REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA
FACULTE DE TECHNOLOGIE

2020-UYFM-LBMPT-001

Doctorat

THÈSE

Pour obtenir le grade de docteur délivré par

L'Université Yahia Farès de Médéa

Spécialité : Génie Mécanique, énergétique nucléaire

Présentée et soutenue publiquement par

Mhamed TAYEB

Le 05 janvier 2020

TRANSFERTS THERMIQUES ET MASSIQUES PAR NANO FLUIDES EN MP DES TOURS DES CENTRALES NUCLEAIRES.

INTERET DU CONTROLE PAR MHD SOUS PAROI CONVECTIVE

Directeur de thèse : **Mohamed Najib BOUAZIZ**

Jury

M. Salam ABUDURA	Professeur, Université Y.F Médéa	Président
M. Mohamed Najib BOUAZIZ	Professeur, Université Y.F Médéa	Directeur de Thèse
M. Salah HANINI	Professeur, Université Y.F Médéa	Co-directeur de Thèse
M. AbdelHamid BOUNIF	Professeur, C. U Ain Témouchent	Examinateur
M. Mounir ZIRARI	Maitre de Conférences A, Univ. Y.F Médéa	Examinateur

Laboratoire de Biomatériaux
et Phénomènes de Transport

THÈSE

A tous ceux qui me sont chers ;

Rassol Allah et mes parents

بسم الله الرحمن الرحيم

﴿إِنَّ اللَّهَ وَمَلَائِكَتَهُ يُصَلُّونَ عَلَى النَّبِيِّ يَا أَيُّهَا الَّذِينَ آمَنُوا صَلُّوا عَلَيْهِ وَسَلِّمُوا تَسْلِيمًا﴾

[الأحزاب-56]

اللهم صلّ وسلم وزد وبارك على سيدنا محمد عبدك ورسولك النبي الأمي وعلى آله وصحبه وسلم تسليماً. اللهم صَلِّ وسلم وزد وبارك على سيدنا محمد صلاة تُخرجنا بها من ظلمات الوهم وتكرمنا بها بنور الفهم وتوضح لنا بها ما أشكل حتى نفهم وأنت تعلم ونحن لا نعلم وعلى أله وصحبه وسلم تسليماً. اللهم صلّ وسلم وزد وبارك على سيدنا محمد علم العلوم وفهم الفهوم وعلى آله وصحبه وسلم تسليماً. اللهم صَلِّ وسلم وزد وبارك على سيدنا محمد صلاة تـردّ بها علينا ما قرأنا ومـا حفظنا ومـا وعينا عند حـاجتنا إليه وعـلى أله وصحبه وسلم تسليماً.

وَمَن تَكُن بِرَسولِ اللهِ نُصرَتُهُ ✻ ✻ ✻ إِن تَلقَهُ الأُسدُ في آجامِها تَجِمِ

«إني رأيت أنه لا يكتب أحد كتابا في يومه إلا قال في غده، لو غُيّر هذا لكان أحسن، ولو زيد هذا لكان يستحسن، ولو قدم هذا لكان أفضل، ولو تُرك هذا لكان أجمل. وهذا أعظم العبر وهو دليل على استيلاء النقص على جملة البشر» لـ القاضـي عبد الرَّحيم بن عليّ البيسـانيّ

Remerciements

Louange à ALLAH, Seigneur de l'univers, le tout Puissant, qui m'a donné la force, le courage, l'endurance et la patience de bien mener ce travail à la naissance.

Un Merci spécial au monsieur **BOUAZIZ Mohamed Nadjib**, directeur de thèse et directeur du laboratoire de Biomatériaux et Phénomènes de Transport (LBPT), qui m'a dirigé tout au long de ces trois années de thèse, qui a toujours été présent, à mon écoute et qui s'est toujours intéressé à l'évolution de mes travaux. Sa capacité d'analyse et ses précieux conseils m'ont été très appréciables. Monsieur, sans vous cette thèse aurait sûrement été beaucoup moins illustrée. Moi et ma thèse vous devons beaucoup. Pour tout ce que vous avez fait, Merci encore.

Ainsi, je tiens à remercier mon co-directeur de thèse monsieur **HANINI Salah**, Professeur à l'Université Y.F de Médéa, qui m'a consacré beaucoup de temps, pour les nombreux moments passés ensemble. Notre expérience m'a été très enrichissante.

Je remercie monsieur **ABUDURA Salem**, Professeur à l'Université YF Médéa d'avoir accepté de présider le jury d'examen de la thèse.

Je remercie également mes deux examinateurs, monsieur **BOUNIF Abdelhamid**, Professeur au Centre universitaire Belhadj Bouchaib d'Ain Témouchent et monsieur **ZIRARI Mounir**, Maitre de Conférences A, l'Université YF Médéa d'avoir accepté d'examiner ce travail et pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma recherche, malgré leurs multiples occupations.

Mes plus profonds remerciements vont à mes parents et mes frères (Habib, Abdelatif, Riadh Abdenour et Anes Abdelmalek), qui par leurs amours, tout au long de mon cursus, m'ont toujours soutenu moralement et encouragé. Qu'ils trouvent, dans la réalisation de ce travail, l'aboutissement de leurs efforts ainsi que l'expression de ma plus affectueuse gratitude.

Mes remerciements sont également adressés à toute personne ayant participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

ملخــص

تتم دراسة الانتقال الحراري الكتلي على التدفق الديناميكي المغناطيسي عن طريق الحمل الطبيعي للسوائل المعقدة ذات القيد المزدوج التي تسمى بالسوائل القطبية، وبوجود الجسيمات النانوية، في قناة عمودية نفوذه، بواسطة نمدجة مطابقة للمقاربة بيونجورنو في حالة المواد النانوية، وفقا لآليات النقل السائدة.

المرحلة الأولى، ضمت نمذجة تدفق السائل المقيد التقليدي مع مقاربة بوسينسك من أجل الانتشار المزدوج، امتداد دارسي-فورشيهيمر، في وجود تأثيري سوريه وديفور والتفاعل الكيميائي تحت الحمل الطبيعي والحقل المغناطيسي وتحت تطبيق شرط الحرارة الثابتة في كلتا اللوحتين.

المرحلة الثانية، درسنا مقاربة بوسينسك ومقاربة لا بوسينسك، امتداد دارسي-فورشيهيمر، وذلك لكتابة المعادلات الحافظة للكتلة، لكمية الحرارة، للطاقة الحرارية، لتركيز السائل وتركيز الجسيمات النانوية، تحت حمل طبيعي لسائل ذي القيد المزدوج به جسيمات نانونية، بشرط حمل حراري من جهة واحدة، ثم من جهتين.

تم معالجته هذا المشكل بواسطة الطرق الرقمية، المبنية على الفرق المنتهية الدقيقة، وتم حل النظام الرياضي مع القيم الحدية الغير بعدية، باستعمال برنامج Matlab.

النتائج المتحصل عليها سمح بظهور بعض المعاملات بدون وحدات ومكنتنا من تسليط الضوء عليها من حيث تأثيرها على المشكل المطروح، نذكر على سبيل المثال لا حصرا، معامل دارسي Da، معامل فرشيهيمر Fo، معامل هارتمان الخاص بالحقل المغنطيسي M، معامل ديفور Df، معامل سوري Sr، معامل التفاعل الكيميائي K، معامل لا بوسينسك χ ومعامل بيوت H، على منحنيات السرعة، توزيع درجة الحرارة، تركيز المائع وتركيز الجسيمات النانوية، والكميات المثيرة للاهتمام مثل عدد نيسالت وعدد شاروود.

الكلمات المفتاحية: الانتقال الحراري الكتلي، الحمل الطبيعي، السائل ذو القيد المزدوج، الجسيمات النانوية، الوسائط المسامية، التدفق الهيدرومغنطوحركي، القناة العمودية.

Résumé

Le transfert de chaleur de masse sur un écoulement magnétohydrodynamique en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte (fluide polaire), et en présence des nanoparticules, dans un canal vertical perméable, est étudié par le biais d'une modélisation adéquate, se basant sur l'approche de Buongiorno dans le cas des nanofluide, en accord aux mécanismes prépondérants de transport.

La première étape cerne la modélisation de l'écoulement d'un fluide à couple contrainte classique avec l'approximation de Boussinesq pour une double diffusion, l'extension de Darcy-Forchheimer en présence de la diffusion croisée et de réaction chimique pour un régime de convection naturelle et magnétohydrodynamique pour une condition isothermique dans les deux plaques.

En seconde étape, l'approximation Boussinesq et non Boussinesq, l'extension de Darcy-Forchheimer, ont été adoptés pour l'écriture des équations de conservations de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie, de la concentration des espèces et de la concentration des nanoparticules pour un régime de convection naturelle d'un fluide à couple contrainte contenant des nanoparticules, en prenant en considération le mouvement Brownien et la thermophorèse du nanofluide, pour une et deux conditions thermiques convectives.

Une méthodologie de différences finies précises a été trouvée appropriée pour la résolution du système mathématique adimensionné, en utilisant le code Matlab.

Les résultats obtenus ont permis de mettre en évidence l'influence de l'effet de différents paramètres de contrôle, tels que le nombre de Darcy Da, le nombre de Forchheimer Fo, le nombre de Hartmann M, le paramètre de couple contrainte S, le nombre de Dufour Df, le nombre de Soret Sr, le paramètre de la réaction chimique K, le paramètre de non-Boussinesq χ, le paramètre de transfert de chaleur par convection H, le paramètre du mouvement Brownien Nb et le paramètre de thermophorèse Nt pour les nanofluide, sur les profils de vitesse, de la distribution de température et de concentrations des espèces et des nanoparticules, ainsi que les quantités d'intérêt tel que la nombre de Nusselt et Sherwood.

Mots clés : transfert de chaleur et de masse, convection naturelle, fluide a couple contrainte, nanoparticule, milieu poreux, MHD, canal vertical.

Abstract

The heat and mass transfer on a magnetohydrodynamic flow by natural convection of a couple stress fluid (polar fluid), and in the presence of the nanoparticles, in a vertical permeable channel, is studied by means of an adequate modeling based on the approach of Buongiorno in the case of nanofluids, according to the prevailing mechanisms of transport.

The first step involves modeling of a couple stress fluid flow with the Boussinesq approximation for a double diffusion, the Darcy-Forchheimer extension, in the presence of the cross diffusion and the chemical reaction for an MHD natural convection regime for an isothermal condition in both plates.

In the second step, the Boussinesq and non-Boussinesq approximation, the Darcy-Forchheimer extension, were adopted for the writing of conservation equations of mass, momentum, energy, concentration of species and concentration of nanoparticles for a natural convection regime of a couple stress nanofluid, taking into account Brownian motion and thermophoresis of the nanofluid, for one and two convective thermal conditions.

An accurate finite difference method was found appropriate to solve the dimensionless mathematical system, using the Matlab code.

The results obtained allowed to demonstrate the influence of the various effects of different control parameters such as Darcy's number, Forchheimer's number Fo, Hartmann's number M, couple stress parameter S, Dufour's number Df, Soret's number Sr, chemical reaction parameter K, the non-Boussinesq parameter χ, Biot's number H, the Brownian motion parameter Nb and the thermophoresis parameter Nt for nanofluids, on velocity, temperature distribution and concentrations of species and nanoparticles, as well as the quantities of interest such as Nusselt and Sherwood numbers.

Keywords: heat and mass transfer, natural convection, couple stress fluid, nanoparticle, porous media, MHD, vertical channel.

Table des matières

REMERCIEMENTS IV

ملخص V

RESUME VI

ABSTRACT VII

TABLE DES MATIERES VIII

NOMENCLATURE XIV

LISTE DE FIGURES XVII

LISTE DE TABLEAUX XXI

INTRODUCTION GENERALE 1

PART I. REVUE DE LA LITTERATURE ET PROBLEMATIQUE 6

I.1 INTRODUCTION 7

I.2 FLUIDES A COUPLE CONTRAINTE 7

I.3 FLUIDES A COUPLE CONTRAINTE CONTENANT DES NANOPARTICULES 12

I.4 PROBLEMATIQUE 14

PART II. ASPECTS THEORIQUES 16

II.1 INTRODUCTION 17

II.2 FLUIDE A COUPLE CONTRAINTE 18

II.3 ÉCOULEMENT DU FLUIDE A TRAVERS UN MILIEU POREUX 20

II.3.1 Porosité 24

II.3.2 Perméabilité 25

II.3.3 Loi de Darcy 25

II.3.4 Extensions de la loi de Darcy 26

II.3.4.1 Modèle de Forchheimer 26

II.3.4.2 Modèle de Forchheimer-Brinkman 27

II.4 ÉQUATION D'ENERGIE 28

II.4.1 Equation d'énergie d'un milieu poreux 30

II.5 L'EQUATION DE CONCENTRATION DE L'ESPECE 31

II.5.1 Equation de concentration de l'espèce d'un milieu poreux 31

II.6 L'EFFET DE DIFFUSION CROISEE (L'EFFET DE SORET ET DUFOUR) 32

II.7 REACTION CHIMIQUE 33

II.8 MAGNETOHYDRODYNAMIQUE 34

II.9 NANOFLUIDES 38

II.9.1 Nanoparticules et les fluides porteurs 38

II.10 LA METHODE DE LA PRODUCTION 40

II.10.1 Production des nanoparticules 40

II.10.2 Production des nanofluides 41

II.11 HYPOTHESE DE LA CONTINUITE 42

II.12 LES PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DES NANOFLUIDES 42

II.12.1 Fraction volumique 43

II.12.2 Conductivité thermique des nanofluides 43

II.12.2.1 Etude théorique sur la conductivité thermique 44

II.12.2.2 Etude expérimentale sur la conductivité thermique 47

II.12.2.2.1 Effet de la fraction volumique sur la conductivité thermique 50

II.12.2.2.2 Influence de la température sur la conductivité thermique 51

II.12.3 Viscosité des nanofluides 52

II.12.3.1 Etude théorique sur la viscosité 52

II.12.3.2 Etude expérimentale sur la viscosité des nanofluides : 55

II.12.3.2.1 Effet de la fraction volumique sur viscosité des nanofluides 57

II.12.3.2.2 Effet de la température sur la viscosité des nanofluides 58

II.12.4 Chaleur spécifique et masse volumique 59

II.12.5 Modèle de Buongiorno 61

II.12.5.1 Mouvement Brownien (Diffusion Brownienne) 62

II.12.5.2 Thermophorèse 63

II.12.5.3 Equations de conservations pour les nanofluides 64

II.13 APPROXIMATION DE BOUSSINESQ 65

PART III. FORMULATION MATHEMATIQUE 68

III.1 INTRODUCTION 69

III.2 MODELE 1 : CONVECTION NATURELLE MHD D'UN FLUIDE A COUPLE CONTRAINTE A TRAVERS UN CANAL POREUX VERTICAL EN PRESENCE DE LA DIFFUSION CROISE ET DE REACTION CHIMIQUE 69

III.2.1 Formulation du modèle 1 69

III.2.1.1 Représentation physique et hypothèses 69

III.2.1.2 Développement du modèle 71

III.2.1.3 Modèle mathématique adimensionné 72

III.2.2 Quantités d'intérêt 74

III.3 MODELE 2 : ECOULEMENT MHD EN CONVECTION NATURELLE D'UN FLUIDE A COUPLE CONTRAINTE CONTENANT DES NANOPARTICULES A TRAVERS UN CANAL POREUX VERTICAL AVEC UNE CONDITION AU LIMITE CONVECTIVE 75

III.3.1 Formulation du modèle 2 75

III.3.1.1 Représentation physique et hypothèses 75

III.3.1.2 Développement du modèle 76

III.3.1.3 Modèle mathématique adimensionné 78

III.3.2 Quantités d'intérêt 81

III.4 MODELE 3 : INFLUENCE DE L'APPROXIMATION DE NON BOUSSINESQ SUR L'ECOULEMENT MHD EN CONVECTION NATURELLE D'UN FLUIDE A COUPLE CONTRAINTE CONTENANT DES NANOPARTICULES A TRAVERS UN CANAL POREUX VERTICAL SOUS PAROIS CONVECTIVES 81

III.4.1 Formulation du modèle 3 82

III.4.1.1 Représentation physique et hypothèses 82

III.4.1.2 Développement du modèle 83

III.4.1.3 Modèle mathématique adimensionné : 85

III.4.2 Quantités d'intérêt 88

PART IV. RESULTATS ET DISCUSSION 89

IV.1 INTRODUCTION 90

IV.2 MODELE 1 90

IV.2.1 Validation du code de calcul 91

IV.2.2 Les effets de Soret de Dufour 92

IV.2.3 Les effets des nombres de Darcy et Forchheimer 94

IV.2.4 L'effet du paramètre de couple contrainte 96

IV.2.5 L'effet du paramètre de la réaction chimique 98

IV.2.6 L'effet du champ magnétique 100

IV.2.7 Variations du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood 102

IV.3 MODELE 2 105

IV.3.1 La validation du code de calcul 105

IV.3.2 Effets des nombres de Darcy et Forchheimer 106

IV.3.3 Effets des paramètres de couple contrainte et de champ magnétique 109

IV.3.4 Effets des nombres de Grashof thermique et massique 112

IV.3.5 Effets du paramètre de thermophorèse $\boldsymbol{Nt}$ et du mouvement brownien $\boldsymbol{Nb}$ 115

IV.3.6 Effet du nombre de Biot H 117

IV.3.7 Variations des nombres de Nusselt et de Sherwood 120

IV.4 MODELE 3 123

IV.4.1 La validation du code de calcul 123

IV.4.2 L'effet du paramètre de non-Boussinesq $\boldsymbol{\chi}$ 126

IV.4.3 L'effet de nombre Biot 129

IV.4.3.1 $\boldsymbol{H1 = H2}$ 129

IV.4.3.2 $\boldsymbol{H1}$ variant et $\boldsymbol{H2}$ constant 131

IV.4.3.3 $\boldsymbol{H2}$ variant et $\boldsymbol{H1}$ constant 134

IV.4.4 L'effet du paramètre de couple contrainte 136

IV.4.5 Variations des nombres de Nusselt et de Sherwood 139

CONCLUSION GENERALE 142

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 147

Nomenclature

Latin alphabet

Symbole	Désignations	Unité
A	Gradient de pression	(1)
a	Composante de distance adimensionnelle	(1)
B_0	Induction magnétique	$(Tesla)$
Br	Nombre de Brinkman	(1)
C	Concentration espèces	$(mol/m3)$
C_f	Coefficient de Forchheimer	(1)
C_{P_f}	Chaleur spécifique à pression constante du fluide	(J/Kg)
C_{P_p}	Chaleur spécifique de nanoparticule	$(J/Kg.K)$
C_S	La susceptibilité à la concentration	$(J/Kg.K)$
C_x	Concentration des espèces à la paroi	$(mol/m3)$
d	Diamètre de canal	(m)
Da	Nombre de Darcy	(1)
D_B	Coefficient de diffusion Brownien	(m^2/s)
D_f	Nombre de Dufour	(1)
D_m	La diffusivité de masse	(m^2/s)
D_T	Coefficient de diffusion Thermophorétique	(m^2/s)
E	Champ électrique	(V/m)
Ec	Nombre d'Eckert	(1)
f	Vitesse adimensionnée	(1)
Fo	Nombre de Forchheimer	(1)
g	Accélération de la pesanteur	(m/s^2)
h_x	Coefficient de transfert de chaleur à la paroi	(W/m^2K)
H_x	Nombre de Biot local	(1)
Gr_T	Nombre de Grashof thermique	(1)
Gr_M	Nombre de Grashof massique	(1)
K	Le paramètre de la réaction chimique	(1)
K_m	Perméabilité absolue	(m^2)

K_T	Taux de diffusion thermique	(1)
k_1	Le taux de réaction chimique	(s^{-1})
Le	Nombre de Lewis	(1)
Le_n	Nombre de Lewis thermo-nanofluides	(1)
M	Nombre de Hartmann	(1)
Nb	Parametre de mouvement Brownien	(1)
N_r	Paramètre de flottabilité	(1)
Nt	Paramètre de thermophorèse	(1)
Nu_x	Nombre de Nusselt local	(1)
P	Pression	(Pa)
Pe	Nombre de Peclet	(1)
Pr	Nombre de Prandtl	(1)
Pr_n	Nombre de Prandtl de nanofluides	(1)
q_h	Flux de chaleur surfacique	(W/m^3)
q_m	Flux de matière surfacique	(W/m^3)
Re	Nombre de Reynolds	(1)
S	Le paramètre couple-contrainte	(1)
Sc	Nombre de Schmidt	(1)
Sh_x	Nombre de Sherwood local	(1)
Sr	Nombre de Soret	(1)
T	Température	(K)
T_m	La température moyenne du fluide	(K)
T_x	Temperature à la paroi	(K)
u	Composante de vitesse suivant x,	(m/s)
v	Composante de vitesse suivant y,	(m/s)
v_0	Vitesse de référence	(m/s)
x, y	Coordonnées cartésiennes	(m)

Greek alphabet

Symbole	Désignations	Unité
α	Conductivité thermique	(m^2/s)
β_C	Coefficient d'expansion massique	(m^3/Kg)
β_T	Coefficient d'expansion thermique	$(1/K)$
β_{TN}	Coefficient d'expansion thermique non linéaire	$(1/K^2)$
ε	Porosité	(1)
η	Variable de similarité	(1)
η_1	Le coefficient de viscosité supplémentaire qui spécifie le caractère des fluides à couple contrainte	$(Pa.s.m^2)$
θ	Température adimensionnée	(1)
λ	Conductivité thermique	$(W/m.K)$
μ_f	Coefficient de viscosité dynamique de fluide	$(N.s/m)$
ν_f	Coefficient de viscosité cinématique de fluide	(m^2/s)
σ	Conductivité électrique	$(\Omega^{-1}m^{-1})$
ρ_f	Masse volumique de fluide	(Kg/m^3)
ρ_p	Masse volumique de nanoparticule	(Kg/m^3)
$(\rho C_P)_f$	Capacité thermique de fluide	$(J/kg.K)$
$(\rho C_P)_p$	Capacité thermique de nanoparticule	$(J/kg.K)$
χ	Parametre de l'approximation non linéaire de Boussinesq	(1)
φ	Concentration des espèces adimensionnelle	(1)
ψ	Fraction en volume des nanoparticules adimensionnée	(1)
ϕ	Fraction volumique de nanoparticules	(1)
ϕ_x	Fraction volumique de nanoparticules à la paroi	(1)
Φ	Fonction de dissipation visqueuse	$(1/s)$

Liste de figures

Figure II.1. Image traitée d'un milieu poreux 20

Figure II.2. Exemples de milieux poreux naturels [39] 21

Figure II.3. Représentation du volume élémentaire représentatif sur lequel est moyennée la propriété. 23

Figure II.4. Volume élémentaire représentatif [39]. 23

Figure II.5. Schéma représentatif de l'effet LUDWING-SORET. 33

Figure II.6. Direction de la force magnétique entre deux plaques parallèles dans un champ magnétique uniforme. 35

Figure II.7. Photographie des nanoparticules $Al2O3$ révélée par MEB [72]. 39

Figure II.8. Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone [75]. 39

Figure II.9. Comparaison de la conductivité thermique des matériaux [85]. 44

Figure II.10. Comparaison entre les modèles théoriques de la conductivité thermique d'un nanofluide [94] 49

Figure II.11. Conductivité thermique en fonction de la fraction volumique 50

Figure II.12. Conductivité thermique en fonction de la température 51

Figure II.13. Comparaison entre les modèles théoriques de viscosité d'un nanofluide [114], [136]. 57

Figure II.14. Viscosité en fonction de la fraction volumique des nanoparticules 58

Figure II.15. Viscosité en fonction de la température. 59

Figure II.16. La densité en fonction fraction volumique de nanofluides [88]. 60

Figure II.17. La chaleur spécifique en fonction fraction volumique de nanofluides $Al2O3/eau$ [138]. 60

Figure III.1. Représentation de la physique du problème et des conditions aux limites. 70

Figure III.2. Configuration géométrique du modèle 2. 76

Figure III.3. Configuration géométrique. 83

Figure IV.1. Comparaison des profils de vitesse de notre étude et de Srinivasacharya et al. [14]. 91

Figure IV.2. Profil de Vitesse pour différentes valeurs de Df et Sr . 92

Figure IV.3. Profil de Température pour différentes valeurs de Df et Sr. 93

Figure IV.4. Profil de concentration pour différentes valeurs de Df et Sr. 93

Figure IV.5. Profil de Vitesse pour différentes valeurs de Da et Fo. 94

Figure IV.6. Profil de Température pour différentes valeurs de Da et Fo. 95

Figure IV.7. Profil de Concentration pour différentes de valeurs Da et Fo. 95

Figure IV.8. Profil de Vitesse pour différentes valeurs de S. 96

Figure IV.9. Profil de Température pour différentes valeurs de S. 97

Figure IV.10. Profil de Concentration pour différentes valeurs de S. 97

Figure IV.11. Profil de Vitesse pour différentes valeurs de K. 98

Figure IV.12. Profil de Temperature pour différentes valeurs de K. 99

Figure IV.13. Profil de Concentration pour différentes valeurs de K. 99

Figure IV.14. Profil de vitesse pour différentes valeurs de M. 100

Figure IV.15. Profil de temperature pour différentes valeurs de M. 101

Figure IV.16. Profil de Concentration pour différentes valeurs de M. 101

Figure IV.17. Comparaison des profils des vitesses du présent travail avec les résultats de Srinivasacharya et al. [14]. 106

Figure IV.18. Profil de vitesse pour différentes valeurs de Da et Fo. 107

Figure IV.19. Profil de température pour différentes valeurs de Da et Fo. 108

Figure IV.20. Profil de concentration pour différentes valeurs de Da et Fo. 108

Figure IV.21. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de Da et Fo. 109

Figure IV.22. Profil de vitesse pour différentes valeurs de S et de M. 110

Figure IV.23. Profil de température pour différentes valeurs de S et de M. 111

Figure IV.24. Profil de concentration pour différentes valeurs de S et de M. 111

Figure IV.25. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de S et de M. 112

Figure IV.26. Profil de vitesse pour différentes valeurs de GrT et GrM. 113

Figure IV.27. Profil de température pour différentes valeurs de GrT et GrM. 113

Figure IV.28. Profil de concentration pour différentes valeurs de GrT et GrM. 114

Figure IV.29. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de GrT et GrM. 114

Figure IV.30. Profil de vitesse pour différentes valeurs de Nt et Nb. 115

Figure IV.31. Profil de température pour différentes valeurs de Nt et Nb. 116

Figure IV.32. Profil de concentration pour différentes valeurs de Nt et Nb 116

Figure IV.33. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de Nt et Nb. 117

Figure IV.34. Profil de vitesse pour différentes valeurs de H. 118

Figure IV.35. Profil de température pour différentes valeurs de H 118

Figure IV.36. Profil de concentration pour différentes valeurs de H. 119

Figure IV.37. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de H. 119

Figure IV.38. Profil de vitesse pour différentes valeurs de χ 127

Figure IV.39. Profil de température pour différentes valeurs de χ 127

Figure IV.40. Profil de concentration pour différentes valeurs de χ 128

Figure IV.41. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de χ. 128

Figure IV.42. Profil de vitesse pour différentes valeurs de $H1$ et $H2$. 129

Figure IV.43. Profil de température pour différentes valeurs de $H1$ et $H2$ 130

Figure IV.44. Profil de Concentration pour différentes valeurs de $H1$ et $H2$ 130

Figure IV.45. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de $H1$ et $H2$. 131

Figure IV.46. Profil de vitesse pour différentes valeurs de $H1$ 132

Figure IV.47. Profil de température pour différentes valeurs de $H1$ 132

Figure IV.48. Profil de concentration pour différentes valeurs de $H1$ 133

Figure IV.49. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de $H1$ 133

Figure IV.50. Profil de vitesse pour différentes valeurs de $H2$ 134

Figure IV.51. Profil de température pour différentes valeurs de $H2$ 135

Figure IV.52. Profil de concentration pour différentes valeurs de $H2$ 135

Figure IV.53. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de $H2$. 136

Figure IV.54. Profil de vitesse pour différentes valeurs de S. 137

Figure IV.55. Profil de température pour différentes valeurs de S 137

Figure IV.56. Profil de concentration pour différentes valeurs de S 138

Figure IV.57. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de S. 138

Liste de tableaux

Tableau II.1. Porosité de quelques matériaux poreux [41]. 24

Tableau II.2. Combinaisons nanoparticules/fluides de base [70]. 40

Tableau II.3. Liste des modèles classiques de conductivité thermique des nanofluides. 45

Tableau II.4. Liste des modèles de conductivité thermique de nanofluides dérivés des modèles classiques. 47

Tableau II.5. Liste des études expérimentales sur la conductivité thermique des nanofluides. 48

Tableau II.6. Liste des modèles classiques de viscosité des nanofluides. 53

Tableau II.7. Liste des modèles de viscosité de nanofluides dérivés des modèles classiques. 54

Tableau II.8. Liste des études expérimentales sur la viscosité des nanofluides [131]. 56

Tableau IV.1. Valeurs de Nux pour les valeurs sélectionnées de S, M, Da, Fo et K. 103

Tableau IV.2. Valeurs de Shx pour les valeurs sélectionnées de S, M, Da, Fo et K. 104

Tableau IV.3. Valeurs de Nux pour les valeurs sélectionnées de S, M, H, Nt, Nb. 121

Tableau IV.4. Valeurs de Shx pour les valeurs sélectionnées de S, M, H, Nt, Nb. 122

Tableau IV.5. Comparaison entre le resultat actuel, la solution exacte et la solution numerique de Makinde et al. [28] 124

Tableau IV.6. Comparaison des valeurs de la vitesse $f\eta$ pour des valeurs de Re. 125

Tableau IV.7. Comparaison des valeurs de la temperature $\theta\eta$ pour des valeurs de S. 125

Tableau IV.8. Valeurs de Nu pour les valeurs sélectionnées χ, $H1$, $H2$, Len et S. 140

Tableau IV.9. Valeurs de Sh pour les valeurs sélectionnées χ, $H1$, $H2$, Len et S. 141

Introduction générale

Nous demeurons à une époque qui atteint les summums en consommation d'énergie, d'où le contexte énergétique est devenu une préoccupation mondiale avec population est en constante croissance avec la volonté d'améliorer les conditions de vie ; une demande en énergie s'impose obligatoirement.

Selon L'EIA (Energy Information Administration), la consommation mondiale d'énergie primaire pourrait augmenter de 46,9% entre 2018 et 2050, et les pays en développement joueront un rôle important dans cette augmentation.

Les deux tiers de l'énergie sont consommés sous forme d'électricité. Actuellement, la forme d'énergie primaire la plus utilisée dans le monde est l'énergie fossile : pétrole et gaz et le coût de ces énergies est voué à augmenter. Du fait de leur disparition progressive, les coûts d'extraction vont progressivement hausser, et leurs impacts environnementaux ; ayant des conséquences préjudiciables sur la santé humaine et responsable du réchauffement climatique.

L'énergie nucléaire est la solution cruciale à la crise énergétique à laquelle nous sommes actuellement confrontés. A titre d'exemple, aux États-Unis, 40% de l'électricité provient de l'énergie nucléaire ; en France, une cinquantaine de réacteurs, est en fonctionnement, produisant près de 80% de l'électricité. 17% de l'électricité mondiale est fournie grâce aux centrales nucléaires (près de 450 centrales nucléaires). Cette énergie est devenue une composante énergétique fondamentale dans les pays dits émergent, tel que la Chine et l'Inde. En effet, une soixantaine de réacteurs sont en construction dans 14 pays, 150 sont prévus et 330 sont proposés, afin de combler l'énorme déficit énergétique.

Les dernières générations des centrales nucléaires ($3^{ème}$ et $4^{ème}$ génération) sont de plus haute performance, fonctionnant de manière sûre et fiable, respectant l'environnement avec moins de dommages.

Une Centrale nucléaire produit de l'électricité grâce à la chaleur qui se dégage de la fission des atomes d'uranium. Il existe plusieurs types de réacteurs nucléaires, fonctionnant avec le même principe. La technologie la plus utilisée est celle du réacteur à eau pressurisée. La centrale fonctionne avec trois circuits d'eau totalement indépendante, à savoir, le circuit primaire, secondaire et celui de refroidissement.

Le combustible d’une centrale nucléaire est conditionné sous forme de petites pastilles d’uranium ou de plutonium empilées dans de longs tubes métalliques appelés crayons, ces tubes sont placés dans une cuve en acier remplis d’eau et constituent ainsi le cœur du réacteur.

Quand un noyau de l'élément fissiles est percuté par un neutron, il se casse en deux fragments et éjecte deux ou trois neutrons qui vont à leur tour cassé d'autres noyaux fissiles et entretenir ainsi la réaction en chaîne, c'est la fission proprement dit. L’énergie des fragments dégage une forte chaleur au sein des tubes. Les tubes du combustible chauffent alors par simple contact avec l'eau du circuit primaire, ce circuit est toujours fermé, car l'eau est radioactive et est en contact direct avec le combustible.

La réaction en chaîne est contrôlée en permanence. De cela il excite des barres de contrôle constitué d'un matériau absorbeur de neutrons (le Bore), descendant plus ou moins profondément dans le cœur afin de réguler la réaction nucléaire et dégageant la chaleur du cœur rapidement.

Le circuit primaire communique avec un deuxième circuit fermé, appelé circuit secondaire par l'intermédiaire d'un générateur de vapeur. Dans ce générateur de vapeur, l'eau chaude du circuit primaire chauffe l'eau du circuit secondaire qui se transforme en vapeur. La pression de cette vapeur fait tourner une turbine qui entraîne à son tour un alternateur. Grâce à l'énergie fournie par la turbine, l'alternateur produit un courant électrique alternatif. En sortant de la turbine, la vapeur est retransformée en eau grâce au circuit de refroidissement pour être renvoyée vers le générateur de vapeur pour un nouveau cycle. Pour plus d’efficacité, un troisième circuit est utilisé, appelé circuit de refroidissement, alimenté par l’eau froide provenant de la mer, du fleuve ou d’une rivière. L’eau de ce circuit est refroidie au contact de l'air circulant dans de grandes tours, dites aéroréfrigérants, par l’effet de convection naturelle.

Les tours de refroidissement à tirage naturel, également connues sous le nom de tours de refroidissement hyperboliques, sont habituellement privilégiées lors du traitement des grands volumes d'eau. Leur principe est simple ; l'air chaud se déplace vers le haut grâce à sa densité qui est plus faible par rapport à la temperature atmosphérique, tandis que l'air froid est entraîné à l'intérieur de la tour via une entrée d'air située dans le fond.

Le phénomène de convection naturelle, est observé lorsqu'on applique un champ de gradient thermique sur un fluide. La différence de masse volumique engendrée, provoque dans certains cas, des mouvements naturels de la matière qui a tendance à monter grâce à la poussée d'Archimède lorsqu'il est chaud, et à redescendre une fois refroidie, créant ainsi des mouvements circulaires pour assurer les échanges thermiques, entre les milieux chauds et les milieux froids, comme le cas de l'aéroréfrigérant.

Le gradient de température peut créer, non seulement, des mouvements de convection naturelle des particules fluides dus à la variation de la densité, mais crée, aussi, des gradients de concentration. Ce phénomène qui combine les forces de poussée thermique (dues au gradient thermique) et solutale (dues au gradient de concentration) est appelé la double diffusion (convection thermo-solutale), et donne naissance à des comportements dynamiques intéressants.

Le besoin d'améliorer l'efficacité du transfert thermique des fluides, les nanofluides ont été créés. Ces derniers sont des solutions contenant des nanoparticules en suspension dans un fluide à base classique telle l'eau. Grâce à leurs propriétés thermiques par rapport aux fluides, ils améliorent de transfert thermique.

L'étude des fluides non newtoniens a attiré l'attention de divers chercheurs en dynamique des fluides, en raison de leur importance dans la science et dans les applications industrielles. La théorie des fluides à couple contrainte de Stokes (1966, 1984) fait partie de la catégorie des fluides non newtoniens, ce qui permet de tenir en compte les effets polaires tels que la subsistance des couples contraintes et des couples de corps dans le milieu fluide. Ce modèle, qui tient compte des effets des couples contrainte dus à la présence des additifs dans le fluide, permet d'améliorer la capacite thermique du fluide, à l'aide de deux constantes physiques qui sont la viscosité dynamique et une deuxième viscosité du couple contrainte dans le fluide. Cette dernière est négligée par la théorie de la mécanique des milieux continus classiques qui ne prend pas en considération la taille des particules de fluide.

On s'intéresse dans cette investigation, au transfert thermique et massique en convection naturelle et magnétohydrodynamique d'un fluide à couple contrainte, en présence et absence de nanoparticules, s'écoulant entre deux plaques verticales. Des modèles mathématiques

régissant ces phénomènes seront développés. Nous souhaitons étudier l'influence des paramètres thermomécanique sur le transfert de chaleur et masse.

Le présent travail comprendra quatre parties :

Tout d'abord, La première partie représente une synthèse bibliographique des études en cours sur les écoulements des fluides classiques et des fluides à couple contrainte avec des nanoparticules en présence ou en absence les effets de champ magnétique, à travers un milieu poreux. Afin d'avoir une approche entre les différents travaux collectés et notre étude. Nous analyserons les travaux des chercheurs disponibles dans ce domaine en donnant quelques tableaux résumant ces études.

Puis une deuxième partie, décrivant l'état de l'art du sujet et les connaissances détaillées et fondamentales pour répondre à la problématique, à savoir le fluide à couple contrainte, l'écoulement à travers un milieu poreux, l'écoulement magnétohydrodynamique, les relations existantes avec la mécanique des fluides, des définitions généralité relatives aux nanofluides et les propriétés essentielles liées à leurs utilisations.

Enchaînant avec une troisième partie, qui traite l'éventail de la modélisation couplée à celle du milieu poreux et le MHD relative à l'écoulement. En s'appuyant sur la collecte des informations précédentes, on fixera l'objectif d'élaboration d'une modélisation répondant à la problématique posée et pouvant se présenter dans une forme particulière calculable.

Et finalement, une quatrième partie, où seront présentés les résultats, à l'issue d'une validation, sous forme de graphes et de tableaux en quantités d'intérêt montrant les effets du milieu poreux avec la force d'inertie, de MHD, de la présence ou l'absence des conditions convectives et en cas de variation de la température non linéaire.

Part I. Revue de la littérature et problématique

I.1 Introduction

Ce chapitre représente une synthèse bibliographique des études en cours sur les écoulements des fluides à couple contrainte dans le cas classique et en présence des nanoparticules à travers un canal, en cas d'existence ou absence de champs magnétique et de milieu poreux.

L'étude du transfert de chaleur et de masse par convection naturelle est un domaine de recherche depuis plusieurs décennies. Dans la littérature disponible, on trouve très peu de travaux expérimentaux traitant la convection naturelle des fluides à couple contrainte et des nanofluides.

Dans cette partie, nous analyserons les travaux des chercheurs disponibles dans ce domaine en donnant quelques résumés de ces études.

I.2 Fluides à couple contrainte

La théorie des fluides à couple contrainte a été introduite par Stokes [1]. Dans cette théorie le champ de rotation en termes de champ de vitesse pour établir la relation constitutive entre les vitesses de contrainte et de déformation. La théorie du microcontinuum de Stokes, la généralisation la plus simple de la théorie classique des fluides, qui permet des effets polaires, tels que la présence de couple contrainte, de couple de corps et d'un tenseur de contraintes non symétriques.

Un certain nombre de chercheurs ont étudié les écoulements des fluides à couple contrainte en raison de leurs importance dans les applications de génie chimique, notamment les huiles épaissies en polymère, les cristaux liquides, les suspensions polymères [2] et la mécanique des fluides physiologiques [3]. Les fluides à couple contrainte jouent, également, un rôle majeur dans la tribologie des paliers de butée [4] et dans la lubrification des paliers des tiges des moteurs [5].

M. Devakar et al. [6] ont proposé les solutions exactes pour les écoulements fondamentaux, à savoir la Couette, le Poiseuille et les écoulements généralisés de Couette d'un fluide à couple contrainte entre des plaques parallèles avec des conditions aux limites de glissement, ainsi l'effet de divers paramètres sur la vitesse adimensionnelle pour chaque

écoulement ont été présentés graphiquement et discuté. Ils ont déduit que le fluide devient Newtonien classique quand le paramètre de couple contrainte se rapproche du zéro.

K. Ramesh [7] s'est intéressé à une étude théorique du transport de fluide à couple contrainte à travers un milieu poreux dans un canal asymétrique, sous des conditions de convection, avec les effets de glissement au mur. Une solution exacte a été construite pour la vitesse, le gradient de pression, la température et le coefficient de transfert de chaleur, et ont été illustrés en graphes. Une étude comparative a également été réalisée entre le fluide à couple contrainte et le fluide newtonien et il s'en est conclu que, la température est une fonction diminutive du paramètre de glissement et du nombre de Biot.

Un travail effectué par J. Umavathi et al. [8], sur les effets de la source de chaleur et de la dissipation visqueuse sur le transfert de chaleur par convection mixte de fluide à couple contrainte, s'écoulant dans un canal vertical. Les solutions analytiques ont été trouvées en utilisant la méthode de transformation différentielle, pour obtenir les profils de vitesse et de température pour divers paramètres tels que le paramètre de convection mixte, le nombre de Brinkman, le paramètre de couple contrainte, les nombres de Biot et les paramètres de génération/absorption de chaleur. Ils en ont déduit que, lorsque le paramètre de convection mixte et le nombre de Brinkman augmentent, la vitesse et la température augmentent pour les nombres de Biot égaux et inégaux. La présence du paramètre de couple contrainte dans le fluide diminue la vitesse et la température, et augmente le nombre de Nusselt au mur droit et le diminue mur gauche.

J.C. Umavathi, et al. [9], ont fait une étude analytique sur l'écoulement laminaire complètement développé et le transfert de chaleur dans un canal horizontal d'un fluide à couple contrainte (fluide polaire) entre deux fluides clairs visqueux. Sous ces conditions, les équations décrivant le système forment un ensemble d'équations différentielles ordinaires linéaires ont été résolues analytiquement. Les champs de vitesse et de température ainsi obtenus ont été évalués numériquement dans le canal horizontal pour différents ensembles des paramètres. Les résultats ont été présentés dans des graphes, afin d'illustrer les effets qu'ont les paramètres contrôlant l'écoulement sur les profils de vitesse et de température, comme le rapport de viscosité, le rapport de conductivité, le paramètre de couple contrainte, le nombre d'Eckert et le nombre de Prandtl. De plus, les taux de transfert de chaleur ont été évalués pour différentes valeurs des paramètres physiques et présentés dans un tableau. Ils ont ainsi trouvé que l'effet du paramètre de couple contrainte améliore le mouvement du fluide. Une étude

dans le même axe a été établie par S. Ahmed et al. [10]. Un écoulement oscillatoire d'un fluide a couple contrainte dans un canal en rotation incliné. Ils s'en sont sortis avec les mêmes résultats.

M. Dhange et G. Sankad [11], ont proposé un modèle mathématique dans le but d'étudier l'écoulement sinusoïdal rampant et la dispersion d'une substance soluté d'un fluide à couple contrainte en présence de réactions chimiques hétérogènes-homogènes. Suivant l'approche de Taylor, les équations de mouvement gouvernées ont été résolues par une approximation de la longueur d'onde longue. Ils ont observé que le profil de concentration décroît avec l'augmentation des réactions hétérogènes et homogènes.

K. Kaladhar et al. [12], ont étudié les effets de la radiation et de la diffusion thermique sur un l'écoulement en convection mixte d'un fluide à couple contrainte traversant un canal. Les équations aux dérivées partielles non linéaires régissante sont été transformées en un système d'équations différentielles ordinaires en utilisant des transformations de similarité, puis résolues à l'aide de la méthode de quasi-linéarisation spectrale (QLM). Les effets des paramètres sur les profils de vitesse, de température et de concentration ont été présentés graphiquement, par contre le facteur de frottement, les taux de transfert de chaleur et de masse ont été présentés dans un tableau. Le résumé des résultats, a démontré que, la concentration, le frottement et le taux de transfert de masse du fluide diminuent, tandis que la vitesse, la température et le taux de transfert de chaleur augmentent avec l'augmentation du paramètre de rayonnement. La vitesse, la température, le frottement et les taux de transfert de chaleur diminuent, quoi que le taux de transfert de masse augmente avec l'augmentation du Nombre de Soret. Ils ont ainsi déduit que la présence de couple contrainte dans le fluide diminue le taux de transfert de chaleur et augmente le taux de transfert de masse.

K. Kaladhar et D. Srinivasacharya [13], ont visé leur étude sur les des effets de Dufour et Soret sur la convection mixte stable d'un fluide à couple contrainte entre anneau concentrique. Les équations aux dérivées partielles ont été transformées à l'aide des transformations de similarité en un système d'équations différentielles ordinaires et résolues par la méthode d'analyse homotopique (HAM). Les effets des paramètres sur la vitesse, la température et la concentration adimensionnels ont été analysés graphiquement. Ils ont conclu que, La vitesse et la température du fluide diminuent avec la diminution du nombre de Dufour (ou l'augmentation du nombre de Soret) et, que la concentration du fluide diminue avec l'augmentation du nombre de Dufour (ou la diminution du nombre de Soret). La présence de

couple contrainte dans le fluide augmente la vitesse, la température et la concentration, et vice versa avec l'augmentation du paramètre de réaction chimique. Les mêmes auteurs, dans une étude similaire [14], sur la convection naturelle, ont obtenu des résultats identiques.

L'écoulement magnétohydrodynamique en convention naturelle d'un fluide à couple contrainte entre deux plaques parallèles verticales en présence d'une source de chaleur dépendante de la température a été étudié par D. Srinivasacharya et K. Kaladhar [15]. Les équations gouvernantes non linéaires ont été obtenues et résolues numériquement à l'aide de la méthode d'analyse homotopique (HAM). Ce qu'ils ont déduit que lorsque le paramètre magnétique ou de couple contrainte augmente, les profils de vitesse et de température baissent. Les mêmes résultat sont été obtenus aussi dans un travail similaire fait par K. Kaladhar [16], il a rajouté à sa conclusion que, le coefficient de frottement et le taux de transfert de chaleur diminuent au niveau de la plaque gauche et augmentent au niveau de celle de droite avec une augmentation de nombre de Hartmann. L'augmentation du paramètre de couple contrainte augmente le facteur de frottement et cause ainsi l'augmentation du nombre de Nusselt au niveau de la plaque gauche et sa diminution dans la plaque droite.

T. Hayat et al. [17], ont examiné le mouvement péristaltique du fluide à couple contrainte MHD dans un canal asymétrique incliné avec des conditions de convection (thermique et massique) et une réaction chimique. L'effet de Soret et Dufour ont été pris en considération. Leurs résultats ont abouti à ce que les nombres de Soret et de Dufour réduisent le champ de concentration tandis qu'ils ont un effet inverse sur la température. Le nombre de Biot augmente la température et diminue la concentration du fluide. Par ailleurs, le nombre de Hartman et le paramètre de couple contrainte réduisent la vitesse du fluide.

R. Padmavathi el al. [18] a étudié le transfert couplé de chaleur et de masse par convection naturelle d'un fluide à couple contrainte dans un canal vertical avec une température et une concentration de parois asymétriques. La solution analytique pour les caractéristiques importantes d'écoulement du fluide, de transfert de chaleur et de masse est obtenue. Les résultats ont été calculés numériquement et représentés graphiquement. Ils ont obtenu que, l'augmentation du paramètre de couple contrainte diminue la vitesse, et le taux de transfert de chaleur par conséquent. Un travail similaire a été effectué par D. Srinivasacharya et al. [19], où ils ont pris en compte le milieu poreux sans effet d'inertie. Les équations résultantes ont été résolues numériquement en utilisant la technique de quasi-linéarisation. Les graphes de

vitesse et de distribution de la température ont été présentés pour différentes valeurs des paramètres du fluide.

O. A. Samuel et O. D. Makinde [20], a examiné l'effet du transfert de chaleur radiatif sur l'écoulement MHD d'un fluide à couple contrainte à travers un canal poreux à une température de paroi non uniforme en raison de l'apport de chaleur périodique au niveau de la paroi chauffée où l'effet d'inertie n'a pas été pris en compte. Ils ont déduit que, l'augmentation du paramètre de rayonnement thermique diminue à la fois le profil de température et le profil de vitesse dans le canal.

N.T. Eldabe et al. [21], ont présenté un modèle mathématique d'un écoulement MHD d'un fluide à couple contrainte à travers un milieu poreux dans un canal asymétrique, sans prendre en considération l'effet d'inertie. Les formules de vitesse, de température et de concentration sans dimension ont été obtenues de manière analytique sous l'hypothèse d'une longueur d'onde importante et d'un nombre de Reynolds faible. Ils s'en sont sorti avec la conclusion que, en augmentant le paramètre de couple contrainte, le profil de température diminue et le profil de concentration augmente, par ailleurs l'augmentation du nombre de Scmidth entraîne une augmentation du profil de température et une diminution du profil de concentration. Le profil de concentration du fluide diminue avec la diminution de nombre de Dufour, ou l'augmentation de nombre de Soret, et vice versa.

R. Muthuraj et al. [22], a proposé une analyse théorique de l'influence de la dissipation visqueuse et du milieu poreux sur un flux MHD instable d'un fluide à couple contrainte dans un canal horizontal poreux avec des ondes thermiques progressives en présence d'une source de chaleur. Les expressions analytiques pour la vitesse, la température et la concentration ont été obtenues par la technique de perturbation régulière. Les résultats ont été présentés graphiquement pour diverses valeurs de paramètres du problème. Les conclusions majeures obtenues sont comme suit, la vitesse et la température du fluide augmentent avec l'augmentation de nombre de Darcy et nombre de Brinkman, et diminuent avec l'augmentation du nombre de Hartmann. Aussi, le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation des nombres de Darcy et de Brinkman à la paroi gauche, et diminue avec la diminution des deux nombres dans l'autre paroi.

O. D. Makinde et A. S. Eegunjobi [23], ont étudié numériquement l'irréversibilité inhérente à l'écoulement régulier d'un fluide à couple contrainte à travers un canal vertical rempli de

substances poreuses saturées. Les équations gouvernantes non linéaires ont été obtenues et résolues numériquement à l'aide de méthodes de tir combinées à un schéma d'intégration de Runge-Kutta Fehlberg. Ils ont conclu que, l'augmentation des nombres Grashof, Prandtl et du gradient de pression augmentent les profils de vitesse et température adimensionnelles, tandis que l'augmentation des nombres de Darcy, de Forchheimer et le paramètre de couple contrainte diminuent les profils de vitesse et température. Les mêmes résultats ont été obtenues dans une étude similaire par S. O. Adesanya et al. [24], qui ont étudié le fluide à couple contrainte coulant régulièrement à travers un canal poreux avec glissement aux parois isothermes. Les propriétés d'écoulement ont été présentées graphiquement et discutées.

G.C. Sankad et P.S. Nagathan [25], ont analysé l'écoulement magnétohydrodynamique d'un fluide à couple contrainte dans un canal uniforme avec un milieu poreux sous paroi convective avec un faible nombre de Reynolds et une grande longueur d'onde. Ils ont analysé une variété de valeurs des paramètres, à savoir ; le paramètre de couple contrainte, le nombre de Hartmann et le nombre de Brinkman. Ils en ont conclu que, la température diminue avec l'augmentation du paramètre de couple contrainte et du nombre de Hartmann, et augmente avec l'augmentation des nombres de Brinkman et de Darcy. Le coefficient de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Darcy. Sur le même axe, P. M. Kumar et al. [26], ont eu des résultats identiques en examinant l'influence de l'effet de Hall sur l'écoulement d'un fluide à couple contrainte dans un canal asymétrique vertical avec un faible nombre de Reynolds et une grande longueur d'onde.

I.3 Fluides à couple contrainte contenant des nanoparticules

N. S. Akbar et S. Nadeem [27], ont étudié l'écoulement en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte avec des nanoparticules s'écoulant dans un tube uniforme, basé sur l'approche de Buongiorno (diffusion brownienne et de thermophorèse), sans prendre en compte la masse volumique du mélange (fluide de base/nanoparticule). Les équations aux dérivées partielles en coordonnée cylindrique, à savoir les équations de quantité de mouvement, d'énergie et de concentration des nanoparticules, ont été transformées à l'aide des transformations de similarité en un système d'équations différentielles ordinaires et résolues analytiquement. Ils ont, ainsi, analysée et discutée les paramètres importants caractérisant le phénomène, et ont conclu que, la pression augmente avec l'augmentation du paramètre de couple contrainte, et diminue avec l'augmentation du paramètre de thermophorèse. L'augmentation du paramètre de mouvement brownien et du paramètre de thermophorèse

hausse le profil de température adimensionnel. De plus, le profil de la fraction volumique augmente avec des valeurs croissantes du paramètre de mouvement brownien, et diminuent avec l'augmentation du paramètre de thermophorèse.

Les mêmes résultats ont été obtenus par O. D. Makinde, et A. S. Eegunjobi [28]. La première et deuxième loi de la thermodynamique ont été utilisées pour examiner les effets radiation thermique non linéaire, de la thermophorèse et du mouvement brownien sur le transfert de chaleur par convection mixte MHD et la génération d'entropie d'un écoulement de nanofluides à couple contrainte à travers un canal vertical à parois perméables sans prendre en considération l'effet d'inertie. Les équations modèles de la quantité de mouvement, d'énergie et de la concentration en nanoparticules, en présence de thermophorèse, du mouvement brownien (modele de Buongiorno), en négligeant l'effet de masse volumique du mélange (fluide de base/nanoparticule), ont été obtenues et résolues numériquement à l'aide de méthodes de tir couplée à un schéma d'intégration de Runge-Kutta Fehlberg.

A.S. Eegunjobi et O.D. Makinde [29], ont étudié transfert de chaleur par convection mixte et la génération d'entropie d'un fluide à couple contrainte avec des nanoparticules dans un canal vertical garni d'un milieu poreux saturé avec l'effet d'inertie. Ce modèle ne prend en compte ; ni l'effet de la masse volumique du mélange ; ni la concentration des nanoparticules. Les équations différentielles non linéaires du problème ont été obtenues avec la transformation de la similarité et résolu numériquement avec la procédure de tir associée à un schéma d'intégration Runge-Kutta-Fehlberg de quatrième ordre. Ils ont noté que, l'augmentation des nombres de Hartmann, de Reynolds, de Darcy, de Forchheimer et du paramètre de couple contrainte diminue les profils de vitesse et de température. Le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation des nombres Reynolds, Biot et Grashof, alors qu'il diminue avec une augmentation du nombre de Hartmann, de Darcy, de la flottabilité et du paramètre de couple contrainte.

J.V. Ramana Reddy et al. [30], ont proposé un modèle afin d'étudier théoriquement la convection naturelle de la température et de la concentration d'un fluide à couple contrainte avec la suspension de nanoparticules d'argent. L'écoulement est considéré dans une artère avec une obstruction dans laquelle la rhéologie du sang est prise comme un fluide à couple contrainte. La méthode de perturbation homotopique a été utilisée pour calculer la température, la concentration et la vitesse axiale, pour voir l'impact de certains paramètres importants sur eux. Ils ont observé que, lorsque la fraction volumique de nanoparticules

augmente, la vitesse axiale diminue, tandis que, le taux de transfert de chaleur augmente. La dispersion de la température augmente avec l'augmentation du paramètre de mouvement brownien et du paramètre de thermophorèse. Cependant, une relation inverse est observée lorsque les paramètres ci-dessus ont un impact sur la dispersion de la concentration.

Une étude analytique d'un écoulement magnétohydrodynamique (MHD) de fluide à couple contrainte avec des nanomatériaux entre deux surfaces parallèles, en présence de modèle mathématique de Buongiorno du nanofluide présentant les caractéristiques de diffusion brownienne et de thermophorèse, a été effectué par T. Hayat et al. [31]. Ils ont supposé que la surface inférieure du canal est poreuse, et l'autre surface, imperméable, qui se déplace vers la surface inférieure avec une vitesse qui dépend du temps. Ils en ont conclu que, en augmentant le champ magnétique et le paramètre de couple contrainte, le champ de vitesse diminue dans la moitié inférieure du canal, tandis qu'il augmente dans la moitié supérieure. Les effets du paramètre de thermophorèse sur les champs de température et de concentration sont assez opposés. Les champs de température et de concentration présentent un comportement similaire pour le paramètre de mouvement brownien.

S. O. Adesanya et al. [32], ont étudié le transfert de chaleur par convection naturelle de température et concentration et d'un fluide à couple contrainte avec nanomatériaux de cuivre à travers un canal vertical soumis à un flux de chaleur constant. Ils ont utilisé le modèle de Buongiorno, et négligé la masse volumique du mélange (fluide de base/particule). Les équations gouvernantes ont été modélisées à l'aide d'une analyse homotopique et résolues numériquement pour les variations des paramètres du problème.

I.4 Problématique

L'approche des principales études présentées par de maintes équipes dans différents domaines de la recherche scientifique concerne principalement le transfert de chaleur et de masse par convection naturelle des écoulements de fluides classiques, dans des milieux poreux ou clairs et en présence ou absence de champ magnétique. Bien qu'il y a eu, dans la littérature, beaucoup de travaux de recherche sur les fluide à couple contrainte, il est à noter que peu se s'en intéressés aux nanofluides et encore moins en utilisant le modèle de Buongiorno. Divers méthodes d'analyses et modèles numériques ont été utilisés par maints chercheurs pour comprendre le comportement des écoulements des fluides étudiés.

Cette analyse a clairement, montré un besoin en travaux modélisant le transfert de chaleur et de masse par convection MHD naturelle de fluide à couple contrainte classique et avec des nanoparticules, en présence d'un milieu poreux et en tenant compte à la fois des effets combinés de dissipation visqueuse, d'approximation de Boussinesq, du mouvement Brownien, du paramètre de thermophorèse et de la masse volumique du mélange (liquide/solide) pour le cas du nanofluide ; et sur ce, on va s'intéresser à certains effets comme le milieu poreux avec l'inertie, la présence ou non de limites convectives, les paramètres liés au fluide et au nanofluide, ainsi que la présence d'une approximation de Boussinesq non linéaire.

Part II. Aspects théoriques

II.1 Introduction

L'hypothèse des fluides newtoniens fait que la viscosité est indépendante de la vitesse du tenseur de contrainte, ce qui semble être satisfait par une large gamme de fluides couramment rencontrés. Cependant, il existe une grande catégorie de fluides pour lesquels la viscosité n'est pas indépendante du taux de déformation et de tels fluides sont appelés fluides non newtoniens. Une grande classe de fluides réels ne présente pas la relation linéaire entre la contrainte et le taux de contrainte, surtout pour les liquides de structure moléculaire complexe. En particulier, avec les molécules à chaîne longue, l'expression de la contrainte déviatrice basée sur l'hypothèse newtonienne peut se décomposer à des vitesses de contrainte assez modérées et pour certains liquides caoutchouteux avec mémoire, la contrainte dépend de l'historique de la contrainte ainsi que de la valeur instantanée de la vitesse de contrainte. Ainsi, la particularité d'un fluide non newtonien est que la relation entre le tenseur de contrainte et le taux de déformation du tenseur est non linéaire [33].

Les équations de Navier-Stokes constituent un bon modèle pour l'écoulement d'une large classe de fluides. Le modèle constitutif, est une relation linéaire entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement régi par la viscosité (constante) du fluide. Cependant, il existe de nombreux fluides à microstructure complexe tels que les fluides biologiques, ainsi que les liquides polymériques, les suspensions, les cristaux liquides qui sont utilisés dans le processus industriel actuel et présentent un comportement relationnel non linéaire qui ne peut pas être décrit par le modèle newtonien visqueux linéaire. La rupture avec le comportement de Navier-Stokes se manifeste de différentes manières : viscosité non newtonienne (amincissement par cisaillement ou épaississement par cisaillement), relaxation des contraintes, développement de différences de contrainte normales et limite d'élasticité. Dans de telles circonstances, la théorie newtonienne des fluides devient trop restrictive pour traiter certains fluides. Le cas le plus simple de non-linéarité est le fluide généralisé qui résulte d'une modification mineure de l'équation de comportement newtonienne incorporant une viscosité dépendant du taux de cisaillement [34].

II.2 Fluide à couple contrainte

En mécanique du continuum, l'effet de la taille des particules de matériau dans l'écoulement est négligé. Cela implique donc, que l'interaction rotationnelle entre les particules résultant de la nature symétrique du tenseur force-contrainte est ignorée. Cependant, dans des cas très importants, tels que des fluides s'écoulant avec des particules en suspension, or que réellement ceci est incorrecte. Par conséquent, une théorie du couple contrainte dépendant de la taille est nécessaire. Le champ de rotation dû à la micro-rotation de particules en suspension libre crée une contrainte antisymétrique, appelée couple contrainte, et un fluide à couple contrainte est ainsi formé.

Maintes théories ont été proposées pour expliquer le comportement de fluides contenant des microstructures telles que les additifs, les suspensions ou les matières granulaires. La théorie des fluides micropolaires d'Eringen [35] définit le champ de rotation en termes de vecteur de rotation indépendant du point de vue cinématique, appelé vecteur de micro rotation, pour l'établissement des équations constitutives contrainte-vitesse de déformation. Cependant, la théorie des fluides à couple contrainte est donnée par Stokes [1]. Cinq décennies se sont écoulées depuis que cette théorie a été examinée pour la première fois de manière isolée en supposant que le fluide ne possède pas de microstructure au niveau cinématique, de sorte que la cinématique en tant que mouvement est entièrement déterminée par le champ de vitesse. Dans cette même théorie, le moment cinétique intrinsèque et l'énergie cinétique de densité de spin ne sont pas pris en compte, alors que l'effet de couple contrainte est pris en considération et supposent que le fluide ne présente aucune microstructure. C'est la théorie la plus simple qui montre toutes les caractéristiques importantes et donne des équations similaires aux équations de Navier-Strokes, facilitant ainsi la comparaison avec les résultats du cas classique non polaire. Cette théorie introduit un gradient de second ordre du vecteur vitesse, au lieu d'un vecteur de rotation indépendant du point de vue cinématique, dans la relation constitutive entre la contrainte et la vitesse de déformation.

La théorie de Stokes [1] sur les fluides à couple contrainte est la plus simple généralisation de la théorie classique des fluides, qui permet de tenir en compte des effets polaires, tels que la présence d'un tenseur de contrainte non symétrique, de couple contrainte et de couples de corps. La caractéristique majeure de l'effet de couple contrainte est l'introduction de l'effet dépendant de la taille des particules de suspension. Selon Sunil et al. [36], l'effet de couple contrainte apparaît dans les fluides contenant de très grosses molécules. Les fluides constitués

de particules rigides orientées de manière aléatoire en suspension dans un milieu visqueux, tel que le sang, les lubrifiants contenant une petite quantité d'additif polymère, les fluides électrorhéologiques et les fluides synthétiques. En outre, quelques exemples supplémentaires sont l'extrusion de fluides polymères, la solidification de cristaux liquides, le refroidissement de plaque métallique dans un bain et des solutions colloïdales, etc.

Récemment, l'étude des écoulements de fluide à couple contrainte a fait l'objet d'un grand intérêt du fait de ses applications industrielles et scientifiques très répandues, comme dans le cas des fluides micropolaires. Les domaines importants dans lesquels les fluides à couple contrainte ont des applications comprenant le pressage et la lubrification, la mécanique des bio-fluides, les écoulements magnétohydrodynamiques et la synthèse de la plasticité de composés chimiques, de solutions et de produits fondus de polymères, de solutions de protéines, même le refroidissement des centrales nucléaires, etc.

Les équations constitutives pour les fluides à couple contrainte proposées par Stokes [1], [37], [38] sont :

$$T_{(i,j)} = \left(-P + \lambda\, D_{i,j}\right)\delta_{i,j} + 2\,\mu_f D_{i,j} \tag{II.1}$$

$$T_{[i,j]} = -2\,\eta\, W_{i,j} - \left(\frac{\rho}{2}\right)\varepsilon_{i,j} G_s \tag{II.2}$$

$$M_{i,j} = 4\,\eta\,\omega_{j,i} + 4\,\eta'\omega_{i,j} \tag{II.3}$$

Avec :

$$\begin{cases} D_{i,j} = \dfrac{1}{2}\left(u_{i,j} + u_{i,j}\right) \\ W_{i,j} = -\dfrac{1}{2}\left(u_{i,j} + u_{i,j}\right) \\ \omega_i = \dfrac{1}{2}\varepsilon_{i,j} u_{i,j} \end{cases} \tag{II.4}$$

Où : $T_{i,j}$ est le tenseur des contraintes, $T_{(i,j)}$ détermine le tenseur des contrainte symétrique de $T_{i,j}$, $T_{[i,j]}$ représentele tenseur des contraintes non symétrique de $T_{i,j}$, $M_{i,j}$ symbolise le tenseur des couples contraintes, $D_{i,j}$ est le tenseur du taux de déformation, $W_{i,j}$ détrermine le tenseur de la vitesse, $\varepsilon_{i,j}$ estle tenseur alternatif, ω_i représente le vecteur de vitesse, $u_{i,j}$ représente les composantes du vecteur de vitesse, P symbolise la pression, ρ est la densité, μ_f est le coefficient de viscosité, λ représente une constante de matériau ayant la dimension de viscosité et η et η' sont des constantes physiques dues à la présence de couple contrainte,

dont la dimension est $[\eta] = [\eta'] = MLT^{-1}$. Le rapport η/μ_f est la dimension de longueur au carré et caractérise la taille de la microstructure, cette constante matérielle sera notée par :

$$l = \sqrt{\frac{\eta}{\mu_f}} \tag{II.5}$$

Dans l'écoulement d'un fluide à microstructure, la différence existante entre cette théorie et la théorie classique dépend de la taille relative de la sous-structure par rapport aux dimensions linéaires de l'écoulement. Dans le cas de fluides incompressibles, lorsque les forces et les moments du corps sont absents, l'équation de mouvement déduite par Stokes [1], [38] dans la notation vectorielle devient :

$$\rho\left[\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u}\right] = -\nabla P + \rho\vec{g} + \mu_f\nabla^2\vec{u} - \eta\nabla^4\vec{u} \tag{II.6}$$

II.3 Écoulement du fluide à travers un milieu poreux

L'écoulement à travers un milieu poreux joue un rôle important en génie chimique (adsorption, filtration, écoulement dans des colonnes à garnissage), en génie pétrolière, en hydrologie, en physique des sols, en biophysique et en géophysique. L'instabilité des investigations sur un support poreux a été d'une importance significative car les informations fournies par ces études répondent à l'exigence de problèmes pratiques. La portée du sujet du support poreux est très large en ce qui concerne ses applications dans les branches des sciences appliquées.



Figure II.1. Image traitée d'un milieu poreux

Une étude sur ce type de flux est appliquée aux problèmes de déplacement des ressources en eau souterraines et aux processus de filtration et de purification de l'eau. L'industrie

pétrolière a montré beaucoup d'intérêt pour ces problèmes liés à la production de pétrole brut à partir de réservoirs souterrains. Ces réservoirs contiennent de nombreux matériaux de traitement, tels que le calcaire et la dolomite, dans lesquels le pétrole est conservé. Ce dernier peut être obtenu en forant des puits dans le réservoir et peut être autorisé à s'écouler à travers les régions poreuses du puits. Étant donné que le pourcentage de récupération du pétrole est un facteur important dans l'économie pétrolière, il est nécessaire de savoir comment augmenter les pourcentages de récupération en ce qui concerne les mécanismes de la production pétrolière. Le technologue en textile s'intéresse au flux de fluide dans les fibres, tandis que le biologiste s'intéresse au mouvement de l'eau dans les racines des cellules des systèmes vivants.

Un corps solide qui contient des matières poreuses est un bon exemple de milieu poreux, Figure II.1. Certains exemples de milieu poreux sont les granulés, les lits formés de sable, les roches poreuses telles que le calcaire, les particules catalytiques contenant des micropores extrêmement fins et des fibres telles que des tissus, du papier filtre, etc.

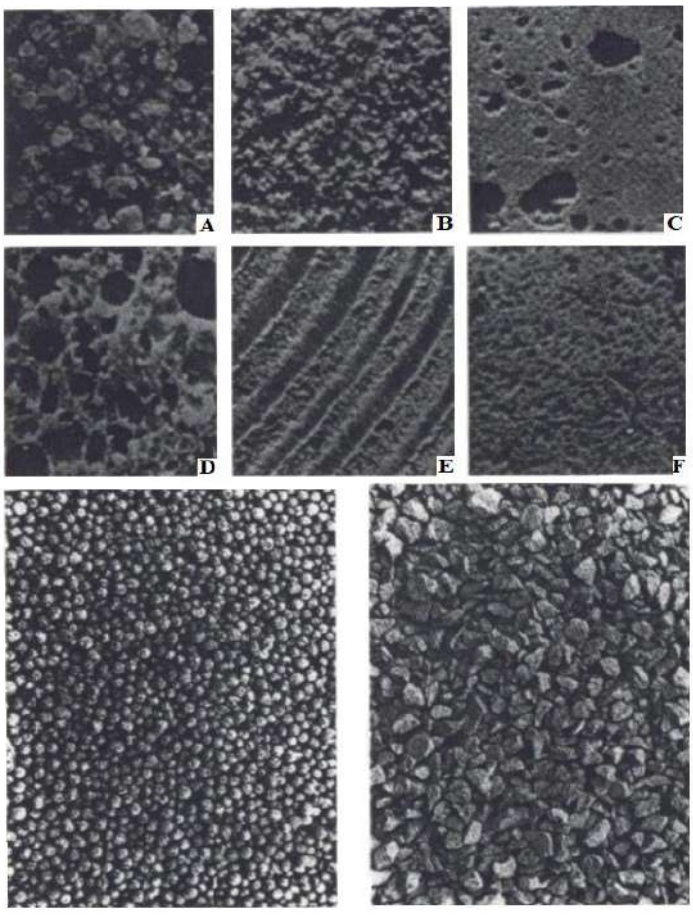


Figure II.2. Exemples de milieux poreux naturels [39].

Dans la figure, les lettres de A-F signifiant respectivement, sable de plage, grès, calcaire, pain de seigle, bois, poumon humain. En bas: Les matériels poreux granuleux sont utilisés dans la construction et en industrie, 0.5 centimètre diamètre Liapor, sphères (à gauche) ; et le calcaire écrasé de taille 1 centimètre (à droite) [39].

Les pores sont des espaces vides, intégrés dans un matériau, qui doivent être distribués plus ou moins fréquemment à travers le support. Ceux-ci peuvent être connectés ou non connectés, distribués plus ou moins fréquemment de manière régulière ou aléatoire dans le matériau. Les pores interconnectés sont appelés pores effectifs tandis que les pores non-interconnectés sont les pores inefficaces. Par pores inefficaces, on entend des pores à travers lesquels le fluide ne peut pas passer, cela pourrait être dû à la tension superficielle provoquée par les trous fins ou à la compressibilité du fluide ; car ces pores n'affectent pas directement l'écoulement.

En décrivant l'instabilité des phénomènes d'écoulement dans un milieu poreux, les pores sont toujours considérés comme étant interconnectés, affectant l'écoulement [40].

Dans les milieux poreux naturels, la distribution et la taille des pores sont irrégulières, par conséquent, la variation des paramètres régissant l'écoulement au sein de ce dernier est irrégulière. Néanmoins, les valeurs moyennes de ces paramètres est le centre d'intérêt pratique dans les problèmes d'ingénierie ; ces valeurs-là sont, donc, mesurées à l'échelle macroscopique et varient de manière continue. La technique utilisée pour ce, est la méthode de prise de moyenne volumique [41], [42] définie comme étant une moyenne spatiale appropriée sur un Volume Elémentaire Représentatif (VER), Figure II.3.

Au fait, les milieux poreux naturels sont hétérogènes, lors de la détermination des propriétés du matériau ; la prise en considération de l'ensemble de ces hétérogénéités représente une tache insurmontable. Il est donc, indispensable de perfectionner le milieu en le considérant comme continu et du coup, en moyennant ses propriétés sur une échelle microstrucurée. On parlera donc, d'homogénéisation de milieu poreux où les propriétés sont moyennées sur un VER. La matière occupant ce volume élémentaire est représentée par plusieurs particules élémentaires superposées, où chacune d'entre elles correspond à une phase.

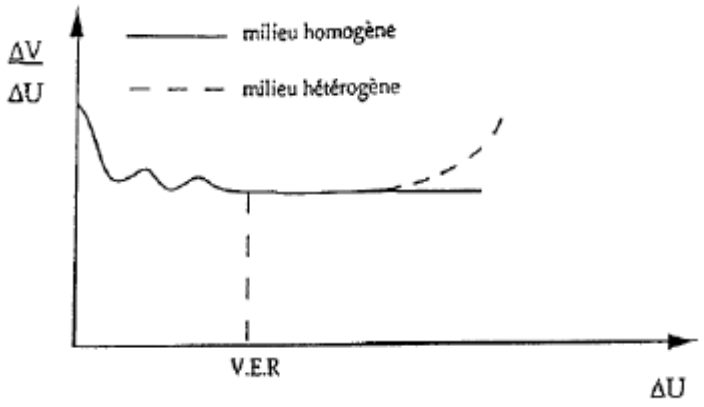


Figure II.3. Représentation du volume élémentaire représentatif sur lequel est moyennée la propriété.

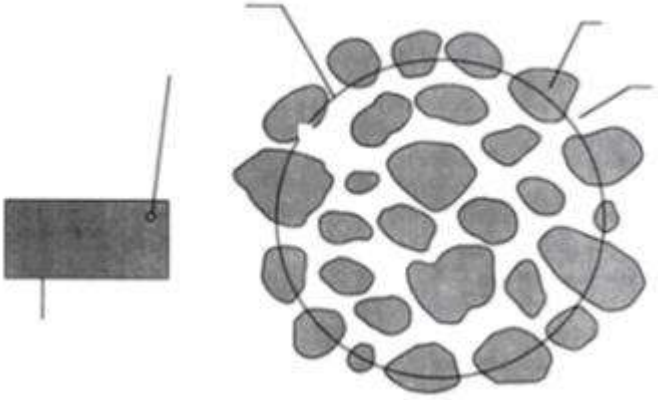


Figure II.4. Volume élémentaire représentatif [39].

Il existe deux manières de décrire l'écoulement des fluides dans un milieu poreux [39] :

1. L'échelle microscopique ou l'approche statistique.
2. L'échelle macroscopique ou l'approche spatiale.

Au niveau microscopique, la description est statistique - en termes de distribution de la taille des pores. Cette description de la taille est considérée comme nébuleuse car elle dépend de la manière dont on décrit une telle distribution.

L'utilisation du terme microscopique ne vise pas, ici, les intermolécules mais plutôt les structures des pores. En général cette échelle est associée au diamètre moyen des pores [39].

D'autre part, la description macroscopique est une description du milieu en termes de moyenne des propriétés en vrac et de leurs variations à des tailles ou à des échelles beaucoup

plus grandes que les pores. Presque tous les milieux poreux, qu'ils soient naturels ou artificiels, ont des structures de vide aléatoires et il est, actuellement, assez difficile de décrire un milieu poreux en décrivant la taille, la forme, l'orientation et les interconnexions des vides du milieu. Cette échelle est associée à une dimension géométrique du milieu [39].

Deux propriétés macroscopiques de milieux poreux pouvant être utilisées pour décrire un écoulement de fluide sont décrites comme suit :

II.3.1 Porosité

La propriété géométrique la plus importante du milieu poreux est la porosité, qui influe sur les propriétés physiques. La présence des espaces vides distribués dans le matériau solide est caractérisée par la porosité du milieu poreux. La porosité d'un milieu poreux est définie comme la fraction du volume total du milieu occupé par les espaces vides, ainsi :

$$\varepsilon = \frac{Volume\ des\ vides}{volume\ total\ du\ milieu\ poreux} = \frac{V_p}{V_t} \quad , \qquad 0 < \varepsilon < 1 \qquad \text{(II.7)}$$

La porosité est un concept indépendant de la forme et le réseau des pores. Le Tableau II-1 ci-dessous, présente quelques valeurs de la porosité pour différents matériaux poreux [43].

Tableau II-1. Porosité de quelques matériaux poreux [43].

N	Matériau	Porosité (en fraction)
1	Fibre de verre	0,88 – 0,93
2	Fil à tisser	0,68 – 0,76
3	Grains de silice	0,65
4	Poudre d'ardoise noire	0,57 – 0,66
5	Cuir	0,56 – 0,59
6	Catalyseur	0,45
7	Terre	0,43 – 0,54
8	Sable	0,37 – 0,50
9	Poudre de silice	0,37 – 0,49
10	Filtre de cigarettes	0,17 – 0,49
11	Briques	0,12 – 0,34

II.3.2 Perméabilité

La perméabilité est une combinaison de la taille des pores et du degré d'interconnexion de ces derniers, elle contrôle la facilité avec laquelle l'eau peut s'écouler à travers les roches et sa valeur est déterminée par la structure du matériau poreux. En termes de quantités mesurables, c'est la moyenne statistique de la conductivité du fluide de tous les canaux d'écoulement. Ce paramètre est le seul qui reflète la conductance d'une structure de pores donnée. Les dimensions de la perméabilité sont de longueur au carré mais dans l'industrie pétrolière. C'est une mesure du carré moyen par diamètre dans le matériau ou en « Darcy » avec 1 $Darcy = 9{,}87 \times 10^{-9} cm^2$ [44],[45].

II.3.3 Loi de Darcy

La loi fondamentale qui lie la chute de pression et la vitesse dans l'écoulement du fluide au-delà des couches perméables est la loi de Darcy [46]. Etablie en 1856 sur des fondements expérimentaux, et pouvant être appliquée aux écoulements des fluides, des gaz ou des mélanges, cette loi a été nommé d'après le nom de Henry Darcy (1803-1858), ingénieur civil français. Ses expériences étaient basées sur la filtration verticale de l'eau à travers des lits de sable (le sable agissait comme un système de purification), présentant un grand intérêt dans le domaine de la dynamique des fluides et de l'hydrogéologie. La loi de Darcy s'applique au milieu poreux et isotope parcouru par un écoulement à faible vitesse, car cet ingénieur a mis en évidence une relation linéaire entre la vitesse et le gradient de pression appliqué de part et d'autre du matériau poreux [47]. La loi de Darcy peut être considérée comme analogue mathématiquement à la transmission électrique de la loi d'Ohm, et à la transmission de chaleur de la loi de Fourier ou à la diffusion en solution de la loi de Fick, les autres lois de transport phénoménologiques linéaires. En milieu homogène et isotrope et dans le cas de fluide incompressible la loi de Darcy s'écrit [39] :

$$u = -\frac{K_m}{\mu} \cdot \nabla P \qquad \text{(II.8)}$$

Où, u est la vitesse de filtration ou vitesse de Darcy, définie comme une moyenne volumique sur tout le volume élémentaire représentatif (VER), ∇P symbolise le gradient de pression interstitielle moyenne dans le milieu poreux, μ représente la viscosité dynamique du fluide et K_m indique la perméabilité du milieu poreux.

Il est à noter que ce paramètre ne dépend pas de la nature du fluide mais de la structure du réseau de pores du matériau. Il est possible de rattacher cette perméabilité aux propriétés géométriques du matériau, tout en ayant conscience de ne nullement confondre la vitesse de filtre et celle du fluide dans les pores. En effet, la vitesse de filtre est la vitesse moyenne de l'écoulement, moyenne effectuée sur un volume ayant une partie de solide immobile. Par ailleurs, la vitesse du fluide dans les pores, appelée aussi vitesse interstitielle ou la vitesse Darien u_D est :

$$u_D = \frac{u}{\varepsilon} \tag{II.9}$$

Bien que la loi de Darcy soit largement utilisée, elle s'est avérée insuffisante ; elle ne peut pas traduire l'influence de la nature du fluide sur l'écoulement notamment près des parois. Elle est applicable pour les écoulements visqueux lents et n'est valable qu'à l'échelle macroscopique où on l'en suppose que la température reste constante ; En effet, la condition de glissement aux parois est retenue par ce modèle quel que soit le fluide considéré. Cette équation ne tient pas compte non plus d'éventuels effets inertiels. Les effets d'inertie du fluide en mouvement ne sont plus négligeables lorsque la vitesse d'écoulement augmente, le modèle de Darcy réside dans le fait qu'il prend en compte la force de friction offerte par la présence de particules solides dans le fluide au lieu de la frontière et des effets internes, la loi de Darcy n'est plus applicable [41], [48], [49]. Des extensions de ce modèle ont été proposées par plusieurs chercheurs.

II.3.4 Extensions de la loi de Darcy

II.3.4.1 Modèle de Forchheimer

Dans les faibles vitesses d'écoulement (écoulement laminaire), la loi de Darcy explique pertinemment l'écoulement passé du milieu poreux. En revanche, comme les vitesses deviennent plus grandes, l'effet inertiel non linéaire devient important. Dans ce cas, l'équation de Darcy était incapable de décrire les écoulements à un nombre élevé de Reynolds. En s'adaptant aux données expérimentales, un terme non linéaire correctif a été ajouté à l'équation de Darcy (II.8) pour corriger l'effet d'inertie de l'advection (Forchheimer, 1901) [50]. Ward [42], a mis son empreinte dans l'équation de Darcy, ce dernier a été modifiée empiriquement parle modèle de Darcy-Forchheimer en :

$$\nabla P = -\frac{\mu}{K_m} u - \frac{\rho_f \cdot C_f}{\sqrt{K_m}} u|u| \qquad \text{(II.10)}$$

Où : $|u|$ est le module de, ρ_f symbolise la densité du fluide, C_f représente un nombre adimensionnel de Forchheimer du milieu poreux appelé coefficient de trainée et dépendant de la phase solide du milieu poreux.

Le premier terme du second membre de l'équation Darcy-Forchheimer (II.10) est le terme de Darcy et le second terme est connu sous le nom de terme de Forchheimer [42]. A l'échelle du pore basé sur la perméabilité du milieu poreux, le rapport de ces deux termes représente une constante près au nombre de Reynolds :

$$Re_k = \frac{\rho_f \sqrt{K_m}}{\mu} |u| \qquad \text{(II.11)}$$

Ce dernier permet de distinguer la perte du modèle de Darcy à partir de $Re_k \sim 10^2$et une transition à partir de ce critère de $1 - 10$. Pour les écoulements ayant un nombre de Reynolds supérieurs ($Re_k \geq 1$) le modèle de Darcy est insuffisant [48].

II.3.4.2 Modèle de Forchheimer-Brinkman

Il existe de nombreuses applications pratiques, à la fois expérimentales et théoriques, qui suggèrent que le modèle de Darcy fournisse, parfois, une explication peu satisfaisante des conditions hydrodynamiques. Il est bien connu que la loi de Darcy n'est plus applicable dans des situations où certains effets tels que le cisaillement visqueux et la force d'inertie entrent en jeu, c'est-à-dire Darcy a ignoré les effets de frontière sur l'écoulement. Plusieurs chercheurs ont démontré expérimentalement l'existence d'un cisaillement dans le milieu poreux, près des limites, formant ainsi une région d'écoulement de fluide influencée par le cisaillement [51]. Le modèle de Darcy ne peut prédire l'existence d'une telle région frontière, aucun terme de cisaillement macroscopique n'étant inclus dans l'équation. Brinkman (1947) et Tam (1969), ont démontré que, pour prédire les effets de frontière, l'équation de Brinkman (1947) est de la forme :

$$\nabla P = -\frac{\mu}{K_m} u - \frac{\rho_f \cdot C_f}{\sqrt{K_m}} u|u| + \mu_{eff} \nabla^2 u \qquad \text{(II.12)}$$

Ce modèle est la plus appropriée pour un écoulement dans un milieu poreux homogène et isotrope. Cette équation est désignée dans la littérature sous le nom de modèle de Brinkman et

a été développée pour la première fois par Brinkman. L'équation (II.12) est appelée équation de Darcy — Forchheimer — Brinkman.

Le premier terme visqueux à droite est le terme de Darcy, le deuxième terme à droite de terme de Forchheimer tandis que le troisième terme à droite est analogue au terme de diffusion (Laplacien) qui apparaît dans l'équation de Navier Stokes avec μ_{eff} étant la viscosité dynamique effective du fluide. Brinkman définit μ et μ_{eff} égaux, mais en général, ils ne sont approximativement égaux.

Cette équation est valable lorsque la perméabilité K_m est très élevée. En général, les particules du milieu poreux sont tassées de manière à ce que K_m soit petit. Il existe donc une couche limite très proche de la surface.

II.4 Équation d'Energie

En thermodynamique, le concept d'énergie sert à spécifier l'état d'un système. L'énergie n'est ni créée ni détruite, elle est seulement modifiée que d'une forme à une autre. La science de la thermodynamique traite la relation entre la chaleur et les autres formes d'énergie, mais la science du transfert de chaleur concerne l'analyse du taux de transfert de chaleur d'un système. Le transfert d'énergie par le flux de chaleur ne peut pas être mesuré directement, mais le concept a une signification physique car il est lié à la quantité mesurable appelée température [39], [52], [53].

Par conséquent, la connaissance de la répartition de la température est essentielle pour analyser les problèmes de transfert de chaleur. Une fois la distribution de température connue, on peut facilement calculer le taux de transfert de chaleur par unité de surface par unité de temps. Dans de nombreuses branches de la science et de l'ingénierie, il est nécessaire d'étudier la répartition de la température et le flux de chaleur. Par exemple, dans la climatisation des bâtiments, dans la technologie aérospatiale, dans la conception des cœurs de réacteurs nucléaires et ces tours de refroidissements, la conception des échangeurs de chaleur tels que les chaudières, les condenseurs, les radiateurs, etc… une analyse et un traitement appropriés du transfert de chaleur sont indispensables.

En plus de l'équation de continuité et celles de Navier-Stokes, l'équation d'énergie thermique contenant la première loi de la thermodynamique est également requise pour une description complète du champ d'écoulement. Ainsi, la distribution de la température dans le

champ d'écoulement est régie par l'équation d'énergie. L'équation énergétique est dérivée de la loi de conservation de l'énergie qui exige que, la différence entre le taux d'alimentation en énergie d'une surface contrôlée S englobant un volume V dans la région occupée par un fluide en mouvement et le taux de sortie d'énergie à travers S doit être égal au taux net d'augmentation de l'énergie dans le volume fermé V. Selon la première loi de la thermodynamique, le gain en énergie totale DE_t, en unité de temps Dt, est égal à la chaleur fournie à l'élément de masse $\dot{Q}\ Dt$ et au travail effectué sur l'élément $\dot{W}\ Dt$. On a donc :

$$\frac{DE_t}{Dt} = \dot{Q} + \dot{W} \tag{II.13}$$

Lorsque la conductivité thermique est constante, l'équation d'énergie en termes de température T pour les fluides incompressibles est donnée ci-dessous [39] :

$$\rho Cp\left(\frac{DT}{Dt} + V\nabla T\right) = \nabla(\lambda\nabla T) + \Phi + Q_t \tag{II.14}$$

Où Cp représente la chaleur spécifique, ρ symbolise la masse volumique, λ est la conductivité thermique, β définie le coefficient de dilatation thermique, T indique la température, $V = (u, v)$ est le vecteur de vitesse, Φ désigne la fonction de la dissipation visqueux. Le troisième terme à droite Q_t représente le terme source lié au transport d'énergie. Le terme source $\mathrm{Q}_t = \nabla(h \cdot j)$, avec h est l'enthalpie et j désigne le flux massique.

Pour la modification des caractéristiques de transport de chaleur, le terme source est responsable de la prise en compte des composantes de vitesse, flux de chaleur radiatif, refroidissement par chauffage de surface. En outre, il représente également d'autres phénomènes physiques tels que le chauffage par effet Joule et les effets de Dufour Df [52], [54], et qui peut représenter, aussi, le flux massique de diffusion des nanoparticules représenté comme la somme de deux termes, la diffusion Brownienne et la thermophorèse dans le cas des nanofluide.

Dans le système cartésien (x, y), la dissipation visqueux Φ pour un écoulement de fluide newtoniens incompressible peut être exprimé comme suit :

$$\Phi = 2\mu\left(\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right) \tag{II.15}$$

Notre étude concerne les fluides à couple contrainte qui s'expriment en deux paramètres visqueux, où la viscosité est symbolisée par μ et le paramètres de couple contrainte par η, donc la dissipation visqueuse devient [19], [55]:

$$\Phi = 2\mu\left(\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right) + \eta((\nabla^2 v)^2 + (\nabla^2 u)^2)^2$$
$$= 2\mu\left(\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right) + \eta\left(\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)^2 + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)^2\right)^2 \quad \text{(II.16)}$$

II.4.1 Equation d'énergie d'un milieu poreux

Le premier principe de la thermodynamique permet d′établir des relations entre les différentes formes d′énergie mises en jeu dans le milieu poreux. En supposant que l'équilibre thermique local est ($T_S = T_f = T$), où T_S et T_f représentent respectivement la température de la phase solide et fluide respectivement. Comme indiqué précédemment, le milieu poreux possède une porosité dénotée par ε et une perméabilité symbolisée par K, la vitesse de Darcy est dénotée par v_D et lié à v par $v_D = \varepsilon\, v$. L'équation de l'énergie, en négligeant la dissipation visqueuse et le travail des thermes sources, s'écrit comme suit [39] :

$$(\rho Cp)_m \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho Cp)_f v_D \nabla T = \nabla(\lambda_m \nabla T) \quad \text{(II.17)}$$

Où $(\rho Cp)_f$ et $(\rho Cp)_m$ représentent, respectivement, la capacité volumique calorifique du fluide et celle du milieu poreux saturé et λ_m la conductivité thermique de la matrice poreuse saturée. $(\rho Cp)_m = \varepsilon(\rho Cp)_f + (1-\varepsilon)(\rho Cp)_s$; $\lambda_m = \lambda_f + (1-\varepsilon)\lambda_s$ où $(\rho Cp)_s$ et λ_s indiquent, respectivement, la chaleur massique et la conductivité thermique de la matrice poreuse.

De cette équation (II.17), on suppose que l'équilibre thermique se passe sans transfert entre les phases solides et fluides, alors l'équation d'énergie pour la phase solide [39] :

$$(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1-\varepsilon)\nabla(\lambda_s \nabla T_s) \quad \text{(II.18)}$$

Et pour la phase fluide,

$$\varepsilon(\rho Cp)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + (\rho Cp)_f v_D \nabla T_f = \varepsilon\, \nabla\left(\lambda_f \nabla T_f\right) \quad \text{(II.19)}$$

II.5 L'équation de concentration de l'espèce

Le transfert de masse est le transport d'un constituant d'une région à forte concentration vers une région à plus faible concentration en raison d'une différence de concentration. Le transfert de masse dans un fluide ou à travers une limite de phase est un phénomène qui joue un rôle important dans de nombreux processus industriels tels que la dispersion des gaz des cheminées, l'élimination des polluants des flux de rejets des usines par absorption, la diffusion des neutrons dans les réacteurs et la climatisation.

Il existe deux modes de base de transfert de masse, à savoir la diffusion moléculaire et la convection. La diffusion implique le transfert de molécules individuelles à travers un fluide par mouvement aléatoire d'une concentration élevée à une concentration faible. Le transfert de masse par convection utilise une force ou une action mécanique pour augmenter le taux de diffusion moléculaire. Les deux mécanismes actifs, jouent un rôle derrière ce transport de masse. Comme pour les taux de transfert de chaleur, le flux de masse des espèces peut être déterminé à partir du champ de concentration en résolvant l'équation des espèces [53], [56]. L'équation de conservation des espèces de masse est donnée par :

$$\left(\frac{DC}{Dt} + V\nabla \mathrm{C}\right) = \nabla(D_m \nabla \mathrm{C}) + \mathrm{Q}_c \qquad \text{(II.20)}$$

Dans l'équation ci-dessus, C désigne la concentration des espèces, D_m indique diffusivité des espèces, le deuxième terme à droite représente le terme source lié au transport de masse Q_c, ce dernierest capable d'imprimer une impression marquée sur la concentration du fluide. Il représente également d'autres phénomènes physiques tels que la réaction chimique, à la thermophorèse. Si en néglige ce terme, l'équation aura une analogique évidant avec l'équation d'énergie, comme suit :

$$\rho Cp\left(\frac{DT}{Dt} + V\nabla T\right) = \nabla(\lambda \nabla T) \qquad \text{(II.21)}$$

II.5.1 Equation de concentration de l'espèce d'un milieu poreux

Le transfert de matière fluide saturant un milieu poreux ne s'effectue qu'à travers la phase fluide. Dans la matrice poreuse, il n'y a pas d'écoulement des composantes du mélange $(liquide/solide)$ [39]. L'équation de conservation de la masse en milieu poreux, à l'aide de la relation de Dupuit-Forchheimer $v_D = \varepsilon\, v$, s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} V \nabla \mathrm{C} = \nabla (D_m \nabla \mathrm{C}) \qquad \text{(II.22)}$$

II.6 L'effet de diffusion croisée (l'effet de Soret et Dufour)

Dans les processus combinés de transfert de chaleur et de masse, le débit est contrôlé par les différences de densité provoquées simultanément par le gradient de température, le gradient de concentration et la composition du matériau. Le couplage entre le transport de chaleur et de masse se produise, car la densité du mélange du fluide dépend, à la fois, de la température, et de la concentration. Selon Nield et Bejan [39], pour les changements isobares de température et de concentration suffisamment faibles, la densité du mélange dépend linéairement de la température et de la concentration. C'est à ce moment que la diffusion croisée (effets Dufour et Soret) n'est pas négative. Le flux provoqué par le gradient de concentration s'appelle l'effet de Dufour ou diffusion-thermo. Le flux de masse créé par un gradient de température est appelé effet de Soret ou diffusion thermique ou Ludwing-Soret [57]. Dans un certain nombre d'études, les effets de Soret et de Dufour sont négligés dans les processus de transfert de chaleur et de masse, car ils sont d'un ordre de grandeur inférieur à ceux décrits par les lois de Fourier et Fick, Mojtabi et Charrier-Mojtabi [58]. Cependant, lorsque des différences de densité existent dans le régime d'écoulement, ces effets sont significatifs et ne peuvent être négligés [59].

Le couplage entre le transfert de chaleur par convection et l'effet de Soret est connu sous le nom de la thermo-gravitation, vu son intérêt industriel et son utilisation dans les séparations isotopiques et dans les mélanges de gaz de poids moléculaire très léger (H_2, He) et moyen (N_2, air) [60]. L'impact de Soret abaisse considérablement le seuil de convection thermique, car les gradients de concentration se dégagent beaucoup plus lentement par rapport à ceux de température en raison des valeurs disparates du coefficient de diffusion de masse et de diffusion thermique. Les effets de Soret et de Dufour jouent un rôle important dans de nombreuses applications pratiques, notamment dans les domaines de l'hydrologie, de la pétrologie, des géosciences et du génie chimique. Eckert et Drake [61], ont présenté plusieurs cas où ces effets ne peuvent être négligés, tel que dans les nanofluides.

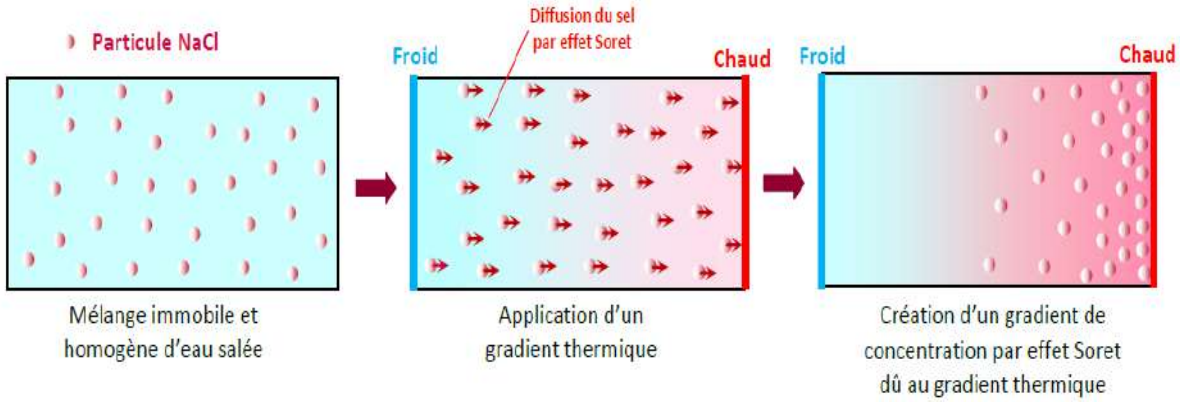


Figure II.5. Schéma représentatif de l'effet LUDWING-SORET.

D'un point de vue mathématique, sans perte de généralité, ces phénomènes vont modifier les équations de transport de chaleur et de masse. On devrait ajouter deux termes, qui représente le phénomène de la diffusion croisé (Dufour et Soret), des équations de transport de chaleur et de masse qui sont écrites respectivement, sous la forme [57], [62]:

$$\mathrm{Q}_t = \nabla(h \cdot j) = \frac{D_T}{C_S C_{P_f}} \nabla^2 C \tag{II.23}$$

$$\mathrm{Q}_c = \frac{D_m K_T}{T_m} \nabla^2 T \tag{II.24}$$

Avec : $D_T = D_m K_T$ Ou D_T est le coefficient de diffusion de la thermophorèse ou le coefficient de thermo-diffusion, D_m désigne la diffusivité moléculaire, K_T indique le rapport de diffusion thermique, T_m est la température moyenne, C symbolise la concentration et C_S représente la sensibilité à la concentration.

II.7 Réaction chimique

Dans le processus de transfert de chaleur et de masse par convection, une réaction chimique peut également avoir lieu. En raison de la présence de masses étrangères (impuretés) dans le fluide en cours de convection, une réaction chimique se produit également et ce, dans de nombreux processus d'ingénierie chimique. Ce type de réaction peut modifier la température et la chaleur du fluide et peut affecter, ainsi, le processus de convection. Cependant, si la présence de cette masse étrangère est très faible, la génération de chaleur due à la réaction chimique peut être considérée comme négligeable. Si une réaction peut générer ou consommer une masse dans un mélange fluide, elle aura certainement une influence sur la distribution de cette espèce dans le flux. Pour un fluide donné, le taux de transfert de masse

avec réaction chimique est supérieur au taux de transfert de masse en l'absence de réaction chimique [63].

Il existe deux types de réaction à savoir, homogène et hétérogène. Une réaction homogène est une réaction qui se produit uniformément dans une phase donnée, tandis que l'hétérogène a lieu dans une région restreinte ou dans les limites d'une phase. Notre discussion reste toutefois limitée à une réaction chimique homogène.

La représentation mathématique de cette littérature, on devrait ajouter un terme qui représente la réaction chimique est le suivant :

$$\mathrm{Q}_c = k_1(C - C_1) \tag{II.25}$$

Où, k_1 indique le taux de réaction chimique et C_1la concentration référence.

II.8 Magnétohydrodynamique

La magnétohydrodynamique (MHD) est la science qui concerne l'écoulement d'un fluide électriquement conducteur en présence d'un champ magnétique. Faraday (1832) [64], a observé qu'en raison de l'écoulement MHD d'un fluide, les courants électriques sont induits dans le fluide et produisent leur propre champ magnétique, appelé champ magnétique induit, et modifient ainsi le champ magnétique existant [65]. Ainsi, les deux effets de base importants de la conductivité électrique du fluide et de la prédominance d'un champ magnétique sont l'écoulement du fluide affectant le champ magnétique et le champ magnétique affectant l'écoulement du fluide.

Dans l'écoulement MHD, le fluide est considéré comme incompressible et les autres propriétés telles que la viscosité, la conductivité thermique et la conductivité électrique sont considérées comme constantes. La situation est essentiellement une interaction réciproque entre le champ de vitesse du fluide et les champs électromagnétiques. En général, le mouvement du fluide ralentit sous l'effet de ces forces électromagnétiques, sauf si un champ électrique suffisamment important est appliqué, à l'opposé du champ électrique induit, afin de surmonter son effet, de sorte que les forces électromagnétiques nettes accélèrent le mouvement du fluide.

Le mouvement des fluides newtoniens et non newtoniens, en présence ou en l'absence de champ magnétique, a trouvé plusieurs applications dans différents domaines, notamment

l'écoulement dans les systèmes de refroidissement des centrales nucléaire, de métaux liquides, d'alliages, de plasma, etc. En fait, l'analyse du transfert de chaleur est également importante dans l'écoulement de fluide MHD suite à ses applications industrielles et biologiques telles que le transport de fluide sanitaire, la pompe à sang dans la machine à cœur du poumon et le transport de fluide corrosif avec la partie machine.

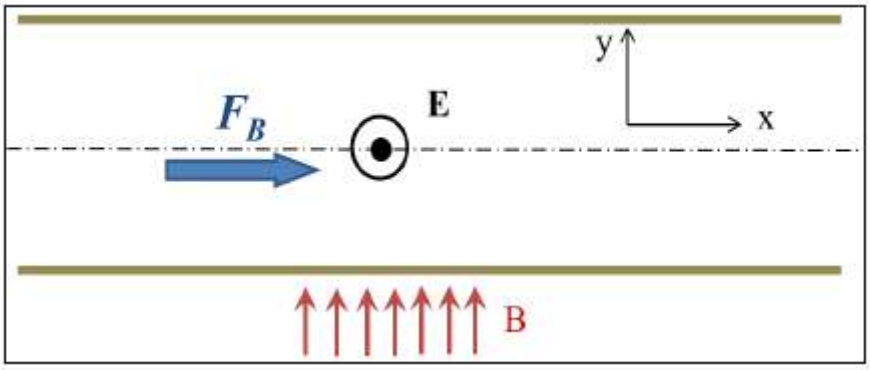


Figure II.6. Direction de la force magnétique entre deux plaques parallèles dans un champ magnétique uniforme.

Hartmann (1937) [66], a étudié à la fois théoriquement et expérimentalement le mouvement hydrodynamique entre deux plaques parallèles. Alfven (1950) [67], a analysé de nombreux phénomènes astrophysiques dans cette étude. Auparavant, nous avions deux branches de physique pleinement développées, à savoir la théorie électromagnétique et la dynamique des fluides. Ces deux branches interagissent pour produire des hydromagnétiques. Le domaine des hydromagnétiques est donc beaucoup plus riche que les deux branches mères. Lundquist (1952) [68], a présenté l'interaction entre l'écoulement du fluide et le champ électromagnétique si le nombre adimensionnel est positif.

$$\sqrt{B_0 L \left(\frac{\sigma \mu_E}{\rho_f}\right)^{\frac{1}{2}}} > 1 \qquad \text{(II.26)}$$

Où B_0 symbolise le champ magnétique, L indique la longueur caractéristique, σ détermine la conductivité électrique, μ_E désigne la perméabilité magnétique et ρ_f est la densité du fluide. Le mercure et le sodium liquide sont des liquides électriquement conducteurs sur lesquels des expériences ont été réalisées en laboratoire. À cet égard, le sodium liquide est meilleur que le mercure. À l'ère actuelle de la science et de la technologie et en raison du développement accéléré des industries dans le monde, les méthodes non conventionnelles de

génération d'énergie jouent un rôle important. La méthode MHD peut convertir directement le magnétisme en électricité en transmettant des transformations intermédiaires. Presque tous les fluides à faible nombre de Prandtl sont électriquement conducteurs. Par conséquent, les modèles d'écoulement sont affectés par un champ magnétique externe appliqué.

Une particule chargée telle qu'un électron subit des forces de trois types comme suit :

1. Il est repoussé ou attiré par d'autres particules chargées, la force totale exercée sur la particule par unité de charge du fait de toutes les autres charges présentes est le champ électrostatique E, (volt / m). De la loi de Coulomb, il s'ensuit que E_S est irrotationnel ; c'est-à-dire $\nabla \times \overrightarrow{E_S} = 0.\overrightarrow{E_S}$ peut également être représenté par le gradient négatif d'un potentiel électrostatique V (volts) où $\overrightarrow{E_S} = -\nabla \cdot \mathrm{V}$. Il s'ensuit également que $\overrightarrow{E_S}$ est le solénoïde dans les régions sans charge alors qu'ailleurs.

$$\nabla\overrightarrow{E_S} = \frac{\vec{q}}{\varepsilon_0} \tag{II.27}$$

Où, $\vec{q}\ (coul./m^3)$ désigne la charge nette par unité de volume et ε_0 est une constante qui représente la perméabilité magnétique, ce qui correspond à $8{,}854\ x\ 10^{-12}(unités\ MKS)$[69].

2. Une particule chargée se déplaçant avec une vitesse $\vec{q}(m/sec)$ par rapport à un référentiel, subit une force magnétique $\vec{q} \times \vec{B}(Newton)$ par unité de charge. La force est perpendiculaire à $\vec{q}$ et $\vec{B}$. La direction de $\vec{B}$ est celle dans laquelle la particule doit voyager pour ne ressentir aucune force magnétique.

3. Si le champ magnétique $\vec{B}$, ainsi identifié, change avec le temps par rapport à un référentiel, une particule subit une force supplémentaire par unité de sa charge $\overrightarrow{E_e}$, le champ électrique induit est défini par la loi de Faraday [64].

$$\nabla\overrightarrow{E_e} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \tag{II.28}$$

Cela implique,

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla\vec{B}\right) = 0 \tag{II.29}$$

Ceci montre que les lignes du champ magnétique ne peuvent jamais s'achever, bien qu'elles ne forment généralement pas de boucles fermées [64].

Le champ électrique $\vec{E}$ est défini égal à $\overrightarrow{E_e}$ + $\overrightarrow{E_\iota}$. C'est une force par unité de charge sur une particule en raison de sa présence. $\overrightarrow{E_e}$ et $\overrightarrow{E_\iota}$ sont respectivement les parties solénoïdales irrotationnelle-divergente et rotationnelle de $\vec{E}$.

La force totale exercée sur une particule par unité de charge est égale à $\vec{E} + \vec{q} \times \vec{B}$ (en utilisant les équations (II.28) et (II.29)), appelée force de Lorentz [70].

Une autre loi importante de l'électromagnétisme reste à préciser : la loi d'Ohm, donné par [69]:

$$\vec{j} = \sigma\left(\vec{E} + \vec{q} \times \vec{B}\right) \tag{II.30}$$

La loi d'Ohm inclut le courant induit par le mouvement du fluide conducteur à travers les lignes de force magnétique, avec σ symbolisant la conductivité électrique. La chaleur due à la dissipation électrique dans un conducteur est donnée par la loi de Joule [71] :

$$\frac{\vec{j}^2}{\sigma} = \sigma\left(\vec{E} + \vec{q} \times \vec{B}\right) \tag{II.31}$$

Par conséquent, les équations de base pour les fluides électriquement conducteurs pour le mouvement (l'équation de Navier-Stokes) et l'énergie avec la dissipation visqueuse négligeable sont :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla \mathrm{p} + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\vec{u} + \vec{g} + \frac{1}{\rho}\vec{j}\Lambda\vec{B} \tag{II.32}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)T = \alpha\nabla^2 T + \frac{j^2}{\sigma\rho Cp} \tag{II.33}$$

Avec g qui représente l'accélération due à la pesanteur, p définie pression, μ détermine viscosité et α est la diffusivité thermique. C'est aussi le cas pour la dissipation par effet de Joule $j^2/\sigma\rho Cp$, en notant que ΔT symbolise une différence de température caractéristique [71] :

$$\frac{j^2}{\sigma\lambda\Delta T} = \frac{\sigma u^2 B^2 L^2}{\lambda\Delta T} = \frac{u^2}{Cp\Delta T}\frac{\mu}{\rho\alpha}\frac{\sigma B^2 L^2}{\mu} \tag{II.34}$$

Le nombre de Prandtl $\mu/\rho\alpha$ est petit ($\approx 10^{-3}$), et le nombre d'Eckert $u/\sqrt{Cp\Delta T}$ est également petit ($\approx 10^{-2}$). Il faudrait des valeurs spécialement élevées de l'induction

magnétique pour que le nombre de Hartmann $\sigma B^2 L^2/\mu$ soit assez grand pour rendre l'effet Joule non négligeable par rapport à la conduction thermique [66], [71].

II.9 Nanofluides

Les propriétés thermophysiques du fluide caloporteur (conductivité, chaleur spécifique, masse volumique, chaleur latente) jouent un rôle important dans les échanges convectifs. Le rôle de la chaleur spécifique et de la conductivité thermique est primordial pour les systèmes de refroidissement où le vecteur d'énergie est un fluide caloporteur monophasique, alors que le point d'ébullition et la chaleur latente d'évaporation sont importants dans les systèmes faisant intervenir un processus de changement de phase.

L'amélioration du transfert chaleur par convection a attiré l'intention plusieurs travaux de recherche, en jouant sur plusieurs paramètres, tel que, la géométrie, le régime d'écoulement et les conditions aux limites, etc. Les chercheurs ont également essayé d'augmenter la conductivité thermique du fluide de base, en ajoutant des micros particules solides à ce dernier, vu que la conductivité thermique des solides est en général plus élevée que celle des fluides [72]. De nombreuses études théoriques et expérimentales dans cet axe ont été effectuées depuis le travail théorique de Maxwell (1873-1881) [73].

Les nanofluides sont des suspensions colloïdales modifiées, de taille nanométrique (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm), appelées nanoparticules d'origine métallique (métal oxydé ou pur), ou organique dans l'eau ou n'importe quel autre liquide caloporteur, appelés fluides de base, dans l'intérêt d'augmenter les propriétés thermophysiques du fluide de base intervenant dans le transfert de chaleur, tel que la capacité volumique et la conductivité thermique. Le seul inconvénient qui peut surgir, est l'augmentation en parallèle des propriétés liées à la perte d'énergie hydraulique comme la masse volumique et la viscosité [74].

II.9.1 Nanoparticules et les fluides porteurs

Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, conduisant à un objet dont au moins l'une des dimensions est de taille nanométrique (1 à 100 nm). Les nanoparticules se situent à la frontière entre l'échelle microscopique et l'échelle atomique ou moléculaire, Figure II.7.

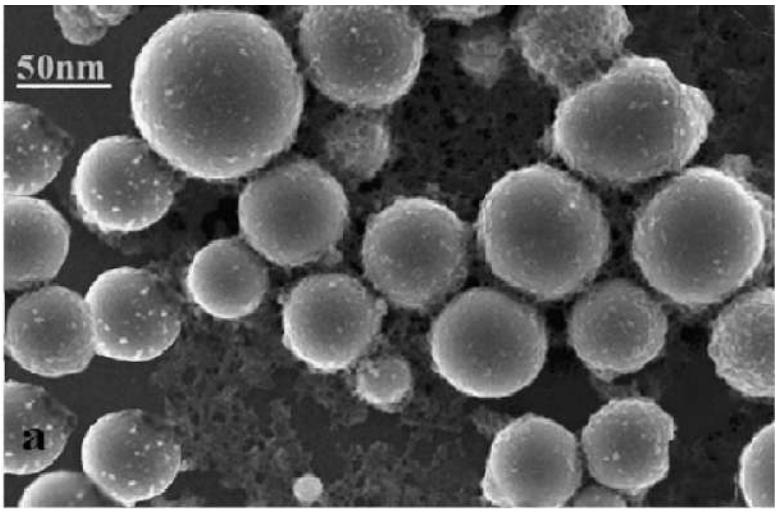


Figure II.7. Photographie des nanoparticules Al_2O_3 révélée par MEB [72].

Les nanoparticules peuvent être classées en deux grandes catégories selon leur forme [75] :

- Nanoparticules sphériques ; pour lesquelles plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés dans leur fabrication. Ces dernières peuvent ainsi être à base de métaux (l'aluminium Al, cuivre Cu, argent Ag…) ou d'oxydes (oxyde d'aluminium Al_2O_3, oxyde de cuivre CuO …).

- Nanotubes (les nanotubes de carbone NTC, les nanotubes de titane TiO_2, Nanotube de silicium…).

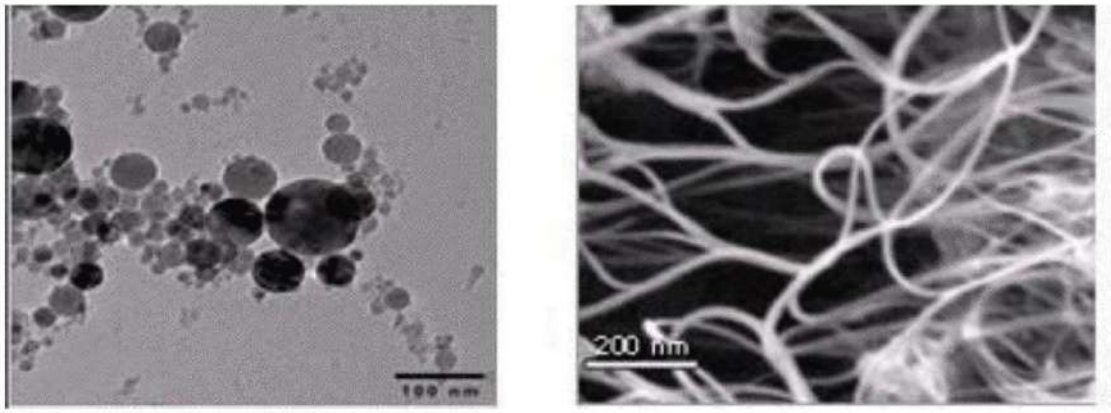


Figure II.8. Nanoparticules sphériques ; Nanotubes de carbone [75].

Les liquides de base généralement utilisés dans les nanofluides sont ceux d'usage commun dans les applications de transfert de chaleur tels que l'eau, l'éthylène glycol, l'huile de moteur etc… Le Tableau II-2 regroupe une liste non exhaustive de combinaisons de nanoparticules et de fluides de base les plus utilisés, préparés par différents groupes de recherche.

Tableau II-2. Combinaisons nanoparticules/fluides de base [72].

	Acétone	**Eau**	**Éthylène glycol**	**Huile**	**Toluène**	**Décane**	**Éthanol**
Ag		X		X			
AIN							X
Au		X			X		
$Al_{70}Cu_{30}$			X				
Al_2O_3		X	X	X			
Bi_2Te_3		X	X	X			
$C\ (diamant)$		X	X	X			
$C\ (graphite)$		X	X	X			
$C\ (NTC)$		X		X		X	
Cu	X	X	X	X	X	X	
CuO	X	X	X	X	X	X	
Fe	X	X	X	X	X	X	
SiC	X	X	X	X	X	X	
SiO_2	X	X	X	X	X	X	
TiO_2	X	X	X	X	X	X	
WO_3	X	X	X	X	X	X	
ZrO_2	X	X	X	X	X	X	

II.10 La méthode de la production

II.10.1 Production des nanoparticules

Le point délicat est la fabrication de ces morceaux nanométriques de matière plus ou moins bien calibrés. Vu les difficultés de leurs mises en œuvre pour l'obtention de particule de taille voulu ; elles ont fait l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le coût de production.

Les procédés de fabrication de ces nanoparticules peuvent être divisée en deux catégories principales, à savoir la synthèse physique et la synthèse chimique. Yu et al. [76] ont énuméré les techniques de production courantes de nanoparticules comme suit :

- Synthèse physique : Broyage mécanique, technique de condensation par gaz inerte.
- Synthèse chimique : précipitation chimique, dépôt chimique en phase vapeur, microémulsions, pyrolyse par pulvérisation, pulvérisation thermique.

II.10.2 Production des nanofluides

Pour préparer des nanofluides en suspendant des nanoparticules dans des fluides de base, certaines conditions spéciales sont nécessaires, telles qu'une suspension uniforme, une suspension durable et stable, une faible agglomération de particules et l'absence de changement chimique du fluide. Il existe principalement deux méthodes de production de nanofluides, l'une s'effectue en deux étapes, et l'autre en une seule.

- **La technique en une seule étape**

La technique en une étape combine la production de nanoparticules et la dispersion de ces dernières dans le fluide de base en une seule et unique étape. Il existe quelques variantes de cette technique. Dans l'une des méthodes courantes, appelée méthode en une étape par évaporation directe, le nanofluide est produit par la solidification des nanoparticules, qui sont initialement en phase gazeuse, à l'intérieur du fluide de base [77], [78]. Les caractéristiques de dispersion des nanofluides produits, avec les techniques en une étape, sont meilleures que celles produites avec la technique en deux étapes [76], [79]. L'inconvénient majeur de cette technique est qu'elle ne convient pas à la production en série, ce qui limite leur commercialisation [76].

- **La technique en deux étapes**

Dans la technique en deux étapes, la première étape est la production de nanoparticules et la seconde est la dispersion des nanoparticules dans le fluide de base. La technique en deux étapes est avantageuse lorsque l'on envisage la production en masse de nanofluides car, à l'heure actuelle, il est possible de produire des nanoparticules en grande quantité en utilisant la technique de condensation par gaz inerte [80], [81]. La principale contrariété de cette technique est que les nanoparticules forment des grappes lors de la préparation du nanofluide, ce qui empêche la bonne dispersion des nanoparticules dans le fluide de base [76]. Cette méthode peut entraîner une grande agglomération de nanoparticules [81].

II.11 Hypothèse de la continuité

Beaucoup d'interrogations s'imposent sur le point d'application de la mécanique des fluides conventionnelle aux nanofluides. Pour déterminer si l'hypothèse du continuum donne la précision souhaitée, le nombre de Knudsen Kn, est évalué. Dans le cas des nanofluides, il est défini comme le rapport du libre parcours moyen des molécules du fluide de base au diamètre de la nanoparticule [82].

$$Kn = \frac{\varrho}{d_p} \tag{II.35}$$

Où d_p est le diamètre des nanoparticules et ϱ le libre parcours moyen défini par :

$$\varrho = \frac{R\,T}{\pi\, d_m N_A\, P\, \sqrt{2}} \tag{II.36}$$

R représente la constante de gaz universelle, T symbolise la température, d_m définie le diamètre moléculaire du fluide de base, N_A signifie la constante d'Avogadro et P démontre la pression [83]. Le nombre de Knudsen indique le rapport entre le nombre de chocs de particules sur les parois et le nombre total de collisions entre particules incluses dans le récipient (ou encore le rapport entre le libre parcours moyen d'une particule et son diamètre).

Les problèmes avec des nombres de Knudsen inférieurs à l'unité seront modélisés avec précision sous l'hypothèse de continuité [27], il ne sera donc pas nécessaire d'analyser le système au niveau moléculaire. Les fluides de base typiques sont l'eau et l'éthylène glycol, les deux ayant des libres parcours moyens de l'ordre de $0{,}3\ nm$, tandis que les nanoparticules d'intérêt ont des diamètres de 1 à $100\ nm$. Cela donne un nombre de Knudsen relativement petit, $Kn < 0{,}3$, et donc l'hypothèse de continuum est valide [84].

II.12 Les propriétés thermophysiques des nanofluides

La compréhension des propriétés thermophysiques est importante pour l'étude du transport thermique de nanofluides. Il n'est donc pas surprenant que la mesure et la modélisation de la conductivité thermique soit un sujet ardent dans la recherche récente sur les nanofluides. Cependant, il existe beaucoup de controverses dans la littérature et de divergences dans les données. En effet, de nombreux paramètres peuvent affecter la conductivité thermique, tels que la température, la taille des particules, le matériau et la forme, la fraction volumique, etc.

De nombreuses recherches théoriques et expérimentales ont été menées, lors de ces deux dernières décennies. Il n'est pas facile d'évaluer les propriétés thermophysiques des nanofluides, car nous ne savons pas quels modèles pourraient donner des résultats fiables. De nombreux modèles classiques sous-prédisent la conductivité thermique mesurée, tandis que les modèles plus récents reposent plutôt sur des données empiriques.

En fait, l'un des problèmes clés de la recherche sur le transfert de chaleur est la prédiction précise de la conductivité thermique. Les autres propriétés physiques thermiques affectant le transfert de chaleur sont la densité, la chaleur spécifique et la viscosité, où la prédiction des deux premières est plus simple que celle de la viscosité. Comme la viscosité augmente avec la fraction volumique, une puissance de pompage accrue est nécessaire pour la circulation du nanofluide. De toute évidence, cela affecte considérablement l'efficacité du transfert de chaleur dans les fluides non stationnaires [82].

II.12.1 Fraction volumique

C'est la propriété la plus importante pour un nanofluide, La fraction volumique des nanoparticules, symbolisée par, désignant le rapport du volume des nanoparticules dispersées (V_p) sur le volume total (fluide + solide), ($V_T = V_p + V_f$).

La valeur de la fraction volumique varie de 0 (fluide de base pur) à 1 (entièrement nanoparticulés). La relation est donnée comme suit :

$$\phi = \frac{Volume\ solide}{Volume\ totale\ du\ nanofluide} = \frac{V_p}{V_p + V_f} \qquad \text{(II.37)}$$

II.12.2 Conductivité thermique des nanofluides

L'augmentation de la conductivité thermique des nanofluides par rapport aux fluides de base est l'un des problèmes phare incitant les chercheurs à s'y exercer. Mesurer la conductivité thermique est un défi de longue date, car différentes méthodes et techniques donnent des résultats différents. En comparant l'effet de la densité de nanofluides et de la capacité thermique spécifique, la conductivité thermique et la viscosité sur le transfert thermique jouent un rôle clé dans l'amélioration du transfert thermique. Il est donc important de comprendre les études théoriques et expérimentales menées sur ces deux paramètres.

II.12.2.1 Etude théorique sur la conductivité thermique

En 1873, Maxwell [73], a dérivé une équation pour calculer la conductivité thermique effective de mélanges solide-liquide constitués de particules sphériques et a montré sa dépendance à la température et à la pression. De plus, l'idée de Maxwell a été utilisée pour développer les modèles de conductivité thermique. Ces modèles sont nommés modèles classiques. De nombreux chercheurs ont modifié les modèles classiques en intégrant le mécanisme d'amélioration de la conductivité thermique, tel que le mouvement brownien, la mise en grappe, la forme et la taille des nanoparticules. Ces modèles sont nommés en tant que modèles dérivés de modèles classiques. Par conséquent, les modèles de conductivité thermique des nanofluides sont classés en deux types principaux : les modèles classiques et les modèles dérivés des classiques.

La prédiction de la conductivité thermique d'un milieu continu avec des mélanges solide-liquide bien dispersés a été faite à l'aide des modèles donnés par Maxwell [73], Basé sur la théorie du milieu [Effective Medium Theory, EMT], des particules sphériques de taille uniforme et à dispersion aléatoire. La cause principale de l'usage des nanofluides est attribuée à la conductivité thermique plus avantageuse des nanoparticules dispersées dans le fluide de base à moindre conductivité thermique, Figure II.9.

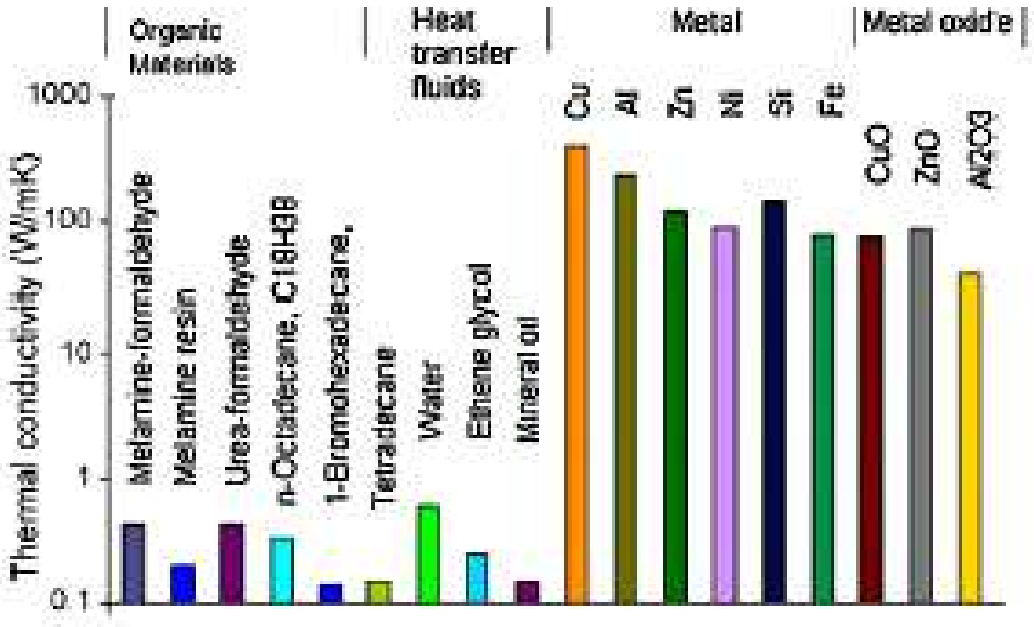


Figure II.9. Comparaison de la conductivité thermique des matériaux [85].

Bruggeman [86] (1935), a modifié l'expression de Maxwell, pour un mélange binaire de nanoparticules homogènes sphériques et dispersées de manière aléatoire avec une concentration volumique élevée, il a déclaré la relation des trois variables la conductivité thermique du fluide et des nanoparticules ainsi que la fraction volumique. Ce modèle semble mieux approximer certains résultats expérimentaux pour le cas des nanoparticules sphérique.

Hamilton et Crosser [87] (1962), (HC model), en se basant sur le modèle de Bruggeman [86], ont développé une théorie modifiée de Maxwell pour des systèmes de deux-composants contenant différentes formes de particules (sphériques et cylindriques) et dimensions particulaires s'étendant entre les millimètres et les micromètres. Ces modèles sont des modèles classiques. Pour ces derniers, certaines hypothèses ont été émises sur les nanoparticules ne présentant pas de mouvement encombrant dans les fluides de base, de même que les particules solides sont composites dans les fluides de base.

Les modèles classiques considèrent la conduction comme étant le mode de conductivité thermique amélioré. Par conséquent, ces modèles sont nommés modèles statiques ou modèles structurels [82]. Le Tableau II-3 répertorie les modèles classiques développés pour déterminer la conductivité thermique des nanofluides.

Tableau II-3. Liste des modèles classiques de conductivité thermique des nanofluides.

Auteurs	**Modèle de conductivité thermique**
Modele de Maxwell[73]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = \left[\frac{\lambda_{np} + 2\lambda_{bf} + 2\phi\left(\lambda_{bf} - \lambda_{np}\right)}{\lambda_{np} + 2\lambda_{bf} - \phi\left(\lambda_{bf} - \lambda_{np}\right)}\right]$
Modele de Bruggeman [86]	$\lambda_{nf} = \frac{1}{4}\left[(3\phi - 1)\lambda_{np} + (2 - 3\phi)\lambda_{bf}\right] + \frac{\lambda_{bf}}{4}\sqrt{\Delta}$ $\Delta = \left[(3\phi - 1)\left(\frac{\lambda_{np}}{\lambda_{bf}}\right)^2 + (2 - 3\phi)^2 + 2(2 + 9\phi - 9\phi^2)\frac{\lambda_{np}}{\lambda_{bf}}\right]$
Modèle de H-C (HC-model) [87]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = \left[\frac{\lambda_{np} + (n-1)\lambda_{bf} - (n-1)\phi\left(\lambda_{bf} - \lambda_{np}\right)}{\lambda_{np} + (n-1)\lambda_{bf} + \phi\left(\lambda_{bf} - \lambda_{np}\right)}\right]$

Selon la littérature, il est impossible de prédire la conductivité thermique des nanofluides en utilisant ces modèles classiques. Les principales raisons derrière cela montrent que l'effet de la température, de la taille des particules, de la couche interfaciale entre particules / fluides, de la distribution des particules, du mouvement des particules, des agrégats et des mouvements browniens n'ont pas été pris en compte dans les modèles classiques.

Consécutivement, les modèles de conductivité thermique ont été développés en prenant en compte les facteurs non pris en considération par les modèles classiques. Quelques modèles de conductivité thermique développés par des chercheurs seront cités dans la section à venir.

Le Tableau II-4 englobe quelques modèles dérivés proposés, largement utilisés, en modifiant les modèles classiques de détermination de la conductivité thermique des nanofluides.

Pak and Cho [88] (1998), ont proposé un modèle dans l'hypothèse de la dispersion des nanoparticules en suspension provoquant l'amélioration de la conductivité thermique des nanofluides à base d'eau Al_2O_3 et CuO. Ils ont révélé que la raison en est que la présence de particules nanométriques dans le fluide de base pourrait se déplacer plus facilement et faire ressortir un niveau plus élevé de mouvement brownien.

Yu et Choi [89] (2003), ont modifié le modèle de HC qui prend en compte l'effet d'interface entre les particules et le fluide de base, pour la prévision de la conductivité thermique des nanofluides ayant des particules de forme ellipsoïdale, avec β ; le rapport d'épaisseur de la couche nanométrique sur le rayon des particules.

Bhattacharya et al. [90] (2004), ont défini le mouvement Brownien autant qu'une description mathématique des déplacements aléatoires des nanoparticules au sein du liquide de base. Ce mouvement est causé par les collisions des molécules du liquide de base qui bougent dans tous les sens sous l'effet de l'excitation thermique. La taille minuscule des nanoparticules leur permet de parcourir une certaine distance (très petite) suite aux chocs reçus, avant de repartir dans une autre direction résultant de nouveaux chocs et ainsi de suite. Le mouvement d'ensemble chaotique est appelé le mouvement Brownien.

Li et Peterson [91] (2006), ont étudié expérimentalement l'influence de la variation de température et la concentration des nanoparticules en suspension sur la conductivité thermique de (Al_2O_3/eau) et (CuO/eau) avec des diamètres de 29 et 36 nm respectivement dans l'eau distillée avec des concentrations de 2, 4, 6 et 10%.

Timofeeva et al. [92] (2007), se sont intéressés au côté expérimentale et théorique de la conductivité thermique de (Al_2O_3/eau) et (Al_2O_3/l'éthylène glycol) avec effet d'agglomération.

Chandrasekar et al. [93] (2009) a proposé deux modèles de conductivité thermique pour le nanofluide basés sur l'épaisseur de la nano couche et le mouvement brownien. Ils ont conclu

que l'épaisseur de la nano couche n'avait aucun effet sur la conductivité thermique du nanofluide avec une concentration des nanoparticules inférieure à 1%. Sundar et Sharma [94] ont comparé différents modèles théoriques à des valeurs expérimentales, voir la Figure II.10.

Tableau II-4. Liste des modèles de conductivité thermique de nanofluides dérivés des modèles classiques.

Auteurs	Modèle de conductivité thermique
Park and Cho [88]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = 1 + 7.47\phi$
Yu and Choi [89]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = \frac{\lambda_{np} + 2\lambda_{bf} + 2\phi(\lambda_{np} - \lambda_{nf})(1+\beta)}{\lambda_{np} + 2\lambda_{nf} - \phi(\lambda_{np} - \lambda_{bf})(1+\beta)^3}$
Bhattacharya et al.[90]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = \phi\lambda_{np} + (1-\phi)\lambda_{bf}$
Shukla and Dhie[95]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = \left[\frac{\lambda_{np} + 2\lambda_{bf} + 2\phi(\lambda_{np} - \lambda_{nf})}{\lambda_{np} + 2\lambda_{bf} - \phi(\lambda_{np} - \lambda_{bf})}\right] + \frac{C\phi(T - T_0)}{\mu\lambda a^4}$
Li and peterson[91]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = 1 + 0.764481\phi + 0.01868867T - 0.4621417$ $\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = 1 + 3.6108\phi + 0.01924T - 0.303734$
Timofeeva et al.[92]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = 1 + 3\phi$
Chandrasekar et al.[93]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = \left[\frac{\lambda_{np} + (n-1)\left(\lambda_{bf} + (1+\beta)^3\phi(\lambda_{np} - \lambda_{bf})\right)}{\lambda_{np} + (n-1)\lambda_{bf} - (1+\beta)^3\phi(\lambda_{np} - \lambda_{bf})}\right] + \frac{C\phi(T - T_0)}{\mu\lambda a^4}$
Chandrasekar et al.[96]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = \left[\frac{c_{p,nf}}{c_p}\right]^{-0.023}\left[\frac{\rho_{nf}}{\rho}\right]^{1.35}\left[\frac{M}{M_{nf}}\right]^{0.126}$
Shames et al.[97]	$\frac{k_{nf}}{k_{bf}} = k_{static} + k_{dynamic}$
Mallick et al.[98]	$\frac{\lambda_{nf}}{\lambda_{bf}} = 0.35\phi^{0.035}Pr_{np}^{0.34}Pr_{bf}^{-0.38}\left(\frac{Re_{np}}{\sqrt{N_{BRnp}}}\right)^{-0.017}$

II.12.2.2 Etude expérimentale sur la conductivité thermique

De nombreux travaux expérimentaux ont été réalisés pour mesurer la conductivité thermique. En effet, les résultats obtenus de la conductivité thermique ne sont pas cohérents

pour un nanofluide particulier. La plupart des chercheurs ont utilisé la technique du fil chaud transitoire (THT) pour mesurer la conductivité thermique des nanofluides. Le Tableau II-5 répertorie quelques résultats expérimentaux largement cités sur la conductivité thermique des nanofluides.

Tableau II-5. Liste des études expérimentales sur la conductivité thermique des nanofluides.

Auteurs	**Nanoparticules / fluides de base**	**Volume de particules concentration (%)**	**Amélioration maximale de la conductivité thermique (%)**	**Considération**
Masuda et al.[99]	Al_2O_3/eau	$1.3-4.3$	32.4	$31°C-86°C$
	TiO_2/eau		10.8	
Lee et al.[100]	Al_2O_3/eau	$1.0-4.3$	10	Température ambiante
	Al_2O_3/EG	$1.0-5.0$	18	
	TiO_2/eau	$0.5-5.0$	33	
Xie et al.[101]	Al_2O_3/EG	5.0	23	Température ambiante
	Al_2O_3/EG	5.0	29	
Das et al.[102]	Al_2O_3/eau	$1.0-4.0$	38.4	$24°C-36°C$
Li and Peterson[103]	Al_2O_3/eau	$2.0-10.0$	29	$27°C-34°C$
Beck et al.[104]	Al_2O_3/eau	$1.86-4.0$	20	Effet de la taille des particules
	Al_2O_3/EG	$2.0-3.0$	19	
Mintsa et al.[86]	Al_2O_3/eau	$0-8$	31	$20°C-48°C$
Turgut et al.[105]	TiO_2/eau	$0.2-3.0$	7.4	13°C-55°C
Chandrasekar et al. [96]	Al_2O_3/eau	$0.33-5$	24	Effet de la fraction de volume
Vajjha and Das[106]	Al_2O_3/eau	$1-4$	2.16	$1-40°C$
Pang et al.[107]	Al_2O_3/CH_3OH	$0.005-0.5$	10.74	$20°C$
	SiO_2/CH_3OH		14.29	
Pang et al.[108]	$Al_2O_3/CH_3OH/NaCl$	10wt% NaCl, 40 vol% methanol and 0.1 vol%	6.34	$20°C$

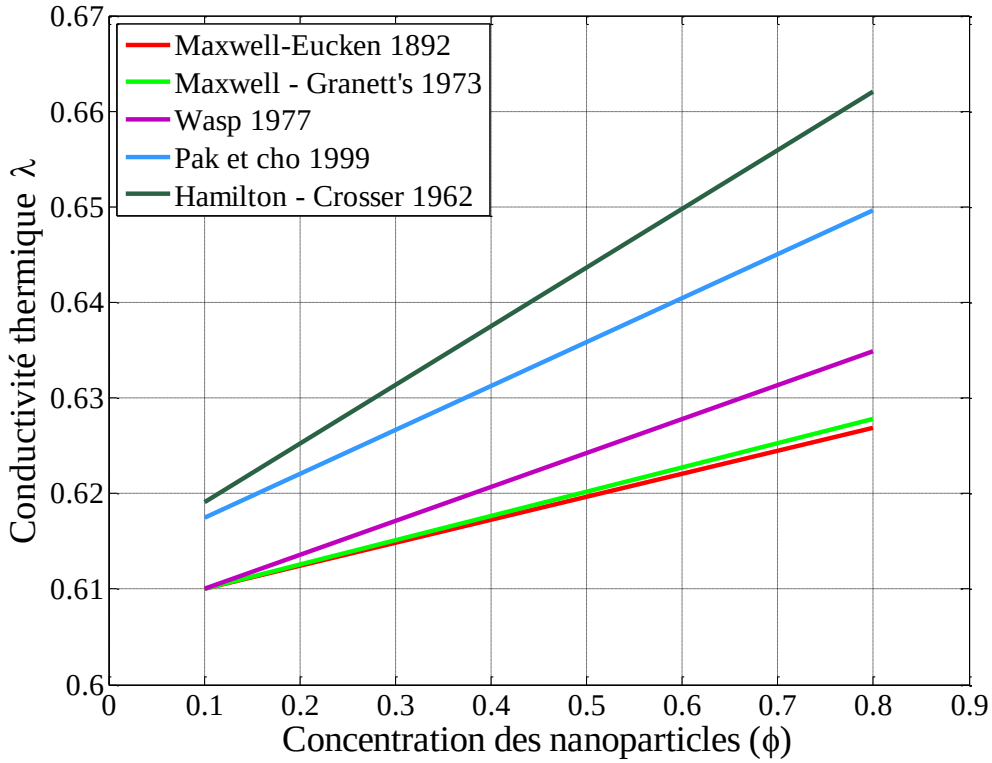


Figure II.10. Comparaison entre les modèles théoriques de la conductivité thermique d'un nanofluide [94].

Cependant, les auteurs ont noté que les températures plus élevées ont montré une différence significative lors des mesures de conductivité thermique. L'effet de convection naturelle dans la méthode des fils chauds transitoires est la cause principale de cette différence. Ju et al. [109], ont montré que la méthode du fil chaud transitoire peut donner des résultats erronés si les mesures sont effectuées juste après la sonication. En effet, la sonication augmente la température de l'échantillon de nanofluide. Dans le même but, des résultats presque identiques ont été trouvés lors de la mesure de la conductivité thermique [109], [110]. Une autre raison importante de la divergence dans les données expérimentales est le regroupement de nanoparticules [111]. Le niveau de clustering dépend de plusieurs paramètres. Pour augmenter la dispersion et la stabilité tout en empêchant, dans une certaine mesure, le regroupement, certains surfactants peuvent être ajoutés et l'ajustement doit être effectué en fonction du pH des nanofluides [112]. Par conséquent, pendant les expériences, il est convenable de prendre en considération le type et la quantité d'additifs ainsi que la valeur du pH des échantillons.

Maints chercheurs ont dévoilé les facteurs jouant sur l'augmentation ou la diminution de la conductivité thermique des nanofluides. Certains facteurs suggérés seraient discutés dans cette

section. Les principaux facteurs qui affectent la conductivité thermique des nanofluides sont [74], [82]:

a. Concentration en volume de particules,
b. Matériaux de particules,
c. Mouvement brownien,
d. Taille des nanoparticules,
e. Forme des particules / surface, et le materiaux de base,
f. Température
g. Valeur du pH.

II.12.2.2.1 Effet de la fraction volumique sur la conductivité thermique

Il est bien connu que la conductivité thermique augmente avec l'augmentation du nombre de nanoparticules [113]. A des concentrations plus importantes l'augmentation ralentit et la conductivité thermique peut même décroître [113]. La Figure II.11 montre que la conductivité thermique augmente avec l'augmentation de la fraction volumique et que, dans la plupart des cas, la conductivité thermique expérimentale augmente de façon abrupte (Murshed et al.[114], Pang et al.[107]).

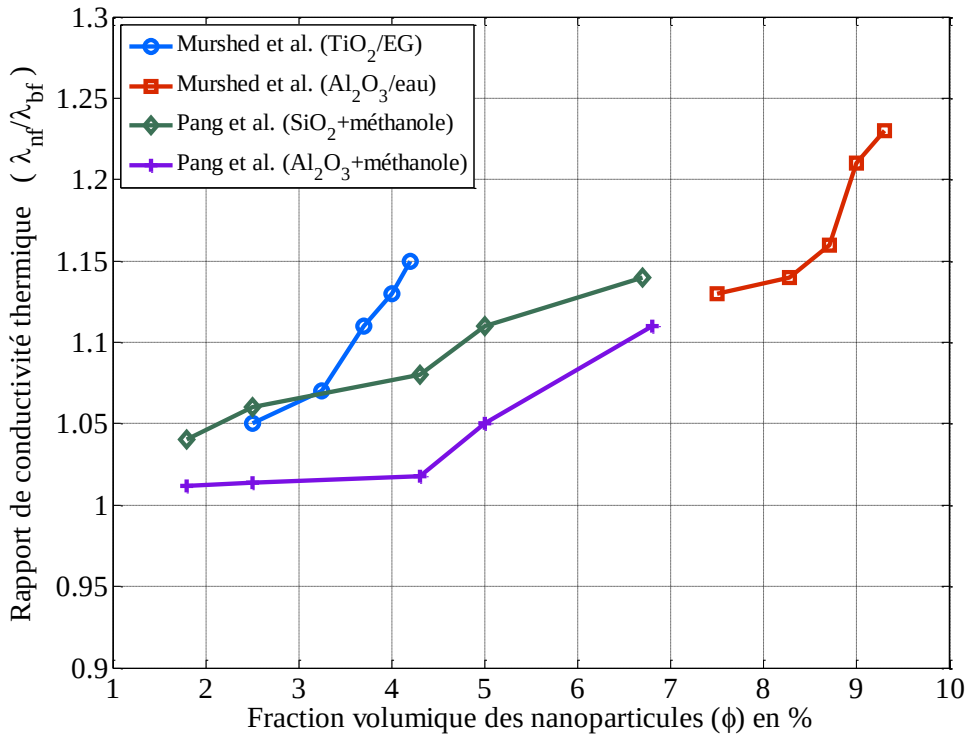


Figure II.11. Conductivité thermique en fonction de la fraction volumique.

II.12.2.2.2 Influence de la température sur la conductivité thermique

La plupart des auteurs ont trouvé que la conductivité thermique augmente en fonction de la température des nanofluides. Ce qui incite à appliquer les nanofluides dans les multiples appareils de transfert de chaleur. La Figure II.12 indique que la conductivité thermique augmente avec l'augmentation des températures. Ceci a été confirmé par [102], [110], [114]–[116].

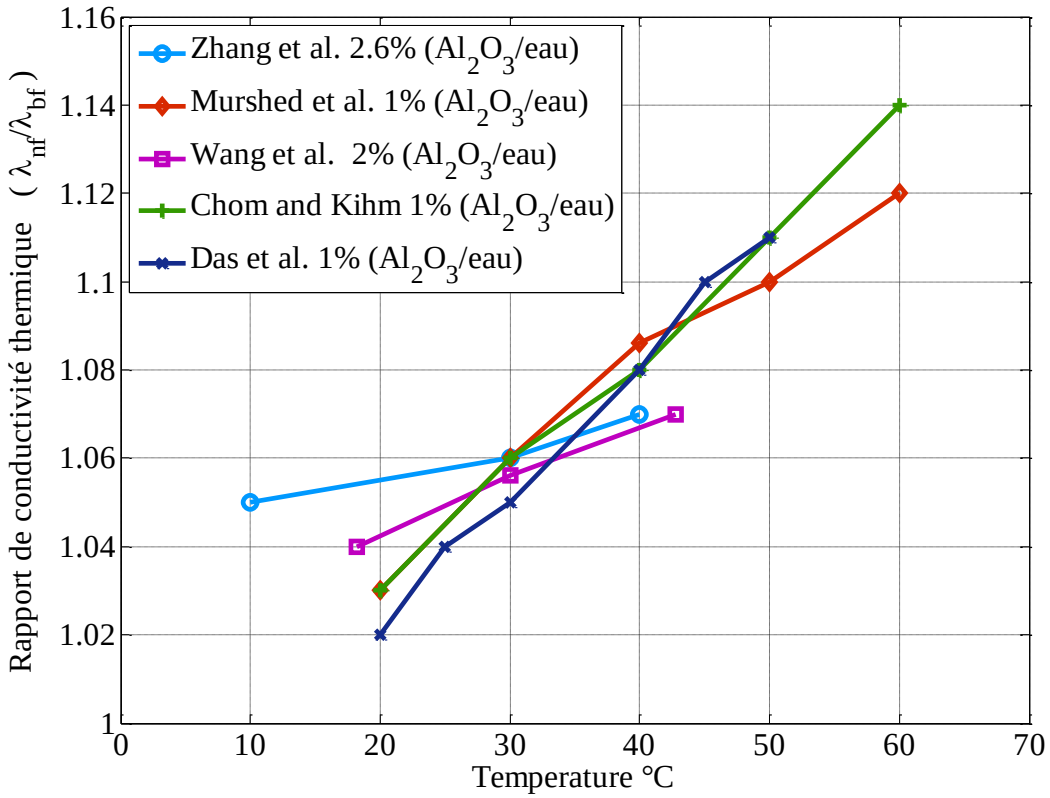


Figure II.12. Conductivité thermique en fonction de la température.

La conclusion des recherches menées sur la conductivité thermique des nanofluides proposé par les chercheurs est récapitulée comme suit :

a) L'amélioration de la conductivité thermique des nanoparticules métalliques est supérieure à celle des nanoparticules d'oxyde [77], [113],

b) Plus le mouvement brownien est élevé, plus la conductivité thermique est améliorée,

c) Les petites nanoparticules sont meilleures pour la stabilité et l'amélioration de la conductivité thermique [117]–[119],

d) La conductivité thermique des particules en forme de bâtonnet « cylindrique (longueur indiquée) » est supérieure à celle des nanoparticules sphériques [113], [120], [121],

e) Le nanofluide avec de l'eau et le mélange d'éthylène glycol ont de bons potentiels dans les applications de refroidissement [77], [122],

f) La valeur du pH affecte la conductivité thermique [113], [121], [123].

II.12.3 Viscosité des nanofluides

La viscosité est l'un des paramètres importants des nanofluides comme la conductivité thermique, en termes d'application. La chute de pression et la puissance de pompage en convection forcée sont les deux problèmes capitaux causés par la viscosité. Ainsi, le nanofluide idéal devrait, non seulement, posséder une conductivité thermique élevée, mais également présenter une faible viscosité. Il est suggéré que la concentration des nanoparticules, la taille des particules, la température, le fluide de base et l'ampleur de la concentration en grappes affectent, tous, la viscosité. Beaucoup d'études expérimentales et théoriques ont été menées pour mesurer la viscosité dynamique des nanofluides, et ainsi quantifier l'importance des paramètres influençant sur cette dernière. L'augmentation de la fraction volumique augmente la viscosité et cela a été validé par de nombreuses études [96], [112], [114]. Ils ont révélé, ainsi, que la viscosité augmente avec l'augmentation de la concentration des nanoparticules. Ils ont également signalé que le transfert de chaleur augmente lorsque la concentration des nanoparticules augmente, ce qui engendre la perte de charge élevée.

II.12.3.1 Etude théorique sur la viscosité

Les modèles analytiques de viscosité des nanofluides sont classés en deux types majeurs : les modèles classiques et ceux dérivés des modèles classiques. Les classiques reposent sur l'hypothèse de particules sphériques diluées, en suspension, et sur l'absence d'interaction entre les nanoparticules. Ils ne sont valables que pour une concentration relativement faible des nanoparticules. Ceci a été motivant pour développer un modèle de viscosité de nanofluide pour une concentration des nanoparticules plus élevée. Le Tableau II-6 classe les modèles de viscosité classiques proposés par différents chercheurs. μ_{nf} et μ_{bf} désignent respectivement la viscosité dynamique du nanofluide, et celle du fluide de base et ϕ la fraction volumique des nanoparticules.

Einstein (1906) [124], a proposé une expression permettant de déterminer la viscosité dynamique de suspensions diluées contenant des particules sphériques. Dans ce modèle, les interactions entre les particules sont négligées et il est valable pour les particules sphériques dont la fraction volumique est faible $\phi < 0{,}02$.

Krieger et Dougherty [125] (1959), [K-D] model, ont proposé un modèle semi-empirique de la viscosité en cisaillement pour les particules sphériques dures mono-dispersées aléatoirement. Ce modèle est valable pour une concentration des nanoparticules maximale de $\phi_{\max} = 0.64$, avec η qui représente la viscosité intrinsèque dont la valeur est de 2,5 pour les suspensions mono-dispersées de sphères dures.

En 1970, Nielsen [126] a suggéré le modèle de loi de puissance et c'est le plus approprié pour déterminer la viscosité des nanofluides de fraction volumique de particules supérieure à 0,02.

Deux ans après, Batchelor [127], a modifié l'équation de viscosité d'Einstein en introduisant l'effet de mouvement brownien, et a montré que la viscosité n'est pas seulement une fonction linéaire de ϕ avec la présence d'un terme en ϕ^2. Le modèle a été développé en en prenant en considération la suspension isotrope de nanoparticules rigides et sphériques.

Tableau II-6. Liste des modèles classiques de viscosité des nanofluides.

Auteurs	**Modèle de viscosité des nanofluides**
Einstein[124]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = 1 + 2.5\phi$
Krieger et Dougherty [K-D] model[125]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = \left[1 - \frac{\phi_{\mathrm{np}}}{\phi_{\max}}\right]^{-\eta\phi_{\max}}$
Nielson[126]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = \left(1 + 1.5\phi_{\mathrm{np}}\right) e^{\frac{\phi_{\mathrm{np}}}{(1-\phi_{\max})}}$
Bachelor[127]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = 1 + 2.5\phi + 6.5\phi^2$

De nombreux modèles de viscosité de nanofluides ont été développés en modifiant les modèles classiques par différents chercheurs. Certains de modèles utilisés ont été classifiés dans le Tableau II-7.

En 1952, Brinkman [128], a étendu l'équation d'Einstein. Il a examiné l'effet de l'addition de la molécule de soluté sur un milieu continu existant, contenant des concentrations de particules inférieures à 4%. Cette corrélation n'est plus acceptée par les chercheurs, car elle n'intègre pas les effets du mouvement Brownien ni ceux de la taille des particules.

Tseng et Li [129], ont présenté une forme exponentielle de l'effet de la concentration volumique sur la viscosité des nanofluides TiO_2/eau.

Tableau II-7. Liste des modèles de viscosité de nanofluides dérivés des modèles classiques.

Auteurs	**Modèle de viscosité des nanofluides**
Brinkman [128]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = \frac{1}{(1-\phi)^{2.5}}$
Tseng Li [129]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = 13.47e^{35.98\phi}$
Pack et Cho [88]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = 533.9\phi^2 + 39.11\phi + 1$
Kulkarni et al. [130]	$\ln(\mu_{nf}) = -(2.8751 + 53.548\phi - 107.12\phi^2) + (1078.3 + 15857\phi + 20587\phi^2)\left(\frac{1}{T}\right)$
Nguyen [131]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = 2.125 - 0.0215T + 0.00027T^2$
Chandrasekar et al. [96]	$\frac{\mu_{nf}}{\mu_{bf}} = 1 + b\left(\frac{\phi}{1-\phi}\right)^n$

Pack et Cho [88], en 1998, ont proposé quant à eux, une corrélation pour les nanoparticules Al_2O_3 pour différents diamètres $(27, 40\ et\ 50\ nm)$ et pour plusieurs valeurs de la fraction volumique $\phi\,(0.5\%, 2\%\ et\ 3\%)$ dispersés dans l'eau.

Kulkarni et al. [130], en 2006, ont démontré le modèle de viscosité dépendant de la température pour les nanofluides CuO/eau dans une plage de température de 5 à 50 ° C. Ce modèle détermine la diminution exponentielle de la viscosité lorsque la température de la suspension est augmentée, où T représente la température en Kelvin.

En 2007, Nguyen et al. [131], ont également déduit un modèle de la viscosité dépendant de la température pour une fraction volumique allant de 1 à 4%. Ils sont montrés que, pour les fractions de volume de particules inférieures à 4%, le taux d'amélioration de la viscosité (viscosité du nanofluide divisée par la viscosité du fluide de base) ne change pas de manière significative avec la température.

Chandrasekhar et al. [96], ont proposé une expression mathématique pour la mesure de la viscosité. L'expression inclut des contributions d'effets électromagnétiques, mécaniques, et géométriques.

La viscosité des nanofluides augmente avec la concentration des nanoparticules et diminue lorsque la température augmente. Les mécanismes proposés sont soumis aux conditions suivantes : fraction de volumique, température, la forme de la particule (sphérique / non sphérique), taille de la particule, valeur du pH et le type du fluide de base, etc. [59].

Par conséquent, le modèle exact de viscosité analytique du nanofluide doit être dérivé sur la base des conditions souhaitables telles que la faible agglomération et viscosité, sans érosion des surfaces de la paroi du tube, et sans abaisser la conductivité thermique

II.12.3.2 Etude expérimentale sur la viscosité des nanofluides

Les recherches expérimentales sur la viscosité des nanofluides révèlent un comportement rhéologique d'importance égale dans les applications de transfert de chaleur expérimentales et pratiques. Plusieurs expériences sur ce sujet particulier montrent que la forme et la taille des particules, leur charge, la température, les tensioactifs et l'acidité (pH) ont des effets directs sur la viscosité des nanofluides.

Les groupes des recherches Pak et Cho [88], Das et al. [102], Kulkarni et al. [130], et Chandrasekar et al. [96], ont mesuré expérimentalement la viscosité de différents nanofluides. Ils ont suggéré que les données expérimentales sur la viscosité étaient supérieures à la viscosité prévue. Néanmoins, la tendance générale est que la viscosité augmente avec la

concentration des nanoparticules. Nguyen et al. [131], ont observé une augmentation de la viscosité avec une taille de particule croissante. Nguyen et al. [131] et Longo et Zilio [132], ont analysé l'effet de la température sur la viscosité et ont observé une diminution de la viscosité en augmentant de la température.

Les chercheurs ont remarqué que les valeurs de viscosité mesurées expérimentalement sont légèrement différents des valeurs calculées. Cependant, à l'heure actuelle, il est difficile d'obtenir un ensemble cohérent de données expérimentales pour les nanofluides couvrant une large plage de taille, de concentration et de volume de particules. Le Tableau II-8 regroupe quelques résultats expérimentaux de la viscosité du nanofluide [133].

Tableau II-8. Liste des études expérimentales sur la viscosité des nanofluides [133].

Auteurs	**Nanoparticules / fluides à base**	**Fraction volumique (%)**	**Augmentation de la viscosité maximale (%)**	**Remarque**
Masuda et al.[99]	TiO_2/eau	$1 - 4.3$	$11 - 60$	$31°C$ – $86°C$
Nguyen et al. [131]	Al_2O_3/eau	$1 - 13$	$12 – 430$	$Jusqu'$à 75 ºC
Turgut et al. [105]	TiO_2/eau	$0.2 - 3$	130	$13\ °C$ – $55°C$
Chandrasekar et al. [96]	Al_2O_3/eau	$1 - 5$	$14 – 136$	Effet de la fraction de volume de particules
Lee et al. [134]	SiC/DW	3	100	$28\ °C$ – $70°C$
Kim et al.[135]	Al_2O_3 /méthanol	$0 – 0.01$	11	$20°C$

En fait, aucun modèle n'est capable de prédire la valeur exacte de la viscosité des nanofluides. Une large gamme de variations apparaît lors de la comparaison des données

expérimentales avec les valeurs théoriques. Une comparaison de différents modèles théoriques à des valeurs expérimentales est présentée dans la Figure II.13 [114], [136].

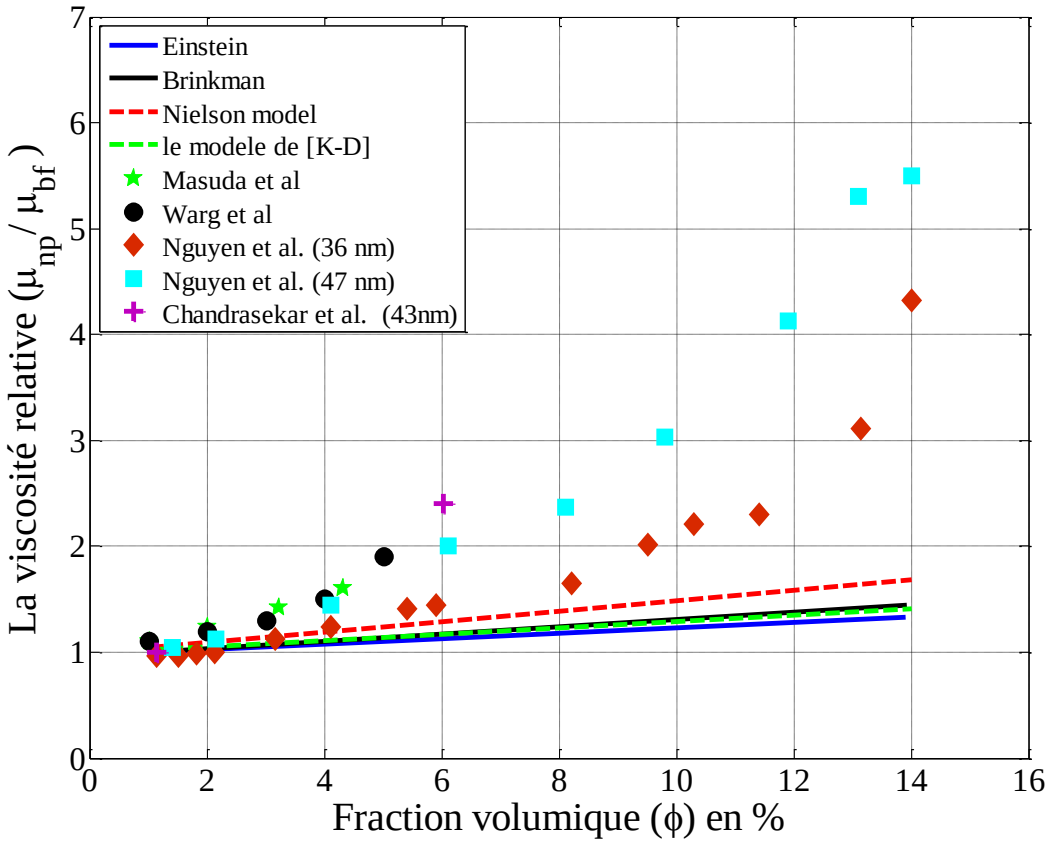


Figure II.13. Comparaison entre les modèles théoriques de viscosité d'un nanofluide [114], [136].

II.12.3.2.1 Effet de la fraction volumique sur viscosité des nanofluides

La plupart des études disponibles sur la viscosité des nanofluides montrent que la viscosité des nanofluides augmente avec l'augmentation de la concentration des nanoparticules. Par exemple, pour 12% de concentrations des nanoparticules $d'Al_2O_3$ avec l'eau, la viscosité est multipliée par 5,3 [131], et pour une même concentration de TiO_2 avec l'eau, la viscosité est multipliée par 1200 [129].

Les représentations graphiques de la viscosité des nanofluides avec des nanoparticules de Al_2O_3 et TiO_2 ont été présentées dans la Figure II.14. Mais en augmentant la fraction volumique des nanoparticules on augmente nécessairement la viscosité du nanofluide obtenu, ce qui mène à une augmentation forcée des pertes de charges et oblige une déperdition plus importante d'énergie pour mettre en mouvement ce fluide caloporteur.

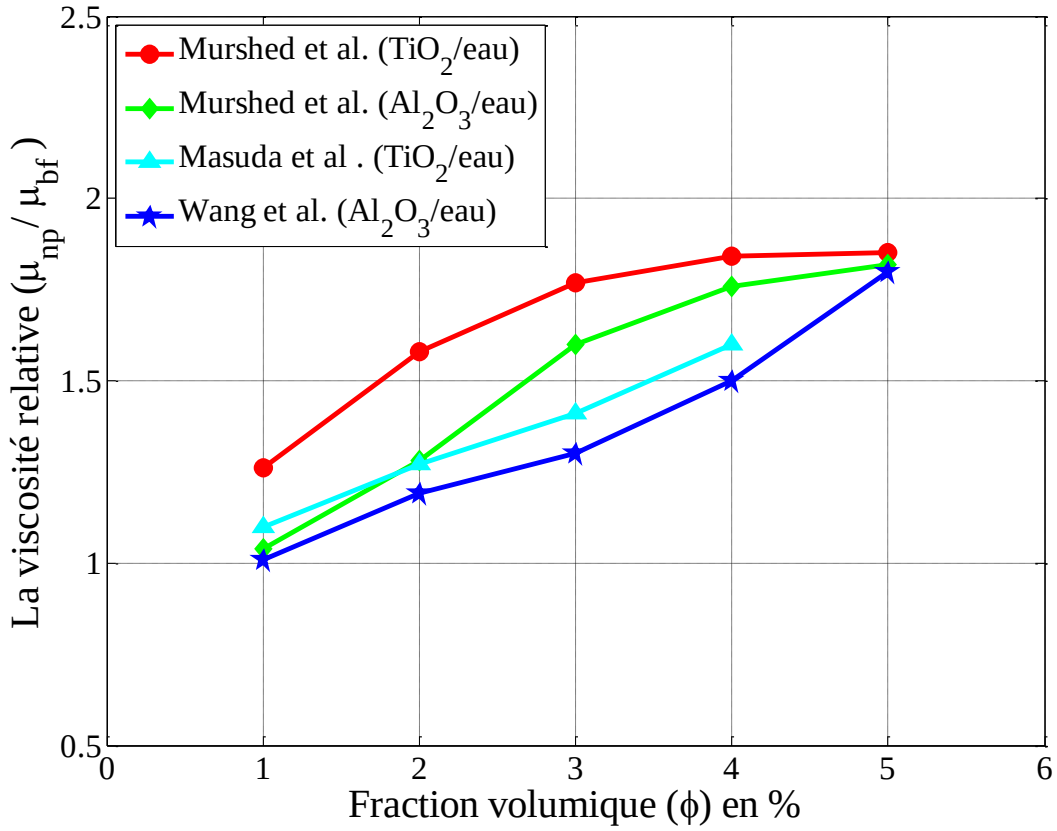


Figure II.14. Viscosité en fonction de la fraction volumique des nanoparticules.

II.12.3.2.2 Effet de la température sur la viscosité des nanofluides

Certaines études sont disponibles sur l'effet de la température sur la viscosité des nanofluides et démontrent l'accord des chercheurs sur le fait que la viscosité du nanofluide augmente avec l'intensification de la fraction volumique des nanoparticules. D'autre part, il y a des débats sur l'effet de la température sur la viscosité des nanofluides.

La plupart des chercheurs ont montré que la viscosité des nanofluides diminue avec l'augmentation de la température, tout comme la viscosité de la plupart des fluides de base qui diminue à son tour avec l'augmentation de la température. Cependant, certains chercheurs ont affirmé que la viscosité des nanofluides est indépendante de la température [137]. La Figure II.15, indique que la viscosité des nanofluides diminue avec l'augmentation de la température.

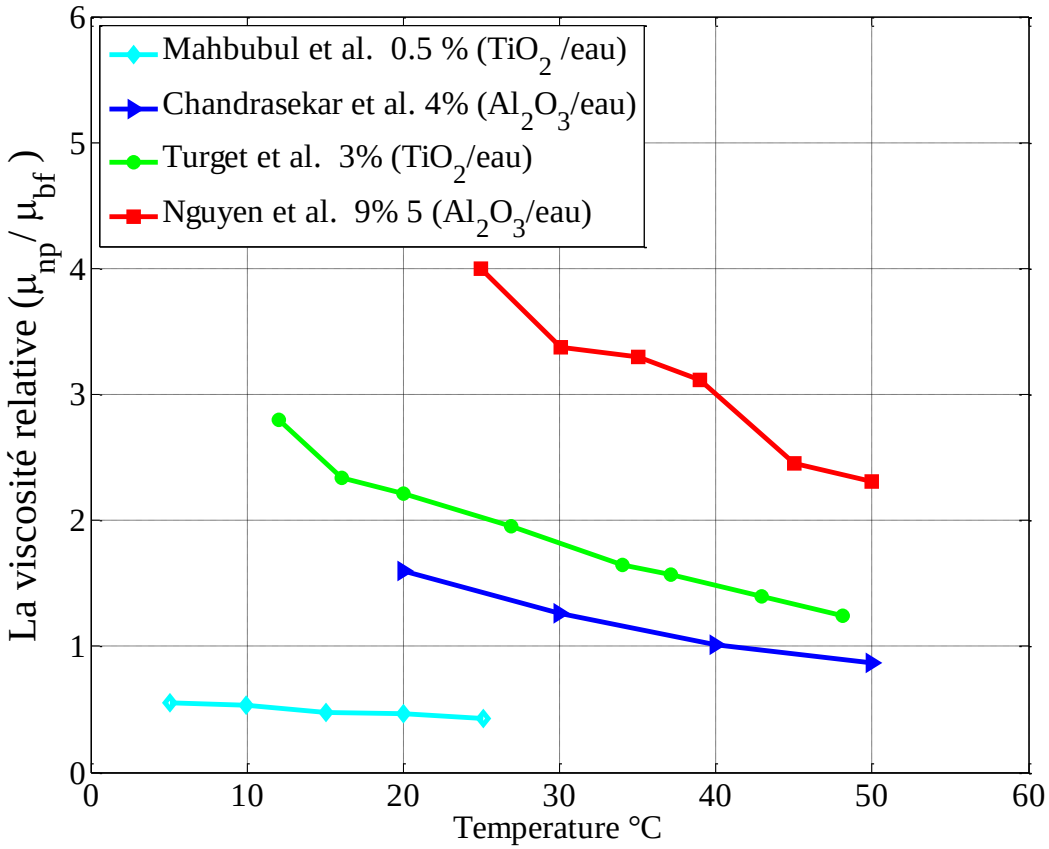


Figure II.15. Viscosité en fonction de la température.

II.12.4 Chaleur spécifique et masse volumique

Le calcul de la masse volumique ρ et de la chaleur spécifique Cp des nanofluides s'effectue par des lois de mélange [81], [88] :

$$\rho_{nf} = (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad \text{(II.38)}$$

$$\rho_{nf}Cp_{nf} = (1-\phi)\rho_f Cp_f + \phi\rho_p Cp_p \quad \text{(II.39)}$$

Le modèle théorique de la masse volumique (II.38) est comparé aux données expérimentales présentées par Pak et Cho [88] de TiO_2 et Al_2O_3 dans de l'eau distillée, comme le démontre la Figure II.16, avec une fraction volumique de 3%. Le modèle ci-dessous est valable pour déterminer la densité d'un nanofluide. Le modèle de la chaleur spécifique (II.39) s'est révélé le plus précis [138]. Ce résultat est clairement illustré à la Figure II.17.

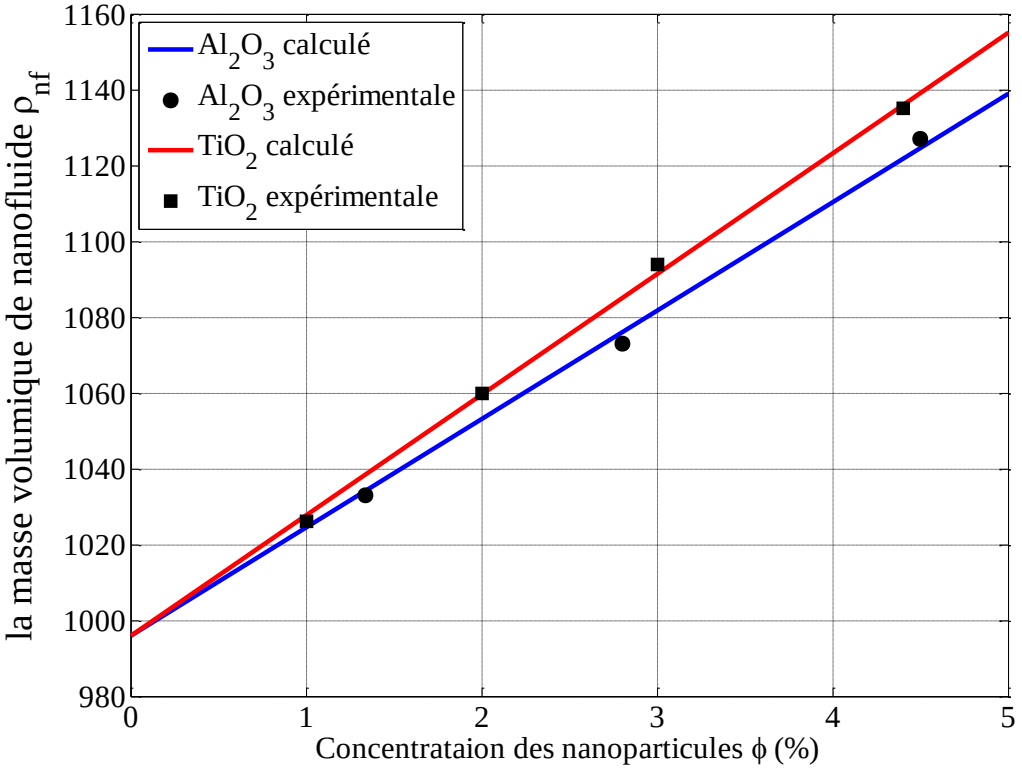


Figure II.16. La densité en fonction fraction volumique de nanofluides [88].

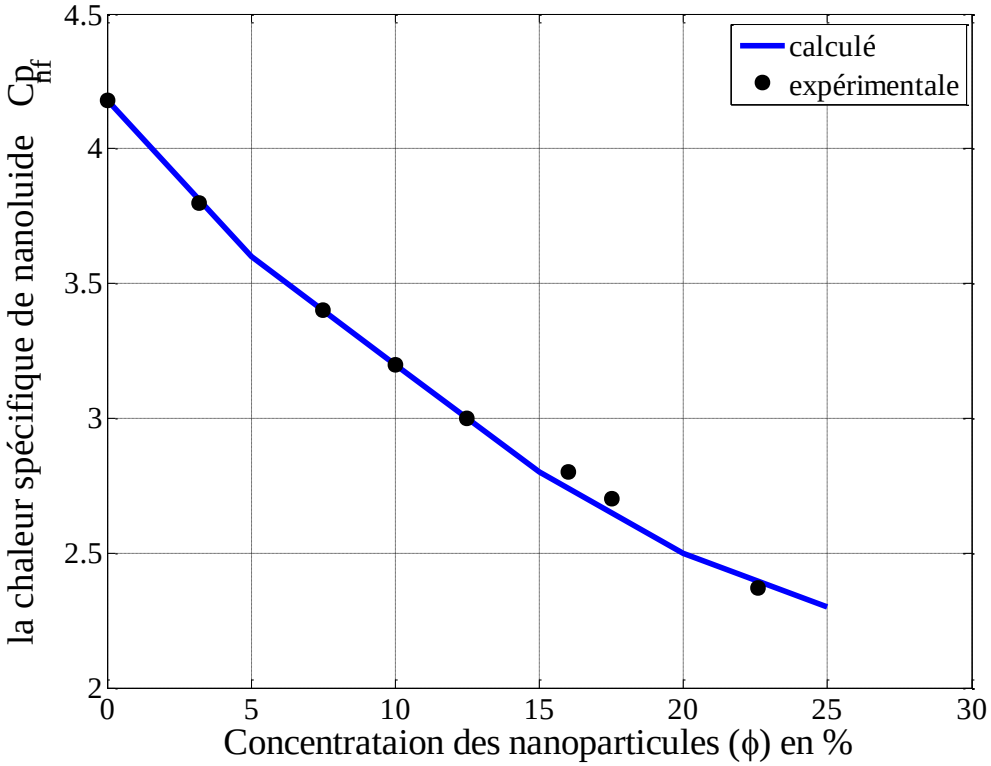


Figure II.17. La chaleur spécifique en fonction fraction volumique de nanofluides Al_2O_3/eau [138].

II.12.5 Modèle de Buongiorno

Le transfert de chaleur et de masse par convection dans les nanofluides est d'une importance primordiale pour une analyse approfondie des systèmes où les nanofluides s'y sont impliqués. De nombreux chercheurs se sont efforcés de développer des modèles mathématiques pour les nanofluides, qui contiennent deux approches importantes, à savoir :

1- Modèle homogène (modèle à composant unique) :

Le modèle homogène est totalement équivalent au modèle utilisé pour les fluides clairs, et que les nanofluides sont supposés être des fluides monophasés dans lesquels les particules solides sont considérées se comporter comme des fluides. Les équations de transport convectif des fluides purs sont directement étendues aux nanofluides en prenant les propriétés physiques des nanofluides en fonction des propriétés des deux constituants et de leurs concentrations [74], [139]. De nos jours, certains chercheurs utilisent des corrélations expérimentales pour calculer les propriétés thermophysiques du nanofluide, telles que la conductivité thermique et la viscosité [140].

2- Modèle non homogène (modèle à deux composants) :

Une approche alternative simule les nanofluides en considérant un modèle général d'équilibre non homogène à deux composants pour les phénomènes de transport proposé par Buongiorno [82] en 2006. Cette approche est basée sur l'hypothèse que l'amélioration du transfert de chaleur par convection dans les nanofluides provient de deux facteurs, la conductivité thermique supérieure et la dispersion des nanoparticules. Pour comprendre le modèle réaliste de transport à deux composants du nanofluide (fluide de base et nanoparticules) avec les hypothèses suivantes :

- Ecoulement incompressible.
- Aucune réaction chimique n'a lieu.
- Forces externes négligeables.
- Mélange dilué.
- Dissipation visqueuse négligeable.
- Transfert négligeable par rayonnement.
- Nanoparticules et le de fluide de base sont localement en équilibre thermique.

De cela, Buongiorno a examiné les sept mécanismes de glissement à savoir ; le mouvement Brownien, la thermophorèse, l'inertie, le drainage de fluide, la diffusiophorèse, l'effet de Magnus et la gravité qui peuvent créer une vitesse de glissement entre le fluide de base et les nanoparticules. En raison de la petite taille des particules, Buongiorno a conclu que la turbulence n'est pas affectée par la présence des nanoparticules. Ainsi, ceci ne peut pas expliquer l'augmentation observée [82]. Il a conclu qu'en l'absence des effets turbulents, seuls deux mécanismes sont importants dans la procédure de l'écriture des équations de conservation basées dessus, et sont le mouvement brownien et la thermophorèse,

II.12.5.1 Mouvement Brownien (Diffusion Brownienne)

Le mouvement aléatoire des particules dans le nanofluide est considéré comme l'un des principaux mécanismes de transfert de chaleur [115]. Un effet de microconvection entre les particules solide-solide est créé lorsque les particules sont extrêmement petites. Cependant, l'effet du mouvement brownien diminue lorsque la taille des particules augmente [141]. Des collisions peuvent survenir en raison du mouvement des particules dans le fluide, permettant ainsi un échange d'énergie efficace entre les particules, ce qui pourrait conduire à une amélioration de la conductivité thermique. Le mouvement brownien peut être décrit par le coefficient brownien D_B, qui est expliqué par l'équation d'Einstein-Stokes pour la diffusion de particules sphériques à travers un liquide [142], L'équation d'Einstein est de la forme suivante :

$$D_B = \frac{v k_B T}{F_d} \tag{II.40}$$

Où v désigne la vitesse de dérive finale de la particule, k_B symbolise la constante de Boltzmann, T représente la température du nanofluide et F_d indique la force de traînée. Selon la loi de Stokes, la force de traînée de la viscosité sur une petite sphère se déplaçant dans un fluide visqueux est donnée par :

$$F_d = 6\pi\mu R v \tag{II.41}$$

Où μ indique la viscosité dynamique et R représente le rayon d'une particule sphérique. Par conséquent, avec d_p désignant le diamètre de la particule, l'équation d'Einstein-Stokes s'écrit comme suit [82] :

$$D_B = \frac{k_B T}{3\pi\mu R d_p} \tag{II.42}$$

Le flux de masse des nanoparticules $J_{p,B}$ dû au mouvement brownien, ce flux est utilisé dans le modèle de transport pour nanofluide, il peut être calculée selon la formule suivante [82] :

$$J_{p,B} = -\rho_p D_B \nabla\phi \tag{II.43}$$

II.12.5.2 Thermophorèse

La thermophorèse, également appelée thermodiffusion ou effet de Soret, est un phénomène qui provoque le déplacement des petites particules d'une surface chaude à une surface froide sous la force thermophorétique qui se développe en raison du gradient de température. La vitesse atteinte par les petites particules dispersées dans un fluide est appelée vitesse thermophorétique V_T et la force subie par les particules en suspension en raison du gradient de température est appelée force asthermophorétique.

Pour un nanofluide, cela signifie que les molécules liquides dans les régions les plus chaudes atteignent les nanoparticules avec une plus grande quantité de mouvement que dans les régions les plus froides, ce qui entraîne le passage des nanoparticules des zones chaudes aux régions les plus froides. Le coefficient de diffusion D_T pour la thermophorèse « diffusion thermique », est donné par McNab et Meisen[143] :

$$D_T = \beta \frac{\mu}{\rho} \phi \tag{II.44}$$

La vitesse thermophorétique peut être déterminée comme suit [82] :

$$V_T = -\beta \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\nabla T}{T} \tag{II.45}$$

Où β représente une expression du facteur de proportionnalité, et elle est donnée par [82], [143] :

$$\beta = 0.26 \frac{k}{2k + k_p} \tag{II.46}$$

Où, k et k_p sont les conductivités thermiques de fluide pur et de particules, respectivement. Le flux de masse des nanoparticules $J_{p,T}$ dû à l'effet thermophorétique utilisé dans le calcul d'équations d'énergie, $J_{p,T}$ peut être déterminé comme suit :

$$J_{p,T} = -\rho_p D_T \nabla \frac{\nabla T}{T} \tag{II.47}$$

II.12.5.3 Equations de conservations pour les nanofluides

Habituellement, Les équations classiques de continuité, de quantité mouvement et de l'énergie sont écrites prenant en compte que les particularités du fluide comme étant un nanofluide. En outre, selon Buongiorno [82], il y a une autre équation pour la masse, incorporée dans le système classique, nommée conservation des nanoparticules. La quatrième équation en l'absence de réactions chimiques est :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + v \cdot \nabla \varphi = -\frac{1}{\rho_p} \nabla \cdot j_p \tag{II.48}$$

Où t désigne le temps, φ représente la concentration des nanoparticules, ρ_p indique la densité des nanoparticules, j_p symbolise le flux massique totale des nanoparticules dû au mouvement brownien et à la thermophorèse, et peut être écrit sous la forme de la somme des flux dans (II.43) et (II.47), définit par [82]:

$$j_p = J_{p,B} + J_{p,T} = -\rho D_B \nabla \phi - \rho_p D_T \nabla \frac{\nabla T}{T} \tag{II.49}$$

Ceci constitue alors l'expression de l'équation de continuité pour le nanofluide :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + v \cdot \nabla \varphi = \nabla \cdot (D_B \nabla \phi + D_T \nabla \frac{\nabla T}{T}) \tag{II.50}$$

le flux d'énergie total du nanofluide q, peut être calculé comme étant la somme du flux de chaleur de conduction et du flux de chaleur dû à la diffusion de nanoparticules Q_t [82]:

$$\nabla \cdot q = \nabla \cdot (-\lambda \nabla T) + Q_t \tag{II.51}$$

$$Q_t = \nabla(h_p \cdot j_p) = Cp_p \cdot j_p \cdot \nabla \mathrm{T} \tag{II.52}$$

Avec, h_p qui indique l'enthalpie spécifique de la nanoparticule et Cp_p qui représente la chaleur spécifique des nanoparticules [82].

En milieu poreux, l'équation de conservation des nanoparticules ne s'effectue qu'à travers la phase fluide avec ces nanoparticules, l'équation de conservation des nanoparticules de chacun des constituants est obtenue par prise de la valeur moyenne du volume élémentaire représentatif (la relation de Dupuit-Forchheimer). Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} v \cdot \nabla \varphi = \nabla \cdot (D_B \nabla \phi + D_T \nabla \frac{\nabla T}{T}) \qquad \text{(II.53)}$$

II.13 Approximation de Boussinesq

Il existe de nombreuses situations d'apparition pratique et opératoire dans lesquelles les équations de base peuvent être considérablement simplifiées. Ces situations se produisent lorsque la variabilité de la masse volumique et des différents coefficients sont dues aux variations de température et de pression modérées. La région des simplifications dans ces cas est engendrée suite à la faible somme du coefficient de dilatation thermique β_T, et pour des variations de température basses, les variations de densité ne dépassent pas 1%. Les variations de cette petite quantité peuvent, en général, être ignorées. Pratiquement, il y a des températures importantes produisant l'accélération, et cette dernière est supérieure à l'accélération due au terme d'inertie $(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u}$ dans l'équation du mouvement. De cela, L'approximation de Boussinesq est validée [144].

Boussinesq [144], propose une approximation stipulée que les différentes propriétés thermophysiques (λ, a, μ, Cp) du fluide sont constantes et indépendantes de la température et de la pression. De plus, le fluide est supposé incompressible mais dilatable. La masse volumique est supposée constante dans tous les termes de l'équation de quantité de mouvement $(\rho(T,P) = \rho(T_0,P_0) = \rho_0 = cste)$ à l'exception de ρg ; terme de poussée d'Archimède, avec T_0, P_0 désignant la température et la pression de référence, respectivement. La masse volumique ρ est donnée par le développement de Taylor, au premier ordre par rapport à la température :

$$\rho(T) = \rho(T_0) + (T - T_0)\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{T=T_0} + \frac{(T - T_0)^2}{2!}\left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial T^2}\right)_{T=T_0} + \cdots \qquad \text{(II.54)}$$

En négligeant les termes d'ordre 2 et plus, on obtient :

$$\rho(T) = \rho(T_0) + (T - T_0)\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{T=T_0} \qquad \text{(II.55)}$$

Sachant que, la définition du coefficient de dilatation thermique du fluide à une température et une pression constante β_T, donnée par :

$$\beta_T = \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{P,C} \tag{II.56}$$

β_T est positif quand la température et la pression s'avèrent ambiantes, et quand l'eau atteint des températures inférieure à $4°C$.

Donc ;

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0)] \tag{II.57}$$

Ce développement du premier ordre met clairement en évidence que la masse volumique ρ varie linéairement avec la température. Ce dernier est valable pour de nombreux problèmes de convection naturelle et mixte, puisque la différence de température au sein du fluide reste toujours inférieure à une dizaine de degrés, T représente la température du fluide en un point donné du système. Il est ainsi valable lorsque la vitesse du fluide est inférieure à celle du son (le nombre de Mach <<< 1) et les accélérations sont lentes comparées à celles associées aux ondes sonores. Donc la température varie finement dans des conditions isobares [144].

Dans les circonstances les plus courantes, le transport de chaleur et de masse ne sont pas directement couplés. Dans la convection double-diffusion, le couplage a lieu car la densité ρ du mélange dépend à la fois de la température T et de la concentration de la masse C. Donc la concentration varie avec de petites valeurs dans des conditions isothermes, d'où la masse volumique ρ dépend linéairement de C. Comme pour la température, et à l'aide du développement de Taylor du premier ordre par rapport à la concentration (II.54), la relation (II.55) devient :

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0) + s\,\beta_C(C - C_0)] \tag{II.58}$$

Où : $\beta_c = \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right)_{T,P}$ représente le les coefficients d'expansion massique du fluide à une température constante, avec $s = \pm 1$, β_c peut être positif ou négatif en fonction de la contribution des constituants à la masse volumique du fluide. Par exemple, dans le cas où l'eau considérée comme un solvant, et le sel comme un soluté, le coefficient β_c est négatif à cause de la contribution du sel à l'augmentation de la densité de l'eau. Dans le cas d'un mélange non saturé, air-vapeur d'eau, l'air humide est moins dense que l'air sec et de ce fait le coefficient β_c est positif.

Comme démontré plus haut (partie nanofluide), la masse volumique ρ des nanofluides s'effectue par des lois de mélange, la masse volumique ρ en fonction de la température et la concentration d'un nanofluide, la loi Boussinesq s'écrit de la forme [39]:

$$\rho = (1-\phi_0)\left(\beta_T(T-T_0)+\beta_C(C-C_0)\right)-\left(\left(\frac{\rho_p-\rho_f}{\rho_f}\right)(\phi-\phi_0)\right) \qquad \text{(II.59)}$$

Certains des systèmes thermiques, tels que ceux rencontrés dans les capteurs de sécurité de réacteur, les tours de refroidissements des centrales, la combustion et milieux poreux stratifiés d'architecture à haute conductivité thermique (mousses et éponges métalliques), fonctionnent à des températures modérées à très élevées et dans de telles situations, la relation de densité avec la température peut devenir non linéaire [145]. Cette variation non linéaire de la relation de densité dépendante de la température (approximation non linéaire de Boussinesq ou convection non linéaire) influe fortement sur les caractéristiques d'écoulement du fluide. Pour plus de détails, voir les œuvres de Barrow et Sitharamarao [146]et Vajravelu et Sastri[147].

La relation de l'approximation non linéaire de Boussinesq est donnée par :

$$\rho = \rho_0[1-\beta_T(T-T_0)+\beta_{TN}(T-T_0)^2] \qquad \text{(II.60)}$$

Où : β_{TN} indique le coefficient de dilatation thermique non linéaire.

Part III. Formulation mathématique

III.1 Introduction

On s'intéresse, dans ce chapitre, à la problématique de géométrie, les hypothèses et la modélisation de système d'équations qui régit l'écoulement et le transfert de chaleur par convection MHD naturelle entre deux plaques verticales poreuses pour trois modèles différents d'un fluide à couple contrainte avec et sans nanoparticules. La mise en forme adimensionnelle des équations est effectuée à l'aide de la transformation de similarité.

L'objectif de cette étude est de savoir si la présence de milieu poreux, du champ magnétique et du recours aux nanofluides apportent une amélioration du transfert de chaleur et de masse par convection naturelle.

III.2 Model 1 : Convection naturelle MHD d'un fluide à couple contrainte à travers un canal poreux vertical en présence de la diffusion croisée et de réaction chimique

Dans un premier temps, nous analysons l'écoulement hydromagnétique d'un fluide à couple contrainte à travers un canal poreux vertical à la présence de la diffusion croisé et la réaction chimique.

Une manière d'augmenter le transfert thermique est d'utiliser le milieu poreux et champs magnétique, cet effet, très important, a été négligé dans les travaux récents de Srinivasacharya et al. [14].

Malgré diverses applications magnétohydrodynamiques et de milieux poreux dans les systèmes industriels et d'ingénierie impliquant un transfert de chaleur, la majorité d'entre elles ne prennent pas en considération tous les paramètres influençant.

III.2.1 Formulation du modèle 1

III.2.1.1 Représentation physique et hypothèses

Considérons un écoulement convectif naturel stable d'un fluide à couple contrainte, s'écoulant de manière constante entre deux plaques verticales poreuses, avec une distance $2d$.

L'axe x est orienté verticalement vers le haut. La température T_2 et la concentration C_1 sont mises avec uniformité de la plaque $y = -d$. Tandis que la plaque $y = d$ est soumise à une température uniforme T_2 et à une concentration C_2.

Les conditions aux limites dans la direction x sont infinies. Sans perte de généralité, nous supposons que les quantités physiques dépendent de y seulement.

Un champ magnétique transversal uniforme B_0 est appliqué perpendiculairement aux plaques. On suppose que le nombre de Reynolds magnétique soit très faible, et le champ magnétique induit est négligeable par rapport au champ magnétique appliqué.

Le milieu poreux homogène et isotrope est caractérisé par la porosité ε, la perméabilité K et la constante empirique C_f liée aux effets d'inertie conformément au modèle Darcy-Forsheimer.

Les propriétés thermophysiques du fluide sont présumées constantes, à l'exception de ceux causés par des changements de densité selon les approximations de Boussinesq.

La configuration géométrique de l'écoulement et du système de coordonnées sont représentés dans la Figure III.1.

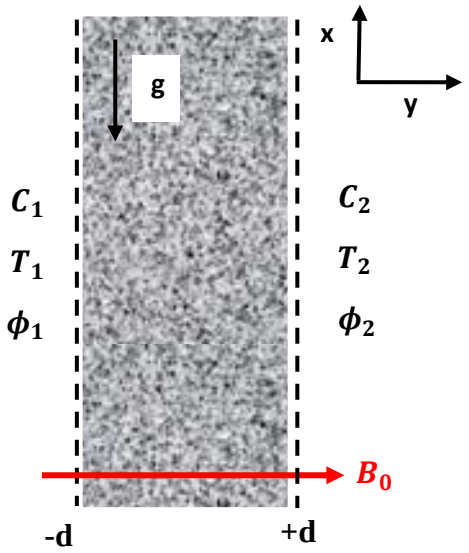


Figure III.1. Représentation de la physique du problème et des conditions aux limites.

III.2.1.2 Développement du modèle

Le modèle de base développé dans le travail de Srinivasacharya et al. [14] est employé. Néanmoins, il est ici étendu suivant les hypothèses et les conditions indiquées plus haut. Les équations gouvernantes d'un fluide à couple contrainte pour le champ des quatre variables, le vecteur de la vitesse, la température T et la concentration de l'espèce C, peuvent être écrites :

Equation de continuité

$$v = v_0 = constant \tag{III.1}$$

Equation de mouvement

$$\left|\begin{aligned}\rho_f v_0 \frac{\partial u}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \eta_1 \frac{\partial^4 u}{\partial y^4} - \rho_f g \beta_T (T - T_1) + \rho_f g \beta_C (C - C_1) + \\ \left(-\frac{\mu}{K_m} - \frac{\rho_f c_f}{\sqrt{K_m}} u - \sigma B_0^2\right) u\end{aligned}\right. \tag{III.2}$$

Equation d'énergie

$$\left|\begin{aligned}v_0 \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{(\rho C_P)_f} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + 2 \frac{\mu}{(\rho C_P)_f} \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \frac{\eta_1}{(\rho C_P)_f} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)^2 + \\ + \frac{D K_T}{C_S C_P} \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\sigma B_0^2}{(\rho C_P)_f} u^2\end{aligned}\right. \tag{III.3}$$

Equation de concentration des espèces

$$v_0 \frac{\partial C}{\partial y} = D_m \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{D K_T}{C_S C_P} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - k_1 (C - C_1) \tag{III.4}$$

Où u représente la composante de vitesse le long de la direction x, $\rho_f$indique la densité, g signifie l'accélération due à la gravité, μ symbolise le coefficient de viscosité, β_T est le coefficient de dilatation thermique, β_C exprime le coefficient d'expansion massique, D_m signifie la diffusivité de masse, $(\rho C_P)_f$ indique la capacité thermique spécifique, C_S exprime la susceptibilité à la concentration, T_m est la température moyenne du fluide, λ représente le rapport de diffusion thermique, η_1 est le coefficient de viscosité supplémentaire qui spécifie le caractère des fluide à couple contrainte, k_1 indique le taux de réaction chimique, $C_f$est la constante Forchheimer, K_m signifie la perméabilité du milieu poreux et finalement σ exprime la conductivité électrique du fluide et B_0 le champ magnétique.

Les conditions aux limites sont :

$$u = 0 \text{ à } y = \pm d \tag{III.5}$$

$$u_{yy} = 0 \text{ à } y = \pm d \tag{III.6}$$

$$T = T_1, C = C_1 \text{ à } y = -d \tag{III.7}$$

$$T = T_2, C = C_2 \text{ à } y = d \tag{III.8}$$

La condition au limite (III.5) correspond à l'état classique anti dérapage de la dynamique des fluides visqueux. La condition au limite (III.6) démontre que le paramètre couple contrainte est nul sur les surfaces de la plaque.

III.2.1.3 Modèle mathématique adimensionné

D'après les travaux de [14], [16], les quantités adimensionnées sont introduites afin d'obtenir des solutions affines ou de similarités :

$$\begin{cases} y = \eta d \\ u = \dfrac{\nu Gr}{d} f \\ T - T_1 = (T_2 - T_1)\theta \\ C - C_1 = (C_2 - C_1)\varphi \end{cases} \tag{III.9}$$

Où η symbolise la variable de similarité, $f\ (\eta)$ représente la fonction adimensionnée du courant, $\theta\ (\eta)$ indique la température adimensionnée et $\varphi\ (\eta)$ signifie la concentration des espèces adimensionnée.

À l'aide des quantités adimensionnées (III.9), les équations (III.1) - (III.4), on obtient le système non linéaire d'équations différentielles ordinaires pour lesquelles une solution numérique est la suivante :

$$S^2 f^{(IV)} - f'' + Ref' - \theta - N_r\varphi + \frac{1}{Da} f + FoGr_T f^2 + M^2 f = 0 \tag{III.10}$$

$$\begin{vmatrix} \theta'' - RePr\theta' + 2BrGr_T{}^2 (f')^2 + S^2 BrGr_T{}^2 f'' + D_f Pr\varphi'' + \\ +M^2 Gr_T{}^2\, Brf^2 = 0 \end{vmatrix} \tag{III.11}$$

$$\varphi'' - ReSc\varphi' + S_r Sc\theta'' - KSc\varphi = 0 \tag{III.12}$$

Les conditions aux limites de (III.5)-(III.8) en termes de $f\ (\eta)$, $\theta\ (\eta)$ et $\varphi\ (\eta)$ deviennent :

$$\begin{cases} f = 0, f'' = 0, \theta = 0, \varphi = 0 \text{ à } \eta = -1 \\ f = 0, f'' = 0, \theta = 1, \varphi = 1 \text{ à } \eta = +1 \end{cases} \quad \text{(III.13)}$$

Les paramètres adimensionnels indiqués dans ces équations et qui apparais sent à partir de l'adimensionnement sont définis comme suit :

$$Re = \frac{v_0 d}{\nu_f} \quad \text{(III.14)}$$

$$Gr_T = \frac{g\beta_T (T_2 - T_1) d^3}{\nu^2} \quad \text{(III.15)}$$

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad \text{(III.16)}$$

$$Br = \frac{\mu \nu^2}{\lambda (T_2 - T_1) d^2} \quad \text{(III.17)}$$

$$K = \frac{k_1 d^2}{\nu} \quad \text{(III.18)}$$

$$S_r = \frac{D_m \lambda (T_2 - T_1)}{\nu T_m (C_2 - C_1)} \quad \text{(III.19)}$$

$$Sc = \frac{\nu_f}{D} \quad \text{(III.20)}$$

$$D_f = \frac{D\lambda (C_2 - C_1)}{\nu_f C_s C_p (T_2 - T_1)} \quad \text{(III.21)}$$

$$N_r = \frac{\beta_C (C_2 - C_1)}{\beta_T (T_2 - T_1)} \quad \text{(III.22)}$$

$$M = B_0 d \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}} \quad \text{(III.23)}$$

$$S = \frac{l}{d} \sqrt{\frac{\eta_1}{\mu}} \quad \text{(III.24)}$$

$$Fo = \frac{c_f d}{\sqrt{K_m}} \tag{III.25}$$

$$Da = \frac{Km}{d^2} \tag{III.26}$$

Où, Re indique le nombre de Reynolds, Gr_T représente le nombre de Grashof thermique, Pr signifie le nombre de Prandtl, Sc démontre le nombre de Schmidth, Br indique le nombre de Brinkman, K symbolise le paramètre de la réaction chimique, Sr est le nombre de Soret, Df démontre le nombre de Dufour, N_r est le paramètre de flottabilité, S signifie le paramètre couple-contrainte et M est le nombre de Hartmann, Fo ; nombre de Forchheimer et Da exprime nombre de Darcy.

III.2.2 Quantités d'intérêt

Pour les applications pratiques, les quantités physiques d'intérêt sont le nombre de Nusselt local et le nombre Sherwood local qui distinguent de taux de transfert de chaleur et le taux de transfert de masse, respectivement, et définis comme suit :

$$Nu = \frac{aq_h}{h(T_0 - T_1)} \tag{III.27}$$

$$Sh = \frac{aq_m}{D_m(C_0 - C_1)} \tag{III.28}$$

Où q_h désigne le flux de chaleur et q_m indique le flux de masse près de la surface :

$$q_h = -h\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} \tag{III.29}$$

$$q_m = -D_m\left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0} \tag{III.30}$$

En utilisant l'équation (III.9), on obtient une version adimensionnelle de ces grandeurs de calcul clés :

$$Nu_{1,2} = -\theta'(\eta)|_{\eta=0,1} \tag{III.31}$$

$$Sh_{1,2} = -\varphi'(0)|_{\eta=0,1} \tag{III.32}$$

III.3 Modèle 2 : Ecoulement MHD en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte contenant des nanoparticules à travers un canal poreux vertical avec une condition au limite convective

L'objectif principal du second modèle est d'aborder les effets combinés du transfert de chaleur et de masse dans un écoulement hydromagnétique en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte contenant des nanoparticules à travers un canal poreux vertical, avec une condition de convection thermique.

Le modèle Buongiorno du nanofluide prend en compte les effets du mouvement brownien et de la thermophorèse, avec l'équation de la concentration des nanoparticules.

III.3.1 Formulation du modèle 2

III.3.1.1 Représentation physique et hypothèses

Nous considérons un écoulement laminaire en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte incompressible, conducteur d'électricité et de chaleur, rempli par des nanoparticules caractérisées par une fraction de volume ϕ des nanoparticules, s'écoulant à travers deux plaques parallèles verticales espacées de $2d$.

La plaque de gauche $(y = -d)$ est chauffée par convection avec un fluide chaud à la température T_0 par un coefficient de transfert de chaleur h, une concentration C_0 et une concentration de nanoparticules ϕ_0, tandis que la plaque de droite $(y = d)$ est exposée à une température uniforme T_1 et à une concentration C_1 et une concentration de nanoparticules ϕ_1. Les deux plaques sont perméables, homogènes et isotrope avec la porosité ε.

La configuration géométrique de l'écoulement et du système de coordonnées sont représentés dans la Figure III.2.

Un champ magnétique transversal uniforme d'intensité B_0 est appliqué parallèlement à l'axe des y et l'interaction du champ magnétique induit est considérée comme négligeable par rapport à l'interaction du champ magnétique appliqué.

On suppose également, que le soluté n'affecte pas le transport des nanoparticules. Les effets de diffusions croisées (effets de Dufour et de Soret) sont ignorés, ainsi que la réaction chimique. Seuls les effets du mouvement Brownien et la thermophorèse interviennent dans

cette configuration. Pour la fraction de volume des nanoparticules, une équation additionnelle est incluse suivant le modèle de Buongiorno.

Les propriétés thermophysiques du mélange sont constantes et sont évaluées à la température et à la concentration de référence, excepté la densité du fluide, qui varie linéairement avec la température et la concentration, dans le terme des forces de volume, selon l'approximation de Boussinesq pour les nanofluide [148].

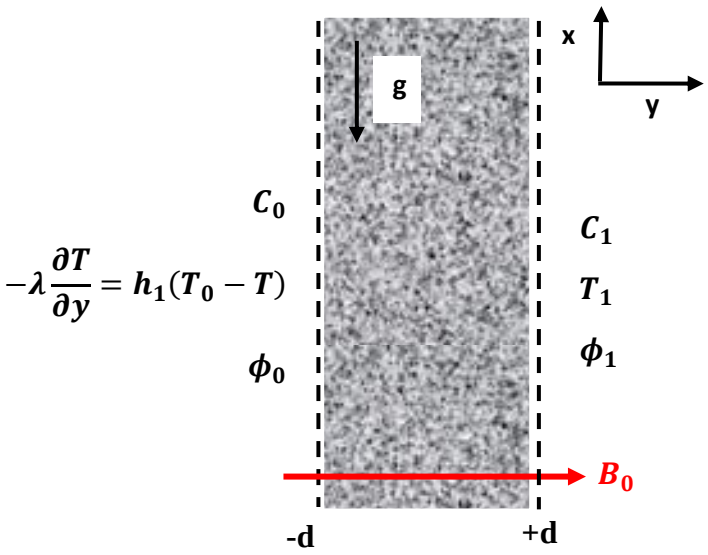


Figure III.2. Configuration géométrique du modèle 2.

III.3.1.2 Développement du modèle

Avec les hypothèses ci-dessus, les équations régissant l'écoulement constant d'un fluide à couple contrainte contenant des nanoparticules sont les suivantes :

Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial y} = constant \tag{III.33}$$

Equation de mouvement

$$\left| \begin{aligned} &-v_0\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_f}\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho_f}\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\eta_1}{\rho_f}\frac{\partial^4 u}{\partial y^4} - \frac{\sigma B_0^2 u}{\rho_f} - \frac{\mu}{\rho_f K_m}u - \frac{c_f}{\sqrt{K_m}}u^2 + \\ &+\left[(1-\phi_1)\left(\beta_T(T-T_1) + \beta_C(C-C_1)\right) - \left(\left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f}\right)(\phi - \phi_1)\right)\right]g \end{aligned} \right. \tag{III.34}$$

Equation d'énergie

$$\left|\begin{aligned} -v_0\frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\lambda}{(\rho C_P)_f}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{2\mu}{(\rho C_P)_f}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \frac{\eta_1}{(\rho C_P)_f}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)^2 + \\ &+\varepsilon\frac{(\rho C_P)_p}{(\rho C_P)_f}\left[D_B\frac{\partial \phi}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{D_T}{T_m}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right] + \frac{\sigma B_0^2 u^2}{(\rho C_P)_f} \end{aligned}\right. \quad \text{(III.35)}$$

Equation de concentration des espèces

$$-\frac{1}{\varepsilon}v_0\frac{\partial C}{\partial y} = D_m\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad \text{(III.36)}$$

Equation de concentration des nanoparticules

$$-\frac{1}{\varepsilon}v_0\frac{\partial \phi}{\partial y} = D_B\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{D_T}{T_m}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad \text{(III.37)}$$

Les conditions aux limites sont :

$$u = 0 \text{ à } y = \pm d \quad \text{(III.38)}$$

$$u_{yy} = 0 \text{ à } y = \pm d \quad \text{(III.39)}$$

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial y} = h_f(T_0 - T), \qquad C = C_0,\ \ \phi = \phi_0 \text{ à } y = -d \quad \text{(III.40)}$$

$$T = T_1, C = C_1, \qquad \phi = \phi_1 \text{ à } y = d \quad \text{(III.41)}$$

La condition aux limites (III.38) correspond à la condition classique sans glissement de la dynamique des fluides visqueux. La condition aux limites (III.39) implique que les effets couple contrainte sont nulles à la surface des plaques. Les conditions aux limites (III.40) et (III.41) correspondent respectivement à la température, à la concentration et à la concentration de nanoparticules sur les surfaces de la plaque $(-d)$ et (d).

Où u est la composante de vitesse le long de la direction, T, C et ϕ représentent la temperature, la concentration et la concentration des nanoparticules respectivement, v_0 désigne la vitesse du fluide de base, P définis la pression, μ signifie le coefficient de viscosité, ρ_f et ρ_P symbolisent la densité de fluide de base et la densité de nanoparticules respectivement, η_1 détermine le coefficient de viscosité supplémentaire qui spécifie le caractère des fluide à couple contrainte , β_T et β_C sont le coefficient de dilatation thermique et

le coefficient d'expansion massique respectivement, g signifie l'accélération due à la gravité, σ exprime la conductivité électrique du fluide, B_0 l'intensité du champ magnétique, K signifie la perméabilité du milieu poreux (la conductivité hydraulique) supposée constante, C_f est une constante empirique de modèle de Forchheimer, λ représente le rapport de diffusion thermique, $(\rho C_P)_f$ et $(\rho C_P)_P$ indiquent la capacité thermique spécifique à la pression constante du fluide de base et celle des nanoparticules respectivement, $\alpha = \lambda/(\rho C_P)_f$ est la conductivité thermique, ε symbolise la porosité, D_B indique le coefficient de diffusion Brownienne, $D_T = D_m K_T$ ou, D_T est le coefficient de diffusion de thermophorèse, D_m signifie la diffusivité de masse, T_m est la température moyenne du fluide et h_f représente le coefficient de diffusion de thermophorèse entre la paroi et le fluide chaud.

III.3.1.3 Modèle mathématique adimensionné

D'après les travaux de [14], [16], en introduit les transformations de similarité suivantes via l'invariance du système :

$$\begin{cases} \eta = \dfrac{y}{a} \\ X = \dfrac{x}{a} \\ u = \dfrac{\nu_f}{a} f(\eta) \\ \theta(\eta) = \dfrac{T - T_1}{T_0 - T_1} \\ \varphi(\eta) = \dfrac{C - C_1}{C_0 - C_1} \\ \psi(\eta) = \dfrac{\phi - \phi_1}{\phi_0 - \phi_1} \end{cases} \tag{III.42}$$

Où η symbolise la variable de similarité, $f(\eta)$ représente la fonction adimensionnée du courant, $\theta(\eta)$ signifie la température adimensionnée, $\varphi(\eta)$ indique la concentration des espèces adimensionnée et $\psi(\eta)$ désigne la fraction volumique des nanoparticules adimensionnée.

Usant des quantités adimensionnées (III.42), les équations (III.33)-(III.37) avec les conditions aux limites (III.38)-(III.41) peuvent être réduites à un système d'équations différentielles ordinaires pour lesquels une solution numérique est avantageusement obtenue :

$$\begin{vmatrix} A + Re\,.f' + f'' - S^2\,.f^{(4)} + \mathrm{Gr_T}\,\theta + \mathrm{Gr_M}\,\varphi \\ -\mathrm{N_r Gr_T}\psi - Mf - Da\,.f - Fo.f^2 = 0 \end{vmatrix} \quad \text{(III.43)}$$

$$\begin{vmatrix} \theta'' + Re\,.Pr.\theta' + 2\,Ec\,Pr\,f'^2 + Ec\,Pr\,S^2 f''^2 + \\ +Nb\theta'\psi' + Nt\theta'^2 + Ec\,Pr\,Mf^2 = 0 \end{vmatrix} \quad \text{(III.44)}$$

$$\varphi'' + Re\,Pr\,Le_n\varphi' = 0 \quad \text{(III.45)}$$

$$\psi'' + RePr_n\psi' + \frac{Nt}{Nb}\theta'' = 0 \quad \text{(III.46)}$$

Les conditions aux limites (III.38)-(III.41) en termes de vitesse $f(\eta)$, de température $\theta(\eta)$, de concentration $\varphi(\eta)$ et de concentration de nanoparticules $\psi(\eta)$ deviennent :

$$\begin{cases} f = 0\,;\; f'' = 0\,;\theta' = -H\theta;\; \varphi = 1\; dans\; \eta = 0 \\ f = 0\,;\quad f'' = 0\,;\; \theta = 1\,;\;\; \varphi = 0\;\;\; dans\; \eta = 1 \end{cases} \quad \text{(III.47)}$$

Les paramètres adimensionnels mentionnés dans ces équations et qui apparaissent à partir de l'adimensionnement sont définis comme suit :

$$Re = \frac{v_0 a}{\nu_f} \quad \text{(III.48)}$$

$$A = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial X}, avec\; \overline{P} = \frac{a^2}{\rho_f {\nu_f}^2}\, P \quad \text{(III.49)}$$

$$Gr_T = \frac{(1-\phi_1) g \beta_T (T_0 - T_1) a^3}{{\nu_f}^2} \quad \text{(III.50)}$$

$$Gr_m = \frac{(1-\phi_1) g \beta_C (C_0 - C_1) a^3}{{\nu_f}^2} \quad \text{(III.51)}$$

$$S^2 = \frac{\eta_1}{\rho_f a^2 \nu_f} \quad \text{(III.52)}$$

$$M = \frac{\sigma B_0^2}{\rho_f}\frac{a^2}{\nu_f} \quad \text{(III.53)}$$

$$Pr = \frac{(\rho C_P)_f \nu_f}{\lambda} = \frac{\nu_f}{\alpha}\; avec\; \alpha_f = \frac{\lambda}{(\rho C_P)_f} \quad \text{(III.54)}$$

$$Pr_n = \frac{\nu_f}{\varepsilon\, D_B} \tag{III.55}$$

$$Sc = \frac{\nu_f}{D_m} \tag{III.56}$$

$$Fo = \frac{c_f\, a}{\sqrt{K_m}} f^2 \tag{III.57}$$

$$Da = \frac{a^2}{K_m} \tag{III.58}$$

$$Nr = \frac{(\rho_p - \rho_f)(\phi_0 - \phi_1)}{\rho_f(1-\phi_1)\beta_T(T_0 - T_1)} \tag{III.59}$$

$$Nt = \varepsilon \frac{(\rho C_P)_p}{(\rho C_P)_f} \frac{D_T(T_0 - T_1)}{T_m \alpha_f} \tag{III.60}$$

$$Nb = \varepsilon \frac{(\rho C_P)_p}{(\rho C_P)_f} \frac{D_B(\phi_0 - \phi_1)}{\alpha_f} \tag{III.61}$$

$$Ec = \frac{{\nu_f}^2}{(C_P)_f a^2 (T_0 - T_1)} \tag{III.62}$$

$$Le = \frac{\lambda}{(\rho C_P)_f D_B} \tag{III.63}$$

$$Le_n = \frac{\alpha_f}{\varepsilon D_m} \tag{III.64}$$

$$H = \frac{h_f a}{\lambda} \tag{III.65}$$

Où, Re indique le nombre de Reynolds, A représente le gradient de pression, Gr_T et Gr_C désignent le nombre de Grashof thermique et massique respectivement, S signifie le paramètre couple contrainte et M symbolise le nombre de Hartmann, Pr et Pr_n déterminent le nombre de Prandtl et le nombre de Prandtl des nanofluides respectivement, Sc démontre le nombre de Schmidth, Fo est nombre de Forchheimer, Da exprime nombre de Darcy, Nr indique le paramètre de flottabilité des nanofluides, Nt représente le paramètre de thermophorèse, Nb indique le paramètre du mouvement Brownien, Ec symbolise le nombre

d' Eckert, Le_n signifie le nombre de Lewis thermo-nanofluides et enfin H détermine le nombre de Biot.

III.3.2 Quantités d'intérêt

Les principales quantités physiques d'intérêt sont le nombre de Nusselt local et le nombre de Sherwood local, qui caractérisent respectivement les taux de transfert de chaleur et de masse, définis comme suit :

$$Nu = \frac{aq_h}{h(T_0 - T_1)} \tag{III.66}$$

$$Sh = \frac{aq_m}{D_m(C_0 - C_1)} \tag{III.67}$$

Où q_h désigne le flux de chaleur et q_m le flux de masse près de la surface :

$$q_h = -h\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} \tag{III.68}$$

$$q_m = -D_m\left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0} \tag{III.69}$$

En utilisant les variables de similarité (III.42) dans (III.66) et (III.67), on obtient respectivement le nombre de Nusselt local et le nombre de Sherwood :

$$Nu_{1,2} = -\theta'(\eta)|_{\eta=0,1} \tag{III.70}$$

$$Sh_{1,2} = -\varphi'(0)\big|_{\eta=0,1} \tag{III.71}$$

III.4 Modèle 3 : Influence de l'approximation de non Boussinesq sur l'écoulement MHD en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte contenant des nanoparticules à travers un canal poreux vertical sous parois convectives

Dans le présent modèle, l'objectif est d'analyser l'écoulement MHD en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte qui contient des nanoparticules à travers un canal poreux vertical, satisfaisant les conditions de convection thermique dans les deux parois, avec

l'approximation non-linéaire de la densité-température seulement (non linéaire de Boussinesq) qui est prise en considération.

III.4.1 Formulation du modèle 3

III.4.1.1 Représentation physique et hypothèses

Considérons l'écoulement MHD en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte avec des nanoparticules, entre deux plaques verticales remplies d'un milieu poreux espacées de $2d$, en présence des caractéristiques de diffusion brownienne et de thermophorèse selon le modèle de Buongiorno [82], présentées dans la Figure III.3.

Les influences des champs magnétiques externes uniformes d'intensité B_0, appliqués transversalement, se répercutent sur le champ d'écoulement. Le champ magnétique induit est ignoré ici, avec un très petit nombre de Reynolds magnétique.

Nous supposons que les deux parois, gauche et droite, sont chauffées par convection avec un fluide chaud à la température T_0 et T_1 respectivement, où h_1 et h_2 sont les coefficients de transfert de chaleur à gauche et à droite des murs.

La concentration des espèces du mur gauche est symbolisée par C_0 alors que C_1 est celle du mur droit. Les concentrations de nanoparticules des parois gauche et droite sont respectivement de ϕ_0 et de ϕ_1.

On suppose que les plaques poreuses sont isotropes, homogènes, immobiles et en équilibre thermodynamique avec le fluide, les forces visqueuses, connues sous les noms de termes de Brinkmann, sont négligées.

Les propriétés thermophysiques du fluide sont constantes à l'exception de ceux causés par les changements de densité, et selon les approximations non linéaires de Boussinesq (NDT) ci-dessus et toutes les hypothèses d'énergie pour obtenir une meilleure analyse de la convection non linéaire par transfert de chaleur, la densité est étendue à l'approximation du second ordre [145]:

$$\rho = \rho_f(1 - (\beta_T(T - T_1) + \beta_{TN}(T - T_1)^2)) \tag{III.72}$$

Comme l'indique la partie littérature, la densité du fluide varie linéairement avec la concentration et la densité du mélange (fluide de base et nanoparticules) en fonction de la fraction volumique des nanoparticules. Après l'adaptation de tous ces phénomènes, l'approximation finale qui en résulte est validée [149].

$$\left|\begin{array}{l}\rho = (1-\phi_0)[\beta_T(T-T_0)+\beta_{TN}(T-T_1)^2+\beta_C(C-C_0)]- \\ \qquad -\left(\left(\dfrac{\rho_p-\rho_f}{\rho_f}\right)(\phi-\phi_0)\right)\end{array}\right. \tag{III.73}$$

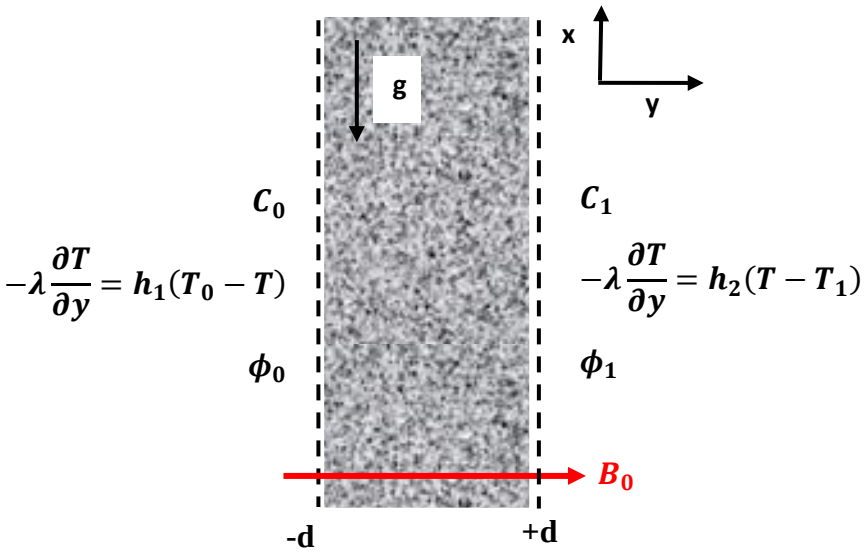


Figure III.3. Configuration géométrique.

III.4.1.2 Développement du modèle

Les équations de continuité, de mouvement, d'énergie, de la concentration des espèces et de la concentration en nanoparticules, sont incluses dans le modèle mathématique pour l'écoulement MHD d'un fluide à couple contraintes contenant des nanoparticules à travers deux parois parallèles remplies d'un milieu magnéto-poreux saturé, et peuvent être écrites sous la forme dimensionnelle suivante :

Equation de continuité

$$v = v_0 = constant \tag{III.74}$$

Equation de mouvement

$$\left|\begin{array}{c} -v_0\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_f}\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho_f}\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\eta_1}{\rho_f}\frac{\partial^4 u}{\partial y^4} - \frac{\sigma B_0^2 u}{\rho_f} - \frac{\mu}{\rho_f K_m}u - \frac{c_f}{\sqrt{K_m}}u^2 + \\ +g[(1-\phi_0)[\beta_T(T-T_0) + \beta_{TN}(T-T_1)^2 + \beta_C(C-C_0)] \\ -\left(\left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f}\right)(\phi-\phi_0)\right)\end{array}\right| \quad \text{(III.75)}$$

Equation d'énergie

$$\left|\begin{array}{c} -v_0\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{(\rho C_P)_f}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{2\mu}{(\rho C_P)_f}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \frac{\eta_1}{(\rho C_P)_f}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)^2 \\ +\varepsilon\frac{(\rho C_P)_p}{(\rho C_P)_f}\left[D_B\frac{\partial \phi}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{D_T}{T_m}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right] + \frac{\sigma B_0^2 u^2}{(\rho C_P)_f}\end{array}\right| \quad \text{(III.76)}$$

Equation de concentration des espèces

$$-\frac{1}{\varepsilon}v_0\frac{\partial C}{\partial y} = D_m\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad \text{(III.77)}$$

Equation de concentration des nanoparticules

$$-\frac{1}{\varepsilon}v_0\frac{\partial \phi}{\partial y} = D_B\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{D_T}{T_m}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad \text{(III.78)}$$

Ici, P symbolise la pression, u et v sont les composantes de la vitesse de Darcy, T la indique température, C représente la concentration et ϕ la fraction volumique de nanoparticules.

Les paramètres physiques sont : K représentant la perméabilité du milieu poreux avec la porosité ε, ρ_f désignant la masse volumique de fluide, μ symbolisant la viscosité, β_T le coefficient d'expansion thermique de fluide de base, β_{NT} le coefficient de dilatation thermique non linéaire, β_C le coefficient d'expansion massique, σ exprimant la conductivité du fluide, B_0 le champ magnétique et finalement g l'accélération gravitationnelle.

La masse volumique des particules est exprimée par ρ_P, $(\rho C_P)_p$ signifie la capacité thermique effective de nanoparticule, tandis que $(\rho C_P)_f$ est la capacité thermique de fluide de base,$\alpha_f = \lambda/(\rho C_P)_f$ représente la diffusivité thermique du milieu poreux, λ symbolise la conductivité thermique du fluide. Le coefficient de diffusion Brownienne est désigné par D_B, le coefficient de diffusion thermophorétique par D_T, et la diffusivité solutale par D_m pour le

milieu poreux. T_m représente la température moyenne du fluide et h_1 et h_2 indiquent les coefficients de transfert de chaleur entre la plaque et le fluide chaud sur les parois gauche et droite respectivement.

Les conditions aux limites pour les équations ci-dessus sont :

$$u = 0 \text{ à } y = \pm d \tag{III.79}$$

$$u_{yy} = 0 \text{ à } y = \pm d \tag{III.80}$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = h_1(T_0 - T), \qquad C = C_0, \qquad \phi = \phi_0 \text{ à } y = -d \tag{III.81}$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = h_2(T - T_1), \quad C = C_1, \qquad \phi = \phi_1 \text{ à } y = +d \tag{III.82}$$

La condition aux limites (III.79) correspond à la condition classique sans glissement de la dynamique des fluides visqueux. La condition aux limites (III.80) implique que les couples contraints sont nuls à la surface des plaques. Les conditions aux limites (III.81) et (III.82) correspondent respectivement à la température, à la concentration et la concentration de nanoparticules sur les surfaces de la plaque $(-d)$ et (d), pour la temperature il y'a une condition convective dans les deux parois appliquées.

III.4.1.3 Modèle mathématique adimensionné :

Pour obtenir les équations de gouvernance sous une forme adimensionnelle, nous définissons des variables de similarité [14], [16]. Celles-ci sont :

$$\begin{cases} \eta = \dfrac{y}{a} \\ X = \dfrac{x}{a} \\ u = \dfrac{\nu_f}{a} f(\eta) \\ \theta(\eta) = \dfrac{T - T_1}{T_0 - T_1} \\ \varphi(\eta) = \dfrac{C - C_1}{C_0 - C_1} \\ \psi(\eta) = \dfrac{\phi - \phi_1}{\phi_0 - \phi_1} \end{cases} \tag{III.83}$$

Où η est la variable de similarité, $f\,(\eta)$ signifie la fonction adimensionnée du courant, $\theta\,(\eta)$ indique la température adimensionnée et $\varphi\,(\eta)$ exprime la concentration des espèces adimensionnée.

En introduisant les variables adimensionnelles (III.83) dans (III.74) à (III.78) avec les conditions aux limites (III.79)-(III.82), les équations de conservation adimensionnelles en termes de vitesse $f(\eta)$, de température $\theta(\eta)$, de concentration $\varphi(\eta)$ et de concentration de nanoparticules $\psi(\eta)$ s'obtiennent comme suit :

$$\left|\begin{array}{l} A + Re\cdot f' + f'' - S^2\cdot f^{(4)} + Gr_T\cdot\theta + Gr_T\cdot\chi\cdot\theta^2 + \\ + Gr_m\cdot\varphi - N_r\cdot Gr_T\cdot\psi - M\cdot f - Da\cdot f - Fo\cdot f^2 = 0 \end{array}\right. \tag{III.84}$$

$$\left|\begin{array}{l} \theta'' + Re\,.Pr.\theta' + 2\cdot Ec\cdot Pr\cdot f'^2 + Ec\cdot Pr\cdot S^2\cdot f''^2 + \\ + Nb\cdot\theta'\cdot\psi' + Nt\cdot\theta'^2 + Ec\cdot Pr\cdot Mf^2 = 0 \end{array}\right. \tag{III.85}$$

$$\varphi'' + Re\cdot Pr\cdot Le_n\cdot\varphi' = 0 \tag{III.86}$$

$$\psi'' + Re\cdot Pr_n\cdot\psi' + \frac{Nt}{Nb}\cdot\theta'' = 0 \tag{III.87}$$

Les conditions aux limites adimensionnées sont :

$$\begin{cases} f = 0;\ f'' = 0;\ \theta' = -H1\cdot\theta; & \varphi = 1,\ \psi = 1 \text{à}\ \eta = 0 \\ f = 0;\ f'' = 0;\ \theta' = -H2\cdot(1-\theta); & \varphi = 0,\ \psi = 0 \text{à}\ \eta = 1 \end{cases} \tag{III.88}$$

Où les primes désignent la différenciation par rapport à η.

Dans les équations ci-dessus, A symbolise le gradient de pression, Re exprime le nombre de Reynolds, S signifie le paramètre couple-contrainte, Gr_T et Gr_C représentent le nombre de Grashof thermique et massique respectivement, Nr exprime le paramètre de flottabilité des nanofluides, M indique le paramètre magnétique, Da exprime nombre de Darcy, Fo est nombre de Forchheimer, Pr et Pr_n signifient le nombre de Prandtl et le nombre de Prandtl de nanofluides respectivement, Le_n signifie le nombre de Lewis thermo-nanofluides, Ec désigne le nombre d' Eckert, Nt démontre le paramètre de thermophorèse, Nb exprime le paramètre de mouvement Brownien, H_1 et H_2 désignent, respectivement, le nombre de Biot sur les murs droit et gauche.

$$A = -\frac{\partial\overline{P}}{\partial X}\ \ avec\ \overline{P} = \frac{a^2}{\rho_f\,\nu_f}P \tag{III.89}$$

$$Re = \frac{v_0\, a}{\nu_f} \tag{III.90}$$

$$S = \sqrt{\frac{\eta_1}{\rho_f\, a^2\, \nu_f}} \tag{III.91}$$

$$Gr_T = \frac{(1-\phi_1) g\, \beta_T (T_0 - T_1)\, a^3}{{\nu_f}^2} \tag{III.92}$$

$$Gr_M = \frac{(1-\phi_1) g \beta_C (C_0 - C_1) a^3}{{\nu_f}^2} \tag{III.93}$$

$$Nr = \frac{(\rho_p - \rho_f)(\phi_0 - \phi_1)}{\rho_f (1-\phi_1) \beta_T (T_0 - T_1)} \tag{III.94}$$

$$M = \frac{\sigma B_0^2 a^2}{\rho_f \nu_f} \tag{III.95}$$

$$Da = \frac{a^2}{K_m} \tag{III.96}$$

$$Fo = \frac{c_f a}{\sqrt{K_m}} \tag{III.97}$$

$$Pr = \frac{(\rho C_P)_f \nu_f}{\lambda} \tag{III.98}$$

$$Pr_n = \frac{\nu_f}{\varepsilon D_B} \tag{III.99}$$

$$\chi = \frac{\beta_{TN} (T_0 - T_1)}{\beta_T} \tag{III.100}$$

$$Ec = \frac{{\nu_f}^2}{(\rho C_P)_f a^2 (T_0 - T_1)} \tag{III.101}$$

$$Le_n = \frac{\alpha_f}{\varepsilon D_m} \tag{III.102}$$

$$Nb = \frac{\varepsilon (\rho C_P)_p D_B (\phi_0 - \phi_1)}{(\rho C_P)_f \alpha_f} \tag{III.103}$$

$$Nt = \frac{\varepsilon(\rho C_P)_p D_T (T_0 - T_1)}{(\rho C_P)_f T_m \alpha_f} \quad \text{(III.104)}$$

$$H1 = \frac{h_1 a}{\lambda} \quad \text{(III.105)}$$

$$H2 = \frac{h_2 a}{\lambda} \quad \text{(III.106)}$$

III.4.2 Quantités d'intérêt

Pour les applications plus pratiques, les principales quantités physiques d'intérêt sont le nombre de Nusselt local et le nombre Sherwood local, qui caractérisent, respectivement, les taux de transfert de chaleur et de masse, définis comme suit :

$$Nu = \frac{a \cdot q_h}{h \cdot (T_0 - T_1)} \quad \text{(III.107)}$$

$$Sh = \frac{a \cdot q_m}{D_m \cdot (C_0 - C_1)} \quad \text{(III.108)}$$

Où q_h désigne le flux de chaleur et q_m indique le flux de masse près de la surface :

$$q_h = -h \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0,1} \quad \text{(III.109)}$$

$$q_m = -D_m \cdot \left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0,1} \quad \text{(III.110)}$$

En utilisant les variables sans dimension, on obtient les nombres réduits correspondants. :

$$Nu_{1,2} = -\theta'(\eta)|_{\eta=0,1} \quad \text{(III.111)}$$

$$Sh_{1,2} = -\varphi'(0)|_{\eta=0,1} \quad \text{(III.112)}$$

Part IV. Résultats et discussion

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous reproduisons les résultats les plus prometteurs sous forme de graphes et de tableaux avec les discussions nécessaires qui situent la dépendance des paramètres mis en évidence dans la modélisation des trois modèles précédents.

Pour ce faire, les équations des modèles mathématiques ont été d'abord présentées sous forme d'un système d'équations différentielles couplées, ensuite un organigramme succinct a été élaboré afin de les résoudre via le code de calcul BVP de l'interface Matlab.

Nous avons, cependant, vérifié au préalable que les résultats numériques obtenus à partir de ces modèles soient en parfait accord avec ceux obtenus à partir des modèles valides.

Les données obtenues tout au long de l'enquête sont interprétées et présentées.

Cette partie est divisé en trois sections, chacune représente, un modèle et plusieurs sous-sections basées sur les objectifs de l'étude.

IV.2 Modèle 1

L'effet du milieu poreux avec l'effet d'inertie et le champ magnétique sur la MHD en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte à travers un canal poreux est analysé dans ce modèle.

L'ensemble des équations (III.10) - (III.12) est fortement non-linéaire et ne peut pas être résolu analytiquement. En prenant en considération également les conditions aux limites (III.13), elles forment un problème de valeur aux limites en deux points, ceci peut être résolu numériquement à l'aide d'une méthode des différences finies effective et itérative implémentant la formule de collocation dite du 3ème niveau de Lobatto III.

Les résultats graphiques présents dans les figures IV.2 à IV.16 sont présentés pour expliquer l'influence des paramètres pertinents sur la vitesse $f(\eta)$, la température $\theta(\eta)$ et la concentration $\phi(\eta)$. Ainsi les taux de transfert de chaleur et de masse sont présentés dans les Tableaux IV-1 et IV-2.

IV.2.1 Validation du code de calcul

Dans l'intention de donner beaucoup plus de précision et de crédibilité à notre étude, et de vérifier la méthode de calcul utilisée et les résultats numériques obtenus, nous avons illuminée le milieu poreux et le champ magnétique, les profils de vitesse générés par notre étude par rapport au modèle de D. Srinivasacharya et al. [14] sont similaires, avec les valeurs $Pr = 0.71$, $Sc = 0.22$, $Br = Gr_T = S = Da = 0.5$, $Re = N = S_r = 2$, $D_f = 0.03$, $K = Fo = 1.0$, et qui seront utilisées tout au long des calculs ce cette partie, sauf indication contraire.

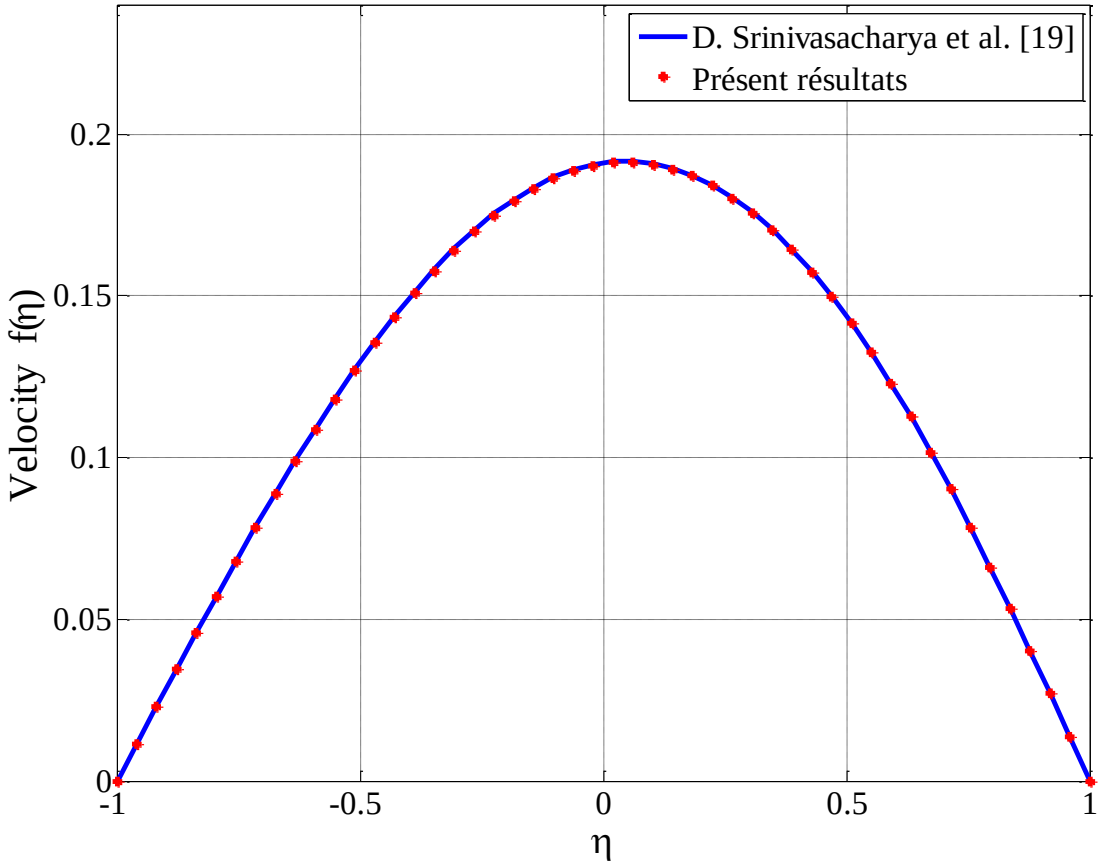


Figure IV.1. Comparaison des profils de vitesse de notre étude et de Srinivasacharya et al. [14].

La Figure IV.1. Présente une Comparaison entre les profils de vitesses des présents résultats et ceux de D. Srinivasacharya et al. [14]. Une concordance homogène a été observée, confirmant la validité du modèle numérique actuel.

IV.2.2 Les effets de Soret de Dufour

La Figure IV.2 montre la vitesse adimensionnelle pour différentes valeurs du nombre de Soret Sr etdu nombre de Dufour Df. On peut observer que la vitesse du fluide diminue avec la diminution du nombre de Dufour Df (ou l'augmentation du nombre de Soret Sr).

La Figure IV.3 représente la température adimensionnelle pour différentes valeurs du nombre de Soret Sr et du nombre de Dufour Df. La température du fluide $\theta(\eta)$ diminue avec la diminution du nombre de Dufour Df (ou de l'augmentation du nombre de Soret Sr).

La Figure IV.4 démontre la concentration non dimensionnelle pour différentes valeurs du nombre de Soret Sr et du nombre de Dufour Df. On observe que la concentration du fluide diminue avec l'augmentation du nombre de Dufour Df (ou la diminution du nombre de Soret Sr). Ces résultats concordent parfaitement avec ceux d'autres études, notamment [14], [150].

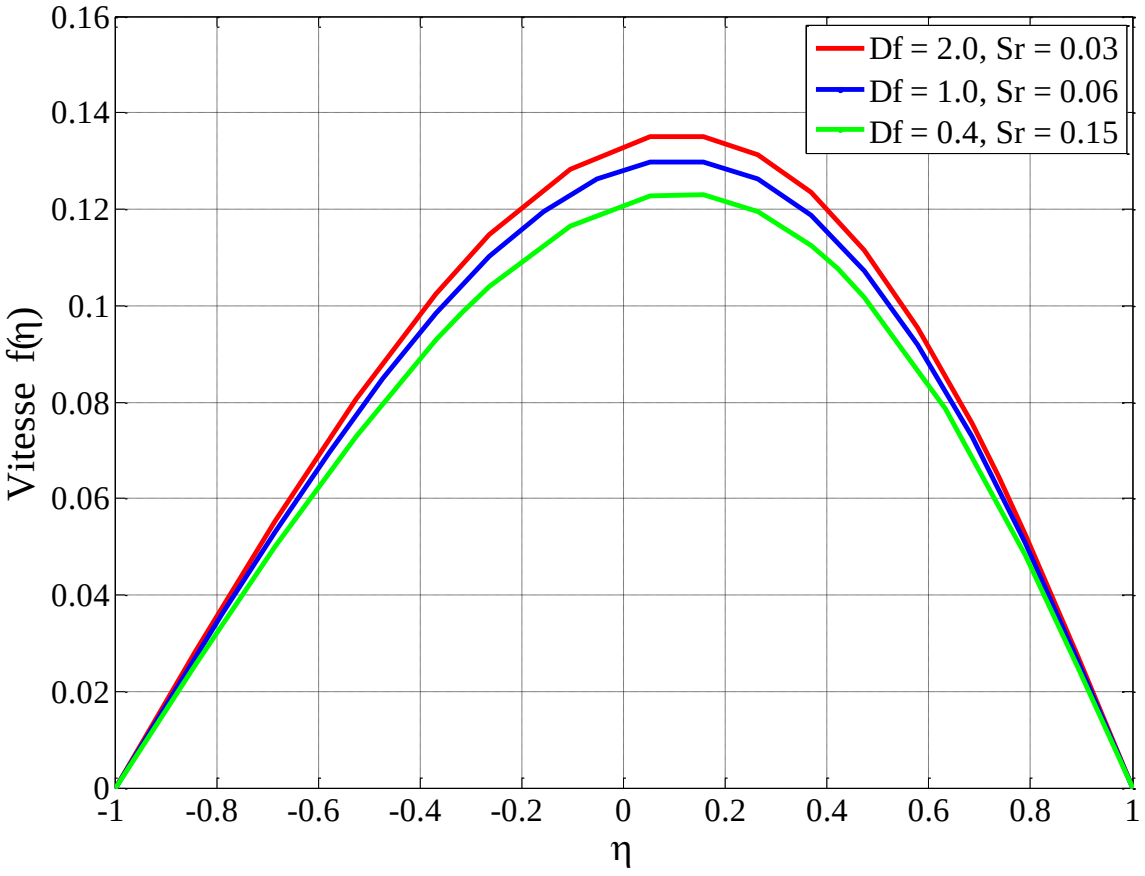


Figure IV.2. Profil de Vitesse pour différentes valeurs de Df et Sr.

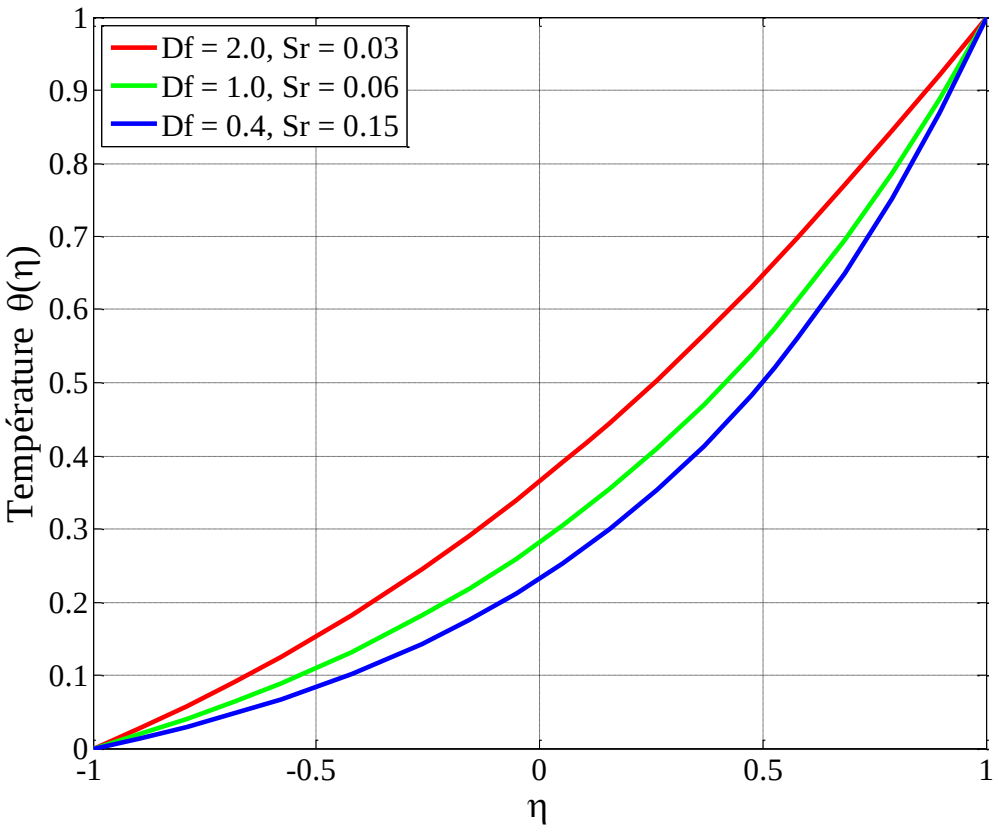


Figure IV.3. Profil de Température pour différentes valeurs de Df et Sr.

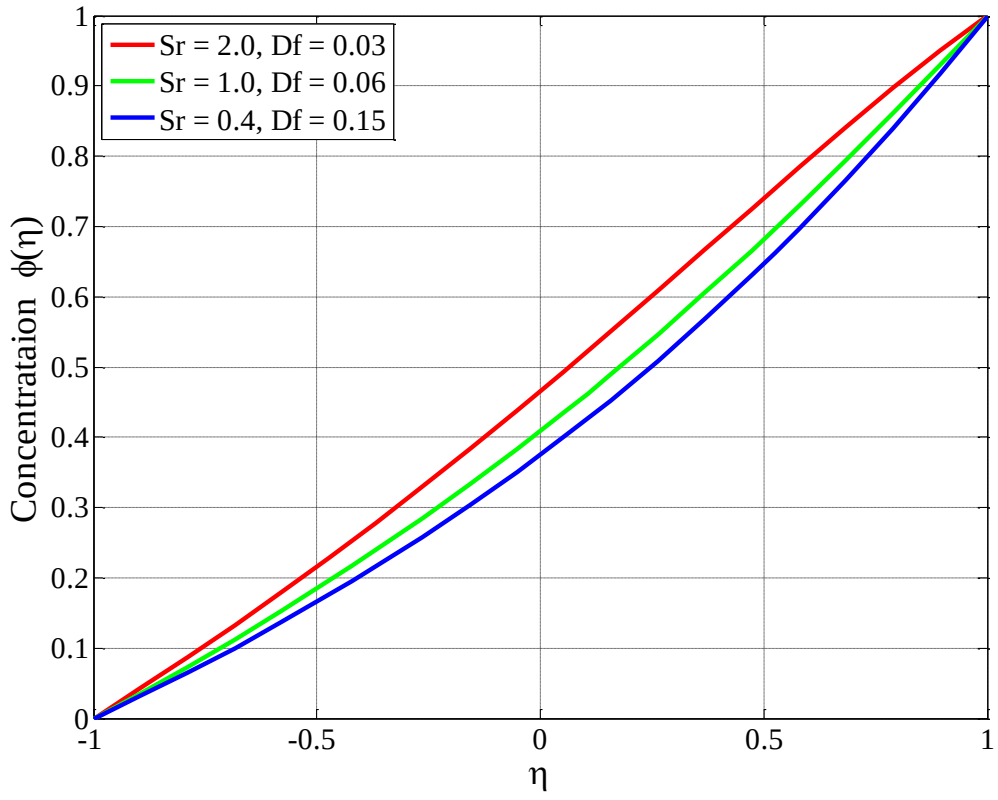


Figure IV.4. Profil de concentration pour différentes valeurs de Df et Sr.

IV.2.3 Les effets des nombres de Darcy et Forchheimer

La Figure IV.5 indique la vitesse adimensionnelle $f(\eta)$ pour différentes valeurs des nombres de Darcy Da et Forchheimer Fo. La vitesse du fluide décroît avec de l'augmentation des nombres de Darcy Da et Forchheimer Fo. Ceci est dû au fait que l'augmentation de l'obstruction du mouvement du fluide engendre l'augmentation du paramètre de Darcy (puisque la perméabilité du milieu poreux apparaît dans le dénominateur du nombre de Darcy), ainsi, l'augmentation en nombre de Darcy cause une diminution de la perméabilité du milieu poreux de telle sorte que la vitesse du fluide diminue.

La Figure IV.6 illustre le profil de température $\theta(\eta)$ du fluide à couple contrainte pour différentes valeurs du nombre Darcy Da et du nombre de Forchheimer Fo. On voit sur la figure que la distribution de température adimensionnelle du fluide diminue avec l'augmentation imperceptible du nombre de Darcy Da et du nombre de Forchheimer Fo.

La Figure IV.7 représente la concentration adimensionnelle $\phi(\eta)$ pour différentes valeurs du nombre Darcy Da et du nombre de Forchheimer Fo. La concentration $\phi(\eta)$ du fluide va hausser avec l'augmentation des nombres de Darcy Da et Forchheimer Fo.

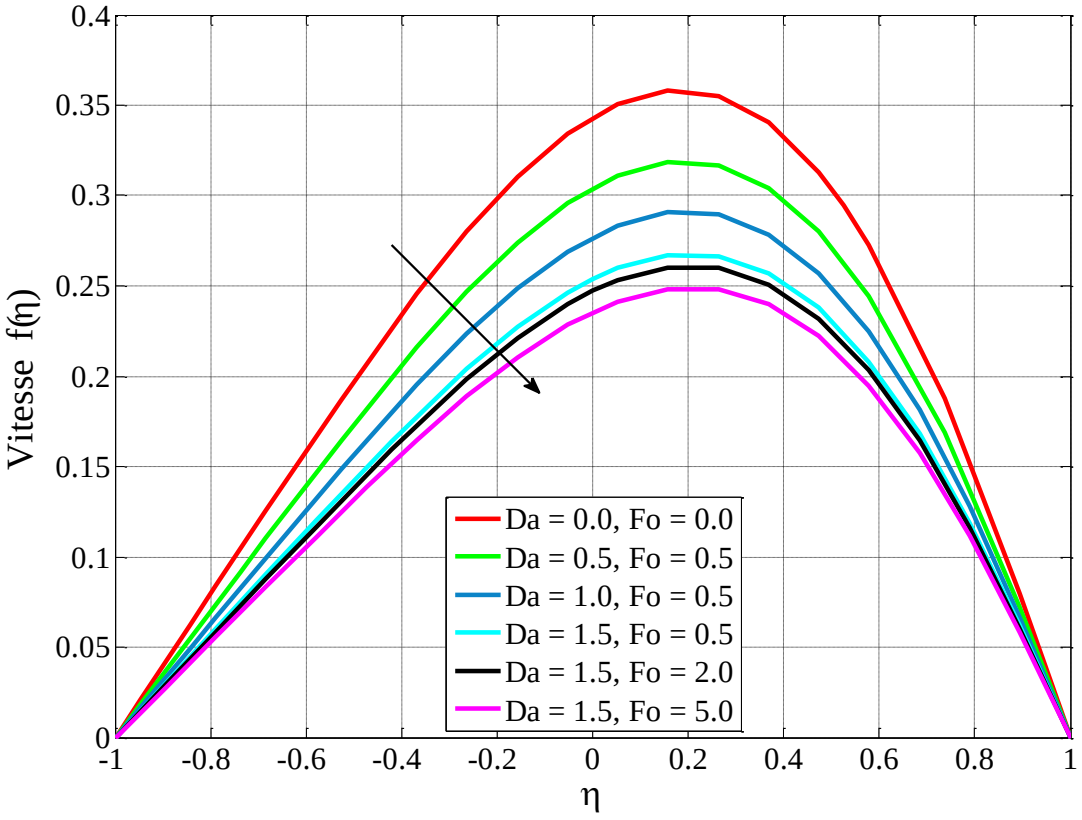


Figure IV.5. Profil de Vitesse pour différentes valeurs de Da et Fo.

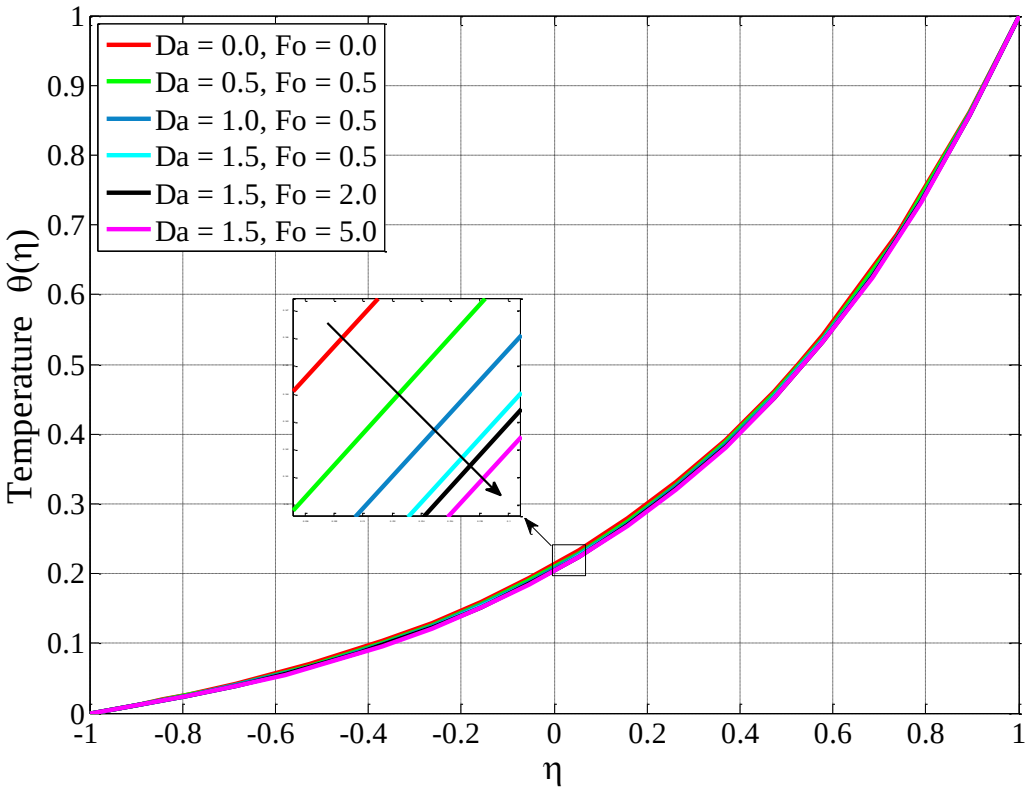


Figure IV.6. Profil de Température pour différentes valeurs de Da et Fo.

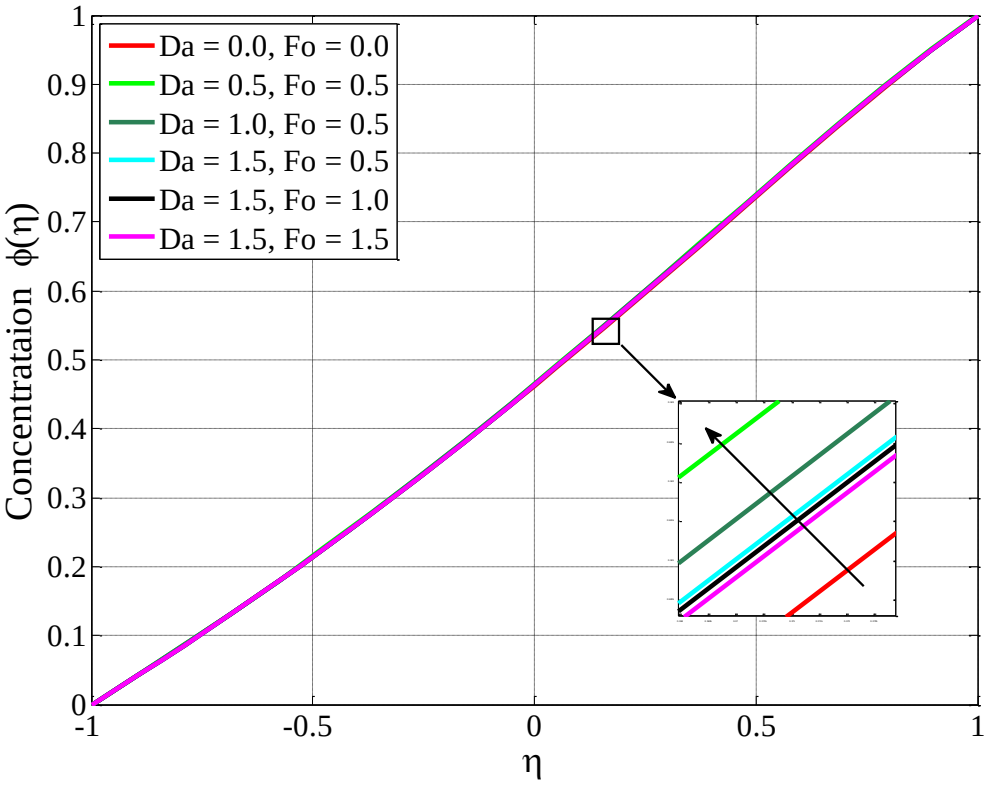


Figure IV.7. Profil de Concentration pour différentes de valeurs de Da et Fo.

IV.2.4 L'effet du paramètre de couple contrainte

Cette partie est consacrée à l'étude les effets du paramètre de couple contrainte S sur les profils adimensionnels de vitesse, de température et de concentration.

Sur la Figure IV.8, on peut observer que lorsque S augmente, la vitesse diminue en amplitude. Cela est dû au champ de rotation de la vitesse générée par le fluide à couple contrainte, et pour une valeur nulle de ce paramètre, le fluide devient newtonien.

En visualisant la Figure IV.9, on observe que la température diminue avec l'augmentation du paramètre de couple contrainte S. Il y a un grand contraste entre le fluide à couple contrainte et le fluide Newtonien, en raison de la présence du paramètre de couple contrainte, qui entre dans la fonction de dissipation visqueuse.

La concentration du fluide à couple contrainte augmente avec l'augmentation de S selon la Figure IV.10. Et il n'y a pas de différence significative entre le fluide classique et le fluide à couple contrainte.

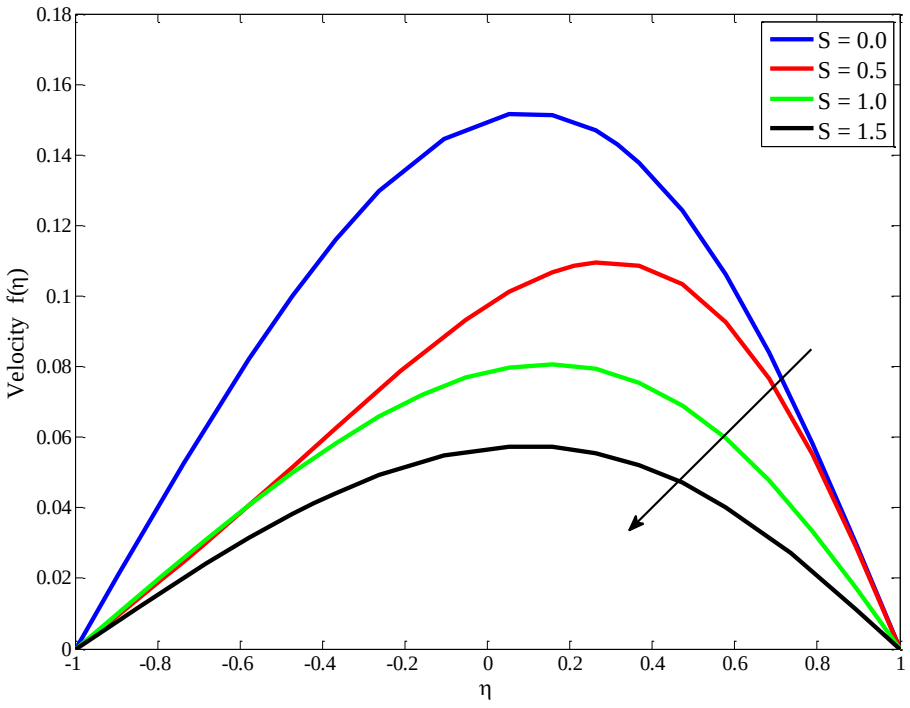


Figure IV.8. Profil de Vitesse pour différentes valeurs de S.

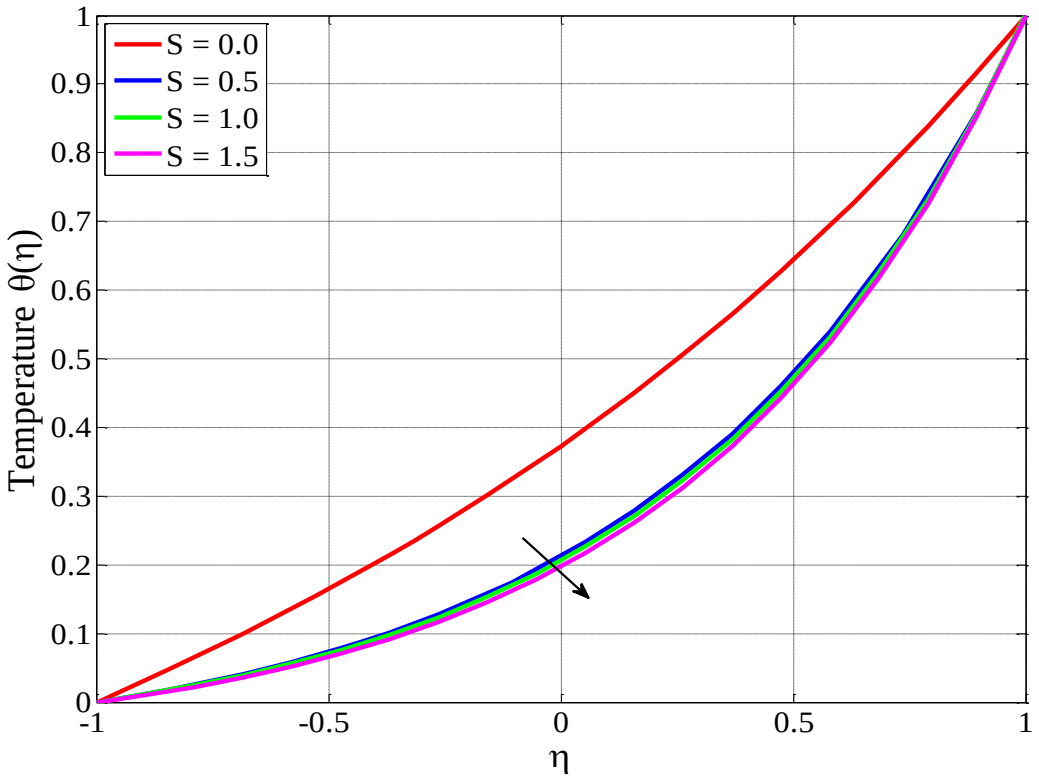


Figure IV.9. Profil de Température pour différentes valeurs de *S*.

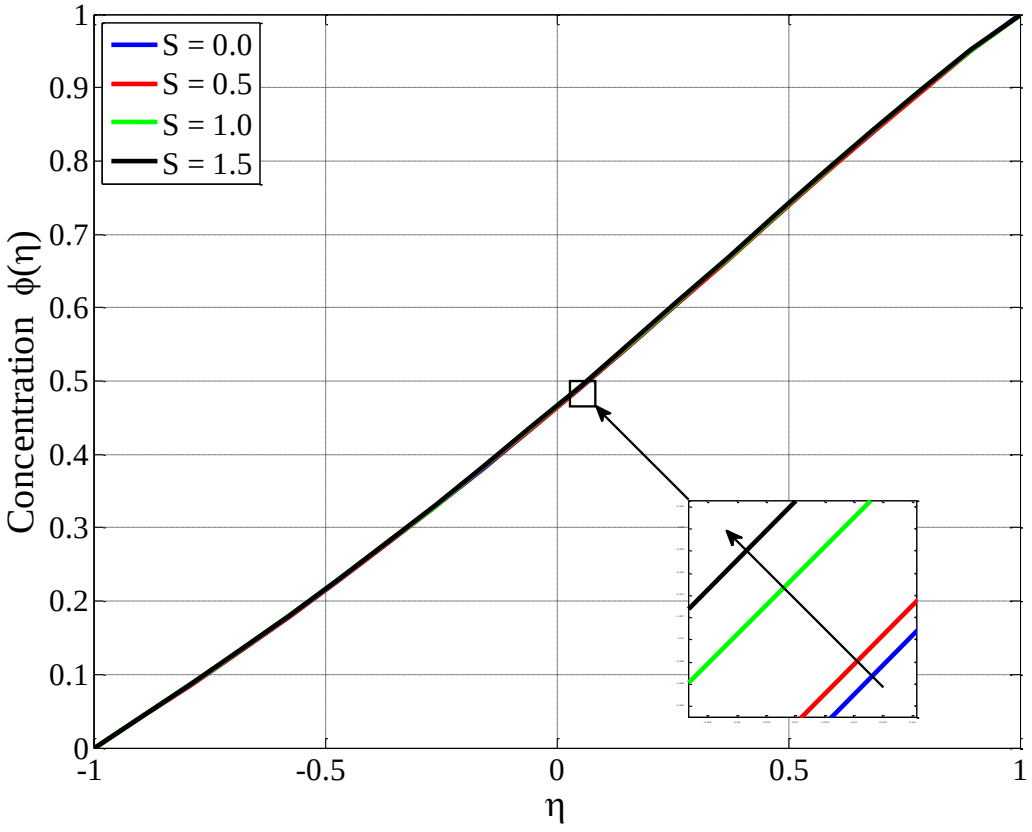


Figure IV.10. Profil de Concentration pour différentes valeurs de *S*.

IV.2.5 L'effet du paramètre de la réaction chimique

Les Figures IV.11- IV.13, représentent l'effet de la réaction chimique K sur la vitesse $f\ (\eta)$, la température $\theta\ (\eta)$ et la concentration $\varphi(\eta)$.

On observe à travers ces figures que, la vitesse $f\ (\eta)$ décroît avec des valeurs croissantes du paramètre de la réaction chimique K, que la température adimensionnelle diminue lorsque le paramètre de la réaction chimique K augmente, avec de très faibles valeurs presque négligeables, et que la concentration diminue avec l'augmentation du paramètre K. Des valeurs plus élevées de K représentent une diminution de la diffusivité moléculaire. Par conséquent, ils sont obtenus par transfert d'espèce. La distribution de la concentration diminue en tous les points du champ suivi avec l'augmentation du paramètre de réaction chimique. Cela démontre que les espèces diffusantes plus lourdes ont un plus grand effet de retardement sur la distribution de la concentration du champ.

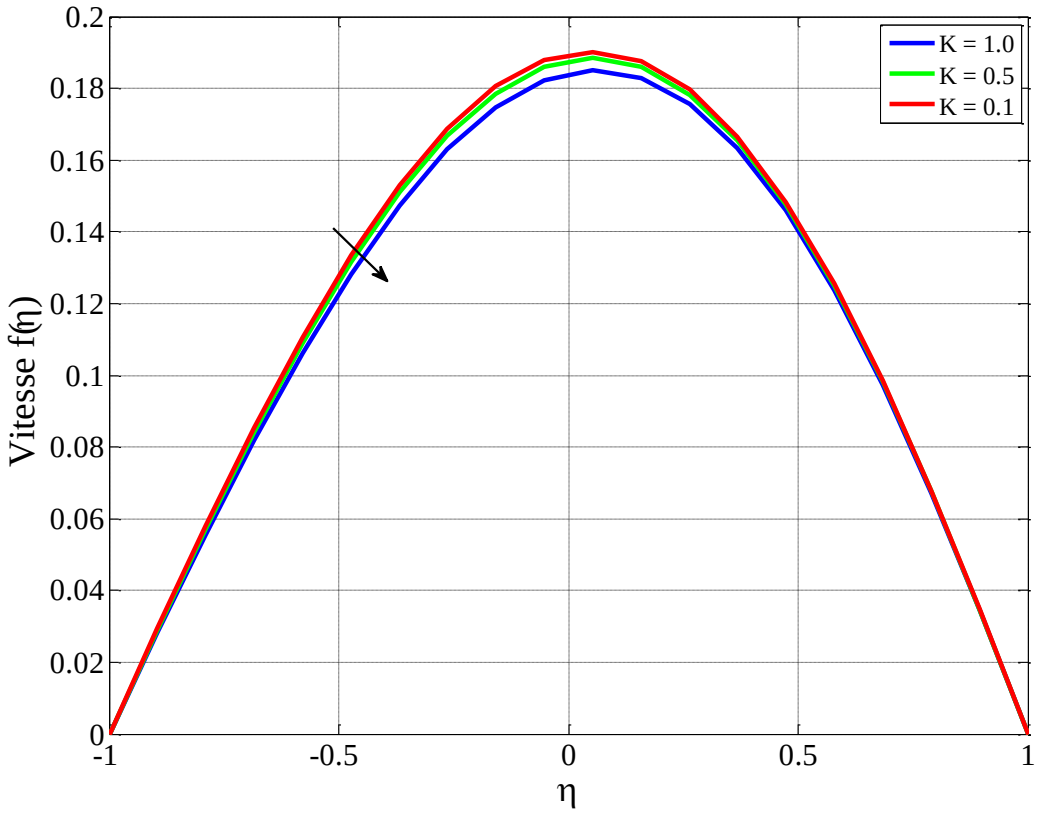


Figure IV.11. Profil de Vitesse pour différentes valeurs de K.

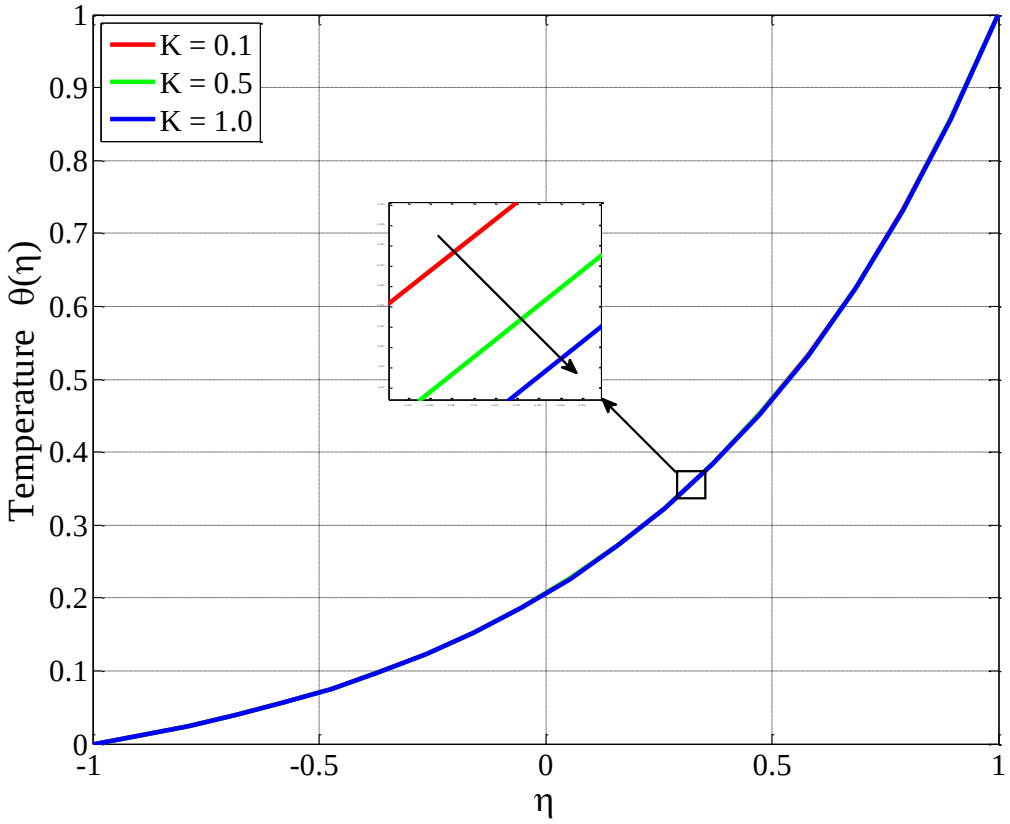


Figure IV.12. Profil de Temperature pour différentes valeurs de K.

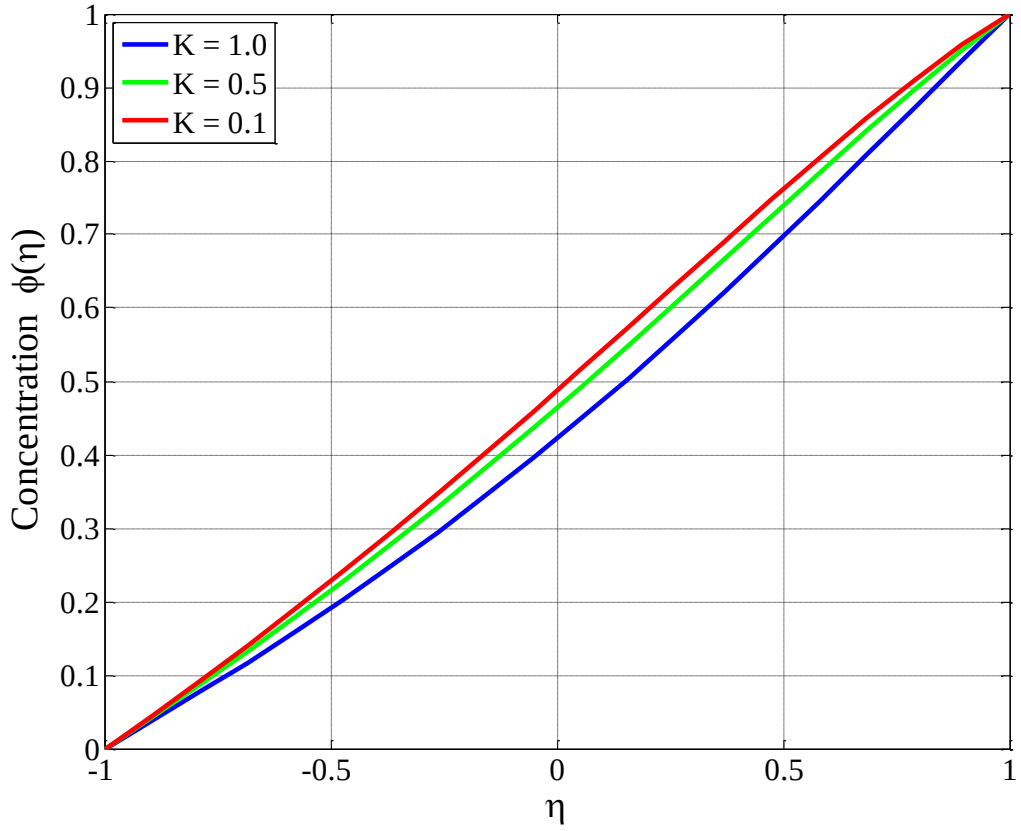


Figure IV.13. Profil de Concentration pour différentes valeurs de K.

IV.2.6 L'effet du champ magnétique

La Figure IV.14 montre l'effet du paramètre de champ magnétique M sur la vitesse du fluide. On observe qu'une augmentation du paramètre du champ magnétique entraîne une diminution de la vitesse du fluide. Ceci est dû à la présence de la force de Lorentz qui s'oppose à l'écoulement du fluide ; la force est causée par le champ magnétique appliqué qui regroupe les particules du fluide et entrave ainsi, la libre circulation du fluide. Des résultats qualitativement similaires ont été obtenus par Reddy et al. [151].

La Figure IV.15 décrit l'effet du champ magnétique M sur la température du fluide. Comme le montre la figure, la température du fluide lorsque le paramètre du champ magnétique M augmente. Physiquement, les valeurs plus grandes de M produisent un champ magnétique puissant agissant comme une force ralentissant.

L'influence de nombre de Hartmann M sur la concentration des espèces est présentée dans la Figure IV.16. Il est clairement observé que l'augmentation ce nombre engendre l'augmentation la concentration de fluide.

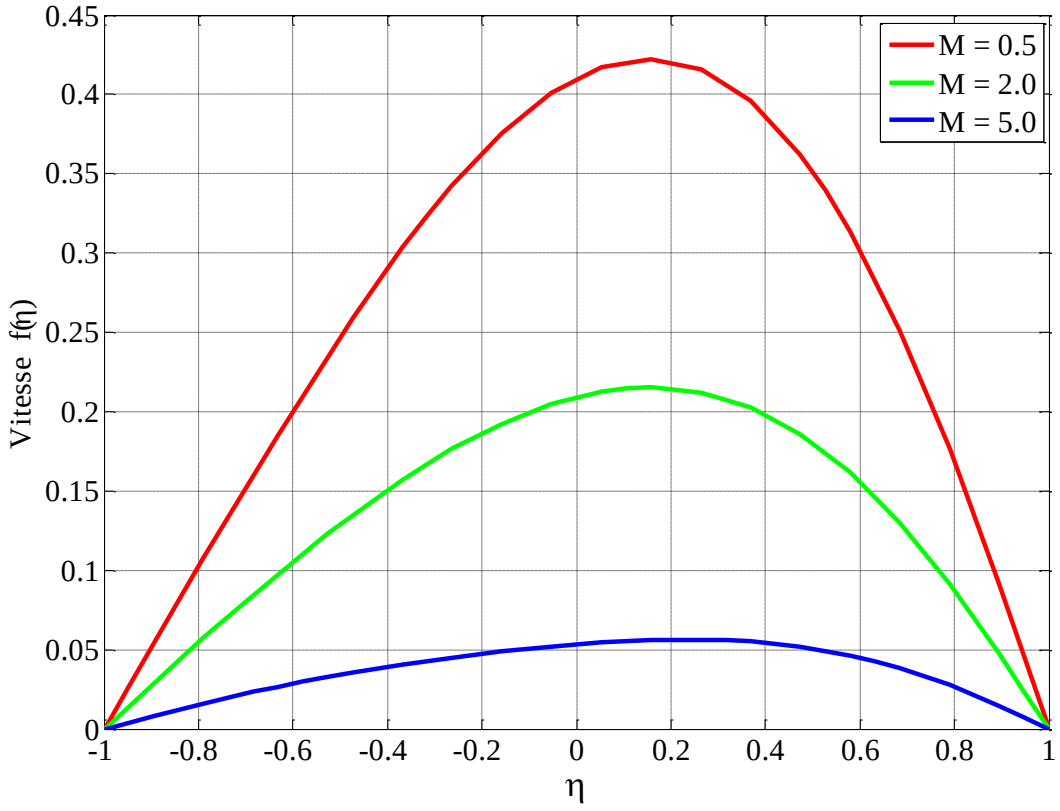


Figure IV.14. Profil de vitesse pour différentes valeurs de M.

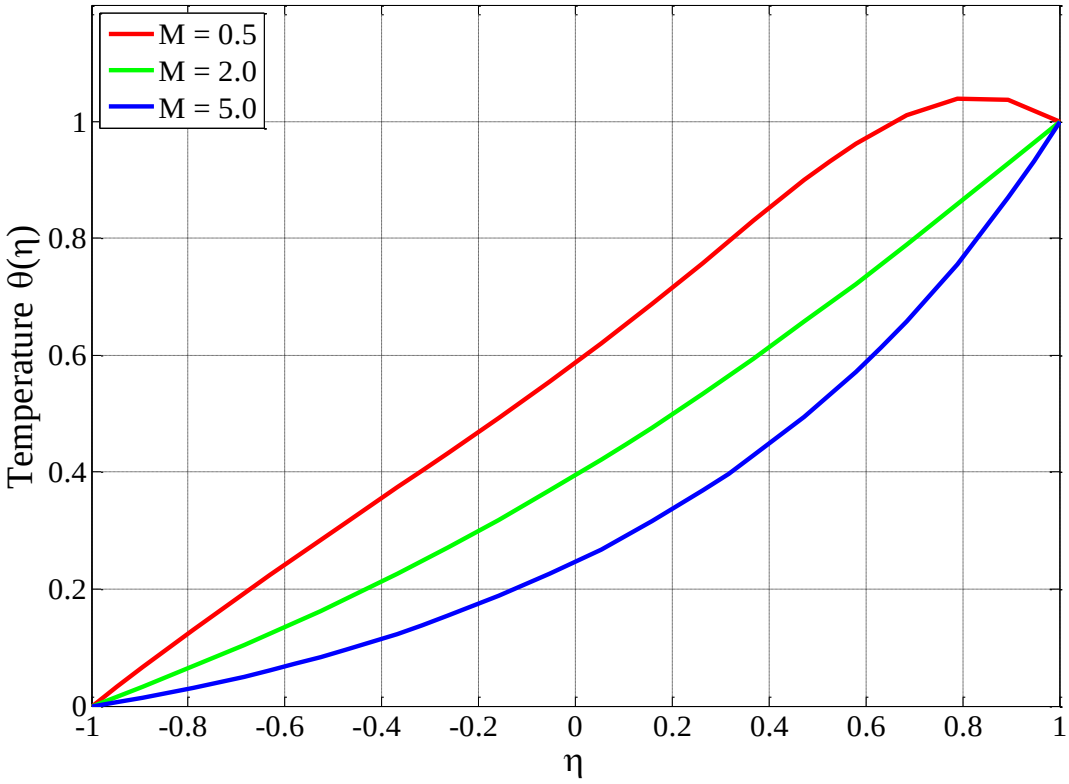


Figure IV.15. Profil de temperature pour différentes valeurs de M.

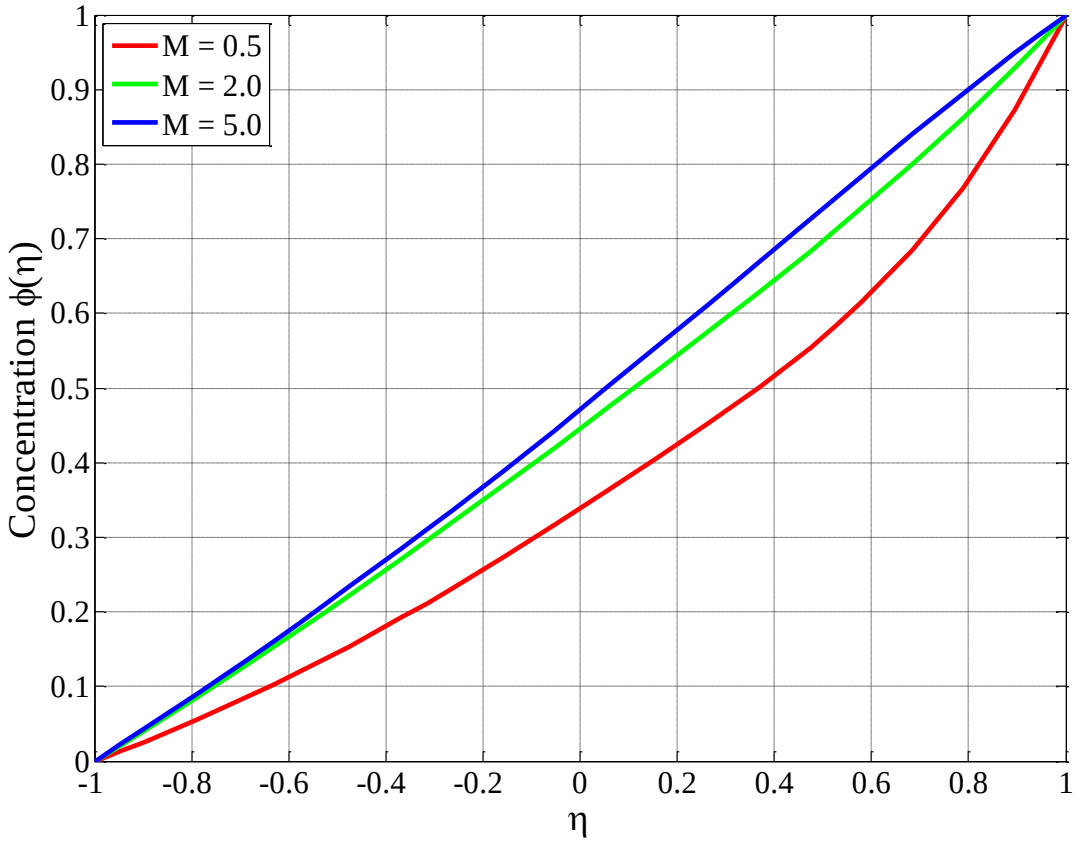


Figure IV.16. Profil de Concentration pour différentes valeurs de M.

IV.2.7 Variations du nombre de Nusselt et du nombre de Sherwood

Le Tableau IV-1 et le Tableau IV-2 présentent l'effet de la variation des paramètres sur le taux de transfert de chaleur (nombre de Nusselt), le taux de transfert de masse (nombre de Sherwood) dans les deux parois, droite et gauche.

Il est utile d'utiliser la pente de régression linéaire avec la méthode du point de données (SLOPE) pour indiquer l'influence d'un paramètre sur les autres, à l'aide de Microsoft Excel.

On constate qu'une augmentation du paramètre de couple contrainte S réduit le nombre de Nusselt à $y = -1$ et l'augmente à $y = +1$, alors que le contraire est obtenu pour le nombre de Sherwood.

Le taux de transfert de chaleur Nu dans le cas du fluide à couple contrainte est supérieur par rapport à celui du fluide classique, à cause de la présence du paramètre de couple contrainte, qui va hausser la capacité thermique du fluide. Tandis que le taux de transfert de masse est inferieure dans le cas du fluide à couple contrainte par rapport à celui du fluide newtonien.

La variation de Nu avec le nombre de Hartmann M montre que, la magnitude de Nu augmente avec l'augmentation de M à $y = -1$, et baisse Nu à $y = +1$, ainsi qu'une augmentation de Hartmann M réduit Sh à la paroi à droite et l'augmente à la paroi gauche.

L'augmentation du nombre Darcy et du nombre de Forchheimer va hausser le taux de transfert de chaleur au niveau de la paroi gauche ($y = -d$), et le réduire au niveau de la paroi droite ($y = +d$).

Les nombres de Darcy et de Forchheimer augmentent, en augmentant le taux de transfert de masse au niveau de la paroi droite. L'augmentation de Da réduit Sh à la paroi gauche ; le nombre de Forchheimer n'influence pas sur la paroi gauche.

La variation de Nu en fonction du paramètre de la réaction chimique K montre que, qu'en augmentant l'intensité de la réaction chimique, le taux de transfert de chaleur à $y = -1$ diminue, et augmente à $y = +1$.

La variation du taux de transfert de masse avec le paramètre de réaction chimique K indique qu'avec l'augmentation de la réaction chimique, Sh diminue à $y = -1$ et augmente à $y = +1$.

Tableau IV-1. Valeurs de Nu_x pour les valeurs sélectionnées de S, M, Da, Fo et K.

	S	M	Da	Fo	K	Nu_1	Nu_2
Fluide newtonien	**0.0**	0.5	0.5	0.5	1.0	0.0967	1.4208
	0.5	0.5	0.5	0.5	1.0	0.0990	1.4635
	1.0					0.0955	1.4852
	1.5					0.0930	1.4954
	La pente					**-0,0060**	**0.0319**
Absence du champ magnétique	0.5	**0.0**	0.5	0.5	1.0	0.0995	1.4617
	0.5	**0.5**	0.5	0.5	1.0	0.0990	1.4635
		2.0				0.0950	1.4796
		4.0				0.0918	1.4946
	La pente					**-0.002**	**0.0088**
Milieu claire	0.5	0.5	**0.0**	**0.0**	1.0	0.1098	1.4218
	0.5	0.5	**0.5**	0.5	1.0	0.0990	1.4635
			1.0			0.1031	1.4473
			1.5			0.1051	1.4397
	La pente					**0.0061**	**-0.0238**
	0.5	0.5	0.5	**0.5**	1.0	0.0990	1.4635
				1.0		0.0992	1.4628
				1.5		0.0993	1.4622
	La pente					**0.0003**	**-0.0013**
Absence de la réaction chimique	0.5	0.5	0.5	0.5	**0.0**	0.1001	1.4618
	0.5	0.5	0.5	0.5	**0.1**	0.1000	1.4620
					0.5	0.0995	1.4628
					1.0	0.0990	1.4635
	La pente					**-0.0011**	**0.0017**

Tableau IV-2. Valeurs de Sh_x pour les valeurs sélectionnées de S, M, Da, Fo et K.

	S	M	Da	Fo	K	Sh_1	Sh_2
Fluide newtonien	**0.0**	0.5	0.5	0.5	1.0	0.3989	0.4662
	0.5	0.5	0.5	0.5	1.0	0.3979	0.4478
	1.0					0.3989	0.4384
	1.5					0.3996	0.4340
	La pente					**0.0017**	**-0.0482**
Absence du champ magnétique	0.5	**0.0**	0.5	0.5	1.0	0.3975	0.4491
	0.5	**0.5**	0.5	0.5	1.0	0.3979	0.4478
		2.0				0.4006	0.4381
		4.0				0.4012	0.4315
	La pente					**0,0009**	**-0,0046**
Milieu claire	0.5	0.5	**0.0**	0.0	1.0	0.3949	0.4661
	0.5	0.5	**0.5**	0.5	1.0	0.3979	0.4478
			1.0			0.3968	0.4549
			1.5			0.3962	0.4582
	La pente					**-0,0017**	**0,0104**
	0.5	0.5	0.5	**0.5**	1.0	0.3979	0.4478
				1.0		0.3979	0.4481
				1.5		0.3979	0.4484
	La pente					**0**	**0.0006**
Absence de la réaction chimique	0.5	0.5	0.5	0.5	**0.0**	0.4507	0.2907
	0.5	0.5	0.5	0.5	**0.1**	0.4450	0.3073
					0.5	0.4231	0.3715
					1.0	0.3979	0.4478
	La pente					**-0,0523**	**0.156**

IV.3 Modèle 2

Ce modèle étudie le transfert thermique et massique des nanoparticules immergés dans un fluide à couple contrainte s'écoulant à travers un canal poreux vertical, satisfaisant àune condition de convection thermique, en présence d'un champ magnétique uniforme.

L'ensemble des équations différentielles ordinaires (III.43) - (III.46) ainsi que leurs conditions aux limites (III.47) régissant le champ d'écoulement ont été résolues numériquement à l'aide de la méthode des différences finies effective et itérative, implémentant la formule de collocation dite du 3ème niveau de Lobatto, validées par suite. Les expressions relatives à la vitesse $f(\eta)$, à la température $\theta(\eta)$, à la concentration $\varphi(\eta)$ et à la concentration des nanoparticules $\psi(\eta)$ ont été obtenues.

Pour avoir un aperçu physique du problème, les grandeurs physiques ci-dessous, sont présentes graphiquement pour différentes valeurs des paramètres déterminants, à savoir ; le nombres Darcy Da et Forchheimer Fo, le paramètre de couple contrainte S, le nombre de Hartmann M, le paramètre de thermophorèse Nt, le paramètre du mouvement brownien Nb, le nombre de Grashof thermique Gr_T, le nombre de Grashof massique Gr_M, le nombre de Lewis nanofluide Le_n, le paramètre du rapport de flottabilité nanofluide Nr et finalement le nombre de transfert thermique Biot H.

Les valeurs des paramètres utilisées tout au long des calculs ce cette partie, sauf indication contraire, sont : $Re = 2.0$, $A = 10$, Pr $= 0.71$, $Prn = 1.0$, $Sc = 0.22$, $Ec = 1.0$, $Gr_T = 2.0$, $Gr_M = 2.0$,$Nt = 0.3$, $Nb = 0.7$, $Nr = 0.5$, $S = 0.5$, $Fo = 1$, $Da = 0.5$, $M = 0.5$, $H = 0.1$, $Len = 2.0$.

IV.3.1 La validation du code de calcul

Afin de valider le code utilisé, il faut vérifier son exactitude et sa précision en le comparant avec un autre travail. En absence de nanoparticules $Nt = Nb = Pr_n = Nr = 0$, le modèle devient un fluide classique. On néglige : le milieu poreux avec $Da = Fo = 0$, le champ magnétique $M = 0$, la condition aux limites convective $H = 0$, et le gradient de pression prend $A = 0$. Il est noté que $Br = Ec.Pr$. Les profils du champ d'écoulement générés par l'ordinateur sont presque similaires à ceux présentés par D. Srinivasacharya et al. [14], pour

deux valeurs du paramètre de couple contrainte et pour une vitesse non dimensionnelle. Les résultats sont illustrés à la Figure IV.17, d'où on peut observer que les deux courbes sont presque identiques. S'il y a présence d'une toute petite différence, c'est parce que les résultats du travail avec lesquels notre étude a été comparée contiennent une réaction chimique, or que nous l'avons négligée. Le schéma numérique utilisé est donc bien validé.

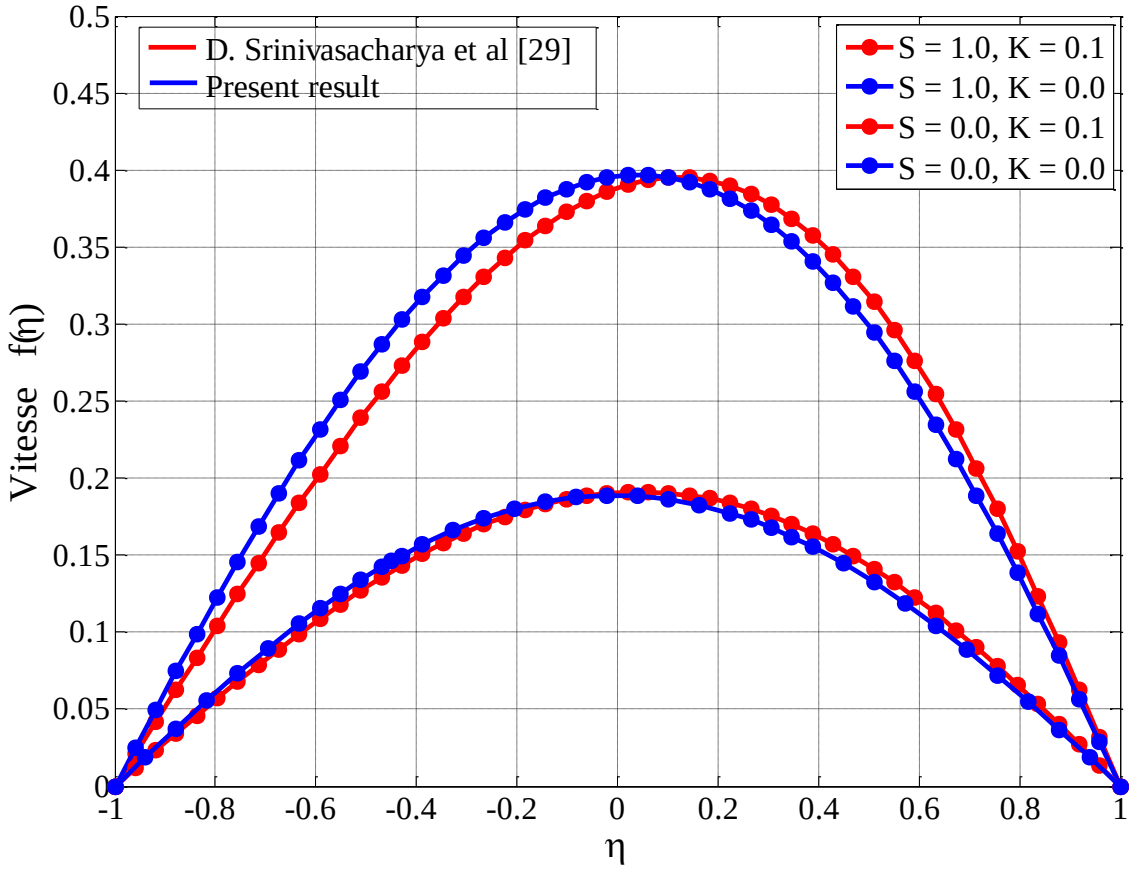


Figure IV.17. Comparaison des profils des vitesses du présent travail avec les résultats de Srinivasacharya et al. [14].

IV.3.2 Effets des nombres de Darcy et Forchheimer

La Figure IV.18 illustre les effets des nombres de Darcy Da et de Forchheimer Fo sur le profil de vitesse $f(\eta)$. Comme il est démontré, dans la figure, le profil de vitesse décélère avec l'augmentation des nombres de Darcy Da et Forchheimer Fo.

Comme le nombre de Forchheimer Fo représente la traînée d'inertie devenant très importants, l'augmentation de Fo augmente la résistance à l'écoulement, entrainant une diminution de la vitesse du fluide.

La Figure IV.19 représente la variation température adimensionnelle $\theta(\eta)$ pour différentes valeurs des nombres Darcy Da et Forchheimer Fo. Il est clair, depuis cette figure, que l'augmentation des nombres de Darcy Da ou de Forchheimer Fo provoque la réduction du profil de la température.

La Figure IV.20, exprime les changements du profil de concentration $\phi(\eta)$ pour différentes valeurs des nombres de Darcy Da et Forchheimer Fo. On peut constater que l'augmentation des valeurs de Darcy et de Forchheimer entraîne une légère augmentation du profil de concentration.

La Figure IV.21 représente la modification de la concentration adimensionnelle des nanoparticules $\psi(\eta)$ pour différentes valeurs des nombres Darcy Da et Forchheimer Fo. La concentration des nanoparticules augmente avec l'augmentation des nombres de Darcy Da et Forchheimer Fo.

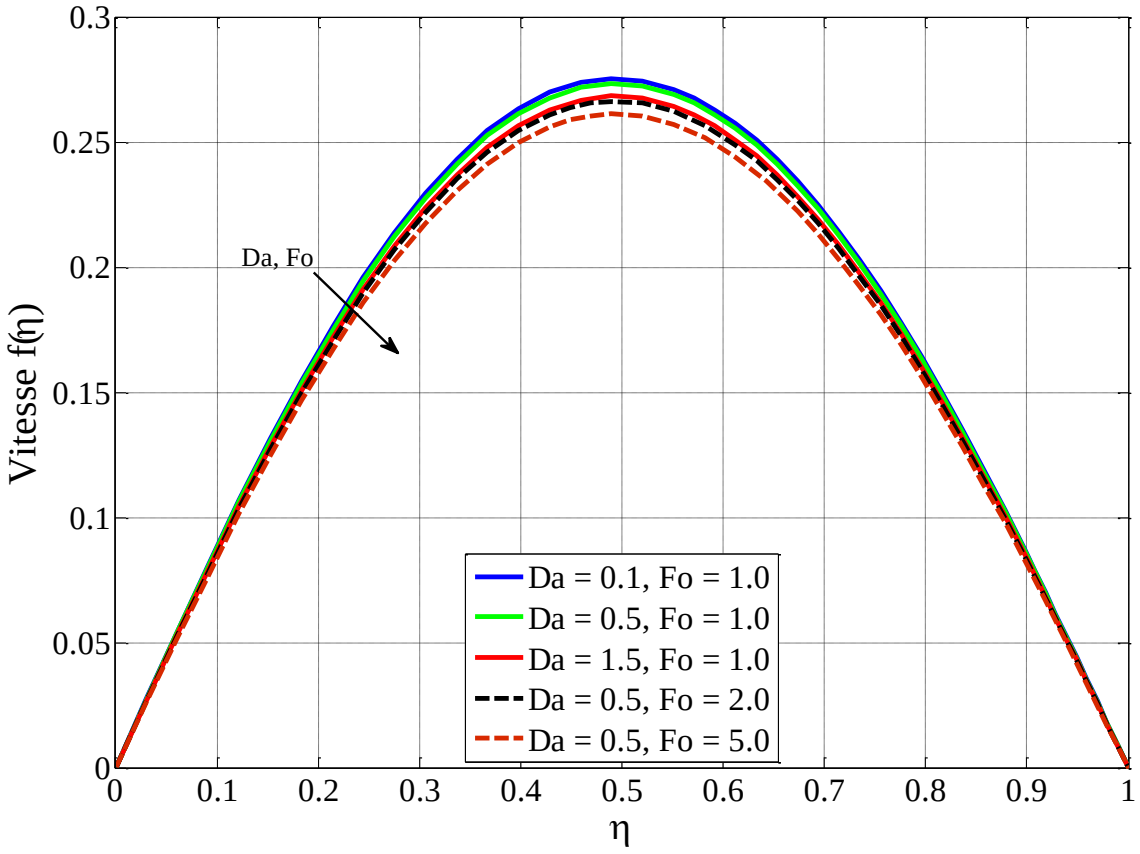


Figure IV.18. Profil de vitesse pour différentes valeurs de Da et Fo.

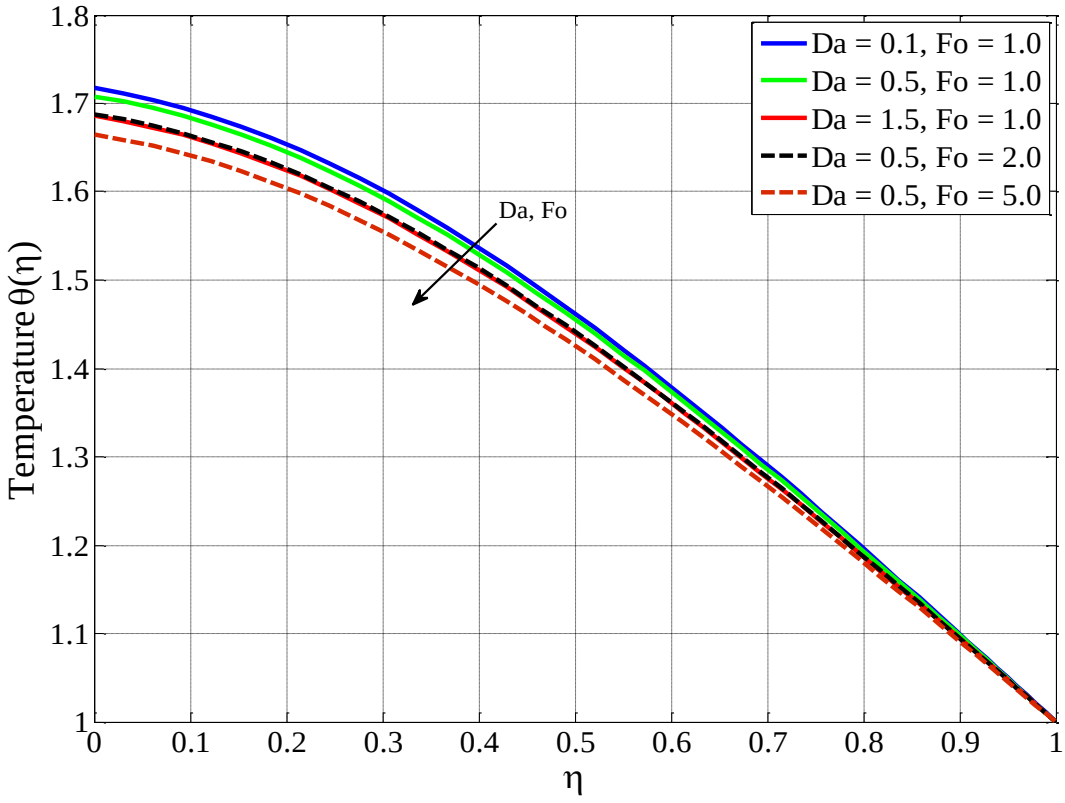


Figure IV.19. Profil de température pour différentes valeurs de Da et Fo.

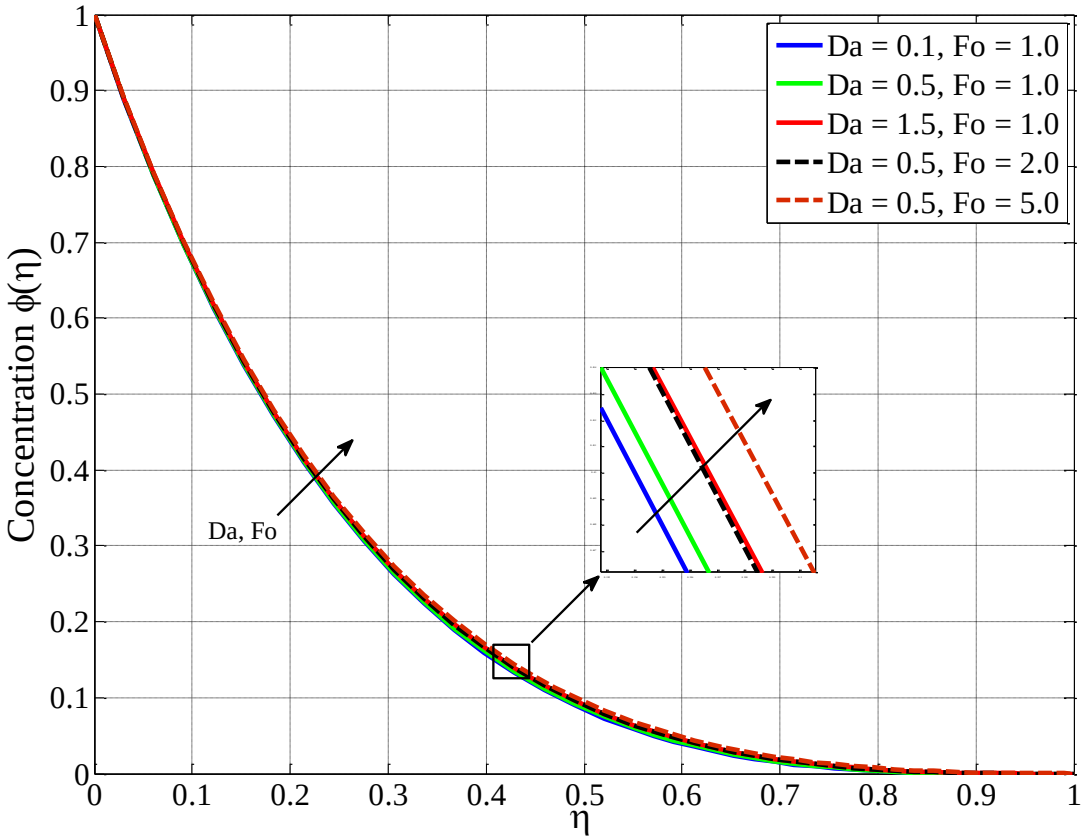


Figure IV.20. Profil de concentration pour différentes valeurs de Da et Fo.

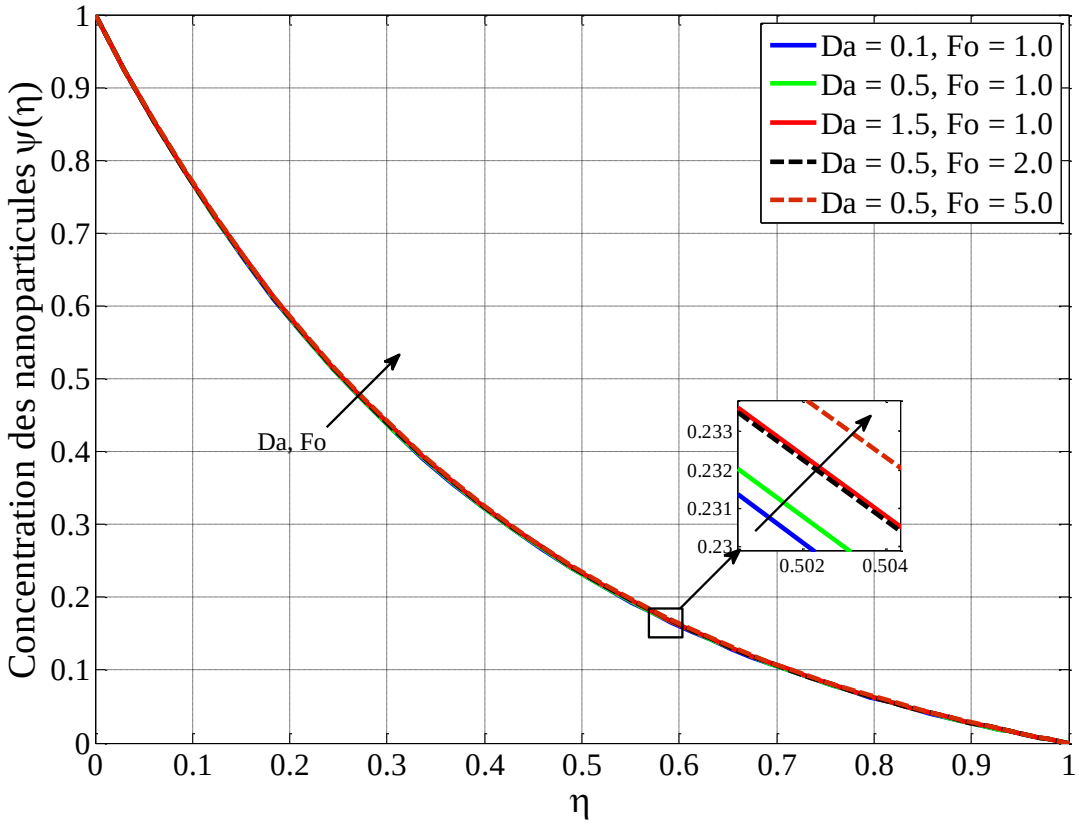


Figure IV.21. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de Da et Fo.

IV.3.3 Effets des paramètres de couple contrainte et de champ magnétique

Maintenant, les résultats concernant le paramètre de couple contrainte et le nombre de Hartmann sur l'écoulement MHD d'un fluide à couple contrainte avec des suspensions de nanoparticules sont étudiés.

La Figure IV.22 décrit l'influence du paramètre couple contrainte S et du nombre de Hartmann M sur le profil de vitesse adimensionnelle $f(\eta)$. On constate que lorsque S augmente la vitesse diminue en amplitude. Ceci est dû au champ de rotation de la vitesse générée par le paramètre de couple contrainte, jusqu'à atteindre une valeur critique. Il est à noter que, lorsque S tend à zéro, le fluide devient Newtonien. Il est à signaler aussi, que le champ magnétique agit fortement sur les profils de vitesse du fluide en la ralentissant, suite à la présence de la force de Lorentz.

La Figure IV.23, illustre les profils non dimensionnels de température pour différentes valeurs du paramètre de couple contrainte S et du nombre de Hartmann M. Il est bien clair que la température diminue avec l'augmentation du paramètre de couple contrainte S ou du nombre Hartmann M. Physiquement, la force de ralentissement est créée suite aux valeurs élevées de M ; produisant un champ magnétique puissant.

Dans la Figure IV.24 et la Figure IV.25, les effets du paramètre de couple contrainte S et du nombre de Hartmann M sur le profil de concentration $\phi(\eta)$ et la concentration des nanoparticules $\psi(\eta)$ sont illustrés. Nous observons que l'augmentation du paramètre de couple contrainte S ou du nombre magnétique M entraîne une légère augmentation de la concentration d'espèce et de la concentration des nanoparticules.

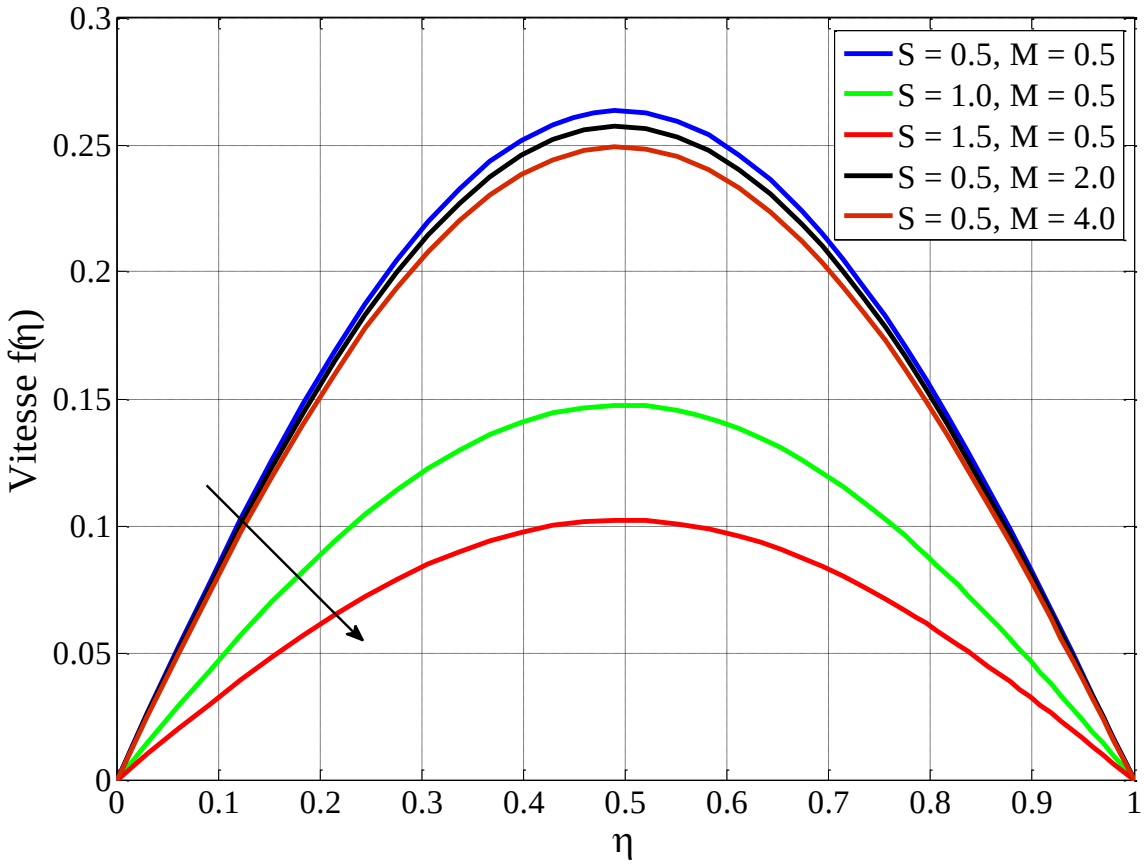


Figure IV.22. Profil de vitesse pour différentes valeurs de S et M.

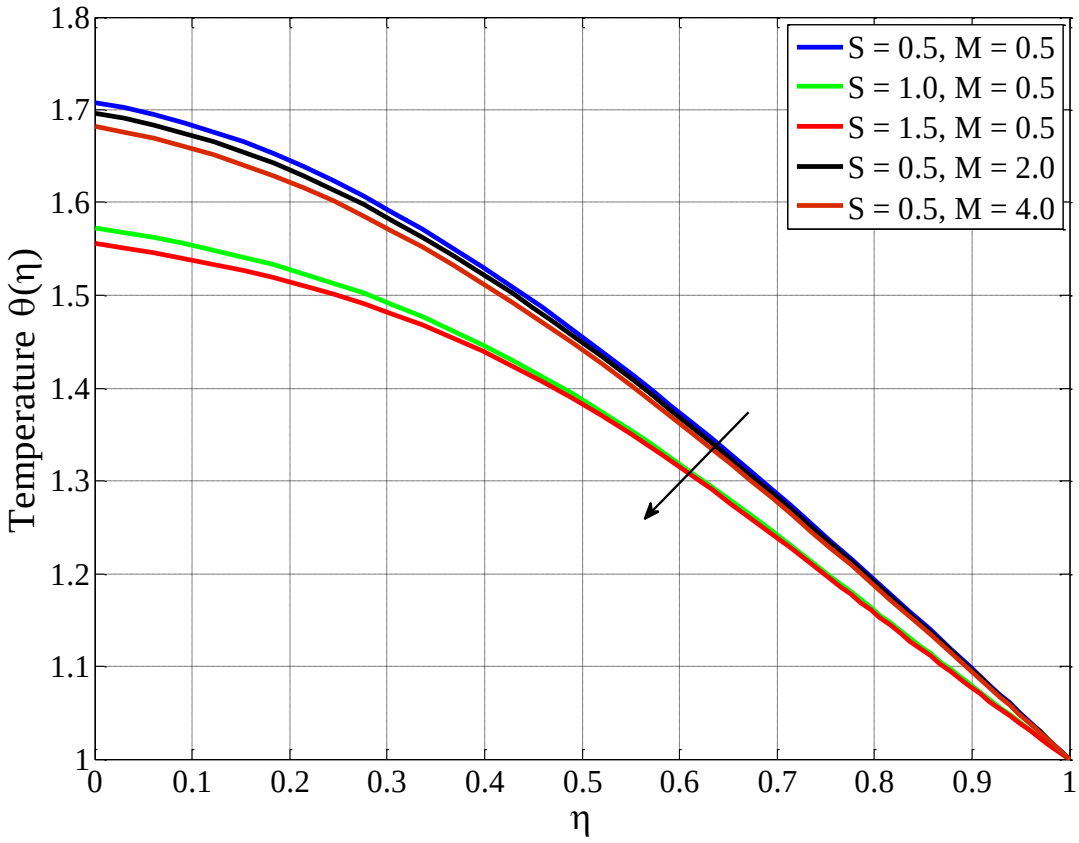


Figure IV.23. Profil de température pour différentes valeurs de *S*et *M*.

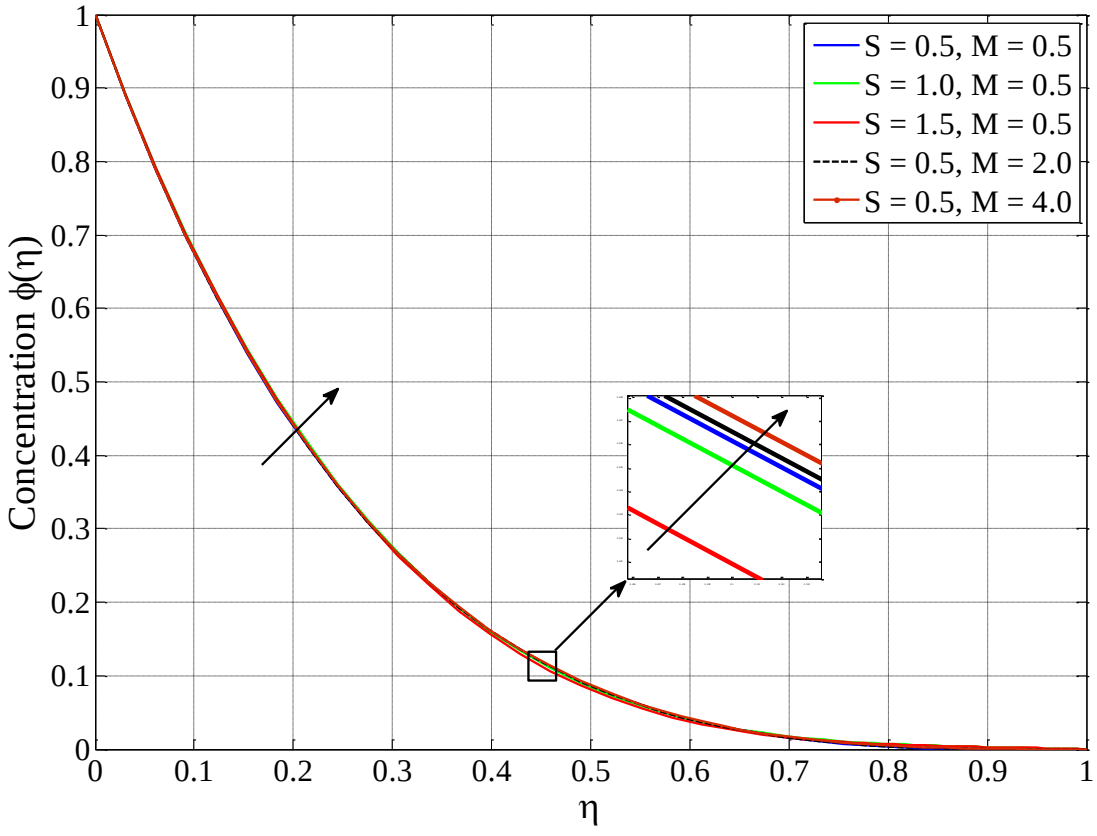


Figure IV.24. Profil de concentration pour différentes valeurs de S et M.

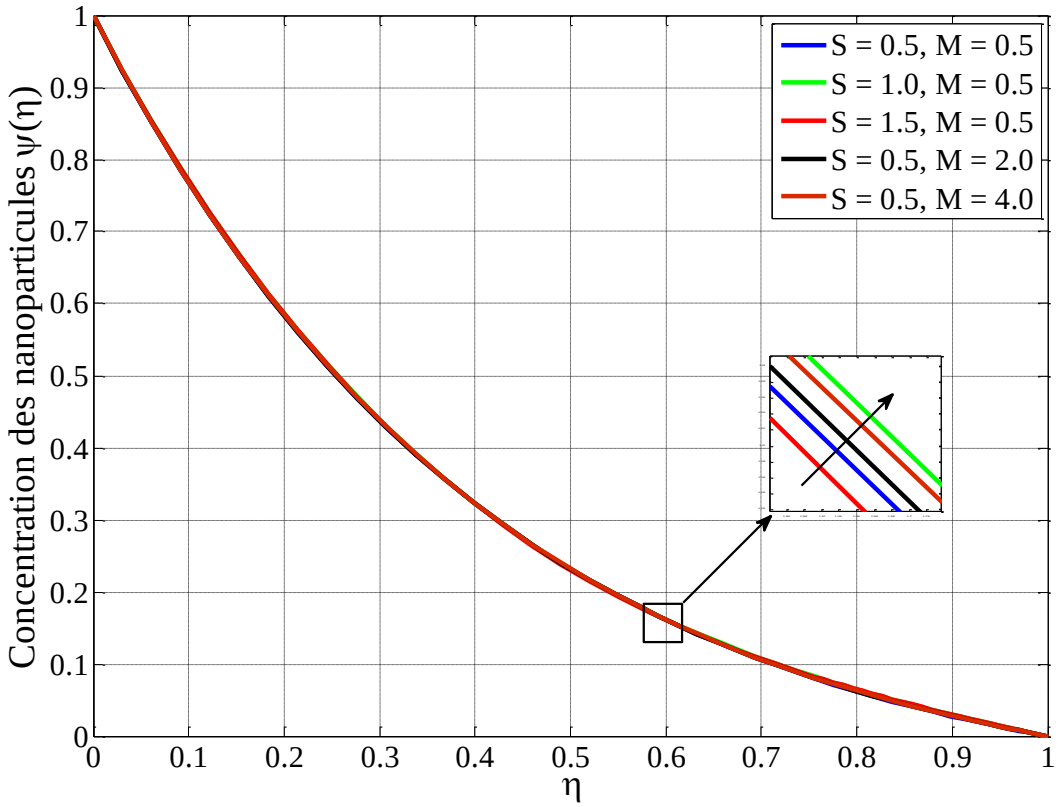


Figure IV.25. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de S et M.

IV.3.4 Effets des nombres de Grashof thermique et massique

Dans la Figure IV.26 et la Figure IV.27 représentent les effets des nombres de Grashof thermique Gr_T et massique Gr_M sur les profils de vitesse $f(\eta)$ et la température $\theta(\eta)$.

On constate que le champ de vitesse du fluide à couple contrainte augmente avec l'augmentation de chacun de ces deux paramètres. Cela est dû au fait que la force de flottabilité du fluide est bien plus élevée que les forces visqueuses qui agissent en résistance à la contrainte de cisaillement du fluide.

Les deux figures, IV.28 et IV.29, montrent les effets des nombres de Grashof thermique Gr_T et massique Gr_M sur la concentration $\phi(\eta)$ et la concentration des nanoparticules $\psi(\eta)$ adimensionnelles, respectivement.

On remarque que l'élévation de chacun de ces paramètres provoque une diminution des profils de concentration des espèces et de concentration des nanoparticules dans toute la couche limite du soluté.

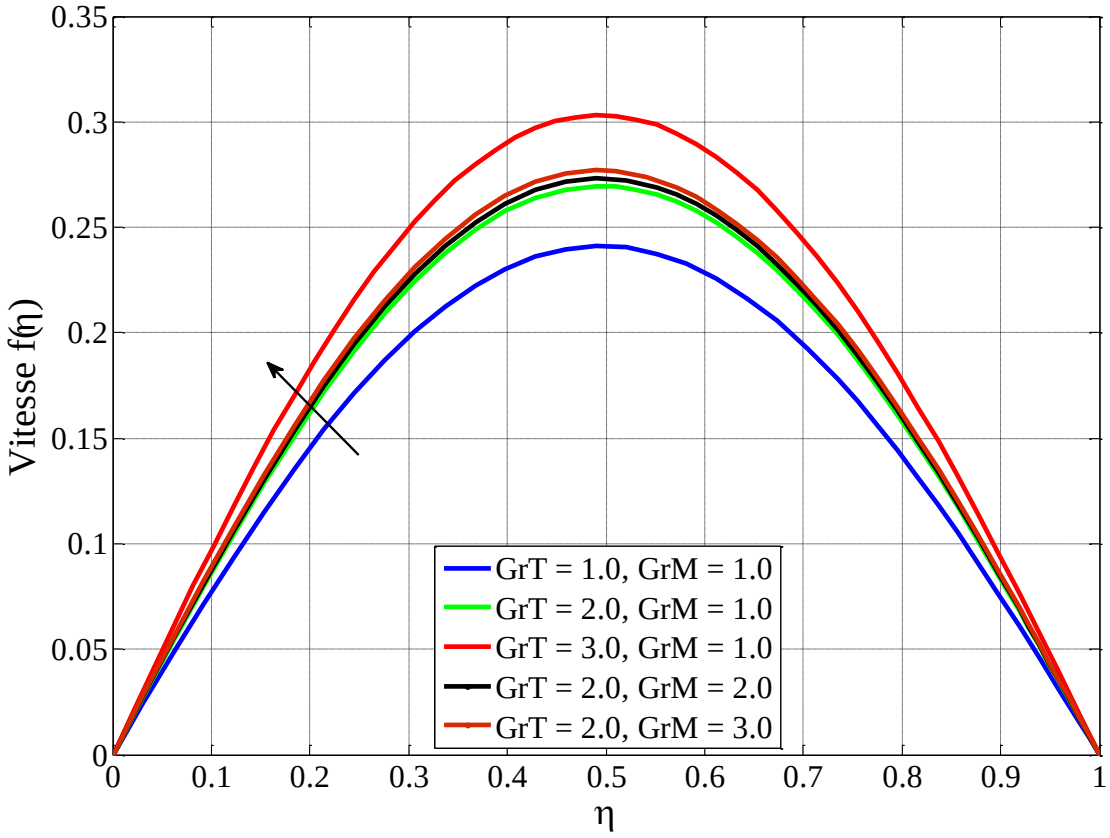


Figure IV.26. Profil de vitesse pour différentes valeurs de Gr_T et Gr_M.

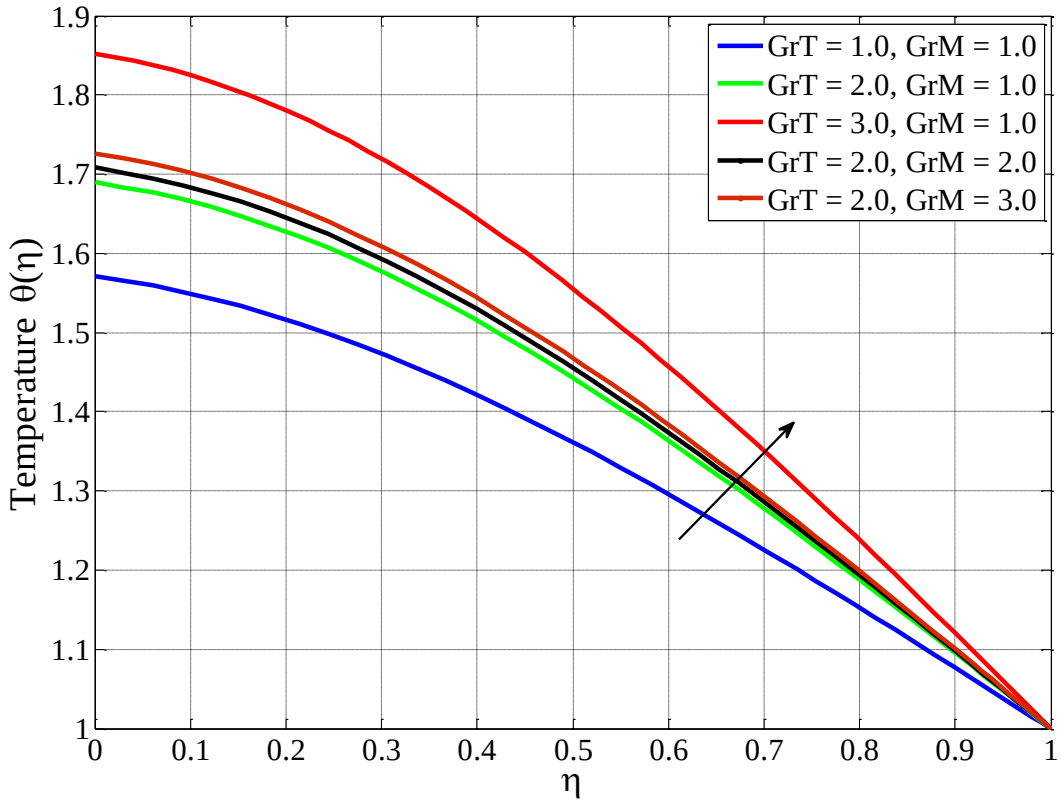


Figure IV.27. Profil de température pour différentes valeurs de Gr_T et Gr_M.

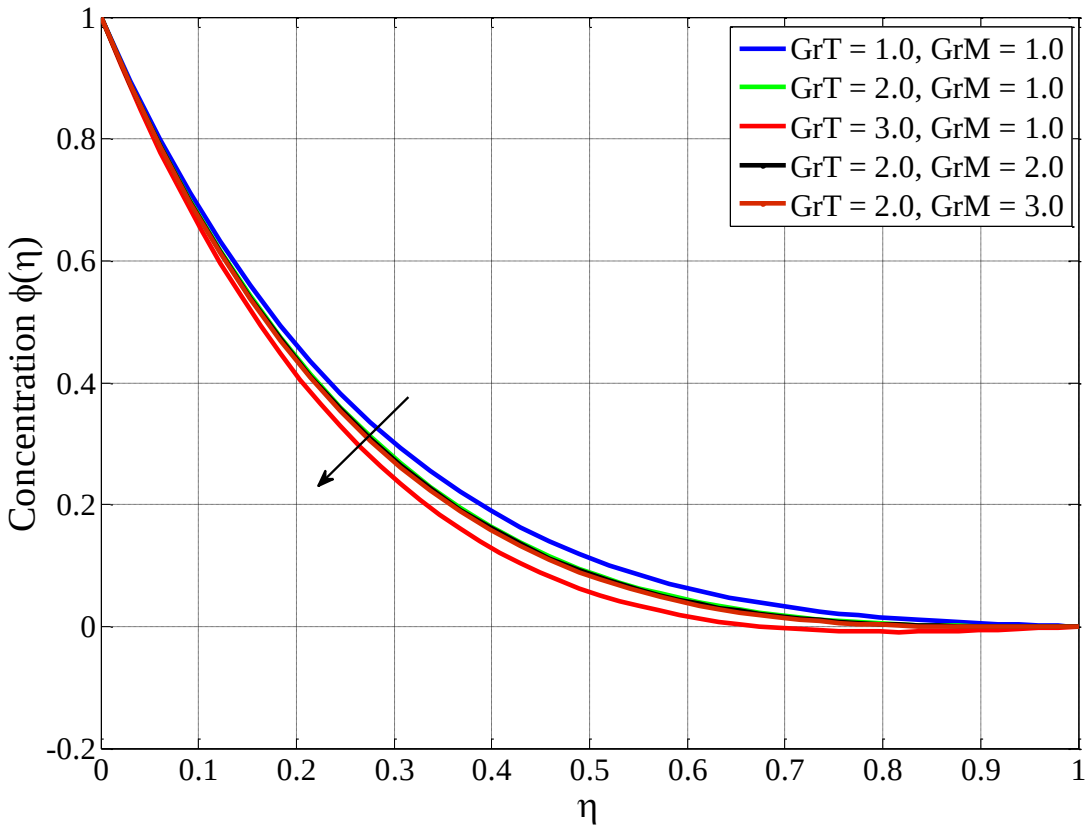


Figure IV.28. Profil de concentration pour différentes valeurs de Gr_T et Gr_M.

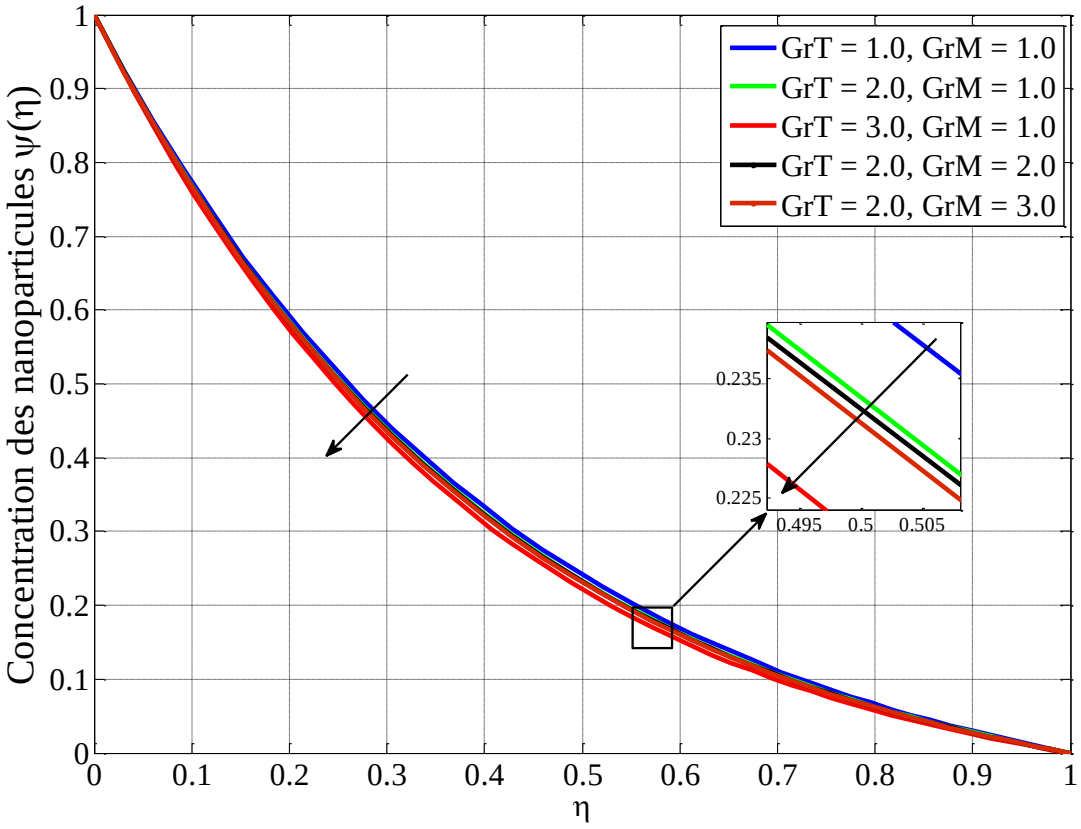


Figure IV.29. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de Gr_T et Gr_M.

IV.3.5 Effets du paramètre de thermophorèse Nt et du mouvement brownien Nb

Les figures IV.30 et IV.31 illustrent les effets des paramètres de thermophorèse Nt et de mouvement brownien Nb sur la vitesse $f\ (\eta)$ et la temperature $\theta(\eta)$ adimensionnelles du fluide. Nous observons que lorsque le paramètre de thermophorèse Nt et le mouvement brownien Nb augmentent, la vitesse et la température augmentent quant à elle. Ceci est tout à fait normal, car la présence des nanoparticules accélère la diffusivité thermique. Dans le cas d'un fluide classique, le transfert de chaleur a lieu en mode de conduction, ce qui donne des profils de température linéaires [152].

Les figures IV.32 et IV.33, montrent les effets des paramètres de thermophorèse Nt et du mouvement brownien sur la concentration $\phi(\eta)$ et la concentration de nanoparticules $\psi\ (\eta)$.

On peut nettement observer que lorsque Nt et Nb augmentent, la concentration $\phi(\eta)$ diminue. De plus, il a été démontré que lorsque Nt augmente, la concentration des nanoparticules diminue, contrairement à la concentration des nanoparticules qui augmente avec la diminution de Nb. Le paramètre de thermophorèse joue un rôle important dans la détermination de la diffusion de la chaleur et de masse et de la concentration des nanoparticules.

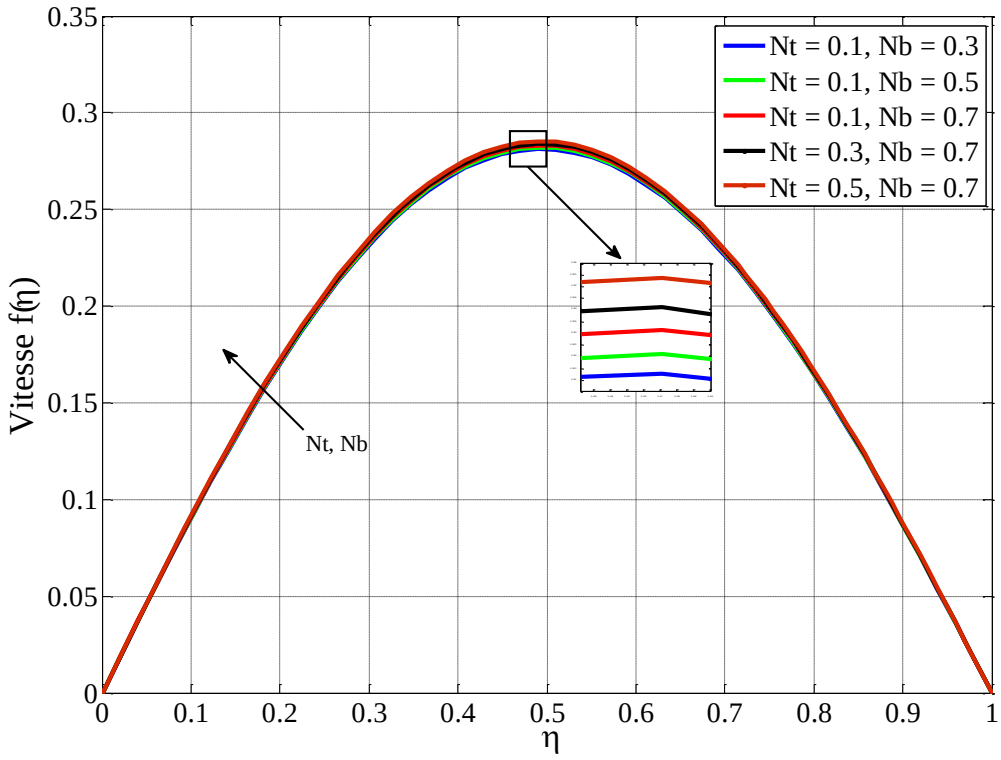


Figure IV.30. Profil de vitesse pour différentes valeurs de Nt et Nb.

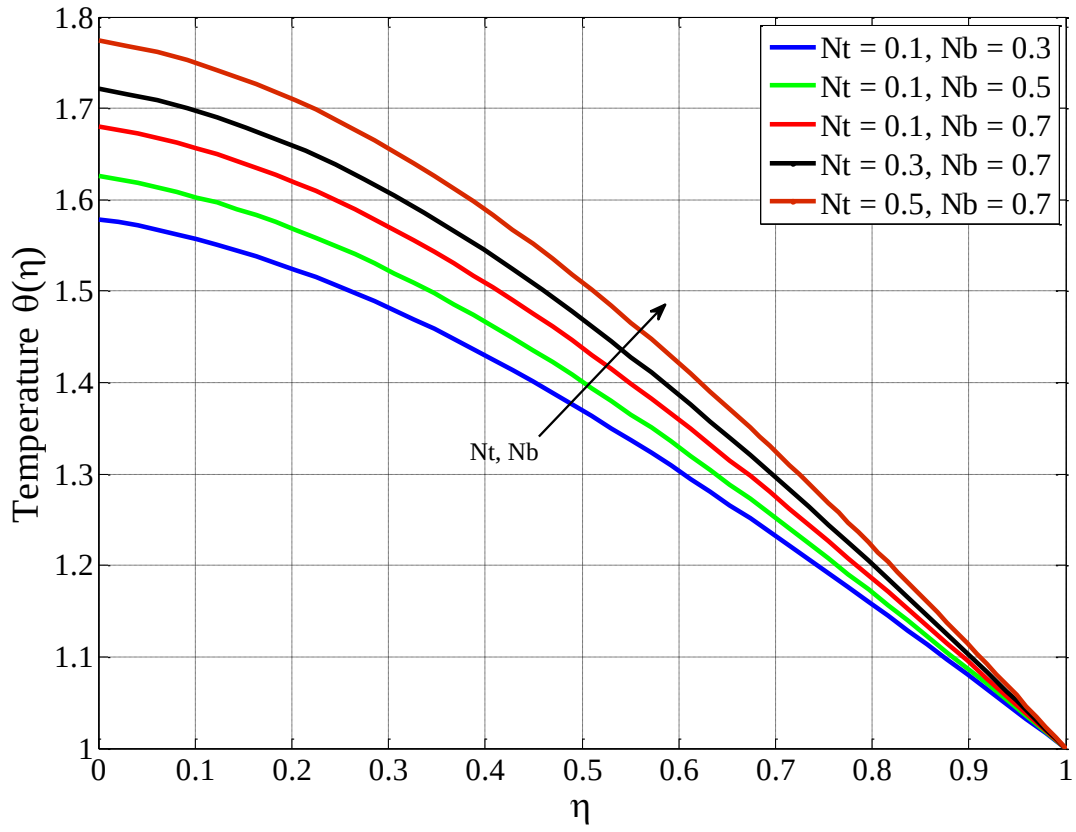


Figure IV.31. Profil de température pour différentes valeurs de Nt et Nb.

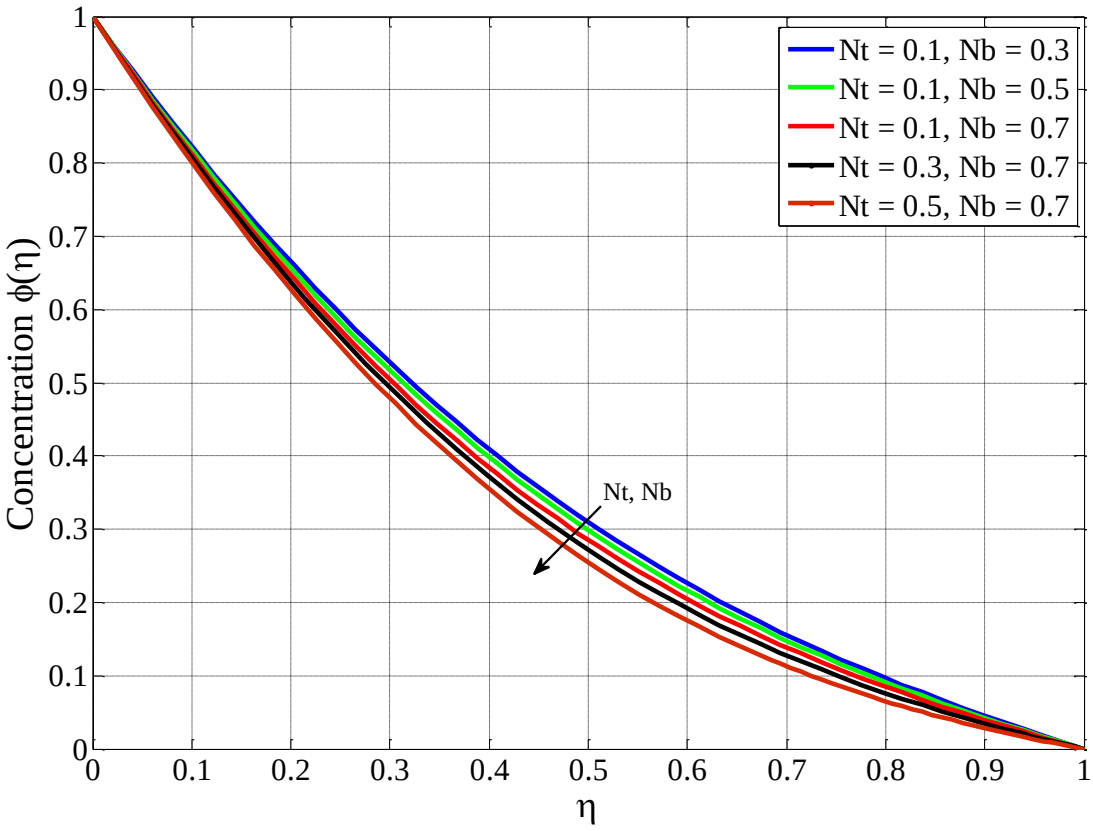


Figure IV.32. Profil de concentration pour différentes valeurs de Nt et Nb.

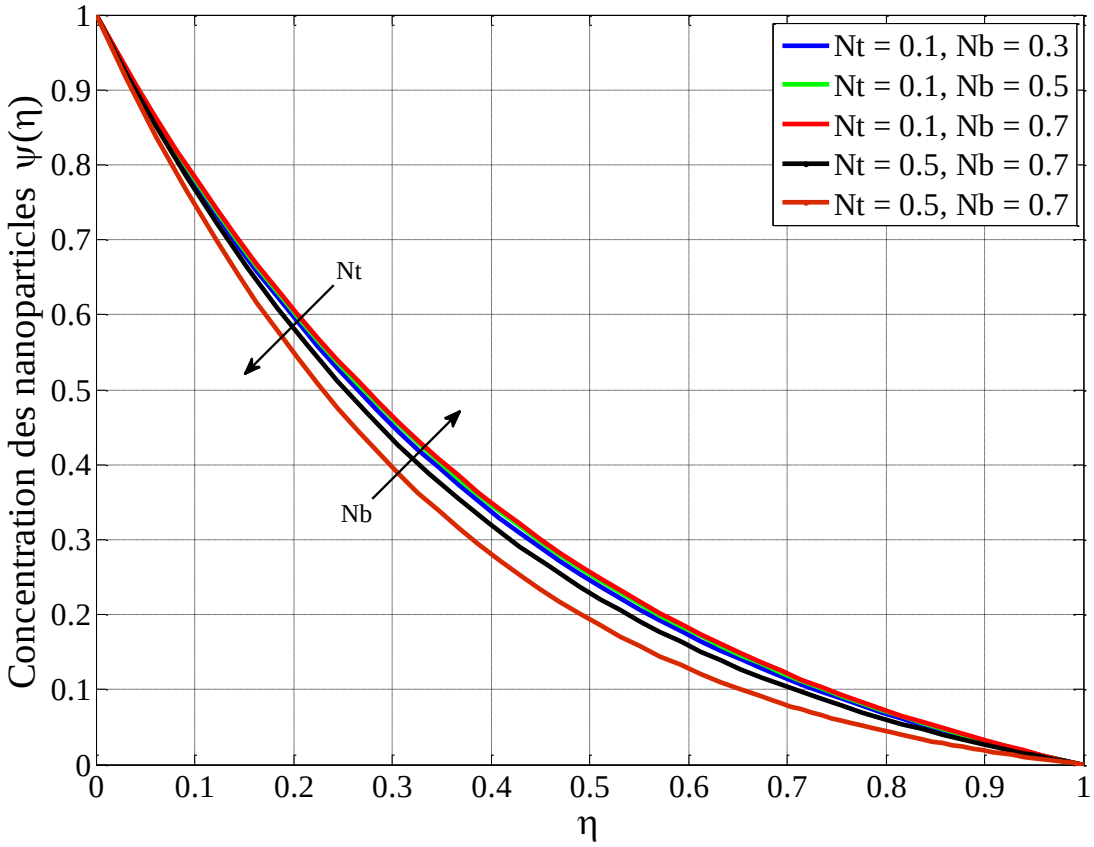


Figure IV.33. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de Nt et Nb.

IV.3.6 Effet du nombre de Biot H

Les figures IV.34 à IV.37, indique l'effet du coefficient de transfert de chaleur par convection (nombre de Biot H) sur les différents profils, la vitesse $f\ (\eta)$, la temperature $\theta(\eta)$, la concentration $\phi(\eta)$ et la concentration de nanoparticules $\psi\ (\eta)$.

On peut voir que la vitesse et la température du fluide augmentent avec l'augmentation du nombre de Biot H, et l'augmentation du nombre de Biot H provoque la diminution des concentrations de fluide et des nanoparticules.

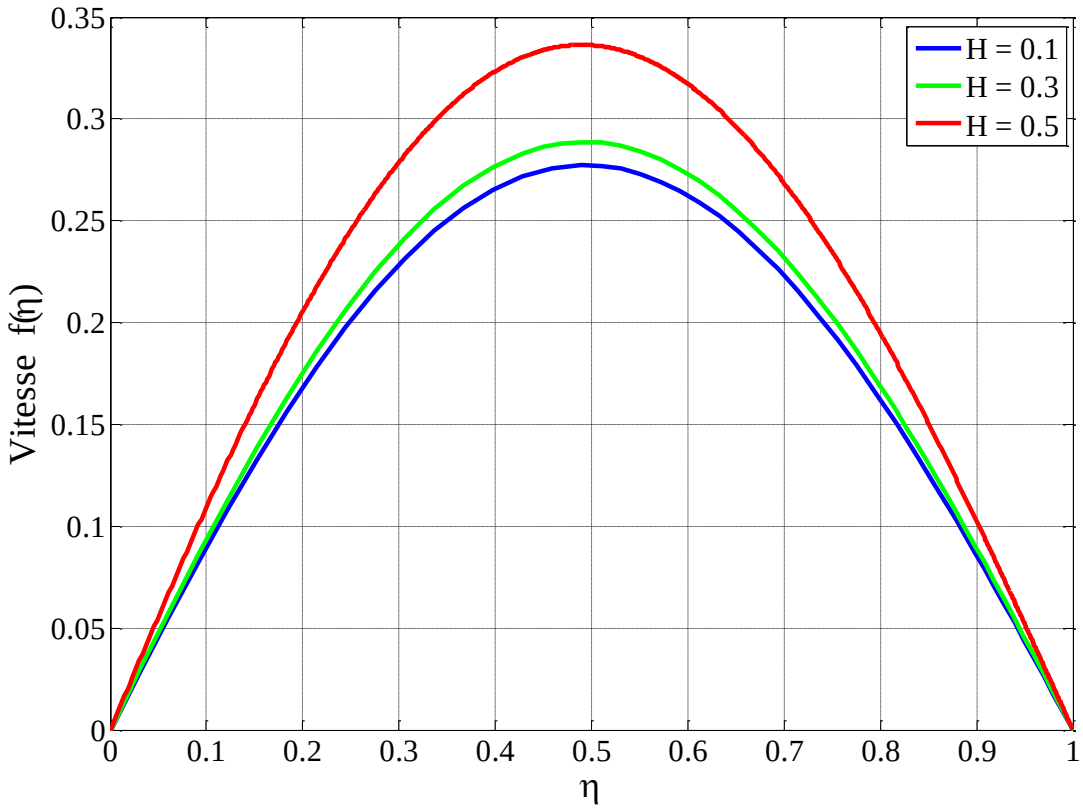


Figure IV.34. Profil de vitesse pour différentes valeurs de *H*.

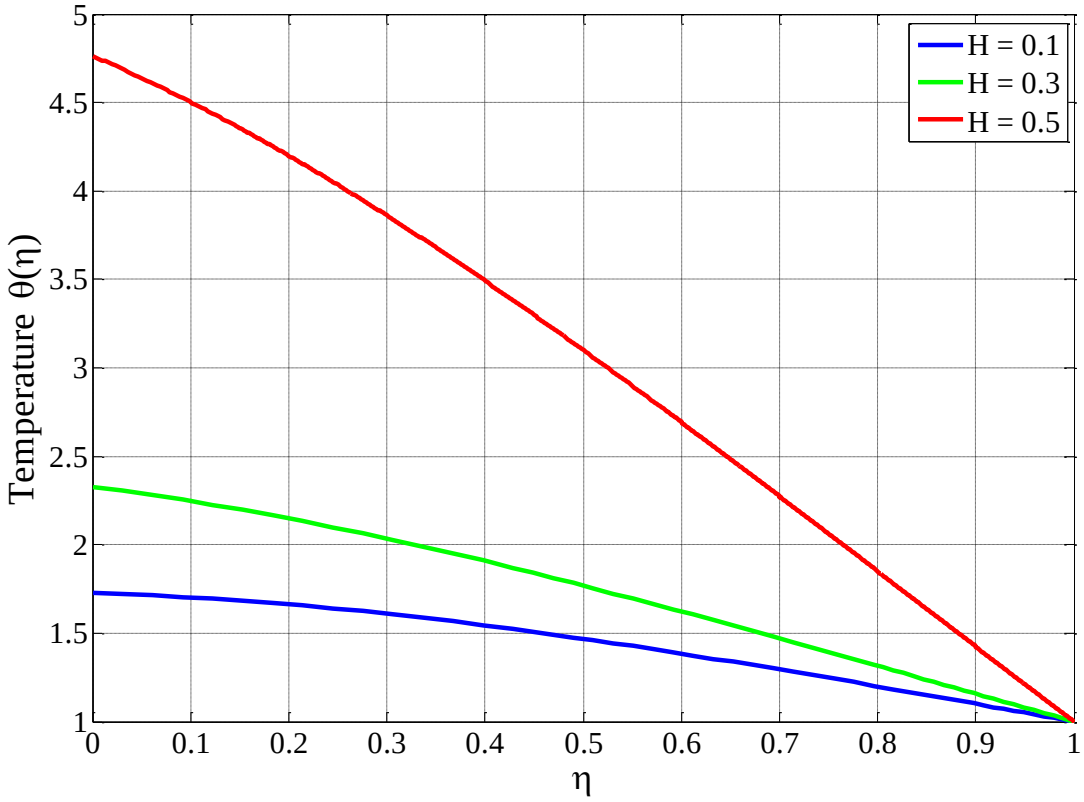


Figure IV.35. Profil de température pour différentes valeurs de *H*

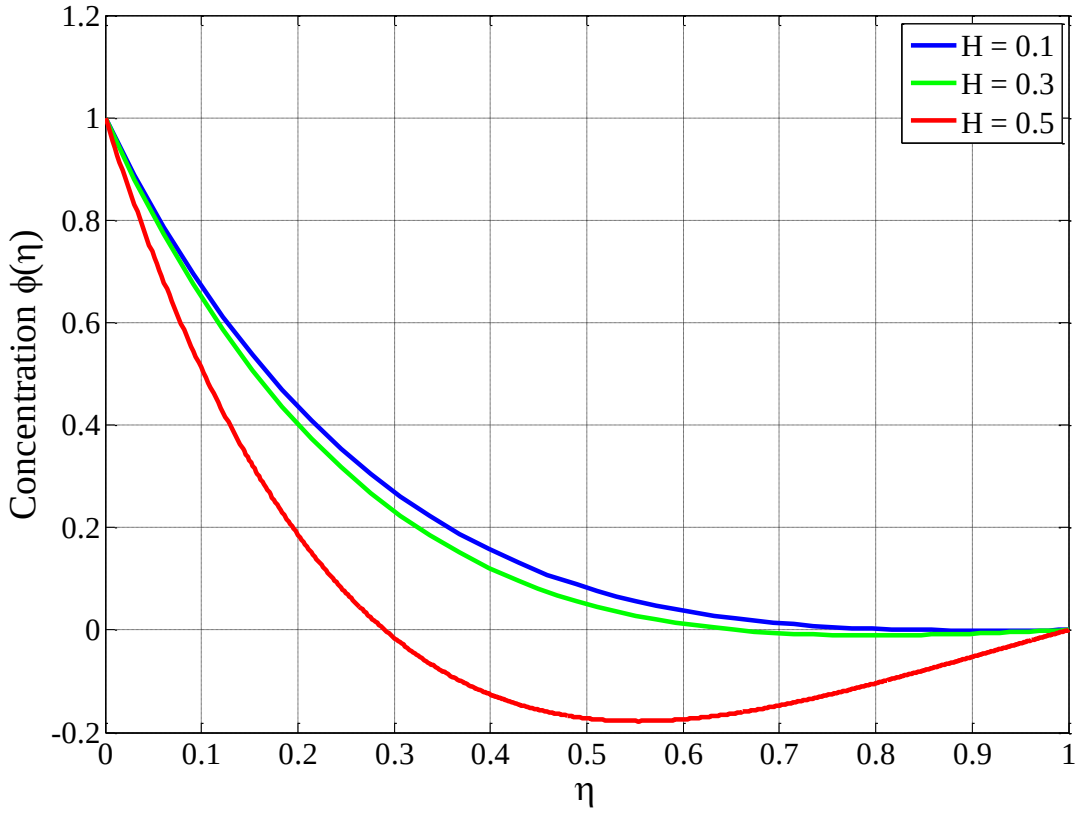


Figure IV.36. Profil de concentration pour différentes valeurs de H.

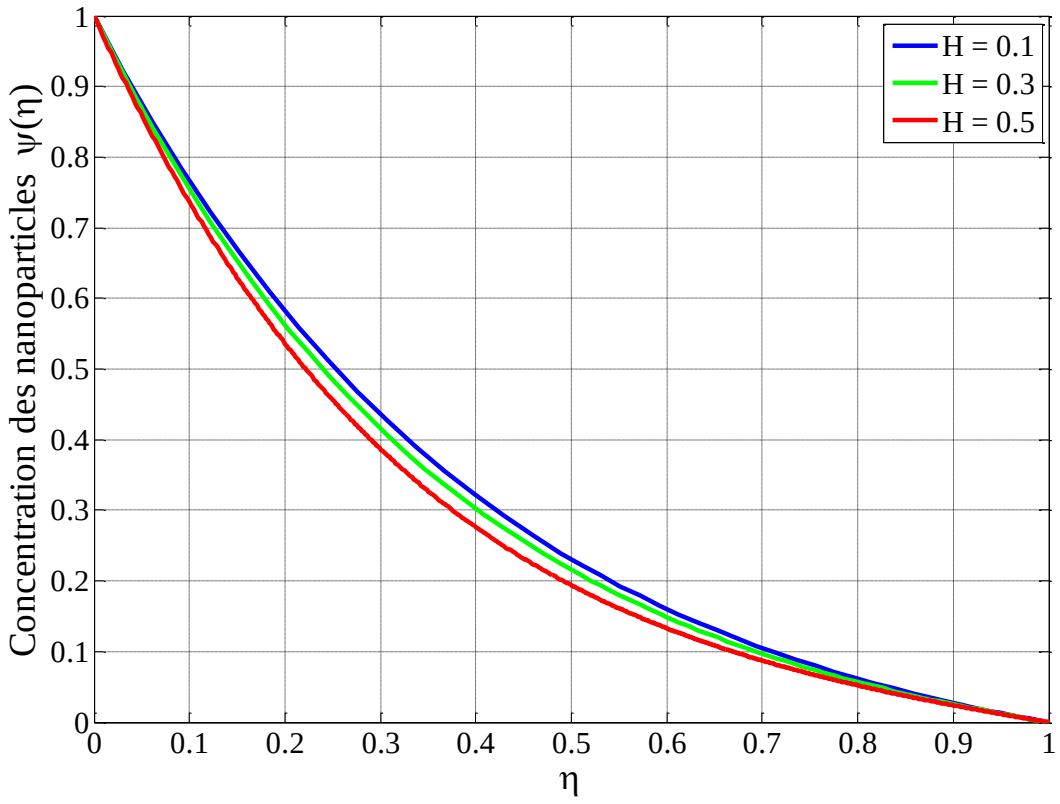


Figure IV.37. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de H.

IV.3.7 Variations des nombres de Nusselt et de Sherwood

Les variations du taux de transfert de chaleur (nombre de Nusselt Nu), et du taux de transfert de masse (nombre de Sherwood Sh) sont étudiées pour différentes valeurs des paramètres de couple contrainte S, magnétique M, thermophorèse Nt, du nombre de Biot H et du mouvement brownien Nb dans les deux parois, gauche et droite. Les principaux résultats sont illustrés dans le Tableau IV-3 et le Tableau IV-4. Les autres valeurs des paramètres sont fixes : $A = 10$; $Re = \mathrm{Gr_T} = \mathrm{Gr_M} = 2.0$; $Nt = 0.3$; $Pr = 0.71$; $Sc = 0.22$;$Pr_n = Fo = Ec = 1.0$; $Le_n = Nr = Da = 0.5$ et $Nb = 0.7$.

Il est utile d'utiliser la pente de régression linéaire avec la méthode du point de données pour démontrer l'influence d'un paramètre sur les autres, à l'aide de Microsoft Excel.

On peut voir que le paramètre de couple contrainte S et le champ magnétique M réduisent le taux de transfert de chaleur dans les deux parois.

Par ailleurs le nombre de Biot H, le paramètre thermophorèse Nt et le mouvement brownien Nb augmentent le nombre de Nusselt dans les deux parois. L'effet de nombre de Biot H est remarquable, surtout là où il y a la condition de convection.

En outre, les variations de ces nombres n'ont pas d'effet sur le taux de transfert de masse.

La présence de la condition de convection thermique est une influence substantielle par rapport à la condition de température imposée. Ainsi, la présence des nanoparticules augmente le transfert de chaleur, car la conductivité thermique des particules est grade.

Tableau IV-3. Valeurs de Nu_x pour les valeurs sélectionnées de S, M, H, Nt, Nb.

	S	M	H	Nt	Nb	$Nu_1 = -\theta'(0)$	$Nu_2 = -\theta'(1)$
	0.5	**0.5**	0.1	0.3	0.03	0.1580	0.8288
	1.0					0.1477	0.6447
	1.5					0.1468	0.6247
	La pente					**-0,0112**	**-0,2041**
	0.5	**0.5**	0.1	0.3	0.03	0.1580	0.8288
		2.0				0.1570	0.8130
		4.0				0.1558	0.7924
	La pente					**-0,0006**	**-0,2023**
Température imposé	0.5	0.5	**0.0**	0.3	0.03	0.0978	0.0335
	0.5	0.5	**0.1**	**0.3**	0.03	0.1580	0.8288
			0.3			0.5476	0.9786
			0.5			1.1090	1.2517
	La pente					**2.3775**	**1.0573**
Absence de nanoparticules	0.5	0.5	0.5	**0.0**	**0.0**	0.9982	0.9595
	0.5	0.5	0.5	**0.1**	0.03	1.0182	1.0087
				0.3		1.1090	1.2517
				0.3		1.3919	2.0351
	La pente					**0.9342**	**2.566**
	0.5	0.5	0.5	0.3	**0.03**	1.1090	1.2517
					0.05	1.1166	1.2668
					0.07	1.1270	1.2892
	La pente					**0.4501**	**0.9375**

Tableau IV-4. Valeurs de Sh_x pour les valeurs sélectionnées de S, M, H, Nt, Nb.

	S	M	H	Nt	Nb	$Sh_1 = -\varphi'(0)$	$Sh_2 = -\varphi'(1)$
	0.5	**0.5**	0.1	0.3	0.03	1.3967	0.6867
	1.0					1.3967	0.6867
	1.5					1.3967	0.6867
	La pente					**0**	**0**
	0.5	**0.5**	0.1	0.3	0.03	1.3967	0.6867
		2.0				1.3967	0.6867
		4.0				1.3967	0.6867
	La pente					**0**	**0**
Température imposé	0.5	0.5	**0.0**	0.3	0.03	1.3967	0.6867
	0.5	0.5	**0.1**	**0.3**	0.03	1.3967	0.6867
			0.3			1.3967	0.6867
			0.5			1.3967	0.6867
	La pente					**0**	**0**
Absence de nanoparticules	0.5	0.5	0.5	**0.0**	**0.0**	1.3967	0.6867
	0.5	0.5	0.5	**0.1**	0.03	1.3967	0.6867
				0.3		1.3967	0.6867
				0.3		1.3967	0.6867
	La pente					**0**	**0**
	0.5	0.5	0.5	0.3	**0.03**	1.3967	0.6867
					0.05	1.3967	0.6867
					0.07	1.3967	0.6867
	La pente					**0**	**0**

IV.4 Modèle 3

Ce modèle étudie l'influence des paramètres non Boussinesq et de transfert thermique par convection pour les deux parois sur l'écoulement en convection MHD naturelle d'un fluide à couple contrainte contenant des nanoparticules à travers un milieu poreux vertical.

La méthode des problèmes des valeurs aux limites (BVP4) est utilisée pour résoudre les équations différentielles ordinaires (III.84) - (III.87), avec (III.88) qui caractérise l'écoulement pour avoir un aperçu physique du problème. Les grandeurs physiques ci-dessous sont présentées graphiquement et en tableaux ; pour la vitesse $f(\eta)$, la température $\theta(\eta)$, la concentration $\varphi(\eta)$, la concentration des nanoparticules $\psi(\eta)$ et les nombres de Nusselt local et de Sherwood pour différentes valeurs des paramètres physiques significatifs.

Les valeurs des paramètres utilisées tout au long des calculs ce cette partie, sauf indication contraire, sont: $Re = Gr_T = Gr_M = 2.0$, $Prn = Len = S = Da = 0.5, A = 8.0$, $Pr = 0.71, M = Nr = Fo = H_1 = H_2 = Ec = 1.0, Nb = 0.03$ et$Nt = 0.3$.

IV.4.1 La validation du code de calcul

Dans l'intention de donner beaucoup plus de précision et de crédibilité à notre étude , ainsi de vérifier la méthode de calcul utilisée et les résultats numériques obtenus, nous avons confronté la présente étude et comparé ses résultats à la solution exacte (IV.1) des profils de vitesse de fluide donnée par l'équation (III.84) et par la solution numérique obtenue par O.D. Makinde et al. [28] en utilisant le modèle d'intégration de Runge-Kutta-Fehlberg avec la technique de tir, où $A = 1$ et $S = Gr_T = Gr_m = N_r = Da = Fo = \chi = 0$, dans le tableau IV-5 ci-dessous. Une concordance homogène a été observée en comparant nos résultats aux références.

$$f(\eta) = \frac{A}{M} - C1 \cdot e^{B2 \cdot \eta} + C2 \cdot e^{B1 \cdot \eta} \qquad \text{(IV.1)}$$

Avec :

$$\begin{cases} B1 = -\frac{1}{2}\cdot Re - \frac{1}{2}\cdot\sqrt{Re^2 + 4\cdot M}\,, B2 = -\frac{1}{2}\cdot Re + \frac{1}{2}\cdot\sqrt{Re^2 + 4\cdot M} \\ C1 = \frac{A\cdot(-1+e^{B1})}{M\cdot(e^{B1}-e^{B2})}\quad, C2 = \frac{A\cdot(-1+e^{B2})}{M\cdot(e^{B1}-e^{B2})} \end{cases} \quad \text{(IV.2)}$$

Tableau IV-5. Comparaison entre les résultats de la présente étude, la solution exacte et la solution numérique de Makinde et al. [28]

$A = 1$ et $S = \mathrm{Gr_T} = \mathrm{Gr_m} = \mathrm{N_r} = Da = Fo = \chi = 0$					
η	M	Re	Solutionexacte $f(\eta)$	Solution Numérique[153] $f(\eta)$	Résultats de la présente étude$f(\eta)$
0	0.1	0.1	0	0	0
0.1	0.1	0.1	0.045184454	0.045184454	0.04519
0.3	0.4	0.3	0.102763739	0.102763739	0.10281
0.5	0.5	0.5	0.118224785	0.118224785	0.11823
0.7	1.5	1.0	0.084289413	0.084289413	0.08429
0.9	2.5	2.0	0.027746563	0.027746563	0.02775
1.0	2.0	1.0	0	0	0

Pour donner beaucoup plus de précision, de crédibilité et de précision à notre étude, les résultats sont vérifiés avec un autre travail validé. On suppose que le milieu est clair, $Da = Fo = 0$. Le fluide à couple contrainte classique ; absence de nanoparticules $Pr_n = Le_n = Nt = Nb = Nr = 0$. Il n'y aucun échange massique $Gr_M = 0$, aucune condition aux limites convective $H1 = H2 = 0$, le paramètre de température non linéaire $\chi = 0$, avec $Br = Ec.Pr$ et $Pe = Re.Pr$.

Tableau IV-6. Comparaison des valeurs de la vitesse $f(\eta)$ pour différentes valeurs de Re.

$S = 0.5\,, M = A = 1.0\ \,, Br = Pe = 0.1$				
	$Re = 0.1$		$Re = 0.3$	
η	$f(\eta)$[154]	Présent $f(\eta)$	$f(\eta)$[154]	Présent $f(\eta)$
0	0	0	0	0
0.1	0,00010241	0,0000996	0,00029518	0,0002897
0.2	0,00019277	0,0001814	0,00056626	0,0005581
0.3	0,00026506	0,0002547	0,00077710	0,0007683
0.4	0,00030120	0,0002889	0,00090963	0,0008787
0.5	0,00031927	0,0003086	0,00095180	0,0009227
0.6	0,00029518	0,0002882	0,00090963	0,0008787
0.7	0,00025903	0,0002552	0,00077108	0,0007652
0.8	0,00019879	0,0001809	0,00056626	0,0005581
0.9	0,00010241	0,0000992	0,00029518	0,0002897
1.0	0	0	0	0

A partir de ces hypothèses, les profils de champ générés par notre études sont similaires avec le modèle de Samuel et al. [154], pour deux valeurs du nombre de Reynolds Re sur la vitesse non dimensionnelle $f\ (\eta)$ et deux valeurs du paramètre de couple contrainte sur la température non dimensionnelle $\theta(\eta)$, comme illustré dans les tableaux IV 6 et IV 7, respectivement. De là, on confirme la validité du modèle numérique actuel.

Tableau IV-7. Comparaison des valeurs de la température $\theta(\eta)$ pour différentes valeurs de S.

$Re = 0.1\,, M = A = 1.0\,, Br = Pe = 1.0$				
	$S = 0.1$		$S = 0.3$	
η	$\theta(\eta)$[154]	Présent $\theta(\eta)$	$\theta(\eta)$[154]	Présent $\theta(\eta)$
0	0	0	0	0
0.1	0.00008811	0.0000871	0.000456	0.000474
0.2	0.00018424	0.0001771	0.000826	0.000883
0.3	0.00026835	0.0002614	0.001172	0.001191
0.4	0.00032843	0.0003225	0.001358	0.001367
0.5	0.00035647	0.0003539	0.001424	0.001391
0.6	0.00034846	0.0003478	0.001334	0.001282
0.7	0.00029639	0.0003031	0.001104	0.001078
0.8	0.00022029	0.0002248	0.000868	0.000695
0.9	0.00011615	0.0001209	0.000464	0.000348
1.0	0	0	0	0

IV.4.2 L'effet du paramètre de non-Boussinesq χ

Les variations du paramètre de convection non linéaire χ (paramètre non-Boussinesq ou le paramètre non linéaire de la température et de la densité) en fonction de la vitesse $f\,(\eta)$, la température $\theta(\eta)$, la concentration $\phi(\eta)$ et la concentration des nanoparticules $\psi(\eta)$ sont illustrées dans la Figure IV.38 à la Figure IV.41.

On peut distinctement observer que, lorsque le paramètre de densité-température non linéaire augmente, la vitesse s'accélère considérablement et la concentration des nanoparticules $\psi(\eta)$ augmente également, alors que la température $\theta\,(\eta)$ diminue. Nos résultats synchronisent parfaitement avec d'autres études, y compris celles de Partha [50] et Kameswaran et al. [54] et Samuel et al. [51].

Néanmoins, le paramètre de non-Boussinesq χ n'a aucun effet sur le profil de concentration $\phi\,(\eta)$ car ce paramètre n'entre pas dans l'équation de la concentration en espèces.

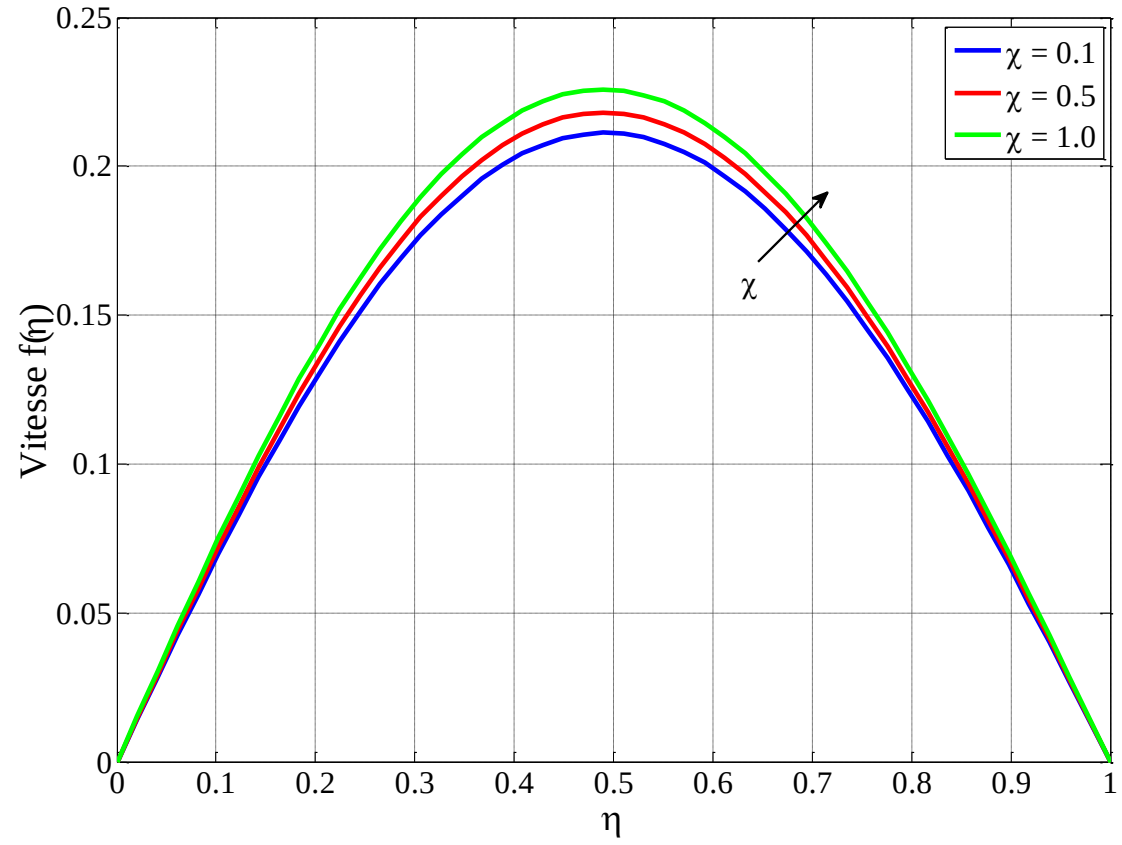


Figure IV.38. Profil de vitesse pour différentes valeurs de χ.

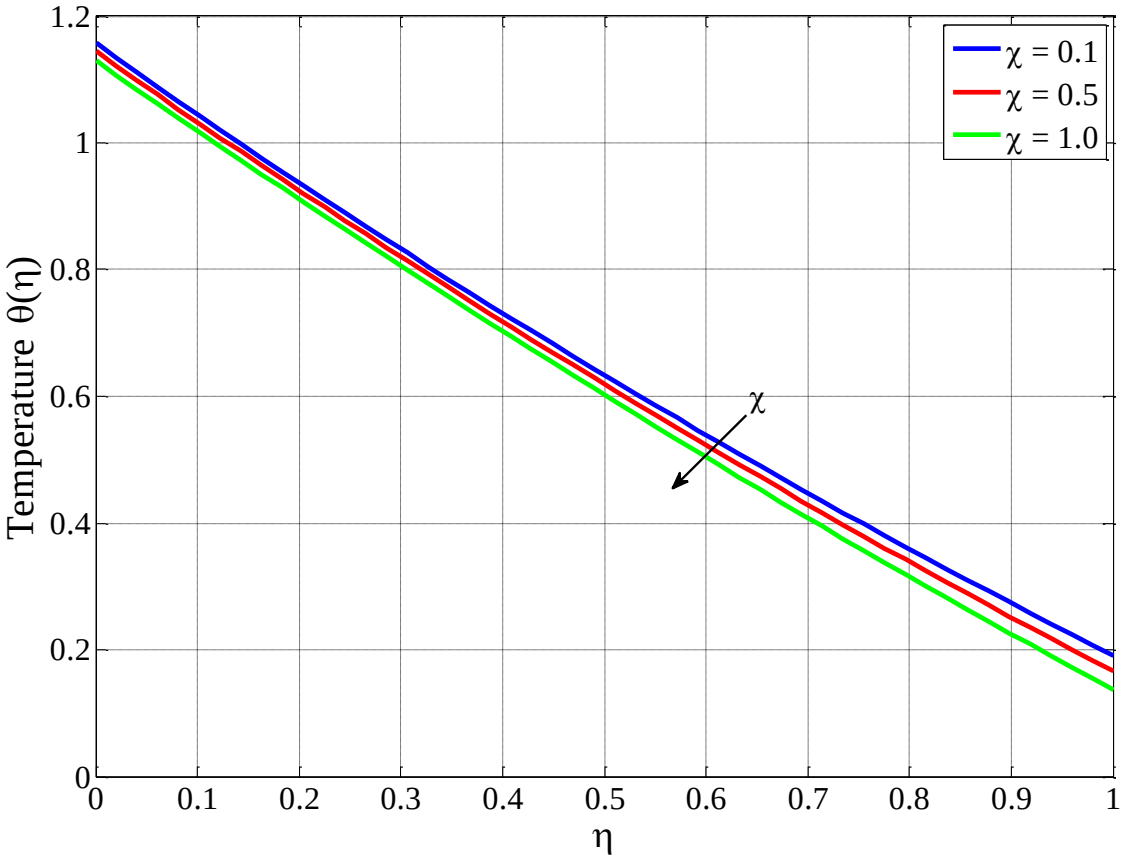


Figure IV.39. Profil de température pour différentes valeurs de χ.

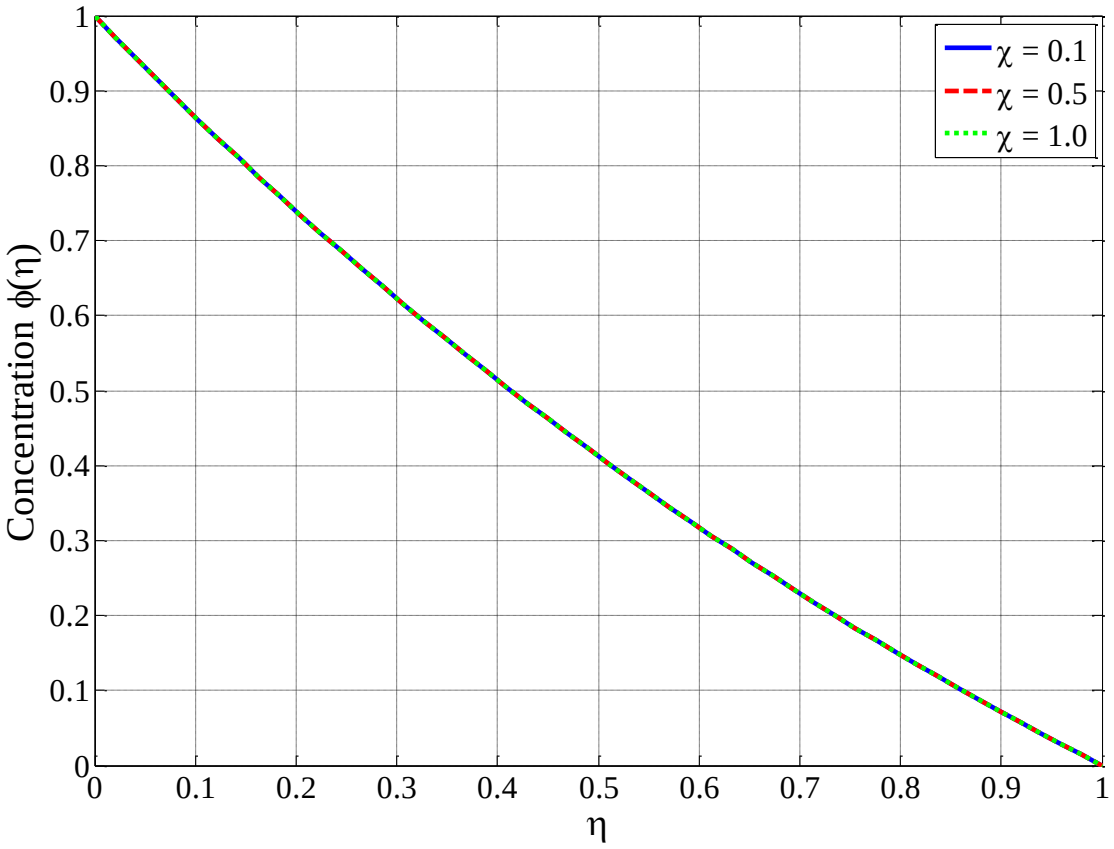


Figure IV.40. Profil de concentration pour différentes valeurs de χ.

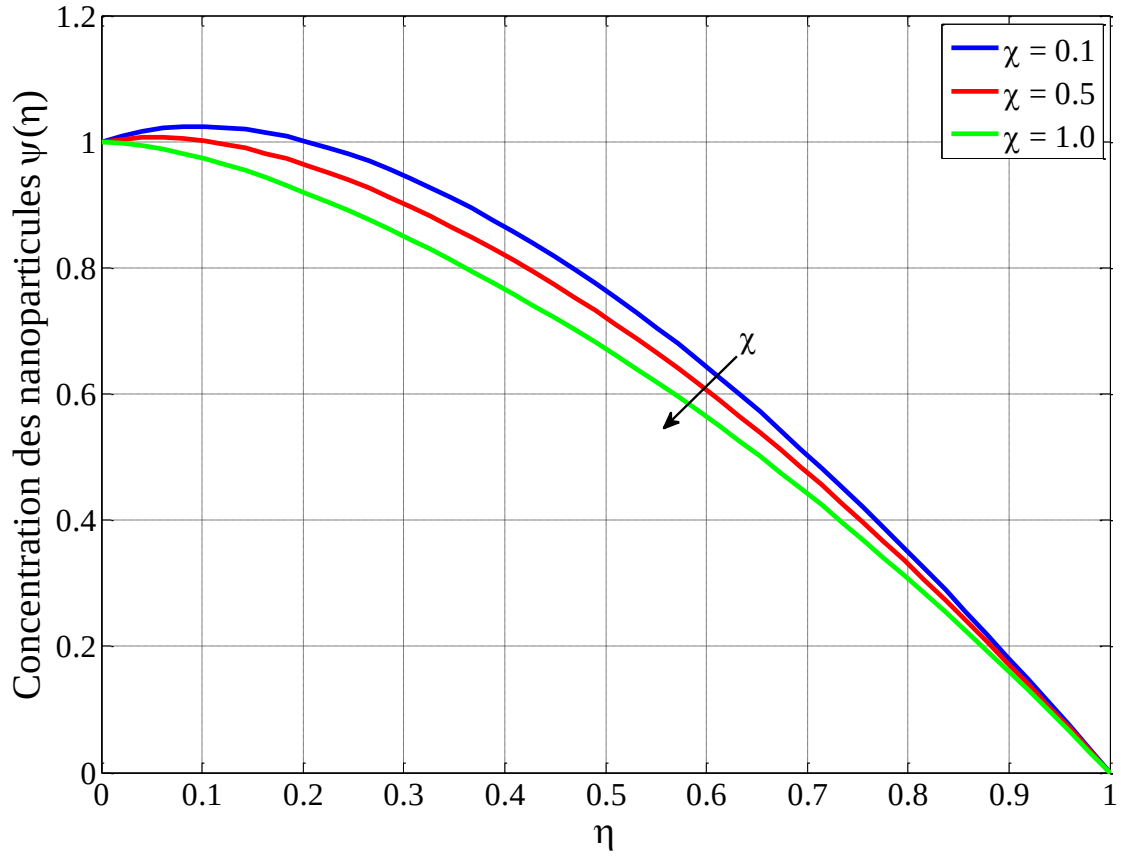


Figure IV.41. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de χ.

IV.4.3 L'effet de nombre Biot

IV.4.3.1 $H_1 = H_2$

Les figures IV.42 à IV.45 montrent l'impact des effets des nombres de Biot, pour différentes valeurs du nombre de Biot, sur les murs gauche et droit, H_1 , H_2 respectivement, avec des valeurs égales, sur la vitesse $f\ (\eta)$, la température $\theta\ (\eta)$, la concentration $\phi\ (\eta)$ et la concentration des nanoparticules $\psi\ (\eta)$.

Comme il est illustré, lorsque les valeurs du nombre de Biot augmentent, la vitesse $f\ (\eta)$, la température $\theta\ (\eta)$ et la concentration des nanoparticules $\psi\ (\eta)$ augmentent également, mais ceci n'affectent pas la concentration des espèces $\phi\ (\eta)$.

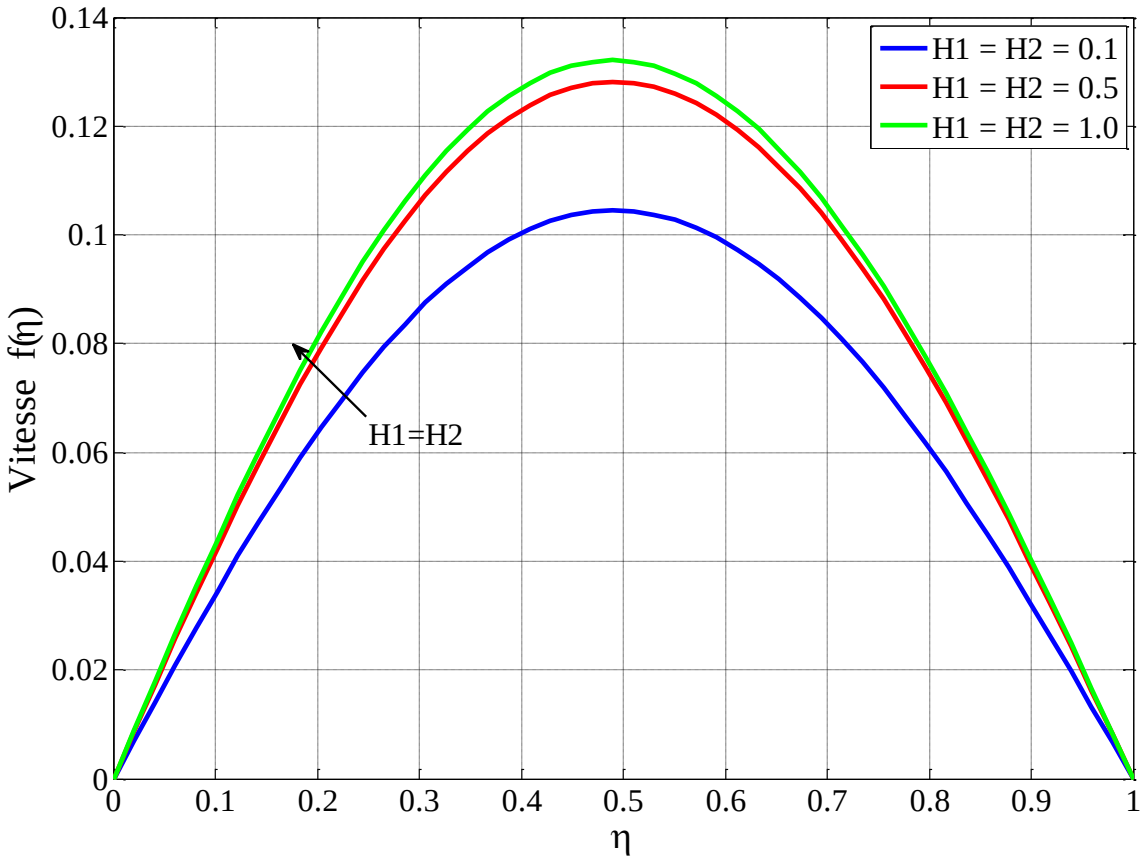


Figure IV.42. Profil de vitesse pour différentes valeurs de H_1 et H_2.

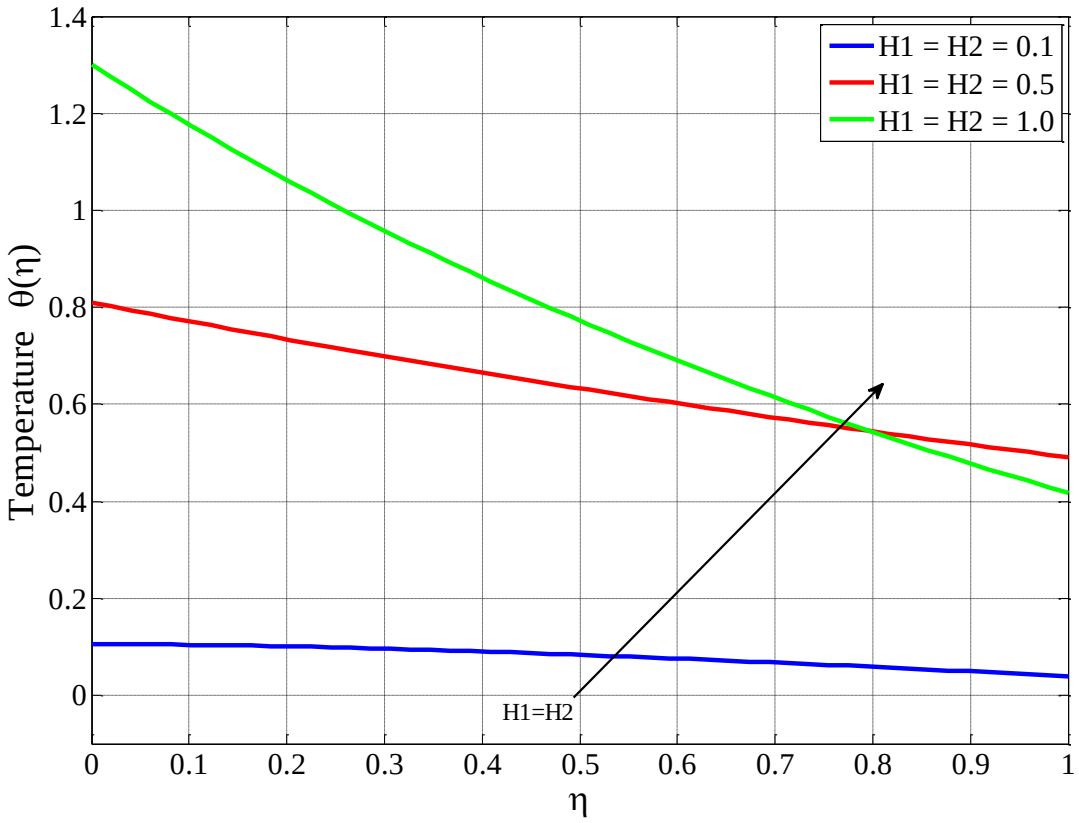


Figure IV.43. Profil de température pour différentes valeurs de H_1 et H_2.

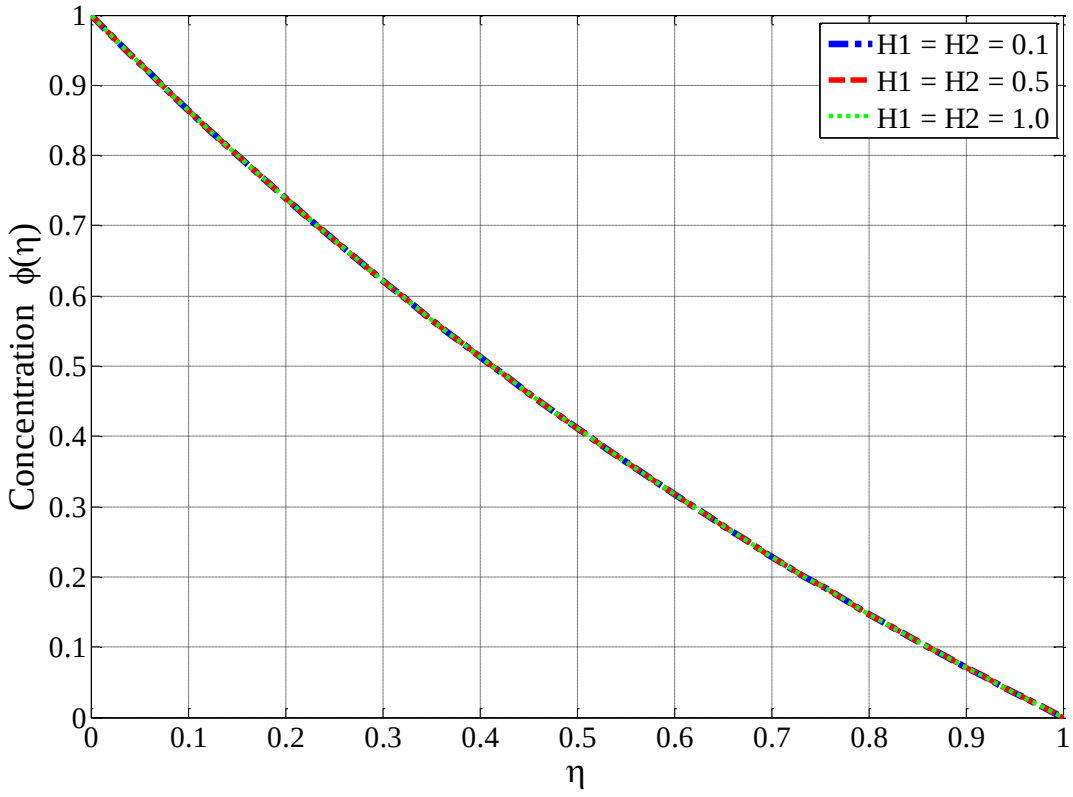


Figure IV.44. Profil de Concentration pour différentes valeurs de H_1 et H_2.

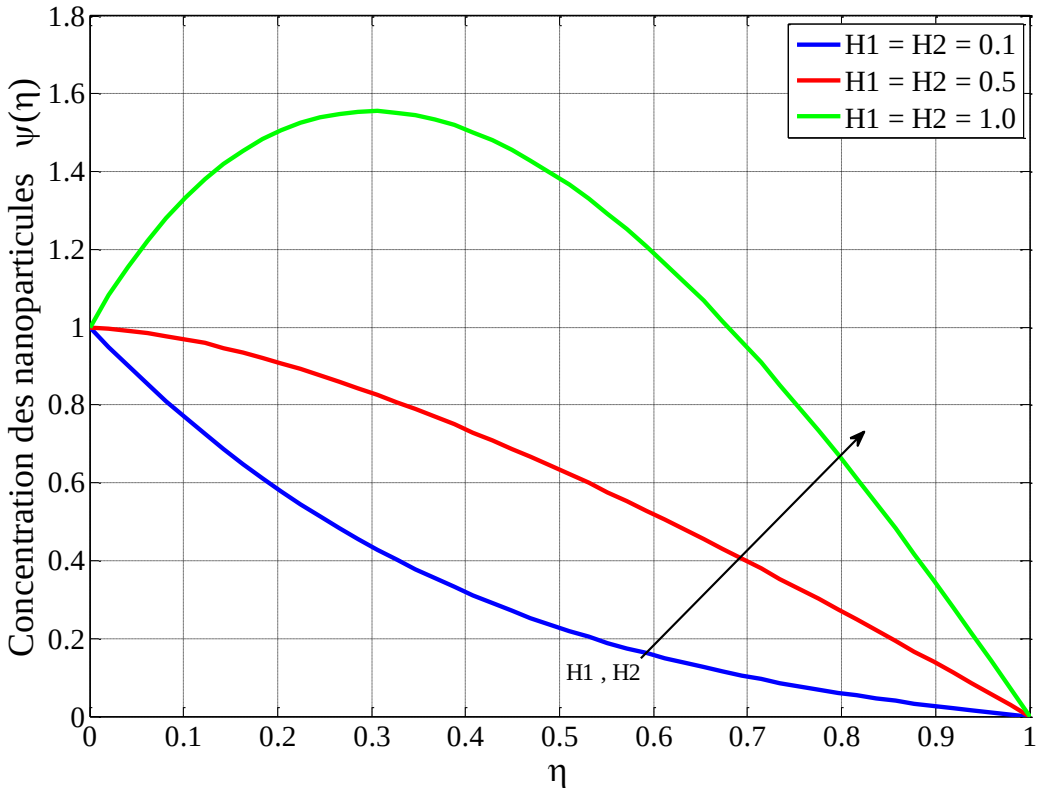


Figure IV.45. Profil de fraction volumique pour différentes valeurs de H_1 et H_2.

IV.4.3.2 H_1 variant et H_2 constant

Dans cette partie on va considérer que le nombre de Biot de la paroi droite H_2 fixe, et on étudie l'influence du nombre de Biot, de la paroi gauche H_1, sur les profils adimensionnels de vitesse $f(\eta)$, de température $\theta(\eta)$, de concentration $\phi(\eta)$ et de concentration des nanoparticules $\psi(\eta)$, comme le montre les figures IV.46 a IV.49.

La vitesse et la température adimensionnelles diminuent avec l'augmentation du paramètre de transfert de chaleur par convection H_1, ce qui concorde avec les résultats de Ramesh [7]. Cependant, il engendre un comportement opposé pour le champ de concentration des nanoparticules, l'augmentation de nombre de Biot H_1 provoque une augmentation importante de la concentration des nanoparticules $\psi(\eta)$.

Dans ces résultats, il a également montré que le nombre de Biot de la paroi droite H_1 n'influence pas la concentration $\phi(\eta)$.

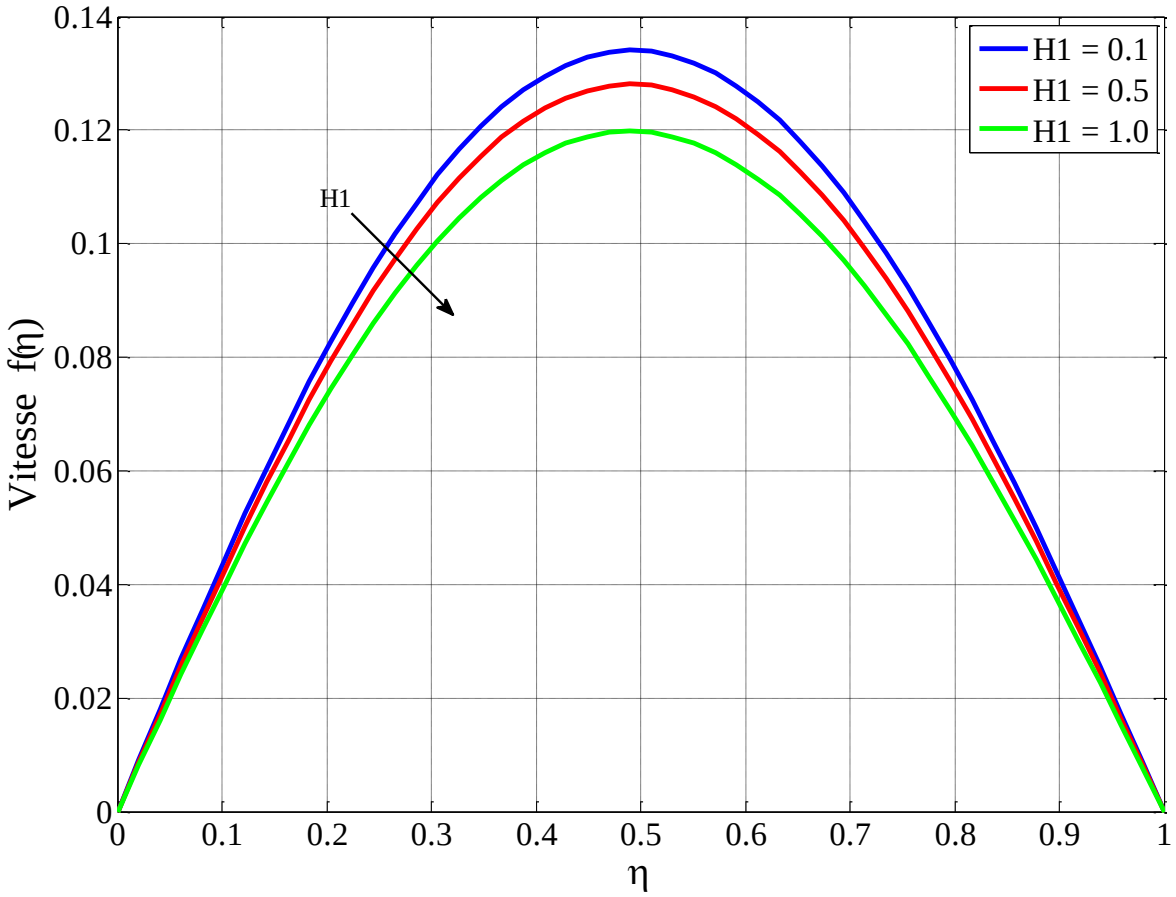


Figure IV.46. Profil de vitesse pour différentes valeurs de H_1

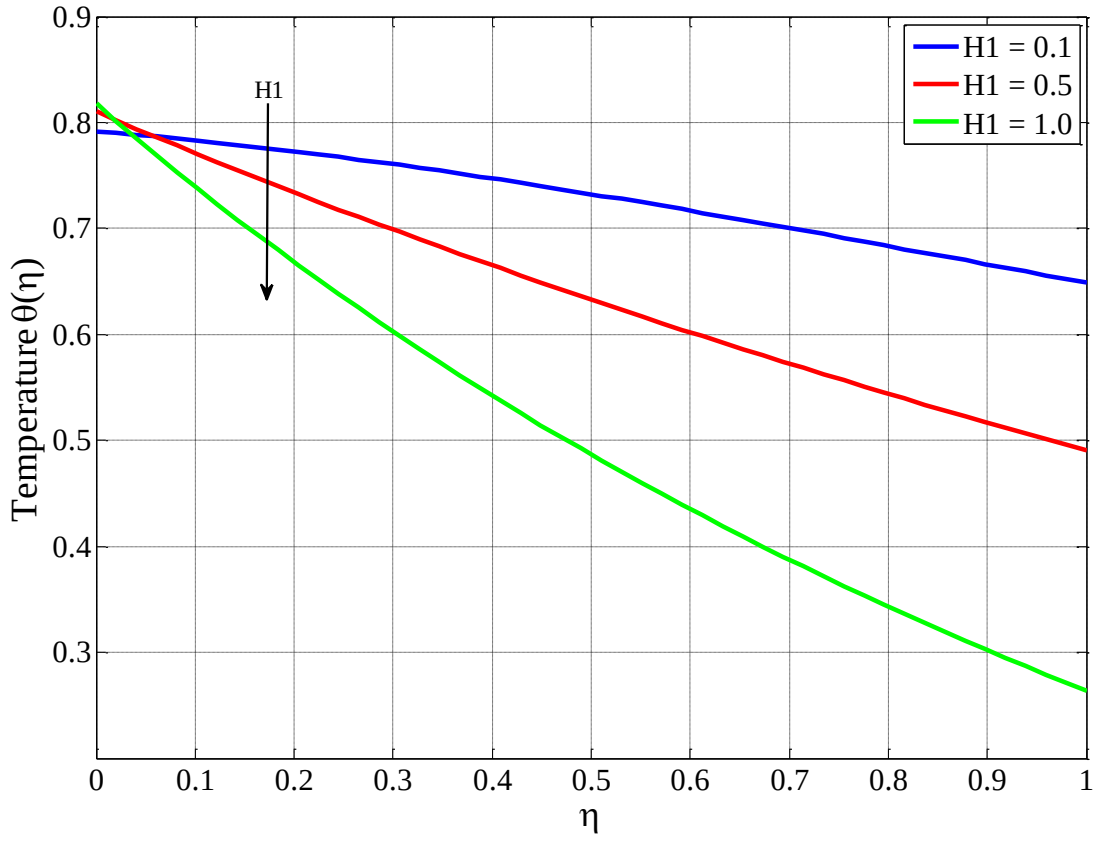


Figure IV.47. Profil de température pour différentes valeurs de H_1

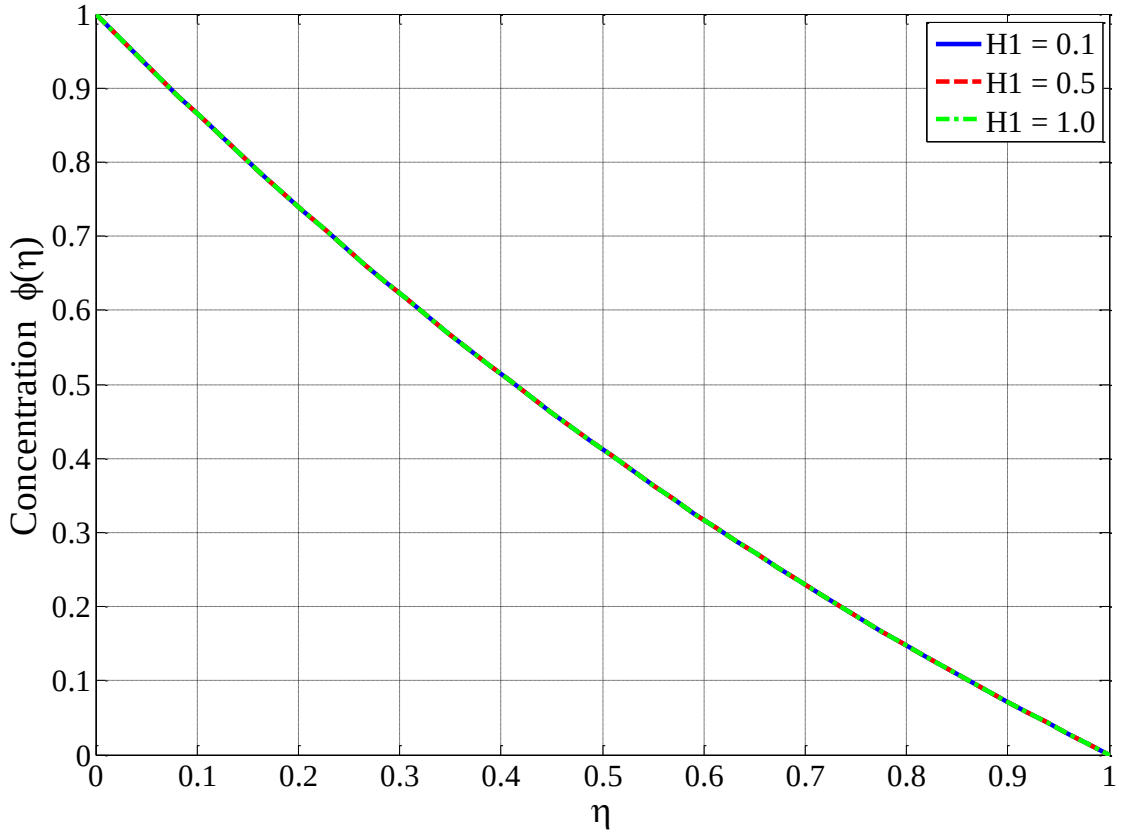


Figure IV.48. Profil de concentration pour différentes valeurs de H_1

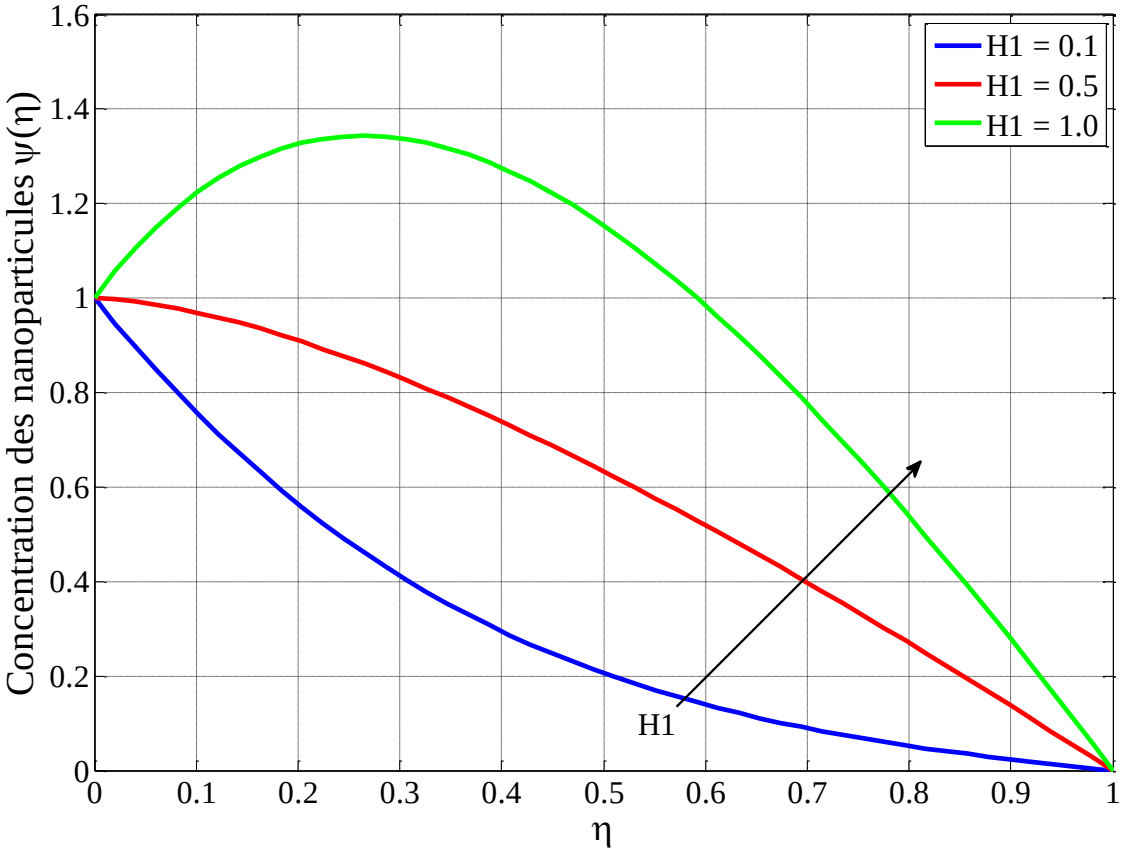


Figure IV.49. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de H_1.

IV.4.3.3 H_2 variant et H_1 constant

L'influence du nombre de Biot H_2 sur les profils de vitesse, de température, de concentration et de concentration de nanoparticules adimensionnelles pour une valeur fixe de H_1sont illustrés dans les figures IV.50-IV.53.

Comme il est démontré dans ces figures, lorsque le nombre de Biot H_2 augmente, la vitesse, la température et la concentration des nanoparticules augmentent, et surtout de la température l'influence est importante. Par contre, la concentration n'est pas affectée par le nombre de Biot variant.

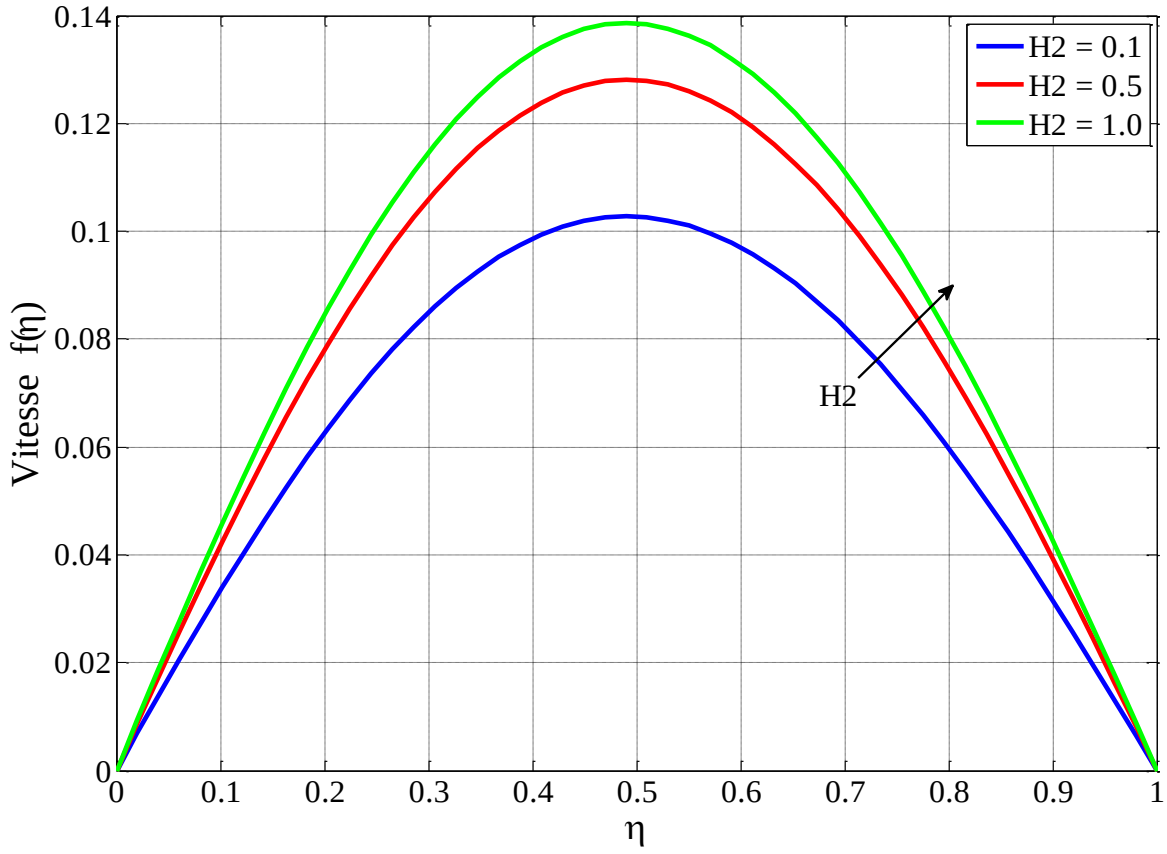


Figure IV.50. Profil de vitesse pour différentes valeurs de H_2

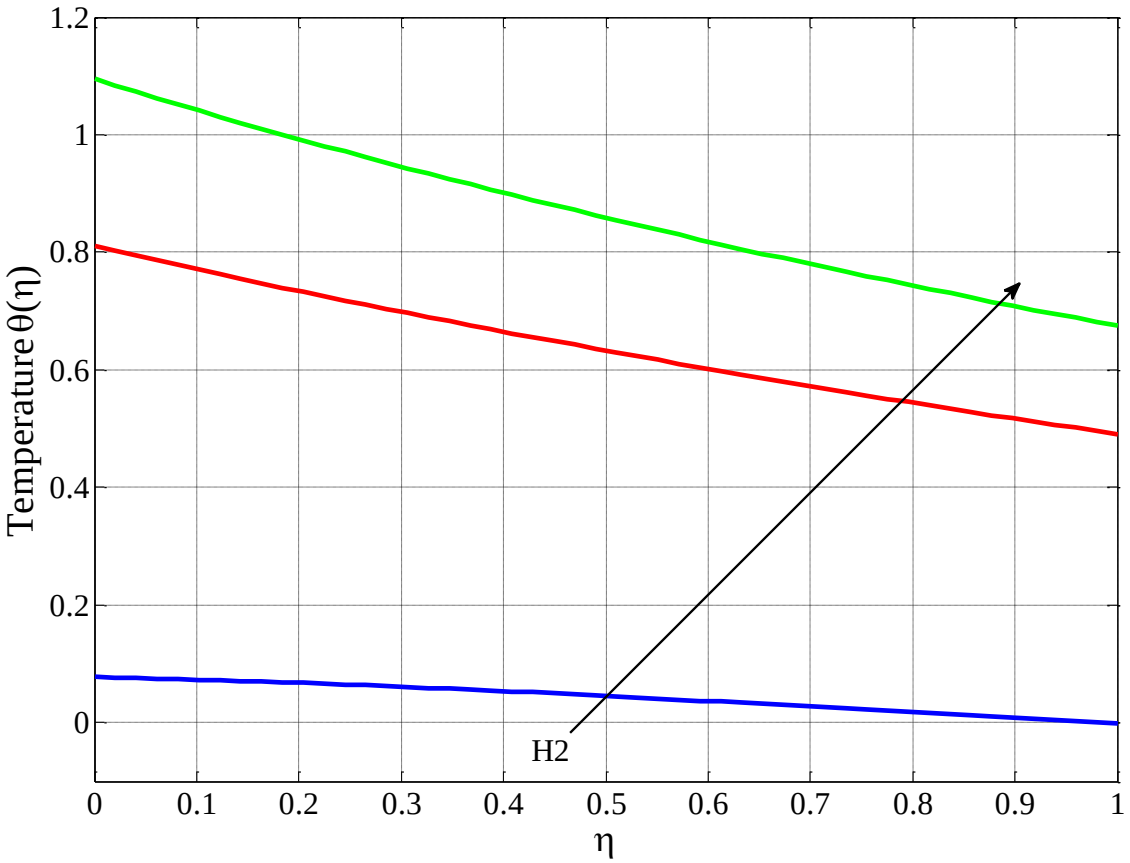


Figure IV.51. Profil de température pour différentes valeurs de H_2.

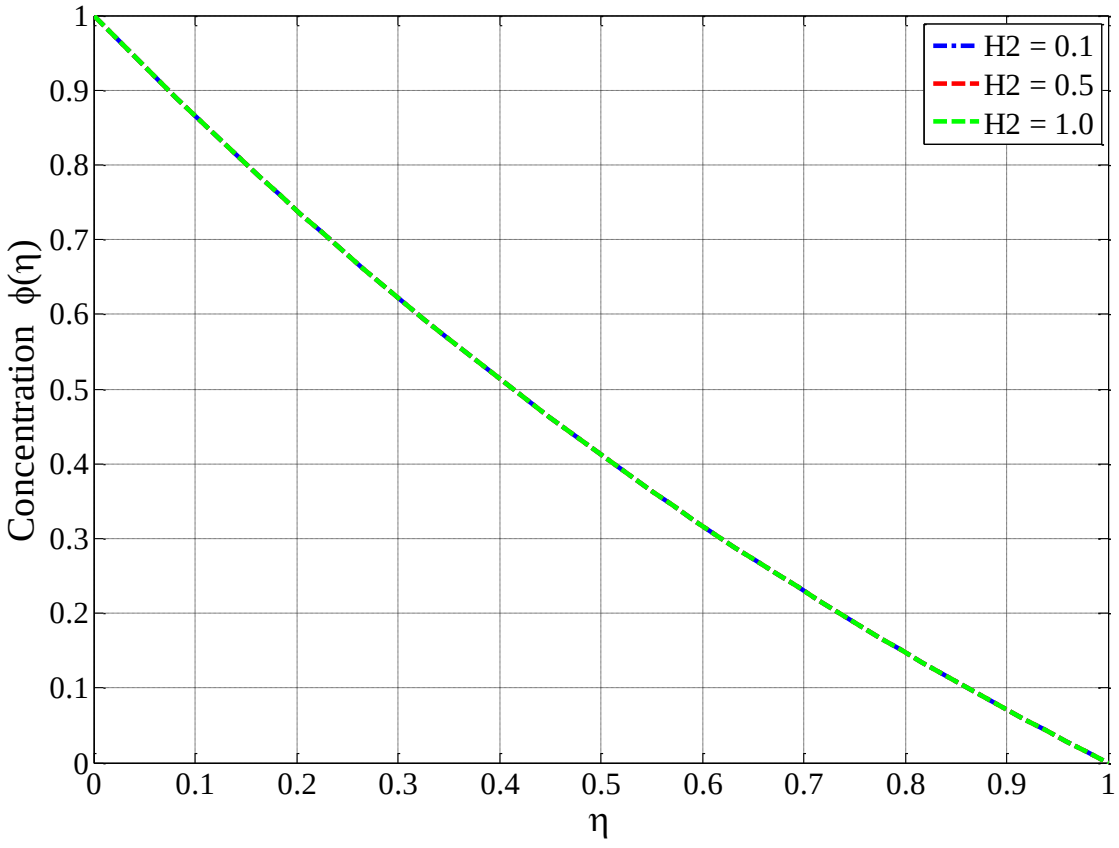


Figure IV.52. Profil de concentration pour différentes valeurs de H_2.

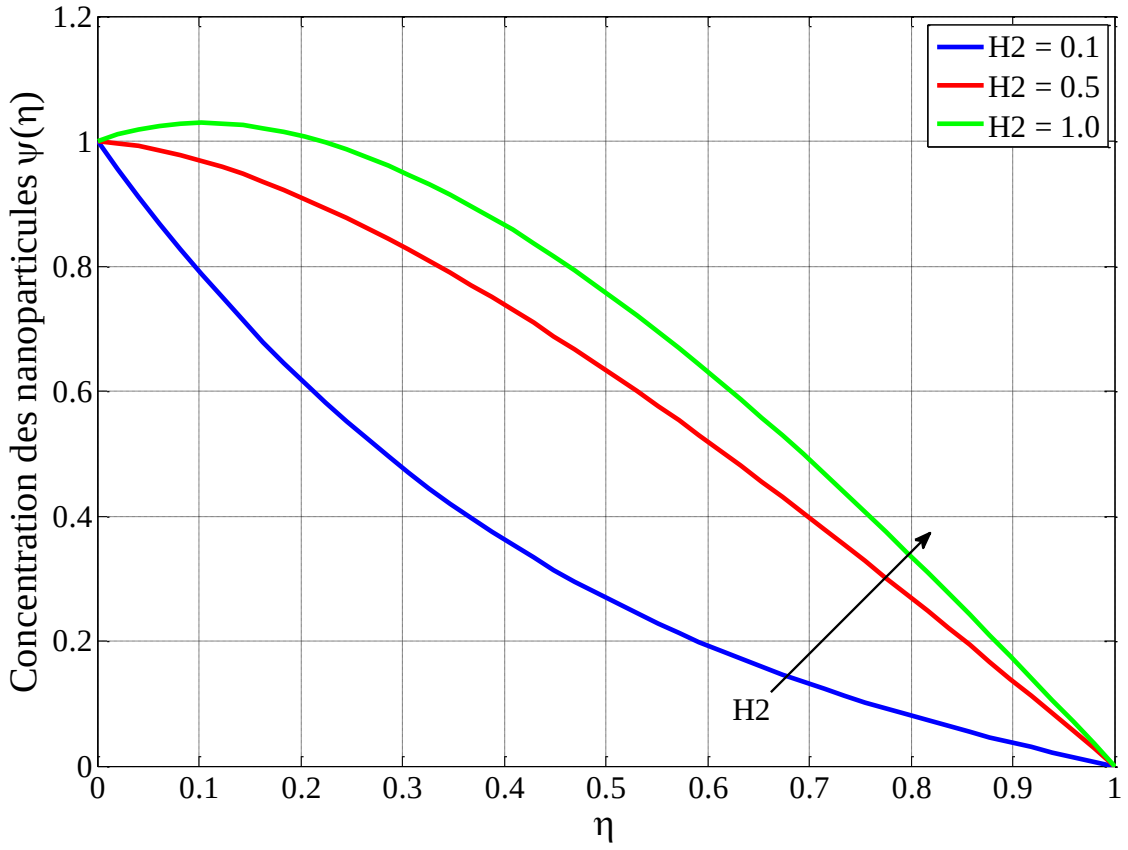


Figure IV.53. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de H_2.

IV.4.4 L'effet du paramètre de couple contrainte

Nous avons établi dans les Figures IV.54 a IV.57, les effets du paramètre de couple contrainte S sur les profils non dimensionnels de vitesse, de température, de concentration du fluide et de concentration des nanoparticules.

On peut remarquer que, la vitesse diminue en amplitude quand S s'élève. Ceci est dû au champ de rotation de la vitesse générée par le parametre couple contrainte.

On peut observer aussi que, la température et la concentration des nanoparticules augmentent en augmentant le paramètre S.

Néanmoins, pour différentes valeurs de S, la concentration est juste un peu affectée. Des résultats qualitativement similaires de S ont été obtenus par Hayat et al. [7], [17].

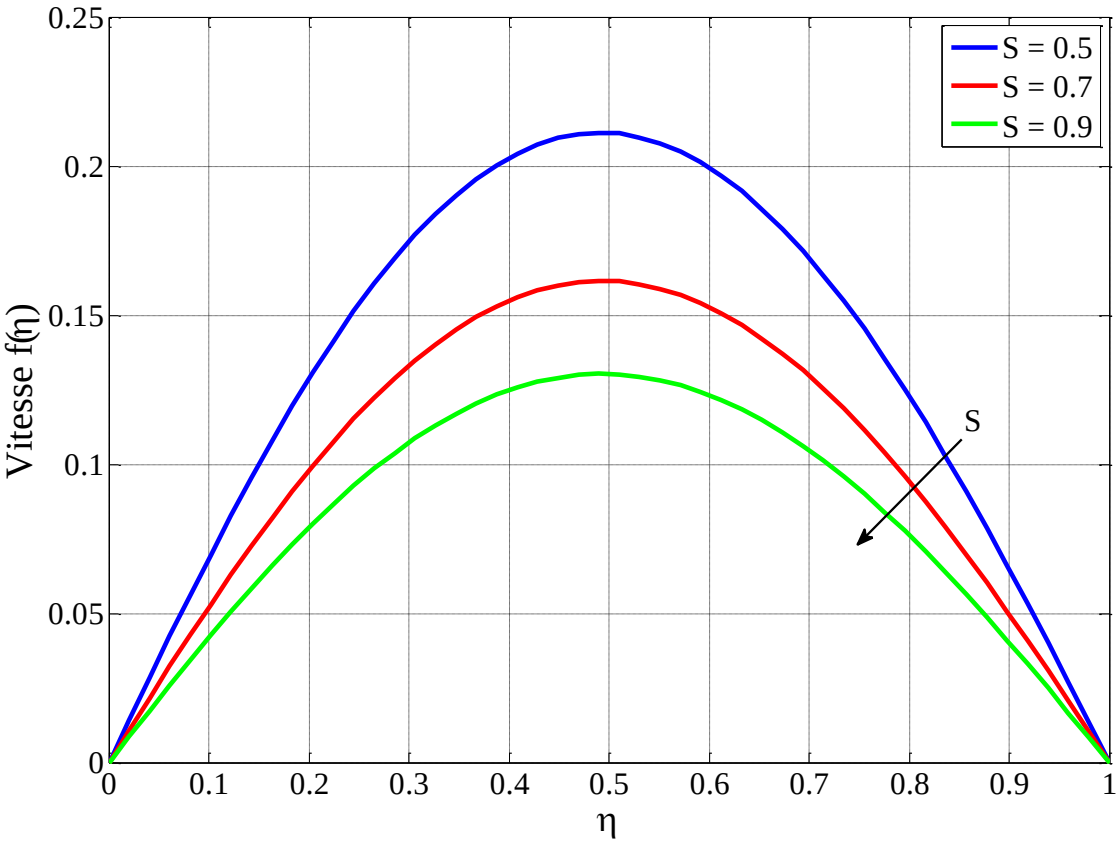


Figure IV.54. Profil de vitesse pour différentes valeurs de *S*.

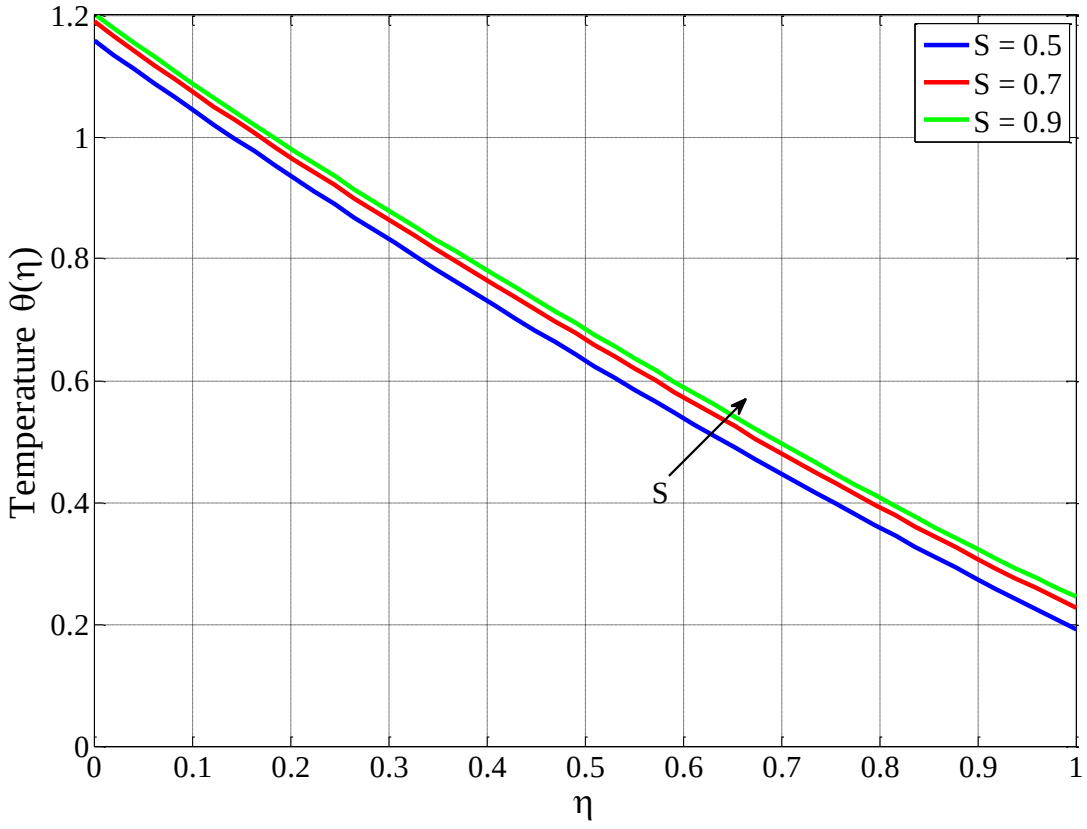


Figure IV.55. Profil de température pour différentes valeurs de *S*.

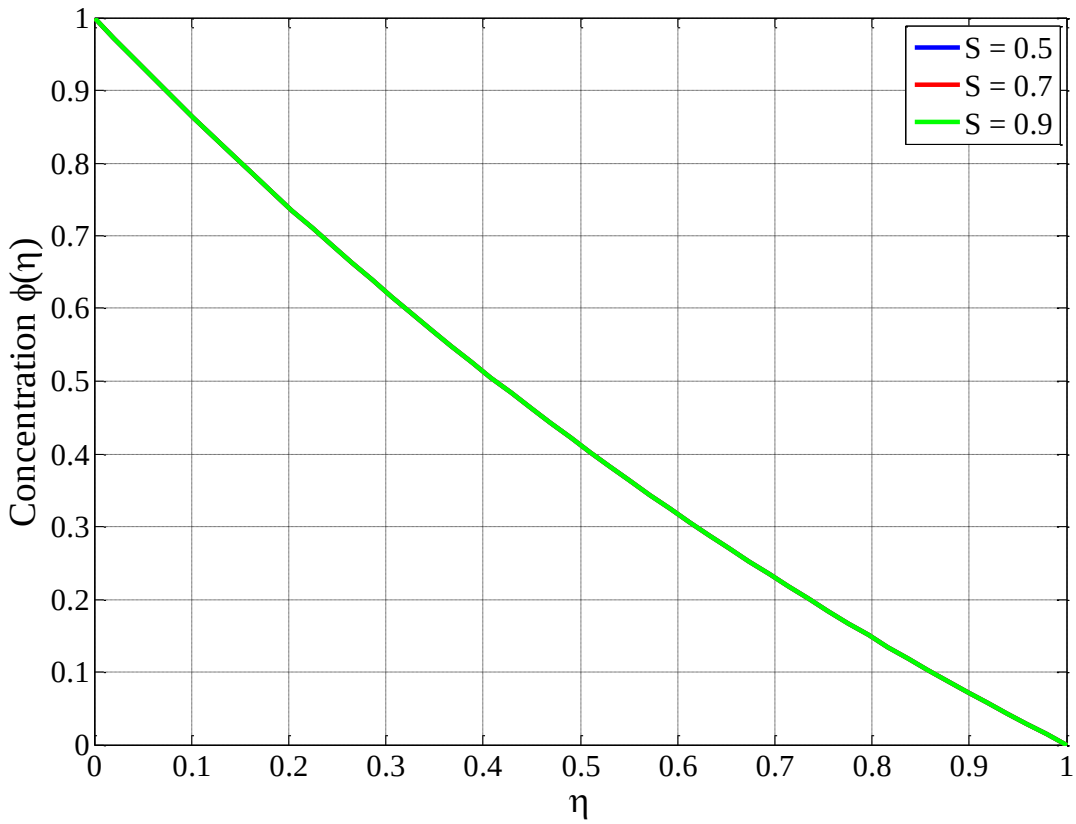


Figure IV.56. Profil de concentration pour différentes valeurs de S.

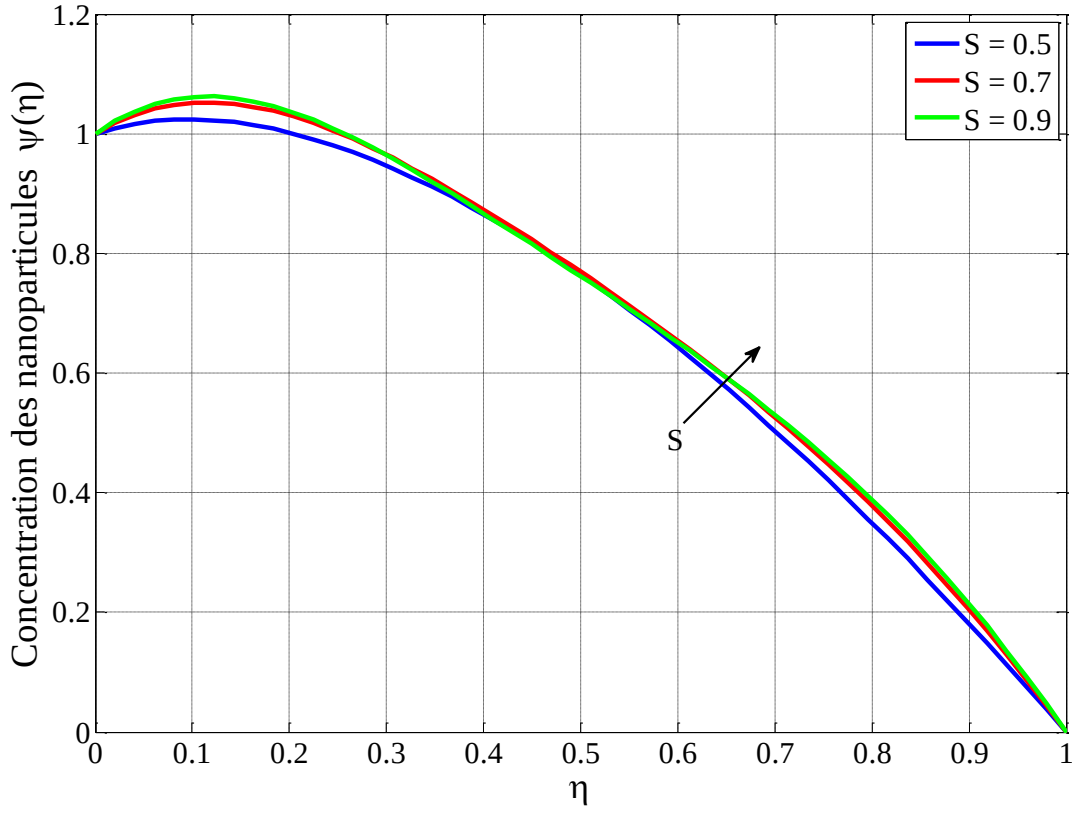


Figure IV.57. Profil de concentration des nanoparticules pour différentes valeurs de S.

IV.4.5 Variations des nombres de Nusselt et de Sherwood

La variation du transfert de chaleur et de masse pour différentes valeurs du paramètre de convection non linéaire χ, du nombre de Biot pour les parois gauche et droite H_1 et H_2, respectivement, du nombre de Lewis du nanofluide Le_n et du paramètre de couple stress S sont présentés dans le Tableau IV-8 et le Tableau IV-9 respectivement.

Il est utile d'utiliser la pente de régression linéaire avec la méthode du point de données (SLOPE) pour démontrer l'influence d'un paramètre sur les autres, à l'aide de Microsoft Excel.

Cependant le taux de transfert de masse n'est pas influencé par la variation du paramètre de convection non linéaire (non-Boussinesq) χ, des nombres de Biot H_1 et H_2 et du paramètre de couple contrainte S, ceci parait logique car ces paramètres n'ont aucune influence sur le gradient de concentration et n'apparaissent pas dans l'équation de la concentration.

Il est nettement facile de montrer que, le nombre de Nusselt diminue continuellement au mur de gauche avec un taux de $(-0{,}031)$, mais augmente considérablement au mur droit $(0{,}0583)$ pour les valeurs de $(0{,}1)$ à (1) du paramètre non Boussinesq χ. Par surcroît, il y'a une différence remarquable dans le cas où l'approximation de Boussinesq $\chi = 0$.

Pour des valeurs croissantes du nombre de Biot, le nombre de Nusselt augmente dans les deux murs, ici, il est évident de dire que le nombre de Nusselt augmente avec la température.

L'augmentation du paramètre de couple contrainte S et du nombre Le_n de Lewis du nanofluide, implique l'augmentation du nombre de Nusselt sur le mur de gauche et sa réduction sur celui de droite.

Tableau IV-8. Valeurs de Nu pour les valeurs sélectionnées de χ,H_1, $H2$, Le_n et S.

χ	$H1$	$H2$	Le_n	S	Nu_1	Nu_2
0.0	1.0	1.0	0.5	0.5	1.3011	0.5845
0.1					1.2979	0.5904
0.5					1.2854	0.6137
0.7					1.2793	0.6254
1.0					1.2701	0.6428
SLOPE					**-0.0310**	**0.0583**
0.1	**0.1**	1.0	0.5	0.5	0.0965	0.2003
	0.4				0.4237	0.2909
	0.7				0.8189	0.4148
	1.0				1.2979	0.5904
SLOPE					**1.3331**	**0.4314**
0.1	1.0	**0.1**	0.5	0.5	0.0572	0.1031
		0.4			0.6745	0.3161
		0.7			1.0378	0.4673
		1.0			1.2979	0.6904
SLOPE					**1.3618**	**0.6377**
0.1	1.0	1.0	**0.1**	0.5	1,2943	0,5962
			0.3		1,2958	0,5936
			0.6		1,2981	0,5899
			0.9		1,3003	0,5863
SLOPE					**0.0075**	**-0.0124**
0.1	1.0	0.5	1.0	**0.1**	1.0909	0.9166
				0.5	1.2979	0.5904
				0.7	1.3117	0.5723
				0.9	1.3175	0.5652
SLOPE					**0.2917**	**-0.4524**

Tableau IV-9. Valeurs de Sh pour les valeurs sélectionnées de χ, H_1, H_2, Le_n et S.

χ	$H1$	$H2$	Le_n	S	Sh_1	Sh_2
0.0	1.0	1.0	0.5	0.5	1.3967	0.6867
0.1					1.3967	0.6867
0.5					1.3967	0.6867
0.7					1.3967	0.6867
1.0					1.3967	0.6867
SLOPE					**0**	**0**
0.1	**0.1**	1.0	0.5	0.5	1.3967	0.6867
	0.4				1.3967	0.6867
	0.7				1.3967	0.6867
	1.0				1.3967	0.6867
SLOPE					**0**	**0**
0.1	1.0	**0.1**	0.5	0.5	1.3967	0.6867
		0.4			1.3967	0.6867
		0.7			1.3967	0.6867
		1.0			1.3967	0.6867
SLOPE					**0**	**0**
0.1	1.0	1.0	**0.1**	0.5	1.0727	0.9307
			0.3		1.2281	0.8021
			0.6		1.4858	0.6338
			0.9		1.7715	0.4935
SLOPE					**0.8746**	**-0.5454**
0.1	1.0	0.5	1.0	**0.1**	1.3967	0.6867
				0.5	1.3967	0.6867
				0.7	1.3967	0.6867
				0.9	1.3967	0.6867
SLOPE					**0**	**0**

Conclusion générale

Dans ce travail, on a présenté une étude numérique de l'écoulement magnétohydrodynamique et de transfert de chaleur et de masse par convection naturelle d'un fluide à couple contrainte avec des nanoparticules s'écoulant entre deux parois poreuses sous condition convective.

La première partie, a cerné une synthèse bibliographique sur les travaux disponibles sur les écoulements des fluides à couple contrainte dans le cas classique et en présence de nanoparticules à travers un canal.

La seconde partie, a contenu les notions essentielles de base du fluide à couple contrainte, des écoulements à travers un milieu poreux, de la magnétohydrodynamique, des nanofluides et de l'approximation de Boussinesq et non Boussinesq.

La partie suivante, a été consacrée à la modélisation. Les modèles mathématiques appropriés ont été développés, décrivant les phénomènes de la convection naturelle et de magnétohydrodynamique de fluide à couple contrainte classique et avec des nanoparticules, en présence d'un milieu poreux, en tenant compte à la fois des effets combinés de dissipation visqueuse, d'approximation de Boussinesq, du mouvement brownien et du paramètre de thermophorèse et de la masse volumique du mélange (liquide/solide) pour le cas de nanofluide, et sous les effets de diffusion croisée et de réaction chimique d'une part, et sous l'effet de l'approximation non linéaire de Boussinesq d'une autre part, de manière à exprimer les thèmes suivants :

- La convection naturelle MHD d'un fluide à couple contrainte à travers un canal poreux vertical en présence de diffusion croisé et de réaction chimique.

- L'écoulement MHD en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte contenant des nanoparticules à travers un canal poreux vertical avec une condition au limite convective.

- L'influence de l'approximation de non Boussinesq d'un écoulement MHD en convection naturelle d'un fluide à couple contrainte contenant des nanoparticules à travers un canal poreux vertical sous parois convective.

Afin de résoudre numériquement les équations régissant le problème, une méthode basée sur la technique des différences finies a été choisie, pour la solution du système BVP (Boundary value problem) déduit. Cette approche nous a permis de cerner les effets de différents paramètres sur le transfert de chaleur et de masse. On a validé nos modèles numériques en comparant nos résultats avec ceux d'autres auteurs. Nos résultats et discussions ont été inclus dans dernière et quatrième partie.

A la lumière de cette étude, on peut extraire les conclusions suivantes :

Fluide à couple contrainte

- La vitesse et la température adimensionnelles du fluide diminuent avec la diminution du nombre de Dufour (ou l'augmentation du nombre de Soret), tandis que la concentration du fluide diminue avec l'augmentation du nombre de Dufour (ou la diminution du nombre de Soret).

- Le milieu poreux avec l'effet d'inertie peut être considéré comme étant un promoteur pour améliorer le transfert de chaleur.

- L'augmentation des paramètres du milieu poreux, Darcy Da et Forchheimer Fo, réduit la vitesse et la température du fluide mais augmente sa concentration. Le nombre de Nusselt augmente dans la paroi gauche, et baisse dans la paroi droite avec l'augmentation de Da et de Fo. Le nombre de Forchheimer n'affecte pas le nombre Sherwood.

- Le champ magnétique est un facteur principal de perfectionnement de transfert de chaleur. Il est responsable, donc, du ralentissement de la vitesse et de l'élévation de la température due à la force de Lorentz.

- Les paramètres de couple contraint, du champ magnétique et de la réaction chimique ont un effet significatif sur les profils de vitesse, de température et de concentration. L'augmentation du paramètre de la réaction chimique baisse la vitesse et la température, mais augmente le profil de concentration, tandis que

l'augmentation des paramètres du champ magnétique et de la réaction chimique réduisent la vitesse et augmentent les profils de température et de concentration.

- Le taux de transfert de chaleur diminue dans la plaque gauche, tandis qu'il augmente dans la plaque droite avec l'augmentation des paramètres de couple contrainte, du champ magnétique et de la réaction chimique. Le contraire est remarqué pour le nombre de Sherwood.

Fluide à couple contrainte avec nanoparticules

- La présence du milieu poreux à sa propre signification, introduisant des effets importants sur le transfert de chaleur et de masse.

- L'augmentation de l'un des nombres de Darcy Da, de Forchheimer Fo, de Hartmann M ou du paramètre couple contrainte, diminue la vitesse et la temperature et augmente faiblement la concentration du fluide et la concentration des nanoparticules.

- La présence de nanoparticules accélère le transfert de chaleur.

- Le taux de transfert de chaleur diminue avec l'augmentation du paramètre de couple contrainte et du nombre de Hartmann, et augmente avec l'augmentation du mouvement Brownienne, du paramètre de thermophorèse et du nombre de Biot.

- Le taux de transfert de masse n'affecte ni le paramètre de couple contrainte, ni le nombre de Hartmann, ni le mouvement Brownienne, ni le paramètre de thermophorese, ni le nombre de Biot, ni le paramètre de non-Boussinesq.

- L'augmentation de paramatre de non Boussinesq augmente la vitesse et le nombre de Nusselt dans la plaque droite, mais diminue la temperature, la concentration des nanoparticules et le nombre de Nusselt dans la plaque gauche.

- Il y a aucune influence du paramètre de non Boussinesq ; ni sur la concentration du fluide, ni sur le nombre de Sherwood.

- Une augmentation du paramètre de convection H, peut être considérée comme un promoteur d'amélioration de transfert de chaleur.

- L'augmentation des deux nombres de Biot (égales) ou du nombre de Biot de la plaque droite (froide) augmente la vitesse et la température des nanoparticules. Tandis que l'augmentation de nombre de Biot de la plaque gauche (chaude) baisse la vitesse et la temperature.

- L'augmentation de nombre de Biot augmente la concentration des nanoparticules et n'affecte pas la concentration de fluide.

- Les taux de transfert de chaleur et de masse de la plaque gauche augmentent le nombre de Lewis de nanofluide et le diminue dans l'autre plaque.

Ce travail est à notre sens porteur de perspectives d'applications prometteuses, notamment dans le domaine du refroidissement des tours par l'usage des nanofluides en remplacement des fluides classiques, mais comme montré en imposant des moyens de contrôle telles la MHD, conduisant à des couts d'exploitation moindres, ce qui mène à une perspective d'optimisation des paramètres.

Références bibliographiques

[1] V. K. Stokes, « Couple Stresses in Fluids », *Phys. Fluids*, vol. 9, n° 9, p. 1709, 1966.

[2] J.-R. Lin et C.-R. Hung, « Combined effects of non-Newtonian couple stresses and fluid inertia on the squeeze film characteristics between a long cylinder and an infinite plate », *Fluid Dyn. Res.*, vol. 39, n° 8, p. 616, 2007.

[3] E. F. El Shehawey et K. S. Mekheimer, « Couple-stresses in peristaltic transport of fluids », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 27, n° 6, p. 1163, 1994.

[4] N. B. Naduvinamani et S. B. Patil, « Numerical solution of finite modified Reynolds equation for couple stress squeeze film lubrication of porous journal bearings », *Comput. Struct.*, vol. 87, n° 21-22, p. 1287-1295, nov. 2009.

[5] M. Lahmar et B. S. Benyebka, « Couple stress effects on the dynamic behavior of connecting rod bearings in both gasoline and diesel engines », *Tribol. Trans.*, vol. 51, n° 1, p. 44-56, janv. 2008.

[6] D. M., S. D., et S. B., « Analytical solutions of couple stress fluid flows with slip boundary conditions », *Alexandria Eng. J.*, vol. 53, n° 3, p. 723-730, sept. 2014.

[7] K. Ramesh, « Effects of slip and convective conditions on the peristaltic flow of couple stress fluid in an asymmetric channel through porous medium », *Comput. Methods Programs Biomed.*, vol. 135, p. 1-14, oct. 2016.

[8] J. Umavathi, J. P. Kumar, I. Pop, et M. Shekar, « Flow and heat transfer of couple stress fluid in a vertical channel in the presence of heat source/sink », *Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow*, vol. 27, n° 4, p. 795-819, avr. 2017.

[9] J. C. Umavathi, A. J. Chamkha, M. H. Manjula, et A. Al-Mudhaf, « Flow and heat transfer of a couple-stress fluid sandwiched between viscous fluid layers », *Can. J. Phys.*, vol. 83, n° 7, p. 705-720, juill. 2005.

[10] S. Ahmed, O. Anwar Bég, et S. K. Ghosh, « A couple stress fluid modeling on free convection oscillatory hydromagnetic flow in an inclined rotating channel », *Ain Shams Eng. J.*, vol. 5, n° 4, p. 1249-1265, déc. 2014.

[11] M. Dhange et G. Sankad, « CREEPING SINUSOIDAL FLOW AND DISPERSION OF A COUPLE STRESS FLUID WITH CHEMICAL REACTION AND WALL EFFECTS », *ASRO J. Appl. Mech.*, vol. 3, nº 1, p. 6-20, 2018.

[12] K. K, S. Motsa, et D. Srinivasacharya, « Mixed Convection Flow of Couple Stress Fluid in a Vertical Channel with Radiation and Soret Effects », *J. Appl. Fluid Mech.*, vol. 9, p. 43-50, 2016.

[13] D. Srinivasacharya et K. Kaladhar, « Mixed Convection Flow of Chemically Reacting Couple Stress Fluid in a Vertical Channel with Soret and Dufour Effects », *Int. J. Comput. Methods Eng. Sci. Mech.*, vol. 15, nº 5, p. 413-421, 2014.

[14] D. Srinivasacharya et K. Kaladhar, « Soret and dufour effects on free convection flow of a couple stress fluid in a vertical channel with chemical reaction », *Chem. Ind. Chem. Eng. Q.*, vol. 19, nº 1, p. 45-55, 2013.

[15] D. Srinivasacharya et K. Kaladhar, « Natural convection flow of a couple stress fluid between two vertical parallel plates with Hall and ion-slip effects », *Acta Mech. Sin.*, vol. 28, nº 1, p. 41-50, 2012.

[16] K. Kaladhar, « Natural Convection Flow of Couple Stress Fluid in a Vertical Channel With Hall and Joule Heating Effects », *Procedia Eng.*, vol. 127, p. 1071-1078, janv. 2015.

[17] T. Hayat, S. Asghar, A. Tanveer, et A. Alsaedi, « Chemical reaction in peristaltic motion of MHD couple stress fluid in channel with Soret and Dufour effects », *Results Phys.*, vol. 10, p. 69-80, sept. 2018.

[18] R. P. C. V. S. R. Indira, « Effect of Couple Stresses on the Natural Convection of Heat and Mass Transfer in a Vertical Channel with Asymmetric Wall Temperature & Concentration », *Int. J. Eng. Innov. Technol.*, vol. 3, nº 1, p. 301-304, 2013.

[19] D. Srinivasacharya, N. Srinivasacharyulu, et O. Odelu, « Flow and heat transfer of couple stress fluid in a porous channel with expanding and contracting walls », *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 36, nº 2, p. 180-185, févr. 2009.

[20] S. O. Adesanya et O. D. Makinde, « Heat Transfer to Magnetohydrodynamic Non-Newtonian Couple Stress Pulsatile Flow Between two Parallel Porous Plates », *Zeitschrift für Naturforsch. A*, vol. 67, nº 10-11, p. 647-656, janv. 2012.

[21] N. T. Eldabe, S. M. Elshaboury, A. A. Hasan, et M. A. Elogail, « MHD peristaltic flow of a couple stress fluids with heat and mass transfer through a porous medium », *Innov. Syst. Des. Eng.*, vol. 3, nº 5, 2012.

[22] R. Muthuraj, S. Srinivas, et R. K. Selvi, « Heat and mass transfer effects on MHD flow of a couple-stress fluid in a horizontal wavy channel with viscous dissipation and porous medium », *Heat Transf. Res.*, vol. 42, nº 5, p. 403-421, juill. 2013.

[23] O. Makinde et A. Eegunjobi, « Entropy Generation in a Couple Stress Fluid Flow Through a Vertical Channel Filled with Saturated Porous Media », *Entropy*, vol. 15, nº 12, p. 4589-4606, oct. 2013.

[24] S. O. Adesanya et O. D. Makinde, « Entropy generation in couple stress fluid flow through porous channel with fluid slippage », *Int. J. Exergy*, vol. 15, nº 3, p. 344, 2014.

[25] G. C. Sankad et P. S. Nagathan, « Transport of MHD Couple Stress Fluid Through Peristalsis in a Porous Medium Under the Influence of Heat Transfer and Slip Effects », *Int. J. Appl. Mech. Eng.*, vol. 22, nº 2, p. 403-414, mai 2017.

[26] P. Maninaga Kumar, A. Kavitha, et R. Saravana, « Hall effects on peristaltic flow of couple stress fluid in a vertical asymmetric channel », *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.*, vol. 263, nº 6, p. 062021, nov. 2017.

[27] N. S. Akbar et S. Nadeem, « Intestinal Flow of a Couple Stress Nanofluid in Arteries », *IEEE Trans. Nanobioscience*, vol. 12, nº 4, p. 332-339, déc. 2013.

[28] O. D. Makinde et A. S. Eegunjobi, « MHD couple stress nanofluid flow in a permeable wall channel with entropy generation and nonlinear radiative heat », *J. Therm. Sci. Technol.*, vol. 12, nº 2, p. JTST0033-JTST0033, 2017.

[29] A. S. Eegunjobi et O. D. Makinde, « Irreversibility analysis of hydromagnetic flow of couple stress fluid with radiative heat in a channel filled with a porous medium »,

Results Phys., vol. 7, p. 459-469, janv. 2017.

[30] J. V. Ramana Reddy, D. Srikanth, et S. K. Das, « Modelling and simulation of temperature and concentration dispersion in a couple stress nanofluid flow through stenotic tapered arteries », *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 132, n° 8, p. 365, 2017.

[31] T. Hayat, R. Sajjad, A. Alsaedi, T. Muhammad, et R. Ellahi, « On squeezed flow of couple stress nanofluid between two parallel plates », *Results Phys.*, vol. 7, p. 553-561, janv. 2017.

[32] S. Adesanya *et al.*, « Thermodynamic Analysis for Buoyancy-Induced Couple Stress Nanofluid Flow with Constant Heat Flux », *Entropy*, vol. 19, n° 11, p. 580, oct. 2017.

[33] M. Cannone, « A generalization of a theorem by Kato on Navier-Stokes equations », *Rev. matemática Iberoam.*, vol. 13, n° 3, p. 515-541, 1997.

[34] R. Temam, *Navier-Stokes equations: theory and numerical analysis*, vol. 343. American Mathematical Soc., 2001.

[35] A. C. Eringen, « Theory of micropolar fluids », *J. Math. Mech.*, p. 1-18, 1966.

[36] null Sunil, R. C. Sharmab, et R. S. Chandel, « On Superposed Couple-stress Fluids in Porous Medium in Hydromagnetics The Use of Quantum-Chemical Semiempirical Methods to Calculate the Lattice Energies of Organic Molecular Crystals. Part II: The Lattice Energies of - and -Oxalic Acid (COOH)2 », *Zeitschrift für Naturforsch. A*, vol. 57, n° 12, p. 955-960, janv. 2002.

[37] M. Devakar et T. K. V Iyengar, « Stokes' problems for an incompressible couple stress fluid », *Nonlinear Anal. Model. Control*, vol. 1, n° 2, p. 181-190, 2008.

[38] V. K. Stokes, *Theories of fluids with microstructure: an introduction*. Springer Science & Business Media, 2012.

[39] D. A. Nield et A. Bejan, *Convection in porous media*, vol. 3. Springer, 2006.

[40] D. Law, « [508] Convection of a Fluid in a Porous Medium », in *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 2018, vol. 44, n° January 1948, p. 508-521.

[41] J. Bear, « Dynamics of fluids in porous media–American Elsevier pub », *Comp., inc. New York, 764p*, 1972.

[42] J. C. Ward, « Turbulent flow in porous media », *J. Hydraul. Div.*, vol. 90, n° 5, p. 1-12, 1964.

[43] M. Kaviany, *Principles of Heat Transfer in Porous Media*. New York, NY: Springer New York, 1995.

[44] R. Calvet, *Le sol: propriétés et fonctions*, vol. 2. France Agricole Editions, 2003.

[45] H. P. G. Darcy, *Les Fontaines publiques de la ville de Dijon. Exposition et application des principes à suivre et des formules à employer dans les questions de distribution d'eau, etc*. V. Dalamont, 1856.

[46] H. Darcy, *Les fontaines publiques de la ville de Dijon: exposition et application...* Victor Dalmont, 1856.

[47] M. Nicolas, « Ecoulements dans les milieux poreux », *DEA mécanique énergétique*, 2003.

[48] D. K. Gartling, C. E. Hickox, et R. C. Givler, « Simulation of coupled viscous and porous flow problems », *Int. J. Comut. Fluid Dyn.*, vol. 7, n° 1-2, p. 23-48, 1996.

[49] J. R. A. Pearson et P. M. J. Tardy, « Models for flow of non-Newtonian and complex fluids through porous media », *J. Nonnewton. Fluid Mech.*, vol. 102, n° 2, p. 447-473, 2002.

[50] P. Forchheimer, « Wasserbewegung durch boden », *Z. Ver. Deutsch, Ing.*, vol. 45, p. 1782-1788, 1901.

[51] G. S. Beavers et E. M. Sparrow, « Non-Darcy flow through fibrous porous media », *J. Appl. Mech.*, vol. 36, n° 4, p. 711-714, 1969.

[52] J. Fourier, *Theorie analytique de la chaleur, par M. Fourier*. Chez Firmin Didot, père et fils, 1822.

[53] A. Fick, « Ueber diffusion », *Ann. Phys.*, vol. 170, nº 1, p. 59-86, 1855.

[54] D. Srinivasacharya, B. Mallikarjuna, et R. Bhuvanavijaya, « Soret and Dufour effects on mixed convection along a vertical wavy surface in a porous medium with variable properties », *Ain Shams Eng. J.*, vol. 6, nº 2, p. 553-564, juin 2015.

[55] D. Srinivasacharya, N. Srinivasacharyulu, et O. Odelu, « Flow of couple stress fluid between two parallel porous plates », *Int. J. Appl. Math*, vol. 41, nº 2, p. 10-14, 2011.

[56] S. Bories, A. Mojtabi, M. Prat, et M. Quintard, *Transferts de chaleur dans les milieux poreux*. Ed. Techniques Ingénieur, 1995.

[57] G. Galliéro, « Thermodiffusion dans les fluides de Lennard-Jones par dynamique moléculaire ». 2003.

[58] A. Mojtabi et M.-C. Charrier-Mojtabi, « Double-diffusive convection in porous media », in *Handbook of Porous media*, CRC Press, 2005, p. 287-338.

[59] Sunil, R. Devi, et A. Mahajan, « Global stability for thermal convection in a couple-stress fluid », *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 38, nº 7, p. 938-942, août 2011.

[60] A. Postelnicu, « Influence of a magnetic field on heat and mass transfer by natural convection from vertical surfaces in porous media considering Soret and Dufour effects », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 47, nº 6-7, p. 1467-1472, 2004.

[61] E. R. G. Eckert et R. M. Drake, *Analysis of Heat Transfer and Mass Transfer*. McGraw-Hill, 1972.

[62] S. R. De Groot et P. Mazur, « Non equilibrium thermodynamics–North-Holland Publ », *Co., Amsterdam*, 1962.

[63] R. B. Bird, W. E. Stewart, et E. N. Lightfoot, « SOLUTION-Transport Phenomena », 2001.

[64] M. Faraday, « V. Experimental researches in electricity », *Philos. Trans. R. Soc. London*, nº 122, p. 125-162, 1832.

[65] D. D. Schnack, « Lectures in magnetohydrodynamics, volume 780 of Lecture Notes in Physics ». Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009.

[66] J. Hartmann et F. Lazarus, *Hg-dynamics*. Levin & Munksgaard Copenhagen, 1937.

[67] H. Alfvén et N. Herlofson, « Cosmic radiation and radio stars », *Phys. Rev.*, vol. 78, n° 5, p. 616, 1950.

[68] S. Lundquist, « Studies in magneto-hydrodynamics », *Ark. Fys.*, vol. 5, n° 4, p. 297-347, 1952.

[69] A. El Gallaf, « Etude de la dynamique non-linéaire des écoulements chauffés et soumis à des champs magnétiques ». 2009.

[70] A. Thess, E. V Votyakov, et Y. Kolesnikov, « Lorentz force velocimetry », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, n° 16, p. 164501, 2006.

[71] R. MOREAU, « Ecoulement d'un métal liquide en présence d'un champ magnétique », *Trait. Génie électrique*, vol. 4, p. D2950, 1992.

[72] J. A. Gruss et J. P. Ribeiro, « Nanofluides pour les applications thermiques », *Tech. l'Ingénieur, nm5115.-2009*.

[73] J. C. Maxwell, « A treatise on electricity and magnetism, Clarendon », *Oxford*, vol. 314, p. 1873, 1881.

[74] S. U. S. Choi et J. A. Eastman, « Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles », 1995.

[75] I. C. Bang et S. H. Chang, « Boiling heat transfer performance and phenomena of Al2O3–water nano-fluids from a plain surface in a pool », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, n° 12, p. 2407-2419, 2005.

[76] W. Yu, D. M. France, J. L. Routbort, et S. U. S. Choi, « Review and comparison of nanofluid thermal conductivity and heat transfer enhancements », *Heat Transf. Eng.*, vol. 29, n° 5, p. 432-460, 2008.

[77] J. A. Eastman, S. U. S. Choi, S. Li, W. Yu, et L. J. Thompson, « Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, n° 6, p. 718-720, 2001.

[78] H. Zhu, Y. Lin, et Y. Yin, « A novel one-step chemical method for preparation of copper nanofluids », *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 277, n° 1, p. 100-103, 2004.

[79] M.-S. Liu, M. C.-C. Lin, C. Y. Tsai, et C.-C. Wang, « Enhancement of thermal conductivity with Cu for nanofluids using chemical reduction method », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 49, n° 17-18, p. 3028-3033, 2006.

[80] J. M. Romano, J. C. Parker, et Q. B. Ford, « Application opportunities for nanoparticles made from the condensation of physical vapors », *Adv. Powder Metall. Part. Mater.*, vol. 2, p. 12, 1997.

[81] Y. Xuan, Q. Li, et W. Hu, « Aggregation structure and thermal conductivity of nanofluids », *AIChE J.*, vol. 49, n° 4, p. 1038-1043, 2003.

[82] J. Buongiorno, « Convective transport in nanofluids », *J. Heat Transfer*, vol. 128, n° 3, p. 240-250, 2006.

[83] S. Savithiri, A. Pattamatta, et S. K. Das, « Scaling analysis for the investigation of slip mechanisms in nanofluids », *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 6, n° 1, p. 471, 2011.

[84] E. L. Cussler, « Diffusion, Mass Transfer in Fluid Systems, Cambridge Uni », *Press. Cambridge, UK*, 1997.

[85] D. Wen, G. Lin, S. Vafaei, et K. Zhang, « Review of nanofluids for heat transfer applications », *Particuology*, vol. 7, n° 2, p. 141-150, 2009.

[86] V. D. A. G. Bruggeman, « Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen », *Ann. Phys.*, vol. 416, n° 7, p. 636-664, 1935.

[87] R. L. Hamilton et O. K. Crosser, « Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems », *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, vol. 1, n° 3, p. 187-191, 1962.

[88] B. C. Pak et Y. I. Cho, « Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles », *Exp. Heat Transf. an Int. J.*, vol. 11, nº 2, p. 151-170, 1998.

[89] W. Yu et S. U. S. Choi, « The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: a renovated Maxwell model », *J. nanoparticle Res.*, vol. 5, nº 1-2, p. 167-171, 2003.

[90] P. Bhattacharya, S. K. Saha, A. Yadav, P. E. Phelan, et R. S. Prasher, « Brownian dynamics simulation to determine the effective thermal conductivity of nanofluids », *J. Appl. Phys.*, vol. 95, nº 11, p. 6492-6494, 2004.

[91] J. R. Lin, C. R. Hung, et R. F. Lu, « Averaged inertia principle for non-Newtonian squeeze films in wide parallel plates: Couple stress fluid », *J. Mar. Sci. Technol.*, vol. 14, nº 4, p. 218-224, 2006.

[92] E. V Timofeeva *et al.*, « Thermal conductivity and particle agglomeration in alumina nanofluids: experiment and theory », *Phys. Rev. E*, vol. 76, nº 6, p. 61203, 2007.

[93] M. Chandrasekar, S. Suresh, R. Srinivasan, et A. C. Bose, « New analytical models to investigate thermal conductivity of nanofluids », *J. Nanosci. Nanotechnol.*, vol. 9, nº 1, p. 533-538, 2009.

[94] L. S. Sundar et K. V Sharma, « Experimental determination of thermal conductivity of fluid containing oxide nanoparticles », *Int. J. Dyn. Fluids*, vol. 4, nº 1, p. 57-69, 2008.

[95] R. K. Shukla et V. K. Dhir, « Study of the effective thermal conductivity of nanofluids », in *ASME 2005 International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, 2005, p. 537-541.

[96] M. Chandrasekar, S. Suresh, et A. C. Bose, « Experimental investigations and theoretical determination of thermal conductivity and viscosity of Al2O3/water nanofluid », *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 34, nº 2, p. 210-216, 2010.

[97] A. I. Shames, V. Y. Osipov, H. J. Von Bardeleben, et A. Y. Vul, « Spin S= 1 centers: a universal type of paramagnetic defects in nanodiamonds of dynamic synthesis », *J.*

Phys. Condens. Matter, vol. 24, n° 22, p. 225302, 2012.

[98] K. Mallick, A. Jarvis, J. B. Fisher, K. P. Tu, E. Boegh, et D. Niyogi, « Latent heat flux and canopy conductance based on Penman–Monteith, Priestley–Taylor Equation, and Bouchet's complementary hypothesis », *J. Hydrometeorol.*, vol. 14, n° 2, p. 419-442, 2013.

[99] H. Masuda, A. Ebata, et K. Teramae, « Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles. Dispersion of Al2O3, SiO2 and TiO2 ultra-fine particles », 1993.

[100] S. Lee, S.-S. Choi, S. Li and, et J. A. Eastman, « Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles », *J. Heat Transfer*, vol. 121, n° 2, p. 280-289, 1999.

[101] H. Xie, J. Wang, T. Xi, Y. Liu, F. Ai, et Q. Wu, « Thermal conductivity enhancement of suspensions containing nanosized alumina particles », *J. Appl. Phys.*, vol. 91, n° 7, p. 4568-4572, 2002.

[102] S. K. Das, N. Putra, et W. Roetzel, « Pool boiling characteristics of nano-fluids », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 46, n° 5, p. 851-862, 2003.

[103] C. H. Li et G. P. Peterson, « Experimental investigation of temperature and volume fraction variations on the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions (nanofluids) », *J. Appl. Phys.*, vol. 99, n° 8, p. 84314, 2006.

[104] M. P. Beck, Y. Yuan, P. Warrier, et A. S. Teja, « The effect of particle size on the thermal conductivity of alumina nanofluids », *J. Nanoparticle Res.*, vol. 11, n° 5, p. 1129-1136, 2009.

[105] A. Turgut, I. Tavman, M. Chirtoc, H. P. Schuchmann, C. Sauter, et S. Tavman, « Thermal conductivity and viscosity measurements of water-based TiO 2 nanofluids », *Int. J. Thermophys.*, vol. 30, n° 4, p. 1213-1226, 2009.

[106] R. S. Vajjha et D. K. Das, « Experimental determination of thermal conductivity of three nanofluids and development of new correlations », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, n° 21-22, p. 4675-4682, 2009.

[107] C. Pang, J.-Y. Jung, J. W. Lee, et Y. T. Kang, « Thermal conductivity measurement of methanol-based nanofluids with Al2O3 and SiO2 nanoparticles », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 55, n° 21-22, p. 5597-5602, 2012.

[108] C. Pang, J.-Y. Jung, et Y. T. Kang, « Thermal conductivity enhancement of Al2O3 nanofluids based on the mixtures of aqueous NaCl solution and CH3OH », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 56, n° 1-2, p. 94-100, 2013.

[109] Y. S. Ju, J. Kim, et M.-T. Hung, « Experimental study of heat conduction in aqueous suspensions of aluminum oxide nanoparticles », *J. Heat Transfer*, vol. 130, n° 9, p. 92403, 2008.

[110] X. F. Li, D. S. Zhu, X. J. Wang, N. Wang, J. W. Gao, et H. Li, « Thermal conductivity enhancement dependent pH and chemical surfactant for Cu-H2O nanofluids », *Thermochim. Acta*, vol. 469, n° 1-2, p. 98-103, 2008.

[111] K. S. Hong, T.-K. Hong, et H.-S. Yang, « Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, n° 3, p. 31901, 2006.

[112] X. Wang et D. Zhu, « Investigation of pH and SDBS on enhancement of thermal conductivity in nanofluids », *Chem. Phys. Lett.*, vol. 470, n° 1-3, p. 107-111, 2009.

[113] W. Yu, D. M. France, S. U. S. Choi, et J. L. Routbort, « Review and assessment of nanofluid technology for transportation and other applications. », Argonne National Lab.(ANL), Argonne, IL (United States), 2007.

[114] S. M. S. Murshed, K. C. Leong, et C. Yang, « Investigations of thermal conductivity and viscosity of nanofluids », *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 47, n° 5, p. 560-568, 2008.

[115] C. H. Chon, K. D. Kihm, S. P. Lee, et S. U. S. Choi, « Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al 2 O 3) thermal conductivity enhancement », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, n° 15, p. 153107, 2005.

[116] X. Zhang, H. Gu, et M. Fujii, « Effective thermal conductivity and thermal diffusivity of nanofluids containing spherical and cylindrical nanoparticles », *Exp. Therm. Fluid*

Sci., vol. 31, n° 6, p. 593-599, 2007.

[117] Y. Feng, B. Yu, P. Xu, et M. Zou, « The effective thermal conductivity of nanofluids based on the nanolayer and the aggregation of nanoparticles », *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 40, n° 10, p. 3164, 2007.

[118] K. B. Anoop, T. Sundararajan, et S. K. Das, « Effect of particle size on the convective heat transfer in nanofluid in the developing region », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, n° 9-10, p. 2189-2195, 2009.

[119] R. Strandberg et D. K. Das, « Influence of temperature and properties variation on nanofluids in building heating », *Energy Convers. Manag.*, vol. 51, n° 7, p. 1381-1390, 2010.

[120] R. Prasher, D. Song, J. Wang, et P. Phelan, « Measurements of nanofluid viscosity and its implications for thermal applications », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, n° 13, p. 133108, 2006.

[121] E. V Timofeeva, J. L. Routbort, et D. Singh, « Particle shape effects on thermophysical properties of alumina nanofluids », *J. Appl. Phys.*, vol. 106, n° 1, p. 14304, 2009.

[122] D. P. H. Hasselman et L. F. Johnson, « Effective thermal conductivity of composites with interfacial thermal barrier resistance », *J. Compos. Mater.*, vol. 21, n° 6, p. 508-515, 1987.

[123] S. Ozerinc, « Heat Transfer Enhancement with Nanofluids », Middle East Technical University, Ankara, Turkey, 2010.

[124] A. Einstein, « Eine neue bestimmung der moleküldimensionen », *Ann. Phys.*, vol. 324, n° 2, p. 289-306, 1906.

[125] I. M. Krieger et T. J. Dougherty, « A mechanism for non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres », *Trans. Soc. Rheol.*, vol. 3, n° 1, p. 137-152, 1959.

[126] L. E. Nielsen, « Generalized equation for the elastic moduli of composite materials », *J. Appl. Phys.*, vol. 41, n° 11, p. 4626-4627, 1970.

[127] G. K. Batchelor, « The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of

spherical particles », *J. Fluid Mech.*, vol. 83, n° 1, p. 97-117, 1977.

[128] H. C. Brinkman, « The viscosity of concentrated suspensions and solutions », *J. Chem. Phys.*, vol. 20, n° 4, p. 571, 1952.

[129] W. J. Tseng et K.-C. Lin, « Rheology and colloidal structure of aqueous TiO2 nanoparticle suspensions », *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 355, n° 1-2, p. 186-192, 2003.

[130] D. P. Kulkarni, D. K. Das, et G. A. Chukwu, « Temperature dependent rheological property of copper oxide nanoparticles suspension (nanofluid) », *J. Nanosci. Nanotechnol.*, vol. 6, n° 4, p. 1150-1154, 2006.

[131] C. T. Nguyen *et al.*, « Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids–hysteresis phenomenon », *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 28, n° 6, p. 1492-1506, 2007.

[132] G. A. Longo et C. Zilio, « Experimental measurement of thermophysical properties of oxide–water nano-fluids down to ice-point », *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 35, n° 7, p. 1313-1324, 2011.

[133] W. H. Azmi, K. V Sharma, R. Mamat, G. Najafi, et M. S. Mohamad, « The enhancement of effective thermal conductivity and effective dynamic viscosity of nanofluids–a review », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 53, p. 1046-1058, 2016.

[134] S. W. Lee, S. D. Park, S. Kang, I. C. Bang, et J. H. Kim, « Investigation of viscosity and thermal conductivity of SiC nanofluids for heat transfer applications », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, n° 1-3, p. 433-438, 2011.

[135] J. H. Kim, C. W. Jung, et Y. T. Kang, « Mass transfer enhancement during CO2 absorption process in methanol/Al2O3 nanofluids », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 76, p. 484-491, 2014.

[136] J. P. Meyer, S. A. Adio, M. Sharifpur, et P. N. Nwosu, « The viscosity of nanofluids: a review of the theoretical, empirical, and numerical models », *Heat Transf. Eng.*, vol. 37, n° 5, p. 387-421, 2016.

[137] R. Prasher, P. E. Phelan, et P. Bhattacharya, « Effect of aggregation kinetics on the thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluid) », *Nano Lett.*, vol. 6,

n° 7, p. 1529-1534, 2006.

[138] S.-Q. Zhou et R. Ni, « Measurement of the specific heat capacity of water-based Al 2 O 3 nanofluid », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, n° 9, p. 93123, 2008.

[139] E. Magyari, « Comment on the homogeneous nanofluid models applied to convective heat transfer problems », *Acta Mech.*, vol. 222, n° 3-4, p. 381-385, 2011.

[140] R. K. Tiwari et M. K. Das, « Heat transfer augmentation in a two-sided lid-driven differentially heated square cavity utilizing nanofluids », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 50, n° 9-10, p. 2002-2018, 2007.

[141] R. Prasher, P. Bhattacharya, et P. E. Phelan, « Brownian-motion-based convective-conductive model for the effective thermal conductivity of nanofluids », *J. Heat Transfer*, vol. 128, n° 6, p. 588-595, 2006.

[142] J. A. Eastman, S. R. Phillpot, S. U. S. Choi, et P. Keblinski, « Thermal transport in nanofluids », *Annu. Rev. Mater. Res.*, vol. 34, p. 219-246, 2004.

[143] G. S. McNab et A. Meisen, « Thermophoresis in liquids », *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 44, n° 2, p. 339-346, 1973.

[144] J. Boussinesq, *Thōrie analytique de la chaleur mise en harmonie avec la thermodynamique et avec la thōrie mc̄anique de la lumi_re: Refroidissement et c̄hauffement par rayonnement, conductibilit c̄des tiges, lames et masses cristallines, courants de convection, thōrie mc̄*, vol. 2. Gauthier-Villars, 1903.

[145] M. K. Partha, « Nonlinear convection in a non-Darcy porous medium », *Appl. Math. Mech.*, vol. 31, n° 5, p. 565-574, 2010.

[146] H. Barrow et T. L. Sitharamarao, « Effect of variation in volumetric expansion coefficient on free convection heat transfer », *Br. Chem. Eng.*, vol. 16, n° 8, p. 704-+, 1971.

[147] K. Vajravelu et K. S. Sastri, « Fully developed laminar free convection flow between two parallel vertical walls—I », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 20, n° 6, p. 655-660, 1977.

[148] L. Wang et M. Quintard, « Nanofluids of the future », in *Advances in transport phenomena*, Springer, 2009, p. 179-243.

[149] B. Vasu, R. S. R. Gorla, O. A. Bég, P. Murthy, V. R. Prasad, et A. Kadir, « Unsteady flow of a nanofluid over a sphere with nonlinear Boussinesq approximation », *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 33, nº 2, p. 343-355, 2018.

[150] N. G. Kafoussias et E. W. Williams, « Thermal-diffusion and diffusion-thermo effects on mixed free-forced convective and mass transfer boundary layer flow with temperature dependent viscosity », *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 33, nº 9, p. 1369-1384, juill. 1995.

[151] M. Gnaneswara Reddy et K. Venugopal Reddy, « Influence of Joule Heating on MHD Peristaltic Flow of a Nanofluid with Compliant Walls », in *Procedia Engineering*, 2015, vol. 127, p. 1002-1009.

[152] SANJEEVKUMAR D., « Magnetohydrodynamic flow of a nanofluid by peristalsis in an asymmetric channel having flexible walls », *J. Int. J. Math.*, vol. 6, nº 4, p. 205-218, 2015.

[153] O. D. MAKINDE et A. S. EEGUNJOBI, « MHD couple stress nanofluid flow in a permeable wall channel with entropy generation and nonlinear radiative heat », *J. Therm. Sci. Technol.*, vol. 12, nº 2, p. JTST0033-JTST0033, 2017.

[154] S. O. Adesanya, J. A. Falade, et R. Rach, « Effect of couple stresses on hydromagnetic Eyring-Powell fluid flow through a porous channel », *Theor. Appl. Mech.*, vol. 42, nº 2, p. 135-150, 2015.