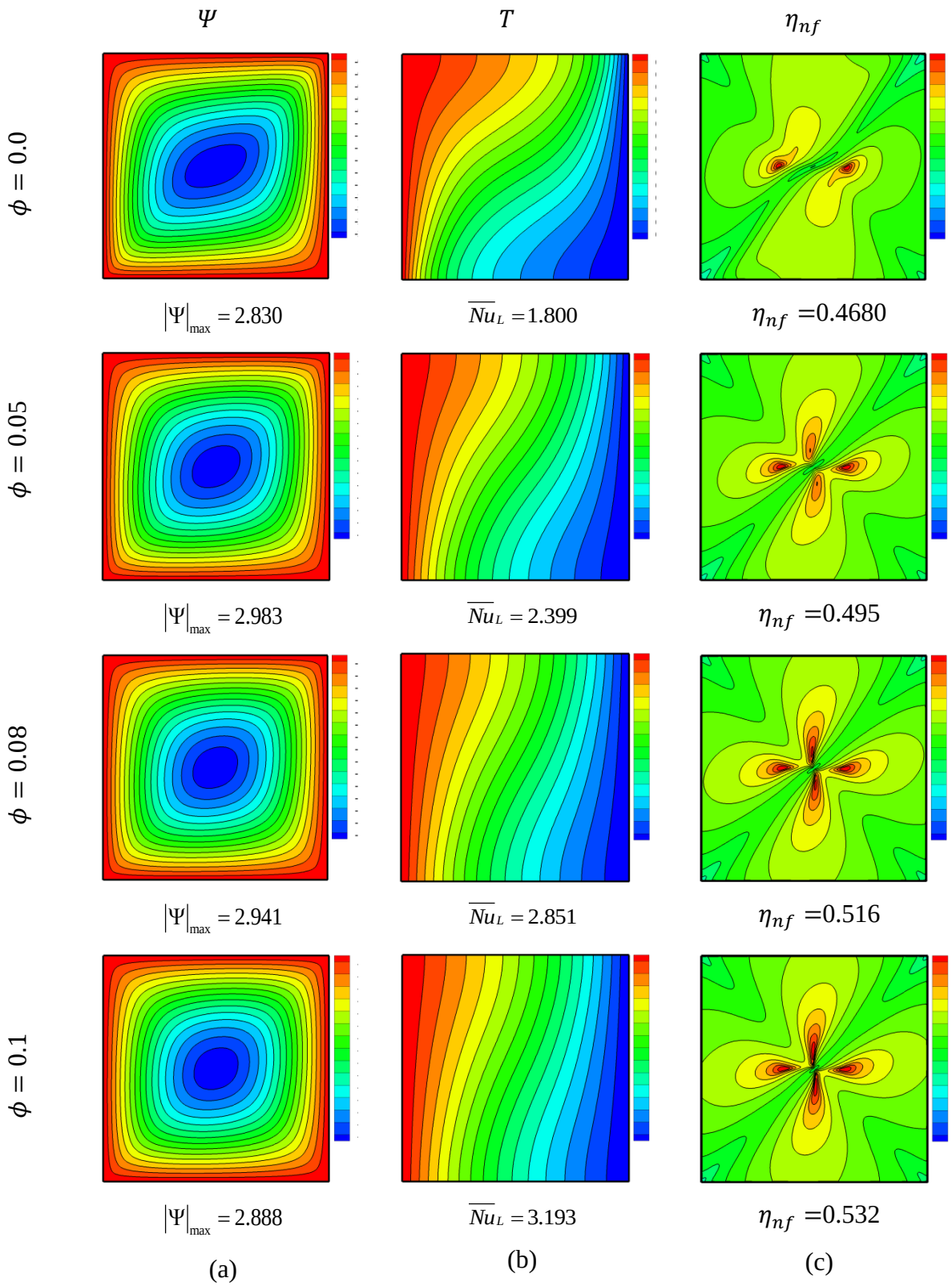
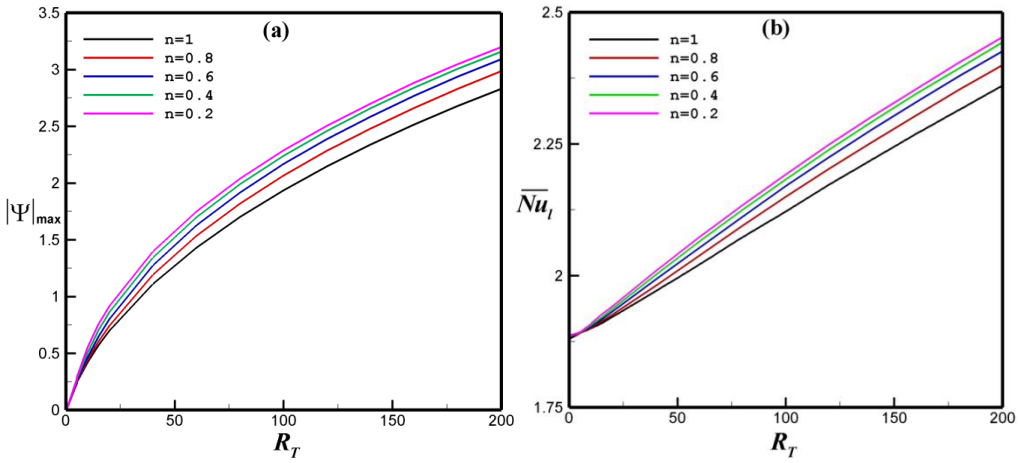


Figure IV.2 : Présentation des : (a) lignes de courant, (b) isothermes et (c) viscosité apparente pour $R_T = 200$ à $G = 0.5$, $\gamma = 0°$, $n = 0.8$, $E = 0.6$, $s = 0.01$ et $a = 2$.

IV.4. Effet du nombre de Rayleigh et de l'indice de loi de puissance sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité :

L'effet du nombre de Rayleigh et de l'indice de loi de puissance n , sur la force d'écoulement, le transfert de chaleur par convection et la viscosité apparente du nanofluide SWCNT-eau à l'intérieur de la cavité pour des valeurs de $G = 0.5$, $\phi = 0.05$ et $\gamma = 0°$ est présenté dans Figure IV.2 . Cette figure montre que l'augmentation du nombre de Rayleigh augmente l'écoulement du fluide (démontré par la fonction de courant maximum absolu) et le taux de transfert de chaleur par convection à l'intérieur de la cavité (démontré par le nombre de Nusselt moyen du mur gauche), tandis qu'une diminution de la viscosité apparente du nanofluide non-newtonien SWCNT-eau signifie que le fluide devient de plus en plus écoulement-cisaillement. De plus, pour un nombre de Rayleigh donné, la diminution de l'indice de loi de puissance n , réduit la viscosité apparente du fluide et améliore à la fois la force d'écoulement du fluide et le taux de convection à l'intérieur de l'enceinte. De plus, comme on peut le remarquer dans la Figure IV.2(c), dans le cas d'un fluide newtonien (n = 1), la viscosité apparente est supérieure à l'unité en raison de la présence de nanotubes.



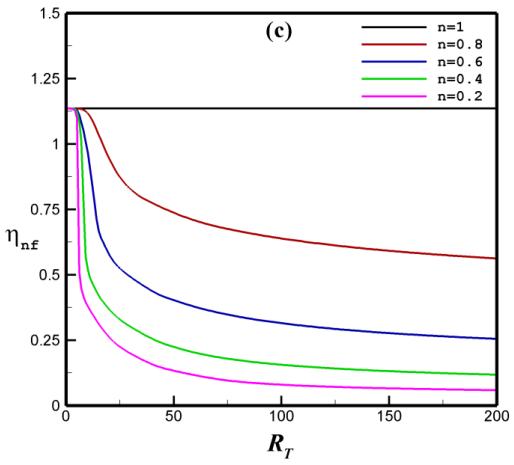


Figure IV.3 : Variation de : (a) la fonction de courant maximum absolu, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le nombre de Rayleigh R_T et différentes valeurs de l'indice de loi de puissance n ,à $G = 0.5$, $\phi = 0.05$ et $\gamma = 0°$.

IV.5. Effet du nombre de Rayleigh et de la constante de temps, rapport de viscosités et le paramètre sans dimension sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité :

L'effet de la constante de temps sans dimension E , sur la force d'écoulement du fluide, le taux de convection et la viscosité apparente est présenté dans la Figure IV.3. Il est possible de constater que l'augmentation de la force d'écoulement et du taux de convection augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh. De plus, quelle que soit la valeur du nombre de Rayleigh, l'augmentation de la constante de temps sans dimension E améliore le taux de convection à l'intérieur de l'enceinte et cette amélioration devient plus significative pour un nombre de Rayleigh élevé. En outre, l'augmentation du nombre de Rayleigh ou de la constante de temps sans dimension diminue la viscosité apparente du nanofluide SWCNT-Eau non newtonien et le fluide devient de plus en plus thixotrope. Presque le même comportement est enregistré pour la diminution des paramètres rhéologiques de Carreau-Yasuda : le rapport de viscosité s ou le paramètre sans dimension, a , comme présenté dans les Figure IV.3 et Figure IV.4.

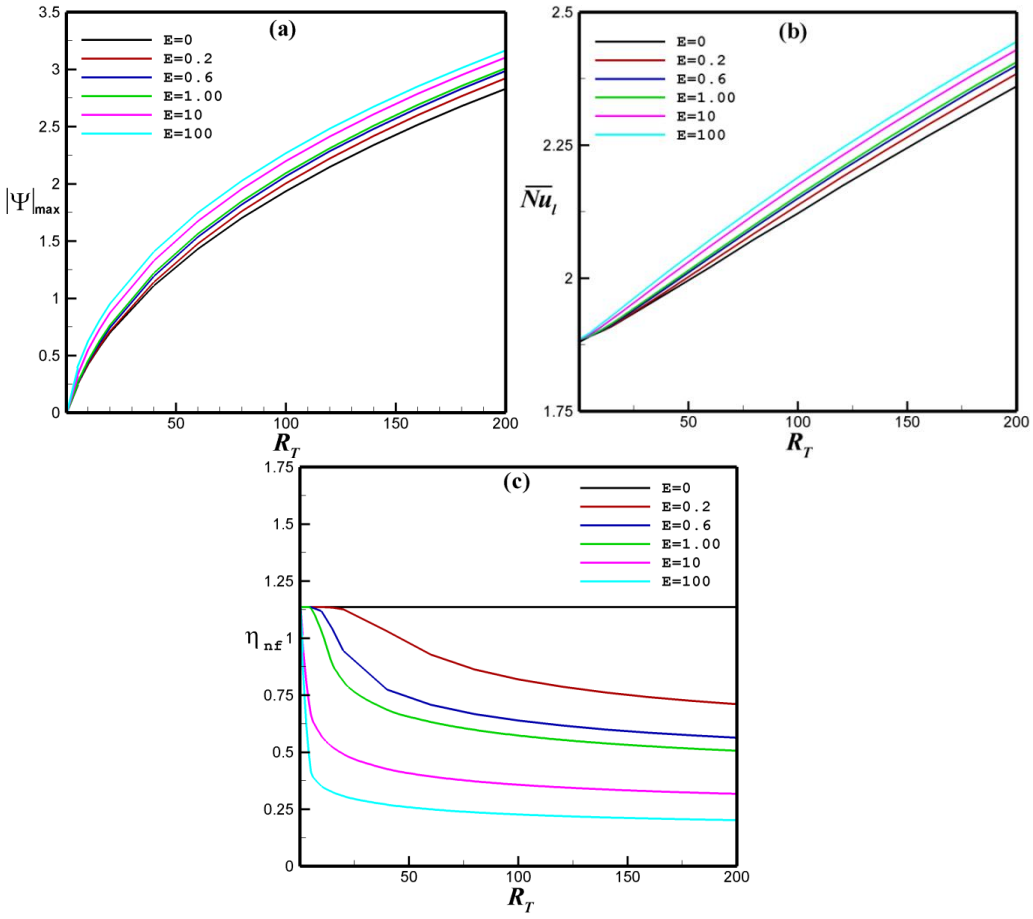
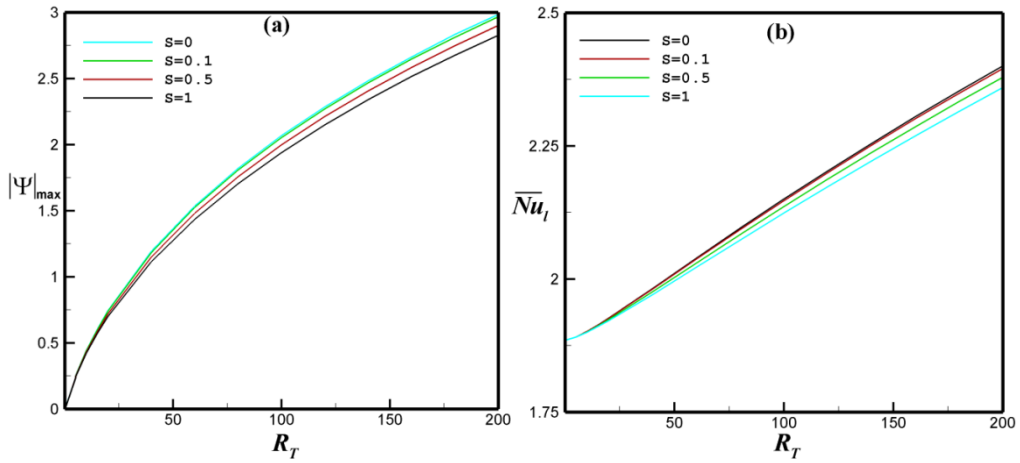


Figure IV.4 : Variation de : (a) la fonction de flux absolu maximale, (b) le nombre de Nusselt moyen gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le nombre de Rayleigh RT et différentes valeurs de constante de temps sans dimension E à G = 0.5, ϕ= 0.05 et γ=°0 .



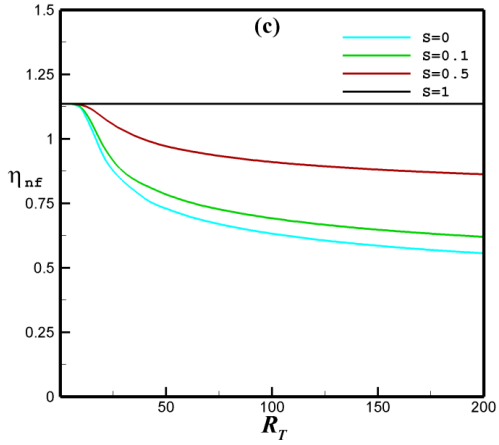


Figure IV.5 : Variation de : (a) la fonction de flux absolu maximale, (b) le nombre de Nusselt gauche moyen et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le nombre de Rayleigh et différentes valeurs du rapport de viscosités s à $G=0.5$, $\phi=0.05$ et $\gamma=0°$.

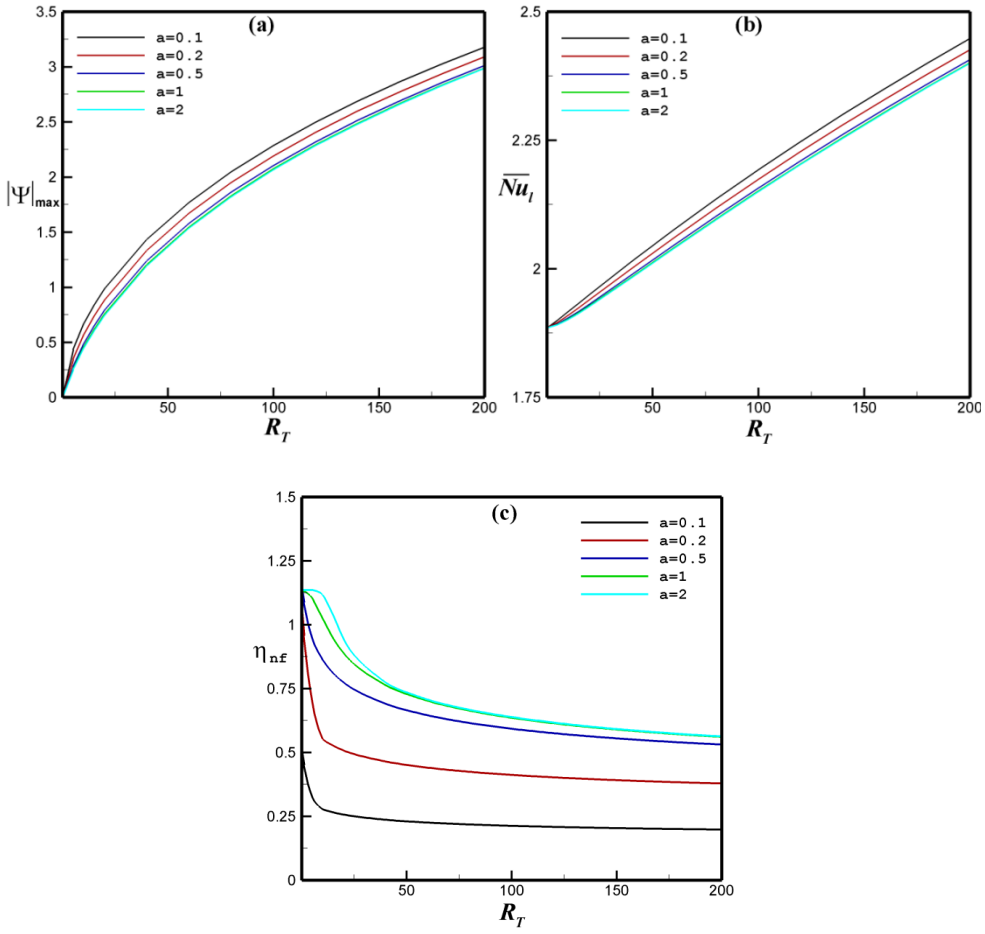


Figure IV.6 : Variation de : (a) la fonction de flux absolu maximale, (b) le nombre de Nusselt gauche moyen et (c) la viscosité apparente du nanofluide (c) avec le nombre de Rayleigh et différentes valeurs de paramètre sans dimension a à $G=0.5$, $\phi=0.05$ et $\gamma=0°$.

IV.6. Effet du paramètre d'inertie et de l'indice de loi de puissance sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité :

L'effet du paramètre d'inertie et de l'indice de loi de puissance, n, sur la fonction de flux maximal absolu, le nombre de Nusselt moyen et la viscosité apparente est représenté dans la Figure 5. Pour une valeur donnée de l'indice de loi de puissance, n, l'augmentation du paramètre d'inertie inhibe le flux à l'intérieur de l'enceinte, ce qui conduit systématiquement à une diminution du taux de convection. De plus, une augmentation de la viscosité apparente est enregistrée avec l'augmentation du paramètre d'inertie. De plus, l'effet de l'indice de loi de puissance, n, sur le taux de convection est significatif uniquement pour le cas d'un écoulement de Darcy ($G=0$). De plus, l'augmentation de l'indice de loi de puissance, n, augmente considérablement la viscosité apparente du nanofluide SWCNT-eau, comme le montre la Figure IV.6(c).

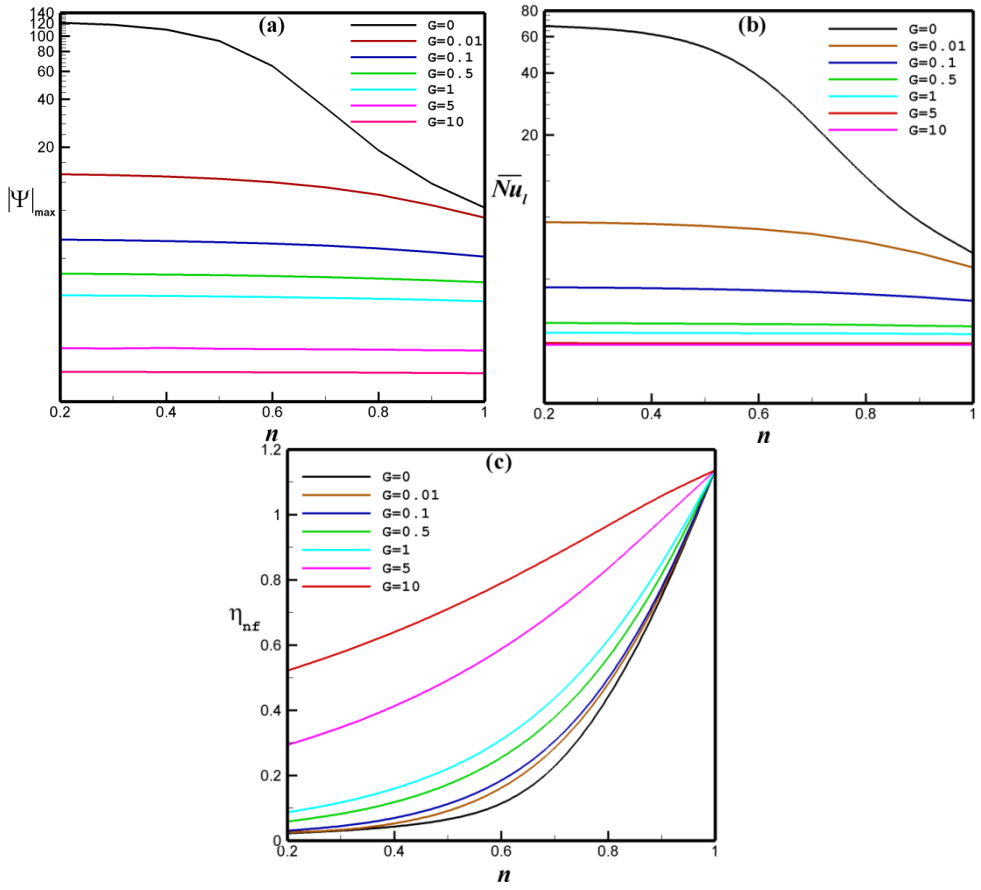


Figure IV.7 : Variation de la fonction de flux absolu maximale (a), du nombre de Nusselt gauche moyen (b) et de la viscosité apparente du nanofluide (c) avec indice de loi de puissance n et différentes valeurs du paramètre d'effet d'inertie G à $R_T = 200$, $\phi = 0.05$ et $\gamma = 0°$.

IV.7. Effet du l'indice de loi de puissance et valeurs de les pourcentages de SWCNT et AL2O3 sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité :

Afin de comparer l'effet des SWCNT avec celui d'une autre nanoparticule, la Figure IV.8(a), été présentée pour l'effet de chacun des SWCNT et AL2O3 dispersés dans l'eau sur la force d'écoulement des fluides, le taux de convection et la viscosité apparente des nanofluides non newtoniens SWCNT-eau et AL2O3-eau saturant le milieu poreux à $R_T = 200$, $G = 0.5$ et $\gamma = 0°$. Comme le montre cette figure, pour la force d'écoulement des fluides, l'augmentation de l'indice de loi de puissance n de 0,2 à 1,00 diminue la force d'écoulement des fluides pour les deux types de nanofluides non newtoniens SWCNT-eau et AL2O3-eau, ce qui signifie que le fluide à amincissement de cisaillement a un meilleur effet sur la force d'écoulement des fluides par rapport au fluide newtonien ($n = 1$) . Pour une valeur donnée de l'indice de loi de puissance, l'augmentation du pourcentage de SWCNT entraîne une augmentation de la force d'écoulement des fluides représentée par la fonction de flux maximal absolu lorsque le pourcentage de nanotube augmente de 0 à 0.05, mais lorsque cette valeur est augmentée à 0.08 et 0.10, la force d'écoulement 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 des fluides 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 des SWCNT par rapport à l'effet de la viscosité effective. Cependant, la diminution de la force d'écoulement des fluides en ajoutant plus de particules de nanotubes à 0,08 et 0,10 est due à l'effet de l'augmentation de la viscosité dynamique qui l'emporte sur l'effet de l'amélioration de la conductivité thermique des SWCNT. Dans le cas de l'AL2O3, l'augmentation du pourcentage de nanoparticules de 0 à 0,10 diminue la force d'écoulement des fluides à l'intérieur de la cavité en raison de l'augmentation de la viscosité dynamique qui l'emporte sur l'amélioration de l'effet de conductivité thermique due à la présence de nanoparticules.

En ce qui concerne la convection à l'intérieur de la cavité, présentée par le nombre de Nusselt moyen de la paroi gauche $\overline{Nu_L}$ (Figure IV.7(b)), on peut constater que l'effet de l'indice de loi de puissance est insignifiant. De plus, quelle que soit la valeur de 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 des

fluides observée dans (Figure IV.7(a)), est due à l'amélioration enregistrée de la conductivité thermique du nanofluide SWCNT-eau en raison de la très haute conductivité thermique des SWCNT qui l'emporte sur l'effet de l'augmentation de la viscosité dynamique. De plus, l'effet limité de l'ajout de plus de nanoparticules d'AL_2O_3 sur l'amélioration de la convection à l'intérieur de la cavité peut être remarqué en raison de la faible conductivité thermique de l'oxyde d'aluminium par rapport à celle des SWCNT. Cet effet est inférieur à celui du nanofluide SWCNT-eau. L'effet de l'ajout d'un pourcentage supplémentaire de nanoparticules sur la viscosité apparente des nanofluides non newtoniens SWCNT-eau et AL2O3-eau est présenté dans (Figure IV.7(c)). Comme le montre la figure, l'augmentation de l'indice de loi de puissance augmente la viscosité apparente pour tous les cas. De plus, pour une valeur donnée de l'indice de la loi de puissance n , l'ajout de plus de nanotubes de SWCNT ou de plus de nanoparticules d'AL_2O_3 augmente la viscosité apparente des nanofluides non newtoniens.

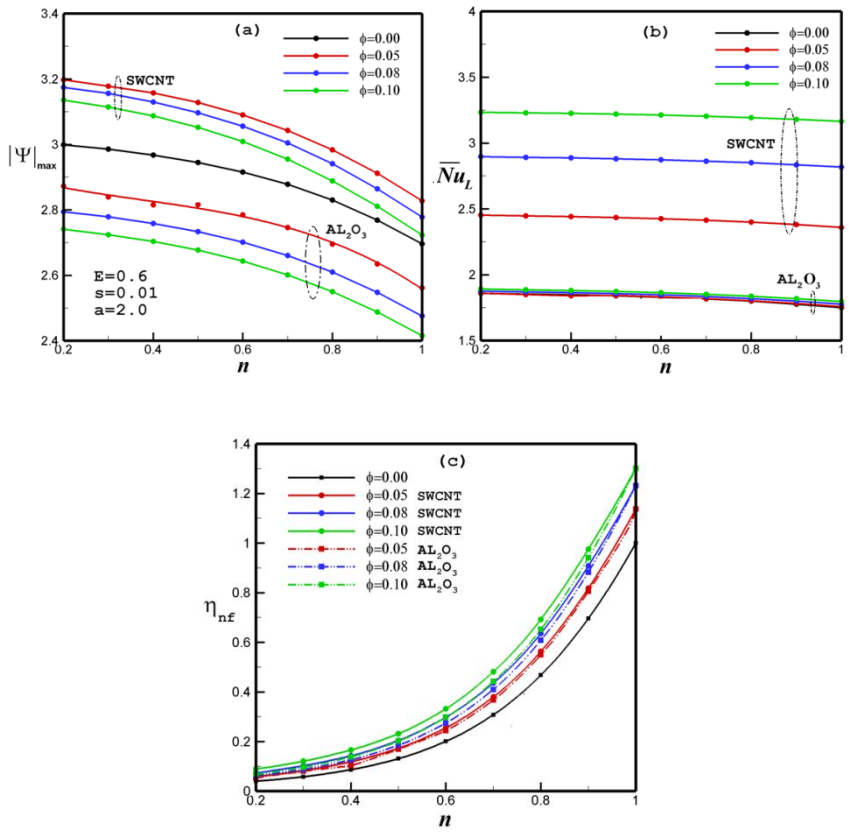
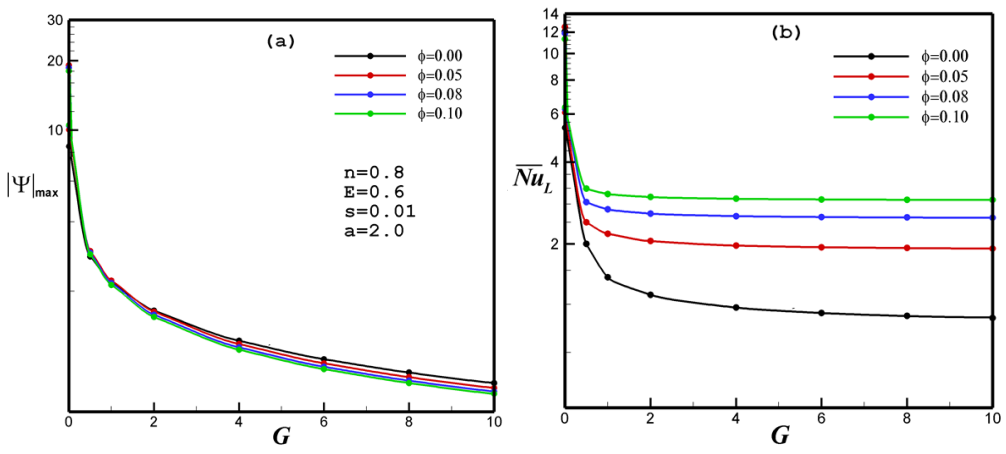


Figure IV.8 : Variation de : (a) la fonction de courant maximale absolue, (b) le nombre de Nusselt moyen de la paroi gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec l'indice de loi de puissance n , et différentes valeurs de SWCNT et pourcentages AL2O3 ϕ à, $G = 0.5 \text{et } \gamma = 0°$.

IV.8. Effet de l'inertie et du pourcentage de SWCNT sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité :

La Figure IV.8 présente l'effet du paramètre d'effet inertie pour différents pourcentages de SWCNT sur la force de l'écoulement, le taux de convection et la viscosité apparente du nanofluide SWCNT-eau à $R_T = 200$ et $\gamma = 0°$. Comme indiqué précédemment, l'augmentation du paramètre d'effet inertie inhibe l'écoulement à l'intérieur de la cavité, et l'ajout de plus de SWCNT renforce cette inhibition en raison de l'augmentation de la viscosité dynamique du nanofluide non newtonien SWCNT-eau. L'inhibition de l'écoulement à l'intérieur de l'enceinte due à l'augmentation du paramètre d'effet inertie a également un effet sur le taux de convection, comme le montre la Figure IV.8(b). Pour une valeur donnée de pourcentage de nanotubes, l'augmentation du paramètre d'effet inertie entraîne une réduction significative du taux de convection pour des valeurs allant de 0 à 1, et après cela, le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité par conduction domine par rapport au mode de convection en raison de l'inhibition de l'écoulement du fluide. De plus, pour une valeur donnée de paramètre d'effet inertie, l'augmentation du pourcentage de nanotubes augmente le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité en raison de l'amélioration significative de la conductivité thermique du nanofluide SWCNT-eau non newtonien. De plus, l'augmentation du paramètre d'effet inertie et du pourcentage de nanotubes augmente la viscosité apparente du nanofluide SWCNT-eau non newtonien. Ce la est dû au fait que l'inhibition de l'écoulement à l'intérieur de la cavité réduit l'effet d'écoulement amincissant de la SWCNT-eau nanofluide non newtonien et que le comportement du fluide tend vers un comportement newtonien. De plus, l'augmentation du pourcentage de nanotubes augmente la viscosité dynamique du nanofluide.



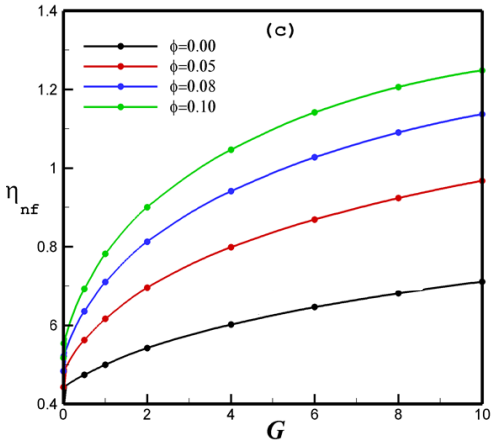


Figure IV.9 : Variation de : (a) la fonction de courant maximale absolue, (b) le nombre de Nusselt moyen de la paroi gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide avec le paramètre de l'effet de l'inertie et différentes valeurs de pourcentage de SWCNT ϕ à $R_T = 200$ et $\gamma = 0°$.

IV.9. Effet du nombre de Rayleigh et du pourcentage de SWCNT sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité :

La Figure IV.10 illustre l'effet du nombre de Rayleigh pour différentes valeurs de pourcentage de SWCNT sur la force d'écoulement du fluide, le taux de convection et la viscosité apparente du nanofluide non-newtonien à base de SWCNT-eau pour $G = 0.5$ et $\gamma = 0°$. Comme présenté dans cette figure, l'augmentation du nombre de Rayleigh augmente l'intensité de l'écoulement et le taux de convection à l'intérieur de la cavité, tandis que le fluide devient plus fluide cisaillant, ce qui se remarque par une diminution de la viscosité apparente du nanofluide non-newtonien à base de SWCNT-eau. De plus, l'effet du pourcentage de SWCNT est tel que l'augmentation du pourcentage de SWCNT diminue la force d'écoulement du fluide à l'intérieur de la cavité lorsque le nombre de Rayleigh varie de 0 à environ 100, et augmente la force d'écoulement du fluide par rapport au fluide clair lorsque le nombre de Rayleigh varie de 100 à environ 200. Cela s'explique par le fait que lorsque le nombre de Rayleigh est inférieur à 100, la convection à l'intérieur de la cavité est faible et l'effet de la viscosité dynamique du nanofluide l'emporte sur l'effet de la conductivité thermique du nanofluide. Cependant, lorsque le nombre de Rayleigh dépasse 100, le taux de convection devient significatif et l'amélioration de la conductivité

thermique l'emporte sur l'effet de la viscosité dynamique. Enfin, l'augmentation du pourcentage de SWCNT réduit la viscosité apparente du nanofluide non-newtonien.

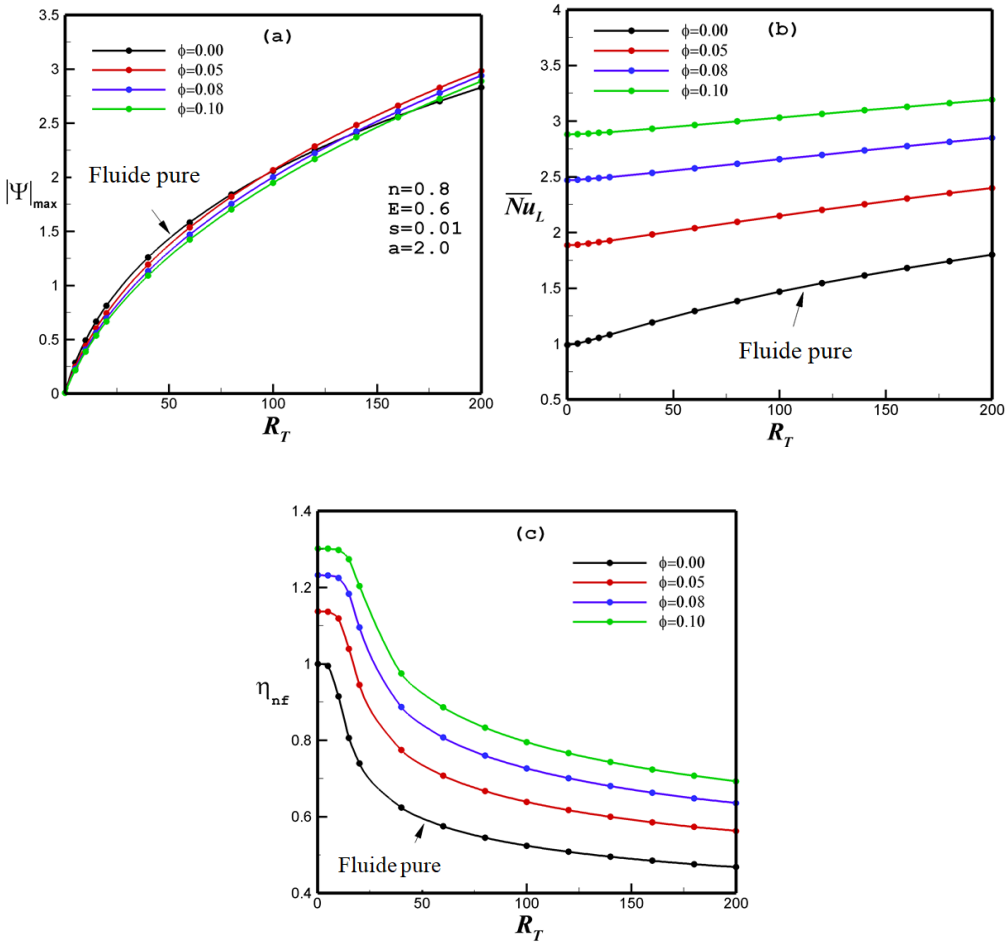


Figure IV.10 : Variation de : (a) la fonction de courant maximale absolue, (b) le nombre moyen de Nusselt gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide en fonction du nombre de Rayleigh R_T et de différentes valeurs de pourcentage de SWCNT ϕ à $G = 0.5$ et $\gamma = 0°$.

IV.10. Effet du nombre de Rayleigh et de l'inertie sur l'intensité de l'écoulement,le nombre de Nusselt et de la viscosité :

L'effet du nombre de Rayleigh pour différentes valeurs du paramètre d'effet inertie sur la force d'écoulement du fluide, le taux de convection et la viscosité apparente du nanofluide non-newtonien à base de SWCNT-eau est présenté dans la Figure 2 à $\phi = 0.05$ et $\gamma = 0°$. L'augmentation de la force d'écoulement du fluide et du taux de convection est significative avec l'augmentation du nombre de Rayleigh pour une valeur de G=0 (écoulement de Darcy) jusqu'à G=0.1, et au-dessus de cette valeur jusqu'à G=10,

l'augmentation remarquée de la force d'écoulement du fluide et du taux de convection devient insignifiante en raison de l'inhibition de l'écoulement à l'intérieur de l'enceinte. De plus, avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, le comportement du fluide non-newtonien devient de plus en plus fluide cisaillant, ce qui est observé par une diminution de la viscosité apparente. Mais pour une valeur donnée du nombre de Rayleigh, l'augmentation du paramètre d'effet inertie a un effet inverse sur le comportement du fluide non-newtonien, où le fluide devient moins fluide cisaillant, ce qui est présenté par l'augmentation de la viscosité apparente du nanofluide non-newtonien à base de SWCNT.

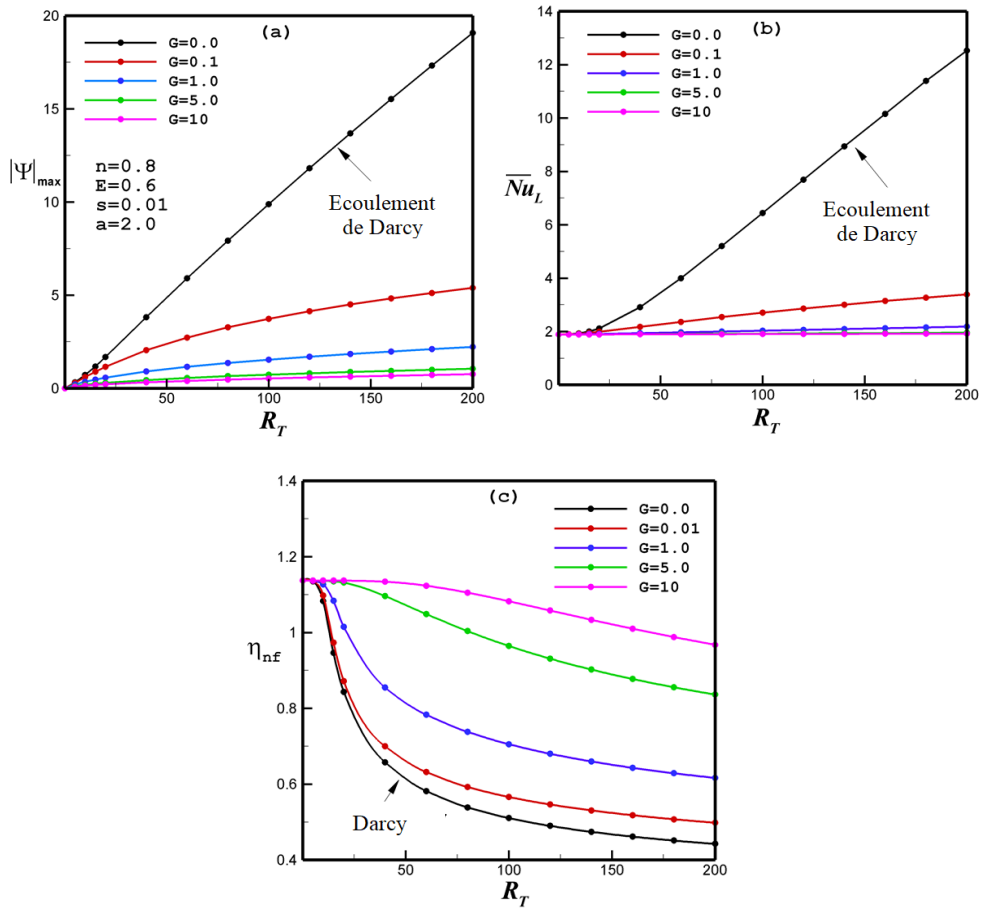


Figure IV.11: Variation de : (a) la fonction de courant maximale absolue, (b) le nombre moyen de Nusselt gauche et (c) la viscosité apparente du nanofluide en fonction du nombre de Rayleigh R_T et de différentes valeurs du paramètre d'effet inertie G à $\phi = 0.05$ et $\gamma = 0°$.

IV.11. Effet de l'angle d'inclinaison et de l'indice de loi de puissance sur l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et de la viscosité :

Selon la Figure IV.13, on remarque que l'amélioration maximale du transfert de chaleur, basée sur le nombre de Nusselt, est enregistrée pour les paramètres suivants : $R_T = 200$ $G = 0$ et $\gamma = -30°$. Afin de calculer le taux d'amélioration du transfert de chaleur qui peut être enregistré à partir de cette étude de la convection libre d'un milieu poreux carré incliné saturé de nanofluides non-newtoniens Carreau-Yasuda à base de SWCNT et d'eau.

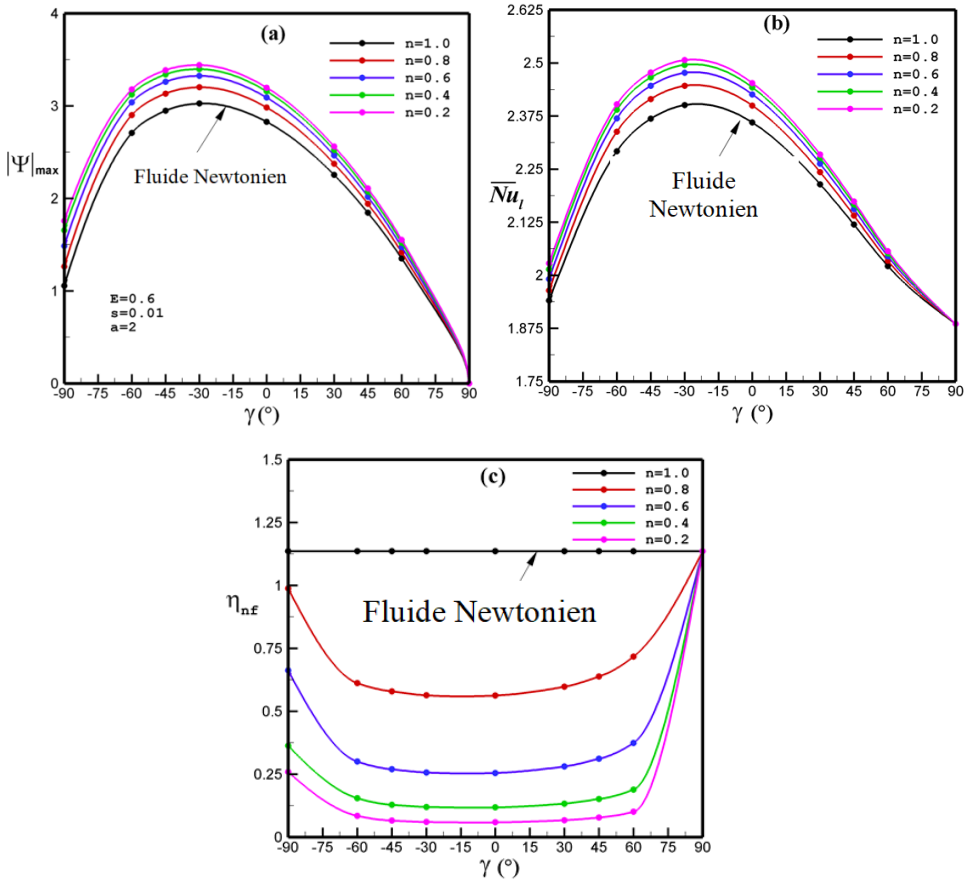


Figure IV.12 : Variation de la fonction de courant absolue maximale (a), du nombre de Nusselt moyen à gauche (b) et de la viscosité apparente du nanofluide (c) avec l'angle d'inclinaison et différentes valeurs de l'indice de loi de puissance, n, $R_T = 200$, $G = 0.5$ et $\phi = 0.05$.

CONCLUSION

La convection libre d'un nanofluide non newtonien à base de SWCNT (nanotube de carbone à paroi unique) et d'eaux saturées dans un milieu poreux carré incliné a été étudiée numériquement. Le modèle non newtonien de Carreau-Yasuda a été utilisé pour décrire la viscosité du fluide et le modèle de Dupuit-Darcy a été utilisé pour décrire l'écoulement du fluide à l'intérieur de la cavité et prendre en compte le paramètre d'effet inertiel.

Les principales conclusions de cette analyse peuvent être résumées comme suit :

1. L'augmentation du nombre de Rayleigh augmente l'intensité de l'écoulement du fluide et le taux de convection à l'intérieur de la cavité.

2. L'augmentation du paramètre d'effet inertiel inhibe l'écoulement du fluide, ce qui entraîne une diminution du taux de convection.

3. Le chargement du fluide de base (l'eau) avec davantage de SWCNT diminue l'intensité de l'écoulement du fluide à l'intérieur de la cavité en raison de l'augmentation de la viscosité du fluide. Cependant, même avec la diminution de l'intensité de l'écoulement, une amélioration du taux de convection est enregistrée car l'augmentation de la conductivité thermique due à l'ajout de plus de SWCNT l'emporte sur l'effet de l'augmentation de la viscosité (les SWCNT ont une conductivité thermique très élevée).

4. Le transfert de chaleur par convection est favorisé par la diminution des paramètres de Carreau-Yasuda a et s et par l'augmentation du paramètre de constante de temps E .

5. L'indice de loi de puissance n du modèle de Carreau-Yasuda a un effet significatif sur la viscosité apparente, sur l'intensité de l'écoulement du fluide et donc sur le taux de convection. Plus le fluide est thixotrope (diminution de n)meilleur est le taux de convection.

6. L'angle d'inclinaison $\gamma = -30°$ représente l'angle donnant le meilleur taux de convection.

7. En prenant en compte les paramètres suivants (paramètres pour lesquels le taux de convection le plus élevé est enregistré) :

le nombre de Rayleigh $R_T = 200$, le paramètre d'effet inertiel $G = 0$ (écoulement de Darcy) et l'angle d'inclinaison $\gamma = -30°$. On constate que dans le cas du nanofluide

SWCNT-Water newtonien ($n = 1$), l'amélioration du transfert de chaleur atteint environ 8% avec une charge de nanotubes de 10% ($\phi = 0.10$). Cette amélioration peut atteindre 67% pour un fluide thixotrope de $n = 0.2$.

Références

[1] Abdelkrim Haddad.Transferts thermiques.2001.CapitreI.page10

[2] Frank P.Incropera., Fundamentals of Heat and Mass Transfer,6th end,(2005),1070p.

[3] www.patricebacchin.fr/images/doc/teach/intro_tdm.pdf.

[4] ALI AGHA Hamza. initiation aux transferts thermiques. cours 3eme licence :energetique et construction mecanique. universite abderrahmane mira bejaia .(2018/2019)

[5] TAOUTI Mohamed Benabdallah .Université Amar Telidji de Laghouat. Rappels de cours et exercices résolus en transfert de chaleur et en transfert de matière..page 7.

[6] Filali Abdelkader, ETUDE DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE ET THERMIQUE DE FLUIDES VISCOELASTIQUES DANS DES CONDUITES DE SECTIONS NON-CIRCULAIRES,2014.

[7] BIRD R.B., Stewart W.E., LIGHTFOOT E.N., "Transport phenomena" , John Wiley and Sons.Inc, (2002).

[8] Site d'internat « https://www.researarchgate.net/figure/nano-fluides-vue-au-microscope-electronique-ethlene-glcon-cuivre-05-o_fig2_368308750/download ».

[9] Site d'internat « https://tel.archives -ouverts .Fr/tel01127363 ».

[10] KHENTOUL MOUSSA, « étude numérique de la convection mixte dans un canal horizontal contenant des ailettes », Université des FRERES MENTOURI-CONSTANTINE, le 18/09/2016.

[11] R. E.Collins,«Flow of Fluidsthrough PorousMaterials », Reinhold, New York.1961.

[12] Salazar G., Modélisation du séchage d'un milieu poreux saturé déformable : prise en compte de la pression du liquide, Thèse de Doctorat, Ecoule Nationale Supérieure D'arts et Métiers (2006).

[13] Lefebvre B., Ecoulement multi phase en milieux poreux, (2003).

[14] E. Scheidegger, « The Physics of f lowthroughporous media ». 3rd Edition, University of Toronto Press, (1974).

[15] YAHIAOUI Khalida et BABA ALI Hadjer. Etude de la convection thermosolutale générée dans une cavité remplie de deux couches verticales (poreux-fluide). Projet de Fin d'Etude en vue de l'obtention du Diplôme de Master. 2015-2016.

[16] Z. Haddad, H.F. Oztop, E. Abu-Nada and A. Mataoui, A review on natural convective heat transfer of nanofluids,Renewable and Sustainable Energy Reviews. 16 (2012) 5363-5378. https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.04.003

[17] S.U.S. Choi, Enhancing Thermal Conductivity of Fluids with Nanoparticles, Proc. 1995 ASME Int. Mech. Eng, Cong. Expo, San Francisco, USA, ASME, FED, 231/MD. 66 (1995) 99.

[18] N. Ali, A.M. Bahman, N.F. Aljuwayhel, S.A. Ebrahim, S. Mukherjee, A. Alsayegh, Carbon-Based Nanofluids and Their Advances towards Heat Transfer Applications-A Review, Nanomaterials. 11 (2021) 1628.https://doi.org/10.3390/nano11061628

[19] Y. Li and S. Maruyama, Single-Walled Carbon Nanotubes: Preparation, Properties and Applications, Springer, 2019.

[20] F. Borghi, F. Soavi, P. Milani, Nanoporous Carbons for Soft and Flexible Energy Devices, Springer, 2022.

[21] Z. Said, R. Saidur, N.A. Rahim, M.A. Alim, Analyses of exergy efficiency and pumping power for a conventional flat plate solar collector using SWCNTs based nanofluid, Energy and Buildings. 78 (2014) 1-9. https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2014.03.061

[22] S. Nadeem and S. Ijaz, Single wall carbon nanotube (SWCNT) examination on blood flow through a multiple stenosed artery with variable nanofluid viscosity, AIP ADVANCES. 5 (2015) 107217.https://doi.org/10.1063/1.4934583

[23] A.A. Vasconcelos, A.O.C. Gómez, E.P. Bandarra Filho, J.A.R. Parise, Experimental evaluation of SWCNT-water nanofluid as a secondary fluid in a refrigeration system, Applied Thermal Engineering. 11 (2017) 1487-1492. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.06.126

[24] I. Jeon, Y. Matsuo, S. Maruyama, Single-Walled Carbon Nanotubes in Solar Cells, Top CurrChem (Z). 4 (2018) 376.https://doi.org/10.1007/978-3-030-12700-8_10

[25] A. Venkataraman, E.V. Amadi, Y. Chen, C. Papadopoulos. C, Carbon Nanotube Assembly and Integration for Applications, Nanoscale research letters.14 (2019) 220. https://doi.org/10.1186/s11671-019-3046-3

[26] S.A. Alwan, A. Kianifar and A. BaradaranRahimi, Experimental study of using nano-(GNP, MWCNT, and SWCNT)/water to investigate the performance of a PVT module, J. Therm anal Calorim. 139 (2020) 3549-3561. https://doi.org/10.1007/s10973-019-08724-5

[27] E.M. Hamad, A. Khaffaf, O. Yasin, Z. Abu El-Rub, S. Al-Gharabli, W. Al-Kouz, A. J. Chamkha, Review of Nanofluids and Their Biomedical Applications, Journal of Nanofluids. 10 (2021) 463-477. https://doi.org/10.1166/jon.2021.1806

[28] S. Morais, Multi-Walled Carbon Nanotubes, Applied Sciences. 9 (2019) 2696.

[29] S.U.S. Choi, G.Z. Zhang, W. Yu, F.E. Lockwood, E.A. Grulke, Anomalously Thermal Conductivity Enhancement in Nanotube Suspensions, Appl. Phys. Lett. 79 (2001) 2252-2254. https://doi.org/10.1063/1.1408272

[30] S Harish, K. Ishikawa, E. Einarsson, S. Aikawa, T. Inoue, P. Zhao, M. Watanabe, S. Chiashi, J. Shiomi, S. Maruyama, Temperature dependent thermal conductivity increase of aqueous nanofluid with single walled carbon nanotube inclusion, Materials Express. 2 (2012) 213-223. http://doi.org/10.1166/mex.2012.1074

[31] S. Harish, K. Ishikawa, E. Einarsson, S. Aikawa, S. Chiashi, J. Shiom, S. Maruyama, Enhanced thermal conductivity of ethylene glycol with single-walled carbon nanotube inclusions, International Journal of Heat and Mass Transfer. 55 (2012) 3885-3890. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.03.001

[32] D. Alilat, M. Alliche, R. Rebhi, A.J. Chamkha, Inertial effects on the hydromagnetic natural convection of SWCNT-water nanofluidsaturated inclined rectangular porous medium, International Journal of Fluid Mechanics Research. 47 (2020) 461-483. DOI : 10.1615/InterJFluidMechRes.2020035103

[33] M.H. Esfe, A. Alirezaie, D. Toghraie, Thermal conductivity of ethylene glycol based nanofluids containing hybrid nanoparticles of SWCNT and Fe3O4 and its price-performance analysis for energy management, Journal of Materials Research and Technology. 14 (2021)1754-1760. https://doi.org/10.1016/j.jmrt.2021.07.033

[34] H. Namarvari, N. Razmara, J.R. Meneghini, C. R. Miranda, Effect of SWCNT volume fraction on the viscosity of water-based nanofluids, J Mol Model. 27 (2021) 253. https://doi.org/10.1007/s00894-021-04856-4

[35] M.N. Othman, A. Jedi, N.A.A. Bakar, MHD Stagnation Point on Nanofluid Flow and Heat Transfer of Carbon Nanotube over a Shrinking Surface with Heat Sink Effect, Molecules. 26 (2021) 7441.Doi : 10.3390/molecules26247441

[36] M.D. Massoudi, M.B.B. Hamida, M.A. Almeshaal, Y.A. Rothan and K. Hajlaoui, Numerical analysis of magneto-natural convection and thermal radiation of SWCNT nanofluid inside T-inverted shaped corrugated cavity containing porous medium, International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. 32 (2022) 1092-1114. https://doi.org/10.1108/HFF-02-2021-0095

[37] M. Hojjat, S.G.H. Etemad and R. Bagheri and J. Thibault, Rheological characteristics of non-Newtonian nanofluids: Experimental investigation, International Communications in Heat and Mass Transfer. 38 (2011) 144-148. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2010.11.019

[38] S. Halelfadl, T. Maré, P. Estellé, Efficiency of carbon nanotubes water based nanofluids as coolants, Experimental Thermal and Fluid Science. 53 (2014) 104-110. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.11.010

[39] A.K. Sharma, A.K. Tiwari and A.R. Dixit, Rheological behaviour of nanofluids: A review, Renewable and Sustainable Energy Reviews. 53 (2016) 779-791. https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.09.033

[40] G.H.R. Kefayati, Simulation of heat transfer and entropy generation of MHD natural convection of non-Newtonian nanofluid in an enclosure, International Journal of Heat and Mass Transfer. 92 (2016) 1066-1089. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.078

[41] S.M.S. Murshed and P. Estellé, A state of the art review on viscosity of nanofluids, Renewable and Sustainable Energy Reviews. 76 (2017) 1134-1152. https://doi.org/10.1016/j.rser.2017.03.113

[42] Z. Ling, Z. He, T. Xu, X. Fang, X. Gao and Z. Zhang, Experimental and Numerical Investigation on Non-Newtonian Nanofluids Flowing in Shell Side of

Helical Baffled Heat Exchanger Combined with Elliptic Tubes, Appl. Sci. 7 (2017)48 https://doi.org/10.3390/app7010048

[43] A. Kasaeian, R. Daneshazarian, O. Mahian, L. Kolsi, A.J. Chamkha, S. Wongwises, I. Pop, Nanofluid flow and heat transfer in porous media: A review of the latest developments, International Journal of Heat and Mass Transfer. 107 (2017) 778-791. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.11.074

[44] P. Estellé, O. Mahian, T. Maré H. F. Oztop, Natural convection of CNT water-based nanofluids in a differentially heated square cavity, J Therm Anal Calorim. 128 (2017) 1765-1770. https://doi.org/10.1007/s10973-017-6102-1

[45] P. Barnoon and D. Toghraie, Numerical investigation of laminar flow and heat transfer of non-Newtonian nanofluid within a porous medium, Powder Technology. 325 (2018) 78-91. https://doi.org/10.1016/j.powtec.2017.10.040

[46] L. Yang and K. Du, A comprehensive review on the natural, forced, and mixed convection of non-Newtonian fluids (nanofluids) inside different cavities, J. Therm Anal Calorim. 140 (2020) 2033-2054. https://doi.org/10.1007/s10973-019-08987-y

[47] Z. Ay and M. Tanoğlu, The Effect of Single-Walled Carbon Nanotube (SWCNT) Concentration on the Mechanical and Rheological Behavior of Epoxy Matrix, Mech Compos Mater. 56 (2020) 523-532. https://doi.org/10.1007/s11029-020-09900-7

[48] A.K. Patra, M.K. Nayak and A. Misra, Viscosity of nanofluids-A Review, International Journal of Thermofluid Science and Technology.7 (2020) 070202. https://doi.org/10.36963/IJTST.2020070202

[49] A. Rahman, D.A. Redwan, S. Thohura, M. Kamrujjaman, M.M. Molla. M.M, Natural convection and entropy generation of non-Newtonian nanofluids with different angles of external magnetic field using GPU accelerated MRT-LBM, Case Studies in Thermal Engineering Volume. 30 (2022) 101769. https://doi.org/10.1016/j.csite.2022.101769

[50] D.S. Riley, and D.A.S. Rees, Non-Darcy Natural Convection from Arbitrarily Inclined Heated Surface in Saturated Porous Media, J. Mech. Appl. Math. 38 (1985) 277-295. https://doi.org/10.1093/qjmam/38.2.277

[51] H.S. Nawaf and I Pop, Non-Darcy Natural Convection in a Square Cavity Filled with a Porous Medium, Fluid Dyn. Res. 36 (2005) 35-43. https://doi.org/10.1016/j.fluiddyn.2004.10.004

[52] KAMAL GUERAOUI, Professeur de l'Enseignement Supérieur et Responsable de l'Équipe de Modélisation Théorique et Numérique en Mécanique des Fluides et en Environnement, Université Mohammed V– Agdal faculté des sciences Rabat, cours Méthode des volumes finis « Module 9 : Analyse numérique », pp. 1-42 (2009-2010).

[53] Université de liège, Méthodes «volumes finis », ArGEnCo – MS²F - Hydrologie, Hydrodynamique Appliquée et Constructions Hydrauliques (HACH) http://www.hach.ulg.ac.be pp. 1-21.

[54] LOAN C. POPA, Modélisation numérique du transfert thermique – méthode des volumes finies, Universitaria Craiova, pp. 36-43 (2002).

[55] E. ABU-NADA, H.F. OZTOP, Effects of inclination angle on natural convection in enclosures filledwith Cu–Water nanofluid, Int. J. HeatFluid Flow 30 (4), pp. 669–678 (2009).

[56] ALEXEI STOUKOV, Introduction à la Mécanique des Fluides Numérique : Méthode ''Volumes Finis'', Version initiale : pp.1-75, (Octobre 2006 - Revision: Mars 2011).