REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA



Faculté de Technologie

Département du Génie Mécanique

Mémoire de fin d'études de Master en

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : énergétique

Simulation numérique sur la convection naturelle dans une cavité poreuse remplie par nano fluide non newtonien

---

Présentés par :

Bousmaha Mokhtar

Proposés et Dirigés par :

Dr. KHIR Saleh

Dr. REBHI Redha

Promotion 2024-2025

Remerciements

«الحمد لله الذي هداني لهذا و ما كنت لأهتدي لولا أن هداني الله »

Je dois d'abord remercier Allah, mon créateur, de m'avoir donné la force d'accomplir ce travail et de m'avoir guidé vers le droit chemin de la lumière et de la connaissance.

J'exprime ma plus sincère gratitude à tous ceux qui ont contribué à l'achèvement de cette entreprise. Leur soutien, leurs encouragements et leurs conseils ont été inestimables tout au long de ce voyage.

Tout d'abord, je voudrais exprimer ma plus profonde gratitude à mes encadreurs, le Docteur REBHI Redha et le Docteur KHIR Saleh, dont l'expertise, la perspicacité et le soutien indéfectible ont contribué à façonner ce projet. Vos conseils m'ont mis au défi d'atteindre de nouveaux sommets et ont profondément enrichi ma compréhension du sujet, et je suis vraiment chanceux d'avoir eu l'opportunité de travailler aux côtés d'un tel superviseur.

Enfin et surtout, je tiens à remercier ma famille et mes amis pour leur amour, leurs encouragements et leur compréhension indéfectibles tout au long de ce voyage. Votre confiance en moi a été une source de force et je suis profondément reconnaissant de votre soutien indéfectible.

À tous ceux qui ont contribué de quelque manière que ce soit, grande ou petite, à l'achèvement de ce projet, veuillez accepter mes plus sincères remerciements. Votre soutien a été vraiment inestimable et je suis profondément reconnaissant du rôle que vous avez joué pour mener à bien cette entreprise.

Avec toute ma gratitude,

Enfin et surtout, mes remerciements les plus sincères se tournent vers mes parents pour toutes les peines endurées, les privations et les sacrifices consentis. Ses encouragements au cours de ces années de doctorat, Sans tout cela, ce travail n'aurait pas connu cette fin heureuse.

Merci aussi à mon cher frère, mes grands-mères, mes tantes, mes cousines et toute ma famille pour le soutien qui me ressourçait dans les moments pénibles.

Dédicace

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

A l'homme, mon précieux offre du dieu, qui doit ma vie, ma réussite et tout mon respect : mon cher père.

À la femme qui a souffert sans me laisser souffrir, qui n'a jamais dit non à mes demandes et qui n'a pas ménagé ses efforts pour me faire...

Heureuse : mon adorable mère.

A mes très chères sœurs, qui n'ont pas cessée de me conseiller, encourager et soutenir tout au long de mes études. Que Dieu les protège et leurs offre la chance et le bonheur.

A mes oncles et mes tantes. Que Dieu leur donne une longue et joyeuse vie.

A mes chères ami (e)s

Pour leurs aides et supports dans les moments difficiles.

A toute ma famille,

A tous mes autres ami(e)s,

A tous ceux que j'aime et ceux qui m'aiment.

"جزآكم الله خيرا"

Résumé

Cette étude présente une analyse numérique du transfert de chaleur impliquant des SWCNT-eau nano fluides à comportement non newtonien dans une enceinte carrée poreuse inclinée. Le modèle de la loi de puissance est adopté pour représenter les caractéristiques rhéologiques du fluide non newtonien, modèle largement reconnu pour sa pertinence dans les milieux poreux. Le système physique est régi par un ensemble couplé d'équations différentielles partielles non linéaires, comprenant les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ces équations sont résolues à l'aide de la méthode des différences finies. La loi de Darcy, associée à l'approximation de Boussinesq, est utilisée pour modéliser le transport convectif au sein du milieu poreux. Les principaux paramètres adimensionnels pris en compte dans l'analyse sont le nombre de Rayleigh (R_T), l'indice de la loi de puissance (n), la fraction volumique des nanoparticules (ϕ), et l'angle d'inclinaison de la cavité (Φ). Les résultats numériques montrent que les variations de ces paramètres influencent de manière significative l'intensité de l'écoulement convectif et l'efficacité du transfert de chaleur par convection naturelle.

Mots-clés : nano fluides à SWCNT, fluides non newtoniens, milieux poreux, modèle de la loi de puissance.

Abstract

This study conducts a numerical analysis of heat transfer involving SWCNT-Water nanofluids with non-Newtonian behavior in an inclined square porous enclosure. The power-law model is adopted to capture the rheological characteristics of the non-Newtonian fluid, which is widely recognized for its applicability in porous media. The physical system is governed by a coupled set of nonlinear partial differential equations, including continuity, momentum, and energy conservation laws. These equations are resolved using the finite difference method. Darcy's law, in conjunction with the Boussinesq approximation, is applied to model the convective transport within the porous medium. The primary dimensionless parameters considered in the analysis are the Rayleigh number (R_T), power-law index (n), nanoparticle volume fraction (ϕ), and cavity inclination angle (Φ). The numerical results indicate that variations in these parameters significantly affect the strength of the convective flow and the efficiency of heat transfer through natural convection.

Keywords: SWCNT-Nanofluids, non-Newtonians, porous media, power law model.

ملخص

تتناول هذه الدراسة تحليلًا عدديًا لانتقال الحرارة باستخدام موائع نانوية ذات سلوك غير نيوتني من نوع SWCNT–Water داخل وسط مسامي مربع الشكل ومائل. تم اعتماد نموذج القدرة (Power-Law) لوصف الخصائص الريولوجية للمائع، نظرًا لفاعليته في دراسة تدفق الموائع غير النيوتنية في الأوساط المسامية. ويتكوّن النموذج الرياضي للمشكلة من مجموعة من المعادلات التفاضلية غير الخطية المترابطة، تشمل معادلات الاستمرارية والزخم والطاقة، والتي تم حلّها عدديًا باستخدام طريقة الفروق المحددة. وقد تم استخدام قانون دارسي لتوصيف التدفق ضمن الوسط المسامي، إلى جانب تقريب بوسينسك. تشمل أهم المعاملات المؤثرة في الدراسة: عدد رايلي المعدل (R_T)، ومعامل القدرة (n)، ونسبة الحجم للجزيئات النانوية (ϕ)، وزاوية ميل التجويف (Φ). أظهرت النتائج أن هذه المعاملات لها تأثير كبير على شدة التدفق وانتقال الحرارة الناتج عن الحمل الحراري الطبيعي داخل الحجرة.

الكلمات المفتاحية: نانو سوائل تحتوي على أنابيب كربونية أحادية الجدار (SWCNT-Water)، سوائل غير نيوتونية، أوساط مسامية، نموذج قانون القوة.

Remerciements i

Dédicaces ii

Résumés iii

Abstracts iv

ملخص v

Liste des figures ix

Liste des tableaux xi

Nomenclature xii

Table des Matières

Introduction générale…….....1

CHAPITRE I : Généralité et Recherche Bibliographique 3

1.1. Transfert thermique par convection……..……3

1.1.1 La convection forcée…….……..…….4

1.1.2. La convection mixte……4

1.1.3. La convection naturelle…….…..5

1.1.4. Nombres sans dimension……5

1.1.4.1. Le Nombre de Rayleigh…….5

1.1.4.2. Le Nombre de Nusselt……6

1.2. Généralité Sur Les Milieux Poreux ……..……6

1.2.1. Caractéristiques Des Milieux Poreux ……..…….6

1.2.1.1. Notion de volume élémentaire représentatif (V.E.R.) ……..……7

1.2.2. Classification Des Milieux Poreux……...……8

1.2.3.1. Perméabilité…….…9

1.2.3.2. Porosité ……...…9

1.2.3.3. Surface Spécifique……...……..10

1.2.3.4. Tortuosité…….……10

1.3. Modèles d'écoulement dans les milieux poreux ……...…….. 11

1.3.1. Modèle de Darcy (1856) …….11

1.4. Fluides non newtonien …….……..13

1.4.1. Fluides Indépendants Du Temps……..……..14

1.4.2. Fluides Dépendants Du Temps……...……15

1.4.3. Matériau Viscoélastique……...……..15

1.5. Modèles Rhéologiques Pour Les Fluides Non-Newtoniens……..……. 16

1.5.1. Modèle De Loi De Puissance…….…16

1.6. Informations générales sur les nano fluides……...….19

1.6.1. Applications Appropriées Pour Les Nano fluides…….…….22

1.6.2. Avantages Et Inconvénients Des Nano fluides……...….23

1.6.3. Équations De Transport Pour Les Nano fluides……..24

1.6.3.1. Approches Monophasées……...……..24

1.6.3.2. Approches En Deux Phases……..24

CHAPITRE II : Modèle Physique et Formulation Mathématique 25

2.1. Description Du Problème……...…..25

2.2. Hypothèses de simplification…….….25

2.3. Formulation Mathématique……26

2.4. Conditions Aux Limites……..……29

2.4.1 Conditions Aux Limites Hydrodynamiques…….…….29

2.4.2 Conditions Aux Limites Thermiques……29

2.5 Conclusion……...……30

CHAPITRE III : Méthode Numérique 32

3.1 Discrétion Des Conditions Aux Limites Thermiques…….……..32

3.2 Discrétisation De L'équation D'énergie ……..…32

3.3. Discrétisation De La Vitesse……...34

3.4. Discrétisation Des Conditions Aux Limites De Vitesse…….…….35

3.5. Discrétion De La Viscosité……..35

3.6. Discrétisation De L'équation De Mouvement……...……..35

3.7. Algorithme De Calcul…….37

3.8. Organigramme De Calcul……...…38

3.9. Choix De Maille ……...……..39

3.10. Validation des résultats……...……..39

3.11 Conclusions……..…….40

CHAPITRE IV : Résultats Et Discussions..... 41

Conclusion générale 50

Références 52

Liste des Figures

Figure 1.1 : Schéma du transfert de chaleur par convection [3] 4

Figure 1.2: Volume élémentaire représentatif (V.E.R.) …….8

Figure 1.3: Schéma de l'équipement utilisé par Darcy pour les essais « à charge constante » dans le calcul de la perméable……...…….12

Figure 1.4 : Relations typiques entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement pour les fluides non newtoniens [9] ……...……14

Figure 1.5. Fluides typiques indépendants du temps…….……15

Figure 1.6. Courbes d'écoulement pour les fluides non newtoniens thixotropes et rhé pectiques dépendant du temps [10.11] …….…….15

Figure 1.7 Évolution du taux de déformation au sein d'un fluide viscoélastique lors d'un essai de fluage. [12] ……...…16

Figure 1.8 Comportement de la viscosité des fluides pseudo plastiqués rhé fluidifiants, avec des viscosités limites maximales et minimales [9] ……...…….17

Figure 1.9 Conductivité thermique de certains liquides et solides courants, la conductivité thermique élevée des solides donne l'idée de les mélanger avec des liquides pour améliorer la conductivité thermique effective : [20] ……20

Figure 1.10. Comparaison des tailles de nanotubes de carbone en tant que nanoparticules typiques avec celles d'autres éléments : [20] …….20

Figure 1.11 La préparation de nano fluides ne consiste pas seulement à mélanger des nanoparticules et un liquide, mais nécessite des techniques physiques et chimiques spécifiques pour obtenir un nano fluide stable : [20] ……...…….21

Figure 1.12. Paramètres influençant la conductivité thermique effective des nano fluides : [24] ……..….22

Figure 1.13. Quelques applications des nano fluides : [20] ……..……23

Figure 2.1 : Modèle physique et système de coordonnées…….…..25

Figure 3.1 : Maillage du domaine de calcul dans (i, j)…….31

Figure 4.1 : Contours de lignes de courant Ψ; Température T ; et viscosité apparente u_a; pour R_T= 100, ϕ = 0,05, Φ = 0° et diverses valeurs de l'indice de loi de puissance n……41

Figure 4.2 : Contours de lignes de courant Ψ; Température T ; et viscosité apparente u_a; pour R_T= 100, n = 1,2, Φ = 0° et différentes valeurs de nanotubes de carbone ϕ……..42

Figure 4.3 : Effet de l'indice de puissance, n, sur la viscosité apparente, u_a……44

Figure 4.4 : Effets du nombre de Rayleigh R_T et de l'indice de puissance n sur l'intensité d'écoulement Ψ_0 et le Nu le nombre de Nusselt et la viscosité apparente, u_a……..45

Figure 4.5 : Effets du nombre de Rayleigh R_T et des nanotubes de carbone ϕ sur l'intensité de l'écoulement Ψ_0 et le Nu de Nusselt et la viscosité apparente, u_a……46

Figure 4.6 : indice de loi de puissance, n, et effets des nanotubes de carbone ϕ sur l'écoulement intensité Ψ et le Nusselt Nu et la viscosité apparente, u_a,……47

Figure 4.7 : effets de l'indice de loi de puissance ,n, et de l'angle d'inclinaison Φ sur l'intensité de l'écoulement Ψ et le nombre de Nusselt Nu et la viscosité apparente, μ_a,……49

Liste des Tableaux

Tableau 1.1. : Porosité de quelques matériaux……..……10

Tableau 1.2. Valeurs typiques des constantes du modèle de distribution de puissance pour des substances sélectionnées. [16] …….16

Tableau 2.1. Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanotubes de carbone à paroi simple (SWCNT)…….28

Tableau 3.1. : Tests de convergence pour les paramètres spécifiés, Le = 5, N = 0, R_T = 100 et Φ =90°, et différentes valeurs de l'indice de loi de puissance n……..……39

Tableau 3.2. Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats numériques précédents pour ϕ = 0 , Φ =90° et n = 1…….40

Tableau 3.3. Comparaison de Ψ_0 et de NuL avec les études numériques précédentes d'Alilat et al. [40] pour R_T = 200 , ϕ = 0,05 , Φ =90°……..40

Nomenclature

C_T	Gradient de température sans dimension dans la direction x.
g	accélération gravitationnelle, m / s^2
D	Coefficient de diffusion moléculaire, m^2 / s
h	indice de cohérence, Pa s^n
k	conductivité thermique, W / (m K)
K	Perméabilité du milieu poreux m^2
H'	Épaisseur de l'enceinte, m
L'	Longueur de la cavité, m
n	indice de loi de puissance
Nu	nombre de Nusselt
q'	Flux de chaleur constant par unité de surface W / m^2
R_T	Nombre de Rayleigh thermique k ρ_0 g ${\beta_T}'\Delta T'$ $(H' / \alpha)^n$ / ε
T	température sans dimension
$\Delta T'$	différence de température caractéristique $q'L'/ k$
u	composante x de la vitesse sans dimension
v	composante y de la vitesse sans dimension
x , y	coordonnées cartésiennes
${\beta_T}'$	coefficients de dilatation thermique
α	diffusivité thermique du fluide m^2 / s
ρ	densité du fluide kg / m^3
u_a	viscosité apparente dans le modèle de loi de puissance Pa s^{n-1}
Ψ	fonction de flux sans dimension Ψ'/ α

Φ angle d'inclinaison de la cavité

σ rapport de capacité thermique $(qC_p)/(qC)_f$

INTRODUCTION GENERALE

L'étude numérique de la convection naturelle dans un milieu poreux saturé par un fluide non-newtonien à base de nanoparticules (nano-fluide) constitue un domaine de recherche très actif, combinant des aspects de la thermodynamique des fluides, de la mécanique des milieux poreux et des nanotechnologies. Ce phénomène de convection naturelle est une forme de transfert de chaleur qui se produit dans des fluides en raison des différences de température, engendrant des mouvements de fluide sans l'application de forces extérieures [1-2].

Dans un milieu poreux saturé, tel qu'un sol, une roche ou un matériau filtrant, les fluides circulent à travers un réseau de pores interconnectés, modifiant considérablement les comportements thermiques et hydrodynamiques par rapport aux fluides dans des environnements non poreux. Lorsque ce milieu est saturé d'un fluide non-newtonien, comme une suspension de nanoparticules dans un liquide, la dynamique du fluide devient encore plus complexe. En effet, un fluide non-newtonien ne suit pas la loi de viscosité de Newton, mais plutôt des relations plus complexes, comme celles qui dépendent de la vitesse de déformation du fluide, de la température ou de la concentration de nanoparticules.

Les nano-fluides sont des fluides contenant des nanoparticules solides en suspension, qui améliorent les propriétés thermiques du fluide, comme sa conductivité thermique, tout en influençant les phénomènes de convection et de transfert thermique. Lorsqu'un tel fluide est injecté dans un milieu poreux, cela peut non seulement modifier la réponse thermique du système, mais aussi altérer les mécanismes d'interaction entre les fluides et les parois du milieu poreux, notamment à l'échelle microscopique.

L'objectif de Mémoires

Ce travail porte sur l'étude numérique de l'effet de l'ajout de nanoparticules sur le comportement de la convection naturelle d'un fluide saturant une matrice poreuse. Etude porte sur une configuration géométrique carrée incline.

La nanoparticule utilisée dans cette étude le nanotube de carbone mono-paroi (SWCNT), l'eau servant de fluide de base.

Un code FORTRAN implémenté basé sur la méthode des différences finies est utilisé pour résoudre les équations régissant le fluide.

En utilisant le modèle de Darcy pour décrire l'écoulement dans le milieu poreux. Et l'approximation de Boussinesq ont été utilisés pour modéliser la convection naturelle au sein du milieu poreux.

L'influence de paramètres de contrôle tels que le nombre de Rayleigh R_T, la fraction volumétrique des nanoparticules ϕ, l'angle d'inclinaison de la cavité (Φ) et l'indice de la loi de puissance n sur l'intensité de l'écoulement et le taux de transfert thermique sera étudiée pour un large éventail de paramètres fondamentaux.

Contenu de la Mémoires

Cette mémoire se compose de cinq chapitres. Le premier chapitre de ce manuscrit vise tout d'abord à rappeler les définitions et les concepts fondamentaux liés à la convection de chaleur et de masse, aux milieux poreux et à la nanotechnologie. Le deuxième chapitre de la mémoire est consacré à la définition de la géométrie étudiée ainsi qu'à la formulation mathématique du problème, où les équations de base régissant le système et les conditions aux limites associées seront présentées. Toutes les étapes de l'approche numérique (méthode des différences finies) ainsi que l'algorithme de calcul utilisé dans ce travail sont présentées dans le troisième chapitre. Le quatrième chapitre traite des différents résultats obtenus dans ce travail ainsi que de leur discussion. Enfin, dans le cinquième chapitre, nous présentons les principaux résultats trouvés au cours de cette étude, accompagnés d'une conclusion générale et de perspectives futures.

CHAPITRE I

GENERALITE ET RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1. TRANSFERT THERMIQUE PAR CONVECTION :

Lorsque deux systèmes sont à des températures différentes, le système le plus chaud cède de la chaleur au plus froid. Il y a échangé thermique ou encore transfert thermique entre ces deux systèmes. Cette situation se rencontre dans de nombreuses situations industrielles (moteurs thermiques ou même électriques, centrales électriques au fuel au gaz, etc.…, électronique ou domestique (chauffage de l'habitat)). Un transfert d'énergie donne lieu à un flux de chaleur qui correspond à un déplacement de l'énergie du plus chaud vers le plus froid. Comme on le verra par la suite, le flux de chaleur dont la densité locale est notée φ est une grandeur vectorielle, ce qui signifie qu'un flux de chaleur est caractérise non seulement par son intensité mais aussi par sa direction. Il est défini en chaque point de l'espace et à l'unité d'une densité surfacique de puissance (W/m2). Il existe trois principaux modes de transfert de chaleur : la conduction, le rayonnement et la convection. Dans notre étude, nous nous concentrerons sur la convection.

Dans ce cas, le phénomène thermique est compliqué par le mouvement de la matière et le transfert de chaleur se superpose au transfert de masse. Le transfert de chaleur par convection se produit entre deux phases, dont l'une est généralement au repos et l'autre en mouvement en présence d'un gradient de température. Du fait de l'existence d'un transfert de chaleur d'une phase à l'autre, il existe des fractions du fluide dans la phase en mouvement avec des températures différentes. Lorsqu'un fluide est en écoulement, une partie du transfert de chaleur dans le fluide se fait également par conduction.

En convection on caractérise le flux de chaleur qui est extrait par le fluide de température Tf d'une paroi de surface S à la température Tc par. [3] :

$$\varphi = hS\,(T_c - T_f) \tag{1.1}$$

Avec :

φ : Flux de chaleur transmis par convection (W) ;

h : Le coefficient de transfert de chaleur par convection (W.m^{-2}. k^{-1}) ;

T_c: Température de surface de solide (paroi) (K) ;

T_f: Température de fluide (loin de la surface de solide) (k) *;*

S *:* Aire de la surface de contacte solide/ fluide (m^2).

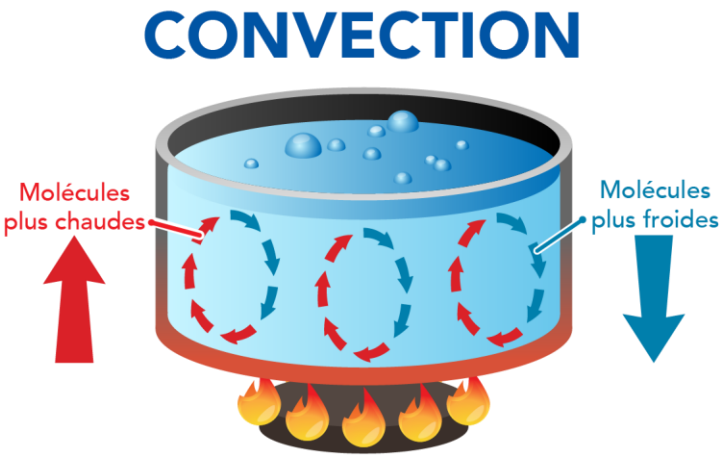


Figure 1.1 : Schéma du transfert de chaleur par convection [3]

Le transfert de chaleur par convection est classifié selon la nature de l'écoulement ; On distingue trois types de convection : convection forcée, convection mixte et convection naturelle.

1.1.1. La Convection Forcée

La convection forcée dans laquelle le mouvement est provoqué par un processus mécanique indépendant des phénomènes thermiques, par exemple (compresseur, pompe, ventilateur, etc.…) qui lui confère des vitesses de mouvement assez élevées. Est négligeable par rapport aux forces utilisées pour mettre le fluide en mouvement. Le transfert est plus rapide que dans le cas de la convection naturelle. Par conséquent, l'intensité du transfert de chaleur par convection forcée sera en relation directe avec le régime de mouvement du fluide.

L'étude du transfert de chaleur par convection est étroitement liée à l'étude de l'écoulement des fluides.

1.1.2. La Convection Mixte

La convection mixte est un phénomène de couplage entre deux convections à savoir la convection naturelle et forcée qu'on peut qualifier de cas général de la convection (naturelle et

forcée) lorsque les vitesses d'écoulement, fictives, dues aux deux types de convection sont considérées séparément, du même ordre de grandeur. [4]

1.1.3. La Convection Naturelle

Convection naturelle ou libre, si le mouvement des particules de fluide est dû à des variations de densité généralement dues à des gradients de température dans un fluide soumis

Au champ de gravité (d'un champ de forces extérieures), Donc, la mise en mouvement du fluide n'est pas due à une cause extérieure, mais à la distribution de la température à l'intérieur même du fluide.

Les mouvements de convection naturelle dus au gradient de température peuvent être classés en deux catégories, suivant que les configurations (géométrie, températures, pression ...) au sein desquelles ils se développent, autorisent ou non l'équilibre hydrostatique. [5]

1.1.4. Nombres Sans Dimension

Dans les études de convection de chaleur et de masse, il est courant de rendre adimensionnelles les équations gouvernantes et de combiner les variables, qui sont alors regroupées en nombres sans dimension afin de réduire le nombre total de variables. Nous présentons donc ci-après les principaux nombres sans dimension utilisés dans ce manuscrit.

1.1.4.1. Le Nombre De Rayleigh

Le nombre de Rayleigh est un nombre sans dimension nommé d'après Lord Rayleigh (1842–1919). Il est utilisé en mécanique des fluides et caractérise l'importance des phénomènes de convection au sein du fluide. Si le nombre Ra est inférieur à une valeur critique Rac, le transfert d'énergie thermique se fait essentiellement par conduction ; au-delà, c'est la convection naturelle qui prend de l'importance. De plus, sa valeur nous indique si un système en convection naturelle est laminaire ou turbulent. Le nombre de Rayleigh combine les nombres de Prandtl et de Grashof et est donné par l'expression suivante :

$$Ra = Gr\ Pr = \frac{g\beta(T_s - T_\infty)L_c^3}{v\alpha} \tag{1.2}$$

Où Gr est le nombre de Grashof, Pr est le nombre de Prandtl, g est l'accélération gravitationnelle, β est le coefficient de dilatation volumique, Ts est la température de la surface, T_∞ est la température du fluide suffisamment éloigné de la surface, Lc est la longueur caractéristique et α est la diffusivité thermique.

1.1.4.2. Le Nombre De Nusselt

Le nombre de Nusselt, nommé d'après Wilhelm Nusselt (1882-1957), est une grandeur sans dimension qui représente l'amélioration du transfert de chaleur à travers une couche fluide résultant de la convection par rapport à la conduction à travers la même couche fluide. Il est défini comme suit :

$$Nu = \frac{hL_c}{k} \tag{1.3}$$

Où k est la conductivité thermique du fluide, h le coefficient de transfert thermique par convection et Lc la longueur caractéristique. Plus le nombre de Nusselt est grand, plus la convection est efficace. Un nombre de Nusselt de Nu = 1 pour une couche de fluide représente le transfert thermique à travers la couche par conduction pure.

1.2. Généralité Sur Les Milieux Poreux

De nombreuses configurations d'intérêts pratiques rencontrées en transfert thermique, se caractérisent par la présence d'un écoulement fluide dans un milieu poreux. Il est donc important de relier la structure de l'écoulement et les échanges thermiques ou mécaniques aux propriétés physiques caractérisant le fluide et le milieu poreux.

On appelle un milieu poreux toutes matrices solides comportant des vides ou cavités au travers des quelles un fluide peut s'écouler. Ces espaces vides qui peuvent être connectés sont appelés pores. On rencontre plusieurs matériaux poreux dans la nature ou l'industrie. Il peut s'agir d'empilement de billes, de panneaux de fibre de verre, de béton, de roche, de gisement de pétrole, de sable, …, etc.

Un milieu poreux est caractérisé principalement par, deux propriétés macroscopiques liées entre elles et qui sont la porosité et la perméabilité.

1.2.1. Caractéristiques Des Milieux Poreux :

Les propriétés du milieu poreux dépendent de l'échelle de description considérée. Elles ont un sens physique à une échelle macroscopique et leurs valeurs varient avec le volume de mesure qui peut être, par exemple, de la taille d'une hétérogénéité locale, d'une strate ou d'un aquifère. Que ce soit dans le cadre de la modélisation numérique ou celui de la mesure des paramètres, il est nécessaire de pouvoir changer d'échelle et déduire la valeur des paramètres d'une échelle à l'autre. C'est dans ce but que le calcul de paramètres équivalents a fait l'objet

de plusieurs études théoriques. Pour caractériser un milieu poreux, on doit tout d'abord définir un Volume Elémentaire Représentatif (VER) [6].

1.2.1.1. Notion De Volume Elémentaire Représentatif (V.E.R.)

Lorsqu'on s'intéresse à l'étude des phénomènes physiques dans les milieux poreux, échelles s'imposent pour leurs analyses :

- L'échelle du port ou des fissures (microscopique) à l'intérieur de laquelle les grandeurs (vitesses, pression, …) locales ou microscopiques peuvent largement varier (à cause de l'irrégularité de la disposition et de la taille des pores).

- L'échelle du milieu poreux ou macroscopique caractéristique de variations significatives de ces mêmes grandeurs définies en moyenne sur un certain volume du milieu poreux. En pratique, ces grandeurs sont mesurées sur des surfaces contenant plusieurs pores et donc.

Moyennées (quantités macroscopiques), ce qui fait que ces quantités varient dans le temps et dans l'espace.

L'approche la plus simple de moyenne utilisée est l'approche du volume élémentaire représentatif (V.E.R). Dans cette approche la variable macroscopique est définie comme étant une moyenne appropriée sur un volume élémentaire représentatif suffisamment large. Ce (V.E.R.) est considéré :

- Suffisamment grand pour renfermer un grand nombre de pores nécessaires à la définition d'une propriété moyenne globale, de manière à s'assurer que les fluctuations d'un port à un autre se traduisent par des effets négligeables.

- Suffisamment petit par rapport à la longueur caractéristique de la matrice solide. Autrement dit on peut considérer, par la suite, que le milieu poreux est un ensemble V.E.R. Cette conceptualisation introduite par J. Bear permet de raisonner en termes de milieu continu équivalent.

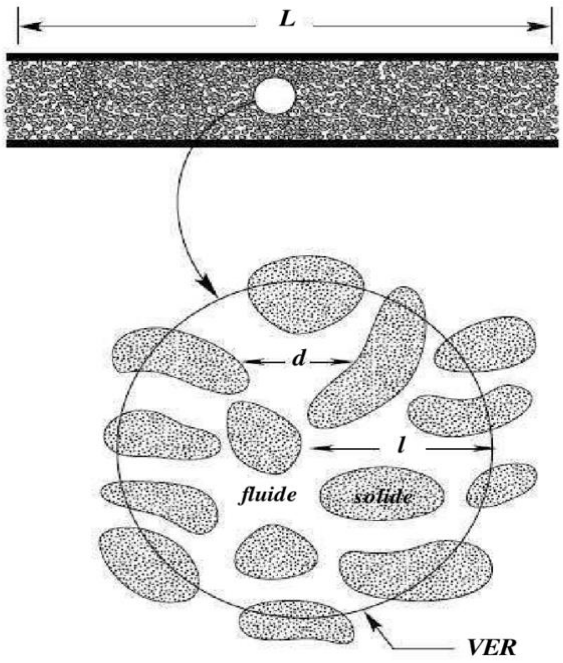


Figure 1.2: Volume élémentaire représentatif (V.E.R.)

1.2.2. Classification Des Milieux Poreux

Les milieux poreux sont de nature très variée, en particulier du point de vue de la structure géométrique délimitant l'espace poral. Dans ce paragraphe sont introduites un certain nombre de notions de base associées aux propriétés structurales des milieux poreux.

1.2.2.1. Classification

La matrice solide d'un milieu poreux peut être :

- **Non consolidée** : la phase solide est alors formée de grains ou de fibres non soudés entre eux (graviers, sables, limons, billes de verre et d'acier, matériaux divers...) ; les billes de verre sont notamment très utilisées en laboratoire pour étudier les phénomènes de transfert en milieu poreux [18].
- **Consolidée** : dans ce cas, la matrice solide compacte ne peut pas se diviser en grains ou fibres (roches calcaires, grés, argiles, bois, céramiques, poudres frittées, tissus végétaux et animaux...).

1.2.3. Caractérisation Des Milieux Poreux

Différentes grandeurs géométriques et thermo-physiques sont utilisées pour caractériser l'écoulement et le transfert de chaleur se produisant dans un milieu poreux, nous pouvons citer :

1.2.3.1. Perméabilité

Elle est définie comme étant l'aptitude de circulation qu'offre un milieu poreux à un fluide lors de son écoulement à travers les pores de ce milieu. Selon la loi de Darcy (1856), la perméabilité mesure la conductance de l'écoulement d'une matrice poreuse, c'est-à-dire :

$$K = - \frac{\mu . \mu_D}{\frac{d_p}{d_x}} \quad (1.7)$$

Où μ, $\mu_D$et $\frac{d_p}{d_x}$ sont respectivement la viscosité dynamique du fluide, la vitesse de filtration (ou Marcienne) et le gradient de pression.

L'unité de la perméabilité est le m^2, mais elle est souvent exprimée en Darcy :

1 Darcy= $9.87 \times 10^{-13} m^2$.

1.2.3.2. Porosité

C'est la fraction du volume V du système qui n'est pas occupée par la phase solide.

Soit :

$$\varepsilon = \frac{V_{pore}}{V_{total}} \quad (1.8)$$

V_{pore}: Volume des pores (m^3).

V_{total} : Volume total de la matrice poreuse (m^3).

Cette grandeur ne donne aucune information sur la distribution des pores. En effet, deux matériaux de même porosité peuvent avoir des propriétés physiques différentes. Un pore peut être connecté à d'autres pores (pores interconnectés), comme il peut être isolé.

On définit alors :

- La porosité totale :

$$\varepsilon_t = \frac{V_{tous\ les\ pores}}{V_{total}} \quad (1.9)$$

- La porosité effective :

$$\varepsilon_e = \frac{V_{des\ pores\ accessibles}}{V_{total}} \quad (1.10)$$

Pour les milieux poreux non consolidés $\varepsilon_t = \varepsilon_e$ alors que pour les milieux poreux consolidés la différence entre les deux porosités peut être significative.

Des mesures expérimentales faites par Kavieng [7] donnent dans le tableau (1.1) ci-dessous quelques valeurs de la porosité pour différents matériaux.

Tableau 1.1 : Porosité de quelques matériaux.

Matériaux	Porosité
Poudre d'ardoise noire	0.57 – 0.66
Fibre de verre	0.88 – 0.93
Matériau mousseux	0.98
Fil à tisser	0.68 – 0.76
Cuir	0.56 – 0.59
Houille	0.02 – 0.07
Pierre à chaud, Dolomite	00.04 – 0.10
Briques	0.12 – 0.34
Poudre de cuivre	0.09 – 0.34
Sphère bien empilée	0.36 – 0.43
Sable	0.37 – 0.50
Terre	0.43 – 0.54
Granulé de pierres	0.44 – 0.45

1.2.3.3. Surface Spécifique

La surface spécifique est définie comme l'aire totale des vides rapportée à l'unité de volume, soit :

$$A_S = \frac{Aire\ totale\ des\ vides}{volume\ total\ du\ milieu} \tag{1.11}$$

Ce paramètre sert d'élément comparatif pour différents milieux poreux de volume total V.

1.2.3.4. Tortuosité

Dans un milieu poreux formé d'un empilement de grains solides, la vitesse réelle locale du fluide n'est pas tout à fait parallèle à la direction moyenne de l'écoulement du fait des obstacles constitués par la phase solide. Le fluide contourne les différentes particules s'opposant à son passage.

1.3. MODELES D'ECOULEMENT DANS LES MILIEUX POREUX

Pour décrire les écoulements dans les milieux poreux, différents modèles ont été élaborés.

1.3.1. Modèle De Darcy (1856)

Cette loi a été établie en 1856 par Henry Darcy, après qu'il eut réalisé diverses expérimentations visant à déterminer les lois régissant « l'écoulement de l'eau à travers le sable ». Les bases expérimentales de Darcy ont ensuite pu être confirmées par exemple par le traçage isotopique et justifiée par la théorie par la méthode de prise de moyenne volumique ou par homogénéisation comme correspondant à un écoulement de Stokes en milieu poreux.

Un an plus tard, dans une seconde publication, Darcy propose une interprétation de la loi en termes d'ensemble de micro canaux, anticipant ainsi les modélisations ultérieures de la perméabilité.

150 ans plus tard, la loi de différents types de substrats, les débits potentiels d'écoulements souterrains de l'eau (de Darcy et ses dérivées jouent encore un rôle majeur en hydrogéologie et notamment dans le domaine de l'hydraulique souterraine. Elles ont d'abord été utilisée pour évaluer les propriétés hydrauliques ou d'un autre liquide), verticalement à travers le sol ou une couche géologique (stratifiée ou karstique notamment) par exemple vers une nappe phréatique sous-jacente ou vers un captage d'eau dont on voudrait savoir à partir de quel débit il risquerait de ne plus être alimenté, ou de manière générale au travers d'un milieu poreux (par exemple une roche calcaire, du sable ou au travers d'un barrage en terre, ou dans la terre située sous un barrage). Elle a ensuite notamment été utilisée pour déterminer les d'aires d'alimentation (et le cas échéant de protection) de captages d'eau souterraine.

Dans la réalité, à grande échelle, le substrat est rarement isotrope mais hétérogène et parfois faillé, avec un coefficient moyen de perméabilité qui varie rapidement dans l'espace voire dans le temps (en zone sismiquement active par exemple ou dans un sédiment jeune), ce pourquoi les physiciens ont aussi exploré (depuis la fin du XXe siècle) des approches de « géostatistique appliquée à l'écoulement et au transport en milieu poreux et reposant sur la prise en compte des propriétés du milieu de manière stochastique » .

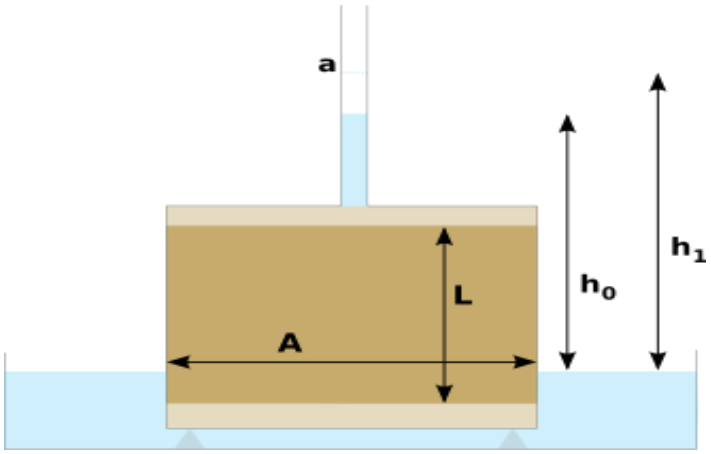


Figure 1.3: Schéma de l'équipement utilisé par Darcy pour les essais « à charge constante » dans le calcul de la perméabilité

A : la surface de la section étudiée (m^2) ;

$\frac{\Delta H}{L}$: Le gradient hydraulique, où ΔH est la différence des hauteurs piézométriques en amont et en

Aval de l'échantillon, L est la longueur de l'échantillon.

- ***Formulation :***

Darcy a montré, pour un écoulement unidimensionnel à travers un milieu poreux non consolidé, que le gradient de pression est lié à la vitesse par la relation suivante :

$$\frac{d_p}{d_x} = -\frac{\mu}{K} U_D (1.12)$$

Où :

$\frac{d_p}{d_x}$: Gradient de pression (Pa/m)

μ : Viscosité dynamique du fluide (Pa. s)

K : La perméabilité(m^2)

U_D: Vitesse de filtration obtenue à partir de la mesure du débit (m/s).

Il est important de noter que le modèle de Darcy devient inadéquat dans certaines situations d'écoulement et de transfert de chaleur. En effet, quand la vitesse de filtration augmente, on note une déviation des résultats par rapport à la loi de Darcy.

Cette déviation est due aux effets combinés de l'inertie et de la viscosité. Ces deux effets opposent une résistance à l'écoulement du fluide. Pour tenir compte de tous ces effets, d'autres modèles ont été proposés et utilisés.

D'autres modèles peuvent également être utilisés, tels que :

- Modèle de Dupuit
- Modèle de Forchheimer (1901)
- Modèle de Brinkman (1947)
- Modèle général

1.4. FLUIDE NON NEWTONIEN

Contrairement au cadre classique de la mécanique des fluides formulé pour les fluides newtoniens, l'exploration de la dynamique des fluides non newtoniens représente un domaine relativement naissant dans le domaine des sciences appliquées. L'importance croissante des fluides non newtoniens a été reconnue dans les disciplines traitant des matériaux, où les caractéristiques d'écoulement impliquant la contrainte et le taux de cisaillement échappent à la caractérisation par la loi de Newton sur la viscosité. Par conséquent, la mécanique des fluides non newtoniens connaît un développement actif. Généralement classés en deux types principaux, les fluides sont : (1) newtoniens, adhérant à la loi de Newton sur la résistance visqueuse et maintenant une viscosité constante ; et (2) non newtoniens, s'écartant de la loi de Newton sur la viscosité et présentant une viscosité variable. Le comportement des fluides non newtoniens est généralement élucidé par l'application d'une :

Modèle rhéologique ou corrélation décrivant la relation entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement. Exemples de substances présentant un comportement non newtonien : solutions et masses fondues de polymères de haut poids moléculaire, suspensions de solides dans des liquides, émulsions et matériaux possédant à la fois des propriétés visqueuses et élastiques [8].

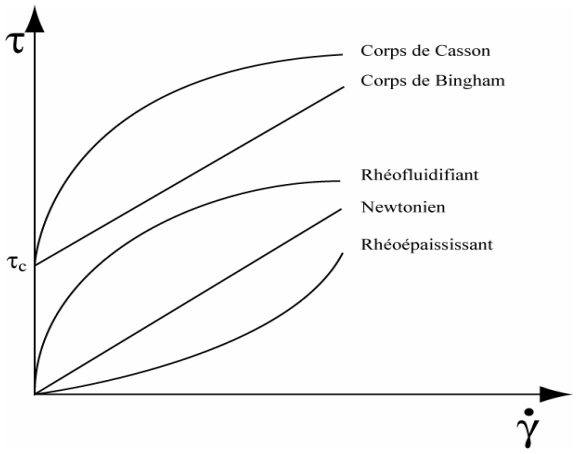


Figure 1.4 : Relations typiques entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement pour les fluides non newtoniens [9].

Dans les fluides newtoniens, la contrainte de cisaillement τ est linéairement liée au taux de cisaillement 9

$$\tau = -\mu\dot{\gamma} \tag{1.13}$$

Où le coefficient μ est défini comme la viscosité dynamique du fluide.

Conformément aux associations établies entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement, les fluides non newtoniens sont classiquement classés en trois grandes catégories [10] : (1) les fluides non newtoniens indépendants du temps, (2) les fluides non newtoniens dépendants du temps et (3) les fluides non newtoniens viscoélastiques.

1.4.1. Fluides Indépendants Du Temps

Les fluides indépendants du temps sont caractérisés par une condition dans laquelle le gradient de vitesse ou de taux de cisaillement représente une fonction distincte, mais non linéaire, de la contrainte de cisaillement instantanée τ en un point donné. Dans le contexte des fluides indépendants du temps, la corrélation s'exprime comme suit :

$$\dot{\gamma} = f(\tau) \tag{1.14}$$

La caractérisation des fluides non newtoniens indépendants du temps est possible grâce à l'examen des courbes d'écoulement illustrant la contrainte de cisaillement τ en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$, comme illustré aux figures1.5. Ces types de fluides comprennent (a) les plastiques de Bingham, représentés par la courbe A, (b) les fluides pseudos plastiqués présentant un comportement rhé fluidifiant, représentés par la courbe B, et (c) les fluides dilatants présentant des tendances au rhé épaississement, délimités par la courbe C.

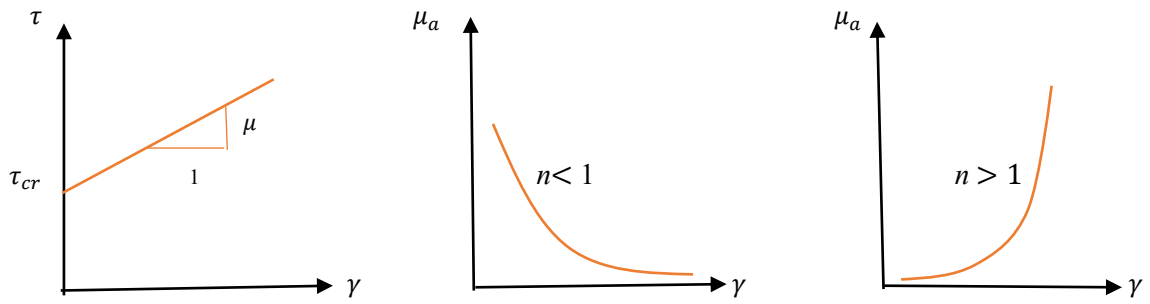


Figure 1.5. Fluides typiques indépendants du temps

1.4.2. Fluides Dépendants Du Temps

Les fluides dépendants du temps présentent des relations plus complexes entre contrainte et taux de cisaillement. Dans ces fluides, le taux de cisaillement dépend non seulement de la contrainte de cisaillement, mais aussi du temps de cisaillement, ou de l'historique du taux de contrainte de cisaillement du fluide. Ces matériaux sont généralement classés en deux groupes : les fluides thixotropes et les fluides rhés pectiques, selon que la contrainte de cisaillement diminue ou augmente au cours du temps à un taux de cisaillement donné et à température constante. Les courbes typiques du comportement en fonction du temps des fluides non newtoniens sont présentées à la figure 1.6.

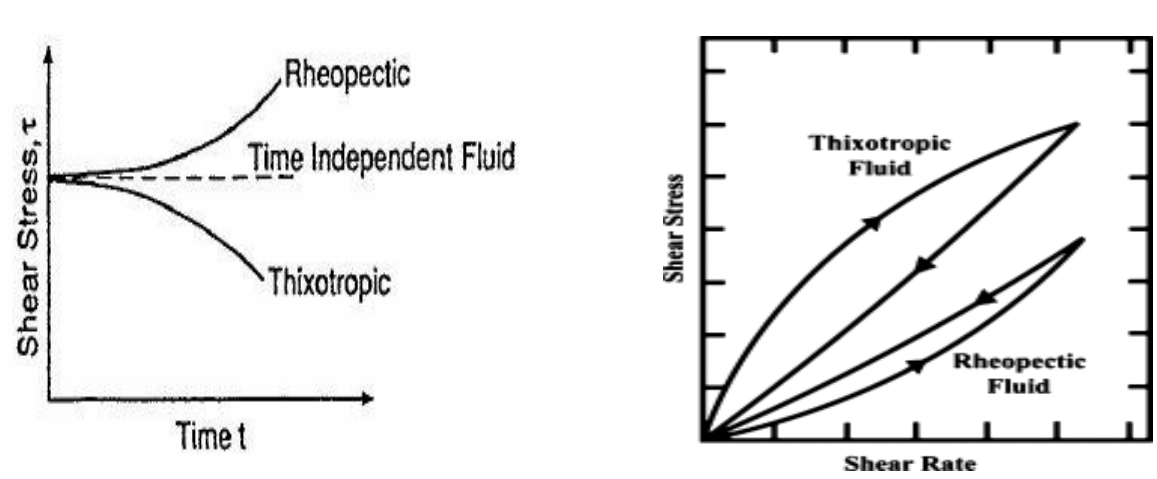


Figure 1.6. Courbes d'écoulement pour les fluides non newtoniens thixotropes et rhé pectiques dépendant du temps [10.11].

1.4.3 Matériau Viscoélastique

Un matériau viscoélastique présente des propriétés à la fois élastiques et visqueuses lorsqu'il est soumis à un essai de fluage (contrainte de cisaillement constante) (figure 1.7), et présente une récupération partielle après suppression de la contrainte de cisaillement déformable. Les propriétés rhéologiques d'une telle substance à tout instant dépendent de

l'histoire récente du matériau et ne peuvent être décrites par les seules relations entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement. Il faudra plutôt inclure la dérivée temporelle de ces deux grandeurs.

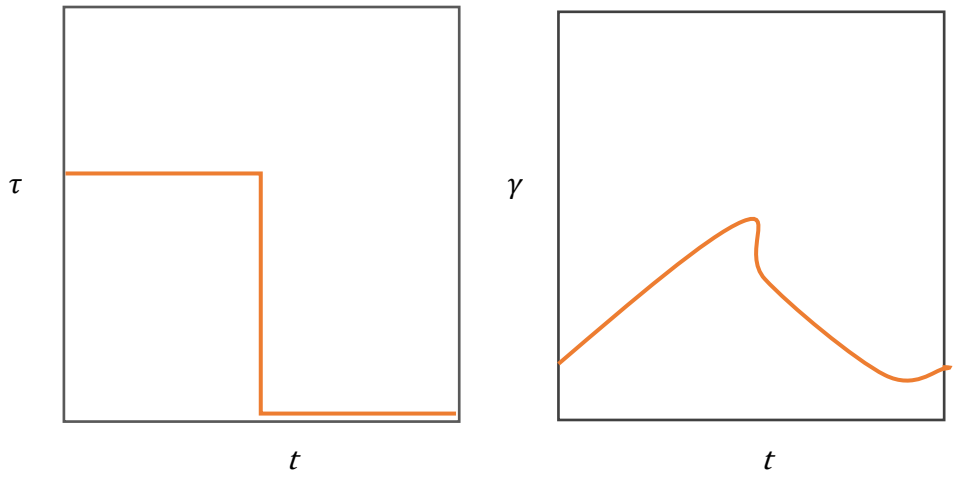


Figure 1.7 Évolution du taux de déformation au sein d'un fluide viscoélastique lors d'un essai de fluage. [12].

1.5. MODELES RHEOLOGIQUES POUR LES FLUIDES NON-NEWTONIENS

Différents modèles qui permettent de caractériser le comportement des fluides non Newtonien. Le comportement rhéologique de chaque fluide va permettre la sélection du modèle approprié. Dans notre étude, on s'est intéressé au cas des fluides non-Newtoniens les plus répandus dans les procédés industriels.

1.5.1. Modèle De Loi De Puissance

Le modèle de loi de puissance, ou modèle d'Ostwald-de Waele [13], est le modèle rhéologique le plus utilisé pour les problèmes d'écoulement en milieu poreux. Ce modèle a été appliqué avec succès à la description du comportement d'écoulement de solutions de polymères et de mousses par plusieurs auteurs [14.15]. La relation entre contrainte de cisaillement et taux de cisaillement (représentée en coordonnées doubles logarithmiques) pour un fluide à faible cisaillement peut souvent être approximée par une droite sur une plage limitée de taux de cisaillement (ou de contrainte). Pour cette partie de la courbe d'écoulement, une expression de la forme suivante est applicable :

$$\tau = -H(\dot{\gamma})^n \qquad (1.15)$$

Ainsi, la viscosité apparente du fluide de loi de puissance (ou Ostwald-de Waele) est donnée par :

$$\mu_a = H(\dot{\gamma})^{n-1} \qquad (1.16)$$

Où

μ_a : Viscosité apparente.

H : Le coefficient de consistance.

$\dot{\gamma}$: Le taux de déformation par cisaillement.

n: L'indice de loi de puissance.

Sur la base de l'indice de loi de puissance, n :

- $0 < n < 1$, Le fluide présente un comportement pseudo plastiqué ou rhé fluidifiant. Ici, la viscosité apparente μ_a diminue avec l'augmentation du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$.

- $n = 1$, Le fluide a un comportement newtonien ;
- $n > 1$, Le fluide présente un comportement dilatant ou rhé épaississant. Ici, la viscosité apparente$\mu_a$diminue avec la diminution du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$.

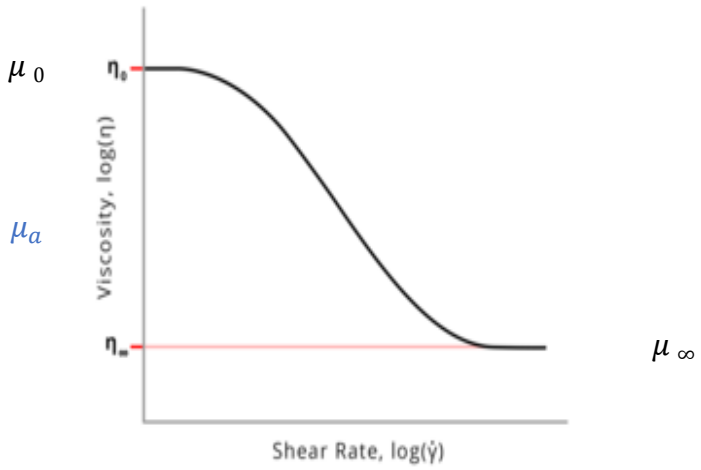


Figure 1.8 Comportement de la viscosité des fluides pseudos plastiqués rhé fluidifiants, avec des viscosités limites maximales et minimales [9].

De plus, à des gradients de vitesse extrêmement faibles comme extrêmement élevés, l'observation dominante est que la plupart des fluides présentent des caractéristiques newtoniennes caractérisées par des viscosités constantes, notées respectivement $\mu_0(\eta_0)$ et $\mu_\infty(\eta_\infty)$, comme illustré à la figure 1.8. La raison de ce comportement newtonien apparent dans ces régions est postulée comme résultant d'une orientation moléculaire complète à des taux de cisaillement élevés et, inversement, d'une désorientation moléculaire complète à des taux de cisaillement très faibles.

La loi de puissance est le modèle le plus utilisé dans la littérature traitant des applications techniques. Le Tableau 1.2 fournit une compilation des constantes (K et n) pour diverses substances.

Tableau 1.2. Valeurs typiques des constantes du modèle de distribution de puissance pour des substances sélectionnées. [16].

Substance	Température (°K)	n (−)	K (Pa sn)
Banane écrasée	293–315	0,33–0,5	4–10
Lotions solaires	298	0,28	75
Chocolat	303	0,5	0,7
Dentifrice	298	0,28	120
Sang humain	300	0,9	0,004
Nylon	493–508	0,65	1,8–2,6×103
Mayonnaise	298	0,6	5-100
Polystyrène	463–498	0,25	1,5 - 4,5 × 104
Yaourt	293	0,5-0,6	25

D'autres modèles peuvent également être utilisés, tels que :

- Modèle de CROSS
- Modèle de ELLIS
- Modèle de BINGHAM
- Modèle CARREAU-YASUDA

1.6. INFORMATIONS GENERALES SUR LES NANO FLUIDES

Dans le cas des fluides caloporteurs, l'un des premiers paramètres à prendre en compte pour évaluer le potentiel d'échange thermique est la conductivité thermique. Cependant, les fluides les plus utilisés, comme l'eau, l'huile ou l'éthylène glycol (EG), présentent une faible conductivité thermique comparée à celle des solides cristallins.

Trouver le fluide caloporteur le plus adapté aux applications industrielles est une préoccupation majeure pour les chercheurs et les ingénieurs : [17], ils ont tenté de surmonter les limites de l'amélioration de la conductivité thermique des fluides conventionnels en dispersant des particules de taille millimétrique ou micrométrique dans un liquide. Cependant, le principal problème rencontré par cette technique est la sédimentation rapide de ces particules dans le fluide et l'érosion des équipements fonctionnant avec ces types de fluides : [18]. La nanotechnologie a réalisé des progrès considérables au cours des deux dernières décennies. Elle représente la cinquième révolution technologique de l'histoire, après la machine à vapeur à la fin du XVIIIe siècle ; l'acier, l'électricité et les chemins de fer à la fin du XIXe siècle ; l'automobile, les produits chimiques et la production de masse au début du XXe siècle ; et l'informatique au milieu du XXe siècle : [19]. Avec la mise en œuvre des nanotechnologies, la dispersion de particules nanométriques a permis de réduire la dispersion de particules nanométriques.

Des particules solides de moins de 100 nm dans un fluide de base traditionnel tel que l'eau, l'huile et l'éthylène glycol peuvent être obtenues, et le nano fluide peut être obtenu. Les propriétés thermo physiques des nano fluides, telles que la densité, la viscosité, la conductivité thermique et la conductivité électrique, peuvent être considérablement améliorées par rapport au fluide de base, améliorant ainsi le comportement thermique et hydrodynamique global du fluide. La figure 1.4 illustre la différence de conductivité thermique entre les liquides, notamment l'eau et l'huile, et certains solides tels que la céramique, les métaux et le graphème (appelé semi métal) : [20]. Certains solides comme le graphème présentent une conductivité thermique très élevée (des milliers de fois supérieure à celle des liquides), ce qui en fait une option idéale pour les systèmes thermiques. L'amélioration significative des propriétés de transfert thermique des nano fluides accroît leur utilisation dans diverses applications d'ingénierie telles que le refroidissement des appareils électroniques, les réacteurs nucléaires automobiles, l'énergie solaire thermique, le stockage d'énergie thermique, les systèmes de réfrigération et de climatisation, etc.

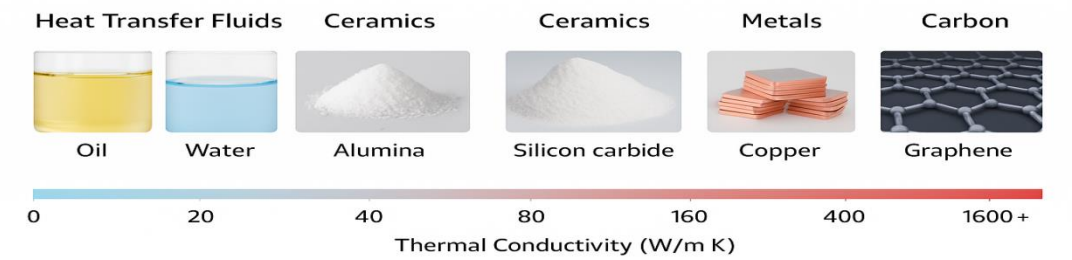


Figure 1.9 Conductivité thermique de certains liquides et solides courants, la conductivité thermique élevée des solides donne l'idée de les mélanger avec des liquides pour améliorer la conductivité thermique effective : [20].

En 1993, Masuda et al. Ont mesuré la conductivité thermique et la viscosité de trois suspensions aqueuses contenant différentes nanoparticules d'Al_2O_3, de TiO_2 et de SiO_2 (particules de taille comprise entre 1 et 100 nm). Ils ont constaté que la conductivité thermique et la viscosité de l'eau étaient supérieures à celles observées auparavant avec l'ajout de nanoparticules :[21]a ensuite été le premier à utiliser le terme nano fluide pour désigner un fluide contenant des nanoparticules en suspension. De plus : [22] ont montré que la conductivité thermique d'un fluide caloporteur conventionnel pouvait être multipliée par deux environ par l'ajout d'une petite quantité de nanoparticules (moins de 1 % en volume).

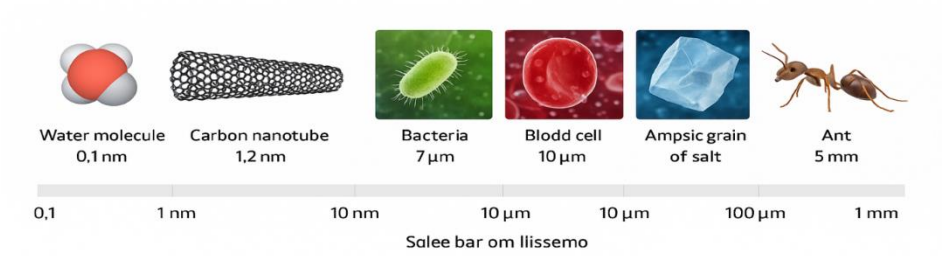


Figure 1.10. Comparaison des tailles de nanotubes de carbone en tant que nanoparticules typiques avec celles d'autres éléments : [20].

La figure 1.10 compare le diamètre des nanotubes de carbone classiques à la taille d'objets bien connus, comme une fourmi et un grain de sel, afin de mieux visualiser la taille d'une nanoparticule. Comme on peut le constater, le diamètre d'un nanotube de carbone peut être un million de fois inférieur à celui d'un grain de sel.

Il convient de noter que les nano fluides ne se préparent pas simplement en ajoutant des nanoparticules à de l'eau ou de l'huile et en agitant le mélange, comme pour mélanger du sucre et du thé. La formation d'un nano fluide nécessite plutôt des procédés physiques et chimiques spécifiques pour produire une dispersion uniforme et efficace des particules pour des applications à long terme.

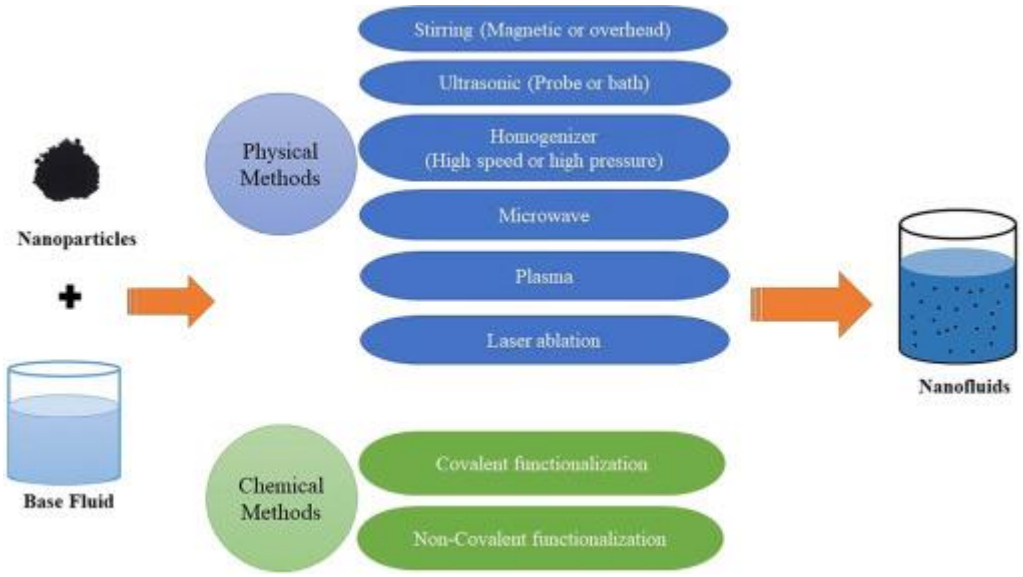


Figure 1.11 La préparation de nano fluides ne consiste pas seulement à mélanger des nanoparticules et un liquide, mais nécessite des techniques physiques et chimiques spécifiques pour obtenir un nano fluide stable : [20].

L'utilisation de tensioactifs (fonctionnalisation non covalente), la fonctionnalisation de nanoparticules, le contrôle du pH et là son cation sont quelques-unes des principales approches pour accroître la stabilité des nano fluides, selon : [23].

La figure 1.11 présente les principales approches physiques et chimiques permettant de préparer des nans fluides stables. La méthode la plus adaptée dépend du type de nanoparticules et du liquide de base choisi.

Les facteurs à prendre en compte lors du choix des nanomatériaux pour la préparation de nan fluides destinés à des applications de transfert de chaleur sont : la stabilité chimique, les propriétés thermo physiques, la toxicité, la disponibilité, la compatibilité avec le fluide de base et le coût. Les nanoparticules les plus utilisées pour la formulation de nan fluides sont l'aluminium (Al), le cuivre (Cu), l'argent (Ag), le fer (Fe), le titane (Ti), le silicium (Si), le zinc

(Zn), le magnésium (Mg), les nanotubes de carbone (CNT), le graphème, l'oxyde de graphème et le diamant. Les fluides de base utilisés pour la formulation de nan fluides sont l'eau, l'éthylène glycol (EG), les mélanges EG-H2O et les huiles : [24].

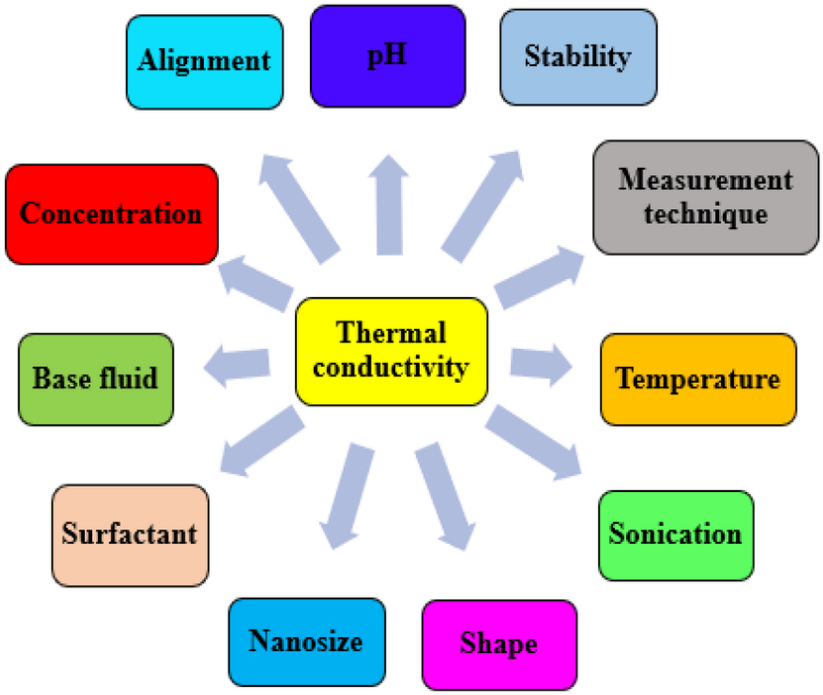


Figure 1.12. Paramètres influençant la conductivité thermique effective des nano fluides : [24].

Français Le terme « efficace » a été introduit pour décrire la propriété thermo physique des nano fluides et pour différencier les propriétés thermo physiques du fluide de base lui-même et du fluide nouvellement formé qui se compose du fluide de base et de ses nanoparticules dispersées. La figure 1.12 montre les principaux paramètres qui influencent la conductivité thermique effective de tout nano fluide : [24].

1.6.1. Applications Appropriées Pour Les Nano fluides

Dans la plupart des applications utilisant des fluides conventionnels, comme le refroidissement ou le chauffage, les nano fluides peuvent remplacer les fluides monophasiques. Ils peuvent être utilisés dans les capteurs solaires et les systèmes photovoltaïques, les radiateurs automobiles, les réfrigérateurs, les chaudières, l'administration de médicaments, le refroidissement des équipements électroniques, la lubrification des composants, le chauffage et la climatisation des bâtiments, le dessalement, l'absorption du CO_2, les milieux poreux,

l'aérospatiale, la récupération du pétrole et tous les types d'échangeurs de chaleur liquides. La figure 1.13 présente un aperçu des principales applications des nano fluides.



Figure 1.13. Quelques applications des nano fluides :[20].

1.6.2. Avantages Et Inconvénients Des Nano fluides

En général, l'utilisation d'un nano fluide améliore le taux d'échange thermique dans les systèmes thermiques grâce à sa conductivité thermique supérieure à celle du fluide de base. Par conséquent, pour transférer une valeur calorifique donnée, il est possible de réduire la taille d'un système thermique grâce à l'utilisation de nano fluides.

Améliorer le taux de transfert de chaleur, ce qui implique un système plus compact et une économie de poids et de coût. Comparés aux micros fluides, les nano fluides présentent une plus grande stabilité et une meilleure capacité à améliorer la conduction thermique. En revanche, les nano fluides présentent certains inconvénients, énumérés ci-dessous : [20].

- Les nano fluides ont un coût de production relativement élevé.
- La préservation des nano fluides pour une utilisation à long terme sans agrégation ni sédimentation des nanoparticules constitue un défi.

- La viscosité plus élevée des nano fluides par rapport aux fluides de base entraîne une augmentation de la puissance de pompage requise et accroît le taux de chauffage par frottement.
- L'utilisation de nano fluides peut augmenter les taux de corrosion et d'érosion des composants en contact avec les nano fluides.

1.6.3. Équations De Transport Pour Les Nano fluides

Compte tenu des équations de transport mentionnées pour les liquides conventionnels, les principales approches de modélisation de l'écoulement des nano fluides peuvent être classées comme des approches monophasiques ou bi phasiques.

1.6.3.1. Approches Monophasées

Un nano fluide est intrinsèquement un fluide bi phasique (solide-liquide) ; cependant, pour les simulations numériques sous certaines conditions, des hypothèses appropriées peuvent être formulées pour modéliser les nano fluides comme des fluides monophasiques.

Dans les modèles monophasiques, les équations régissant la solution ne sont résolues que pour une phase liquide efficace. Les modèles monophasiques peuvent être divisés en trois approches principales : les modèles homogènes, à dispersion thermique et de Buon giorno.

1.6.3.2. Approches En Deux Phases

Les nano fluides agissent comme des fluides diphasiques. Dans les approches bi phasiques, le liquide de base et les nanoparticules sont modélisés en deux phases distinctes, avec des vitesses et des températures différentes, de sorte que les particules peuvent se déplacer par rapport au fluide de base (la vitesse relative des particules dans un fluide est appelée vitesse de glissement des particules, bien qu'elle ne soit pas liée à la condition limite sans glissement). Bien que les approches bi phasiques puissent obtenir des résultats plus réalistes en considérant le mouvement entre le fluide et les nanoparticules, elles Les simulations nécessitent des temps de simulation plus longs et les modèles sont plus complexes.

CHAPITRE II

Modèle Physique et Formulation Mathématique

2.1. Description Du Problème

Dans cette section, nous proposons une étude de la convection naturelle d'un milieu poreux incliné saturé d'un nano fluide. L'application de nanotubes de carbone à paroi simple (SWCNT-Water) dans une cavité poreuse inclinée sera étudiée. La figure 2.1 montre la géométrie schématique du problème étudié, où x et y sont les coordonnées cartésiennes, et sont inclinées d'un angle Φ par rapport au plan horizontal.

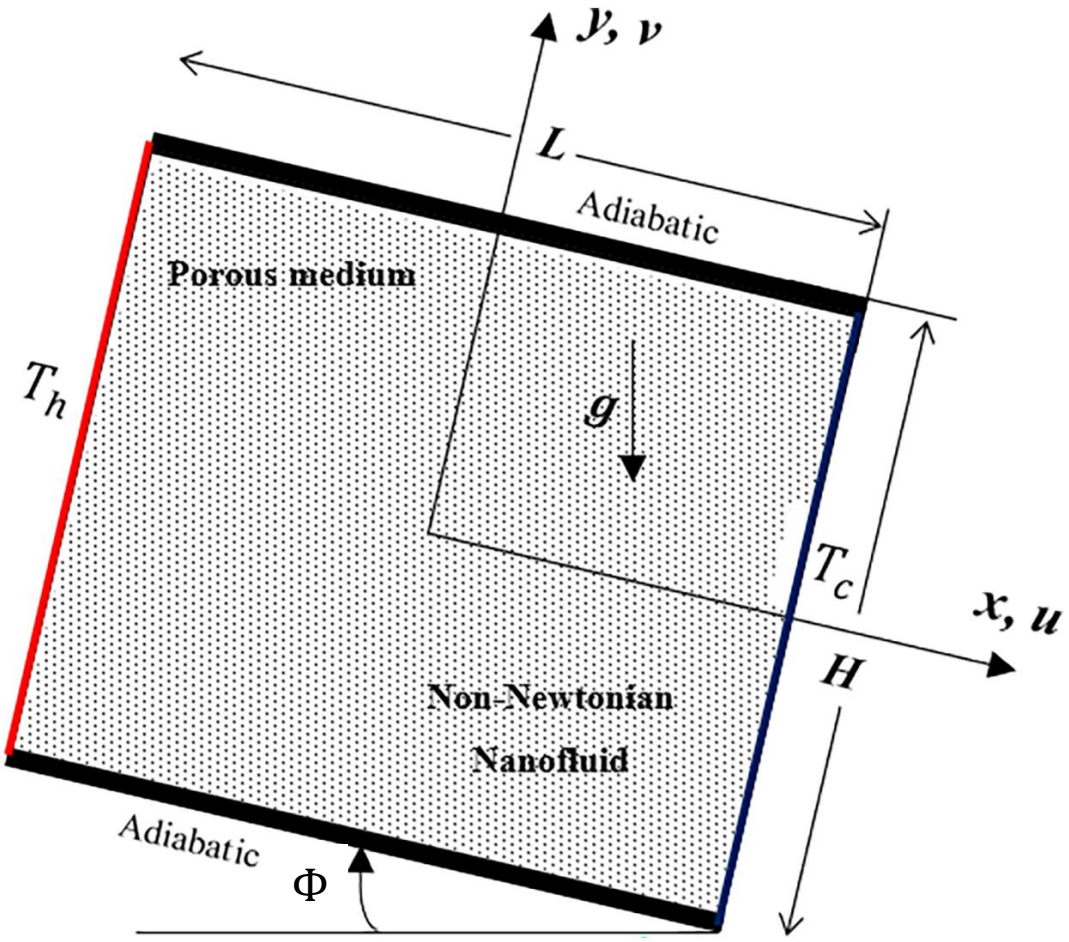


Figure 2.1 : Modèle physique et système de coordonnées

La paroi Horizontal inferieure est supposée chauffée et maintenue à une température constante Th, tandis que la paroi Horizontal supérieure est refroidie et a une température constante Tc. Les murs verticaux sont isolés thermiquement.

2.2. Hypothèses de simplification

Plusieurs approximations ont été adoptées pour simplifier la formulation du modèle mathématique : [25].

Pour obtenir un modèle mathématique simplifié, nous combinerons plusieurs approximations, telles que les approximations de Boussinesq, couramment utilisées dans l'étude de la convection naturelle.

Par conséquent, nous supposons :

- La largeur de l'enveloppe, L, doit être suffisamment grande par rapport aux autres dimensions (w/L et w/H >> 1) pour que les effets 3D deviennent négligeables.
- La solution est un fluide non-newtonien et incompressible.
- La matrice poreuse est isotrope, perméable et homogène.
- L'écoulement généré est supposé être laminaire.
- Il n'y a pas de réaction chimique ni de source de chaleur ou de masse.
- Les interactions entre les transferts de chaleur et de masse, connues respectivement sous le nom d'effets Sorte et Dufour, sont négligeables.
- Le travail induit par les forces visqueuses et de pression est négligeable.
- Le nano fluide est simulé comme un fluide monophasé.

Les variations de densité causées par la poussée d'Archimède sont décrites à l'aide de l'approximation de Boussinesq (Tiwari et Das, [26]).

$$\rho_{nf} = \rho_{nf,0}\left[1-\left(\beta'_T\right)_{nf}\left(T'-T'_0\right)\right] \tag{2.1}$$

Ici, T'_0 et $\rho_{nf,0}$ désignent respectivement la température de référence et la masse volumique de référence. $(\beta'_T)_{nf}$ Représente le coefficient de dilatation thermique du nanofluide.

2.3. Formulation Mathématique

L'étude modélise un nanofluide à base d'eau et de nanotubes de carbone monocouches (SWCNT–eau), non newtonien, évoluant dans un milieu poreux homogène et isotrope, sous l'approximation de Boussinesq. La viscosité du fluide est régie par le modèle de la loi de puissance. Les effets tels que le rayonnement, l'effet Joule et la dissipation visqueuse sont négligés.

À la lumière des hypothèses énoncées précédemment, les équations suivantes illustrent les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie :

$$\nabla.\overrightarrow{V'} = 0 \tag{2.2}$$

$$\frac{\mu'_{nf}}{K}\vec{V}' = -\nabla p' - \rho_{nf}\vec{g} \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t'} + \vec{V}'.\nabla T' = \alpha_{nf}\nabla^2 T' \tag{2.4}$$

Dans la présente analyse, $\vec{V}'$, représente le vecteur vitesse, p' la pression, $\vec{g}$ le vecteur de l'accélération gravitationnelle, α_{nf} la diffusivité thermique du milieu poreux saturé de nanofluides, μ'_{nf} la viscosité apparente du nanofluide, et t le temps. La perméabilité du milieu poreux est notée K.

Après élimination du terme de pression dans les équations de quantité de mouvement, les équations gouvernantes peuvent être exprimées comme suit :

$$\mu'_{nf}\left[\frac{\partial v'}{\partial x'} - \frac{\partial u'}{\partial y'}\right] + \left[v'\frac{\partial \mu'_{nf}}{\partial x'} - u'\frac{\partial \mu'_{nf}}{\partial y'}\right] = Kg\rho_{nf,0}\left(\beta_T\right)_{nf}\left[\frac{\partial T'}{\partial x'}\cos\Phi - \frac{\partial T'}{\partial y'}\sin\Phi\right] \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t'} + u'\frac{\partial T'}{\partial x'} + v'\frac{\partial T'}{\partial y'} = \alpha_{nf}\nabla^2 T' \tag{2.6}$$

Les propriétés du nanofluide, notamment sa masse volumique ρ_{nf}, son coefficient de dilatation thermique $(\rho\beta'_T)_{nf}$, et sa capacité calorifique $\left(\rho C_p\right)_{nf}$, sont déterminées à l'aide du modèle de nanofluides proposé par Tiwari et Das [26], tel qu'exprimé par les équations suivantes :

$$\begin{gathered}\rho_{nf} = (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_p, \quad \left(\rho\beta'_T\right)_{nf} = (1-\phi)\left(\rho\beta'_T\right)_f + \phi\left(\rho\beta'_T\right)_p \\ \left(\rho C_p\right)_{nf} = (1-\phi)\left(\rho C_p\right)_f + \phi\left(\rho C_p\right)_p\end{gathered} \tag{2.7}$$

La conductivité thermique k_{nf} du nanofluide est déterminée à l'aide du modèle proposé par Xue [27].

$$k_{nf} = k_f\left[\frac{1-\phi+2\phi\dfrac{k_{CNT}}{k_{CNT}-k_f}\ln\left(\dfrac{k_{CNT}+k_f}{2k_f}\right)}{1-\phi+2\phi\dfrac{k_f}{k_{CNT}-k_f}\ln\left(\dfrac{k_{CNT}+k_f}{2k_f}\right)}\right] \tag{2.8}$$

Les propriétés thermo physiques des nanoparticules de SWCNT et de l'eau sont résumées dans le Tableau 2.1.

Tableau 2.1. Propriétés thermo physiques de l'eau et des nanotubes de carbone à paroi simple (SWCNT).

Propriétés thermo physiques	**l'eau**	**SWCNT**
$C_p(J.Kg^{-1}.K^{-1})$	4179	425
$\rho(Kg.m^{-3})$	997.1	2600
$k(W.m^{-1}.K^{-1})$	0.613	6600
$\beta \times 10^{-5}(K^{-1})$	1.47	1.6

La viscosité apparente du nanofluide non newtonien à base de SWCNT–eau, μ'_{nf}, est déterminée à l'aide de l'équation suivante, telle que présentée par Kefayati [28] et Jain et Bhargava [29] :

$$\mu'_{nf} = \frac{\mu'_f}{(1-\phi)^{2.5}} \tag{2.9}$$

Ici, μ'_f représente la viscosité du fluide de base, caractérisée par le modèle de la loi de puissance tel que décrit par Pascal [30, 31], comme suit :

$$\mu'_f = \varepsilon\left(u'^2 + v'^2\right)^{(n-1)/2} \quad , \quad \varepsilon = 2h\Big/8^{(n+1)/2}\left(K\varphi\right)^{(n-1)/2}\left(n/(1+3n)\right)^n \tag{2.10}$$

Dans ce contexte, ε est un paramètre du modèle de la loi de puissance, où φ et K représentent respectivement la porosité et la perméabilité du milieu poreux, tandis que h désigne l'indice de consistance et n est l'indice de la loi de puissance.

Les équations (2.5), (2.6) et (2.9) sont exprimées sous forme adimensionnelle en introduisant un nouvel ensemble de variables comme suit :

$$\begin{gathered}(x,y) = (x',y')/H', \quad (u,v) = (u',v')H'/\alpha_f, \quad t = t'\alpha_f/H'^2 \\ T = (T'-T'_0)/\Delta T', \quad \mu_{nf} = h\Big/\varepsilon\left(\alpha_f/H'\right)^{n-1}\end{gathered} \tag{2.11}$$

La fonction de courant adimensionnelle, notée Ψ, est définie comme suit :

$$u = \frac{\partial \Psi}{dy}, \quad v = -\frac{\partial \Psi}{dx} \tag{2.12}$$

En utilisant les équations précédemment établies, les équations adimensionnelles régissant l'écoulement convectif sont présentées comme suit :

$$\mu_{nf}\left[\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}\right]+\left[\frac{\partial\Psi}{\partial y}\frac{\partial\mu_{nf}}{\partial y}+\frac{\partial\Psi}{\partial x}\frac{\partial\mu_{nf}}{\partial x}\right]=-R_T H(\phi)\left(\frac{\partial T}{\partial x}\cos\Phi-\frac{\partial T}{\partial y}\sin\Phi\right) \quad (2.13)$$

$$E(\phi)\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right)=\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial\Psi}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial x}-\frac{\partial\Psi}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.14)$$

$$\mu_{nf}=\left[\left(\partial\Psi/\partial x\right)^2+\left(\partial\Psi/\partial y\right)^2\right]^{(n-1)/2}\Big/\left(1-\phi\right)^{2.5} \quad (2.15)$$

À partir des équations (2.13) et (2.14), plusieurs paramètres sont clairement identifiés, notamment le nombre de Rayleigh R_T, ainsi que les fonctions $H(\phi)$, et $E(\phi)$, qui sont exprimés comme suit :

$$\begin{cases} R_T=\dfrac{K\rho g\beta_T'\Delta T'\left(H'/\alpha_f\right)^n}{\varepsilon} \\ H(\phi)=1-\phi+\phi\dfrac{\left(\rho\beta_T'\right)_p}{\left(\rho\beta_T'\right)_f} \\ E(\phi)=\dfrac{k_{nf}}{k_f}\dfrac{\left(\rho C_p\right)_f}{(1-\phi)\left(\rho C_p\right)_f+\phi\left(\rho C_p\right)_p} \end{cases} \quad (2.16)$$

2.4. Conditions Aux Limites

2.4.1 Conditions Aux Limites Hydrodynamiques

Ces conditions expriment l'imperméabilité des parois de la cavité et sont données par :

$$u=\Psi=0 \quad \text{at} \quad x=\pm\frac{1}{2}, \quad \text{and} \quad v=\Psi=0 \quad \text{at} \quad y=\pm\frac{1}{2} \quad (2.17)$$

2.4.2 Conditions Aux Limites Thermiques

Les conditions aux limites sur les parois adiabatiques et imperméables de la cavité sont exprimées par :

$$T=\pm\frac{1}{2} \quad \text{at} \quad y=\pm\frac{1}{2}, \quad \text{and} \quad \frac{\partial T}{\partial x}=0 \quad \text{at} \quad x=\pm\frac{1}{2} \quad (2.18)$$

Les nombres de Nusselt local et moyen, notés respectivement Nu_x et Nu_m, sont donnés par :

$$Nu_x = -\frac{k_{nf}}{k_f}\frac{\partial T}{\partial y}\bigg|_{y=\pm 1/2} \tag{2.19}$$

$$Nu_m = \int_{-1/2}^{+1/2} Nu_x dx \tag{2.20}$$

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous présentons une étude détaillée d'un nanotube de carbone mono paroi (SWCNT-Eau) saturé dans une cavité poreuse sous l'influence de la chaleur. Notre objectif est d'illustrer la formule mathématique adoptée.

CHAPITRE III

METHODE NUMERIQUE

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

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

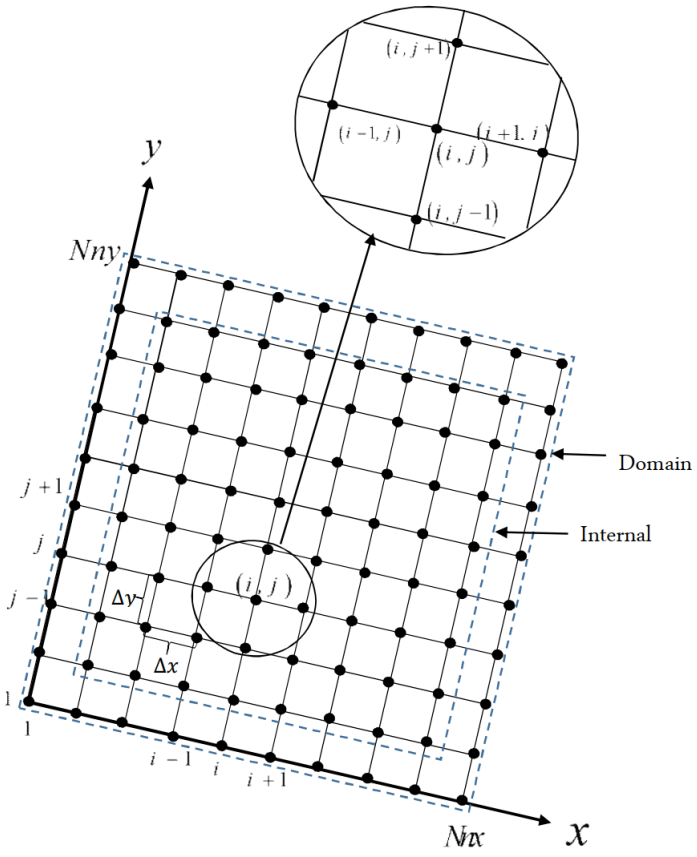


Figure 3.1 : Maillage du domaine de calcul dans (i, j).

Dans un système de coordonnées cartésiennes, chaque nœud est désigné par la paire d'indices désignant les lignes d'intersection du maillage. Les nœuds voisins sont définis implicitement en augmentant ou en diminuant l'un des indices d'un incrément unitaire.

L'équation d'énergie est discrétisée selon un schéma centré du second ordre et en utilisant la forme conservative pour les termes convectifs. Pour chaque pas de temps, la méthode implicite

en directions alternées (DAI) donne lieu à deux systèmes matriciels tri diagonaux à résoudre, l'un résultant de la discrétisation implicite en x et l'autre de la discrétisation implicite en y. La méthode (DAI) divise le pas de temps en deux parties égales : dans le premier demi-bas de temps, le système est implicitement en x mais explicitement en y ; et dans le second demi-bas de temps, le système est implicitement en y et explicitement en x. Pour chaque pas de temps, la solution est obtenue en parcourant le domaine de calcul dans la direction de x puis dans celle de y. Connaissant le champ de température à l'instant (n+1) Δt, l'étape suivante consiste à calculer le champ de fonction de courant à partir de l'équation d'impulsion, discrétisée selon un schéma centré classique et résolue par la méthode de surrelaxation successive (SOR). Cette méthode, proposée par Frankel (1950) [41], est une méthode explicite donnant directement la valeur de Ψ à l'instant (n+1) Δt, au nœud considéré, avec un nombre d'itérations suffisant pour satisfaire le critère de convergence souhaité.

3.1 Discrétion Des Conditions Aux Limites Thermiques

Les conditions aux limites sont discrétisées à l'aide d'un schéma de différences finies centrées à droite et à gauche du second ordre, qui dépend du mur spécifique considéré.

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

$$T_{1,j} = \frac{4T_{2,j} - T_{3,j}}{3} \quad \text{at} \quad x = -\frac{1}{2} \tag{3.1}$$

$$T_{Nx+1,j} = \frac{4T_{Nx,j} - T_{Nx-1,j}}{3} \quad \text{at} \quad x = \frac{1}{2} \tag{3.2}$$

- **Selon les murs actifs :** $\frac{\partial T}{\partial x} = -1$

$$T_{i,1} = \frac{4T_{i,2} - T_{i,3} + 2\Delta x}{3} \quad \text{at} \quad y = -\frac{1}{2} \tag{3.3}$$

$$T_{i,Ny+1} = \frac{4T_{i,Ny} - T_{i,Ny-1} - 2\Delta y}{3}, \quad \text{at} \quad y = \frac{1}{2} \tag{3.4}$$

3.2 Discrétisation De L'équation D'énergie

L'équation d'énergie est résolue par la méthode des directions alternées implicites (DAI). L'équation d'énergie (2.14) est réécrite comme suit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (uT)}{\partial x} + \frac{\partial (vT)}{\partial y} = E(\phi)\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \tag{3.5}$$

La méthode implicite des directions alternées (ADI) est une technique numérique utilisée pour résoudre les équations aux dérivées partielles (EDP), notamment de type parabolique, telles que les équations d'énergie. La méthode (ADI) repose sur le schéma implicite des directions alternées, où les dérivées partielles par rapport à chaque variable spatiale sont approximées implicitement, tandis que celles relatives aux autres variables sont approximées explicitement par une procédure de marche temporelle. Cette alternance de directions permet une plus grande stabilité et précision de la solution.

- **Implicite en x et explicite dans le schéma *y***

Il s'agit d'un schéma temporel centré (n + 1/2) pour les dérivées x et d'un schéma temporel direct (n) pour les dérivées y. Chaque terme de l'équation (3.5) est discrétisé comme suit :

$$\left.\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right|_{i,j} = \frac{T_{i+1,j}^{n+1/2} - 2T_{i,j}^{n+1/2} + T_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x^2}, \qquad \left.\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right|_{i,j} = \frac{T_{i,j+1}^{n} - 2T_{i,j}^{n} + T_{i,j-1}^{n}}{\Delta y^2} \tag{3.6}$$

$$\left.\frac{\partial (uT)}{\partial x}\right|_{i,j} = \frac{u_{i+1,j}^{n} T_{i+1,j}^{n+1/2} - u_{i-1,j}^{n} T_{i-1,j}^{n+1/2}}{2\Delta x}, \qquad \left.\frac{\partial (vT)}{\partial y}\right|_{i,j} = \frac{v_{i,j+1}^{n} T_{i,j+1}^{n} - v_{i,j-1}^{n} T_{i,j-1}^{n}}{2\Delta y} \tag{3.7}$$

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

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

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

Avec :

$$A_i = \left(\frac{u_{i+1,j}^{n}}{2\Delta x} - \frac{E_1(\phi)}{\Delta x^2}\right), \quad B_i = \left(\frac{2}{\Delta t} + \frac{E_1(\phi)}{\Delta x^2}\right), \quad C_i = \left(\frac{u_{i-1,j}^{n}}{2\Delta x} + \frac{E_1(\phi)}{\Delta x^2}\right)$$

$$D_i = \left[-\frac{v_{i,j+1}^{n}}{2\Delta y} + \frac{E_1(\phi)}{\Delta y^2}\right] T_{i,j+1}^{n} + 2\left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{E_1(\phi)}{\Delta y^2}\right] T_{i,j}^{n} + \left[\frac{v_{i,j-1}^{n}}{2\Delta y} + \frac{E_1(\phi)}{\Delta y^2}\right] T_{i,j-1}^{n}$$

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

Pour $i = 2$

$$\mathrm{i} = \left(A_2 - \frac{1}{3}C_2\right) T_{3,j}^{n+1/2} + \left(B_2 + \frac{4}{3}C_2\right) T_{2,j}^{n+1/2} = D_2 \tag{3.10}$$

Pour $i = Nx$

$$\mathrm{i} = \left(\frac{4}{3}A_{Nx} + B_{Nx}\right) T_{Nx}^{n+1/2} + \left(C_{Nx} - \frac{1}{3}A_{Nx}\right) T_{Nx-1,j}^{n+1/2} = D_{Nx} \tag{3.11}$$

- **Implicite en y et explicite dans le schéma x**

Il s'agit d'un schéma centré en temps (n + 1/2) pour les dérivées en x et d'un schéma direct en temps (n + 1) pour les dérivées en y. La discrétisation des dérivées partielles est donnée par :

$$\left.\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right|_{i,j} = \frac{T_{i+1,j}^{n+1/2} - 2T_{i,j}^{n+1/2} + T_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x^2}, \qquad \left.\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right|_{i,j} = \frac{T_{i,j+1}^{n+1} - 2T_{i,j}^{n+1} + T_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta y^2} \tag{3.12}$$

$$\left.\frac{\partial (uT)}{\partial x}\right|_{i,j} = \frac{u_{i+1,j}^{n} T_{i+1,j}^{n+1/2} - u_{i-1,j}^{n} T_{i-1,j}^{n+1/2}}{2\Delta x}, \qquad \left.\frac{\partial (vT)}{\partial y}\right|_{i,j} = \frac{v_{i,j+1}^{n} T_{i,j+1}^{n+1} - v_{i,j-1}^{n} T_{i,j-1}^{n+1}}{2\Delta y} \tag{3.13}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{i,j} = 2\frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^{n+1/2}}{\Delta t} \tag{3.14}$$

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

$$E_i T_{i,j+1}^{n+1} + F_i T_{i,j}^{n+1} + G_i T_{i,j-1}^{n+1} = H_i \tag{3.15}$$

Avec :

$$E_j = \left[\frac{E_1(\phi)}{\Delta y^2} + \frac{v_{i,j+1}^{n}}{2\Delta y}\right], \quad F_j = \left[\frac{2}{\Delta t} + \frac{2E_1(\phi)}{\Delta y^2}\right], \quad G_j = \left[\frac{v_{i,j-1}^{n}}{2\Delta y} + \frac{E_1(\phi)}{\Delta y^2}\right]$$

$$H_j = \left[\frac{u_{i+1,j}^{n}}{2\Delta x} + \frac{E_1(\phi)}{\Delta x^2}\right] T_{i+1,j}^{n+1/2} + \left[\frac{2E_1(\phi)}{\Delta x^2} - \frac{2}{\Delta t}\right] T_{i,j}^{n+1/2} + \left[\frac{u_{i-1,j}^{n}}{2\Delta x} + \frac{E_1(\phi)}{\Delta x^2}\right] T_{i-1,j}^{n+1/2}$$

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

Pour $j = 2$

$$\left(E_2 - \frac{1}{3}G_2\right) T_{i,3}^{n+1} + \left(F_2 + \frac{4}{3}G_2\right) T_{i,2}^{n+1} = H_2 - \frac{2\Delta y}{3} G_2 \tag{3.16}$$

Pour $j = Ny$

$$\left(\frac{4}{3}E_{Ny} + F_{Ny}\right) T_{i,Ny}^{n+1} + \left(G_{Ny} - \frac{1}{3}E_{Ny}\right) T_{i,Ny-1}^{n+1} = H_{Ny} + \frac{2\Delta y}{3} E_{Ny} \tag{3.17}$$

3.3. Discrétisation De La Vitesse

Les composantes du champ de vitesse sont déduites de la fonction de courant par les équations (2.12). En utilisant un schéma aux différences finies centrées du premier ordre, la discrétisation de ces équations donne :

$$u_{i,j}^{n+1} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{n+1} - \Psi_{i,j-1}^{n+1}}{2\Delta y}, \quad et \quad v_{i,j}^{n+1} = \frac{\Psi_{i+1,j}^{n+1} - \Psi_{i-1,j}^{n+1}}{2\Delta x} \tag{3.18}$$

3.4. Discrétisation Des Conditions Aux Limites De Vitesse

Les conditions aux limites de vitesse sont discrétisées à l'aide d'un schéma aux différences finies centrées du troisième ordre sur les côtés droit et gauche.

$$\left.\begin{aligned} u_{1,j} &= 0, \qquad v_{1,j} = -\frac{4\Psi_{2,j} - 3\Psi_{1,j} - \Psi_{3,j}}{2\Delta x}, \qquad \text{at} \quad x = -\frac{1}{2} \\ u_{Nx+1,j} &= 0, \quad v_{Nx+1,j} = -\frac{3\Psi_{Nx+1,j} - 4\Psi_{Nx,j} - \Psi_{Nx-1,j}}{2\Delta x}, \quad \text{at} \quad x = +\frac{1}{2} \end{aligned}\right\} \tag{3.19}$$

$$\left.\begin{aligned} v_{i,1} &= 0, \qquad u_{i,1} = \frac{4\Psi_{i,2} - 3\Psi_{i,1} - \Psi_{i,3}}{2\Delta y}, \qquad \text{at} \quad y = -\frac{1}{2} \\ v_{i,Ny+1} &= 0, \quad u_{i,Ny+1} = \frac{3\Psi_{i,Ny+1} - 4\Psi_{i,Ny} - \Psi_{i,Ny-1}}{2\Delta y}, \quad \text{at} \quad y = +\frac{1}{2} \end{aligned}\right\} \tag{3.20}$$

3.5. Discrétion De La Viscosité

En remplaçant les équations (3.18) à (3.20) dans l'équation (2.15), on obtient la viscosité discrète comme suit **:**

$$\mu_{nf(i,j)}^{n+1} = \left[\left(u_{i,j}^{n+1}\right)^2 + \left(v_{i,j}^{n+1}\right)^2\right]^{(n-1)/2} \Big/ \left(1-\phi\right)^{2.5} \tag{3.21}$$

3.6. Discrétisation De L'équation De Mouvement

L'équation de mouvement du milieu poreux, régie par la loi de puissance, peut être exprimée de la manière suivante :

$$\mu_{nf}\left[\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}\right] + \left[\frac{\partial\Psi}{\partial y}\frac{\partial\mu_{nf}}{\partial y} + \frac{\partial\Psi}{\partial x}\frac{\partial\mu_{nf}}{\partial x}\right] = -R_T H(\phi)\left(\frac{\partial T}{\partial x}\cos\Phi - \frac{\partial T}{\partial y}\sin\Phi\right) \tag{3.22}$$

Chaque terme de l'équation de mouvement (3.23) est discrétisé à l'aide d'un schéma centré standard.

$$\left.\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}\right|_{i,j} = \frac{\Psi_{i+1,j}^{n+1} - 2\Psi_{i,j}^{n+1} + \Psi_{i-1,j}^{n+1}}{\Delta x^2}, \qquad \left.\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}\right|_{i,j} = \frac{\Psi_{i,j+1}^{n+1} - 2\Psi_{i,j}^{n+1} + \Psi_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta y^2} \tag{3.23}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{i,j} = \frac{T_{i+1,j}^{n+1} - T_{i-1,j}^{n+1}}{2\Delta x}, \qquad \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{i,j} = \frac{T_{i,j+1}^{n+1} - T_{i,j-1}^{n+1}}{2\Delta y} \tag{3.24}$$

$$\left.\frac{\partial \mu_{nf}}{\partial x}\right|_{i,j} = \frac{\mu_{nf(i+1,j)}^{n+1} - \mu_{nf(i-1,j)}^{n+1}}{2\Delta x}, \qquad \left.\frac{\partial \mu_{nf}}{\partial y}\right|_{i,j} = \frac{\mu_{nf(i,j+1)}^{n+1} - \mu_{nf(i,j-1)}^{n+1}}{2\Delta y} \tag{3.25}$$

En substituant les expressions (3.18) -(3.22) et (3.24) -(3.26) dans l'équation (3.23), nous obtenons la forme générale de la fonction suivante.

$$\begin{aligned}\Psi_{i,j}^{(n+1),(k+1)} = (1-\omega)\Psi_{i,j}^{(n+1),k} + \omega\Big\{ & a_{px}\left(\Psi_{i+1,j}^{(n+1),k} - \Psi_{i-1,j}^{(n+1),(k+1)}\right) + a_{py}\left(\Psi_{i,j+1}^{(n+1),k} - \Psi_{i,j-1}^{(n+1),(k+1)}\right) + \\ & a_{cx}\left(\Psi_{i+1,j}^{(n+1),k} + \Psi_{i-1,j}^{(n+1),(k+1)}\right) + a_{cy}\left(\Psi_{i,j+1}^{(n+1),k} + \Psi_{i,j-1}^{(n+1),(k+1)}\right) + a_{TSx}\left[\left(T_{i+1,j}^{n+1} - T_{i-1,j}^{n+1}\right)\right. \\ & \left. + a_{TSy}\left[\left(T_{i,j+1}^{n+1} - T_{i,j-1}^{n+1}\right)\right]\Big\}\end{aligned} \tag{3.26}$$

Avec :

$$\begin{cases} a_p = 2\mu_{a(i,j)}^{n+1}\left[\dfrac{1}{\Delta y^2} + \dfrac{1}{\Delta x^2}\right] \\ a_{cx} = \dfrac{\mu_{a(i+1,j)}^{n+1} - \mu_{a(i-1,j)}^{n+1}}{4\Delta x^2 a_p}, \quad a_{cy} = \dfrac{\mu_{a(i,j+1)}^{n+1} - \mu_{a(i,j-1)}^{n+1}}{4\Delta y^2 a_p} \\ a_{px} = \dfrac{\mu_{a(i,j)}^{n+1}}{\Delta x^2 a_p}, \quad a_{py} = \dfrac{\mu_{a(i,j)}^{n+1}}{\Delta y^2 a_p} \\ a_{TSx} = \dfrac{H(\phi) R_T \cos\Phi}{2\Delta x a_p}, \quad a_{TSy} = -\dfrac{H(\phi) R_T \sin\Phi}{2\Delta y a_p} \end{cases}$$

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 de conditions aux limites.

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

$$\omega_{opt} = \frac{2}{\varsigma^2}\left[1 - \sqrt{1-\varsigma^2}\right], \quad \text{with} \quad \varsigma = \left[\frac{\cos\left(\pi/N_{x+1}\right) + \left(\Delta x^2/\Delta y^2\right)\cos\left(\pi/N_{y+1}\right)}{1 + \Delta x^2/\Delta y^2}\right] \tag{3.27}$$

Où $Nx + 1$ et $Ny + 1$ représentent respectivement le nombre de nœuds selon les directions x et y.

3.7. Algorithme De Calcul

Les principales étapes de notre algorithme de calcul sont :

1. Génération de maillage.

2. Initialisation et lecture des données.

3. Mise en œuvre des conditions initiales pour la température, T, et la fonction d'écoulement, Ψ.

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

5. Détermination du champ de viscosité initial, $\mu_{nf(i,j)}$

6. Début de la boucle temporelle.

   6.1. Résolution des équations d'énergie (3.9) et (3.15) par la méthode DAI et calcul du Champ de température $T_{i,j}$.

   6.2. Résolution de l'équation de mouvement (3.26) par la méthode SOR et calcul du Champ de la fonction de courant $\Psi_{i,j}$.

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

   6.4. Détermination du champ de viscosité, $\mu_{nf(i,j)}$

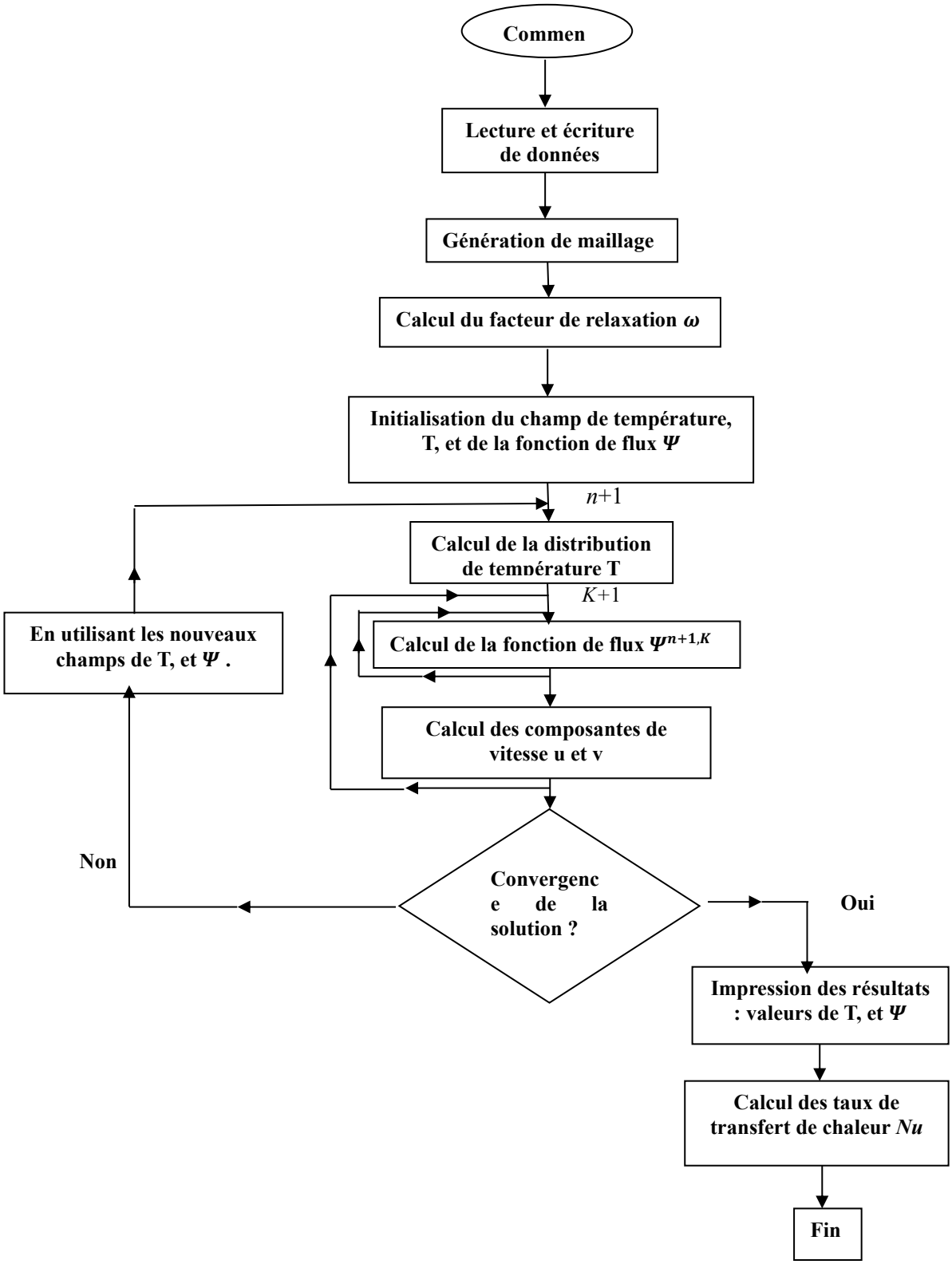
7. Résultats d'impression

8. Fin du programme.

Le critère de convergence lors de la résolution de l'équation (3.26) est donné par :

$$\frac{\sum_i \sum_j \left|\Psi_{i,j}^{k+1} - \Psi_{i,j}^{k}\right|}{\sum_i \sum_j \left|\Psi_{i,j}^{k}\right|} \leq 10^{-6} \qquad (3.28)$$

3.8. Organigramme De Calcul



3.9. Choix De Maille

Le tableau (3.1) montre les résultats du test de convergence numérique pour un ensemble de valeurs différentes de l'indice de puissance n, Ceci est sous des conditions spécifiques pour les paramètres physiques : $R_T = 100$, $\Phi = 90°$, et $\phi = 0.05$

Les calculs ont été effectués sur plusieurs tailles de grille, Il commence de 40×40 à 160×160, pour vérifier la stabilité des résultats numériques et obtenir une indépendance vis-à-vis du réseau.

Variables calculées ;

- $|\Psi_0|$: La valeur absolue de la fonction de courant en un point donné (souvent le centre), qui exprime l'intensité de la rotation dans le champ.
- *NuL* : Nombre de Nusselt, qui représente le transfert de chaleur par convection par rapport à la conduction.
- μ_{nf} : viscosité apparente d'un fluide non newtonien.

Tableau 3.1 : Tests de convergence pour les paramètres spécifiés, R_T = 100, $\phi = 0.05$et Φ = 0°, et différentes valeurs de l'indice de loi de puissance n.

$R_T = 100, \Phi = 0°$, and $\phi = 0.05$							
n		Grid size					
		40x40	60x60	80x80	100x100	120x120	140x140
0.7	$\|\Psi_0\|$	11.5213	11.5399	11.5372	11.5315	11.5259	11.5211
	Nu	4.0816	3.9343	3.8855	3.8648	3.8547	3.8492
	μ_a	2.2182	2.5756	3.6216	3.6683	3.6709	3.6778
1.0	$\|\Psi_0\|$	4.9937	4.9927	4.9923	4.9919	4.9921	4.9919
	Nu	2.7695	2.7546	2.7492	2.7454	2.7467	2.7445
	μ_a	1.1368	1.1368	1.1368	1.1368	1.1368	1.1368
1.4	$\|\Psi_0\|$	2.7411	2.7439	2.7459	2.7473	2.7483	2.7491
	Nu	2.2369	2.2317	2.2294	2.2281	2.2273	2.2267
	μ_a	0.6736	0.6031	0.5574	0.5244	0.4988	0.4782

3.10. Validation des résultats

Pour valider la précision des solutions numériques obtenues, les Tableaux 2 et 3 présentent les résultats numériques calculés, incluant la valeur de la fonction de courant au centre Ψ_0, ainsi

que les nombres de Nusselt moyen NuL. Une comparaison approfondie avec les résultats de la littérature révèle un très bon niveau de concordance, en particulier pour le Tableau 3.

Tableau 3. Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats numériques précédents pour $\phi = 0$, $\Phi = 0°$ et n = 1.

R_T	10	100	1000	
	Nu_L		Nu_L	Ψ_0
Walker and Homsy [32]	---	3.097	12.96	---
Bejan [33]	---	4.20	15.8	---
Beckermann et al. [34]	---	3.113	---	---
Gross et al. [35]	---	3.141	13.448	---
Moya et al. [36]	1.065	2.801	---	---
Manole and Lage [37]	---	3.118	13.637	---
Baytas and Pop [38]	1.079	3.16	14.06	---
Nawaf and Pop [39]	---	---	13.442	20.489
Alilat et al. [40]	1.079	3.113	13.770	20.457
Present results	1.079	3.120	13.586	20.374

Tableau 3. Comparaison de Ψ_0 et de NuL avec les études numériques précédentes d'Alilat et al. [40] pour $R_T = 200$, $\phi = 0.05$, $\Phi = 0°$.

	Alilat et al. [40]	Present study
Ψ_0	8.323	8.323
Nu_L	5.330	5.338

3.11 Conclusions

Test de convergence numérique réussi : Les valeurs calculées convergent progressivement à mesure que la résolution du maillage augmente, confirmant la précision du modèle numérique utilisé.

Sur la base des résultats, la taille de grille 120 × 120 peut être adoptée comme taille appropriée pour la simulation finale afin d'atteindre un équilibre entre la précision et l'efficacité des performances numériques.

CHAPITRE IV

Résultats Et Discussions

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats numériques pour le cas étudié. Les résultats de la convection naturelle des nanotubes de carbone à paroi simple (SWCNT)-eau et de la chaleur qui lui est appliquée dans un milieu poreux carré incliné ont été présentés et discutés, pour les paramètres directeurs suivants : Indice de loi de puissance, n, nombre de Rayleigh, R_T, et angle d'inclination, Φ, le pourcentage de nano fluide ϕ

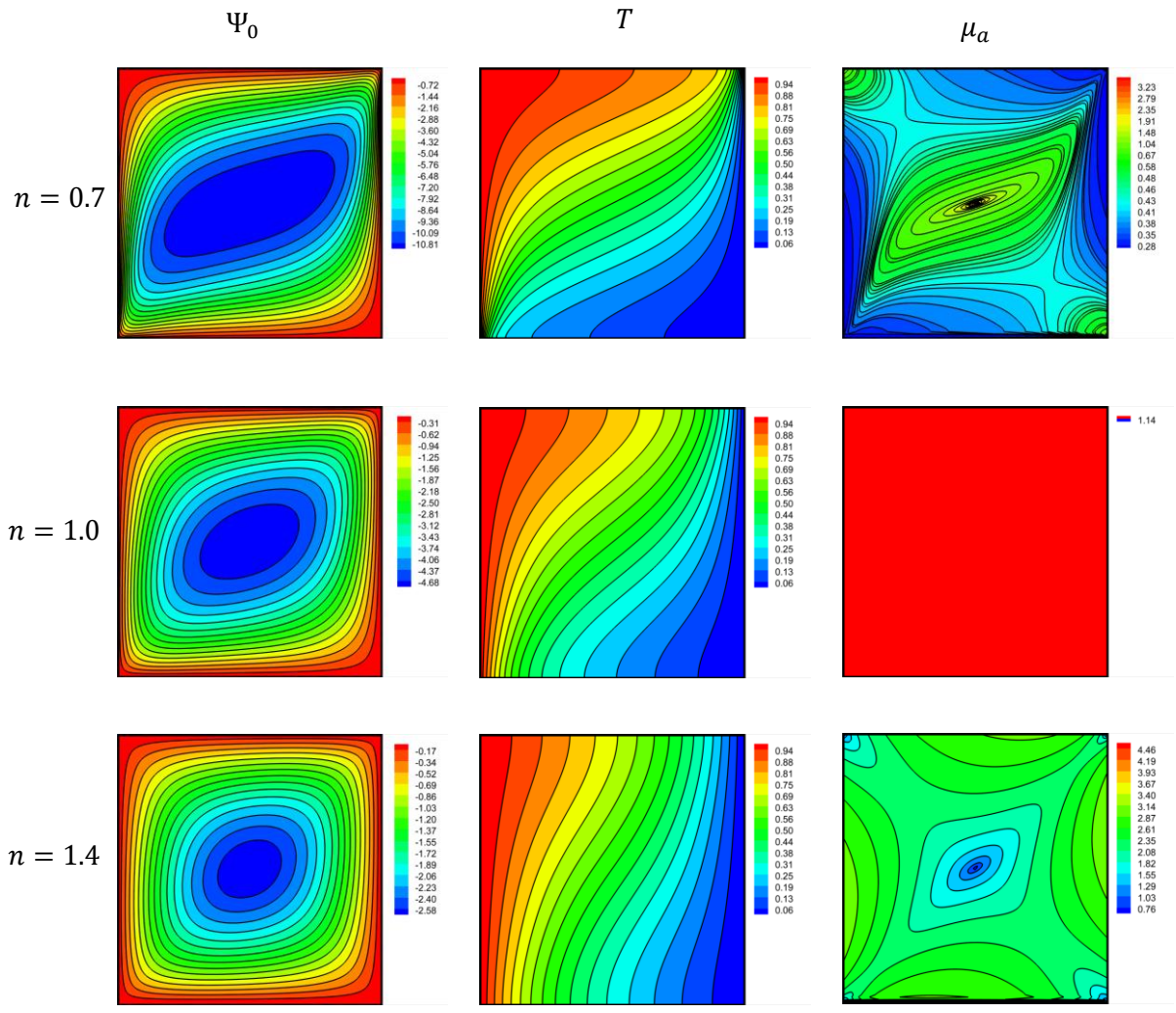


Figure 4.1 : Contours des lignes de courant Ψ; Température T ; et viscosité apparente u_{nf}; pour R_T= 100, ϕ = 0,05, Φ = 0° et diverses valeurs de l'indice de loi de puissance n.

La figure 4.1 montre les courbes de courant Ψ, de température T et de viscosité apparente du nano fluide u_{nf} obtenues numériquement, pour un indice de loi de puissance n = 0,7 et 1,4

et pour un fluide newtonien (n = 1), à R_T = 100, ϕ = 0,05 et Φ = 0°. Les lignes de courant sont distribuées régulièrement selon des incréments spécifiques, commençant à zéro sur les bords et atteignant une valeur maximale au centre de la cavité. Les isothermes montrent une distribution uniforme entre les positions représentant la température maximale au niveau de la paroi verticale gauche et la température minimale au niveau de la paroi verticale droite. Quant à la viscosité apparente, elle varie clairement des valeurs minimales sur les bords de la cavité aux valeurs maximales au centre lorsque n = 0,7, et l'inverse se produit à n = 1,4 dans le cas d'un fluide newtonien (n = 1), La viscosité apparente reste constante à u_{nf} = 1.

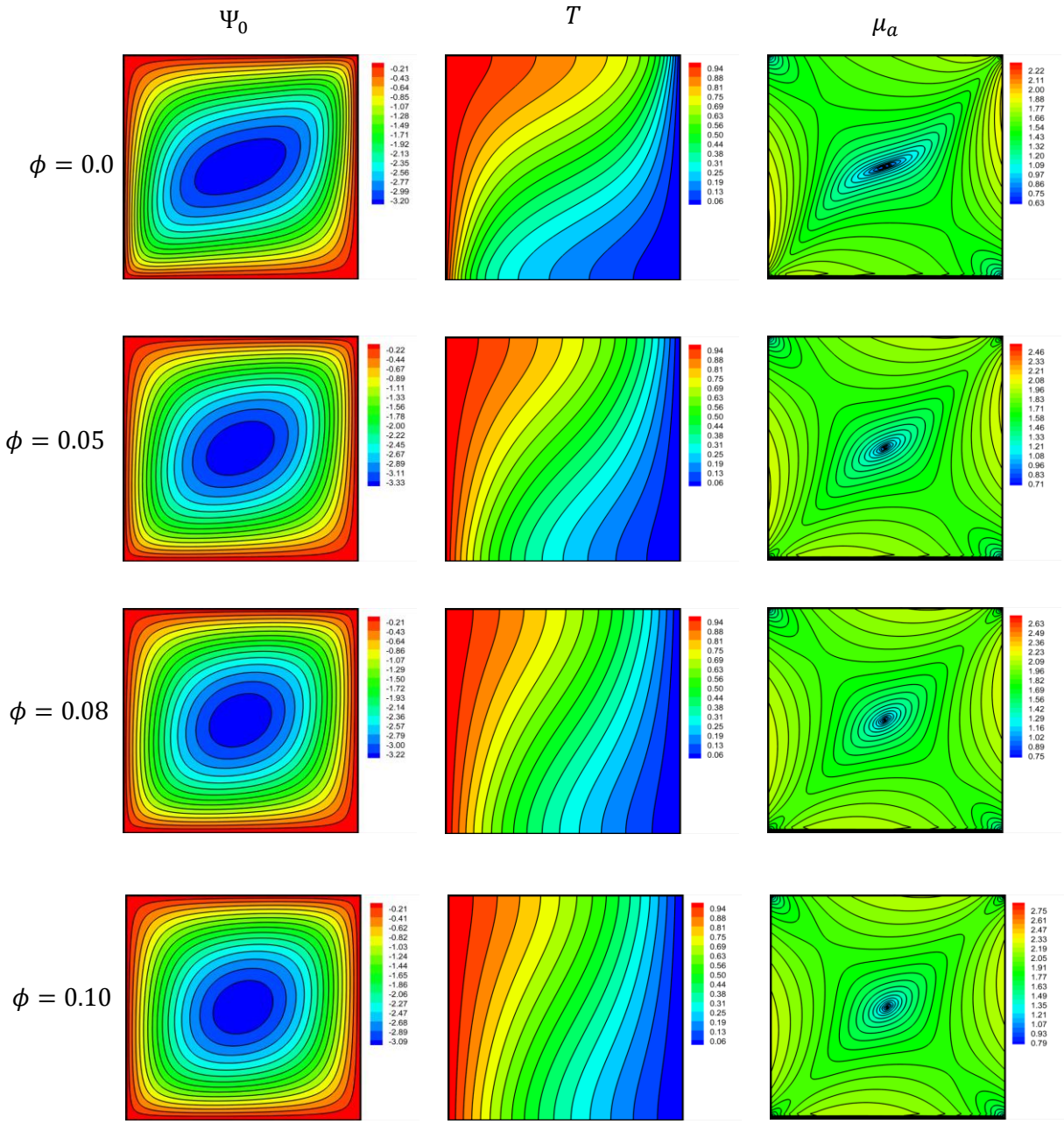


Figure 4.2 : Contours de lignes de courant Ψ; Température T ; et viscosité apparente u_{nf}; pour R_T= 100, n = 1,2, Φ = 0° et différentes valeurs de nanotubes de carbone ϕ.

La figure 4.2 montre les lignes de courant, les lignes isothermes et les diagrammes de la viscosité apparente pour différentes fractions volumiques de nanotubes de carbone (ϕ = 0.0, 0.05, 0.08, 0.10). Elle montre que, en l'absence de nanotubes de carbone (ϕ = 0.0), une seule cellule de circulation se forme à l'intérieur de la cavité. Cependant, on observe qu'en ajoutant 5 % de nanotubes de carbone au fluide de base (eau), l'intensité de l'écoulement augmente à l'intérieur de la cavité, comme l'indiquent les valeurs maximales de $|\Psi_0|$.

Toutefois, l'ajout de nanotubes de carbone supplémentaires (ϕ = 0.08 et 0.10) entraîne une diminution de l'intensité de l'écoulement à un niveau inférieur à celui enregistré pour une fraction de 5 %. Cela s'explique par l'augmentation observée de la viscosité apparente du nano fluide eau-SWCNT, comme illustré dans la figure 4.2, De plus, l'augmentation de la fraction volumique de SWCNT dans le fluide de base améliore le transfert de chaleur dans la cavité, même avec une diminution de l'intensité de l'écoulement mentionnée précédemment. Cela est attribué à l'amélioration de la conductivité thermique due à l'ajout de nanotubes de carbone, l'effet de l'amélioration de la conductivité thermique du nano fluide surpassant celui de l'augmentation de la viscosité apparente.

La figure 4.3 montre l'effet de l'indice de loi de puissance (n) sur la viscosité apparente (u_{nf}) à R_T = 100. La première courbe (en haut à gauche) montre comment u_{nf} varie avec (Y) pour différentes valeurs de n (de 0,7 à 1,4) à fraction volumique de nanoparticules constante (ϕ = 0,05), où u_{nf} augmente fortement au centre (Y = 0) pour les fluides avec n < 1, tandis qu'il diminue ou reste presque constant pour les fluides avec n >1.

La deuxième courbe (en haut à droite) montre l'effet de la fraction volumique ϕ (de 0 à 0,10) pour n = 1,2, où u_{nf} augmente avec ϕ et atteint une valeur maximale claire à (Y = 0, 5 et -0,5) et diminue au centre, indiquant que l'ajout de nanoparticules augmente la résistance au cisaillement.

La troisième courbe (en bas) montre également l'effet de la fraction volumique pour n = 0,8, où les courbes sont relativement proches par rapport au cas précédent, indiquant que l'effet de ϕ est moins prononcé dans les fluides fluidifiés par cisaillement, et ϕ augmente pour atteindre une valeur maximale claire à (Y = 0) au centre.

En général, il est clair que Y représente la position transversale à travers la section, et sa valeur influence directement la distribution de la viscosité apparente qui varie selon la nature du fluide (selon n) et le degré de concentration en nanoparticules (ϕ).

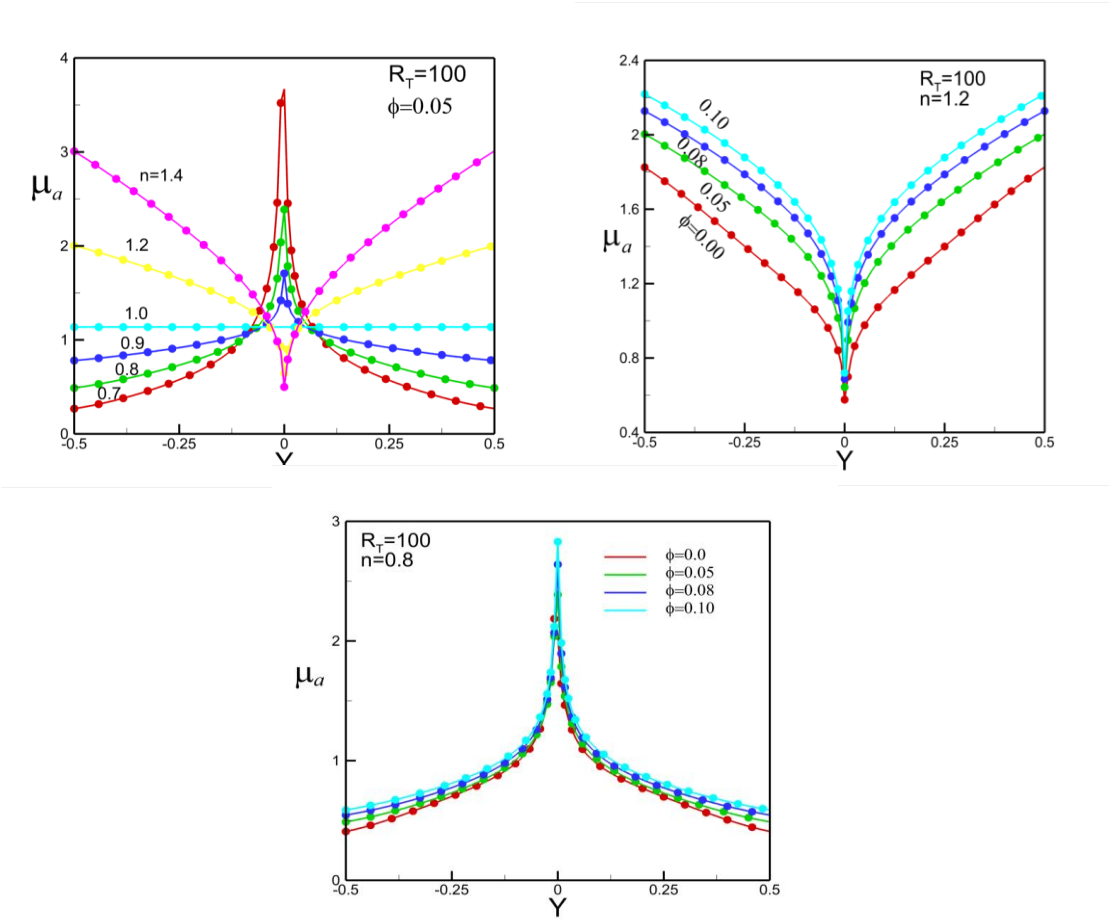


Figure 4.3 : Effet de l'indice de puissance, n, sur la viscosité apparente, u_a,

La figure 4.4 illustre l'effet du nombre de Rayleigh (R_T) et de l'indice de puissance (n) sur la viscosité apparente (u_a), l'intensité de l'écoulement ($|\Psi_0|$) et le nombre de Nusselt (Nu). Les graphiques illustrent la relation entre R_T et différentes valeurs de n avec des nanotubes de carbone ($\phi =$ 0,05).

Le graphique en haut à droite montre que la viscosité apparente (u_{nf}) diminue fortement avec l'augmentation de R_T , en particulier pour les faibles valeurs de n, puis se stabilise progressivement pour les valeurs plus élevées.

En revanche, le graphique en haut à gauche montre que l'intensité de l'écoulement ($|\Psi_0|$) augmente presque linéairement avec R_T, et nous observons que l'intensité de l'écoulement diminue lorsque n augmente.

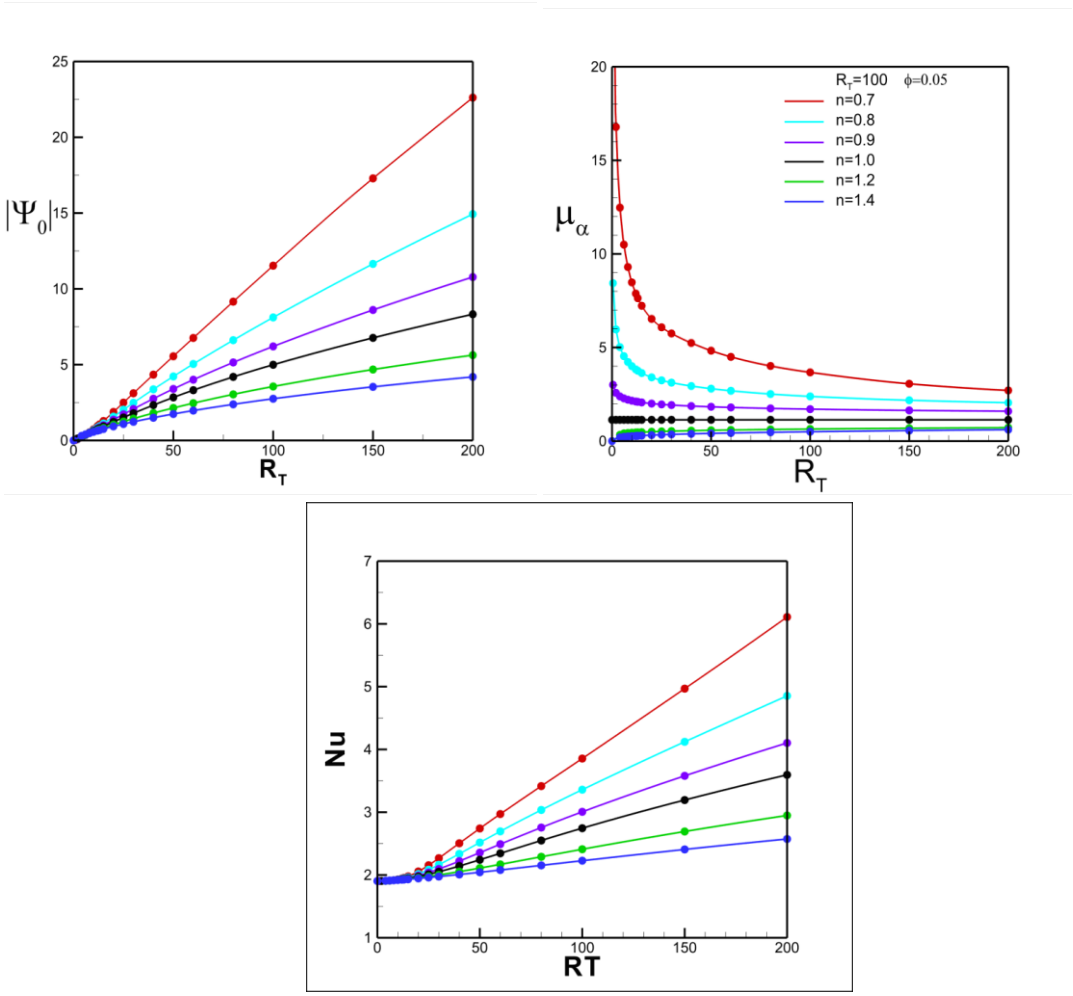


Figure 4.4 : Effets du nombre de Rayleigh R_T et de l'indice de puissance n sur l'intensité d'écoulement Ψ_0 et le Nu le nombre de Nusselt et la viscosité apparente, u_a,

Le graphique ci-dessous montre que le nombre de Nusselt (Nu), une mesure du transfert de chaleur, augmente également avec R_T , avec des taux plus élevés pour les faibles valeurs de l'indice de puissance (n). Ces résultats indiquent que l'amélioration de la convection naturelle est directement liée à l'augmentation et à la diminution de (R_T) et (n), ce qui améliore le transfert de chaleur et réduit la résistance visqueuse dans le système.

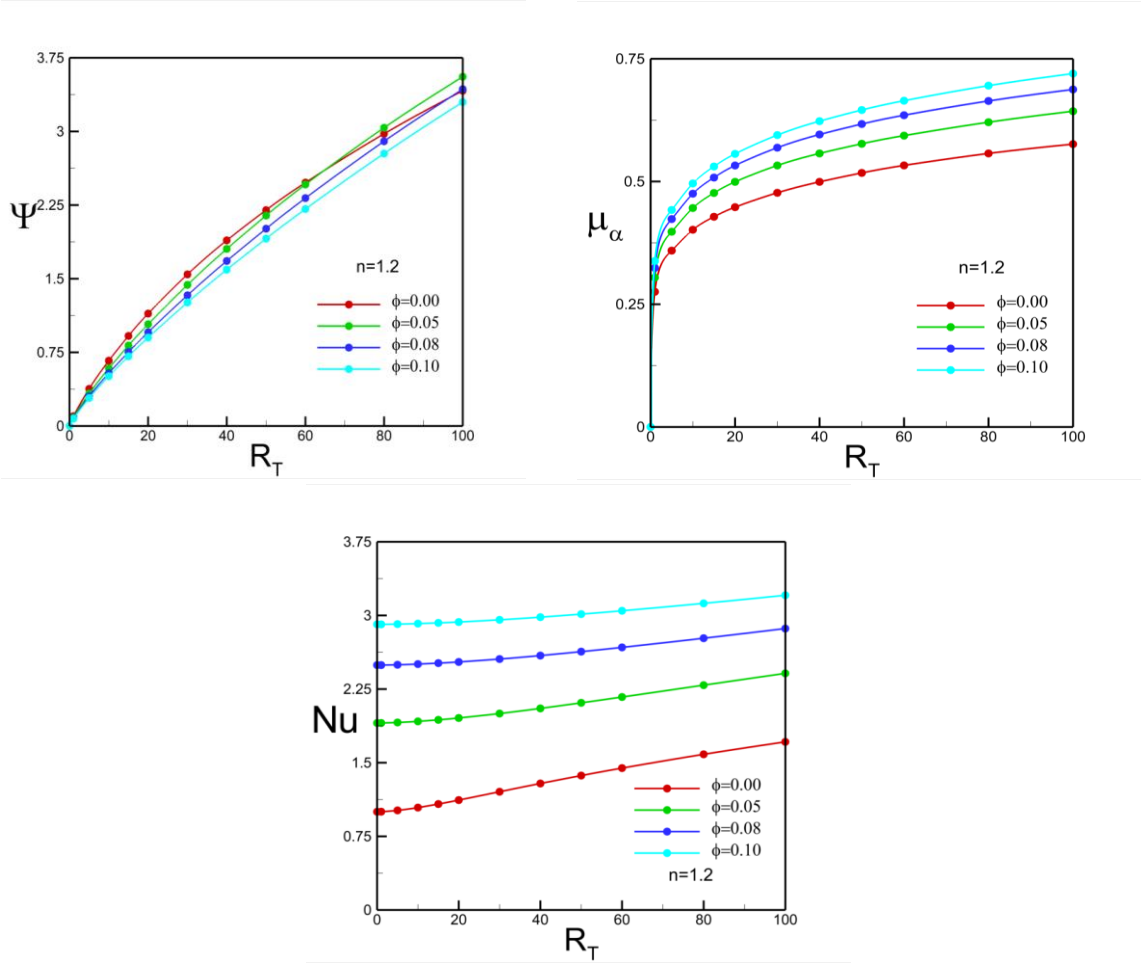


Figure 4.5 : Effets du nombre de Rayleigh R_T et des nanotubes de carbone ϕ sur l'intensité de l'écoulement Ψ_0 et le Nu de Nusselt et la viscosité apparente, u_{nf}.

La figure 4.5 représente une étude numérique de l'effet du nombre de Rayleigh (R_T) et de la fraction volumique de nanotubes de carbone (ϕ) sur la viscosité apparente, l'intensité de l'écoulement et le transfert de chaleur dans un Nanofluid non newtonien avec indice de puissance (n = 1,2).

Le graphique de droite montre la variation de la viscosité apparente (u_{nf}) avec le nombre de Rayleigh. Nous remarquons que la viscosité augmente rapidement au début avec l'augmentation de R_T, mais commence progressivement à se stabiliser à des valeurs élevées ; Elle augmente également de manière significative avec l'augmentation de (ϕ), ce qui reflète le fait que la présence de nanoparticules augmente la résistance à l'écoulement.

Le graphique de gauche montre la variation de l'intensité de l'écoulement (Ψ_0) avec le nombre de Rayleigh, et nous voyons que la relation est approximativement linéaire, l'intensité de l'écoulement augmentant avec R_T, quelle que soit la valeur de ϕ ; Cependant, des valeurs

élevées de ϕ réduisent l'intensité globale du flux, avec des valeurs à ϕ = 0,10 plus petit que celui à ϕ = 0,00.

Enfin, le graphique inférieur montre la variation du nombre de Nusselt (Nu) avec le nombre de Rayleigh, où Nu augmente clairement avec l'augmentation de R_T et ϕ, indiquant une amélioration de l'efficacité du transfert de chaleur du fluide, et l'écart La différence entre les courbes devient plus prononcée aux valeurs élevées de R_T, mettant en évidence l'effet de la combinaison du nombre de Rayleigh et de la concentration en nanoparticules dans l'amélioration des performances thermiques et d'écoulement du système étudié.

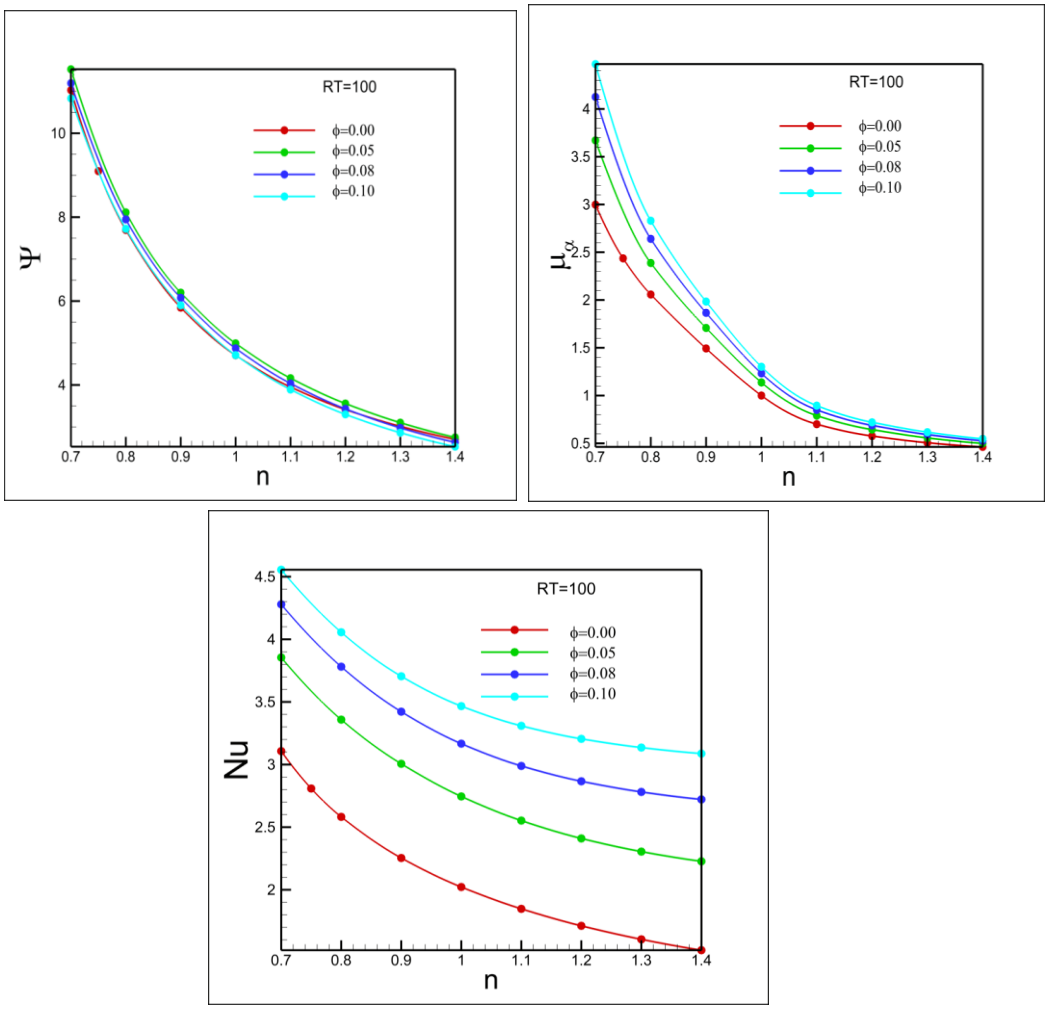


Figure 4.6 : Effets de l'indice de loi de puissance, n, et des nanotubes de carbone ϕ sur l'intensité de l'écoulement Ψ_0 et le nombre de Nusselt Nu et la viscosité apparente, u_{nf},

Dans la figure 4.6, nous observons l'effet de l'indice de loi de puissance n et de la fraction volumique des nanotubes de carbone ϕ = 0,00, 0,05, 0,08, 0,10 sur l'intensité de l'écoulement Ψ_0, le nombre de Nusselt Nu et la viscosité apparente $\mu_{nf.}$

Le graphique de viscosité apparente (en haut à gauche) montre que μ_a diminue clairement avec l'augmentation de n, un comportement caractéristique des fluides dilatants, où la résistance à l'écoulement diminue avec la diminution du taux de cisaillement. Il est également noté qu'à une certaine valeur fixée de n, une augmentation de ϕ dans l'intervalle donné conduit à une augmentation de $\mu_{a,}$ en raison de l'ajout de particules solides qui augmentent la résistance interne du fluide.

Quant au nombre de Nusselt (en bas), il diminue également avec l'augmentation de n, reflétant une diminution de l'efficacité du transfert de chaleur, tandis que sa valeur augmente avec ϕ, indiquant une amélioration du transfert de chaleur due à la présence de nanotubes.

Enfin, le tracé de l'intensité de l'écoulement (en haut à gauche) montre une diminution de Ψ_0 avec l'augmentation de n, reflétant le comportement du fluide dilatant, tandis que l'effet de ϕ reste relativement limité, mais tend à augmenter légèrement l'intensité de l'écoulement, surtout pour les faibles valeurs de n. Ce comportement est dû à l'effet combiné des propriétés rhéologiques du fluide non newtonien et de la concentration en nanoparticules sur la dynamique de l'écoulement.

La figure 4.7 montre l'effet de l'angle d'inclinaison (Φ) et de l'indice de puissance (n) sur les propriétés du nano fluide, à savoir l'intensité de l'écoulement (Ψ_0), le nombre de Nusselt (Nu) et la viscosité apparente (μ_{nf}).

Le graphique de la fonction d'écoulement (Ψ_0) (en haut à droite) montre que la valeur maximale est atteinte à un angle d'environ Φ = -30°. Pour n = 0,8, ces valeurs diminuent progressivement avec l'angle jusqu'à atteindre un minimum à Φ = 90°. Elles diminuent également lorsque n augmente de 0,8 à 1,4.

La courbe de viscosité apparente (μ_a) (en haut à gauche) montre que les valeurs de viscosité augmentent progressivement de Φ = -90° pour atteindre leur valeur maximale à Φ = 90°, la valeur maximale étant enregistrée pour n = 0,8. Elle diminue avec l'augmentation de n, atteignant une valeur minimale à n = 1,4.

Concernant le nombre de Nusselt (*Nu*) (ci-dessous), sa valeur maximale apparaît également autour de Φ = -60° pour *n* = 0,8, puis diminue avec l'angle jusqu'à atteindre sa valeur minimale à Φ = 90°. Le nombre de Nusselt diminue également avec l'augmentation de *n*.

Ce comportement est dû à l'influence de l'angle d'inclinaison sur la direction de la contrainte et du taux de cisaillement, ainsi qu'à la nature non newtonienne du fluide, où la résistance à l'écoulement augmente avec l'indice *n*.

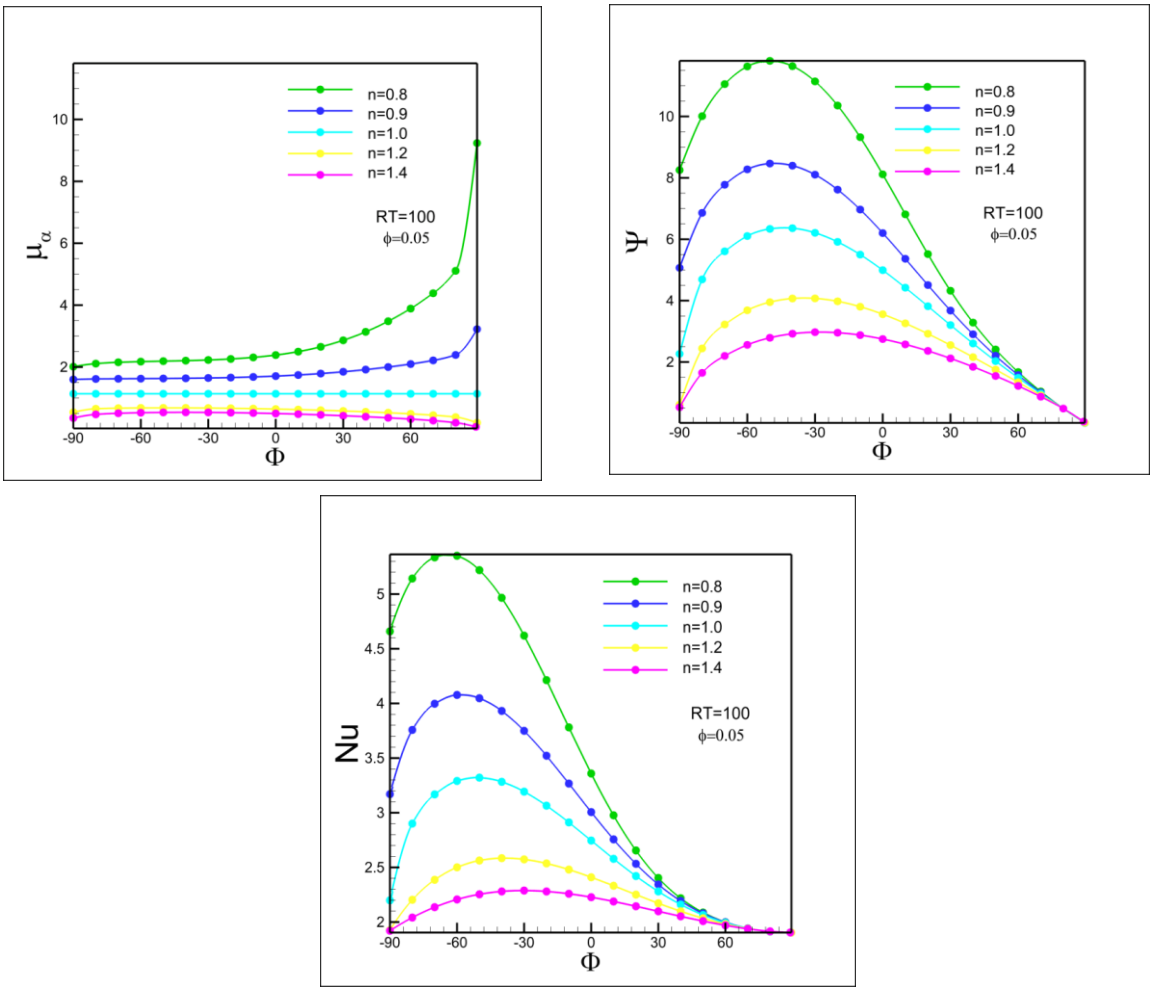


Figure 4.7 : effets de l'indice de loi de puissance ,*n,* et de l'angle d'inclinaison Φ sur l'intensité de l'écoulement *Ψ* et le nombre de Nusselt *Nu* et la viscosité apparente, μ_a,

Conclusion

Dans ce travail, une étude numérique détaillée a été menée pour analyser le comportement du transfert de chaleur naturel d'un nano fluide non newtonien s'écoulant à l'intérieur d'un milieu poreux incliné, Le modèle de la loi de puissance a été utilisé pour décrire les propriétés rhéologiques du fluide, tandis que le modèle de Darcy a été appliqué pour représenter l'écoulement dans le milieu poreux. L'étude s'est concentrée sur les paramètres principaux tels que le nombre de Rayleigh thermique (R_T), l'indice de loi de puissance (n), l'angle d'inclinaison de la cavité (Φ), et le nombre de Nusselt (Nu), considéré comme indicateur clé de la performance thermique du système.

Les résultats ont révélé une interaction claire et significative entre les propriétés rhéologiques du fluide non newtonien et les conditions thermiques et géométriques du système étudié. Les principales conclusions sont les suivantes :

- Le nombre de Nusselt (Nu) augmente considérablement avec la diminution de l'indice de loi de puissance (n), ce qui indique que les fluides pseudo-plastiques favorisent davantage la convection thermique naturelle comparés aux fluides newtoniens ou dilatants. Cela s'explique par la réduction de la viscosité apparente avec l'augmentation du taux de cisaillement, facilitant ainsi le mouvement du fluide et le transfert de chaleur.
- L'angle d'inclinaison de la cavité (Φ) joue un rôle important dans le renforcement de la convection naturelle. Une augmentation de l'inclinaison améliore l'écoulement des courants thermiques et la répartition des températures dans la cavité. Il a été observé que la valeur maximale du nombre de Nusselt est atteinte à un angle d'environ - 45°, indiquant une configuration géométrique optimale pour améliorer les échanges thermiques.
- Le nombre de Rayleigh (R_T) est un paramètre essentiel pour contrôler l'intensité de la convection naturelle. Une augmentation de (R_T) entraîne une élévation significative de l'énergie thermique disponible pour stimuler l'écoulement, ce qui se traduit par des valeurs plus élevées du nombre de Nusselt, en particulier pour les fluides ayant un comportement non newtonien marqué (valeurs faibles de (n)).

REFERENCES

[1]Ostrach, S., "Natural convection in enclosures", J. Heat Trans., V.110, (1988), 1175 1190.

[2]Chandrasekhar, S., "Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability", Dover Publications, Inc., New York, (1961), p.

[3]Yves Jannot, transfert thermique, cours 2eme année, Ecol des Mines Nancy, (2011).

[4]D. Menacer (2012). Étude numérique de la convection mixte dans des cavités phénomène de bifurcation. Mémoire de magistère. Université de Constantine. Faculté des sciences exactes. Département de physique.

[5]R. B. Bird et al (2002). Transport Phenomena. 2nd Edition, John Wiley and Sons

[6]Fatah Mejni : structure synchronisée dans les écoulements inhomogènes de convection mixte en milieu poreux, 2008, Lille.

[7]Kaviany, M : Principles of heat transfer in porous media. Springer, (1995).

[8] Batchelor, G. K. (1967). Introduction à la dynamique des fluides. Presses universitaires de Cambridge.

[9]Hughes, W.F. et Brighton, J.A., 1967. Théorie et problèmes de la dynamique des fluides. Schaum's Outline Series, McGraw-Hill, N.Y., pp. 230-241.

[10]Skelland, A.H.P., 1967. Écoulement non newtonien et transfert de chaleur, Wiley, New York, N.Y. Sorbie, K.S., Parker, A., et Chfford, P.J., 1987. Étude expérimentale et théorique de l'écoulement des polymères.

[11]Bear, J., 1972. Dynamique des fluides en milieux poreux. American Elsevier, New York, N.Y.

[12]Boualit. A.H., ce docteur en sciences (2011), Université M'hamed Bougara Boumerdes.

[13]Bird, R.B., Stewart, W.E., et Lightfoot, E.N., 1960. Phénomènes de transport. Wiley, New York, N.Y.

[14]Christopher, R.H. et Middleman, S., 1965. Écoulement en loi de puissance à travers un tube garni. I & EC Fundamentals, 4(4): 422-426.

[15]Hirasaki, G.J. et Pope, G.A., 1974. Analyse des facteurs influençant la mobilité et l'adsorption dans l'écoulement d'une solution de polymère à travers des milieux poreux. Soc. Pet. Eng. J., 337-346.

[16]Guazzelli, E. (2001). Complexes de Rhéologie des fluides

[17]Maxwell. J, Traité sur l'électricité et le magnétisme, deuxième éd., Oxford Université Press, Cambridge, Royaume-Uni, 1904.

[18]Haddad, Z., Oztop, H.F., Abu-Nada, E. et Mataoui, A., Une revue sur le transfert de chaleur par convection naturelle des nano fluides, Renewable and Sustainable Energy Reviews., vol. 16, pp. 5363-5378, 2012.

[19] Khan, M. M, K, Chowdhury, A.A. et Hassan, N.M.S., Application des processus thermo fluides dans les systèmes énergétiques, enjeux clés et développements récents pour un avenir durable, Springer, 2018.

[20]Mahian, O., Kolsi, L., M. Amani et al., Progrès récents dans la modélisation et la simulation des écoulements nano fluidiques - Partie I : Fondamentaux et théoriques, Physiques Reports., vol. 790, pp. 1-48, 2018.

[21] Choi, S.U.S., Amélioration de la conductivité thermique des fluides avec des nanoparticules, dans les actes du congrès et de l'exposition internationale de génie mécanique de l'ASME de 1995, San Francisco, États-Unis, ASME, FED, 231/MD, vol. 66, 99, 1995.

[22] Choi, S.U.S., George, Zhang, Yu, W., Lockwood, F.E. et Grulke, E.A., Amélioration anormale de la conductivité thermique dans les suspensions de nanotubes, Appl Phys Lett., vol. 79, pp. 22522254, 2001.

[23]Ghadimi. A, Saidur.R, Metselaar.H.S.C, Une revue des propriétés de stabilité des nano fluides et de leur caractérisation dans des conditions stationnaires, Int. J. Heat Mass Transf. 54 (2011) 4051–4068. doit : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.04.014.

[24]Ali. N, Teixeira. J.A, Addali. A, Revue des nano fluides : fabrication, stabilité et propriétés thermo physiques, Journal of Nanomatériaux, volume 2018, article n° 6978130, pp. 1-33, 2018

[25]Rashad. A.M, Rashidi .M.M, Lorenzini. G, Ahmed. S.E, Aly A.M., Effets du champ magnétique et de la génération de chaleur interne sur la convection libre dans une cavité rectangulaire remplie d'un milieu poreux saturé de nano fluide Cu-eau, Revue internationale de transfert de chaleur et de masse 104, 878-889. 2017

[26] Tiwari, R.K and Kumar, D.M. Heat transfer augmentation in a two-sided lid-driven differentially heated square cavity utilizing nanofluids. International Journal of heat and Mass transfer, (2007), vol. 50, no 9-10, pp. 2002-2018.

[27] Xue, Q.Z. Model for thermal conductivity of carbon nanotube-based composites. Physica B: Condensed Matter, (2005), vol. 368, no 1-4, pp. 302-307.

[28] Kefayati, G. R. 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. (2016), 92, 1066-1089.

[29] Jain, S, and Bhargava, R. Numerical simulation of free convection of MHD non-Newtonian nanofluid within a square wavy enclosure using Meshfree method. International Journal for Computational Methods in Engineering Science and Mechanics, (2020), vol. 22, no 1, pp. 32-44.

[30] Pascal, H. Rheological behaviour effect of non-Newtonian fluids on steady and unsteady flow through a porous medium. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, (1983), vol. 7, no 3, pp. 289-303.

[31] Pascal, H. Rheological effects of non-Newtonian behavior of displacing fluids on stability of a moving interface in radial oil displacement mechanism in porous media. International journal of engineering science, (1986), vol. 24, no 9, pp. 1465-1476.

[32] Walker, K.L, and Homsy, G.M. Convection in a porous cavity. Journal of Fluid Mechanics, (1978), vol. 87, no 3, pp. 449-474.

[33] Bejan, A. On the boundary layer regime in a vertical enclosure filled with a porous medium. Letters in Heat and Mass Transfer, (1979), vol. 6, no 2, pp. 93-102.

[34] Beckermann, C., Viskanta, R., and Ramadhyani, S.A numerical study of non-Darcian natural convection in a vertical enclosure filled with a porous medium. Numerical heat transfer, (1986), vol. 10, no 6, pp. 557-570.

[35] Gross, R.J., Baer, M.R, and Hickox Jr, C.E. The application of flux-corrected transport (FCT) to high Rayleigh number natural convection in a porous medium. International Heat Transfer Conference Digital Library. Begel House Inc., (1986).

[36] Moya, S.L., Ramos, E, and Sen, Mihir. Numerical study of natural convection in a tilted rectangular porous material. International journal of heat and mass transfer, (1987), vol. 30, no 4, pp. 741-756.

[37] Manole, D.M. Numerical benchmark results for natural convection in a porous medium cavity. In: Heat and Mass Transfer in Porous Media, ASME Conference, (1992). pp. 55-60.

[38] Baytas, A.C, and Pop, I. Free convection in oblique enclosures filled with a porous medium. International Journal of Heat and Mass Transfer, (1999), vol. 42, no 6, pp. 1047-1057.

[39] Saied, N.H. and Pop, I. Non-Darcy natural convection in a square cavity filled with a porous media. Fluid Dyn. Res, (2005), vol. 36, no 1, pp. 35-43.

[40] Alilat, D., Alliche, M., Rebhi, Redha, et al. Inertial effects on the hydromagnetic natural convection of SWCNT-water nanofluid-saturated inclined rectangular porous medium. International Journal of Fluid Mechanics Research, 2020, vol. 47, no 5.

[41] Frankel, S. P. (1950). Taux de convergence des traitements itératifs des équations aux dérivées partielles. Mathématiques du calcul, 4(30), 65-75