الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

Université Dr. Yahia Farés de MEDEA
FACULTE DES TECHNOLOGIE
Département de Génie des procédés
Master 2 GP ENVIRENMENT

PROJET DE FIN DE ETUDE

THEME

Etude de la convection thermosolutale dans une cavité poreuse saturée par un fluide non newtonien

Présenté par

Zedmia khouloud
Rabah fissa asma

Proposé et dirigé par

dr : HADIDI Noureddin
dr : REBHI Rédha

Juin 2020

Remerciment

Tiens à remercier le dieu, le tout puissant de ma donnée la patience, la santé et le courage pour finir ce travail.

Nous remercions profondément les encadreurs :

dr. HADIDI Norddine et dr.REBHI redha

Et toute l'équipe pédalogique de l'université docteur yahya fares médeé

qui nous ont encouragés à faire le maximum d'efforts dans ce travail, et à toutes les personnes qui nous ont aidés de prés de loin.

Didicace

Je dédie ce modeste travail aux etres qui me sont les plus chers , je cite
Mes parents les plus cher au monde papa mohammed et maman zahira , que dieu les gardes et les protege .

Mon frere yacine

Mon grand-père et ma grand -mere kadour et fatiha

Mes oncles et tantes ansi que leur épouses , époux et enfants

Mes chers cousins et cousines , specialemnt ; chaima , zahra , yousra ,asma , yousra et rafik

Toutes mes amies spacialment : lamia ryma madina meriem yousra amina et asma

Tout la promotion 2020 de master 2 genie des procedes et envirennment

Khouloud

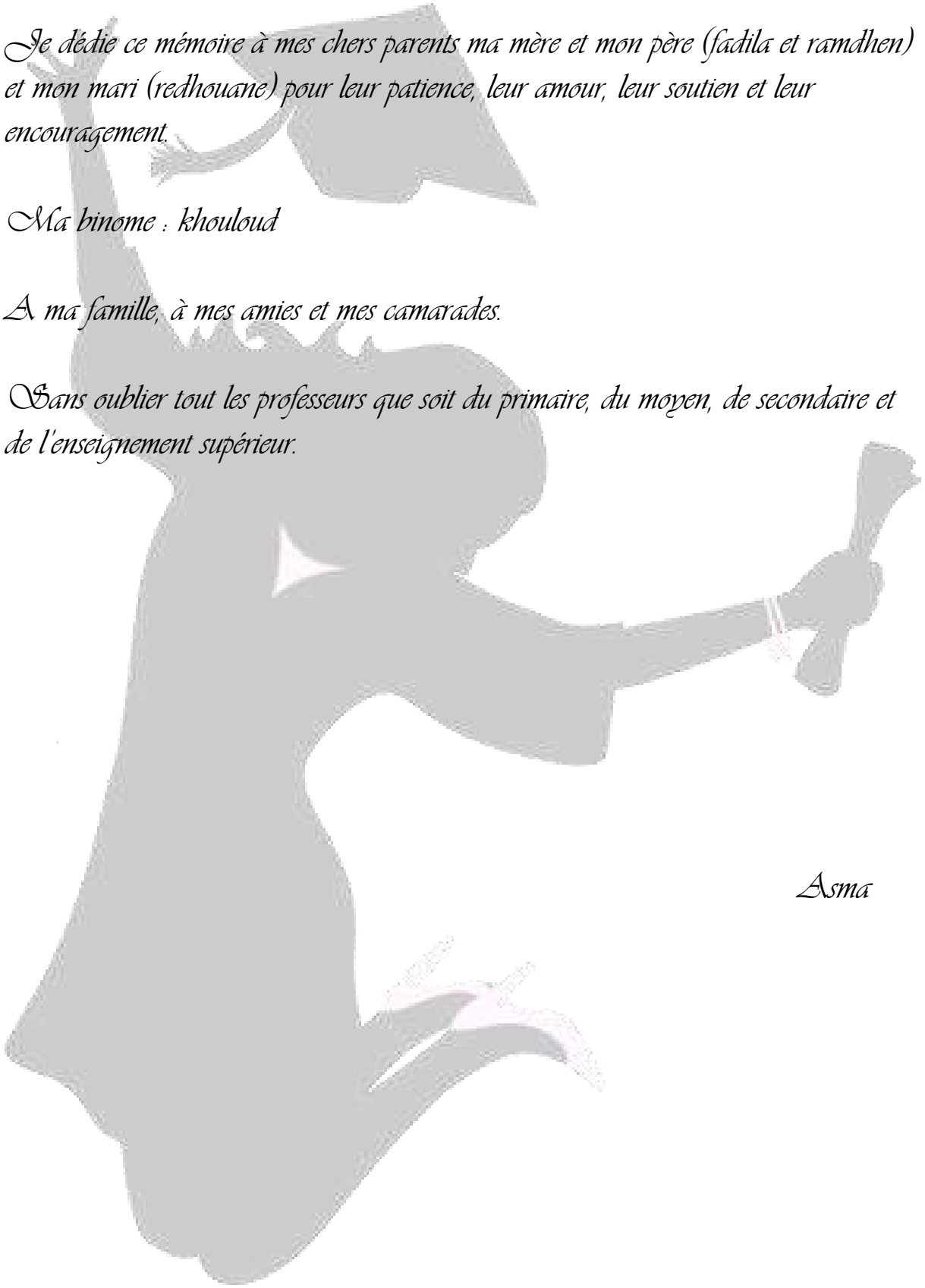
Dédicace

Je dédie ce mémoire à mes chers parents ma mère et mon père (fadila et ramdhen) et mon mari (redhouane) pour leur patience, leur amour, leur soutien et leur encouragement.

Ma binome : khouloud

A ma famille, à mes amies et mes camarades.

Sans oublier tout les professeurs que soit du primaire, du moyen, de secondaire et de l'enseignement supérieur.



Asma

ملخص

الأطروحة الحالية هي دراسة الحمل الحراري المنتشر المزدوج المتولد في تجويف مسامي ، وتعتبر الطبقة المسامية متجانسة ومشبعة بسائل غير نيوتوني. الجدران الرأسية ثابتة وغير منفذة بينما تتعرض الجدران الأفقية لحرارة وتدفقات كتليةموحدة. المعادلات الأساسية التي تصف الحمل الحراري الانتشاري المزدوج داخل العلبة يتم حلها رقميًا بطريقة الفروق المحدودة. يتم تحليل النتائج العددية من حيث السطور الحالية ، متساوي الحرارة ، وتركيزات متساوية،اللزوجة ومتوسط أرقام نسلت وشيروود.

يتم تطبيق حل تحليلي في هذه الدراسة ، وقد أنشأنا ارتباطات تتوافق بشكل جيد مع النتائج العددية لمجموعة واسعة من المعلمات.

الكلمات المفتاحية: الحمل الحراري الحراري ، السوائل غير النيوتونية ، التجويف المسامي ، الحل التحليلي،بطريقة الفروق المحدودة

Résumé

Le présent mémoire est une étude de la convection double diffusive générée dans une cavité poreuse, la couche poreuse est considérée homogène, isotrope et saturée par un fluide Non-Newtonien. Les parois verticales de la cavité sont adiabatiques et imperméables,tandis que les parois horizontales sont soumises à des flux de chaleur et de masse uniformes. Les équations de base décrivant la convection double diffusive au sein de l'enceinte sont résolues numériquement par la méthode des différences finis. Les résultats numériques sont analysés en termes de lignes de courant, des isothermes, des isoconcentrations, de la viscosité apparente et des nombres de Nusselt et Sherwood moyens. Une solution analytique est appliquée dans cette étude, nous avons établi des corrélations qui sont en bon accord avec les résultats numériques pour une large gamme des paramètres de contrôle.

Mots clés : Convection thermosolutale, fluide non-Newtonien, Cavité poreuse, solution analytique,méthode des déférences finie.

Abstract

The present thesis is a study of the double diffusive convection generated in a porous cavity, the porous layer is considered homogeneous, isotropic and saturated by a Non-Newtonian fluid. The vertical walls are adiabatic and impermeable while the horizontal walls are subjected to uniform heat and mass flows. The basic equations describing the double diffusive convection within the enclosure are solvednumerically by the finite difference method. The numerical results are analyzed in terms of streamlines, isotherms, isoconcentration lines, apparent viscosity and the average Nusselt and Sherwood numbers. An analytical solution is applied in this study, we have established correlations which are in good agreement with the numerical results for a wide range of parameters.

Keywords:Thermosolutal convection, non Newtonian fluid, porous cavity, analytical solution, finite difference method

NOMENCLATURE

A : Rapport d'allongement de la cavité = H/L

C : Concentration dimensionnelle du soluté

Cp : Chaleur spécifique [J Kg-1 K-1]

D : Diffusivité massique [m2 S-1]

Da : Nombre de Darcy= K /H2

G : Accélération de la pesanteur [m S-2]

H : Hauteur de la cavité [m]

h : Coefficient d'échange convectif

K : perméabilité du milieu poreux [m2]

L : Largeur de la cavité [m]

Le : Nombre de Lewis= /D

N : Rapport des forces de volume= c C/ T T

Nu : Nombre de Nusselt

P : Pression

P' : Correction de pression

Pr : Nombre de Prandtl =ν/α

S ′ : concentration [g.mol.l-1]

S : Terme source

Sh : Nombre de Sherwood

Sc : Nombre de Schmidt

t : Temps [s]

T : Température dimensionnelle [K]

U : Composante adimensionnelle horizontale du vecteur de la vitesse

U' : Correction de la vitesse U

V : composante adimensionnelle verticale du vecteur de la vitesse

V' : Correction de la vitesse V

ṽ : Vecteur vitesse

X : Coordonnée horizontale adimensionnelle

Y : coordonnée verticale adimensionnelle A rapport d'aspect géométrique , *L′ /H ′*

S ′ : concentration [g.mol.l-1]

H ′ : hauteur de l'enceinte [m]

k : conductivité thermique [w.m-1.K-1]

L′ : longueur de l'enceinte [m]

T ′ : température [K]

t ′ : temps dimensionnel [s]

t : temps adimensionnel

T c : gradient de température dans la direction x

S c : gradient de concentration dans la direction x

q′ : flux de chaleur constant par unité de surface

j ′ : flux de masse constant par unité de surface

S : concentration adimensionnelle,

S0 : concentration de référence à *x'=y'=0*

Vpor : volume total des pores [m3]

Vtot : volume total de l'enceinte [m3]

Symboles Grecs :

α : Diffusivité thermique [m2.s-1]

βs : coefficient d'expansion solutal [g.mol.l-1]

βT :coefficient d'expansion thermique [K-1]

T : Coefficient d'expansion thermique [K-1]

S : coefficient d'expansion solutale [K-1]

ρ : Masse volumique [Kg m-3]

ρ ∘ = ρ(T∘, S∘): La masse volume de reference

ρ(T∘, S∘):La température et la concentration de reference

μ : Viscosité dynamique [Kg m-1S-1]

Γ : coefficient de diffusion.

ŭ: Viscosité équivalente dans le modèle de Brinkman [Kg m-1s-1]

V : viscosité cinématique [m-2s-1]

ε : Porosité

ΔT : Différence de température entre les parois verticales=T1-T2

Δc : Différence de concentration entre les parois verticales=C1-C2

θ : Température adimensionnelle = T-(T1-T2)/2/ T

ø : Concentration adimensionnelle=C-(C1-C2)/2/ C

Γ : Coefficient de diffusion

Δτ : Pas de temps

τ : Temps adimensionnelle= tH²α

φ : variable dépendante

Ψ : fonction de courant adimensionnelle,

Ψ0 :valeur adimensionnelle de la fonction de courant au centre de la cavité

ε ′ : porosité du milieu poreux, Vpor / Vtot

ε : porosité adimensionnelle du milieu poreux, ε ′ /σ

σ : rapport des capacités calorifiques (ρ*C)p* / (ρ*C)f*

(ρ*C)f :* capacité calorifique du fluide

(ρ*C)p :* capacité calorifique du milieu poreux

T : temps adimensionnel

Δx : dimension d'un volume de contrôle dans la direction horizontale [m]

Δy : dimension d'un volume de contrôle dans la direction verticale [m]

δX : Distance dans la direction X entre deux noeuds consécutifs

δY : Distance dans la direction Y entre deux noeuds consécutifs

ΔX : Longueur dans la direction X du volume de contrôle

ΔY : Longueur dans la direction Y du volume de contrôle

Nombres adimensionnels :

Da : nombre de Darcy, K/*H ′*2

Le : nombre de Lewis, α D

N : rapport des forces de volumes, / *S T* β Δ*S* β Δ*T*

Nu : nombre de Nusselt local

Pr : nombre de Prandtl, ν/ α

Sc : nombre de Schmidt, ν/ D

Sh : nombre de Sherwood local

Rt : nombre de Rayleigh thermique, *g*βt *KH ′*Δ *T*/αν

Rtc sub : nombre de Rayleigh thermique supercritique

Rtc sub : nombre de Rayleigh thermique souscritique

Exposant :

sub : valeur au seuil de la convection sous critique

sup : valeur au seuil de la convection supercritique

n : relatif au temps t

n+1 : relatif au temps $t + \Delta$

Indice :

C : Chaude

F : Froide

max : maximal

min : minimal

c : solutale

t :thermique

P : point au centre du volume fini

E : point à l'est du point P

W : point à l'ouest du point P

N : point au nord du point P

S : point au sud du point P

0 : état de référence

t : thermique

s : solutale

p : poreux

f : fluide

Sommaire

REMERCIMENT

DIDICAS

RESUME

NOMENCLATURE

SOMMAIRE

LISTE FIGURE

LISTE DES TABLEAUX

INTRODUCTION GENERALE……1

CHAPITRE I : RECHERCHE BIBIOLGRAPHIQUE

I. 1 introduction …… .. …. ;……3

I. 2 revues bibliographiques ……...3

CHAPITRE II : GENERALTE

II .1 transfer massique ……...…….…….…....8

II. 2 quantité et flux de matière …….……...……..... 8

II. 3 modes de transfert de matière …….....……..…….....9

II.3.1 Diffusion……. ...9

II.3.1.1 1ère loi de Fick (diffusion)…….....10

II.3.1.2 2ème loi de Fick (diffusion + convection)……11

II. 3.1.3 Coefficient de diffusion……..12

II .3.2 Convection…….….....12

II. 4 transfert thermique ……...…… ..……...……12

II.4.1 Difinition…….….....12

II.4.2 mode mode de transfert thermique ……..…… ...…..13

II.4.2.1 conduction…….....13

II.4.2.2 Convection…….....14

II.4.2.2.1 La convection naturelle……15

II.4.2.2.2 La convection forcée……15

II.4.2.3 Rayonnement ……..16

II .5 mileu poreux ……..……18

II.5.1 Difinition……18

II.5.2 Type……...18

II.5.2.1 Selon la forme et l'origine des pores…… ..18

II.5.2.2 Selon la taille des pores……...19

II.5.2.3 Selon la nature des pores…….19

II.5.3 Les propriété de milieu poreux……..20

II.5.3.1 Conductivité hydraulique K(Ɵ)……. 20

II.5.3.2 Diffusivité D……20

II.5.3.3 Coefficient d'emmagasinement……...20

II.5.3.4 Formulation vectorielle locale…….21

II.5.4 Loi de Darcy-Forchheimer…….22

II.5.5 Loi de Darcy-Klinkenberg…….22

II.6 fluide newtonien ……..……..23

II.7 fluide non-newtonien ……..…….23

II.7.1 Fluide non newtonien au comportement indépendant du temps……..24

II.7.1.1 Fluide rhéoépaississant ou dilatant……24

II.7.1.2 Fluide à seuil ou viscoplastique…….24

II.7.2 Fluide non newtonien au comportement dépendant du temps……25

CHAPITRE III : MODEL PHYSIQUE ET FORMULATION MATHEMATIQUE

III.1 modéle physique et mathématique ……..……..……26

III.2 formulation mathématique ……26

III.3 conditions aux limites ……...28

CHAPITRE IV : SOLUTION ANALYTIQUE

IV. 1 solution analytique ……..30

CHAPITRE V : RESULTATS ET DUSCUSSIONS

V.1 Validation de code numérique…….. 34

V.2 Effet de la loi de puissance n sur la structure de l'écoulemen…….. 35

V.3 Effet rapport d'aspect A sur la viscosité apparente..…….……36

V.4 Effet de la loi de puissance n sur les profils de la fonction de courant,
de la température, de la concentration et de la viscosité apparente……..….37

V.5 Effets de la loi de puissance n et le nombre de Rayleigh sur les
courbes de bifurcation……..……. 39

V.6 Effets de la loi de puissance n et le nombre de Lewis sur les courbes
de bifurcation.....41

V.7 Effet du nombre de Lewis, Le, sur les nombres de Rayleigh critiques……...43

V.8 Effets des paramètres rhéologiques sur le nombre de Rayleigh sous-critique….44

V.9 Effet de l'indice de la loi de puissance, n, sur la zone de Bi-stabilité…….46

CONCLUISION GENERALE……50

REFERENCE BIBIOLGRAPHIQUE

Liste des figures :

Figure II .1 : représenter l'exemple de diffusion…….9

Figure II.2 : exemple pour un flux unidirectionnel suivant l'axe y……..10

Figure II.3 : représenter le mode de convection …….12

Figure II.4 : transfert par conduction……...14

Figure II.5 : transfert par convection……...14

Figure II.6 : convection naturelle……15

Figure II.7 : convection forcée……16

Figure II.8 : exemple rayonnement…….17

Figure II.9 : milieu poreux……..18

Figure II.10 : graphe représente un fluide newtonien……..23

Figure III.1 : Représentation schématique du système et du système de coordonnées……...26

Figure V.2 : Contours de ruisseau , ψ , temperature, T , concentration, s , et viscosité apparente , μ_{CY} ……36

Figure V.3 : Effet du rapport d'aspect sur la viscosité apparente prévue , μ_{CY} profil dans la partie centrale de la couche poreuse obtenue……37

Figure V.4: Effet de l'indice de loi de puissance , n , sur (a) la vitesse horizontale , u , (b) temperature, T , (c) concentration, S , et (d) viscosité apparente , μ_{CY} , profils à mi-largeur de la couche poreuse (x=0)……..39

Figure V.5: Effet de l'indice de loi de puissance. , n , et le numéro de Rayleigh , R_T , sur la fonction (a) stream , ψ_0 , nembre de Nulset , Nu , nembre de Sherwood, Sh , et viscosité apparente , μ_{CY} ……41

Figure V .6: L'effet du nombre de Lewis , Le , et indice de loi de puissance, n , sur (a) l'intensité du débit ψ_0 , nombre de Nusselt , Nu , (c) nombre de Sherwood , Sh , et (d) viscosity de apparente , μ_{CY} …….43

Figure V.7: Nombre de Rayleigh sous-critique , R_{TC}^{sub} , et nombre de Rayleigh supercritique , R_{TC}^{sup} , en fonction du nombre de Lewis , Le , et diverses valeurs de l'indice de loi de puissance , n ……44

Figure V.8: (a)-(d) Effet de la variation des paramètres du modèle de Carreau-Yasuda sur nombre de Rayleigh sous-critique , R_{TC}^{sub} …….45

Figure V.9 : Effets de rapport de la flottabilité , φ , et indice de la loi de puissance, n , sur les nombres critiques de Rayleigh R_{TC}^{sup} , R_{TC}^{sous} et R_{TC}^{tur} ……..47

Figure V.10: Diagramme de bifurcation en fonction de R_T et φ ……..48

Figure V.11: Effet de la variation des paramètres Carreau-Yasuda (λ_{CY} , S et a) et le taux de flottabilité , φ , sur la région de bistabilité pour $Le = 5$ …….49

Liste des tableaux

Tableau 1 : étude de sensibilité à la grille et comparaison entre la solution numérique et analytique ……...34

INTRODUCTION GENARALE

La convection désigne l'ensemble des mouvements naturels de la matière qui a tendance à monter grâce à la poussée d'Archimède lorsqu'elle est chaude et à redescendre une fois refroidie. Elle tient une place importante dont on n'a pas toujours conscience. Elle assure les échanges de chaleur dans la plupart du temps dans notre environnement quotidien. De l'air à l'intérieur des maisons comme celui de l'atmosphère, à l'eau dans une casserole, ou encore les rivières et les océans sont autant d'exemples où ce phénomène se manifeste.

Plus encore, la pollution due aux gaz émis par les automobiles et les effluents industriels doit être évacuée assez rapidement par les mouvements atmosphériques, sinon l'air deviendrait irrespirable. Cependant, et heureusement, la température étant plus élevée au sol qu'en altitude, des mouvements de convection assure cette évacuation. Depuis une vingtaine d'années, un autre type de transport convectif en milieux fluides ou poreux attire l'attention des chercheurs, c'est la convection double diffusive ou thermosolutale qui se manifeste en présence de deux composants différents (par exemple la chaleur et la salinité) ayant différents taux de diffusion. Par exemple, si une couche d'eau plus chaude et plus salée recouvre une couche d'eau douce et plus fraîche il en résulte que la densité de la couche supérieure est égale ou moindre que celle de la couche inférieure.

L'eau la plus salée à l'interface perdra de la chaleur vers l'eau la plus fraîche au-dessous, plus rapidement qu'elle diminuera sa concentration en sel en raison des différences dans les diffusivités moléculaires.

Le phénomène de la double diffusion a été découvert la première fois en 1959 par Stommel dans un contexte océanographique, et sa formulation théorique a été réalisée par Stern.

Il peut se produire dans les milieux liquides ou poreux, tels que les magmas, stellaires et planétaires, métaux liquides, océans, lacs et atmosphère, et aussi dans beaucoup d'applications technologiques en ingénierie telles que les étangs solaires, les réservoirs pour le stockage de gaz naturel et de déchet radioactif, la fabrication du cristal, le transport de polluants dans le sol, etc.

La résolution d'un problème type de convection double diffusive en milieux poreux se ramène à prédire les champs de température, de concentration et de vitesse ainsi que l'intensité de l'écoulement en fonction des divers paramètres du problème.

Il est également important de prédire les taux de transferts thermique (nombre de Nusselt) et massique (nombre de Sherwood) correspondants

CHAPITRE I
RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

I. 1 Introduction

L'étude des flux, de la chaleur et du transfert de masse sur la convection naturelle des fluides non newtoniens dans les milieux poreux a retenu l'attention des chercheurs en raison de ses applications techniques et industrielles. Ces applications comprennent la conception d'équipements de traitement chimique, la formation et la dispersion de brouillard, la distribution de la température et de l'humidité sur les champs agricoles et les bosquets d'arbres fruitiers et les dommages aux cultures dus au gel et à la pollution de l'environnement, etc. Plusieurs chercheurs ont étendu la convection des problèmes de transfert de chaleur et de masse vers des fluides présentant une rhéologie non newtonienne. Différents modèles ont été proposés pour expliquer le comportement des fluides non newtoniens. Parmi ceux-ci, le modèle de loi de puissance a gagné en importance. Bien que ce modèle ne soit qu'une relation empirique entre les gradients de contrainte et de vitesse, il a été appliqué avec succès à des fluides non newtoniens expérimentalement.

I. 2 revues bibliographiques

Hyun et Lee (1990) ont fait une étude numérique de la convection à double diffusion dans une cavité rectangulaire avec des gradients de température et de concentration horizontaux combinés. Ils ont imposé les conditions aux limites des parois latérales verticales de telle sorte que les effets de flottabilité thermique et solutal se contrecarrent, résultant en une configuration de flux de gradient opposé. [1]

Dursunkaya et Worek (1992) ont étudié les effets de diffusion-thermo et de diffusion-thermique dans la convection naturelle transitoire et régulière à partir d'une surface verticale.[2]

Nakayama (1993) a étudié la convection libre d'une source de chaleur de ligne horizontale dans un milieu poreux saturé de fluide de loi de puissance. [3]

Kafoussias et Williams (1995) ont présenté les mêmes effets sur l'écoulement de la couche limite laminaire stable par convection mixte et transfert de masse sur une plaque plate verticale avec une viscosité dépendante de la température. Ils ont conclu que pour prédire des résultats plus précis, l'effet de viscosité variable et les effets thermo-thermiques de diffusion et de

diffusion doivent être pris en considération dans le flux de transfert de fluide, de chaleur et de masse. [4]

L'étude numérique de la convection naturelle à double diffusion dans une cavité poreuse en utilisant la formulation de Darcy Brinkman a été réalisée par Goyeau et al. (1996).
Ils ont observé que la forte influence du nombre de Darcy sur le transfert de chaleur est plus complexe qu'en convection thermique, puis que le comportement du flux thermosolutal dans les milieux poreux est différent du comportement déjà évalué pour les fluides. [5]

Sahu et Mathur (1996) ont étudié la convection libre dans les écoulements de couches limites de fluides de loi de puissance devant une plaque plane verticale avec aspiration / injection. Ils ont observé que l'aspiration / injection a un effet significatif sur les champs de vitesse et de température. [6]

Mamou et al. (1996) ont réalisé une étude analytique et numérique de la double convection diffusive dans une enceinte verticale. Dans son étude analytique, il a appliqué une analyse d'échelle aux deux cas extrêmes d'écoulements par transfert de chaleur et par transfert de masse, puis une solution analytique, basée sur l'approximation d'écoulement parallèle, est rapportée pour les enceintes hautes. [7]

Rami et Arun (2000) ont étudié la chaleur de convection libre et le transfert de masse de fluides non newtoniens de loi de puissance avec une limite d'élasticité à partir d'une plaque plate verticale dans un milieu poreux saturé. Ils ont conclu que les profils de vitesse, de température et de concentration ainsi que les taux de transfert de chaleur et de masse locaux sont considérablement affectés par la rhéologie du fluide en plus du rapport de flottabilité et du nombre de Lewis du fluide. [8]

Postelnicu (2004) a analysé le transfert simultané de chaleur et de masse par convection naturelle à partir d'une plaque verticale plane noyée dans un milieu poreux saturé de fluide électriquement conducteur en utilisant le modèle Darcy Boussinesq en présence d'effets Dufour et Soret et a fait remarquer que comme paramètre magnétique augmente, l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique / thermique / concentration augmente. [9]

Cheng (2006) a examiné le flux de chaleur de convection naturelle et le transfert de masse de fluides non newtoniens de loi de puissance avec une limite d'élasticité dans des milieux poreux

à partir d'une plaque verticale avec des flux de chaleur et de masse de paroi variables. Il a observé que l'existence d'un gradient de pression seuil dans les fluides de la loi de puissance a tendance à diminuer la vitesse du fluide et les nombres locaux de Nusselt et Sherwood. En outre, une augmentation de l'exposant de la loi sur l'énergie a augmenté les nombres locaux de Nusselt et Sherwood. [10]

Abreu et al. Ont abordé les flux des couches limites de convection libre et forcée avec Soret et Dufour. (2006). L'effet des paramètres Soret et Dufour sur les transferts de chaleur et de masse par convection libre à partir d'une surface verticale dans un milieu poreux darcien doublement stratifié a été rapporté par Lakshmi Narayana et Murthy (2007). [11]

Kairi et Murthy (2009) ont analysé le transfert de chaleur par convection libre à partir d'une plaque plate verticale noyée dans un milieu poreux non newtonien stratifié thermiquement saturé et non Darcy. [12]

Pantokratoras et Magyari (2010) ont examiné le flux constant de convection forcée d'un fluide de loi de puissance sur une plaque horizontale noyée dans un milieu poreux saturé de Darcy-Brinkman. Ils ont constaté que loin du bord d'attaque, la couche limite de vitesse s'approche toujours d'un état asymptotique avec une composante transversale disparaissant de manière identique. [13]

Mahdy (2010) a présenté une analyse de couche limite non similaire pour étudier le flux, la chaleur et la masse transfert des caractéristiques de la convection mixte non darcienne d'un fluide non newtonien de loi de puissance à partir d'une plaque isotherme verticale noyée dans un milieu poreux homogène avec l'effet de Soret et Dufour et en présence d'injection ou d'aspiration en surface. Il a observé par lui que l'augmentation du nombre de Soret avait tendance à augmenter le taux de transfert de chaleur local tout en diminuant le taux de transfert de masse. [14]

Tai et Char (2010) ont étudié numériquement le flux de convection libre laminaire combiné avec le rayonnement thermique et le transfert de masse de fluides de loi de puissance non newtoniens le long d'une plaque verticale dans un milieu poreux en présence des effets Soret et Dufour. Ils ont conclu de leur étude que lorsque la diffusion de chaleur et la diffusion de masse se combinent pour entraîner l'écoulement, le nombre de Nusselt local augmente avec une

augmentation de l'indice de loi de puissance n et du nombre de Soret ou une diminution du paramètre de rayonnement et du nombre de Dufour.
D'après la revue de la littérature, il semble que le problème de transfert de chaleur et de masse par convection naturelle à double diffusion à partir de plaques verticales dans des milieux poreux Darcy saturés en fluide de loi de puissance avec des effets Soret et Dufour n'a pas été étudié jusqu'à présent. [15]

Cheng (2010) a étudié la double convection naturelle diffusive près d'une surface ondulée inclinée dans un milieu poreux saturé fluide avec une température et une concentration de paroi constantes. En utilisant une transformation de coordonnées, la surface ondulée complexe a été transformée en une surface lisse et les équations de couche limite obtenues sont résolues par la méthode de collocation de la colonne vertébrale cubique. [16]

Lorsque le transfert de chaleur et de masse se produit simultanément dans un fluide en mouvement, les relations entre les flux et les potentiels moteurs sont de nature plus complexe. Il a été observé qu'un flux d'énergie peut être généré non seulement par des gradients de température, mais également par des gradients de concentration. Le flux d'énergie provoqué par un gradient de concentration est appelé effet diffusion-thermo (Dufour). D'un autre côté, des flux de masse peuvent également être créés par des gradients de température, ce qui incarne l'effet de diffusion thermique (Soret).

Dans la plupart des études liées au processus de transfert de chaleur et de masse, les effets Soret et Dufour sont négligés car ils sont d'un ordre de grandeur plus petit que les effets décrits par les lois de Fourier et Fick. Mais ces effets sont considérés comme des phénomènes de second ordre et peuvent devenir importants dans des domaines tels que l'hydrologie, la pétrologie, les géosciences, etc. L'effet Soret, par exemple, a été utilisé pour la séparation isotopique et en mélange entre des gaz de poids moléculaire très léger et de poids moléculaire moyen. L'importance de ces effets dans le transport convectif dans les fluides clairs a été rapportée dans le livre d'Eckert et Drake (1972).

Abdel-Gaied et Eid (2011) ont présenté une analyse numérique du transfert de chaleur et de masse couplé par convection libre pour les fluides non newtoniens de loi de puissance avec la limite d'élasticité circulant sur un corps bidimensionnel ou axisymétrique de forme arbitraire

dans un fluide- milieu poreux saturé. Leurs résultats ont montré que l'existence et l'augmentation du paramètre rhéologique sans dimension dans les fluides de loi de puissance augmentent les épaisseurs de la couche limite thermique et de concentration, à l'opposé de l'exposant croissant de loi de puissance. De plus, les taux de transfert de chaleur et de masse dépendent fortement des paramètres de contrainte d'écoulement élevée. [17]

La convection à double diffusion fait référence aux écoulements induits par la flottabilité induits par les gradients combinés de température et de concentration. L'étude de la convection naturelle à double diffusion dans des milieux poreux saturés de fluides a été motivée par sa large gamme d'applications dans de nombreux domaines d'ingénierie tels que le refroidissement par évaporation de systèmes à haute température, l'élimination souterraine de déchets nucléaires, la propagation de polluants, les processus de séchage, le transport de contaminants dans sols saturés et croissance cristalline en phase liquide.

CHAPITRE II
GENERALITE

II . 1 transfer massique

Le transfert de masse est le mouvement net de masse d'un endroit, ce qui signifie généralement un flux, une phase, une fraction ou un composant, à un autre. Le transfert de masse se produit dans de nombreux processus, tels que l'absorption, l'évaporation, le séchage, la précipitation, la filtration sur membrane et la distillation. Le transfert de masse est utilisé par différentes disciplines scientifiques pour différents processus et mécanismes. Cette expression est couramment utilisée en ingénierie pour les processus physiques qui impliquent le transport diffusif et convectif d'espèces chimiques dans les systèmes physiques.

Quelques exemples courants de processus de transfert de masse sont l'évaporation de l'eau d'un étang vers l'atmosphère, la purification du sang dans les reins et le foie et la distillation de l'alcool. Dans les processus industriels, les opérations de transfert de masse comprennent la séparation des composants chimiques dans les colonnes de distillation, les absorbeurs tels que les épurateurs ou le décapage, les adsorbeurs tels que les lits de charbon actif et l'extraction liquide-liquide. Le transfert de masse est souvent couplé à des processus de transport supplémentaires, par exemple dans les tours de refroidissement industrielles. Ces tours couplent le transfert de chaleur au transfert de masse en permettant à l'eau chaude de circuler au contact de l'air. L'eau est refroidie en expulsant une partie de son contenu sous forme de vapeur d'eau.

II. 2 quantité et flux de matière

Le transfert de matière peut être caractérisé par différentes grandeurs :
le taux de transfert de matière, qui correspond à la quantité de matière transférée par unité de temps .

$$Q = \frac{m}{t} \qquad \text{II.1}$$

le flux de matière, qui correspond à la quantité de matière transférée par unité de temps et de surface (normale à la direction du transfert) :

$$N = \frac{m}{S \cdot t} \qquad \text{II.2}$$

où :

m : Quantité de matière transférée (kg ou mol)

t : temps (s)

Q : Taux de transfert de de matière ($kg.s^{-1}$ ou $mol.s^{-1}$)

N : Flux de matière ($kg.m^{-2}.s^{-1}$ ou $mol.m^{-2}.s^{-1}$)

II.3 modes de transfert de matière

Il existe deux modes principaux de transfert de matière : diffusion et convection.

II. 3 .1 Diffusion

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

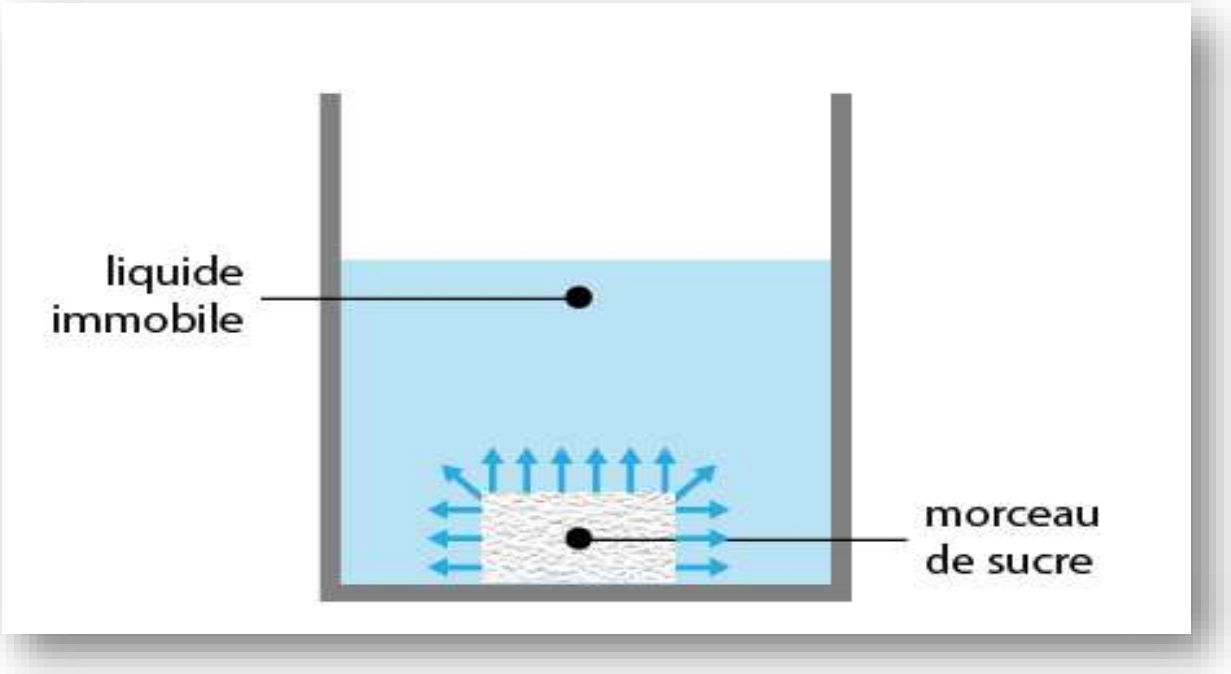


Fig II .1 : représenter l'exemple de diffusion

II.3.1.1 1ère loi de Fick (diffusion)

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

$$\overrightarrow{J_i} = -D_{AB} \cdot \overrightarrow{grad C_A} \qquad \text{II.3}$$

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

$$J_A = -D_{AB} \cdot \frac{dC_A}{dy} = -D_{AB} \cdot \frac{\Delta C_A}{\Delta y} \qquad \text{II.4}$$

où :

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

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

C_A: concentration en composé A (kg.m^{-3} ou mol.m^{-3})

ΔC_A: variation de concentration en composé A (kg.m^{-3} ou mol.m^{-3})

Δy: distance de transfert ou épaisseur (m)

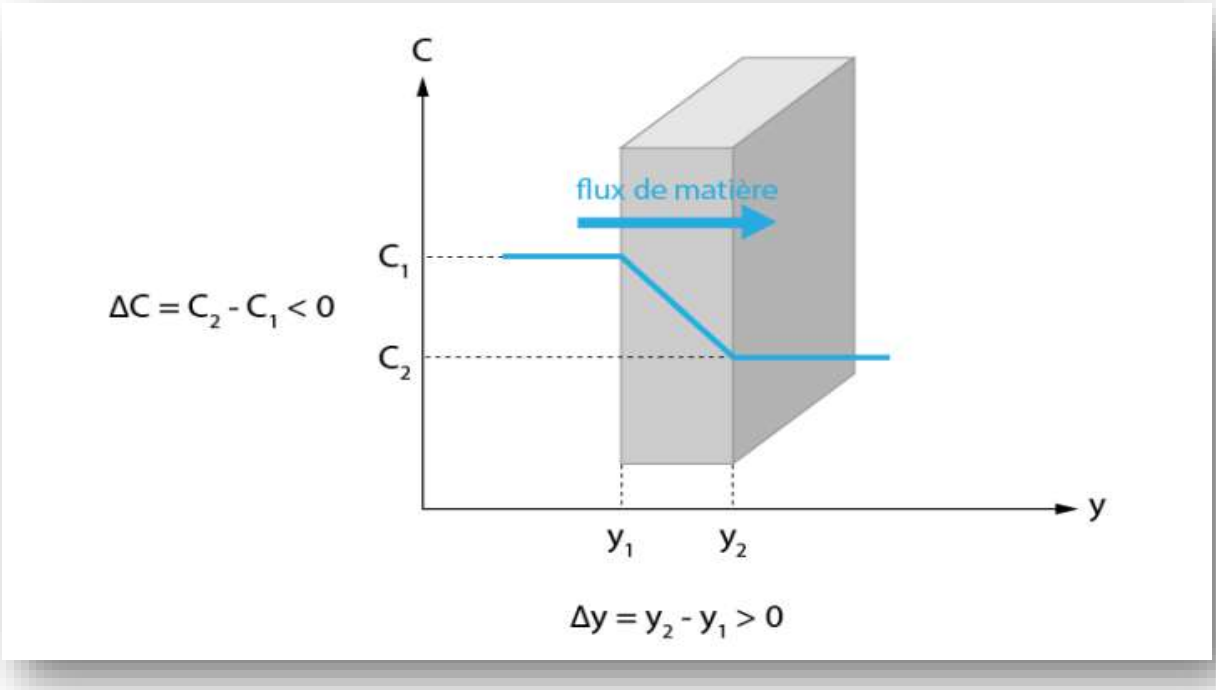


Fig II.2 : exemple pour un flux unidirectionnel suivant l'axe y

La 1ère loi de Fick pour le calcul d'un flux diffusif assume que la diffusion de matière résulte uniquement d'un gradient de concentration. En réalité, la diffusion peut aussi résulter d'un gradient de température, de pression ou d'une force externe. Cependant, dans la plupart des cas, ces effets sont négligeables et la force motrice dominante est le gradient de concentration

II.3.1.2 2ème loi de Fick (diffusion + convection)

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

$$\overrightarrow{v_A} = \overrightarrow{v_{dA}} + \overrightarrow{v} \qquad \text{II.5}$$

où :

v_A : vitesse de déplacement de A ($m.s^{-1}$)

v_{dA} : vitesse de diffusion de A ($m.s^{-1}$)

v : vitesse moyenne de l'écoulement ($m.s^{-1}$)

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

$$\overrightarrow{N_A} = \overrightarrow{J_A} + \overrightarrow{T_A} \qquad \text{II.6}$$

avec :

$$\overrightarrow{T_A} = C_A \cdot \overrightarrow{v} \qquad \text{II.7}$$

où :

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

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

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

C_A : concentration molaire ou massique de A dans le mélange ($kg.m^{-3}$ ou $mol.m^{-3}$)

II. 3.1.3 Coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion est défini pour un composé dans un milieu : est le coefficient de diffusion du composé dans le milieu

Il dépend de la pression et de la température.

Les coefficients de diffusion peuvent être trouvés dans la littérature ou calculés à l'aide de corrélations.

II .3.2 Convection

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

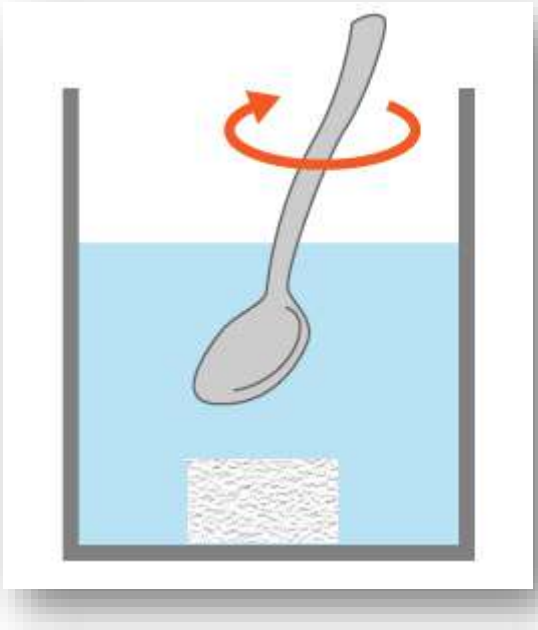


Fig II.3 : représenter le mode de convection

II. 4 transfert thermique

II.4.1 Difinition

L'énergie thermique est l'énergie cinétique d'agitation microscopique d'un objet, qui est due à une agitation désordonnée de ses molécules et de ses atomes. Les transferts d'énergie thermique entre corps sont appelés transferts thermiques. Ils jouent un rôle essentiel en thermodynamique. Deux corps ayant la même température sont dits en équilibre thermique. Si

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

II.4.2 mode de transfert thermique

Il existe trois modes de transfert d'énergie thermique : la conduction, la convection et le rayonnement thermique

II.4.2.1 conduction

Le transfert par conduction est un échange d'énergie se réalisant sans déplacement de matière : il concerne donc les solides et les fluides immobilisés. Ce transfert peut se réaliser au sein d'un seul corps ou par contact entre deux corps. L'énergie thermique due à la vibration des atomes autour de leur position d'équilibre dans le solide, se transmet de proche en proche : c'est un phénomène de diffusion. Les cristaux disposent d'un mode de transfert thermique supplémentaire particulier associé aux vibrations du réseau (voir phonon).

Dans le cas le plus simple d'une paroi d'épaisseur e solide dont les deux surfaces d'aire S, présentent une différence de température homogène T1 – T2, le flux thermique dépend de la conductivité thermique λ du matériau (W m−1 K−1)

$$\Phi_{1\to 2} = \lambda S \frac{T_1 - T_2}{e} = \frac{T_1 - T_2}{R_{\text{th}}}, \qquad \text{II.8}$$

- Rth est la résistance thermique de conduction.

Pour une étude plus approfondie, il faut exploiter la loi de Fourier :

$$\overrightarrow{\varphi} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}}\, T \qquad \text{II.9}$$

C'est une loi de diffusion similaire à la loi de Fick qui décrit la diffusion de la matière

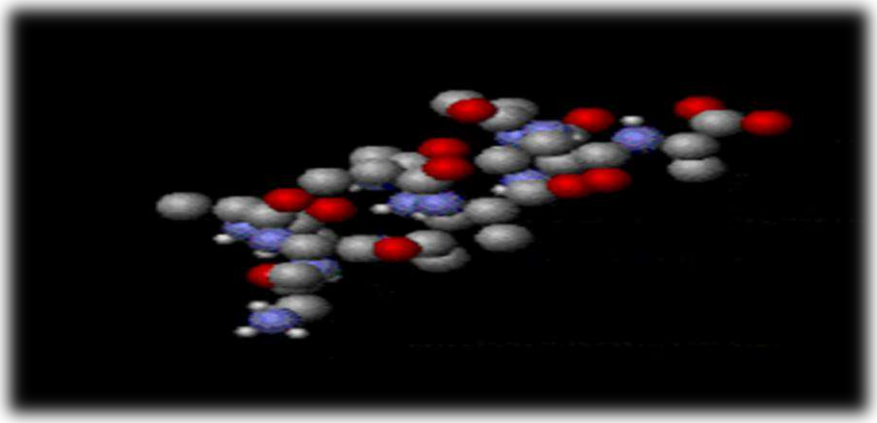


Fig II .4 : transfert par conducion

II.4.2.2 Convection

Le transfert thermique par convection est dû au déplacement de molécules qui induit un déplacement macroscopique de l'énergie thermique : il se produit dans les fluides (liquides ou gaz) et à l'interface entre un solide et un fluide. Ces molécules se déplaçant, elles transfèrent leur énergie thermique à une autre partie du système. On peut distinguer deux types de convection.

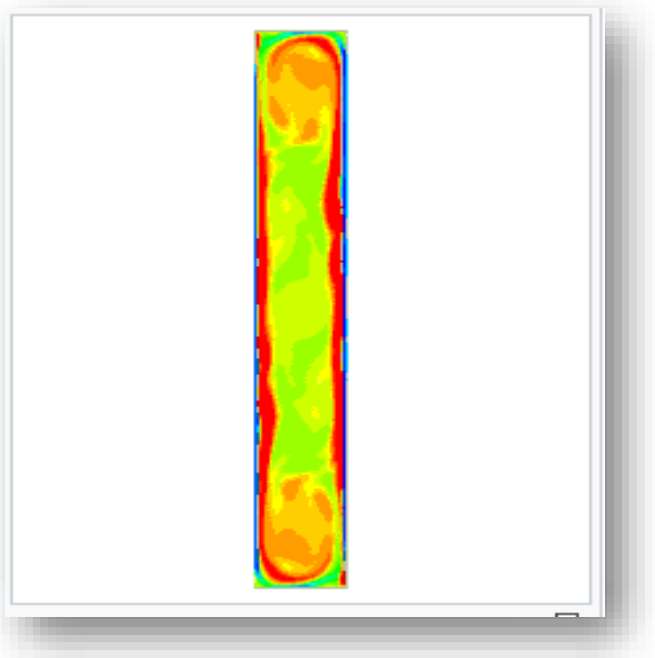


Fig II.5 : transfert par convection

II.4.2.2.1 La convection naturelle

(ou libre) est due à la différence de masse volumique entre les particules composant le fluide. Les particules des zones chaudes, de masse volumique plus faible, montent et laissent leur place à des particules plus froides ; elles cèdent une partie de l'énergie thermique et leur température diminue, ce qui les pousse à rejoindre une partie plus chaude.

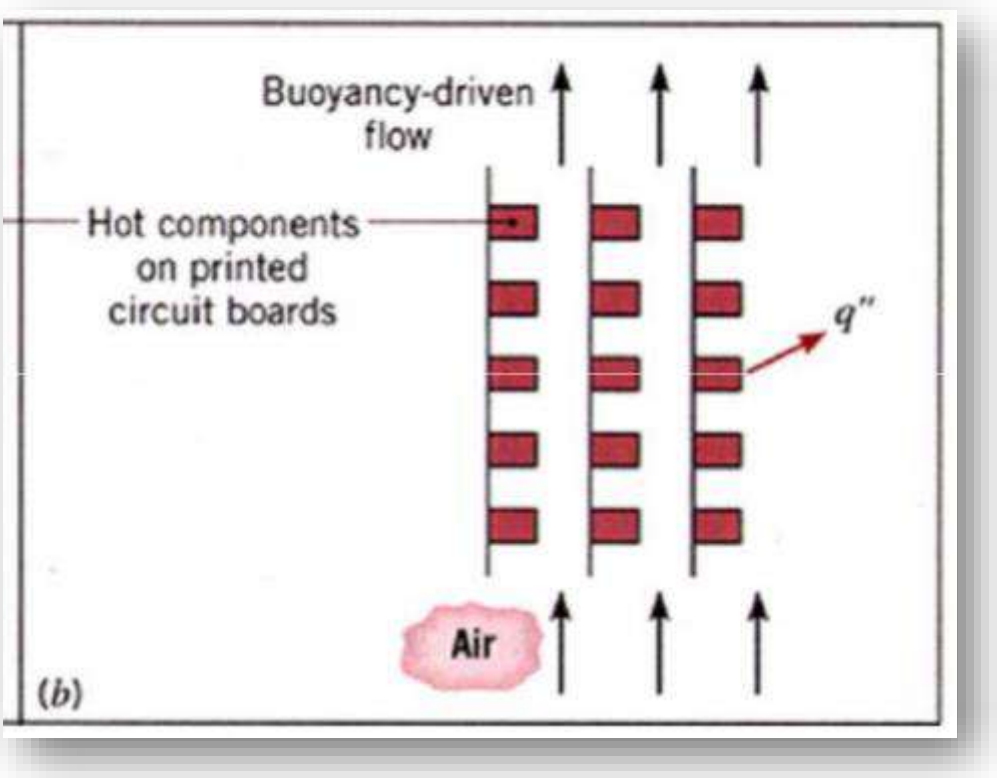


Fig II.6 : convection naturelle

II.4.2.2.2 La convection forcée

Est due à la mise en mouvement du fluide par une action extérieure comme un l'effet d'un ventilateur. Le mouvement accélère le transfert thermique.Dans le cas le plus simple d'une paroi solide de surface S et de température homogène T1 en contact avec un fluide à la température T2 à grande distance de la paroi, le flux thermique dépend du coefficient de convection thermique h du matériau (W m−2 K−1) :

$$\Phi_{1\to 2} = h\,S\,(T_1 - T_2) = \frac{T_1 - T_2}{R_{th}}, \qquad \text{II.10}$$

Rth est la résistance thermique de convection. Autrement écrit

$$\varphi = h\,(T_1 - T_2). \qquad \text{II.11}$$

,

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

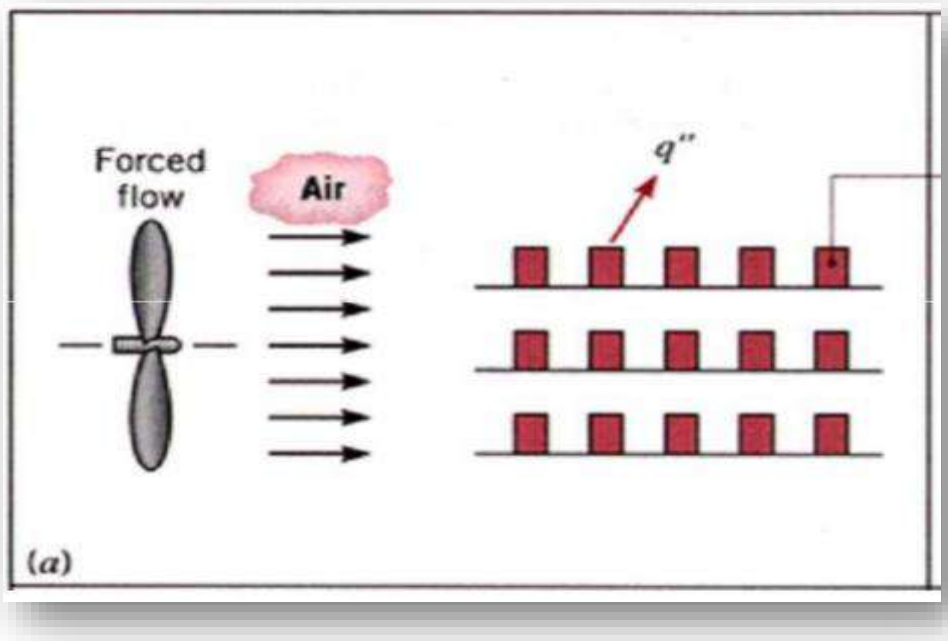


Fig II.7 : convection forcée

II.4.2.3 Rayonnemen

Le rayonnement, parfois dit thermique, est un rayonnement électromagnétique. On l'associe souvent à un rayonnement infrarouge car c'est cette partie du spectre qui est le plus souvent prépondérante dans les échanges thermiques. Quelle que soit sa température, un corps émet un rayonnement, celui-ci est plus ou moins intense selon cette température. La longueur d'onde à laquelle est émise ce rayonnement dépend aussi de cette température. Ainsi, le rayonnement thermique émis par le Soleil est situé principalement dans le visible. Des corps plus froids comme les mammifères émettent quant à eux dans l'infrarouge. Ce mode de transfert

est le seul à se réaliser dans le vide, cas du rayonnement solaire arrivant sur Terre. Néanmoins, celui-ci se réalise aussi dans les matériaux transparents. Il est important de le prendre en compte dans le cas des fortes température ou simplement en l'absence de conduction et de convection.

Le corps noir est un corps théorique capable d'absorber la totalité du rayonnement qu'il reçoit. Il présente la propriété de respecter la loi de Planck et la loi du déplacement de Wien qui permettent de déterminer son spectre d'émission en fonction de sa température.

Le flux thermique surfacique, qui équivaut à une exitance énergétique, s'exprime par rapport à l'émission du corps noir dans la loi de Stefan-Boltzmann :

$$\varphi = \varepsilon \sigma T^4 \qquad \text{II.12}$$

Avec :

σ : constante de Stefan-Boltzmann (5,670367 × 10-8 kg s-3 K-4)

ε : émissivité, cœfficient sans unité qui vaut 1 pour un corps noir et qui est compris entre 0 et 1 selon l'état de surface du matériau.

T : température du corps (en kelvin).

Si le corps récepteur réfléchit certaines longueurs d'onde ou est transparent à d'autres, seules les longueurs d'onde absorbées contribuent à son équilibre thermique. Si par contre le corps récepteur est un corps noir, c'est-à-dire qu'il absorbe tous les rayonnements électromagnétiques, alors tous les rayonnements contribuent à son équilibre thermique



Fig II.8 : exemple rayonnement

II.5 mileu poreux

II.5.1 Difinition

La porosité est l'ensemble des vides (pores) d'un matériau solide, ces vides sont remplis par des fluides (liquide ou gaz). C'est une grandeur physique comprise entre 0 et 1 (ou, en pourcentage, entre 0 et 100 %), qui conditionne les capacités d'écoulement et de rétention d'un substrat

La porosité est aussi une valeur numérique définie comme le rapport entre le volume des vides et le volume total d'un milieu poreux .

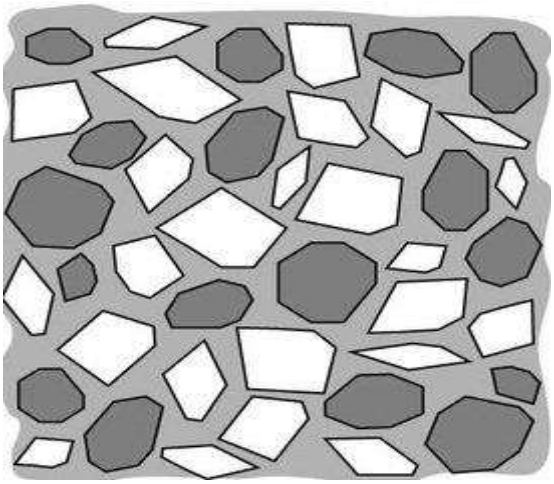


Fig II.9 : mileu poreux

II.5.2 Type de milieu poreux

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

II.5.2.1 Selon la forme et l'origine des pores

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

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

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

Dans l'industrie pétrolière et gazière ou dans d'autres contextes (ex : stimulation d'un captage par forage d'eau), la fracturation hydraulique de la roche vise à en augmenter la « porosité de fracture » : résultant en une augmentation de la macro-porosité, et un amoindrissement de la micro-porosité

La métallurgie des poudres permet (par frittage) de produire des métaux poreux

Une autre forme de porosité peut résulter d'une condensation de « lacunes » dans un cristal. Il s'agit en général de pores fermés, situés au sein d'un cristal ou à ses interfaces joint de grain (interface métal/oxyde...), qui nécessitent des techniques de mesure de taux de porosité spécifiques

II.5.2.2 Selon la taille des pores

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

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

II.5.2.3 Selon la nature des pores

Elles peuvent capter et stocker des gaz ou liquides. On les dit « roches réservoirs »

Ce fluide peut être du gaz naturel, du pétrole, du bitume ou de l'eau ; il peut être arrivé naturellement (réserves naturelles de pétrole ou de gaz) ou avoir été injecté par l'homme (stockages souterrains)

II.5.3 Les propriété de milieu poreux

II.5.3.1 Conductivité hydraulique K(Ɵ)

Le coefficient de conductivité hydraulique K d'un matériau représente son aptitude à laisser circuler l'eau à travers lui, cette conductivité hydraulique est définie comme le facteur de proportionnalité, relions le flux q (débit par unité de surface) au gradient de potentiel Ɵ induisssant l ecoulement tel que

$$K(\theta) = \frac{-q}{grad\phi} \qquad \text{II.13}$$

II.5.3.2 Diffusivité D

La diffusivité a été initialement définie par Childs & Collis-George, 1948, (citée par Abou-Bekr; 1995) sous la forme :

$$D(\theta) = K(\theta)\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \qquad \text{II.14}$$

Il est important de noter que le terme de la diffusivité n'implique pas un déplacement d'eau par diffusion moléculaire dans les pores, et qu'il n y a analogie formelle entre la première loi de Fick et l'équation de l'écoulement que lorsqu'on reste dans un plans horizontal. L'introduction de la diffusivité simplifie le traitement mathématique des équations décrivant la circulation horizontale. Cependant, la relation D (θ) est très fortement influencée par l'effet de l'hystérésis sur la relation θ (ψ) (Didier et al ; 1996). Notons aussi que la diffusivité dépend non seulement de la concentration en eau mais aussi de son gradient. Enfin la diffusivité est liée aussi à la géométrie du milieu poreux, la nature de l'interaction entre le fluide et la matrice solide, aux conditions initiales et aux conditions limites de l'écoulement (Didier et al ; 1996) .

II.5.3.3 Coefficient d'emmagasinement

La coefficient d'emmagasinent spécifique d'un matériau représente sa capacité à libérer ou emmagasiner de l'eau sous l'effet d'une variation de la charge hydraulique. C'est le volume d'eau libéré ou emmagasiné par un volume unitaire de ce matériau pour une variation unitaire de charge hydraulique, il a la dimension de l'inverse d'une longueur (L-1)

La loi de Darcy est une loi physique qui exprime le débit d'un fluide incompressible filtrant au travers d'un milieu poreux. La circulation de ce fluide entre deux points est déterminée par la conductivité hydraulique ou le coefficient de perméabilité du substrat et par le gradient de pression du fluide. Dans le cas d'un cours d'eau ou d'un réservoir alimentant une nappe, ce gradient est lié à la hauteur de l'eau.

La loi de Darcy telle qu'elle a été formulée par Henry Darcy en 1856 dans l'appendice D de son célèbre ouvrage Les Fontaines publiques de la ville de Dijon, exprime le débit Q d'un fluide incompressible qui s'écoule en régime stationnaire au travers d'un milieu poreux de section A et de longueur L sous l'effet d'une différence de charge ΔH.

$$Q = KA\frac{\Delta H}{L} \qquad \text{II.15}$$

avec :
Q : le débit volumique (m3/s) filtrant
K : la conductivité hydraulique ou « coefficient de perméabilité » du milieu poreux (m/s), qui dépend à la fois des propriétés du milieu poreux et de la viscosité du fluide
la surface de la section étudiée (m2)

II.5.3.4 Formulation vectorielle locale

Initialement globale (valable pour un milieu poreux homogène et un écoulement uniforme), la formulation de la loi de Darcy devint rapidement locale, généralisée à des écoulement tridimensionnels et à des milieux non saturés. Pour un milieu non saturé, la conductivité dépend de la teneur en eau. La loi de Darcy devient :

$$\vec{q} = K(h) \cdot \vec{\nabla} H \qquad \text{II.16}$$

Où
H représente la charge totale ou potentiel total de l'eau par unité de poids (m=J/N). La charge totale est égale à la somme des charges matricielles et gravitationnelles H= h + z
H représente le potentiel matriciel par unité de poids (m=J/N)
K(h) est un tenseur donnant la conductivité hydraulique du milieu poreux en fonction de la charge matricielle

Q est la vitesse de Darcy ou de filtration (vecteur flux volumique de fluide) ($m^3/m^2/s=m/s$).

II.5.4 Loi de Darcy-Forchheimer

Lorsque le débit est important les effets inertiels peuvent être pris en compte par l'intermédiaire d'une correction faisant intervenir le nombre de Reynolds basé sur la longueur caractéristique

$$Re_k = \frac{\rho ||\vec{q}|| \sqrt{k}}{\mu} \qquad \text{II.17}$$

Cette correction s'exprime dans la loi de Darcy-Forchheimer de la façon suivante

$$k(\vec{\nabla} p - \rho \vec{g}) = -\mu \vec{q} (1 + \alpha Re_k) \qquad \text{II.18}$$

Le coefficient alpha est dénommé nombre d'Ergün ou de Ward. Il est de l'ordre de 0.5

II.5.5 Loi de Darcy-Brinkman

Brinkman (1947) a étendu la loi de Darcy en introduisant un terme équivalent au terme de dissipation visqueuse dans la loi :

$$\vec{\nabla} P = -\frac{\mu}{K} \vec{V} + \mu_{eff} . \vec{\nabla}^2 . \vec{V} + \rho \vec{g} \qquad \text{II.19}$$

Cette loi empirique est connue sous le nom de formulation de Darcy – Brinkman. Le premier terme de droite de l'équation est le terme de Darcy et le deuxième est appelé le terme de Brinkman. Ce dernier, qui représente les forces visqueuses causées par le cisaillement macroscopique le long des frontières est très significatif dans les régions près des parois solides. La difficulté dans l'utilisation de ce modèle réside dans l'évaluation de la viscosité équivalente du milieu eff μ.

II.6 fluide newtonien

Un fluide est dit newtonien lorsque le tenseur des contraintes visqueuses est une fonction linéaire du tenseur des taux de déformation. Le facteur de proportionnalité se nomme viscosité, il est constant et indépendant du taux de cisaillement Pour la plupart des fluides usuels [eau, lait, jus de fruits naturels (non concentrés), la plupart des miels, huiles minérales, solvants organiques, etc.] dans des conditions standards, ce modèle est très satisfaisant.

Pour ce type de fluide, l'équation d'évolution est une équation de Navier-Stokes. Pour donner un exemple, dans le cas d'un fluide incompressible et homogène (à masse volumique constante), cette équation s'écrit, dans sa version massique :
Par exemple l'eau,l'air et les aérosols sont des fluides newtoniens

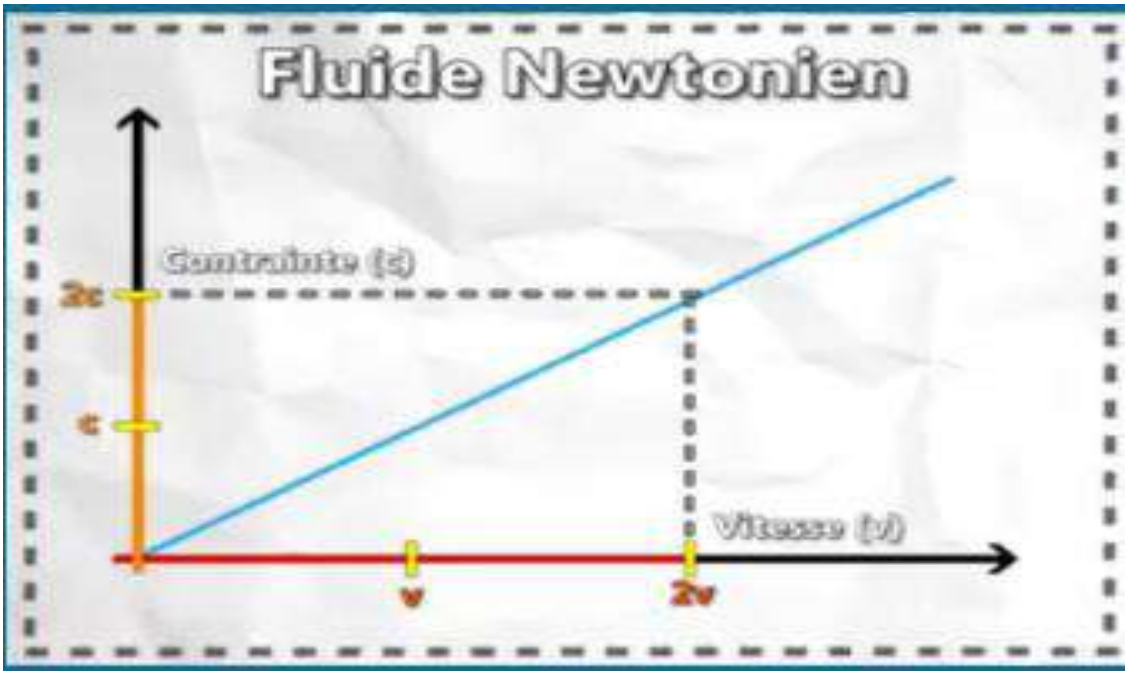


Fig II.10 : graphe représente un fluide newtonien

II.7 fluide non-newtonien

Cependant il existe un autre type de fluide, qui sont les fluides non newtoniens classés en deux parties

II.7.1 Fluide non newtonien au comportement indépendant du temps

Un fluide est dit non newtonien lorsque le tenseur des contraintes visqueuses n'est pas une fonction linéaire du tenseur des taux de déformation. Autrement dit, lorsque sa vitesse de déformation (par exemple le taux de cisaillement) n'est pas directement proportionnelle à la force qu'on lui applique. Le meilleur exemple est celui du sable mouillé en bord de mer : quand on frappe le sable, il a la viscosité élevée d'un solide, alors que lorsqu'on appuie doucement dessus, il se comporte comme une pâte. Un autre exemple typique est un mélange épais d'eau et de fécule de maïs, dans lequel une main entre aisément à faible vitesse, mais ne peut rentrer à grande vitesse.

En rhéologie et de manière simple, un fluide non newtonien correspond à un fluide dont la viscosité dépend du taux de cisaillement. Concrètement lorsqu'on soumet un tel matériau à une contrainte de cisaillement sigma , la réponse de ce fluide n'est pas proportionnelle, ce qui serait le cas pour un fluide newtonien. Il existe plusieurs types classiques de fluide non newtonien. Ils ne sont d'ailleurs pas exclusifs l'un de l'autre, un fluide peut présenter plusieurs des propriétés présentes ci-dessous

II.7.1.1 Fluide rhéoépaississant ou dilatant

Le comportement rhéoépaississant, inverse à la rhéofluidification, est assez rare. La viscosité augmente lorsque le taux de cisaillement augmente. Ce phénomène est nommé (en) dilatant ou shear thickening, (de) dilatanz. La courbe d'écoulement correspondante s'incurve vers le haut. On retrouve ce comportement pour des suspensions très concentrées ou certains polymères associatifs (ex. : empois, certains miels et certaines formulations de plastisols, suspensions concentrées de fécule de maïs, D3o).

II.7.1.2 Fluide à seuil ou viscoplastique

Dans le cas du comportement (visco)plastique, l'écoulement n'a lieu qu'au-delà d'une certaine valeur de contrainte à appliquer sur le fluide, dite point de fluage, seuil d'écoulement, seuil de plasticité, contrainte critique ou contrainte seuil ((en) yield stress). Au-delà, on retrouve en général un comportement de type rhéofluidifiant.

Quelques matériaux, tels la mayonnaise ou les boues de forage, ont cependant un comportement linéaire de type newtonien après leur seuil d'écoulement. On parle alors de fluide de Bingham. Le modèle de Bingham est

$$\sigma = \sigma_y + k\dot{\gamma}^n \qquad \text{II.20}$$

Certaines peintures et graisses sont des fluides à seuil.

II.7.2 Fluide non newtonien au comportement dépendant du temps

- **Fluide thixotrope**

La thixotropie étant un comportement dépendant du taux de cisaillement 𝔛 (ou de la contrainte Θ et du temps, on maintient l'un des facteurs constant ou }). Après une longue période de repos 𝔛, ou Θétant brusquement appliqué puis maintenu constant, on observe une diminution de la viscosité apparente avec le temps. La structure est désorganisée par cisaillement. Le produit retrouve intégralement son état initial après un repos assez long (dans le cas contraire, il s'agit de thixotropie partielle). La thixotropie est souvent associée à un comportement rhéofluidifiant. On peut également avoir une contrainte seuil pour ces fluides. On observe ainsi des phénomènes d'hystérésis.

- **Fluide antithixotrope**

Inversement, on trouve également les fluides antithixotropes (très rares), c'est-à-dire dont la viscosité apparente augmente avec le temps, dans les mêmes conditions que pour une expérience de thixotropie. La structure est organisée par cisaillement. L'antithixotropie est souvent associée à un comportement rhéoépaississant

CHAPITRE III

MODEL PHYSIQUE ET FORMULATION MATHEMATIQUE

III.1 modéle physique et mathématique

Le diagramme schématique du système considéré est illustré à la Fig. 1. La configuration considérée dans cette étude est une couche poreuse horizontale de largeur et de hauteur, saturée de fluide non newtonien d'amincissement par cisaillement. Les conditions aux limites de Neumann sont appliquées pour la température et la concentration sur les parois horizontales de la couche, tandis que les parois latérales gauche et droite sont isolées. Le milieu poreux est supposé isotrope et homogène. La dissipation visqueuse du fluide est négligée et les propriétés physiques sont supposées indépendantes de la température et de la concentration sauf la densité en terme de flottabilité qui obéit à l'approximation de Boussinesq. La variation de densité avec la température et la concentration est décrite par l'équation comme

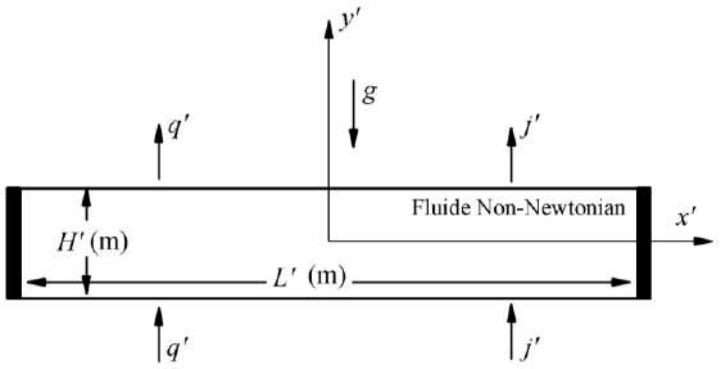


Fig III.1 : Représentation schématique du système et du système de coordonnées.

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \beta_T (T' - T_0') - \beta_S (S' - S_0')\right] \qquad (1)$$

Où β_T et β_S sont respectivement le coefficient de dilatation thermique et de concentration, ρ_0 étant la densité du mélange fluide à la température et à la concentration, laquelle température et concentration à l'origine du système de coordonnées .

III.2 formulation mathématique

En utiluse la loi de Darcy et l'approximation de Boussinesq, les équations exprimant la conservation des équilibres de quantité de mouvement, d'énergie et de soluté sont données par:

$$\nabla^2 \psi' = -\frac{gK\beta_T}{\nu} \frac{\partial}{\partial x'} \left(T' + \frac{\beta_S}{\beta_T} S' \right) \qquad (III.2)$$

$$(\rho C)_p \frac{\partial T'}{\partial t'} + (\rho C)_f V' . \nabla T' = k \nabla^2 T' \qquad (III.3)$$

$$\phi \frac{\partial S'}{\partial t'} + V'.\nabla S' = D\nabla^2 S' \qquad \text{(III.4)}$$

où V' est la vitesse de Darcy , g l'accélération gravitationnelle , ν la viscosité cinématique , $(rC)_p$ et $(\rho C)_f$ sont respectivement la capacité calorifique du milieu poreux saturé et du fluide , k et D sont la conductivité thermique et la diffusivité massique des espèces à travers le milieu poreux saturé de fluide , ϕ la porosité du milieu poreux et ψ'
la fonction de flux est définie de telle sorte que $u' = \partial\psi'/\partial y'$ et $v' = -\partial\psi'/\partial x'$.

Le modèle Carreau-Yasuda "(Yasuda et al., 1981)" est utilisé pour représenter les fluides non newtoniens est donné par:

$$\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = \left[1 + (\lambda'\dot{\gamma}')^a\right]^{(n-1)/a} \qquad \text{(III.5)}$$

Afin de simplifier le problème et de généraliser les résultats, les variables non dimensionnelles suivantes sont utilisées

$$(x, y) = \frac{(x', y')}{H'}, \quad t = \frac{t'\alpha}{\sigma H'^2}, \quad (u, y) = \frac{(u', v')H'}{\alpha}, \quad \psi = \frac{\psi'}{\alpha}, \quad \varepsilon = \phi/\sigma \ , \quad P = P'/P^*,$$

$$P^* = \frac{P_r}{Da} r_0 U^{*2}, \quad T = \frac{(T' - T'_0)}{\Delta T^*} \ , \quad S = \frac{(S' - S'_0)}{\Delta S^*}, \quad \Delta T^* = \frac{q'H'}{k}, \quad \Delta S^* = \frac{j'H'}{\rho_0 D}, \qquad \text{(III.6)}$$

$$\mu_{CY} = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad \lambda_{CY} = \frac{\lambda'\alpha}{\varepsilon H'^2}$$

En termes des définitions ci-dessus, les équations gouvernantes sans dimension , Eqs. (III.2)-(III.4), écrites en termes de fonction de flux, de température et de concentration, sont les suivantes :

suivantes :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\mu_{CY}\ \frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}x}\right)+\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}y}\left(\mu_{CY}\ \frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}y}\right)=-R_T\left(\frac{\partial T}{\partial x}+\varphi\frac{\partial S}{\partial y}\right) \tag{III.7}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial x}-\frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial y}=\nabla^2 T \tag{III.8}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial S}{\partial x}-\frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial S}{\partial y}=Le^{-1}\nabla^2 S \tag{III.9}$$

Dans la présente étude, le comportement du fluide non newtonien est décrit par le modèle constitutif phénoménologique Carreau-Yasuda où la viscosité (μ_{CY})est donné par :

$$\mu_{CY}(\dot{\gamma})=s+(1-s)\left[1+(\lambda_{CY}\ |\dot{\gamma}|)^a\right]^{(n-1)/a} \tag{III.10}$$

Où μ_{CY} est la viscosité apparente dépendant du cisaillement sans dimension , $s=\mu_\infty/\mu_0$ est le rapport des viscosités du taux de cisaillement infini au taux de cisaillement nul et $\dot{\gamma}$ est le taux de déformation sans dimension est défini comme suit :

$$\dot{\gamma}=\left[4\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x\,\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\right)^2\right]^{1/2} \tag{III.11}$$

III.3 conditions aux limites

Les conditions aux limites sans dimension correspondantes appliquées aux parois du système sont:

$$x=\pm\frac{A}{2},\ u=\psi=0 \qquad \text{et} \qquad y=\pm\frac{1}{2},\quad v=\psi=0 \tag{III.12}$$

$$x=\pm\frac{A}{2},\quad \frac{\partial T}{\partial y}=\frac{\partial S}{\partial y}=0 \quad \text{et} \quad y=\pm\frac{1}{2},\quad \frac{\partial T}{\partial y}=\frac{\partial S}{\partial y}=-1 \tag{III.13}$$

Les taux de transfert de chaleur et de masse à n'importe quelle section , x , est exprimé en termes de Nusselt , Nu , et Sherwood , Sh , nombres définis comme

$$Nu^{-1}=\Delta T=T_{(0,-1/2)}-T_{(0,1/2)} \tag{III.14}$$

$$Sh^{-1}=\Delta S=S_{(0,-1/2)}-S_{(0,1/2)} \tag{III.15}$$

Les nombres moyens de Nusselt et Sherwood sont calculés en utilisant l'intégrale suivante:

$$Nu_m = A^{-1} \int_{-A/2}^{A/2} Nu dx \qquad \text{(III.16)}$$

$$Sh_m = A^{-1} \int_{-A/2}^{A/2} Sh dx \qquad \text{(III.17)}$$

CHAPITRE IV

SOLUTION ANALYTIQUE

IV. 1 solution analytique

Pour la convection à double diffusion dans une cavité horizontale ayant un rapport d'aspect important, plusieurs auteurs ont développé une solution analytique approximative basée sur l'approximation d'écoulement parallèle. Pour le présent problème selon cette approche, le flux convectif dans la région centrale de l'enceinte est supposé parallèle aux parois horizontales. Ainsi, la composante de vitesse verticale est négligée et la composante de vitesse horizontale ne dépend désormais que de y. De cette façon, la fonction du flux, la température et la concentration peuvent être approximées et écrites comme suit :

$\psi(x,y) \approx \psi(y)$, $T(x,y) \approx C_T x + \theta_T(y)$ et $S(x,y) \approx C_S x + \theta_S(y)$, où C_T et C_S sont, respectivement, des gradients de température et de concentration constants inconnus dans la direction x .

Utilisation de ces approximations dans les équations gouvernantes (III.7)-(III.9) et en utilisant les conditions aux limites , Eq. 12, on obtient le système d'équations différentielles ordinaire suivant:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}y}\left(\mu_{CY}\,\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}y}\right) = -R_T\,(C_T + \varphi C_S) \qquad \text{(IV.1)}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 T}{\mathrm{d}y^2} = C_T\,\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}y} \qquad \text{(IV.2)}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 S}{\mathrm{d}y^2} = Le^{-1} C_S\,\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}y} \qquad \text{(IV.3)}$$

et la viscosité apparente (μ_{CY}), Eq. (III.10) est désormais donnée par:

$$\mu_{CY}(\dot{\gamma}) = s + (1-s)\left[1 + (\lambda_{CY}\,|\dot{\gamma}|)^a\right]^{(n-1)/a} \qquad \text{(IV.4)}$$

où le taux de cisaillement ($\dot{\gamma}$), Eq. (11), est réduit à :

$$\dot{\gamma} = \left|\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}\right| \qquad \text{(IV.5)}$$

L'approximation du flux parallèle n'est applicable que dans la zone centrale de l'enceinte. Évidemment, avec cette approximation, la condition aux limites dans la direction x ne peut pas être satisfaite. Au lieu de cela, les bilans d'énergie et de soluté, dans un volume de contrôle arbitraire comme le montre la figure 1 , sont considérés pour découvrir les deux constantes C_T et C_S et compenser l'application des conditions aux limites des murs d'extrémité. Suivant "Trevisan et Bejan (1986)," la chaleur et le transport des espèces sur toute section transversale, sont donnés $C_T = 2\int_0^{1/2} u(y)\theta_T(y)dy$ et $C_S = 2Le\int_0^{1/2} u(y)\theta_S(y)dy$ (IV.6)

Par conséquent, l'équation de quantité de mouvement, Eq. (III.16), a été réduit:

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = -\Re \qquad \text{(IV.7)}$$

Où : $\Re = R_T(C_T + \phi C_S)/\mu_{CY}$.

La solution d'Eqs. (1), satisfaisant aux conditions aux limites définies dans les équations. (III.12) et (III.13), est obtenu comme suit:

$$\psi(y) = \Re\left(\frac{1}{8} - \frac{y^2}{2}\right) \qquad \text{(IV.8)}$$

De l'Eq. (8), le champ de vitesse , u , dérivée de la fonction de flux est donnée par l'expression suivante :

$$u(y) = -\Re y \qquad \text{(IV.9)}$$

Depuis Eq . (III.14), la viscosité apparente, μ_{CY} , peut être écrit comme suit :

$$\mu_{CY} = s + (1-s)\left[1 + (\lambda_{CY}|\Re|)^a\right]^{n-1/a} \qquad \text{(IV.10)}$$

En résolvant (2) et (3), les profils de température et de concentration sont obtenus par les solutions suivantes:

$$T(x,y) = C_T x - C_T \Re\left(\frac{y}{8} - \frac{y^3}{6}\right) - y \qquad \text{(IV.11)}$$

$$S(x,y) = C_S x - LeC_S \Re\left(\frac{y}{8} - \frac{y^3}{6}\right) - y \qquad \text{(IV.12)}$$

Après avoir substitué les profils de temperature T, de concentration et de vitesse dans l'équation (6) et effectué les intégrales résultantes, on constate que les gradients constants de température

et de concentration le long de la direction x,, C_T et C_S respectivement, sont exprimés comme suit:

$$C_T = \frac{10\Re}{120+\Re^2} \quad \text{et} \quad C_S = \frac{10Le\,\Re}{120+Le^2\Re^2} \tag{IV.13}$$

Selon les profils de température et de concentration, les Eqs. (11) et (12), le Nusselt local , Nu , et Sherwood, Sh , expressions de nombres, Eqs. (14) et (15), sont réduits à :

$$Nu = \frac{12\Re^2+1440}{2\Re^2+1440} \quad \text{et} \quad Sh = \frac{12\Re^2Le^2+1440}{2\Re^2Le^2+1440} \tag{IV.14}$$

Remplacer les expressions ci-dessus deC_T et C_S , Eqs. (III.13), dans l'expression de $\Re = R_T(C_T+\varphi C_S)/\mu_{CY}$, on obtient l'expression polynomiale suivante :

$$\frac{10R_T\Re}{\mu_{CY}}\left[\frac{1}{120+\Re^2}+\varphi\frac{Le}{120+Le^2\Re^2}\right]-\Re=0 \tag{IV.15}$$

Le seuil d'apparition du mouvement, exprimé en termes de nombre de Rayleigh supercritique, R_{TC}^{sup} , est obtenu avec la limite $\Re\to 0$, et le nombre de Rayleigh sous-critique , R_{TC}^{sub} , et les deux tournants (R_{TC}^{tur1} and R_{TC}^{tur2}) sont obtenus en dérivant Eq. (30) en ce qui concerne R_T avec la condition limite $\mathrm{d}\Re/\mathrm{d}R_T=\infty$ au point du nœud de selle. Les nombres critiques de Rayleigh sont exprimés comme suit:

$$R_{TC}^{sup} = \frac{\mu_{CY}R^{sup}}{1+\varphi Le} \tag{IV.16}$$

$$R_{TC}^{sub}(R_{TC}^{tur1,2}) = \frac{\mu_{CY}^2\hbar^2\ell^2}{10\lambda} \tag{IV.17}$$

Où

$$\lambda = -\lambda_{CY}(n-1)(1-s)(\lambda_{CY}|\Re|)^{a-1}\left[1+(\lambda_{CY}|\Re|)^a\right]^{\chi}(\ell\hbar+\varphi Le\hbar^2)\ell\Re + \mu_{CY}\left[\ell^2(120-\Re^2)+\varphi\hbar^2Le(120-\Re^2Le^2)\right] \tag{IV.18}$$

$$\hbar = 120+\mu_{CY}^2\ ,\quad \ell = 120+Le^2\mu_{CY}^2\ ,\quad \chi=\frac{n-1}{a}-1$$

Pour une couche horizontale infinie, la constante R^{sup} , dans Eq. (16), est calculé avec précision et est donné par $R^{sup} = 12$. Ce résultat est indépendant du type de conditions aux limites thermiques et solutales imposées aux parois horizontales du système.

CHAPITRE V

RESULTATS ET DUSCUSSIONS

Dans cette section, Nous avons présenté les résultats de la simulation numérique obtenue après la résolution du système d'équations couplées gouvernant la convection thermosolutale dans la cavité poreuse saturée par un fluide non-Newtonien, la méthode des déférences finie a été adopté.

V.1 Validation de code numérique

Une étude de sensibilité de la grille a été réalisée en utilisant une taille de la grille allant de 60×120 à 120×240. Le tableau 4.1 illustre la sensibilité de la grille de solution numérique et la comparaison avec l'approximation de l'écoulement parallèle pour $A=10$, $R_T=50$, $Le=5$, $\varphi=-0.1$, $n=0.4$, $\lambda_{CY}=0.1$, $a=2$ et $s=10^{-2}$.

Le tableau V.1 illustre une validation mutuelle des théories analytiques/numériques non linéaires et montre que les valeurs numériques des ψ_0, Nu, Sh, μ_{CY} (évalué au centre de la cavité poreuse) tendent vers les résultats analytiquement prévus. On constate qu'une taille de maille de 100 × 200 est un compromis raisonnable entre la précision et le temps de calcul requis pour atteindre la convergence de la procédure analytique. La plupart des résultats numériques présentés ici ont été obtenus pour une cavité avec un rapport d'aspect de $A=10$.

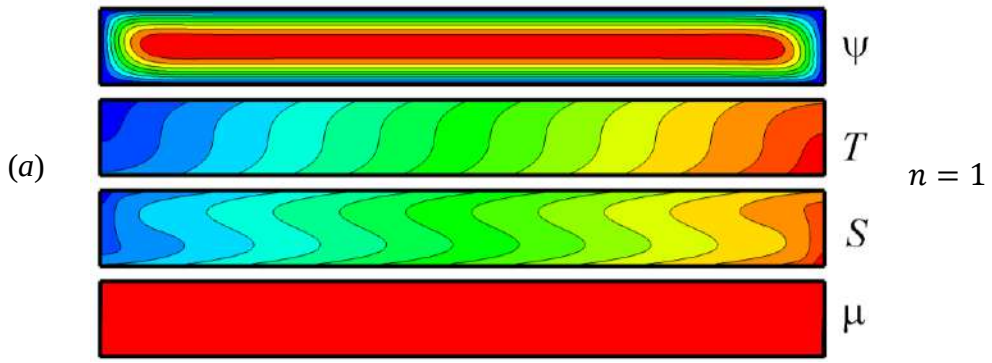
Tableau V.1. Étude de sensibilité à la grille et comparaison entre la solution numérique et analytique pour $A=10$, $R_T=50$, $Le=5$, $\varphi=-0.1$, $n=0.4$, $\lambda_{CY}=0.1$, $a=2$ and $s=10^{-2}$.

Numérique					L'approximation de l'ecoulement parallèle
$N_x \times N_y$	60×120	80×160	100×200	120×240	
ψ_0	1.379	1.389	1.396	1.399	1.395
Nu	1.714	1.728	1.736	1.739	1.737
Sh	4.824	4.919	4.973	5.005	5.061
μ_{CY}	0.789	0.787	0.786	0.786	0.786

V.2 Effet de la loi de puissance *n* sur la structure de l'écoulement

La confirmation numérique de la solution analytique est présentée dans la Figure V.2 pour $A=10$, $R_T=50$, $Le=5$, $\varphi=-0.1$, $n=0.4$, $\lambda_{CY}=0.1$, $a=2$, $s=10^{-2}$, $\varepsilon=1$ et diverses valeurs de l'indice de loi de puissance, *n*. Dans ces figures, les lignes de courant , ψ , isotherms, T , isoconcentrés, S , et viscosité apparente , μ_{CY} , sont illustrés de haut en bas, respectivement. Dans le cas, quand n=1, correspondant au problème classique de la convection naturelle d'un fluide Newtonien, c'est-à-dire que la viscosité apparente d'un fluide newtonien est donnée par $\mu_{CY}=1$. La structure de l'écoulement se compose d'un elliptique unicellulaire étendu remplissant toute la cavité et l'écoulement dans la région centrale de la cavité est essentiellement parallèle, tandis que la température et la concentration dans le cœur de la cavité sont stratifiées linéairement dans les directions horizontales. Les principaux effets de l'indice de la loi de puissance, *n*, sur le modèle de l'écoulement pour différentes valeurs de n=1 , 0.6 et 0.2, respectivement, il peut être vu dans les Figs. V.2 (a)-(c) l'augmentation de l'indice de la loi de puissance, *n*, réduit considérablement la force du mouvement convectif dans la couche comme indiqué par la valeur de la fonction de courant au centre de la cavité : $\psi_0=6.882$ pour $n=0.2$, $\psi_0=3.681$ pour $n=0.6$ et $\psi_0=2.392$ pour $n=1$, les isothermes et les 'isoconcentrations sont moins déformées, ce qui indique que le transfert de chaleur a tendance à être diffusif et que les contours de viscosité apparente semblent être constants dans la partie centrale de la cavité, et il semble varier considérablement près des extrémités droite et gauche de la cavité où le taux de cisaillement varie considérablement comme le montre la figure V. 2.

.



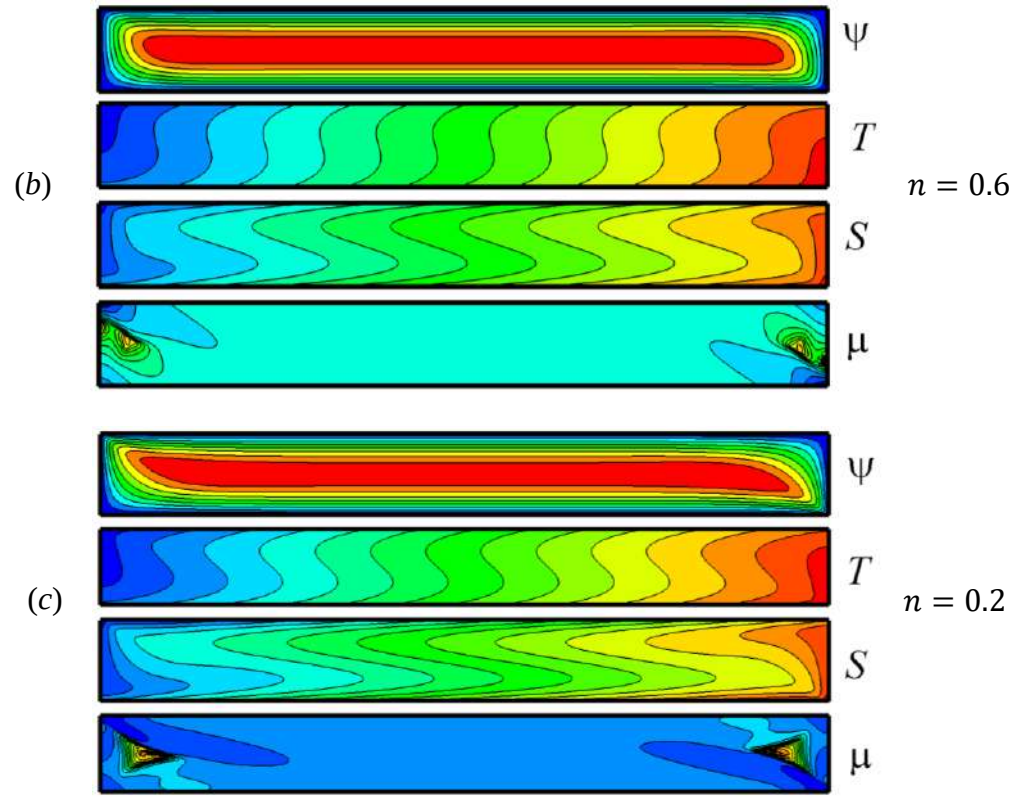


Fig V. 2: Contours de ruisseau , ψ , temperature, *T*, concentration, *S*, et viscosité apparente , μ_{CY} , pour $A=10$, $R_T=50$, $Le=5$, $\varphi=-0.1$, $\lambda_{CY}=0.2$, $a=2$, $s=10^{-2}$ et $\varepsilon=1$: (a) $n=1$, $\psi_0=2.392$, $Nu=2.680$, $Nu_m=2.571$, $Sh=5.588$, $Sh_m=5.531$, $\mu_{CY}=1.000$, (b) $n=0.6$, $\psi_0=3.681$, $Nu=3.713$, $Nu_m=3.552$, $Sh=5.781$, $Sh_m=5.937$, $\mu_{CY}=0.494$ and (c) $n=0.2$, $\psi_0=6.882$, $Nu=4.958$, $Nu_m=4.758$, $Sh=5.907$, $Sh_m=6.448$, $\mu_{CY}=0.154$.

V.3 Effet rapport d'aspect *A* sur la viscosité apparente

La figure V.3 montre l'effet du rapport d'aspect de la couche poreuse sur la viscosité apparente , μ_{CY} , à la mi-largeur de la couche poreuse ($x=0$) pour $Le=5$, $\varphi=-0.1$, $n=0.8$, $\lambda_{CY}=0.2$, $a=2$ et $s=10^{-2}$. D'après la figure, avec l'augmentation du rapport d'aspect de 1 à 10, il apparaît clairement que l'amplitude de la viscosité apparente diminue vers une valeur constante le long des parois verticales ($y=\pm 0.5$), de sorte que l'effet d'extrémité de cavité devient de plus en plus négligeable. Pour cette situation, il est possible de résoudre analytiquement les équations. (4)-(10), lorsque la viscosité apparente , μ_{CY} , a été supposé constant.

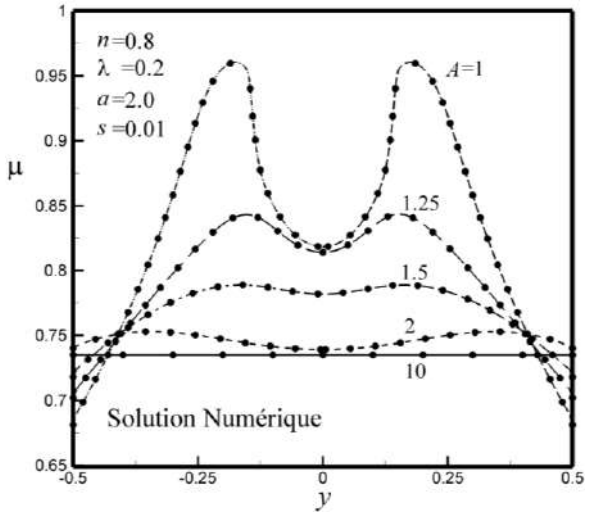
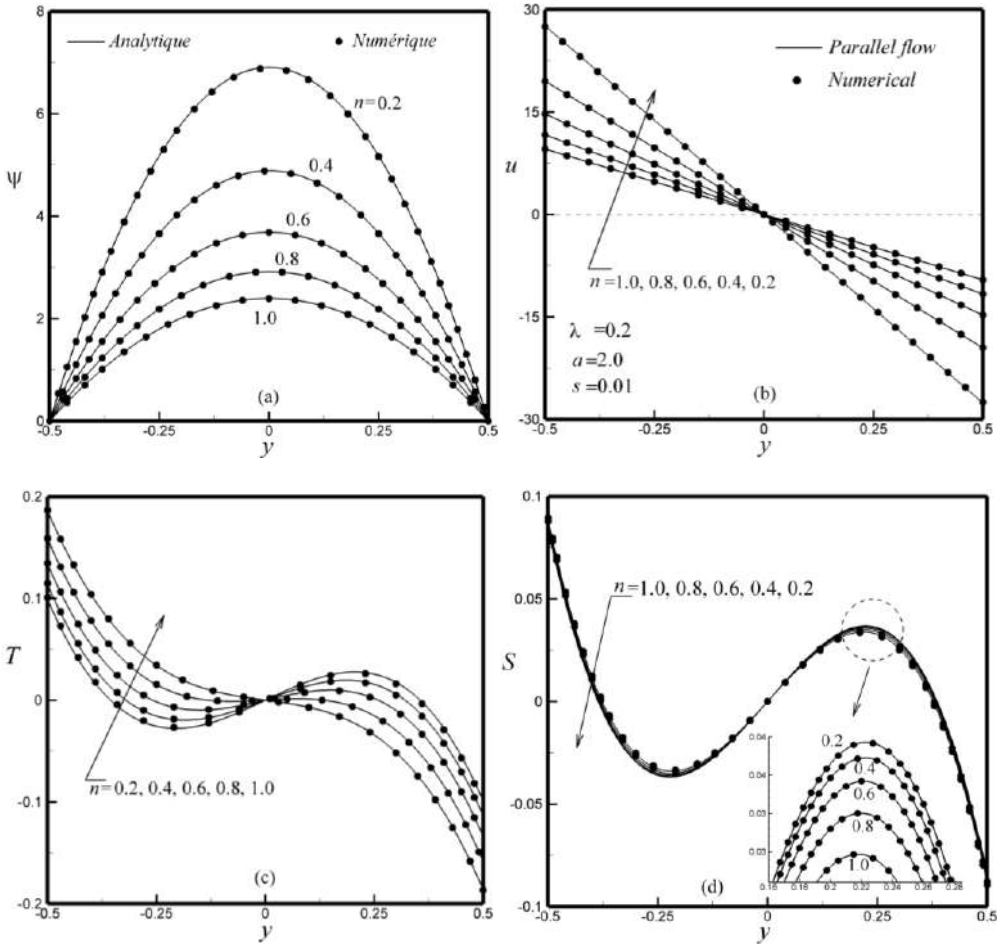


Fig V.3: Effet du rapport d'aspect sur la viscosité apparente prévue , μ_{CY} dans la partie centrale de la couche poreuse obtenue pour, $R_T = 50$, $Le = 5$, $\varphi = -0.1$ et $\varepsilon = 1$.

V.4 Effet de la loi de puissance n sur les profils de la fonction de courant, de la température, de la concentration et de la viscosité apparente

Comparaison supplémentaire entre l'analyse, basée sur l'approximation du l'écoulement parallèle, et les solutions numériques sur les profils composante de vitesse horizontale, u, temperature, $_T$, concentration, S , et viscosité apparente , μ_{CY} , respectivement, à mi-largeur de la couche poreuse (i.e., x=0) sont illustrés sur les Fig. V.4(a)-(d). Les résultats ont été obtenus pour $R_T = 50$, $Le = 5$, $\varphi = -0.1$, $\varepsilon = 1$ et diverses valeurs de l'indice de la loi de puissance, n. A partir de ces figures, il est clair que la solution d'écoulement parallèle qui est représentée en traits pleins est en excellent accord avec la solution numérique, présentée par des cercles pleins. Fig V.4 (a) indique les profils verticaux de la vitesse horizontale, u, est symétrique par rapport à y. La vitesse est maximale sur le mur ($y = \pm 0.5$) où l'amincissement par cisaillement est annulé car les forces de flottabilité sont égales et opposes. De plus, la vitesse, u, diminue fortement au mur $(u = u_{max})$ au mur ($y = -0.5$) vers $u = 0$ au centre de la cavité ($y = 0$) puis retombe à $(u = -u_{max})$ au mur ($y = 0.5$). En augmentant la valeur de l'indice de loi de puissance, on voit que la vitesse au voisinage des parois est considérablement réduite car le fluide devient de plus en plus amincissant par cisaillement ($n < 1$). L'effet de n, sur les profils de la température et de la concentration est illustré sur les Figs V. 4(b) et (c). L'évolution des profils de la température et de la concentration est assez similaire à celle discutée sur la Fig.

V.4(a) tout en étudiant l'évolution de, u. On le voit sur les figues V.4 (b) et (c) la température et la concentration à proximité des parois solides sont favorisées avec une diminution de l'indice de loi de puissance, n. Aussi la différence de température (concentration) entre le long des parois verticales ($y = \pm 0.5$), permettant une augmentation significative des taux de transfert de la chaleur (Nu) et de la masse (Sh). Selon Eq. (10) il est vu dans la Fig. V.4(d) la viscosité apparente μ_{CY} , reste constant car le taux de cisaillement reste constant à travers de la couche le long des axes verticaux .



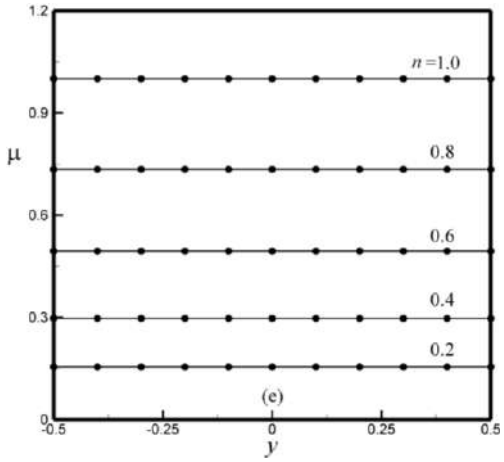
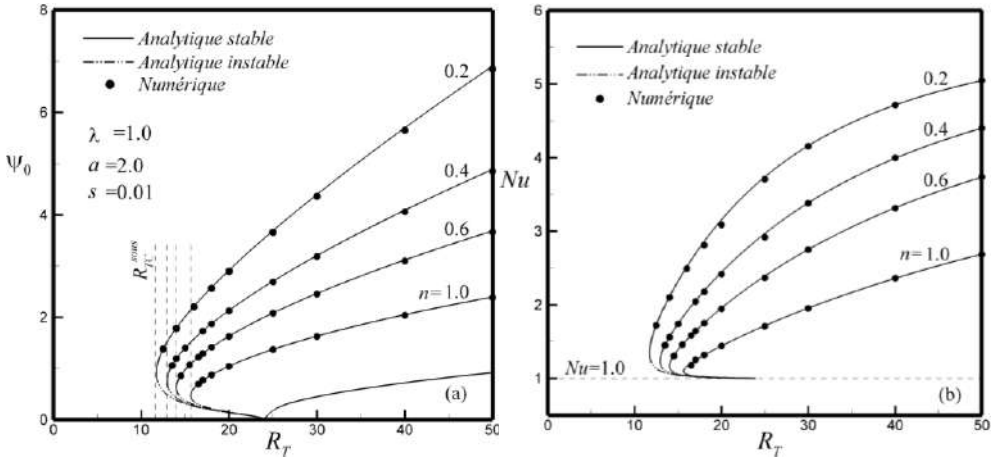


Fig V.4: Effet de l'indice de loi de puissance, *n*, sur les profils (a) de la vitesse horizontale, *u*, (b) temperature, *T*, (c) concentration, S , et (d) viscosité apparente , μ_{CY} , profils à mi-largeur de la couche poreuse (x=0) pour $R_T = 50$, $Le = 5$, $\varphi = -0.1$, $\lambda_{CY} = 0.2$, $a = 2$, $s = 10^{-2}$ et $\varepsilon = 1$.

V.5 Effets de la loi de puissance *n* et le nombre de Rayleigh sur les courbes de bifurcation

Figure V.5 montrer les effets du nombre de Rayleigh , R_T , et de l'indice de la loi de puissance , *n*, sur la fonction de courant, ψ_0 , nombre de Nulsset , Nu , nombre de Sherwood , Sh et la viscosité apparente , μ_{CY} , pour $Le = 5$, $\varphi = -0.1$ et $\varepsilon = 1$. Les résultats sont obtenus pour les valeurs de l'indice de la loi de puissance n compris entre ($0.2 \le n \le 1$). Les courbes représentées dans les figures sont la prédiction du l'écoulement parallèle et des théories numériques non linéaires. Les lignes pleines correspondent aux branches stables à écoulement parallèle et les lignes en pointillés aux branches instables. Les lignes pleines et pointillées sont connectées l'une à l'autre au niveau d'une bifurcation en forme de nœud en selle. La solution numérique est représentée par des cercles pleins. Un bon accord est observé entre ces deux résultats. Il est bien connu que la circulation de l'écoulement dans la couche peut être dans le sens horaire ou anti-horaire, comme les résultats sont symétriques, seules les solutions dans le sens antihoraire ($\psi_0 > 0$) sont représentées dans toutes les courbes de bifurcation présentées. Pour $n = 0.2$ (i.e., plus d'amincissement par cisaillement) il a été constaté à la fois que la force de la convection (ψ_0), les taux de transfert de chaleur et de masse qui en résultent (*Nu* et *Sh*) augmenté de façon monotone de $\psi_0 = 0.92$ à 6.90, $Nu = 1.34$ à 0.50 et $Sh = 4.26$ à 5.95,

respectivement and la viscosité apparente , μ_{CY} , diminue de $\mu_{CY} = 0.63$ à 0.15 lorsque la valeur du nombre de Rayleigh est augmentée de $R_{TC}^{sub}(11.74) \le R_T \le 50$. Dans la Fig V. 5(a) pour $n = 0.2$ une bifurcation sous-critique typique du Darcien est représentée. L'écoulement est caractérisé par une transition de l'état de repos à la convection d'amplitude finie ($\psi_0 \neq 0$). Cette transition se produit à un nombre de Rayleigh sous-critique de $R_T = R_{TC}^{sub} = 11.74$. En dessous de la valeur critique , $R_T < R_{TC}^{sub}(11.74)$, la solution était purement conductrice ($\psi_0 = 0$ et $Nu(Sh) = 1$), quelle que soit l'amplitude de perturbation. La bifurcation de type fourche résultante, caractérisée par une transition de l'état de repos à un régime convectif, a lieu à un nombre de Rayleigh supercritique de $R_{TC}^{sup} = 24$. Les deux (R_{TC}^{sub}) et (R_{TC}^{sup}) sont reliés les uns aux autres par une branche instable représentée par une ligne pointillée. Pour la Fig. V.5(a) il est clair que, pour le fluide d'amincissement par cisaillement ($n < 1$) le seuil de convection sous-critique (R_{TC}^{sub}) augmente depuis que l'indice de loi de puissance, devient de plus en plus stabilisant et ce phénomène sera discuté plus tard. En général, il ressort des Figs. V.5(a)-(c) que, pour une valeur fixe de R_T , une diminution de l'indice de loi de puissance , n , la force du mouvement convectif dans la couche est favorisée et les taux de transfert de chaleur et de masse sont considérablement améliorés. Par conséquent, comme on peut le voir sur la Fig. V.5(d), la viscosité apparente est considérablement inhibée avec une diminution de l'indice de loi de puissance, *n*.



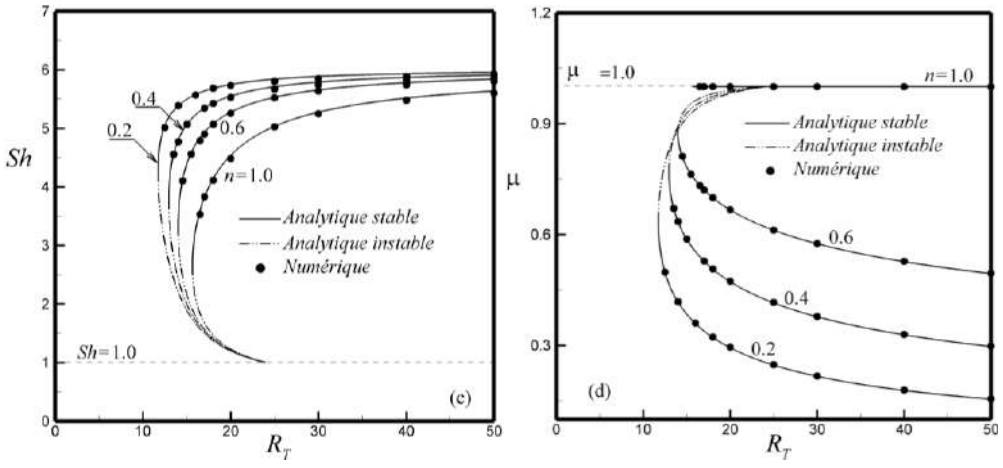
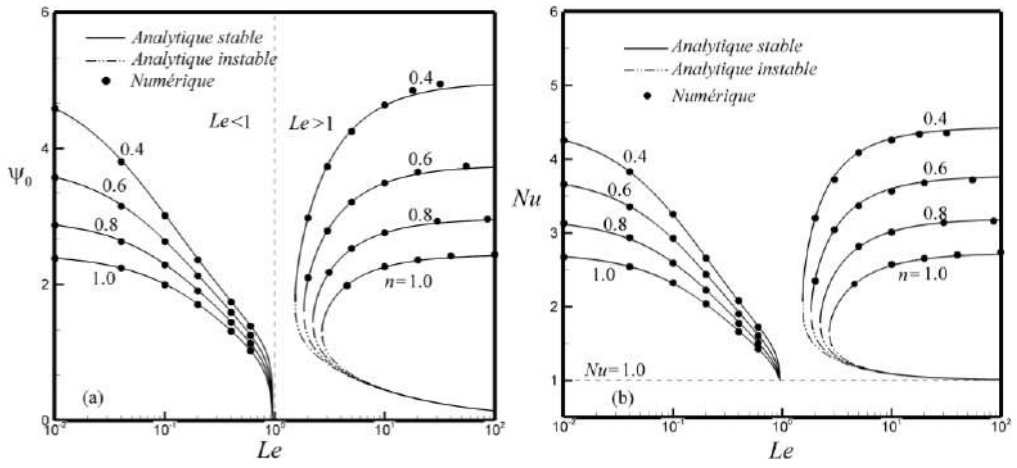


Fig V.5: Effet de l'indice de loi de puissance *n*, et le nombre de Rayleigh , R_T , sur (a) la fonction, ψ_0 , le nombre de Nulset , Nu , le nombre de Sherwood, Sh , et la viscosité apparente , μ_{CY} , pour $Le=5$, $\varphi=-0.1$, $\lambda_{CY}=1$, $a=2$, $s=10^{-2}$ et $\varepsilon=1$.

V.6 Effets de la loi de puissance n et le nombre de Lewis sur les courbes de bifurcation

La figure V.6 (a)-(d) montre la dépendance de la fonction de courant au centre de la cavité , ψ_0, nembre de Nusselt, Nu, nombre de Sherwood , Sh, et la viscosity apparente, μ_{CY} , on nombre de Le et n pour $R_T=50$, $\varphi=-0.8$, $\lambda_{CY}=0.2$, $a=2$, $s=10^{-2}$ et $\varepsilon=1$. Pour les Figs. V.6(a)-(d) il est clairement observé pour $Le<1$, seule la solution stable est possible. Très loin de l'écoulement de la convection et pour une petite valeur de loi de puissance, n, l'écoulement est oscillatoire. Les résultats montrent que pour $n=0.4$ et $Le>32$, la force de convection devient assez importante, est finalement l'écoulement est oscillant. Ainsi, la courbe indique que dans la plage ($0.95\le Le\le 1.53$) l'état de repos prévaut ($\Psi_0=0$), pour cette plage de nombre de Rayleigh, $R_T=50$ est inférieur au nombre de Rayleigh sous-critique R_{TC}^{sous}. Pour $Le=1.53$ et 0.95, la bifurcation du régime conducteur au régime convectif se produit ($\psi_0=1.74$, $Nu=2.06$, $Sh=2.93$ et $\mu_{CY}=0.52$ pour $Le=1.53$ et $\psi_0=0.00$, $Nu=Sh=\mu_{CY}=1.00$ pour $Le=0.95$). L'effet du nombre de Lewis sur le débit convectif, les taux de transfert de chaleur et de masse et de la viscosité apparente est clairement illustré dans la figure. En général, on le voit sur les figues V.6(a) et (b) que, lorsque le nombre de Lewis augmente (diminue) au-dessus (en dessous) $Le=1.53$ (0.95), la force du mouvement convectif et le taux de transfert de chaleur augmentent progressivement puis tendent asymptotiquement vers une valeur constante comme

$Le \to \infty$ et $Le \to 0$, et cela dépend de l'indice de loi de puissance, n. Cependant, il ressort clairement de la Fig V. 7(c) que pour $Le < 1$, i.e., que le nombre de Lewis diminue de (0.95 to 10^{-2}), le taux de transfert de masse (Sh) augmente d'abord, passe par un pic et commence à diminuer vers $Sh = 1$, où cette valeur n'est pas affectée par l'indice de loi de puissance, *n*. Pour cette situation, s'explique par le fait que le coefficient de diffusion de masse devient important et que le champ de concentration est dominé par la diffusion. Comme on peut l'observer sur les Fig V.6 (b) et (c) lorsque le nombre de Lewis inférieur à l'unité ($Le < 1$), le composant diffusif inférieur est la chaleur, par conséquent le transfert de chaleur est principalement dû à la convection. Cependant, lorsque le nombre de Lewis au-dessus de l'unité ($Le > 1$) la composante diffusante la plus rapide est la chaleur et le transfert de masse est dominé par la convection. L'effet de la baisse de valeur de l'indice de loi de puissance, n , est représenté sur les Figues V.6(a)-(d). Comme déjà discuté dans la figure V.5, toute diminution de l'indice de loi de puissance a provoqué une diminution de la viscosité apparente, μ_{CY} , dont le rôle principal était de réduire la résistance visqueuse et d'améliorer le flux convectif .



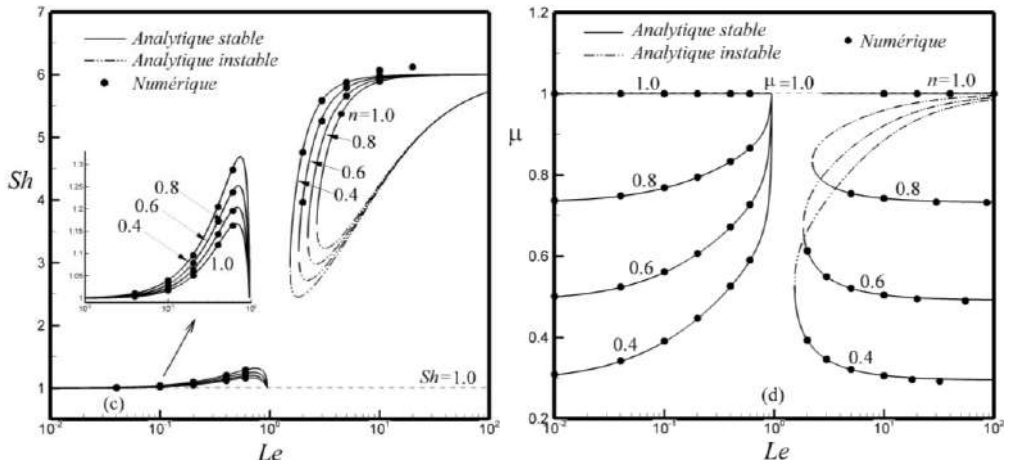


Fig V.6: L'effet du nombre de Lewis, Le, et indice de loi de puissance, n, sur (a) l'intensité du débit ψ_0, nombre de Nusselt, Nu, (c) nombre de Sherwood, Sh, et (d) viscosité apparente, μ_{CY}, pour $R_T = 50$, $\varphi = -0.8$, $\lambda_{CY} = 0.2$, $a = 2$, $s = 10^{-2}$ et $\varepsilon = 1$.

V.7 Effet du nombre de Lewis, *Le*, sur les nombres de Rayleigh critiques

L'influence du nombre de Lewis, Le, sur le nombre de Rayleigh souscritique, R_{TC}^{sosu}, est représenté sur la figure V.7(a) pour $\lambda_{CY} = 0.2$, $a = 2$, $s = 10^{-2}$, $\varphi = -0.1$, $\varepsilon = 1$ et diverses valeurs de l'indice de loi de puissance, n. Les résultats, représentés par des traits pleins dans le graphique, correspondent aux seuils d'un écoulement monocellulaire sous-critique, R_{TC}^{sous}, et les lignes en pointillés correspondent au nombre de Rayleigh supercritique, R_{TC}^{sup}. Les figures illustrent clairement le fait que le nombre de Lewis a un effet dominant sur les nombres critiques de Rayleigh (R_{TC}^{sous} et R_{TC}^{sup}). On observe que, comme le nombre de Lewis diminue de 10^3 à 2.16, le nombre de Rayleigh sous-critique, R_{TC}^{sous}, augmente, recherche un pic, $R_{TC}^{sous} = 16$ quand $Le = 3.2$, puis diminue vers $R_{TC}^{sous} = R_{TC}^{sup} = 15.32$ quand $Le \to Le_C(2.16)$. En dessous de cette valeur ($Le \le Le_C(2.16)$) la convection sous-critique n'est pas possible. Cela découle du fait que lorsque le nombre de Lewis est suffisamment petit, le processus de transfert de masse à travers la couche poreuse est régi par la diffusion pure. L'écoulement du mouvement est alors supercritique (R_{TC}^{sup}) dans le périmètre ($Le_C(2.16) \le Le \le 10^{-2}$). Une baisse de l'indice de loi de puissance, n, pour ($1 \le n \le 0.2$) conduit en réponse comme représenté sur la figure V. 5(a). Une vue plus complète sur les figures indique que pour une valeur donnée du nombre de Lewis, le nombre de Rayleigh sous-critique en continu avec une diminution de n. Ainsi pour $n = 1$ les pics se produisent à environ $Le = 3.2$ tandis que pour $n = 0.2$ ils se produisent à environ

$Le = 1.6$. Enfin, on constate que l'indice de loi de puissance , n, affecte également la gamme d'occurrence de Le_C .

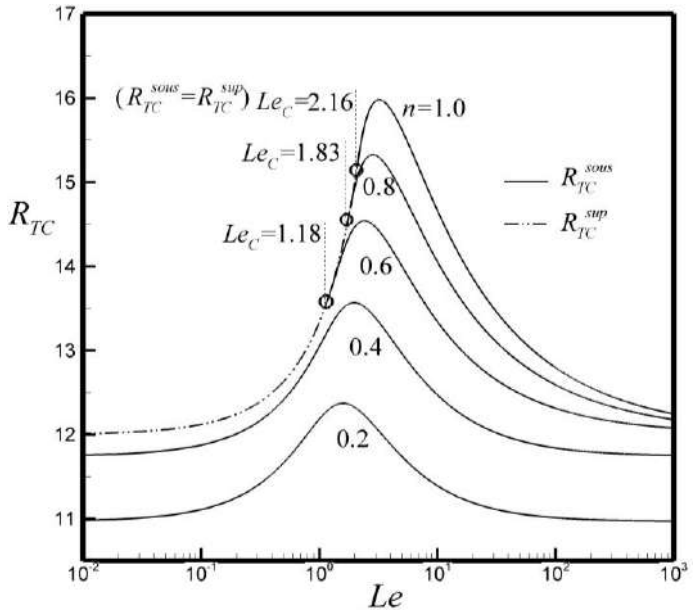


Fig V.7: Nombre de Rayleigh sous-critique, R_{TC}^{sous}, et nombre de Rayleigh supercritique , R_{TC}^{sup} , en fonction du nombre de Lewis , Le , et diverses valeurs de l'indice de loi de puissance , n, pour $\varphi = -0.1$, $\lambda_{CY} = 0.2$, $a = 2$ et $s = 10^{-2}$.

V.8 Effets des paramètres rhéologiques sur le nombre de Rayleigh sous-critique.

L'effet de la variation des paramètres rhéologiques du modèle Carreau-Yasuda sur le nombre de Rayleigh sous-critique (R_{TC}^{sous}) est représenté dans les Figs V.8(a)-(d) pour $Le = 5$ et $\varphi = -0.1$. Le nombre de Rayleigh sous-critique a été évalué à partir de la théorie analytique non linéaire en recherchant numériquement de la valeur de R_T l'inverse de la dérivée de ψ_0 par rapport à R_T . Les résultats présentés ici correspondent aux seuils d'un régime convectif unicellulaire sous-critique d'amplitude finie. Figues V.8(a)-(c) indiquent que, pour une valeur donnée de l'indice de la loi de puissance, n, la constante de temps sans dimension , λ_{CY} , et le rapport des viscosités de taux de cisaillement infini, s , le nombre de Rayleigh sous-critique $R_{TC}^{sous} \to 32.0$ quand $n = s = 1$ et $\lambda_{CY} = 0$ (Fluide newtonien) et cela indépendamment des valeurs de n, λ_{CY} et s . Figure V. 8(a) montre que l'indice de loi de puissance, n, avoir un effet

stabilisant où la valeur du nombre de Rayleigh sous-critique, R_{TC}^{sous}, augmente avec l'augmentation de la valeur de l'indice de loi de puissance, n, pour différentes valeurs de la constante de temps sans dimension, λ_{CY}. L'effet de la constante de temps sans dimension , λ_{CY} , sur le nombre de Rayleigh sous-critique, R_{TC}^{sous}, est illustré sur la Fig. 8(b). Comme déjà mentionné, pour une valeur donnée de l'indice de la loi de puissance, n, la valeur de la R_{TC}^{sous} diminue dans le cas en augmentant la valeur de la constante de temps sans dimension , λ_{CY} . Cela découle du fait que l'augmentation λ_{CY} entraîne un effet déstabilisant. En fait, l'évolution du R_{TC}^{sous} avec le rapport des viscosités de taux de cisaillement infini, s , est assez similaire à celui discuté sur la Fig. 8(a) tout en étudiant l'effet de n. Il est noté à partir de la Fig. 8(d) que lorsque le paramètre, a, augment le nombre de Rayleigh sous-critique R_{TC}^{sous}, augment de façon monotone puis tendre asymptotiquement vers une valeur constante qui dépend de la valeur de n, et qui a joué un rôle d'effet stabilisant.

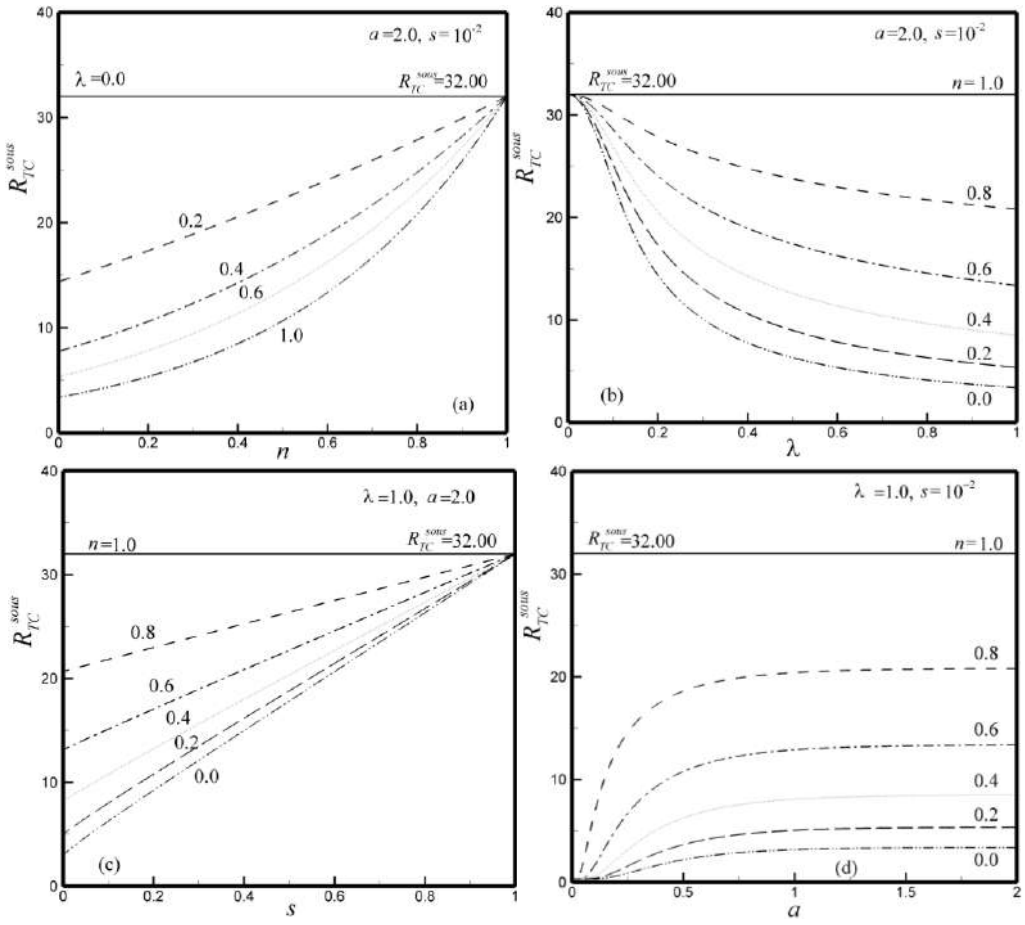


Fig V.8: (a)-(d) Effet de la variation des paramètres rhéologique du modèle de Carreau-Yasuda sur le nombre de Rayleigh sous-critique , R_{TC}^{sous}, pour $Le = 5$, $\varphi = -0.1$ et $\varepsilon = 1$.

V.9 Effet de l'indice de la loi de puissance, n, sur la zone de Bi-stabilité

Figure V.9 montre la variation des nombres critiques de Rayleigh R_{TC}^{sous}, R_{TC}^{tur} et R_{TC}^{sup} avec le taux de flottabilité, φ, pour $Le = 5$, $\lambda_{CY} = 0.2$, $\alpha = 2$ et $s = 10^{-2}$. La Figure indique que dans la plage ($-0.1 \le \varphi \le 0.1$), le nombre de Rayleigh sous-critique, R_{TC}^{sous}, diminue avec une diminution du taux de flottabilité, φ, pour différentes valeurs de n, donc le taux de flottabilité a un effet déstabilisateur. à $\varphi = 0$ on constate que $R_{TC}^{sous} = R_{TC}^{sup} = 12$, et cela indépendamment de l'indice de la loi de puissance varie entre $n = 1$ et 0.6. En continuant à diminuer la valeur de l'indice de la loi de puissance, n, et augmenter la valeur du taux de flottabilité , $\varphi > 0$, il apparaît clairement que le phénomène de bi-stabilité se produit quel que soit l'indice de loi de puissance, n. Cependant, on peut le voir que l'étendue de la région de bi-stabilité dépend de l'indice de la loi de puissance, n. Cette région apparaît lorsque le système a deux solutions à l'état stable se produisant dans les mêmes conditions. Dans cette situation, une région de bistabilité se produit entre les deux points de nœud de selle tournant R_{TC}^{sous} et R_{TC}^{tur}, comme illustré dans le zoom présenté sur la figure V.9(a). Une vue plus complète sur les résultats, on constate que dans le cas $n = 0.1$, dans le périmètre ($-0.1 \le \varphi \le 0.035$), le nombre de Rayleigh sous-critique R_{TC}^{sous} est le nombre critique de Rayleigh inférieur, i.e. ($R_{TC}^{sous} < R_{TC}^{sup} < R_{TC}^{tur}$), de telle sorte que le début du mouvement soit sous-critique, comme illustré sur les Figs. 10(a)-(d) pour $\varphi = -0.01$. Pour cette valeur, sont donnés par $R_{TC}^{sous} = 10.50$ et $R_{TC}^{sup} = 12.64$. Dans le graphique, la solution représentée par la ligne continue, appelée solution stable. Ce n'est pas le cas pour la ligne en pointillés, connecter le nombre de Rayleigh sous-critique et supercritique, ce qui correspond à une solution instable . A $\varphi = 0.035$ on trouve que $R_{TC}^{sous} = R_{TC}^{sup} = 10.2$. En continuant à diminuer la valeur de φ, on observe que, dans la plage ($0.035 \le \varphi \le 0.082$), l'existence du phénomène de bi-stabilité, où la région de bi-stabilité est délimitée par la zone hachurée. Pour cette situation, la courbe de bifurcation se compose d'une branche supercritique inférieure et d'une branche supérieure qui existe pour $R_T \ge R_{TC}^{sous}$, comme illustré sur les Figs V. 10(a)-(d) pour $\varphi = 0.04$. Pour cette valeur, la courbe de bifurcation résultante est considérée comme assez particulière et les débuts de mouvement sont donnés par $R_{TC}^{sup} = 10$, $R_{TC}^{sous} = 10.17$ et $R_{TC}^{tur} = 10.47$. Une vue plus complète sur le graphique indique

l'existence de deux branches différentes stables, représentées par des lignes continues. La branche supérieure, à partir de, R_{TC}^{sous}, est la branche standard observée est la bifurcation sous-critique tandis que la branche stable inférieure, qui démarre a correspond à une bifurcation supercritique. Cependant, on observe que la branche stable inférieure n'existe que dans la plage ($R_{TC}^{sup} \leq R_{TC} \leq R_{TC}^{tur}$), où R_{TC}^{tur} correspondent à un point de nœud de selle tournant. Ces deux solutions ont la même structure d'écoulement mais des intensités d'écoulement différentes et présentent des taux de transfert de chaleur et de masse différents. Ces deux solutions sont généralement connectées par une troisième solution instable. Ce point est confirmé par les résultats numériques obtenus dans la zone de convection bi-stabilité qui sont présentés dans le graphique par des symboles pleins. Les résultats obtenus pour $\varphi = 0.082$ indiquer que la condition $R_{TC}^{sous} = R_{TC}^{tur} = 9.86$ est atteinte. Pour $0.082 \leq \varphi \leq 0.1$, le seul nombre de Rayleigh critique existant est le nombre supercritique , R_{TC}^{sup} , comme illustré sur la Fig V. 10(a) pour $\varphi = 0.1$. On observe que l'écoulement d'un mouvement régulier n'est plus sous-critique, mais plutôt supercritique.

La bifurcation de type fourche résultante caractérisée par une transition de l'état de repos $(\psi_0 = 0)$ à un régime convectif, a lieu à un nombre de Rayleigh supercritique de $R_{TC}^{sup} = 8$.

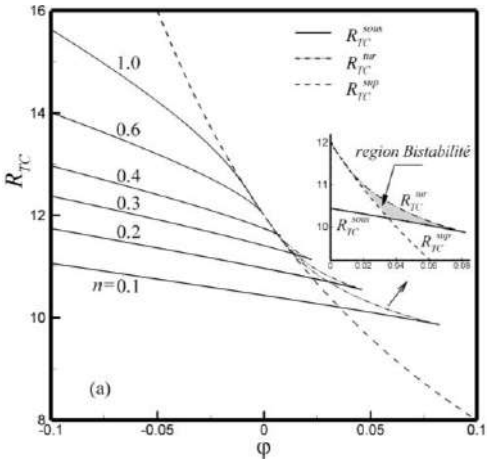


Fig V.9. Effets de rapport de la flottabilité , φ , et indice de la loi de puissance, n , sur les nombres critiques de Rayleigh R_{TC}^{sup} , R_{TC}^{sous} et R_{TC}^{tur} pour $Le = 5$, $\lambda_{CY} = 0.2$, $a = 2$ et $S = 10^{-2}$.

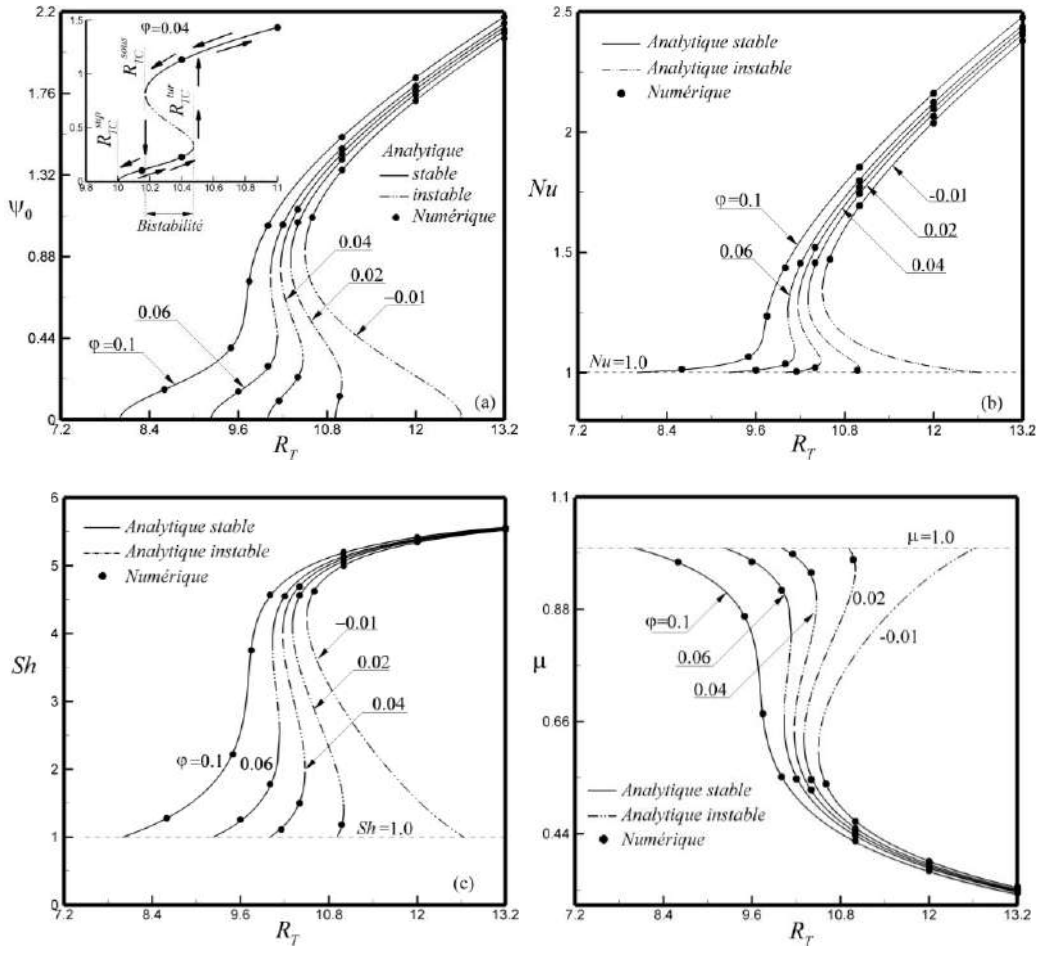


Fig V.10: Diagramme de bifurcation en fonction de R_T et φ pour $Le = 5$, $n = 0.1$, $\lambda_{CY} = 0.2$, $a = 2$, $S = 10^{-2}$ et $\varepsilon = 1$, (a) intensité du l'écoulement ψ_0, (b) nombre de Nusselt Nu, (c) nombre de Sherwood Sh et (d) la viscosité apparente , μ_{CY} .

L'effet de la variation des paramètres rhéologique du modèle Carreau-Yasuda sur la région de bi-stabilité est présenté dans les Figs V. 11(a)-(d) pour $Le = 5$. Les résultats indiquent clairement qu'en augmentant (diminuant) le taux de la flottabilité, la région de bi-stabilité est de plus en plus affectée par les paramètres rhéologiques. Dans les figues V.11(a) et (b) l'évolution de la région de bistabilité avec λ_{CY} et S est similaire à celle discutée sur la Fig V.10. En général, en augmentant (diminuant) progressivement à partir de zéro, la constante de temps du matériau, λ_{CY}, (paramètre, S) la région de la bi-stabilité se rétrécit et disparaît complètement lorsque $\lambda_{CY} = 0$ et $s = 1$. Sauf indication contraire, les résultats, affichés sur la figure V.11(c) pour a. La courbe obtenue pour $a = 1$ à 2 sont les mêmes que ceux discutés ci-dessus pour les Figs V.11(a) et (b). Ainsi, comme illustré sur les Figs V.11(c) et (d) pour

$a = 5$, on remarque que le nombre de Rayleigh critique, R_{TC}^{tur}, devient inférieur à R_{TC}^{sup}, de telle sorte qu'il dégénère un deuxième point tournant, R_{TC}^{tur2}. En continuant à augmenter la valeur du taux de flottabilité, on observe que dans la plage ($-0.019 \le \varphi \le -0.032$), la courbe de bifurcation consiste en une branche supercritique supérieure s'étendant entre ($R_{TC}^{sup} \le R_T \le R_{TC}^{tur1}$) et une branche inférieure qui existe pour la condition, $R \le R_{TC}^{tur2}$. Ce point n'a pas été observé pour l'effet de la variation n, λ_{CY} et S. Les graphiques montrent également clairement l'effet de sur l'existence des différents types de courbes de bifurcation.

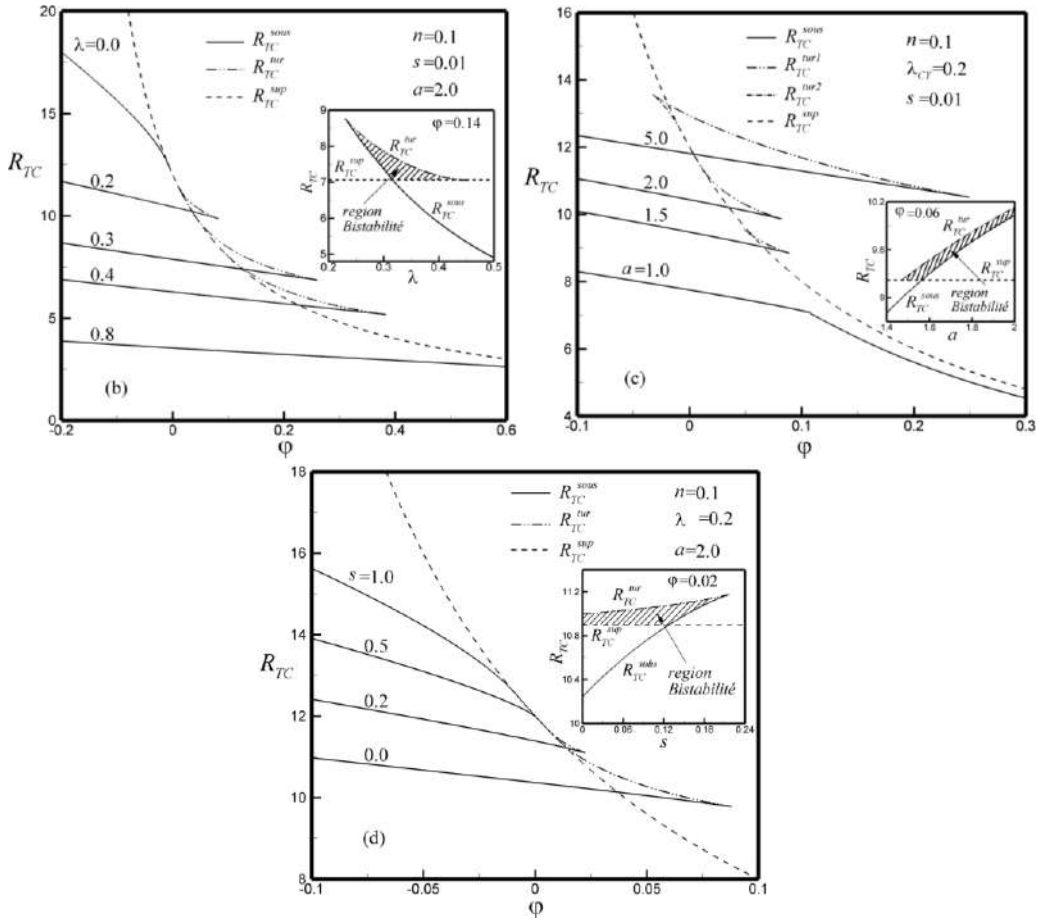


Fig V.11: Effet de la variation des paramètres Carreau-Yasuda (λ_{CY}, S et a) et le taux de flottabilité, φ, sur la région de bistabilité pour $Le = 5$.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons réalisé une étude numérique et analytique de la convection naturelle thermosolutale dans une cavité rectangulaire remplie par un milieu poreux saturé par un fluide non-Newtonien.

On a utilisé le modèle de Darcy pour établir le modèle mathématique décrivant le phénomène de la convection thermosolutale au sein du milieu poreux.

Le système d'équations gouvernant le problème est résolu numériquement par un code de calcul basé sur la méthode des déférences finis. De plus, une solution analytique, basée sur l'approximation d'un écoulement parallèle a été étudié.

L'intensité de l'écoulement et les transferts de chaleur et de masse sont exprimés en termes des paramètres de contrôle du problème.

Les résultats analytiques et numériques obtenus sont les :

- La validité de l'utilisation de l'approximation de l'écoulement parallèle, Les résultats obtenus ont montré un excellent accord entre la solution analytique et la simulation numérique.
- Le rapport d'aspect n'est pas affecté sur la viscosité apparente dans la partie centrale de la couche poreuse obtenue.
- L'augmentation de l'indice de loi de puissance diminue l'intensité de l'écoulement et augmenté les nombre de Nusselt et de Sherwood.

Parmi les extensions possibles de cette étude, on peut mentionner le fait que le modèle poreux considéré est basé sur les équations de Darcy. D'autres modèles, plus sophistiqués peuvent être utilisés pour tenir compte des effets visqueux (Brinkman) et d'inertie (Forchheimer). D'autres géométries avec des conditions aux frontières plus complexes, devraient être aussi étudiées.

1- La possibilité de traiter le problème en tenant compte :

• de l'anisotropie en perméabilité et en conductivité thermique ;

• de l'interaction entre les effets thermique et solutaux (effet Soret et Dufour) des milieux poreux;

2- Des mesures expérimentales pourraient également être envisagées.

3- Utilisation d'une analyse de stabilité linaire et non linaire pour déterminer avec précision les nombres de Rayleigh supercritique et souscritique.

Références bibliographiques

1- Ramdan Younsi ; Simulation numérique du transfert de chaleur et de masse en milieux fluides et poreux. Thèse de doctorat (2002) Université des sciences et de la technologie. Houari Boumediene, Alger.

2- Boumaraf Assia ; Etude de la convection naturelle thermosolutale dans une enceinte rectangulaire inclinée. Mémoire de magistère (2010) University Mentouri – Constantine.

3- S.V.Patankar, Numerical heat Transfer and Fluid flow, Hemisphere, Washington, DC, 1980.

4- Salhi Hicham ; mémoire étude numérique de la convection naturelle dans les enceintes nanofluide en 2015. Université de Batna.

remplie d'une matière poreuse. Mémoire de Magister (2009)

5- Nield D. A. and Bejan A., (2006). Convection in Porous Media, Springer-Verlag.

6- Bennacer R., Tobbal A, Beji H and Vasseur P., (2001). Double Diffusive Convection in a Vertical Enclosure Filled with Anisotropic Porous Media, Int. J. Thermal Sciences, 40, 1, 30-41.

7- Khair K., R. and Bejan A., (1985). Mass Transfer to Natural Convection Boundary Layer Flow Driven by Heat Transfer. J. Heat Transfer, 107, 979-981.

8- Trevisan O., V. and Bejan A., (1985). Natural Convection with Combined Heat and Mass Transfer Buoyancy Effects in a Porous Medium, Int. J. Heat and Mass Transfer, 28, 1597-1611.

9- Poulikakos D., (1986). Double Diffusive Convection in a Horizontal Sparsely Packed Porous Layer, Int. Comm. Heat Mass Transfer, 13, 587-598.

10- Taslim M., and Narussawa U., (1986). Binary Fluid Composition and Double Convection in a Porous Medium. J. Heat Transfer, 108, 221-224.

11- Mehta K., N., and Nandakumar K., (1987). Natural Convection with Combined Heat and Mass Transfer Buoyancy Effects in Non-Homogeneous Porous Medium, Int. J. Heat and Mass Transfer, 30, 12, 2651-2656.

12- Trevisan O., V. and Bejan A., (1987). Mass and Heat Transfer by High Raleigh Number Convection in a Porous Medium Heated From Below. Int. J. Heat Mass Transfer, 30, 2341–2356.

J. Fluid Mechanics, 201,147–166.

13- Rosenberg N., D., and Spera F., J.,(1992). Thermohaline Convection in a Porous Medium Heated from Below, Int, J. Heat and Mass Transfer, 35, 1261-1272.

14- Chen F., and Chen C., F., (1993). Double-Diffusive Convection in a Porous Medium. Int. J. Heat Mass Transfer, 36, 793-807.

15- Goyeau B., J., Songbe P, and Gobin, D.,(1996). Numerical Study of Double-Diffusive Natural Convection in a Porous Cavity Using the Darcy-Brinkman Formulation, Int. J. Heat and Mass Transfer, 39, 7, 1363-1378.

16- Nithiarasu P., Seetharamu K. N. and Sundarajan T., (1996). Double-Diffusive Natural Convection in an Enclosure Filled with Fluid-Saturated Porous Medium: a General non-Darcy Approach. Num. Heat Transfer, 30, 413–426.

17- Nithiarasu P., Sundararajan K., N. and Seetharamu T., (1997). Double-Diffusive Natural Convection in a Fluid Saturated Porous Cavity with a Freely Convecting Wall, Int. Comm Heat and Mass Transfer, 24, 8, 1121-1130

18- Karimi-Fard M., Charrier-Mojtabi M.C. and Vafai K.,(1997). Non-Darcian Effects On Double-Diffusive Convection within a Porous Medium. Num. Heat Transfer, A 31, 837–852.

19-Amahmid A., Hasnaoui M, and Vasseur P., (1999). Etude Analytique et Numérique de la Convection Naturelle dans une Couche Poreuse de Brinkman Doublement Diffusive, Int. J. Heat and Mass Transfer, 42, 15, 2991-3005.

20-Mamou M., Hasnaoui M., Amahmid A. and Vasseur P., (1998). Stability Analysis of Double Diffusive Convection in a Vertical Brinkman Porous Enclosure, Int. Comm. Heat and Mass Transfer, 25, 4, 491-500.

21- Alavyoon F., (1993). On natural Convection in Vertical Porous Enclosures due to Prescribed Fluxes of Heat and Mass at the Vertical Boundaries, Int. J. Heat Mass Transfer, 36, 2479–2498.

a Vertical Slot Filled with Porous Medium. Int. J. Heat Mass Transfer, 29, 403– 415.

22- Alavyoon F., Masuda Y., and Kimura S., (1994). On natural Convection in Vertical Porous Enclosures due to Opposing Fluxes of Heat and Mass Prescribed at The Vertical Walls, Int. J. Heat Mass Transfer, 37, 195–206.

23-Mamou M.,Vasseur P., Bilgen E. and Gobin D.,(1995). Double-Diffusive Convection in an Inclined Slot Filled with Porous Medium, Eur. J. Mechanics, B/Fluids, 14, 629-652.

24- Charrier-Mojtabi M.C., Karimi-Fard M. and Mojtabi A., (1997). Onset of Thermosolutal

Convective Regimes in a Rectangular Porous Cavity, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Chemistry-Astronomy, 324, 1, 9-17

25- Sezai I., and Mohamad. A, (1999). Three-Dimensional Double-Diffusive Convection In a Porous Cubic Enclosure due to Opposing Gradients of Temperature and oncentration. J. Fluid Mech., 400, 333–353.

26- Sezai. I, (2002). Flow Transitions in Three-Dimensional Double-Diffusive fingering Convection in a Porous Cavity. J. Fluid Mech., 464, 311–344.

27- Bahloul A, Boutana N and Vasseur P (2003). Double-Diffusive and Soret Induced Convection in a Shallow Horizontal Porous Layer, J. Fluid Mechanics, 491, 325–352.

28- Boutana N, Bahloul A. Vasseur P and Joly F. (2004). Soret Driven and Double Diffusive Natural Convection in a Vertical Porous Cavity, J. Porous Media, under press.

30- Bourich M., Amahmid A. and Hasnaoui M., (2003). Double Diffusive Convection In a Porous Enclosure Submitted to Cross Gradients of Temperature and Concentration, Energy Conversion and Management, In Press.

31- Attia Abbas (2007). Suppression des Instabilités Thermosolutales par l'Action d'un Champ Magnétique. Thèse de Magistère Université de Mentouri Constantine Algérie.

32-Mamou M. (1998). Convection thermosolutale dans des milieux poreux et fluides confinés. PHD Université de Montréal Canada.

33- Kalla L. (2004). Convection thermosolutale au sein d'une cavité poreuse saturée par un fluide binaire. PHD Université de Montréal Canada

34- Dina S.R.R. (2006). Effet d'un champ magnétique sur la convection naturelle d'un fluide binaire en milieu poreux confiné. PHD Université de Montréal Canada.