

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université du 20 Août 1955 Skikda
Faculté des sciences
Département des sciences de la matière



N° d'ordre :/Doct/2024.

Série :/physique/ 2024.

THESE

Présentée pour obtenir le diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : ÉNERGETIQUE

Par :

TOUIKER Mouna

THEME

**Étude de la Thermo-diffusion dans les Fluides
Binaires en Présence de Convection Mixte**

Soutenue le : 07 /10 / 2024.

Devant le Jury composé de :

Président :	<i>KEZZAR Mohamed</i>	<i>MCA</i>	<i>Université de Skikda</i>
Directeur de la thèse :	<i>OMARA Abdeslam</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université de Constantine 1</i>
Co-directeur de la thèse :	<i>BOUROUIS Abderrahim</i>	<i>MCA</i>	<i>Université de Jijel</i>
Examineur :	<i>BOUGRIOU Cherif</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université de Batna</i>
Examineur :	<i>BOUHEZZA Aicha</i>	<i>MCA</i>	<i>Université de Skikda</i>
Examineur :	<i>DJIMLI Samir</i>	<i>MCA</i>	<i>Université de Jijel</i>
Examineur :	<i>BOUKELIA Taqiy Eddine</i>	<i>MCA</i>	<i>Université de Jijel</i>

Remerciement

Remerciement

Premièrement et avant tout, louange à dieu **Allah** le tout puissant, qui nous éclaire le bon chemin et m'a accordé la force, l'énergie, le courage, l'endurance, la patience et la volonté pour l'accomplissement ce long et dur travail malgré les difficiles circonstances.

Mes remerciements les plus chaleureux, vont plus particulièrement à mon Directeur de thèse **OMARA Abdeslam** professeur à l'université Mentouri Constantine1. Qui a accepté d'assurer mon encadrement. Il m'a encouragé, soutenu et surtout fait confiance durant ces années. J'ai beaucoup appris à son contact et le remercie pour tout ce qu'il m'a apporté.

Je remercie vivement mon Co-directeur de thèse, Monsieur **BOUROUIS Abderrahim**, Maitre de Conférences à l'Université de Jijel, Je le remercie beaucoup pour son aide, son soutien, et ses conseils qui ont contribué à la réalisation de ce travail.

Un grand merci à Monsieur **GUERBAAI Salah**, Maitre de Conférences à l'Université de Biskra, qui a guidé mes premiers pas dans cette recherche. Pour ce qu'il a fait pour moi, son aide et ses conseils.

Mes remerciements vont également au Président et aux membres du Jury qui ont accepté d'évaluer mes travaux et pour l'intérêt qu'ils leur ont porté.

J'exprime ma gratitude à Monsieur **KEZZAR Mohamed**, Maitre de Conférences à l'université du 20 Août 1955, Skikda, pour avoir accepté de présider le jury de ma soutenance.

Aussi mes remerciements aux membres de jury ; Monsieur **BOUGRIOU Cherif**, Professeur à l'université de Hadj-Lakhdar, Batna, Madame **BOUHEZZA Aicha**, Maitre de Conférences à l'université du 20 Août 1955, Skikda, Monsieur **DJIMLI Samir**, Maitre de Conférences à l'Université de Jijel, Monsieur **BOUKELIA Taqiy Eddine**, Maitre de Conférences à l'Université de Jijel, pour m'avoir fait l'honneur de juger et mettre en valeur ce travail.

Enfin, Je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail.

Dédicace

Dédicace

Je dédie ce travail

À mes très chers parents, que Dieu me les gardes, pour leurs sacrifices tout au long de ma vie.

À mon respectueux époux qui m'a accompagné pendant ces années et dont la présence à mes côtés a tout changé.

À la lumière de mes yeux, Mes chers enfants : Lina, Yahia, Kawtar et Insaf.

À mes frères et sœurs, et leurs enfants, chacun par son nom.

À mes amies et mes collègues, toutes sans exception.

Résumé

Dans le cadre de cette thèse, nous avons mené une étude numérique portant sur le transfert simultané de chaleur et de masse par convection thermo-solutale dans une cavité totalement ou partiellement poreuse contenant un fluide binaire. Les équations différentielles de conservation ont été résolues par la méthode des volumes finis. Un code de calcul a été élaboré en utilisant l'algorithme SIMPLER offrant ainsi une capacité de traitement étendue pour trois applications distinctes.

Dans la première application, notre objectif est d'étudier la séparation des constituants d'un mélange binaire (Eau 60%, Éthanol 40%) dans une cavité rectangulaire inclinée, présentant un grand rapport d'aspect. Cette étude a été réalisée en présence de convection naturelle ($Pe_m = 0$) et de convection mixte, avec deux directions de glissement de la paroi gauche ; vers le bas ($Pe_m = -3$) et vers le haut ($Pe_m = 3$). Nous avons examiné l'influence de l'angle d'inclinaison, du nombre de Rayleigh massique et du nombre de Péclet massique sur la séparation des espèces, en tenant compte à la fois du chauffage uniforme et non uniforme de la paroi chaude. Les résultats obtenus montrent que les paramètres mentionnés ci-dessus affectent considérablement la séparation des constituants.

Dans la seconde application, nous avons intéressé à l'étude de la convection naturelle thermo-solutale à l'intérieur d'une cavité carrée partiellement poreuse, soumise à un chauffage/refroidissement sinusoïdal spatial et une concentration uniforme. Nous avons analysé l'impact de divers paramètres tels que l'épaisseur de la couche poreuse, la fréquence spatiale du chauffage, le nombre de Darcy, le nombre de Rayleigh et le rapport de conductivité thermique entre le milieu poreux et le fluide saturant, sur les caractéristiques de l'écoulement ainsi que sur le transfert de chaleur et de masse. Les résultats de cette application mettent en évidence que pour des valeurs élevées de la fréquence spatiale de chauffage et de refroidissement ($f = 7$), les contours de température présentent des variations périodiques avec des valeurs positives et négatives fournissant un gradient de température plus élevé près de la paroi thermiquement actif. Par ailleurs, le rapport de conductivité thermique R_k , semble avoir un impact négligeable sur $Sh_{hotwall}$. En revanche, pour $Nu_{interface}$, une forte augmentation est observée lorsque R_k passe de 0.1 à 100, indiquant un transfert de chaleur substantiel de la paroi chaude vers le fluide clair via le milieu poreux.

Résumé

Dans la dernière application, nous avons étudié le processus de refroidissement par convection naturelle thermo-solutale d'une source de chaleur immergée dans une couche poreuse placée verticalement à l'intérieur d'une cavité carrée. Nous avons examiné l'influence de plusieurs paramètres, notamment la position verticale de la source de chaleur, l'épaisseur de la couche poreuse, le rapport de conductivité thermique, le nombre de Darcy, le nombre de Rayleigh, le nombre de Lewis et le rapport de flottabilité thermique sur le processus de refroidissement. Les résultats mettent en évidence une optimisation du refroidissement de la source de chaleur lorsque Y_p est situé entre 0.38 et 0.55. De manière significative, le couplage du transfert de chaleur et de masse ($N \neq 0$) offre une faible température de la source de chaleur en comparant avec celle de la convection naturelle classique ($N = 0$). Cette amélioration est particulièrement notable avec l'augmentation du nombre Ra et N ainsi qu'avec la diminution du nombre Le. De plus, l'augmentation du rapport de conductivité thermique et de la perméabilité de la couche poreuse (Da) contribue de manière positive à l'efficacité du processus de refroidissement de la source de chaleur.

Mots clés : Thermo-diffusion, Thermo-solutale, Séparation, Fluide binaire, Convection naturelle et mixte, Milieu poreux, Source de chaleur, Refroidissement, Volume finis.

ملخص

في إطار هذه الأطروحة، قَدِّمنا دراسة محاكاة رقمية في نظام زمني ثابت للانتقال المتزامن للحرارة والكتلة عن طريق الحمل الحراري داخل تجويف مسامي كلي أو جزئي مشبع بسائل ثنائي. تم حل المعادلات التفاضلية لإنحفاظ الكتلة، كمية الحركة، الطاقة، والتركيز باستخدام طريقة الأحجام المنتهية. استعملت أيضا خوارزمية SIMPLER لمعالجة التزاوج بين السرعة والضغط. أسفرت هذه الأطروحة عن معالجة ثلاث تطبيقات مختلفة.

في التطبيق الأول، قمنا بدراسة فصل المكونات في خليط ثنائي (60% ماء، 40% إيثانول) داخل تجويف مستطيل بنسبة الطول على الارتفاع كبيرة. أجريت هذه الدراسة في ظل الحمل الحراري الطبيعي ($Pe_m = 0$) والحمل الحراري المختلط باتجاهين متعاكسين لانزلاق الجدار الأيسر: إلى الأسفل ($Pe_m = -3$) وإلى الأعلى ($Pe_m = 3$). في هذا التطبيق قمنا بدراسة تأثير زاوية ميل التجويف وعدد رايلي الكتلتي وعدد بكلي الكتلتي على فصل المكونات في الخليط، مع الأخذ بعين الاعتبار التسخين الثابت والمتغير للجدار الساخن. تظهر النتائج التي تم الحصول عليها أن المعلمات المذكورة أعلاه تؤثر بشكل كبير على فصل المكونات.

في التطبيق الثاني، قمنا بفحص الحمل الحراري الطبيعي داخل تجويف مربع مسامي جزئياً مع تسخين/ تبريد جيبي مكاني وتركيز ثابت. تمت دراسة تأثير عوامل متعددة، مثل سمك الطبقة المسامية، التردد المكاني للتسخين والتبريد، عدد دارسي، عدد رايلي، وكذلك نسبة التوصيل الحراري بين الطبقة المسامية والسائل على خصائص التدفق وكذلك نقل الحرارة والكتلة. تسلط نتائج هذا التطبيق الضوء على أنه بالنسبة للقيم العالية للتردد المكاني للتدفقة والتبريد ($f = 7$)، ظهر ملامح درجة الحرارة تغيرات دورية بقيم إيجابية وسلبية مما يوفر تدرجاً أعلى في درجة الحرارة بالقرب من الجدار النشط حرارياً. علاوة على ذلك، يبدو أن نسبة التوصيل الحراري R_k لها تأثير ضئيل على $Sh_{hotwall}$. في المقابل، بالنسبة لـ $Nu_{interface}$ ، لوحظت زيادة قوية عندما يزداد R_k من 0.1 إلى 100، مما يشير إلى الانتقال الكبير للحرارة من الجدار الساخن إلى السائل الصافي عبر الوسط المسامي.

أما في التطبيق الأخير، قمنا بدراسة عملية التبريد لمصدر حراري مغمور في طبقة مسامية موضوعة عمودياً داخل تجويف مربع عن طريق الحمل الحراري المادي الطبيعي. وقد تمت هذه الدراسة بفحص تأثير عدة معاملات منها: موضع مصدر الحرارة، سمك الطبقة المسامية، نسبة التوصيل الحراري، عدد دارسي، عدد رايلي، عدد لويس ونسبة الطفو الحراري على عملية التبريد. تسلط النتائج الضوء على تحسين تبريد مصدر الحرارة عندما يقع Y_p بين 0.38 و 0.55. بشكل ملحوظ، يوفر اقتران نقل الحرارة والكتلة ($N \neq 0$) درجة حرارة منخفضة للمصدر الحراري مقارنة بدرجة حرارة الحمل الحراري الطبيعي الكلاسيكي ($N = 0$). هذا التحسن ملحوظ بشكل خاص مع زيادة عدد Ra و N وكذلك انخفاض عدد Le . بالإضافة إلى ذلك فإن زيادة نسبة التوصيل الحراري ونفاذية الطبقة المسامية (Da) تساهم بشكل إيجابي في كفاءة عملية تبريد المصدر الحراري.

الكلمات المفتاحية: الانتشار الحراري، الحمل الحراري المادي، فصل المكونات، مائع ثنائي، الحمل الطبيعي والمزدوج، وسط مسامي، مصدر حراري، التبريد، الهجوم المنتهية.

Abstract

In the context of this thesis, we conducted a numerical study on the simultaneous heat and mass transfer by thermo-solutal convection in a totally or partially porous cavity filled with a binary fluid. The conservation differential equations were solved using the finite volume method. A computational code was developed using the SIMPLER algorithm, providing extended processing capability for three distinct applications.

In the first application, we investigated the separation of components in a binary mixture (Water 60%, Ethanol 40%) within an inclined rectangular cavity with a high aspect ratio. This study was conducted under the presence of natural convection ($Pe_m = 0$) and mixed convection with two moving left wall directions; downward ($Pe_m = -3$) and upward ($Pe_m = 3$). We analyzed the influence of the inclination angle, the mass Rayleigh number and of the mass Péclet number on components separation, considering both uniform and non-uniform heating of the hot wall. The obtained results show that the parameters mentioned above considerably affect the separation of the components

In the second application, we examined the thermo-solutal natural convection within a partially porous square cavity, subjected to spatial sinusoidal heating/cooling and uniform concentration. We analyzed the impact of various parameters such as the thickness of the porous layer, the spatial frequency of heating and cooling, the Darcy number, the Rayleigh number, and the thermal conductivity ratio between the porous layer and the fluid on flow characteristics as well as heat and mass transfer. The results of this application highlight that for high values of the spatial frequency of heating and cooling ($f = 7$), temperature contours exhibit periodic variations with both positive and negative values, providing a higher temperature gradient near the thermally active wall. Furthermore, the thermal conductivity ratio R_k seems to have a negligible impact on $Sh_{hotwall}$. On the other hand, for $Nu_{interface}$, a strong increase is observed when R_k increases from 0.1 to 100, indicating substantial heat transfer from the hot wall to the clear fluid via the porous medium.

In the last application, we investigated the process of cooling through natural thermo-solutal convection of a heat source submerged in a vertically placed porous layer inside a square

Abstract

cavity. We examined the influence of several parameters, including the vertical position of the heat source, the thickness of the porous layer, the thermal conductivity ratio, the Darcy number, the Rayleigh number, the Lewis number, and the thermal buoyancy ratio on the cooling process. The results highlight an optimization of the cooling process when the position of the heat source (Y_p) is located between 0.38 and 0.55. Significantly, the coupling of heat and mass transfer ($N \neq 0$) provides a low heat source temperature comparing with that of classical natural convection ($N = 0$). This improvement is particularly notable with the increase in Ra and N as well as with the decrease in Le . In addition, the increase in the thermal conductivity ratio and permeability of the porous layer (Da) positively contributes to the efficiency of the cooling process.

Key words: Thermo-diffusion, Thermo-solutal, Separation, Binary fluid, Natural and mixed convection, Porous medium, Heat source, Cooling, Finite volume.

Nomenclature

Lettres Latines

A	Rapport d'aspect de la cavité.
a	Diffusivité thermique du fluide, m^2/s .
C	Concentration adimensionnelle.
C^*	Concentration dimensionnelle.
d	Longueur de la source de chaleur, m.
D	Coefficient de diffusion massique, $m^2.s^{-1}$.
D_a	Nombre de Darcy, K/H^2 .
D_f	Diffusivité massique du fluide, $m^2.s^{-1}$.
D_{eff}	Diffusivité massique effective, $m^2.s^{-1}$.
D_m	Rapport de diffusivité massique, D_{eff} / D_f .
D_T	Coefficient de thermodiffusion, $m^2.s^{-1}.K^{-1}$.
m	Gradient de la fraction massique le long de l'axe Y.
F	Coefficient de Forchheimer, $F_s.L.K^{-0.5}$.
f	La fréquence spatiale du chauffage et du refroidissement.
g	L'accélération gravitationnelle, $m.s^{-2}$.
H	Hauteur ou largeur de la cavité, m.
k	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$.
K	Perméabilité du milieu poreux, m^2 .
L	Longueur de la cavité, m.
Le	Nombre de Lewis, $Le = (Sc)/(Pr) = a/D$.
N	Rapport de flottabilité.
Nu	Nombre de Nusselt.
p	Pression, Pa.
P	Pression adimensionnel.
Pe	Nombre de Péclet. $Pe = Re. Pr$.
Pe_m	Nombre de Péclet massique. $Pe_m = Pe. Le$.
Pr	Nombre de Prandtl. $Pr = \nu / a$.
Q_v	Source de chaleur volumétrique, $V.m^{-3}$.
Ra	Nombre de Rayleigh.
Ra_m	Nombre de Rayleigh massique, $Ra_m = Ra. Le. \psi$.
R_k	Rapport de conductivité thermique, k_{eff}/k_f .
R_{ks}	Rapport de conductivité thermique, k_s/k_f .
$R\mu$	Rapport de viscosité dynamique, μ_{eff}/μ_f .
S	Séparation, $S = m \times A$.
Sh	Nombre de Sherwood.
S_T	Coefficient de Soret, D_T/D .
T	Température dimensionnelle, K.
T_{SMax}	Température maximale sans dimension de la source de chaleur.

Nomenclature

u, v	Composantes de vitesse, $m.s^{-1}$.
U, V	Composantes de vitesse sans dimension.
x, y	Coordonnées cartésiennes.
X, Y	Coordonnées cartésiennes sans dimension.
x_p, x_f	Valeur dimensionnelle de la couche poreuse et de la couche fluide claire, m.
X_p, X_f	Valeur adimensionnelle de la couche poreuse et de la couche fluide claire.
y_p	Emplacement de la source de chaleur, m.
Y_p	Emplacement sans dimension de la source de chaleur.

Symboles Grecques

α	Angle d'inclinaison de la cavité.
β_c	Coefficient de dilatation volumétrique du soluté.
β_T	Coefficient de dilatation thermique volumétrique, K^{-1} .
Δ	Longueur sans dimension de la source de chaleur, égale à d/H .
δ	Coefficient utilisé dans l'équation de quantité de mouvement.
μ	Viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$.
μ_f	Viscosité dynamique du fluide, $kg.m^{-1}.s^{-1}$.
μ_{eff}	Viscosité dynamique du fluide effective, $kg.m^{-1}.s^{-1}$.
ν	Viscosité cinématique du fluide, $m^2.s^{-1}$.
k_f	Conductivité thermique du fluide, $W.m^{-1}.K^{-1}$.
k_{eff}	Conductivité thermique effective, $W.m^{-1}.K^{-1}$.
k_s	Conductivité thermique de la source de chaleur, $W.m^{-1}.K^{-1}$.
θ	Température adimensionnelle.
ε	Porosité.
ρ	Densité, $kg.m^{-3}$.
ψ	Facteur de séparation.

Indices

avg	Moyen.
eff	Effective.
f	Fluide.
fluide	Fluide.
H	Haute valeur.
hotwall	Paroi chaude.
interface	Interface.
L	Faible valeur.
Max	Maximale
ref	Désigne les grandeurs de référence.
s	Solide.
0	État de référence.

Liste des figures

2.1	Géométrie du problème de la première application (séparation des espèces chimiques).....	22
2.2	Géométrie du problème de la deuxième application (convection thermo-solutale).....	27
2.3	Géométrie du problème de la troisième application (refroidissement d'une source de chaleur).....	34
3.1	Séparation sous différents nombres de grilles pour le cas avec $A = 10$, $Ra_m = 20$, $Le = 100$, $Pr = 10$, $\psi = 0.1$, $Pe_m = 3$, $\alpha = 0^\circ$	40
3.2	Comparaison de la séparation obtenue numériquement dans le présent travail avec les solutions analytiques et numériques de Khouzam et al [12]: a) $Ra_m = 537.5$, b) $Ra_m = -400$	41
3.3	Évolution de la séparation en fonction de l'angle d'inclinaison $Pe_m = 0$	43
3.4	Séparation en fonction du nombre de Rayleigh massique dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) pour les deux profils de chauffage.....	44
3.5	Nombre de Rayleigh optimal en fonction du nombre de Lewis dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) pour les deux profils de chauffage.....	45
3.6	Séparation en fonction de l'angle d'inclinaison et du nombre de Rayleigh massique pour $Pe_m = -3$	47
3.7	Séparation en fonction de l'angle d'inclinaison et du nombre de Rayleigh massique pour $Pe_m = -3$	48
3.8	Séparation en fonction du nombre de Rayleigh massique dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) avec glissement vers le bas pour les deux profils de chauffage.....	49
3.9	Séparation en fonction du nombre de Rayleigh massique dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) avec glissement vers le haut pour les deux profils de chauffage.....	50
3.10	Séparation en fonction du nombre de Péclet massique dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$), pour les deux profils de chauffage.....	51
3.11	Séparation en fonction de Pe_{lm} dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) pour le cas d'un chauffage uniforme, pour $Ra_m = 150$, $Pr = 10$, $Le = 100$, $A = 10$ et $\psi = 0.1$	51

Liste des figures

3.12 Séparation en fonction du nombre de Pe_{1m} dans une cavité inclinée ($\alpha = 70^\circ$) pour le cas d'un chauffage uniforme, pour $Ra_m = 150$, $Pr = 10$, $Le = 100$, $A = 10$ et $\psi = 0.1$	52
4.1 Effet de la taille des grilles sur les paramètres de l'écoulement double diffusive (a) $Nu_{Interface}$, (b) $Sh_{Hotwall}$, (c) vitesse horizontale au plan medium pour $X_p = X_f = 0.5$, $Ra = 10^5$, $Da = 10^{-3}$, $Le = 10$, $R_k = 10$, $f = 2$ et $N = 1$	56
4.2 Comparaison des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens dans le cas d'une enceinte partiellement poreuse horizontale avec ceux de Hadidi et al. [28] pour $N = 3$, $Le = 100$ et $Da = (10^{-10} - 10^0)$	57
4.3 Comparaison des nombres de Nusselt et de Sherwood locaux (cas de chauffage et de concentration non uniformes) avec ceux de Mahapatra et al. [71] pour $Ra = 10^3$, $Le = 1$, $Pr = 0.7$ et $A = 1$	57
4.4 Comparaison du champ thermique et dynamique de notre étude avec les données expérimentales de Beckermann et al. [72], pour le cas de la convection naturelle dans une cavité partiellement poreuse.....	59
4.5 Nombre de Nusselt de l'interface poreuse/fluide $Nu_{interface}$ et nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction de l'épaisseur de la couche poreuse, pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $f = 2$	60
4.6 Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction de l'épaisseur de la couche poreuse pour: $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et f	62
4.7 Nombre de Nusselt de l'interface poroux/fluide $Nu_{interface}$ en fonction de la fréquence spatiale du chauffage ; (a) valeurs paires et (b) valeurs impaires, pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$	64
4.8 Nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction de la fréquence spatiale du chauffage (a) valeurs paires et (b) valeurs impaires pour : $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$	64
4.9 Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction de la fréquence spatiale du chauffage, pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$	66
4.10 Vitesse verticale au plan medium en fonction de la fréquence spatiale du chauffage, pour $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$	67

Liste des figures

4.11	(a) Nombre de Nusselt de l'interface poroux/fluide $Nu_{interface}$ et (b) nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction du nombre de Darcy pour $Ra = 10^5$, $R_k = 10$, $f = 2$ et $X_p = 0.3$	68
4.12	Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction du nombre de Darcy, pour $f = 2$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$	70
4.13	Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction du nombre de Rayleigh, pour $f = 2$, $Da = 10^{-3}$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$	71
4.14	(a) Nombre de Nusselt de l'interface poroux/fluide $Nu_{interface}$ et (b) nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction du nombre de Rayleigh, pour $Da = 10^{-3}$, $R_k = 10$ et $f = 2$ et $X_p = 0.3$	72
4.15	(a) Nombre de Nusselt de l'interface poroux/fluide $Nu_{interface}$ et (b) nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction du rapport de conductivité thermique pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $f = 2$ et $X_p = 0.3$	73
4.16	Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction du rapport de conductivité thermique, pour $f = 2$, $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$ et $X_p = 0.3$	75
4.17	Différence de température le long de l'interface poreuse/fluide en fonction du rapport de conductivité thermique pour $f = 2$, $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$ et $X_p = 0.3$	76
4.18	Nombre de Nusselt local le long du plan horizontal médium ($Y=0.5$) en fonction du rapport de conductivité thermique pour $f = 2$, $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$ et $X_p = 0.3$.	76
5.1	Comparaison de la fonction de courant et des isothermes entre la présente étude et celle de Biswas et al. [74] pour différents nombres de Rayleigh.....	80
5.2	Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction de la position de la source de chaleur (Y_p) pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	82
5.3	Nombre de Nusselt local pour différentes positions de la source de chaleur pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	84
5.4	Nombre de Nusselt moyen pour différentes positions de la source de chaleur pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	85

Liste des figures

5.5 Température maximale de la source de chaleur pour différentes positions de la source de chaleur pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	86
5.6 Nombre de Sherwood moyen pour différents nombres de Darcy pour $Ra = 10^6$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	86
5.7 Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) pour différentes épaisseurs de la couche poreuse (X_p) pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Y_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	88
5.8 Nombre de Nusselt local pour différentes épaisseurs de la couche poreuse pour $Ra = 10^6$, $Y_p = 0.4$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	90
5.9 Nombres de Nusselt moyens en fonction de l'épaisseur de la couche poreuse pour $Ra = 10^6$, $Y_p = 0.4$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	91
5.10 Température maximale de la source de chaleur pour différents rapports de conductivité thermique et pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Y_p = 0.4$, $Le = 1$ et $N = 1$	91
5.11 Effet de l'épaisseur de la couche poreuse sur le nombre de Sherwood moyen pour différentes positions de la source de chaleur et pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$	92
5.12 Nombre de Nusselt local en fonction du rapport de flottabilité pour $Le=1$ (a), et en fonction du nombre de Lewis pour $N = 1$ (b), $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$ et $R_k = 10$	93
5.13 Nombre de Nusselt moyen le long des trois faces de la source de chaleur en fonction du rapport de flottabilité pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$, $Le = 1$ et $R_k = 10$	94
5.14 Nombre de Sherwood moyen en fonction du rapport de flottabilité et du nombre de Lewis à $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$ et $R_k = 10$	94
5.15 Température maximale de la source de chaleur en fonction du rapport de flottabilité et du nombre de Lewis, $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$ et $R_k = 10$	95
5.16 Fonction de courant en fonction du rapport de flottabilité à $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$, $R_k = 10$, et $Le = 1$	95
5.17 Température maximale de la source de chaleur en fonction du nombre de Rayleigh pour différents rapports de flottabilité et pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$,	

Liste des figures

	$X_p = 0.4, Y_p = 0.4, Le = 1$ et $R_k = 10$	96
5.18	Température maximale de la source de chaleur en fonction du nombre de Rayleigh pour différents nombres de Lewis et pour $Ra = 10^6, Da = 5 \times 10^{-4}, X_p = 0.4, Y_p = 0.4, N = 1$ et $R_k = 10$	96

Liste des tableaux

2.1	Variables caractéristiques adimensionnels (séparation des espèces chimiques)...	24
2.2	Variables caractéristiques adimensionnels (convection thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse)	30
2.3	Variables caractéristiques adimensionnels (refroidissement d'une source de chaleur)	35
5.1	Effet de la taille de la grille sur le nombre de Sherwood moyen et la fonction de courant maximale pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Le = 1$, $Pr = 0.71$, $N=1$, $F=1$, $\varepsilon=0.97$, $R_k=10$, $X_p=0.4$	79

Sommaire

Sommaire

Remerciement

Dédicace

Résumé.....	I
ملخص	III
Abstract.....	IV
Nomenclature.....	VI
Table des figures.....	VIII
Liste des tableaux	XIII
Sommaire.....	XIV
Introduction générale.....	1
Chapitre 1. Revu bibliographique.....	5
Chapitre 2. Formulations mathématiques	
2.1 Introduction.....	22
2.2 Etude de la séparation des espèces chimiques dans une cellule rectangulaire.....	22
2.2.1 Equations de conservation.....	23
2.2.2 Conditions aux limites associées.....	25
2.2.3 Séparation numérique.....	26
2.3 Etude de la convection thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse.....	27
2.3.1 Equations de conservation.....	28
2.3.2 Conditions aux limites associées.....	31
2.3.3 Nombres de Nusselt et de Sherwood.....	33
2.4 Etude du refroidissement d'une source de chaleur dans une cavité partiellement poreuse.....	33
2.4.1 Equations de conservation.....	34
2.4.2 Conditions aux limites associées.....	36
2.4.3 Nombres de Nusselt et de Sherwood.....	37
2.5 Conclusion.....	37

Chapitre 3. Etude de la séparation des constituants d'un mélange binaire dans une cavité Thermogravitationnelle.

Sommaire

3.1 Introduction	39
3.2 Méthode numérique et validation du code de calcul.....	39
3.3 Résultats et discussion	40
3.3.1 Cas d'une convection naturelle.....	41
3.3.2 Cas d'une convection mixte.....	44
a). Direction de glissement vers le bas.....	44
b). Direction de glissement vers le haut.....	45
3.4 Conclusion.....	51

Chapitre 4. Etude de la convection naturelle thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse soumise à une température sinusoïdale

4.1 Introduction.....	54
4.2 Méthode numérique et validation du code de calcul.....	54
4.3 Résultats et discussion.....	58
4.3.1 Effet de l'épaisseur de la couche poreuse.....	59
4.3.2 Effet de la fréquence spatiale du chauffage (f).....	62
4.3.3 Effet des nombres de Darcy et de Rayleigh.....	67
4.3.4 Effet du rapport de conductivité thermique poreux/fluide (R_k).....	72
4.4 Conclusion	76

Chapitre 5. Etude du refroidissement d'une source de chaleur par convection naturelle thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse

5.1 Introduction.....	78
5.2 Méthode numérique et validation du code de calcul.....	78
5.3 Résultats et discussion.....	80
5.3.1 Effet de la position de la source thermique.....	80
5.3.2 Effet de l'épaisseur de la couche poreuse.....	85
5.3.3 Effet des paramètres thermo-solutaux.....	91
5.4 Conclusion.....	96

Conclusion générale97

Liste des publications et communications.....99

Bibliographie100

Introduction générale

La convection induite par l'effet de Soret, également connue sous le nom de thermo-diffusion, se produit lorsqu'un fluide binaire initialement homogène est soumis à un gradient de température. Ce phénomène entraîne un gradient de concentration au sein du mélange, provoquant une migration moléculaire où les particules lourdes se dirigent vers la paroi froide tandis que les particules légères migrent vers la paroi chaude. Bien que la thermo-diffusion pure au sein d'un fluide binaire conduise à une séparation minimale des constituants, la diffusion thermo-gravitationnelle, résultant du couplage entre la convection naturelle et la thermo-diffusion, peut intensifier le degré de cette séparation. Ce type de convection attire l'attention de nombreux chercheurs en raison de ses applications significatives, tant dans l'industrie que dans la nature. L'effet de Soret trouve notamment des applications dans la croissance des cristaux, la séparation des isotopes dans les mélanges liquide et gazeux [6, 57], le stockage des déchets nucléaires, la solidification, la séparation polymères [76], les réservoirs pétroliers et le gaz naturel [60, 61], ainsi que dans les opérations de dessalement de l'eau de mer. Dans la nature, la thermo-diffusion se manifeste dans des phénomènes tels que la convection thermohaline dans les océans, le fonctionnement des bassins solaires [77], des lacs, des étangs solaires, dans l'atmosphère et dans la géophysique des planètes.

D'autre part, la convection induit par le couplage des gradients de température et de concentration dans un fluide binaire initialement non homogène, due aux forces de flottabilités thermique et massique, est connu sous l'appellation de convection double diffusive ou thermosolutale. Ce type de convection joue un rôle crucial tant dans la nature que dans l'industrie, étant donné son implication dans les procédés de séparation chimique et biochimique, les processus de séchage, les opérations de dessalement des eaux marines, la formation des alliages, la cristallographie, la géologie et la biologie.

Le manuscrit de cette thèse est composé de cinq chapitres :

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à une synthèse bibliographique des travaux numériques, théoriques et expérimentaux portant sur la convection naturelle induite par l'effet de Soret et la convection thermo-solutale au sein des fluides binaires, que ce soit dans des milieux purs ou dans des milieux poreux saturés. Cette synthèse examine diverses

Introduction générale

configurations ainsi que différentes conditions aux limites imposées, offrant ainsi une vue d'ensemble des avancées et des recherches menées dans ce domaine.

Le deuxième chapitre est réservé à la présentation des trois configurations géométriques étudiées, comprenant les équations de conservation régissant les phénomènes étudiés sous forme dimensionnelle et adimensionnelle. Ce chapitre expose également les hypothèses simplificatrices adoptées ainsi que les conditions aux limites spécifiques à chaque cas étudié.

Dans les trois autres chapitres nous abordons la dépendance de la solution numérique du maillage vis-à-vis du domaine physique et la validation du code de calcul élaboré. Ensuite, nous exposons les résultats numériques de notre étude.

Dans le troisième chapitre, nous nous concentrons sur l'étude de la séparation des espèces d'un fluide binaire initialement homogène dans une cavité rectangulaire inclinée, en l'occurrence le mélange Eau-Éthanol, comme l'ont étudié Platten et al. [10] et Khouzam et al. [12]. L'objectif principal de cette section est de clarifier l'impact d'un profil de température imposé, qu'il soit uniforme ou non uniforme, sur la séparation des constituants pour le cas de convection naturelle et le cas de convection mixte. Nous examinons également l'influence des nombres de Rayleigh massique et de Péclet massique, ainsi que de l'angle d'inclinaison.

Dans le quatrième chapitre, nous abordons le sujet de la convection naturelle thermo-solutale d'un fluide binaire à l'intérieur d'une cavité carrée partiellement poreuse. L'objectif de cette étude est de clarifier l'impact de la distribution sinusoïdale de la température chaude imposée. Nous examinons en détail l'effet de divers paramètres, notamment l'épaisseur de la couche poreuse, la fréquence spatiale du chauffage (f), le nombre de Rayleigh, le nombre de Darcy, ainsi que le rapport de conductivité thermique poreux/fluide sur la structure et l'écoulement et le transfert de chaleur et de masse.

Le dernier chapitre de cette thèse se concentre sur l'analyse du processus de refroidissement d'une source de chaleur par convection naturelle thermo-solutale à l'intérieur d'une cavité carrée partiellement poreuse. Cette étude représente une avancée significative en examinant l'impact combiné du transfert de chaleur et de masse lors du processus de refroidissement d'un composant électronique. Les résultats obtenus mettent en évidence l'influence de divers paramètres, tels que la position de la source thermique et l'épaisseur de la couche poreuse, ainsi que les paramètres thermo-solutaux associés.

Introduction générale

La thèse se conclut par une synthèse générale mettant en lumière les principaux résultats obtenus, tout en évoquant les perspectives à long terme qui pourraient servir de base à de futures recherches complémentaires.

Chapitre 1

Revue bibliographique

Revue bibliographique

Les phénomènes de transport convectifs, particulièrement étudiés dans les mélanges binaires, ont suscité l'attention des chercheurs depuis des décennies en raison de leur importance cruciale dans divers domaines. Ces phénomènes jouent en effet un rôle essentiel dans de multiples applications industrielles et environnementales. Ils se manifestent principalement sous deux catégories : la convection double diffusive, également connue sous le nom de thermo-solutale, et la convection induite par l'effet de Soret, souvent appelée thermo-diffusion.

Avant d'aborder le type de la convection induit par l'effet de Soret, rappelons que la convection naturelle, d'origine thermique, résulte de l'application d'un gradient de température à un fluide placé dans un champ de pesanteur. Dans le cas d'un fluide multi-constituant initialement homogène, la présence d'un gradient de température induit un gradient de concentration au sein du mélange. Au sein d'un mélange binaire, par exemple, on observe alors, dans le cas d'un mélange de deux constituants (fluide binaire), l'induction de ce gradient de concentration conduit à une accumulation du constituant le plus lourd près de la paroi froide et du constituant le plus léger près de la paroi chaude. Ce phénomène physique est connu sous différentes appellations : thermo-diffusion, diffusion thermique, effet Ludwig-Soret ou encore effet de Soret. Il a été découvert initialement en 1856 par Ludwig [1]. En 1897, le scientifique Suisse, Charles Soret [2] a découvert qu'une solution saline dans un tube ne reste pas homogène de sa composition lorsqu'on soumet ses extrémités à un gradient de température. Le sel est accumulé près de l'extrémité froide plutôt que de l'extrémité chaude du tube. La thermo-diffusion ne se produit pas seulement en phase liquide, mais également en phase gazeuse [3-5] et en phase solide, comme par exemple dans la séparation des isotopes de certains matériaux solides. En effet, lorsqu'un cristal est soumis à un gradient thermique, on observe un processus de diffusion thermique. Ce processus provoque la migration préférentielle des isotopes à différentes températures, entraînant ainsi une séparation efficace de ces isotopes au sein du matériau solide. Également, la diffusion thermique conduit à une séparation des constituants, pouvant atteindre 25% dans les phases gazeuses à l'état stationnaire. Cependant les séparations obtenues dans les phases liquides restent plus faibles.

Lorsqu'un mélange initialement homogène, composé d'au moins deux constituants, est soumis à un gradient thermique, il apparaît un gradient de concentration et un flux massique.

Ce flux massique est caractérisé par son vecteur de densité de flux massique, noté \mathbf{J}_m , qui peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathbf{J}_m = -\rho D \nabla C - \rho D'_T \nabla T \quad (1.1)$$

Le premier terme de cette expression correspond à la loi de diffusion de Fick, qui décrit le flux de matière induit par un gradient de concentration. Le second terme représente l'effet de la thermo-diffusion, également connu sous le nom d'effet de Soret, qui prend en compte le fait que la diffusion des particules peut être influencée par un gradient thermique. En outre, dans cette expression, C est la fraction massique du constituant le plus lourd, qui est également prise aussi comme espèce de référence. Ainsi, pour le mélange eau-éthanol utilisé comme mélange binaire pour notre étude, D représente le coefficient de diffusion massique de l'eau dans l'éthanol et vice-versa. D'_T désigne le coefficient de thermo-diffusion du constituant ayant une fraction massique C , qui peut être exprimée sous la forme $D'_T = F(C)D_T$, où $F(C)$ est une fonction particulière de C , qui satisfait les deux conditions suivantes : $F(C=0) = 0$ et $F(C=1) = 0$.

La plupart des auteurs dans ce domaine utilisent généralement $F(C) = C(1 - C)$ et supposent que les variations de la fraction massique autour de C_0 (C_0 est la valeur initiale de la fraction massique) restent faibles. Il est primordial de vérifier la validité de cette hypothèse dans chaque application. Cependant, dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser l'expression $C(1 - C) = C_0(1 - C_0)$.

A l'état stationnaire, le flux massique est nul ($\vec{J}_m = \vec{0}$). Par conséquent, le gradient de fraction massique peut s'écrire comme suit :

$$\nabla C = -\frac{D_T}{D} C_0(1 - C_0) \nabla T \quad (1.2)$$

Dans cette expression, on remarque que le gradient de concentration (∇C) est relié au gradient de température ∇T . Le rapport $\frac{D_T}{D}$ est appelé coefficient de Soret, est noté S_T .

Le coefficient de diffusion, également appelé coefficient de Fick D , est toujours positive. En revanche, le coefficient de thermo-diffusion D_T peut prendre des valeurs positive ou négative selon la nature du mélange. Par conséquent, le coefficient S_T est peut être positive ou négative, mais sa valeur absolue reste assez faible et ne dépasse généralement pas 10^{-2} [K]. Si $S_T > 0$, et D étant positif, alors le gradient de fraction massique ∇C est de signe opposé à ∇T . En d'autres termes, la concentration augmente en s'approchant de la paroi froide de la cellule.

Dans le cas général, lorsqu'un mélange binaire est soumis à un gradient de température dans un champ de pesanteur, les phénomènes de convection et de thermo-diffusion sont présents. Le couplage de ces deux phénomènes est appelé diffusion thermo-gravitationnelle ou encore effet thermo-gravitationnelle. Ce dernier peut augmenter le degré de séparation des constituants par rapport à la thermo-diffusion pure. En effet, un optimum de séparation est obtenu pour un choix approprié de la vitesse convective en fonction du temps de diffusion massique. La diffusion thermo-gravitationnelle a été initialement découverte par les scientifiques allemands Clusius et Dickel [6] pour obtenir la séparation dans les mélanges gazeuse et par Korsching et Wirtz [7] dans les mélanges liquide. Depuis lors, de nombreuses recherches ont été menées pour approfondir la compréhension de ce phénomène. Dans ce contexte, une étude théorique de la séparation thermo-gravitationnelle au sein d'un mélange de N constituants contenu dans une colonne verticale est présentée par Mutschler et al. [8]. En se basant sur l'hypothèse d'écoulement parallèle, utilisée dans le cas des mélanges binaire, ils obtiennent analytiquement les champs de vitesse, de température et de fraction massique au sein de la colonne. Raju et al. [9] ont étudié numériquement les effets de Soret sur la séparation d'un mélange binaire due à la convection naturelle entre deux plaques inclinées chauffées sous l'influence d'un champ magnétique transversal. Ils ont constaté que la séparation du mélange fluide binaire augmente avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison des deux plaques. Platten et al. [10] ont étudié théoriquement et expérimentalement la séparation moléculaire de la solution Eau-Ethanol entre le haut et le bas d'une colonne thermo-gravitationnelle. Leurs résultats montrent que l'inclinaison de cette colonne augmente la séparation moléculaire. Cette augmentation est quasiment proportionnelle à $1/\cos \theta$. Une investigation numérique et analytique de la séparation des espèces dans une cavité rectangulaire horizontale remplie d'un mélange binaire sous l'influence d'un gradient thermique horizontale a été présentée par Elhajjar et al. [11]. Ils ont obtenu des séparations appréciables pour des valeurs raisonnables de l'épaisseur de la cavité de l'ordre de 2 mm et des longueurs de l'ordre de 500 mm. La séparation des espèces d'un mélange binaire en présence de convection mixte a été analysée analytiquement et numériquement par Khouzam et al. [12]. Ils ont constaté que le gradient de concentration massique est uniquement fonction de deux nouveaux paramètres adimensionnels, à savoir le nombre de Rayleigh massique et le nombre de Péclet massique.

Yang et Ripoll [13] proposent une nouvelle expression théorique pour le coefficient de Soret (S_T), qui s'applique également bien aux mélanges moléculaires qu'aux suspensions

colloïdales. La nouvelle expression est validée au moyen de simulations numériques et se révèle particulièrement adapté pour étudier la diffusion thermique des solutions diluées. Shevtsova et al. [14] présentent une étude numérique tridimensionnelle (3D) dépendante du temps, décrivant la phase transitoire de l'instabilité induite par l'effet de Soret dans le système chauffé par le haut.

Henry et Roux [15] ont étudié la séparation de Soret dans un cylindre allongé chauffé de manière différentielle ($A = 3$), légèrement incliné un petit angle α , avec un nombre de Prandtl modéré ($Pr = 0.6$), un nombre de Schmidt élevé ($Sc = 60$), ainsi qu'une séparation positive S . Ils ont constaté que plus le coefficient de Soret est faible, plus le défaut d'inclinaison α doit être petit pour permettre un bon taux de séparation.

Le problème de la thermo-diffusion en présence des milieux poreux a été examiné par de nombreux chercheurs en raison de ses diverses applications industrielles, tel que la récupération assistée des hydrocarbures, le génie chimique et les procédés de séparation, le stockage souterrain de gaz, la géothermie, et le stockage géologique des déchets nucléaires, ainsi que l'optimisation des procédés industriels. Dans ce contexte, Bourich et al. [16] ont étudié la convection thermo-solutale induite par l'effet de Soret dans une enclosure poreuse peu profonde saturée d'un fluide binaire. Ils ont observé que, pour des valeurs élevées du nombre de Rayleigh et de Lewis, les taux de transfert de chaleur et de masse présentent un comportement asymptotique et tendent à devenir indépendants de ces nombres pour un coefficient de Soret élevé.

La séparation des espèces dans un fluide binaire saturant une couche poreuse horizontale soumise à des flux de chaleur croisés (flux horizontal et flux vertical) a été étudiée numériquement et analytiquement par Yacine et al. [17]. Un bon accord est trouvé entre les résultats analytiques et numériques concernant la séparation des espèces obtenue pour un écoulement unicellulaire. Ils ont observé qu'une augmentation du rapport de flux thermique vertical au flux thermique horizontal entraîne une diminution du temps de relaxation (régime transitoire). L'analyse de stabilité linéaire montre que la solution à l'équilibre mécanique perd sa stabilité via une bifurcation stationnaire ou une bifurcation de Hopf en fonction du taux de séparation et de la porosité normalisée du milieu.

Bennacer et al. [18] ont examiné analytiquement et numériquement l'influence de l'effet de Soret sur la convection naturelle dans une couche poreuse horizontale soumise à des

gradients de température et de concentration croisés. Leurs résultats montrent une forte dépendance du model d'écoulement du nombre de Rayleigh thermique (R_T) du rapport de flottabilité thermique (N), ainsi qu'au coefficient de Soret (N_S) pour les valeurs positives de N .

Elhajjar et al. [19] ont présenté une étude théorique et numérique portant sur la séparation des constituants au sein d'une cellule poreuse inclinée en examinant la stabilité du flux unicellulaire ainsi généré. Ils ont montré que l'adoption de cette configuration peut accroître la séparation des constituants. Ils ont aussi constaté que le nombre de Rayleigh critique obtenu est bien supérieur à celui nécessaire pour atteindre une séparation maximale. Les expériences menées avec une solution de $CuSO_4$ ont donné des résultats en bon accord avec les résultats analytiques et numériques.

Ouadhani et al. [20] ont examiné l'impact des vibrations mécaniques sur la séparation d'un mélange binaire saturant une cavité poreuse horizontale. Dans cette étude, la plaque horizontale inférieure est soumise à un flux de chaleur uniforme constant tandis que celle du dessus est maintenue à une température constante. Ils ont observé que les vibrations verticales ont un effet stabilisateur sur la convection et que les vibrations pourraient être exploitées pour réduire la valeur de facteur de séparation, conduisant ainsi à un écoulement unicellulaire et permettant la séparation dans le mélange binaire au sein d'une cellule horizontale sur une large gamme de mélanges binaires.

Nasrabadi et al. [21] ont étudié numériquement la séparation des espèces dans une colonne thermo-gravitationnelle remplie d'un milieu poreux, afin de prédire les données expérimentales d'El Maataoui [22]. Leurs résultats ont démontré une bonne concordance avec les données expérimentales d'El Maataoui [22], aussi bien pour le mélange binaire que pour le mélange ternaire.

Abahri et al. [23] ont présenté une étude théorique et numérique portant sur la séparation des espèces dans un mélange liquide binaire saturant un cylindre annulaire poreux horizontal. Cette étude vise à clarifier l'impact du nombre de Rayleigh, du nombre de Lewis, du facteur de séparation, de la porosité ainsi que de la taille caractéristique de la configuration annulaire. En particulier, ils ont observé que la réduction du rapport de rayons ($R = r_e / r_i$) améliore à la fois la séparation maximale (S_{max}) et Ra_{opt} .

Rtibi et al. [24] ont étudié numériquement et analytiquement l'effet d'un champ magnétique sur la séparation des espèces dans une cavité poreuse inclinée saturée par un

mélange binaire électro-conducteur et munie de quatre parois imperméables. Leurs résultats ont démontré que l'application d'un champ magnétique pouvait améliorer la séparation des espèces, notamment lorsque le couplage optimal entre la diffusion thermo-solutale et la convection n'était pas atteint en l'absence de champ magnétique. Cependant, dans les cas où ce couplage optimal est atteint en l'absence du champ magnétique, l'application de ce dernier détruit la séparation des espèces.

En se référant à la littérature existante, il est évident que l'impact de l'adaptation des conditions aux limites thermiques non uniformes sur la séparation des espèces d'un mélange binaire n'a pas encore été examiné. L'objectif de la première section de cette thèse est d'étudier numériquement l'influence d'un chauffage non uniforme sur la séparation des espèces d'un mélange binaire (Eau 60 %, Éthanol 40 %) dans une cavité rectangulaire en présence de convection naturelle et mixte.

D'autre part, la convection double diffusive, également appelée convection thermo-solutale, se produit en présence de gradients de température et de concentration de solutés, ce qui entraîne des mouvements fluides dans le milieu grâce aux forces de flottabilité. Ce phénomène se manifeste dans divers contextes, notamment au sein des milieux poreux et des milieux composites (fluide et poreux), tels que la migration de contaminants dans les nappes phréatiques, les réservoirs géothermiques, les échangeurs de chaleur poreux, les étangs solaires, les réservoirs destinés au stockage de gaz naturel et de déchets radioactifs, la fabrication du cristal, ainsi que le transport de polluants dans le sol, et bien d'autres applications. En conséquence, de nombreuses études sont menées sur le transfert de chaleur et de masse par convection naturelle ou mixte à l'intérieur des enceintes totalement ou partiellement poreuses.

Gobin et al. [25] ont mené une étude numérique sur le transfert de chaleur par convection naturelle engendré par les forces combinées de flottabilité thermique et solutale dans un fluide binaire confiné dans une enceinte partiellement remplie d'une couche poreuse verticale. Ils ont rapporté que la compétition entre les pénétrations du flux dans la couche poreuse, dépendant de sa perméabilité, et des paramètres thermo-solutaux (tels que le nombre de Lewis et la force de flottabilité solutale) affectent la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte.

Bennacer et al. [26] ont étudié numériquement la convection naturelle thermo-solutale dans une enceinte verticale fermée équipée de deux couches poreuses symétriques, isotropes

ou anisotropes, confinant une couche de fluide. Leurs résultats montrent que le taux de transfert de chaleur et celui de masse sont moins affectés par le nombre de Darcy pour les régimes de perméabilité élevée et faible. Ainsi, dans une plage spécifique de paramètres, une diminution du taux de transfert de chaleur est observée avec l'augmentation de la pénétration du fluide dans la couche poreuse.

Le transfert de chaleur et de masse par convection naturelle thermo-solutale dans une enceinte poreuse bicouche et inclinée, est étudié numériquement par Hadidi et al. [27]. Leurs résultats ont indiqué que la perméabilité des deux couches poreuses affecte considérablement la structure d'écoulement, conduisant à trois régimes distincts : un régime diffusif aux faibles valeurs de perméabilité, un régime de transition où les nombres moyens de Nusselt et Sherwood augmentent avec une augmentation de la perméabilité, et un régime asymptotique où les nombres de Nusselt et Sherwood deviennent indépendants de la perméabilité.

Une analyse numérique de la convection naturelle double diffusive dans une couche poreuse horizontale superposée par une couche fluide à l'intérieur d'une enceinte est réalisée par Hadidi et al. [28]. Ils ont montré que la présence de la couche poreuse a une forte influence sur le transfert de chaleur et de masse et sur la structure de l'écoulement. Ces effets dépendent essentiellement de la perméabilité de la couche poreuse et des paramètres liés aux caractéristiques de convection naturelle double diffusive (N , Ra et Le).

Ghalib et Ismael [29] ont étudié la convection naturelle double diffusive dans une cavité partiellement poreuse centrée par un corps carré thermo-conducteur. Ils ont analysé l'effet des nombres de Lewis et de Rayleigh, ainsi que du rapport de flottabilité, sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur et de masse. Ils ont constatés que le rapport de diffusivité massique D_{eff}/D a un effet significatif sur le transfert de masse. Ils ont également constaté que le nombre de Sherwood atteint son minimum lorsque le rapport de flottabilité N est égal à -0.5.

Mharzi et al. [30] ont étudié la convection naturelle thermo-solutale à l'intérieur d'une cavité carrée constituée de deux régions fluides binaires séparées par une couche poreuse. L'interface entre les deux fluides binaires et la couche poreuse est perméable, et l'écoulement dans la couche poreuse est modélisé à l'aide de la loi étendue de Darcy Brinkman. Leurs résultats montrent que l'échange thermique et solutal sont principalement sensibles aux nombres de Rayleigh et de Darcy. En effet, l'augmentation de Ra intensifie la convection dans les zones

fluides de la cavité, tandis que la convection dans la couche poreuse est renforcée avec l'augmentation de Da .

Hu et al. [31] ont mené une étude analytique et numérique de la convection combinée thermique et d'humidité dans une couche partiellement poreuse générant de la chaleur. Cette couche est placée soit au centre de la cavité, soit attachée aux parois verticales, simulant ainsi le transport de l'humidité dans une unité de stockage d'énergie dans un bâtiment. Des corrélations des nombres de Nusselt moyen et de Sherwood moyen en fonction des nombres de Rayleigh et de Lewis, ainsi que du rapport de flottabilité, ont été obtenues. Ces corrélations permettent de déterminer les coefficients de transfert de chaleur et d'humidité dans le processus de décharge thermique, fournissant ainsi une base de données pour un éventuel stockage d'énergie thermique dans un mur.

En utilisant le modèle général de Darcy étendu par Brinkman Forchheimer Benzeghiba et al. [32] ont analysé numériquement la convection naturelle thermo-solutale au sein d'une cavité concentrique verticale partiellement poreuse. Suite à leur étude paramétrique, ils ont tiré la conclusion que l'utilisation d'une cavité annulaire partiellement poreuse présente des performances supérieures à celles d'une cavité annulaire entièrement poreuse en termes d'isolation thermique et de filtration.

En outre, de nombreux chercheurs ont examiné la convection naturelle double diffusive dans des cavités entièrement poreuses, en prenant en considération les conditions aux limites thermiques et solutales non uniformes. Dans ce contexte, l'impact d'une variation sinusoïdale des conditions aux limites sur la convection double diffusive transitoire dans une cavité poreuse carrée en présence d'une source de chaleur ou d'un dissipateur thermique a été rapporté par Mansour et al [33]. Ils ont montré que la présence d'une source de chaleur augmente l'activité du mouvement du fluide, tandis que la présence d'un dissipateur thermique provoque une réduction du mouvement du fluide. Par conséquent, à mesure que le nombre de Darcy diminue, les nombres moyens de Nusselt et de Sherwood diminuent.

Dans une autre étude Mansour et al. [34] ont examiné le même problème mais dans une cavité triangulaire inclinée. Ils ont observé une augmentation du taux de transfert de chaleur et de masse en fonction du rapport de flottabilité et de l'angle d'inclinaison, tandis qu'ils diminuent avec l'augmentation du paramètre de génération/absorption de chaleur.

Une étude numérique de la convection naturelle double diffusive à l'intérieur d'une enceinte non homogène, constituée d'un milieu poreux anisotrope saturé par un fluide, en cas d'hors équilibre thermique local (HETL), a été réalisé par Harzallah et al. [35]. Les résultats numériques ont été présentés pour différents paramètres de contrôle tels que le rapport de flottabilité (N), le nombre de Lewis (Le), le rapport de perméabilité anisotrope (R_p), le rapport de conductivité thermique fluide-solide (R_c), le coefficient de transfert de chaleur interphasique (H), le rapport d'épaisseur de la paroi sur sa hauteur (D), le rapport de diffusivité thermique paroi-milieu poreux (R_w) et le rapport de capacité thermique solide-fluide (γ). Ils ont démontré que le nombre de Lewis (Le) a un effet significatif sur les profils de température du fluide. De plus, les valeurs plus élevées de N conduisent à une amélioration significative des taux de transfert de chaleur et de masse. Ils ont également observé que pour des valeurs plus élevées de H , R_c , R_p , R_w , ou D et/ou des valeurs plus faibles de γ , les deux phases solide et fluide tendent vers l'équilibre thermique local (LTE).

Kumar et al. [36] ont étudié numériquement, en utilisant la méthode des éléments spectraux, la convection naturelle dans une cavité poreuse anisotrope soumise à une température et une concentration non uniforme (sinusoïdales) au niveau de la paroi inférieure et à une température et une concentration uniforme au niveau des parois latérales. Ils ont analysé, en particulier, l'impact des paramètres d'anisotropie sur les taux de transfert de chaleur et de masse, ainsi que sur les lignes de courant, les isothermes et les iso-concentrations. Les résultats numériques montrent que, indépendamment du rapport de perméabilité, les taux de transfert de chaleur et de masse restent négligeables pour $10^{-7} \leq Da \leq 10^{-5}$. Cependant, un impact significatif est observé lorsque le nombre de Da varie entre 10^{-5} et 10^{-4} . Ils ont également conclu qu'en raison de la perméabilité anisotrope, la dynamique de l'écoulement devient complexe.

La convection libre transitoire double diffusive dans une cavité poreuse, soumise à des conditions aux limites thermiques et solutales uniformes et non uniformes, a été étudiée numériquement par Mondal et Sibanda [37]. Les effets du rapport de flottabilité et du nombre de Rayleigh thermique ont été analysés. Des corrélations du nombre moyen de Nusselt et du nombre moyen de Sherwood en fonction du nombre de Rayleigh thermique ont été établies au niveau des parois inférieure et verticale gauche, que ce soit pour des conditions aux limites uniformes ou non uniformes. Ils ont conclu que les taux de transfert de chaleur et de masse sont

très élevés au bord droit de la paroi inférieure pour des conditions aux limites thermique et massique uniformes.

Mondal et al. [38] ont étudié numériquement la convection naturelle double diffusive dans une enceinte poreuse inclinée, avec des conditions aux limites thermique et massique sinusoïdales, sous l'effet des paramètres de Soret et de Dufour. Ils ont observé qu'une réduction du nombre de Soret se traduit par une augmentation des taux de transfert de chaleur et de masse, avec un impact plus prononcé sur le transfert de masse. Ils ont également observé que le nombre de Sherwood atteint son maximum lorsque l'angle d'inclinaison varie entre 125 et 140, tandis que le nombre de Nusselt moyen atteint son minimum dans cette même plage d'angles d'inclinaison.

Hu et al. [39] ont présenté numériquement la convection libre double diffusive dans une cavité inclinée verticalement, répartie en trois couches : une couche solide, une couche poreuse générant de la chaleur, et une couche d'un fluide binaire. Ils ont affirmé que les résultats obtenus sont très importants pour comprendre le phénomène du transfert de chaleur et d'humidité dans les bâtiments. Ce qui peut apporter des solutions efficaces contre les pertes de chaleur.

Balla et al. [40] ont étudié la bio-convection dans une cavité poreuse couplée avec les effets de Soret et Dufour. Le modèle de Hillesdon et Pedley [78] est utilisé pour décrire l'écoulement du nano-fluide dans le milieu poreux. Les résultats montrent que le taux de transfert de chaleur augmente significativement avec le nombre de Rayleigh de bio-convection. Cette étude revêt une importance particulière dans divers domaines d'application, tels que la récupération améliorée du pétrole par des micro-organismes, l'élimination des toxines et des antibiotiques, ainsi que la modélisation de dispositifs micro-fluidiques.

Hu et al. [41] Ont exploré la convection naturelle thermo-solutale au sein d'une cavité carrée inclinée, comprenant quatre blocs poreux générant de la chaleur en présence d'un champ magnétique. Le modèle de Darcy-Brinkman est adopté pour formuler l'écoulement du fluide dans les blocs poreux. Une large série de simulations numériques est réalisée afin de montrer l'effet de plusieurs paramètres, tels que le nombre Hartman (Ha), le nombre Raylight (Ra), le nombre Darcy (Da), le coefficient de flottabilité (N), le coefficient de conductivité thermique (Kr), et l'angle d'inclinaison de la cavité (α). Les principaux résultats de cette étude indiquent que le nombre de Darcy et le rapport de la conductivité thermique ont un effet significatif sur le taux de transfert de chaleur par rapport au taux de transfert de masse. De plus, des corrélations

des nombres moyens de Nusselt et de Sherwood en fonction des paramètres susmentionnés ont été établies, pouvant être utilisées pour concevoir de manière efficace le processus de refroidissement des appareils électroniques.

Balla et al. [42] ont étudié numériquement la convection naturelle double-diffusive dans une cavité carrée inclinée remplie d'un milieu poreux saturé de fluide, sous l'influence des effets de Soret et Dufour. L'impact de plusieurs paramètres est examiné, tels que le nombre Rayleigh, nombre de Lewis, rapport de flottabilité, nombre de Soret et nombre de Dufour. Les résultats essentiels indiquent que la force de l'écoulement du fluide diminue avec l'augmentation des nombres de Soret (Sr) et de Dufour (Du). De plus, l'augmentation du nombre de Dufour (Du) se traduit par une diminution de la température et une augmentation de la concentration.

Hu et Mei [43] ont étudié numériquement les effets de la diffusion croisée de la convection thermo-solutale et de la génération d'entropie prenant en compte les effets Soret et Dufour à l'intérieur d'une enceinte composite (couche poreuse et couche de fluide) simulant un mur de stockage thermique. Leur objectif principal résidait dans l'optimisation des performances du transport de chaleur et d'humidité, tout en cherchant à minimiser la génération d'entropie du mur de stockage thermique. Les résultats de cette étude montrent que la génération d'entropie induite par le transfert de chaleur et le frottement du fluide est améliorée par l'augmentation du nombre de Soret et diminue avec l'augmentation du nombre Dufour.

D'après la revue de littérature susmentionnée, il est évident que la convection naturelle double diffusive à l'intérieur des enceintes contenant une couche fluide binaire et une couche poreuse saturée, soumise aux conditions thermiques sinusoïdales, n'a pas encore été réalisée. Un tel type de condition limite thermique peut être rencontré dans différents composants électroniques en raison du chauffage et du refroidissement discrets, ou dans des applications où un radiateur cylindrique ou un réseau périodique de radiateurs cylindriques est placé sur un mur plat. De plus, des ombrages et d'autres facteurs peuvent entraîner des distributions de température non uniformes. D'un point de vue mathématique, la distribution de la température présente une discontinuité finie dans le cas de parois chauffées uniformément. Cette discontinuité peut être évitée en choisissant une distribution de température non uniforme le long des parois, comme discuté par Minkowycz et al. [44]. L'objectif principal de ce travail est d'explorer l'effet du chauffage sinusoïdal multifréquence et de certains paramètres thermo-physiques et géométriques sur les transferts de chaleur et de masse, ainsi que sur les modes

d'écoulement lors de la convection naturelle double-diffusive dans une cavité partiellement poreuse.

Par ailleurs, malgré le nombre important d'études réalisées sur le couplage du transfert de chaleur et de masse, tel que prévu dans la revue bibliographique précédente, ces études n'ont pas abordé le processus de refroidissement des sources de chaleurs (composants électroniques comme exemple). Il est important de souligner que cette opération s'accompagne à la fois d'un transfert de chaleur et d'un transfert de masse. En effet, l'amélioration du processus de refroidissement des composants électroniques présente une opération importante afin de garantir une longue durée de vie et une fiabilité satisfaisante du système. Afin d'atteindre cet objectif, diverses techniques de refroidissement sont mises en œuvre. Parmi ces méthodes, la technique de refroidissement par convection naturelle se distingue, étant catégorisée comme une approche passive car elle ne nécessite aucun équipement auxiliaire (c'est-à-dire des pompes et des ventilateurs). En effet, la méthode de refroidissement par convection naturelle peut être trouvée dans de nombreuses applications techniques, telles que la climatisation, les réacteurs nucléaires, les systèmes de stockage d'énergie thermique et en particulier, dans le refroidissement des appareils électroniques. Dans ce cadre, de nombreuses études expérimentales et numériques sont présentées dans la littérature sur le processus du refroidissement par convection naturelle des sources de chaleur.

Kuznetsov et Sheremet [45] ont analysé le processus de refroidissement par convection naturelle instationnaire de deux sources de chaleur identiques dans une enceinte tridimensionnelle aux parois épaisses. Une condition aux limites combinée (flux thermique convectif + flux de rayonnement) est imposée sur la paroi latérale gauche. Ils concluent que les résultats obtenus peuvent être utilisés pour améliorer diverses applications telles que le contrôle des salles thermiques, le stockage de produits chimiques, les échangeurs de chaleur et les appareils électroniques.

Une étude numérique de la convection naturelle conjuguée autour d'une source de chaleur de forme géométrique triangulaire ou rectangulaire placée sur la paroi inférieure épaisse d'une cavité fermée a été proposée par Gibanov et Sheremet [46]. L'objectif de cette étude est de mettre en évidence l'effet de la forme géométrique de la source de chaleur, des forces de flottabilité et du matériau de la paroi épaisse sur l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur. Ils ont constaté que la forme rectangulaire de la source de chaleur se caractérise par

un taux de transfert de chaleur élevé, ce qui la rend plus approprié pour la réalisation du système de refroidissement passif.

L'effet du déplacement vertical d'une source de chaleur circulaire sur le phénomène de convection naturelle dans une enceinte carrée est étudié par Hussain et Hussein [47]. Ils ont constaté que l'effet de l'emplacement de la source de chaleur sur le nombre de Nusselt moyen de l'enceinte devient plus prononcé à des valeurs élevées du nombre de Rayleigh.

Martyushev et Sheremet [48] ont mené une étude numérique de la convection naturelle autour d'une source de chaleur placée sur la paroi inférieure d'une cavité carrée avec des parois épaisses et rayonnantes. Le processus de refroidissement est effectué par un échange thermique convectif avec un environnement froid. Ils ont constaté que le taux de transfert de chaleur par convection augmente avec le nombre de Rayleigh et le rapport de conductivité thermique, tandis qu'il diminue avec l'épaisseur de la paroi et l'émissivité de la surface.

De plus, afin d'améliorer la conductivité thermique du fluide de travail, certains chercheurs ont utilisé des fluides artificiels (nano-fluides) en ajoutant des particules solides dans le fluide de base. Dans ce contexte, Aminossadati [49] a examiné numériquement le refroidissement par convection naturelle d'une source de chaleur de forme triangulaire centré dans une cavité de même forme, remplie d'un nano-fluide d'eau - CuO en présence d'un champ magnétique horizontal. Cette étude est réalisée afin de montrer l'effet de la fraction volumique des particules solides, des nombres de Hartmann et de Rayleigh ainsi que de la position de la source de chaleur. Il constate que l'ajout de particules solides dans le fluide de base entraîne généralement une amélioration du taux de transfert thermique.

En utilisant deux types différents de nano-fluides (Al_2O_3 -eau et CuO-eau), Alizadeh et Dehghan [50] ont étudié l'effet de l'emplacement d'une source de chaleur volumétrique de forme carrée sur la convection naturelle conjuguée dans une cavité. Les résultats obtenus montrent que le nano-fluide CuO-eau offre des performances thermiques élevées par rapport au nano-fluide Al_2O_3 -eau. De plus, les performances de refroidissement les plus excellentes sont obtenues lorsque la source de chaleur est placée dans la position médiane droite de la cavité.

Zahan et Alim [51] ont présenté une étude numérique de la convection naturelle conjuguée dans une enceinte rectangulaire remplie de nano-fluide Cu-eau, avec un bloc solide conducteur de chaleur fixé à la paroi inférieure. La paroi verticale gauche est exposée à un flux de chaleur convectif uniforme, et la paroi verticale droite est maintenue à une température

froide, tandis que les parois horizontales sont thermiquement isolées. Les principaux résultats de cette étude démontrent que le nombre de Nusselt moyen diminue avec le coefficient de transfert de chaleur par convection (h_{∞}) et que l'ajout de nanoparticules devient plus précieux à des valeurs élevées de h_{∞} .

En employant la méthode des différences finies, Roy [52] a étudié l'effet de plusieurs sources de chaleur isothermes sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans une enceinte rectangulaire remplie de nano-fluide hybride (Al_2O_3+Cu). Le système considéré est également soumis à l'effet d'un champ magnétique incliné. Les résultats révèlent que le modèle d'écoulement est substantiellement changé avec le changement du paramètre de champ magnétique (c.à.d. nombre de Hartmann et l'angle de l'application du champ magnétique), du nombre et de la largeur des sources de chaleur, ainsi que du nombre de Rayleigh. Ils ont trouvé également que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation du nombre de sources de chaleur, de l'angle d'inclinaison du champ magnétique appliqué, du nombre de Rayleigh, et de la fraction volumique des nanoparticules.

Dernièrement, l'attention de nombreux chercheurs s'est portée sur l'utilisation de matériaux afin d'améliorer la fiabilité du processus de refroidissement par convection naturelle. Cette approche permet d'augmenter à la fois le transfert de chaleur par conduction et la surface d'échange thermique. Dans ce domaine, Astanina et al. [53] ont examiné l'effet des paramètres de l'approche non-équilibre thermique local sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans une cavité carrée partiellement poreuse avec un bloc solide générant de chaleur positionné à la paroi inférieure. Les résultats de cette étude mettent en évidence la diminution de la température moyenne de la source de chaleur avec le coefficient de transfert thermique d'interphase et du nombre de Darcy, tandis qu'elle augmente d'une manière proportionnelle avec l'épaisseur de la couche poreuse.

Le processus de refroidissement d'une source de chaleur conductrice enveloppée par une couverture poreuse à l'intérieur d'une cavité carrée par convection naturelle a été traité numériquement par Bourouis et al. [54]. Cette étude est réalisée pour montrer l'effet des paramètres physiques et géométriques, tels que le rapport de conductivité thermique, les nombres de Rayleigh et de Darcy, l'épaisseur de la couverture poreuse et l'angle d'inclinaison de la cavité. Ils ont constaté que la température maximale de la source de chaleur diminue avec

l'augmentation de la perméabilité, de l'épaisseur de la couverture poreuse ainsi que du rapport de la conductivité thermique poreuse/fluide.

Astanina et al. [55] ont examiné le processus de refroidissement par convection naturelle transitoire d'une source de chaleur à l'intérieur d'une cavité poreuse rectangulaire remplie d'un liquide à viscosité variable, en présence d'un dissipateur de chaleur en cuivre. Il est observé que, indépendamment des paramètres étudiés, le nombre optimal de dissipateurs de chaleur en cuivre pour le système de refroidissement reste constant à 3.

Dans une cavité rectangulaire, Bouchair et al. [56] ont étudié numériquement le processus de refroidissement de deux composants électroniques identiques placés sur la paroi inférieure et enveloppés individuellement par de couche poreuse. Les principaux résultats révèlent une baisse significative de la température maximale de la source de chaleur lors de l'utilisation d'une couche poreuse, pouvant atteindre jusqu'à 40% par rapport aux résultats de la littérature associés au cas sans couche poreuse.

Selon la synthèse de la littérature précédente, il apparaît clairement que l'objectif des chercheurs est d'optimiser le taux d'évacuation de la chaleur émise par les sources thermiques en utilisant différentes techniques telles que l'exploitation de nano-fluides et de milieux poreux, qui ont démontré des résultats satisfaisants.

D'autre part, il est observé que le couplage entre le transfert de chaleur et le transfert de masse entraîne une intensification du mouvement du fluide, contribuant ainsi à augmenter le taux de transfert de chaleur. Dans cette troisième application de notre travail, nous nous concentrons sur le couplage du transfert de chaleur et de masse lors du refroidissement d'un composant électronique (source de chaleur) par convection naturelle dans une cavité partiellement poreuse.

En résumé, cette étude bibliographique souligne l'importance de se plonger dans les progrès actuels concernant les écoulements confinés en raison de leurs multiples applications. Elle met également en avant la nécessité de prendre en compte la thermo-diffusion induite par l'effet de Soret ainsi que la convection naturelle thermo-solutale dans le cas d'une condition aux limites uniforme ou variable dans l'espace dans ces analyses.

En effet, le traitement d'une condition aux limites variable dans l'espace n'a pas été

suffisamment pris en compte, bien que cela soit crucial. Une condition aux limites thermique variable simule de manière plus réaliste la distribution thermique, étant donné que l'obtention d'une distribution uniforme est généralement difficile. Dans ce contexte, l'étude du phénomène de la séparation des espèces chimiques dans des cavités allongées, ainsi que celle de la convection naturelle thermo-solutale dans des cavités partiellement poreuses (cavités composites), est réalisée en appliquant une condition thermique non uniforme. De plus, l'analyse de l'influence du couplage entre le transfert de chaleur et le transfert de masse sur le processus de refroidissement des sources de chaleur placées dans une cavité partiellement poreuse est également abordée dans le cadre de ce travail, car à notre connaissance, ce couplage n'a pas encore été étudié.

Dans ce dernier cas, nous analysons l'influence de la position de la source de chaleur, l'épaisseur de la couche poreuse, du rapport de conductivité thermique, du nombre de Darcy, du nombre de Rayleigh, du nombre de Lewis et du rapport de flottabilité thermique sur le processus de refroidissement d'une source de chaleur par convection naturelle thermo-solutale.

Chapitre 2

Formulations mathématiques

Sommaire

2.1	Introduction.....	22
2.2	Étude de la séparation des espèces chimiques dans une cellule rectangulaire.....	22
2.2.1	Équations de conservation.....	23
2.2.2	Conditions aux limites associées.....	25
2.2.3	Séparation numérique.....	26
2.3	Étude de la convection thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse.....	27
2.3.1	Équations de conservation.....	28
2.3.2	Conditions aux limites associées.....	31
2.3.3	Nombres de Nusselt et de Sherwood.....	33
2.4	Étude du refroidissement d'une source de chaleur dans une cavité partiellement poreuse.....	33
2.4.1	Équations de conservation.....	34
2.4.2	Conditions aux limites associées.....	36
2.4.3	Nombres de Nusselt et de Sherwood.....	37
2.5	Conclusion.....	37

2.1 Introduction

Dans cette section, nous présentons le modèle physique, les hypothèses simplificatrices, les équations de conservation et les conditions aux limites associées pour chaque application considérée.

2.2 Étude de la séparation des espèces chimiques dans une cellule rectangulaire

Il est désormais bien connu que la thermodiffusion, ou l'effet de Soret, résulte de la formation d'un gradient de concentration dû au transfert de matière au sein du mélange fluide. Cela se produit lorsqu'une solution initialement homogène, composée d'au moins deux espèces chimiques, est soumise à un gradient thermique. Ce type d'écoulement trouve ses applications dans de nombreuses branches des sciences et de l'ingénierie, telles que la séparation des isotopes [57], la distribution des espèces dans les hydrocarbures [58, 59], ainsi que dans la gestion des réservoirs de gaz naturel et de pétrole [60, 61].

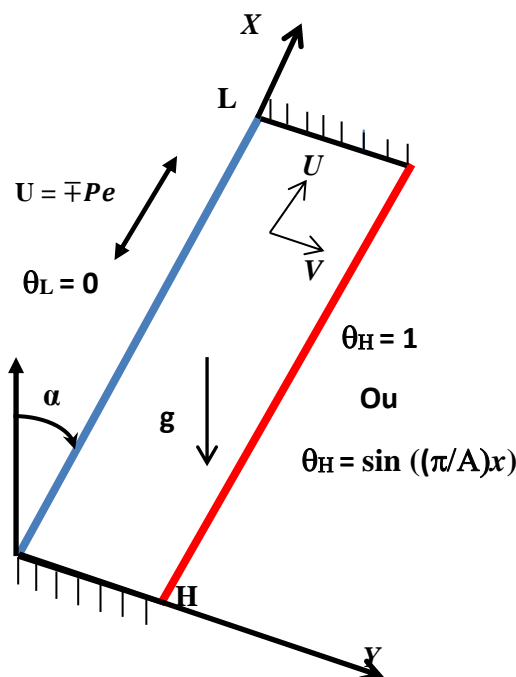


Figure 2.1- Géométrie du problème de la première application (séparation des espèces chimiques).

Nous proposons dans la présente application d'étudier la séparation des espèces d'un fluide binaire (Eau 60%- Éthanol 40%) dans une cavité rectangulaire inclinée de grand rapport d'aspect comme la montre la Figure 2.1. Les parois verticales droite et gauche de la cellule sont

imperméables à la matière et sont maintenues à des températures constantes mais différentes T_H et T_L . Les parois horizontales sont imperméables et adiabatiques.

Afin d'établir les équations du modèle mathématique ainsi que des conditions aux limites, nous adoptons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- La longueur de la cellule est suffisamment grande par rapport à la largeur.
- Le fluide binaire est un fluide Newtonien, visqueux, et incompressible.
- L'écoulement est laminaire, bidimensionnel et stationnaire.
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.
- La dissipation visqueuse dans l'équation d'énergie est négligeable.
- L'effet de Dufour est négligeable.

Toutes les propriétés physiques du fluide binaire sont constantes, sauf la masse volumique du mélange ρ dans le terme de la flottabilité. On suppose une variation linéaire de ρ avec T et C^* selon l'approximation de Boussinesq.

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_C(C^* - C_0^*)] \quad (2.1)$$

Notons que cette hypothèse reste valable pour un écart de température et de fraction massique faible.

2.2.1 Équations de conservation

Moyennant les hypothèses simplificatrices précédentes, le système d'équations de conservation dimensionnelle associée au problème de la séparation des espèces chimiques dans une cellule rectangulaire s'exprime comme suit :

- **Équation de continuité**

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

- **Équations de conservation de la quantité de mouvement**

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - g \rho_0 [1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_C(C^* - C_0^*)]. (\cos \alpha) \quad (2.3)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - g \rho_0 [1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_C(C^* - C_0^*)]. (-\sin \alpha) \quad (2.4)$$

- **Équation de conservation de l'énergie**

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.5)$$

- **Équation de conservation des espèces chimiques**

$$u \frac{\partial C^*}{\partial x} + v \frac{\partial C^*}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 C^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial y^2} \right) + D_T C_0^* (1 - C_0^*) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.6)$$

Où :

a : Diffusivité thermique du fluide.

D : Coefficient de diffusion massique (Loi de Fick).

D_T : Coefficient de thermodiffusion.

C_0^* : Valeur initiale de fraction massique.

L'ensemble des équations de conservation précédentes peuvent être mise sous forme adimensionnelle en utilisant les grandeurs adimensionnelles suivantes :

Coordonnées spatiales	$(X, Y) = \frac{(x, y)}{H}$	Température	$\theta = \frac{T - T_L}{\Delta T}$ $\Delta T = T_H - T_L$
Vitesse	$(U, V) = \frac{(u, v)}{\frac{H}{t_{ref}}}$	Fraction massique	$C = \frac{C^* - C_0^*}{\Delta C^*}$ $\Delta C^* = \Delta T C_0^* (1 - C_0^*) \frac{D_T}{D}$
Pression	$P = \frac{p}{p_{ref}}$		

Tableau 2.1-Variables caractéristiques adimensionnels (séparation des espèces chimiques).

En substituant l'ensemble des variables présentées dans le tableau 2.1 dans les équations 2.2-2.6, les équations de conservation sous forme adimensionnelle se présentent comme suit:

- **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2.7)$$

- **Équations de conservation de la quantité de mouvement**

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + Ra \cdot Pr (\theta - \psi C) \cdot (\cos \alpha) \quad (2.8)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + Ra \cdot Pr (\theta - \psi C) \cdot (-\sin \alpha) \quad (2.9)$$

- **Équation de conservation de l'énergie**

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (2.10)$$

- **Équation de conservation des espèces chimiques**

$$U \frac{\partial C}{\partial X} + V \frac{\partial C}{\partial Y} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} \right) + \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (2.11)$$

Où:

C: représente la concentration adimensionnelle du composant le plus lourd.

ψ : représente le facteur de séparation, supposé positif dans cette étude. Ce qui signifie que la migration des particules lourdes et légères s'effectue vers les parois froide et chaude, respectivement.

α : représente l'angle d'inclinaison, α est positif ($0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$) lorsque la cavité se dirige vers la droite, et négatif ($-90^\circ \leq \alpha \leq 0^\circ$) lorsque la cavité se dirige vers la gauche.

Les nombres de, Rayleigh, Prandtl, Lewis et de Péclet, ainsi que le facteur de séparation et le rapport d'aspect, sont définis respectivement ci-dessous :

$$Ra = \frac{g H^3 \beta_T \Delta T}{\nu a}, \quad Pr = \frac{\nu}{a}, \quad Le = \frac{a}{D}, \quad Pe = Pr.Re, \quad \text{où } Re = \frac{U.L}{\nu}, \quad \psi = \frac{\beta_C D_T}{\beta_T D} C_0^*(1 - C_0^*), \quad A = \frac{L}{H}.$$

2.2.2 Conditions aux limites associées

Les conditions aux limites dimensionnelles du phénomène de diffusion thermogravitationnelle dans une cavité rectangulaire soumise à un gradient de température sont données par :

- **Conditions dynamiques :**

$$\begin{aligned} u(y = 0, x) &= 0 \text{ ou } \bar{\nabla} u & \forall x \in [0, L] \\ u(y = H, x) &= v(y = 0 \text{ ou } H, x) = 0 & \forall x \in [0, L] \\ u(y, x = 0 \text{ ou } L) &= v(y, x = 0 \text{ ou } L) = 0 & \forall y \in [0, H] \end{aligned} \quad (2.12)$$

- **Conditions thermiques :**

$$\begin{aligned} T(y = 0, x) &= T_L & \forall x \in [0, L] \\ T(y = H, x) &= T_H \text{ ou } (T_H - T_L) \sin\left(\frac{\pi}{L} x\right) + T_L & \forall x \in [0, L] \\ \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0 & \forall y \in [0, H] \end{aligned} \quad (2.13)$$

- **Conditions massiques :**

$$\begin{aligned} \frac{\partial C^*}{\partial y} \Big|_{y=0} + C_0^*(1 - C_0^*) S_T \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} &= 0 \quad \forall x \in [0, L] \\ \frac{\partial C^*}{\partial y} \Big|_{y=H} + C_0^*(1 - C_0^*) S_T \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=H} &= 0 \quad \forall x \in [0, L] \end{aligned}$$

$$\left. \frac{\partial C^*}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial C^*}{\partial X} \right|_{x=L} = 0 \quad \forall y \in [0, H] \quad (2.14)$$

Avec :

S_T : Coefficient de Soret (= D_T/D)

Nous obtenons les conditions aux limites adimensionnelles en introduisant les variables adimensionnelles du tableau (2.1) dans les équations (2.12), (2.13) et (2.14).

- **Conditions dynamiques :**

$$\begin{aligned} U(Y = 0, X) &= 0 \text{ ou } \mp Pe & \forall X \in [0, A] \\ U(Y = 1, X) &= V(Y = 0 \text{ ou } 1, X) = 0 & \forall X \in [0, A] \\ U(Y, X = 0 \text{ ou } A) &= V(Y, X = 0 \text{ ou } A) = 0 & \forall Y \in [0, 1] \end{aligned} \quad (2.15)$$

- **Conditions thermiques :**

$$\begin{aligned} \theta(Y = 0, X) &= \theta_L = 0 & \forall X \in [0, A] \\ \theta(Y = 1, X) &= \theta_H = 1 \text{ ou } \sin\left(\frac{\pi}{A}X\right) & \forall X \in [0, A] \\ \left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{X=0} &= \left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{X=A} = 0 & \forall Y \in [0, 1] \end{aligned} \quad (2.16)$$

- **Conditions massiques :**

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial C}{\partial Y} \right|_{Y=0} + \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0} &= 0 & \forall X \in [0, A] \\ \left. \frac{\partial C}{\partial Y} \right|_{Y=1} + \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=1} &= 0 & \forall X \in [0, A] \\ \left. \frac{\partial C}{\partial X} \right|_{X=0} &= \left. \frac{\partial C}{\partial X} \right|_{X=A} = 0 & \forall Y \in [0, 1] \end{aligned} \quad (2.17)$$

2.2.3 Séparation numérique

La séparation des constituants est définie comme la différence entre les fractions massiques du constituant le plus lourd aux extrémités supérieure et inférieure de la cellule, notée $S = m \times A$. Afin de minimiser les effets de bord causés par les extrémités horizontales de la cellule lors du calcul de la séparation, nous traçons la courbe $m = f(x)$ pour une valeur donnée de y (par exemple, $y = 0.5$) et calculons la pente de cette courbe, qui est une ligne droite dans la partie centrale de la cellule.

2.3 Étude de la convection thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse

Le couplage entre le transfert de chaleur et de masse au sein des milieux poreux se manifeste dans de nombreuses applications telles que la géophysique, conception d'échangeurs

de chaleur ou encore l'industrie alimentaire. En effet, Ce phénomène se matérialise notamment dans des configurations à deux couches adjacentes : une couche poreuse et une couche de fluide clair. Ces configurations se retrouvent dans des contextes variés tels que la solidification d'alliages binaires, l'isolation thermique, le transport d'humidité, le stockage de produits agricoles et alimentaires, les collecteurs d'air à plaques planes, le refroidissement des dispositifs électroniques et les systèmes de stockage d'énergie thermique [62-66].

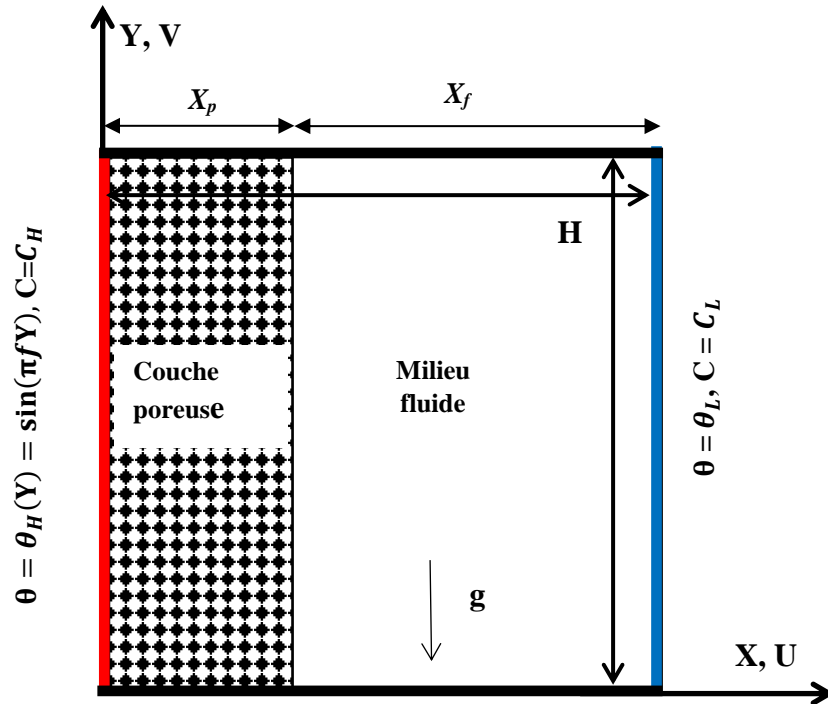


Figure 2.2- Géométrie du problème de la deuxième application (convection thermo-solutale).

De ce fait, dans cette étude, nous proposons d'étudier de la convection naturelle thermo-solutale d'un fluide binaire dans une cavité carrée muni d'une couche poreuse verticale d'épaisseur variable X_p (voir Figure 2.2). La paroi verticale gauche de la cavité est soumise à une distribution sinusoïdale de température élevée $\theta_H(Y)$, et une distribution uniforme de concentration élevée C_H . La paroi verticale droite est soumise à une température uniforme froide θ_L et une concentration uniforme basse C_L . Les parois horizontales sont supposées adiabatiques et imperméable au transfert de masse.

Les hypothèses simplificatrices de la convection thermo-solutale dans une cavité carrée partiellement occupée par une couche poreuse suivantes :

- Le fluide binaire est Newtonien, visqueux et incompressible.
- Le régime d'écoulement est laminaire, bidimensionnel et stationnaire.
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.
- Les effets de Soret et de Dufour sont négligeables.
- La dissipation visqueuse dans l'équation d'énergie est négligeable.
- Absence de source de chaleur ou de masse à l'intérieur de la cavité.
- Les propriétés thermo-physiques du fluide sont constantes et sont déterminées à partir de la température de référence. Par contre, la densité du fluide dans le terme des forces de volume suit une loi de variation linéaire avec la température et la concentration selon l'approximation de Boussinesq.

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_C(C^* - C_0^*)] \quad (2.18)$$

- Le milieu poreux est supposé isotrope, homogène et saturé par le fluide.
- Les particules fluides sont en équilibre thermique avec celles composant la matrice poreuse.
- Le modèle Darcy-Brinkman-Forchheimer est utilisé pour représenter l'écoulement dans la couche poreuse.

2.3.1 Equations de conservation :

Moyennant ces hypothèses simplificatrices, les équations de conservation sont comme suit :

- **Équation de continuité**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.19)$$

- **Équations de conservation de la quantité de mouvement**

$$\rho_0 \frac{1}{\varepsilon^2} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \delta \left(\frac{\mu_f}{K} u + \rho_0 \frac{F_S}{\sqrt{K}} \sqrt{u^2 + v^2} \cdot u \right) \quad (2.20)$$

$$\rho_0 \frac{1}{\varepsilon^2} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \delta \left(\frac{\mu_f}{K} v + \rho_0 \frac{F_S}{\sqrt{K}} \sqrt{u^2 + v^2} \cdot v \right) + \rho_0 g \beta_T (T - T_0) + \rho_0 g \beta_C (C^* - C_0^*) \quad (2.21)$$

- **Équation de conservation de l'énergie**

$$\frac{(\rho_0 c_p)_f}{\varepsilon} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.22)$$

- **Équation de conservation de la concentration**

$$\frac{1}{\varepsilon} \left(u \frac{\partial C^*}{\partial x} + v \frac{\partial C^*}{\partial y} \right) = D \left(\frac{\partial^2 C^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial y^2} \right) \quad (2.23)$$

Où:

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{milieu fluide} \\ 1 & \text{milieu poreux} \end{cases}$$

$$\mu = \begin{cases} \mu_f & \text{milieu fluide} \\ \mu_{eff} & \text{milieu poreux} \end{cases}$$

$$k = \begin{cases} k_f & \text{milieu fluide} \\ k_{eff} & \text{milieu poreux} \end{cases}$$

$$D = \begin{cases} D_f & \text{milieu fluide} \\ D_{eff} & \text{milieu poreux} \end{cases}$$

$$\varepsilon = \begin{cases} 1 & \text{milieu fluide} \\ 0.97 & \text{milieu poreux} \end{cases}$$

$$F_s = \frac{1.75}{\sqrt{150}} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{3/2}}$$

Avec :

μ_f : Viscosité dynamique du fluide.

μ_{eff} : Viscosité dynamique effective.

k_f : Conductivité thermique du fluide.

k_{eff} : Conductivité thermique effective.

D_f : Coefficient de diffusion massique du fluide.

D_{eff} : Coefficient de diffusion massique effective.

ρ_0 : Masse volumique.

C_p : Capacité calorifique.

K : Perméabilité.

ε : Porosité.

Pour l'adimensionnalisation des équations de conservation, en utilisant les variables caractéristiques suivantes :

Coordonnées spatiales	$(X, Y) = \frac{(x, y)}{H}$ $X_p = \frac{x_p}{H}, X_f = \frac{x_f}{H}$	Température	$\theta = \frac{T - T_L}{\Delta T}$ $\Delta T = T_H - T_L$
Vitesse	$(U, V) = \frac{(u, v) \cdot H}{\varepsilon \cdot a_f}$	Concentration	$C = \frac{C^* - C_L^*}{\Delta C^*}$ $\Delta C^* = C_H^* - C_L^*$

Pression	$P = \frac{p.H^2}{\rho_0 \cdot a_f^2}$
----------	--

Tableau 2.2- Variables caractéristiques adimensionnels (convection thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse).

En introduisant ces variables adimensionnelles dans les équations de conservation, la forme adimensionnelle de ces équations est présentée ci-dessous :

- **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{2.24}$$

- **Équations de conservation de la quantité de mouvement**

$$\left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = \frac{-\partial P}{\partial X} + \varepsilon Pr R_\mu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \delta \varepsilon \left(\frac{Pr}{Da} U + \varepsilon F \sqrt{U^2 + V^2} \cdot U \right) \tag{2.25}$$

$$\left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = \frac{-\partial P}{\partial Y} + \varepsilon Pr R_\mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - \delta \varepsilon \left(\frac{Pr}{Da} V + \varepsilon F \sqrt{U^2 + V^2} \cdot V \right) + \varepsilon Ra Pr (\theta + NC) \tag{2.26}$$

- **Équation de conservation de l'énergie**

$$\left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) = R_k \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \tag{2.27}$$

- **Équation de conservation de la concentration**

$$\left(U \frac{\partial C}{\partial X} + V \frac{\partial C}{\partial Y} \right) = \frac{D_m}{Le} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} \right) \tag{2.28}$$

Avec :

$$R_\mu = \begin{cases} 1 & \text{milieu fluide} \\ \frac{\mu_{eff}}{\mu_f} & \text{milieu poreux} \end{cases}$$

$$R_k = \begin{cases} 1 & \text{milieu fluide} \\ \frac{k_{eff}}{k_f} & \text{milieu poreux} \end{cases}$$

$$D_m = \begin{cases} 1 & \text{milieu fluide} \\ \frac{D_{eff}}{D_f} & \text{milieu poreux} \end{cases}$$

Où :

R_μ, R_k, D_m : représente le rapport des viscosités dynamiques, des conductivités thermiques et des coefficients de diffusion massique, respectivement.

Dans le cadre de cette étude, on suppose que : $\mu_{eff} = \mu_f$ donc $R_\mu = 1$ (Naele et Nader [67], Lundgren [68]) et que $D_m = 1$ (c.-à-d. $D_{eff} = D_f$). Les nombres de Rayleigh, de Prandtl, de Lewis, de Forchheimer et de Darcy, ainsi que le rapport des forces de flottabilité, sont définis ci-dessous :

$$Ra = \frac{g\beta_T\Delta TH^3}{\varepsilon\nu a_f}, \quad Pr = \frac{\nu}{a_f}, \quad Le = \frac{a_f}{D_f}, \quad Da = \frac{K}{H^2}, \quad F = \frac{F_s}{\sqrt{K}}H, \quad N = \frac{\beta_C(C_H^* - C_L^*)}{\beta_T(T_H - T_L)}.$$

2.3.2 Conditions aux limites associées

Les conditions aux limites sous forme dimensionnelle sont:

- **Conditions dynamiques :**

$$\begin{aligned} u(x, y = 0 \text{ ou } H) = v(x, y = 0 \text{ ou } H) &= 0 & \forall x \in [0, H] \\ u(x = 0 \text{ ou } H, y) = v(x = 0 \text{ ou } H, y) &= 0 & \forall y \in [0, H] \end{aligned} \quad (2.29)$$

- **Conditions thermiques :**

$$\begin{aligned} T(x = 0, y) = T_H(y) &= (T_H - T_L) \sin(\pi f y) + T_L & \forall y \in [0, H] \\ T(x = H, y) &= T_L & \forall y \in [0, H] \\ \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} &= \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=H} = 0 & \forall x \in [0, H] \end{aligned} \quad (2.30)$$

- **Conditions massiques :**

$$\begin{aligned} C^*(x = 0, y) &= C_H^* & \forall y \in [0, H] \\ C^*(x = H, y) &= C_L^* & \forall y \in [0, H] \\ \frac{\partial C^*}{\partial y} \Big|_{y=0} &= \frac{\partial C^*}{\partial y} \Big|_{y=H} = 0 & \forall x \in [0, H] \end{aligned} \quad (2.31)$$

- **Conditions à l'interface couche poreuse-milieu fluide :**

La continuité du champ thermique et de la densité de flux de chaleur par conduction à travers l'interface fluide-couche poreuse peuvent être exprimées, respectivement, comme suit :

$$\begin{aligned} \mu_f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_f &= \mu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_p & \forall y \in [0, H] \\ u_{fluide}(x = x_p, y) &= u_{poreux}(x = x_p, y) & \forall y \in [0, H] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
v_{fluide}(x = x_p, y) &= v_{poreux}(x = x_p, y) & \forall y \in [0, H] \\
T_{fluide}(x = x_p, y) &= T_{poreux}(x = x_p, y) & \forall y \in [0, H] \\
k_f \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_p} &= k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_p} & \forall y \in [0, H]
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Les conditions précédentes sont rendues adimensionnelles en utilisant les grandeurs adimensionnelles du problème (Tableau 2.2) comme suit :

- **Conditions dynamiques :**

$$\begin{aligned}
U(X, Y = 0 \text{ ou } 1) &= V(X, Y = 0 \text{ ou } 1) = 0 & \forall X \in [0, 1] \\
U(X = 0 \text{ ou } 1, Y) &= V(X = 0 \text{ ou } 1, Y) = 0 & \forall Y \in [0, 1]
\end{aligned} \tag{2.33}$$

- **Conditions thermiques :**

$$\begin{aligned}
\theta(X = 0, Y) &= \theta_H(Y) = \sin(\pi f Y) & \forall Y \in [0, 1] \\
\theta(X = 1, Y) &= \theta_L = 0 & \forall Y \in [0, 1] \\
\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} &= \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=1} = 0 & \forall X \in [0, 1]
\end{aligned} \tag{2.34}$$

- **Conditions massiques :**

$$\begin{aligned}
C(X = 0, Y) &= C_H = 1 & \forall Y \in [0, 1] \\
C(X = 1, Y) &= C_L = 0 & \forall Y \in [0, 1] \\
\frac{\partial C}{\partial Y} \Big|_{Y=0} &= \frac{\partial C}{\partial Y} \Big|_{Y=1} = 0 & \forall X \in [0, 1]
\end{aligned} \tag{2.35}$$

- **Conditions à l'interface couche poreuse-milieu fluide :**

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)_f &= R_\mu \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)_p & \forall Y \in [0, 1] \\
U_{fluide}(X = X_p, Y) &= U_{poreux}(X = X_p, Y) & \forall Y \in [0, 1] \\
V(X = X_p, Y) &= V_{poreux}(X = X_p, Y) & \forall Y \in [0, 1] \\
\theta_{fluide}(X = X_p, Y) &= \theta_{poreux}(X = X_p, Y) & \forall Y \in [0, 1] \\
k_f \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=X_p} &= k_{eff} \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=X_p} & \forall Y \in [0, 1]
\end{aligned} \tag{2.36}$$

2.3.3 Nombres de Nusselt et de Sherwood

Les grandeurs physiques d'intérêt dans la présente étude sont les nombres locaux de Nusselt et de Sherwood, respectivement, à l'interface fluide-couche poreuse et à la paroi chaude. Ces quantités sont calculées comme suit :

$$\begin{aligned}
 Nu_{Interface} &= -\left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{X=X_p} \\
 Sh_{Hot\ wall} &= -\left. \frac{\partial C}{\partial X} \right|_{X=0}
 \end{aligned}
 \tag{2.37}$$

2.4 Étude du refroidissement d'une source de chaleur dans une cavité partiellement poreuse

Dans le domaine de la microélectronique, la dissipation thermique des composants électroniques devient cruciale avec les avancées considérables en termes de taille (composants miniaturisés) et de réactivité. La température de ces composants peut atteindre des niveaux élevés pendant le fonctionnement normal, souvent en raison d'un refroidissement insuffisant. Cela à impacte directement sur leurs performances et leur fiabilité. Il est donc important de contrôler la température et le transfert de chaleur de ces composants électroniques en évacuant l'énergie produite, afin d'optimiser leurs conditions de fonctionnement de leur garantir une longue durée de vie.

Dans la pratique, plusieurs techniques de refroidissement sont employées pour évacuer la chaleur produite par les équipements électroniques (voir chapitre 1). Parmi celles-ci, la convection naturelle est souvent considérée comme la moins efficace en termes de refroidissement. Pour améliorer cette technique de refroidissement des composants électroniques, cette étude se concentre sur le couplage du transfert de chaleur et de masse en présence d'un milieu poreux.

Le problème étudié est schématisé par la Figure 2.3. Il s'agit d'une cavité carrée de taille H remplie d'un fluide binaire (air humide). Une couche poreuse verticale d'épaisseur X_p contenant une source de chaleur carrée est fixée sur la paroi verticale gauche de la cavité. Toutes les parois de la cavité sont isolées thermiquement, à l'exception de la paroi droite qui est maintenue à une température froide θ_L . Pour les conditions aux limites massiques, un gradient de concentration est imposé sur les parois verticales, tandis que les parois horizontales et la partie de la paroi gauche qui est en contact avec la source de chaleur sont imperméables.

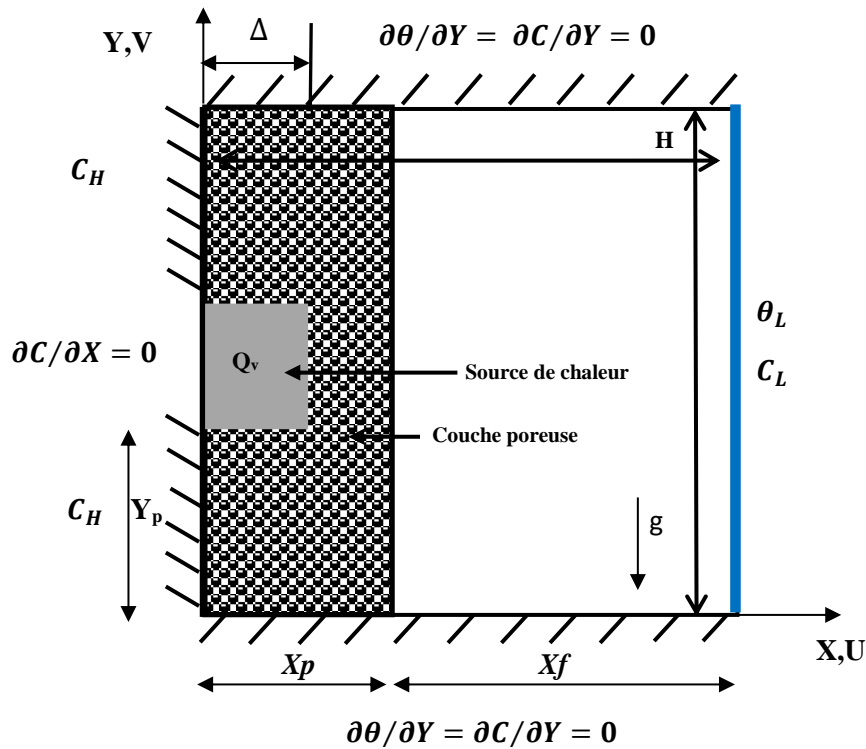


Figure 2.3- Géométrie du problème de la troisième application (refroidissement d’une source de chaleur).

Dans cette étude, nous avons gardé les mêmes hypothèses simplificatrices et les mêmes équations dimensionnelles de conservation relatives au cas précédent (convection thermosolutale dans une cavité partiellement poreuse) et on ajoute une autre équation concernant la source de chaleur (corps solide équation (2.43)). Ainsi, les équations de conservation sous forme dimensionnelle s’écrivent comme suit :

2.4.1 Équations de conservation :

- **Équation de continuité**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{2.38}$$

- **Équations de conservation de la quantité de mouvement**

$$\rho_0 \frac{1}{\varepsilon^2} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \delta \left(\frac{\mu_f}{K} u + \rho_0 \frac{F_S}{\sqrt{K}} \sqrt{u^2 + v^2} \cdot u \right) \tag{2.39}$$

$$\rho_0 \frac{1}{\varepsilon^2} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \delta \left(\frac{\mu_f}{K} v + \rho_0 \frac{F_S}{\sqrt{K}} \sqrt{u^2 + v^2} \cdot v \right) + \rho_0 g \beta_T (T - T_0) + \rho_0 g \beta_C (C^* - C_0^*) \tag{2.40}$$

- **Équation de conservation de l’énergie**

$$\frac{(\rho_0 c_p)_f}{\varepsilon} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.41)$$

• **Équation de conservation de la concentration**

$$\frac{1}{\varepsilon} \left(u \frac{\partial C^*}{\partial x} + v \frac{\partial C^*}{\partial y} \right) = D \left(\frac{\partial^2 C^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial y^2} \right) \quad (2.42)$$

• **Équation de conservation de l'énergie dans la source de chaleur (solide)**

$$0 = k_s \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + Q_v \quad (2.43)$$

Avec :

k_s : Conductivité thermique de la source de chaleur.

Q_v : Source de chaleur volumique.

Les équations (2.38 - 2.43) sont mises sous forme adimensionnelle en utilisant les paramètres non dimensionnels suivantes :

Coordonnées spatiales	$(X, Y) = \frac{(x, y)}{H}$ $X_p = \frac{x_p}{H}, X_f = \frac{x_f}{H},$ $Y_p = \frac{y_p}{H}, \Delta = \frac{\Delta}{H}$	Température	$\theta = \frac{T - T_L}{Q_v \cdot H^2}$
Vitesse	$(U, V) = \frac{(u, v) \cdot H}{\varepsilon \cdot a_f}$ $a_f = k_f / (\rho \cdot C_p)_f$	Concentration	$C = \frac{C^* - C_L^*}{\Delta C^*}$ $\Delta C^* = C_H^* - C_L^*$
Pression	$P = \frac{p \cdot H^2}{\rho_0 \cdot a_f^2}$		

Tableau 2.3-Variables caractéristiques adimensionnels (refroidissement d'une source de chaleur thermique dans une cavité partiellement poreuse)

Le système d'équations sous forme adimensionnelle, s'écrit alors sous la forme suivante :

• **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2.44)$$

• **Équations de conservation de la quantité de mouvement**

$$\left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = \frac{-\partial P}{\partial X} + \varepsilon Pr R_\mu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) - \delta \varepsilon \left(\frac{Pr}{Da} U + \varepsilon F \sqrt{U^2 + V^2} \cdot U \right) \quad (2.45)$$

$$\left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = \frac{-\partial P}{\partial Y} + \varepsilon Pr R_\mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) - \delta \varepsilon \left(\frac{Pr}{Da} V + \varepsilon F \sqrt{U^2 + V^2} \cdot V \right) + \varepsilon Ra Pr (\theta + NC) \quad (2.46)$$

- **Équation de conservation de l'énergie**

$$\left(U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) = R_k \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (2.47)$$

- **Équation de conservation de la concentration**

$$\left(U \frac{\partial C}{\partial X} + V \frac{\partial C}{\partial Y} \right) = \frac{D_m}{Le} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} \right) \quad (2.48)$$

- **Équation de conservation de l'énergie dans la source de chaleur (solide)**

$$0 = R_s \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) + 1 \quad (2.49)$$

Où: $Ra = \frac{g\beta_T \Delta T H^3}{\varepsilon \nu a_f}$, $Pr = \frac{\nu}{a_f}$, $Da = \frac{K}{H^2}$, $Le = \frac{a_f}{D_f}$, $N = \frac{\beta_C (C_H - C_C)}{\beta_T (T_H - T_C)}$, $R_\mu = \frac{\mu_{eff}}{\mu_f}$, $R_k = \frac{k_{eff}}{k_f}$, $R_{ks} = \frac{k_s}{k_f}$, $D_m = \frac{D_{eff}}{D_f}$.

Dans ces équations ; $\begin{cases} \varepsilon = 1, R_{kp} = 1, D_m = 1. & \text{dans le milieu fluide} \\ \varepsilon = 0.97, R_k = \frac{k_{eff}}{k_f}, D_m = \frac{D_{eff}}{D_f}. & \text{dans le milieu poreux} \\ U = V = 0, R_{ks} = \frac{k_s}{k_f}. & \text{dans le milieu solide} \end{cases}$

2.4.2 Conditions aux limites associées :

Les conditions aux limites adimensionnelles s'écrivent comme suit :

- **Conditions dynamiques :**

$$\begin{aligned} U(X, Y = 0 \text{ ou } 1) &= V(X, Y = 0 \text{ ou } 1) = 0 & \forall X \in [0,1] \\ U(X = 0 \text{ ou } 1, Y) &= V(X = 0 \text{ ou } 1, Y) = 0 & \forall Y \in [0,1] \end{aligned} \quad (2.50)$$

- **Conditions thermiques :**

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=0} &= 0 & \forall Y \in [0,1] \\ \theta(X = 1, Y) &= \theta_L = 0 & \forall Y \in [0,1] \\ \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} &= \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=1} = 0 & \forall X \in [0,1] \end{aligned} \quad (2.51)$$

- **Conditions massiques :**

$$\begin{aligned} C(X = 0, Y) &= C_H = 1 & \forall Y \in [0, Y_p] \text{ et } \forall Y \in [Y_p + \Delta, 1] \\ \frac{\partial C}{\partial X} \Big|_{X=0} &= 0 & \forall Y \in [Y_p, Y_p + \Delta] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 C(X = 1, Y) = C_L = 0 & \quad \forall Y \in [0,1] \\
 \frac{\partial C}{\partial Y} \Big|_{Y=0} = \frac{\partial C}{\partial Y} \Big|_{Y=1} = 0 & \quad \forall X \in [0,1]
 \end{aligned} \tag{2.52}$$

• **Conditions à l'interface couche poreuse-milieu fluide :**

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)_f &= R_\mu \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)_p & \forall Y \in [0,1] \\
 U_{fluide}(X = X_p, Y) &= U_{poreux}(X = X_p, Y) & \forall Y \in [0,1] \\
 V(X = X_p, Y) &= V_{poreux}(X = X_p, Y) & \forall Y \in [0,1] \\
 \theta_{fluide}(X = X_p, Y) &= \theta_{poreux}(X = X_p, Y) & \forall Y \in [0,1] \\
 k_f \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=X_p} &= k_{eff} \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=X_p} & \forall Y \in [0,1]
 \end{aligned} \tag{2.53}$$

2.4.3 Nombres de Nusselt et de Sherwood

Les nombres de Nusselt local et moyen sur les faces de la source de chaleur sont définis comme :

$$\left\{ \begin{aligned}
 Nu_{L(AB)} &= - \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=Y_p} \\
 Nu_{L(BC)} &= - \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=\Delta} \\
 Nu_{L(CD)} &= - \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=Y_p+\Delta}
 \end{aligned} \right. \tag{2.54}$$

$$\left\{ \begin{aligned}
 Nu_{avg(AB)} &= \int_0^\Delta Nu_{L(AB)} dY \\
 Nu_{avg(BC)} &= \int_{Y_p}^{Y_p+\Delta} Nu_{L(BC)} dX \\
 Nu_{avg(CD)} &= \int_0^\Delta Nu_{L(CD)} dY
 \end{aligned} \right. \tag{2.55}$$

Les nombres de Sherwood local et moyen le long de la paroi chaude sont définis comme suit :

$$\begin{aligned}
 Sh_{Hot\ wall} &= - \frac{\partial C}{\partial X} \Big|_{X=1} \\
 Sh_{avg} &= \int_0^1 Sh_{Hot\ wall} dX
 \end{aligned} \tag{2.56}$$

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les équations mathématiques essentielles pour les trois applications considérées, ainsi que les hypothèses simplificatrices et les conditions aux limites associées. Ensuite, nous avons détaillé les formules des grandeurs quantitatives locales et moyennes, telles que les nombres de Nusselt et de Sherwood.

Chapitre 3

Étude de la séparation des constituants d'un mélange binaire dans une cavité Thermo-gravitationnelle

Sommaire

3.1	Introduction.....	39
3.2	Méthode numérique et validation du code de calcul.....	39
3.3	Résultats et discussion.....	40
	3.3.1 Cas de la convection naturelle.....	41
	3.3.2 Cas de la convection mixte.....	44
	<i>a) Direction du glissement vers le bas.....</i>	<i>44</i>
	<i>b) Direction du glissement vers le haut.....</i>	<i>45</i>
3.4	Conclusion.....	51

3.1 Introduction

La présente application vise à étudier la séparation des espèces chimiques dans une cavité rectangulaire inclinée avec un large rapport d'aspect, contenant un fluide binaire (Eau 60 %, Éthanol 40 %, nous avons utilisé ce fluide car il a été étudié par plusieurs chercheurs et qu'il a donné des résultats analytiques et numériques étonnants), En considérant la convection naturelle ou la convection mixte (voir Figure 2.1).

3.1 Méthode numérique et validation du code de calcul

Les équations aux dérivées partielles régissant le problème de la convection d'un fluide binaire, ainsi que les conditions aux limites hydrodynamiques, thermiques et solutales, sont résolues numériquement en utilisant un code de calcul en langage Fortran. Ce code est basé sur la méthode des volumes finis et l'algorithme SIMPLER, Patankar [69]. L'ensemble d'équations discrétisées pour chaque variable est résolu par un processus itératif. Les itérations sont répétées jusqu'à ce que le critère de convergence $\frac{\phi_{i,j}^{k+1} - \phi_{i,j}^k}{\phi_{i,j}^{k+1}} \leq 10^{-5}$ soit atteint pour chaque variable U , V , P et θ (k est le nombre d'itération). L'indépendance des résultats numériques du maillage est illustrée sur la Figure 3.1. Cette figure montre que la solution numérique devient indépendante du maillage choisi au-delà d'un nombre de points de 50 et 140, respectivement selon Y et X .

Dans cette thèse, la simulation a été faite par un ordinateur portable (*hp*) dont son processeur est Intel(R) Core (TM) i5-7300U CPU @ 2.60GHz 2.71 GHz, et sa RAM est 8,00 Go. Le temps nécessaire de calcul est environ de 4 à 20 minutes.

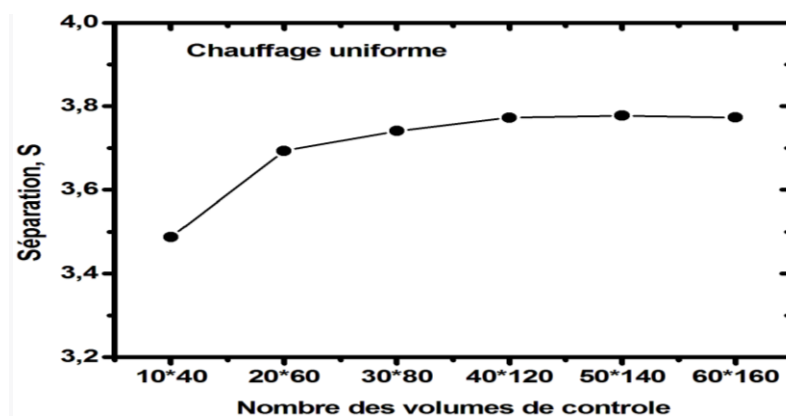


Figure 3.1- Séparation sous différents nombres de grilles pour le cas avec $A = 10$, $Ra_m = 20$, $Le = 100$, $Pr = 10$, $\psi = 0.1$, $Pe_m = 3$, $\alpha = 0^\circ$.

Pour examiner la validité de la simulation numérique, les résultats relatifs à la séparation des espèces obtenus par notre code de calcul sont comparés aux résultats numériques et analytiques de Khouzam et al. [12]. Pour $Le = 100$, $\psi = 0.1$, $Pr = 10$, $A = 10$ et pour deux valeurs du nombre de Rayleigh massique, $Ra_m = 537.5$ et $Ra_m = -400$, (Figure 3.2). Comme on peut le voir, nos résultats numériques sont en bon accord avec les résultats de Khouzam et al. [12].

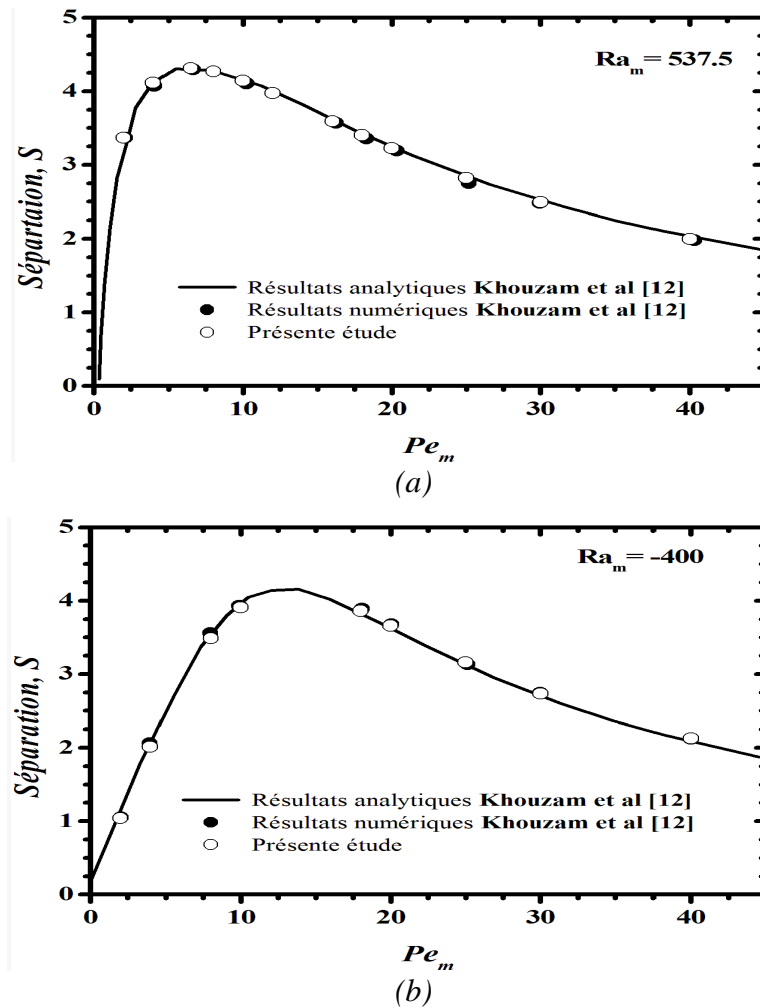


Figure 3.2- Comparaison de la séparation obtenue numériquement dans le présent travail avec les solutions analytiques et numériques de Khouzam et al [12]: a) $Ra_m = 537.5$, b) $Ra_m = -400$.

3.3 Résultats et discussion

Dans cette étude, nous exposons l'impact d'un profil de température uniforme et non uniforme imposé sur la paroi gauche sur la séparation des espèces chimiques, tant dans le cas de la convection naturelle ($Pe_m = 0$) que dans celui de la convection mixte. En convection mixte, nous avons choisi deux orientations du mouvement de la paroi gauche : $Pe_m = -3$

(direction du glissement vers le bas) et $Pe_m = 3$ (direction du glissement vers le haut). Les paramètres de contrôle de cette étude comprennent l'angle d'inclinaison de la cavité, le nombre de Péclet massique (Pe_m) et le nombre de Rayleigh massique (Ra_m).

3.3.1 Cas de la convection naturelle ($Pe_m = 0$)

Les Figures 3.3a-f montrent la variation de la séparation des espèces, notée S , en fonction de l'angle d'inclinaison et du nombre de Rayleigh massique pour le cas de la convection naturelle en considérant les deux conditions aux limites thermiques mentionnées précédemment (température uniforme et non uniforme), avec $Le = 100$, $Pr = 10$, $A = 10$ et $\psi = 0.1$.

Il convient de noter que pour $\alpha = -90^\circ$, la cavité est chauffée par le haut, tandis que pour $\alpha = 90^\circ$, la cavité est chauffée par le bas. Une analyse globale de ces figures révèle une symétrie qualitative et quantitative dans la séparation des espèces à $\alpha = 0^\circ$ indépendamment du nombre de Rayleigh massique et de la condition thermique imposée. En effet, aux faibles valeurs de Ra_m ($Ra_m = 10$), Figure 3.3.a, la séparation maximale est obtenue dans le cas d'une cavité placée verticalement ($\alpha = 0^\circ$). A mesure que l'angle d'inclinaison s'approche de -90° ou $+90^\circ$, la séparation tend vers zéro. Pour $Ra_m = 50$ (Figure 3.3.b), la séparation maximale s'étend sur une large gamme d'angles d'inclinaison $\alpha \in [-20, +20]$. Ainsi, le couplage optimal entre la diffusion thermique et la convection est valable sur une large gamme d'angles d'inclinaison, contrairement au cas avec $Ra_m = 10$ où nous avons observé qu'il est uniquement valable à $\alpha = 0^\circ$.

En augmentant le nombre de Rayleigh massique de 50 jusqu'à 1000, la prédiction de la séparation des espèces montre une diminution continue sur une gamme de valeurs d'angle d'inclinaison centrée autour de $\alpha = 0^\circ$, comme le montrent les Figures 3.3.c-f. Il est également montré sur ces figures que lorsque le nombre de Rayleigh massique augmente, le maximum de séparation est décalé vers des valeurs absolues élevées de l'angle d'inclinaison avec une forte diminution vers zéro à $\alpha = 90^\circ$ ou -90° .

De plus, un couplage optimal entre la diffusion thermique et la convection naturelle est obtenu au voisinage de ces deux positions ($\alpha = 90^\circ$ et -90°) contrairement à la position verticale pour le cas avec de faibles valeurs de Ra_m . Ce résultat a été trouvé par Elhajjar et al. [19] et Platten et al. [10]. Il convient aussi de mentionner que la séparation correspondante par rapport au chauffage non uniforme est toujours inférieure à celle correspondante du chauffage uniforme, indépendamment du nombre de Rayleigh massique et de l'angle d'inclinaison.

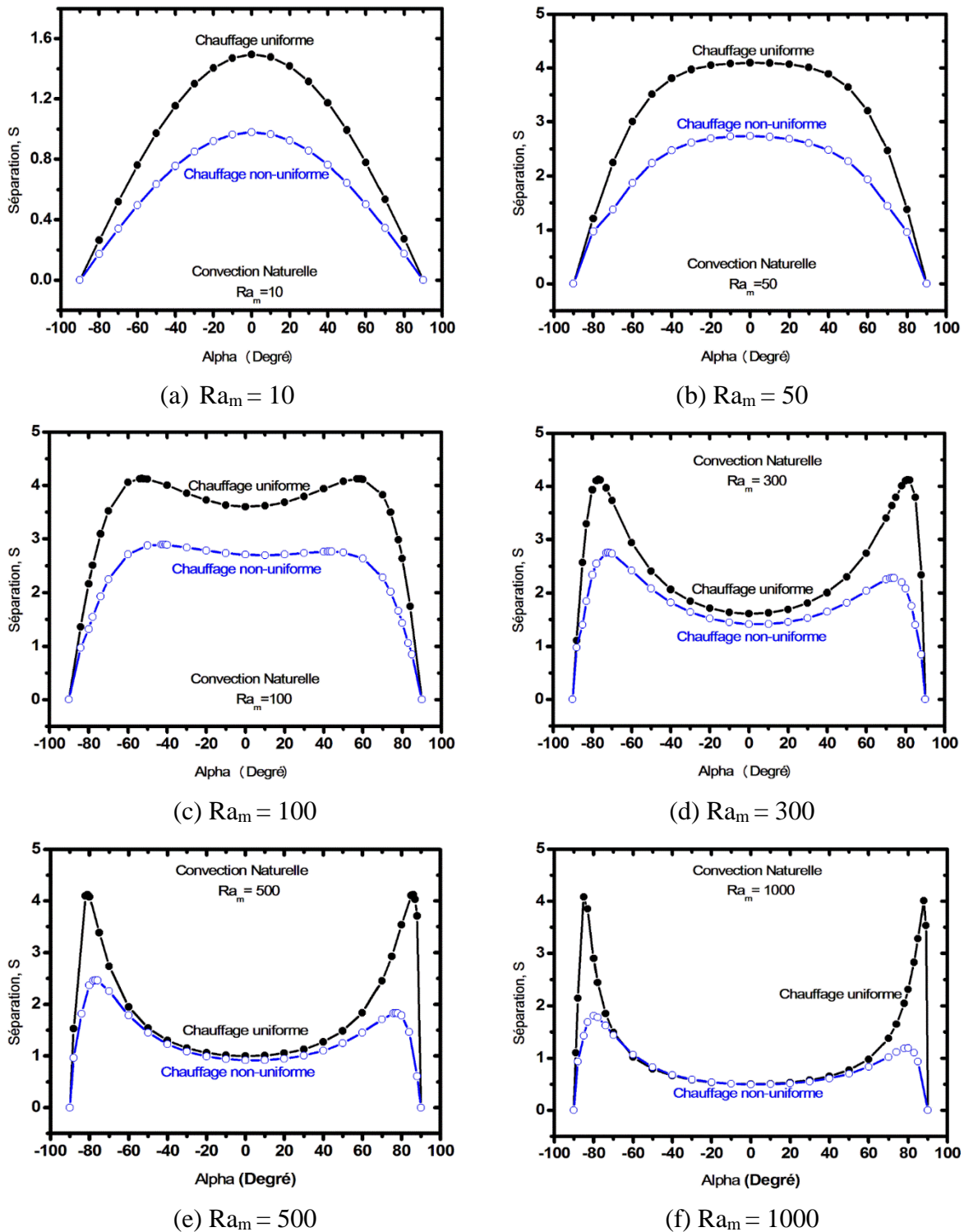


Figure 3.3- Séparation en fonction de l'angle d'inclinaison et du nombre de Rayleigh massique pour $Pe_m = 0$.

L'effet du nombre de Rayleigh massique sur la séparation des espèces est illustré sur la Figure 3.4 pour le cas d'une cavité placée verticalement ($\alpha = 0^\circ$) et pour les deux conditions aux limites thermiques. Pour une faible valeur de Ra_m , la séparation est principalement due à la

thermodiffusion, tandis que le rôle de la convection naturelle est presque négligeable, ce qui se traduit par une faible séparation des espèces. À mesure que Ra_m augmente, l'impact de convection naturelle augmente, engendrant une augmentation du taux de transfert de masse. Par conséquent, nous nous approchons progressivement du couplage optimal entre la thermodiffusion et la convection, se traduisant par une valeur maximale de séparation des espèces à une valeur critique de Rayleigh massique, $Ra_{mCr} = 60$. En augmentant Ra_m au-delà de 60, la séparation d'espèces entame une diminution continue jusqu'à ce qu'elle atteigne un mélange complet à $Ra_m = 500$ (aucune séparation ne se produit). Dans ce cas, la séparation devient identique, quel que soit le type de conditions aux limites thermiques imposée.

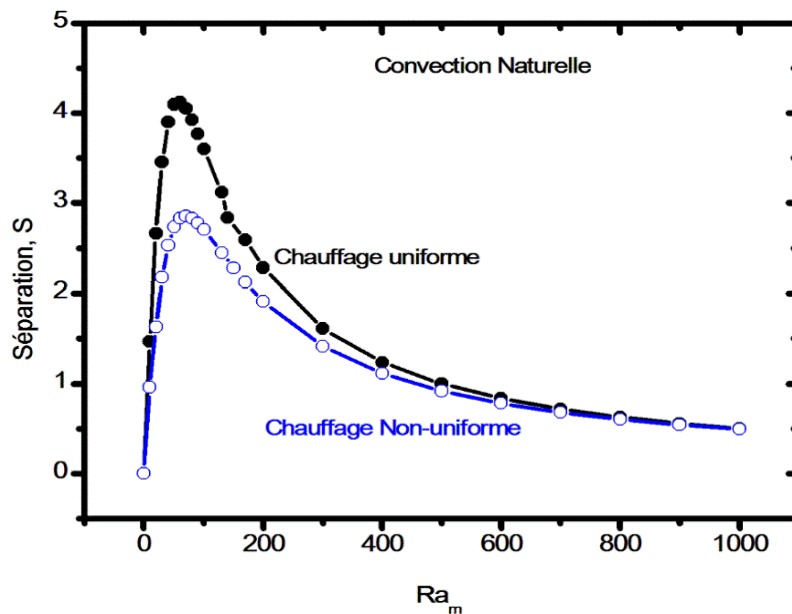


Figure 3.4- Séparation en fonction du nombre de Rayleigh massique dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) pour les deux profils de chauffage.

L'impact du nombre de Lewis sur le nombre de Rayleigh critique, menant à une séparation maximale des espèces, est illustré dans la Figure 3.5. Rappelons que le nombre de Lewis fournit une mesure de la diffusivité thermique d'un fluide par rapport à sa diffusivité massique. Les résultats présentés dans cette figure indiquent qu'avec l'augmentation de la valeur du nombre de Lewis, le nombre de Rayleigh critique subit d'une forte réduction jusqu'à $Le = 50$, suivie par une diminution monotone tendant vers zéro lorsque le nombre de Lewis s'approche de la valeur 200. De plus, pendant cette diminution monotone, l'impact de type de chauffage est négligeable.

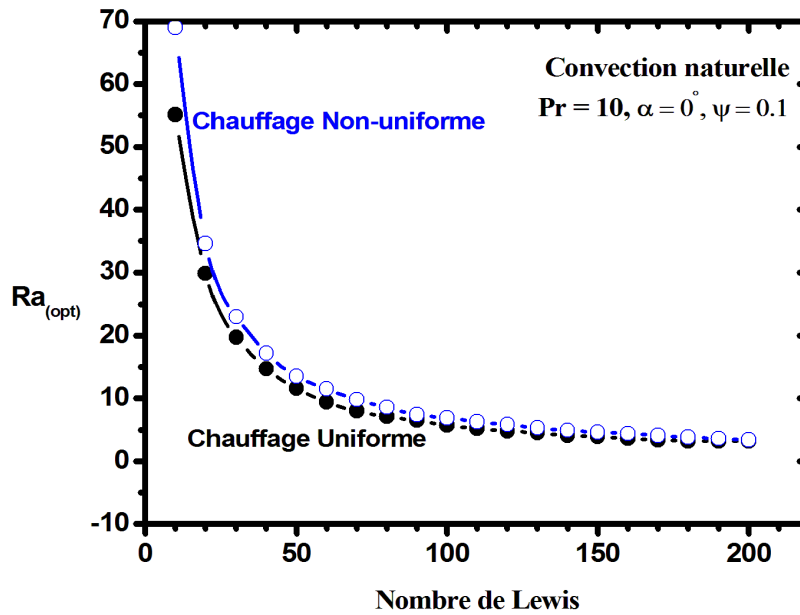


Figure 3.5- Nombre de Rayleigh optimal en fonction du nombre de Lewis dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) pour les deux profils de chauffage.

3.3.2 Cas de la convection mixte

Pour le cas de la convection mixte, nous allons étudier deux directions du glissement de la paroi gauche : I) glissement vers le bas et II) glissement vers le haut.

a) -Direction du glissement vers le bas ($Pe_m = -3$)

Les Figures 3.6.a-f illustrent l'évolution de la séparation des espèces en fonction de l'angle d'inclinaison dans le cas de glissement vers le bas ($Pe_m = -3$). Ces figures examinent différentes valeurs du nombre de Rayleigh massique et comparent les deux conditions aux limites thermiques mentionnées précédemment (température uniforme et non uniforme sur la paroi chaude) avec $Le = 100$, $Pr = 10$, $A = 10$ et $\psi = 0.1$.

Pour $Ra_m = 10$ (Figure 3.6.a), contrairement au cas de la convection naturelle (Figure 3.3.a), la courbe de séparation dans ce cas présente une forme symétrique avec un pic distinct à $\alpha = 0^\circ$, suivi d'une diminution progressive vers des valeurs positives minimales lorsque α s'approche de 90° ou -90° . Lorsque Ra_m est augmenté à 50 (Figure 3.6.b), un effet similaire au cas de la convection naturelle est observé concernant l'étendu du pic de séparation sur une large gamme d'angles d'inclinaison. Cela est accompagné d'une perturbation de la symétrie de la séparation, S , lorsque α s'approche de 90° ou -90° , indépendamment du profil de chauffage.

En augmentant le nombre de Rayleigh massique (Ra_m) de 50 jusqu'à 1000, la prédiction de la séparation des espèces subites une diminution continue sur une gamme de valeurs de l'angle d'inclinaison centrée autour de $\alpha = 0^\circ$ (position verticale), comme le montrent les Figures 3.6c-f. De plus, ces figures montrent également que plus le nombre de Rayleigh massique augmente, plus le maximum de la séparation est décalé vers des valeurs élevées (ou faibles) de l'angle d'inclinaison ($+90^\circ$ et -90°). Par conséquent, un couplage optimal entre la diffusion thermique et la convection est atteint à ces deux positions au lieu de la position verticale pour le cas avec de faibles valeurs de Ra_m . En revanche, à mesure que le nombre de Rayleigh massique augmente, la séparation devient la même sur une large gamme de valeurs de l'angle d'inclinaison α , s'étendant de $\alpha = -70^\circ$ à $\alpha = 50^\circ$ pour $Ra_m = 1000$ (Figure 3.6f).

b) -Direction du glissement vers le haut ($Pe_m = 3$)

Les Figures 3.7a-f clarifient l'effet de l'angle d'inclinaison et du nombre de Rayleigh massique sur la séparation dans le cas d'un glissement de la paroi gauche vers le haut pour les deux conditions aux limites thermiques mentionnées précédemment (température uniforme et non uniforme de la paroi chaude) avec $Le = 100$, $Pr = 10$, $A = 10$ et $\psi = 0.1$.

La Figure 3.7a ($Ra_m=10$), indique que la courbe de séparation présente une forme symétrique, montrant que la séparation minimale se produit à $\alpha = 0^\circ$ (cavité verticale), tandis que la séparation maximale est observée à $\alpha = \pm 90^\circ$ (cavité horizontale). Ces valeurs sont indépendantes de la condition aux limites thermiques. Pour $Ra_m = 50$ (Figure 3.7b), le maximum de la séparation est obtenu à $\alpha = 0^\circ$ avec deux valeurs minimales aux alentours de $\alpha = \pm 70^\circ$. Avec des augmentations supplémentaires de Ra_m , toutes les courbes de séparation présentent un minimum au voisinage de $\alpha = -90^\circ$ et 90° (Figures 3.7c-f), contrairement au cas de déplacement vers le bas où la séparation diminue de manière monotone avec l'augmentation (la diminution) de α pour toutes les valeurs de Ra_m .

Il convient de mentionner que pour des valeurs élevées de Ra_m ($Ra_m > 500$), l'impact de l'angle d'inclinaison dans la gamme $[-60^\circ, 50^\circ]$ devient insignifiant sur la séparation des espèces, indépendamment du type du chauffage ou le mode de convection.

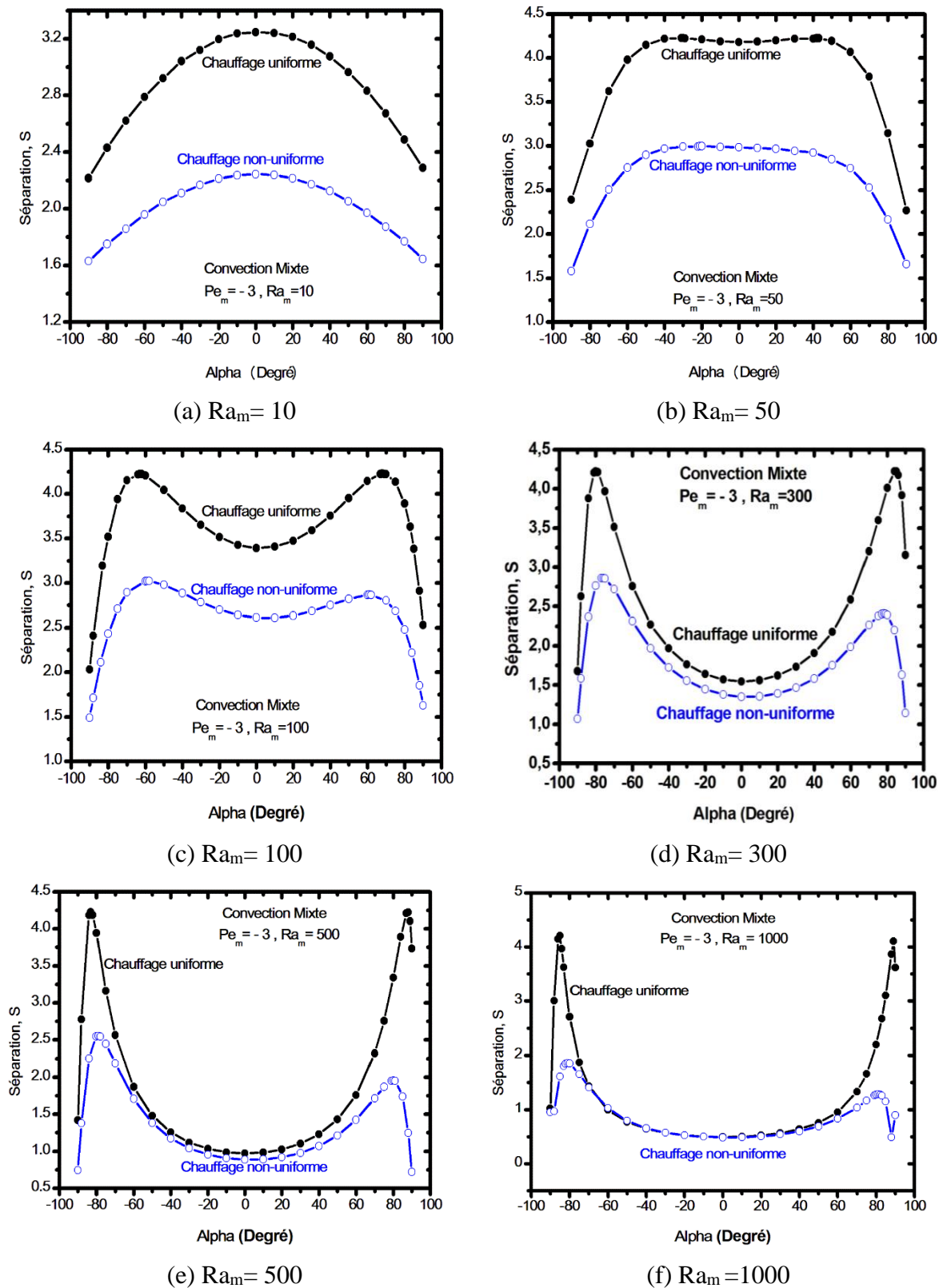
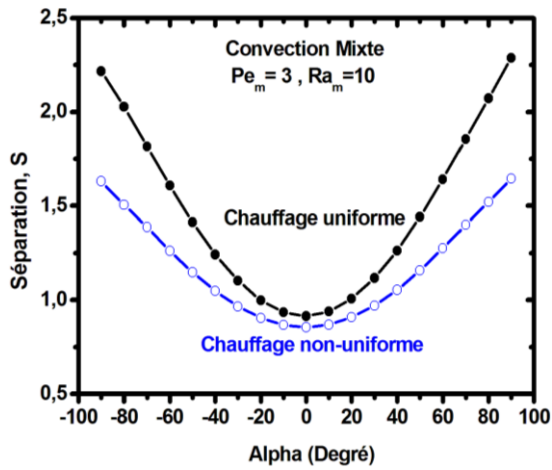
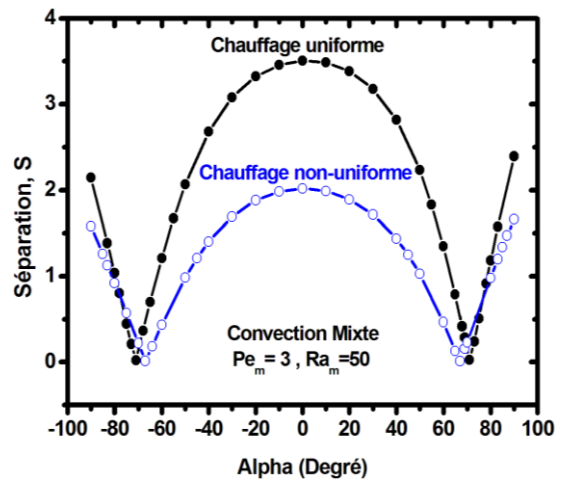


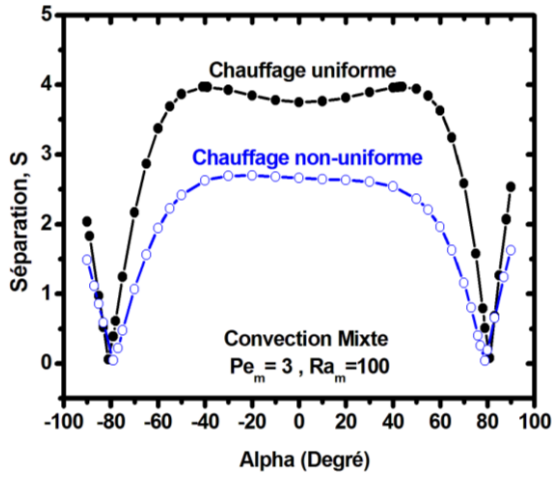
Figure 3.6- Séparation en fonction de l'angle d'inclinaison et du nombre de Rayleigh massique pour $Pe_m = -3$.



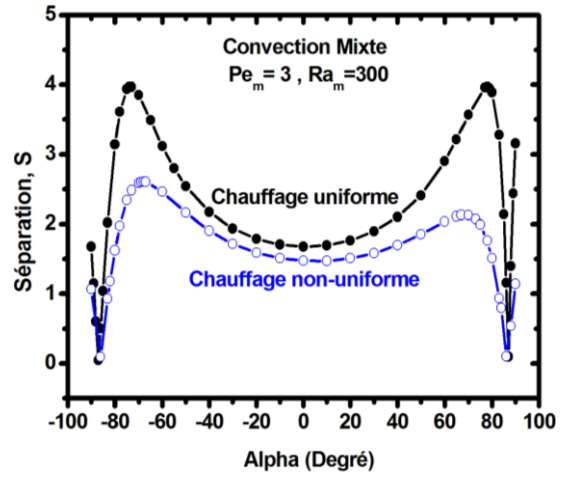
(a) $Ra_m=10$



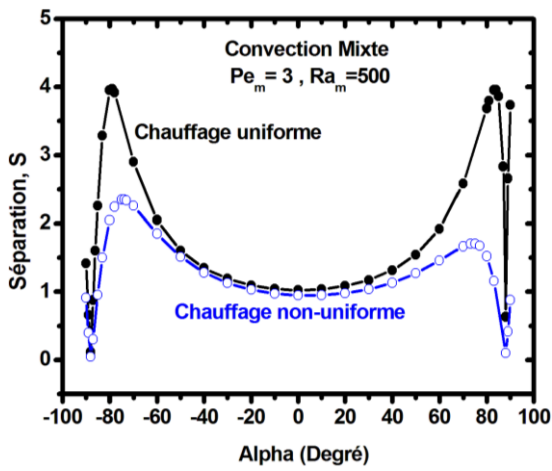
(b) $Ra_m= 50$



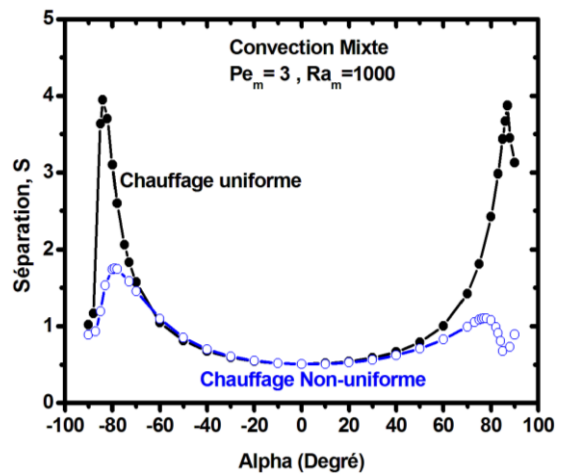
(c) $Ra_m=100$



(d) $Ra_m=300$



(e) $Ra_m= 500$



(f) $Ra_m=1000$

Figure 3.7- Séparation en fonction de l'angle d'inclinaison et du nombre de Rayleigh massique pour $Pe_m = -3$.

Les Figures 3.8 et 3.9 mettent l'impact du nombre de Rayleigh massique sur la séparation des espèces pour les deux cas de glissements de la paroi ($Pe_m = -3$ vers le bas et $Pe_m = 3$ vers le haut), pour une position verticale de la cavité ($\alpha = 0^\circ$).

Pour $Pe_m = -3$, la séparation est principalement due à la thermodiffusion et le rôle de la convection mixte est presque négligeable aux faibles valeurs de Ra_m , entraînant une faible valeur de séparation des espèces. En revanche, pour $Pe_m = 3$, la séparation passe par un minimum suivi d'une croissance rapide jusqu'à atteindre sa valeur maximale. À mesure que Ra_m augmente, la vitesse des particules due à la convection naturelle augmente, ce qui entraîne une augmentation du taux de transfert de masse. Par conséquent, nous nous approchons de plus en plus d'un couplage optimal entre la thermodiffusion et la convection, et la séparation, S , atteint une valeur maximale à $Ra_m = 74$ et $Ra_m = 41$ pour un chauffage uniforme et à $Ra_m = 91$ et $Ra_m = 50$ pour un chauffage non uniforme et pour les deux nombre de $Pe_m = 3$ et -3 , respectivement. Au-delà de ces valeurs de Ra_m , la séparation de l'espèce subit une diminution continue jusqu'à atteindre un mélange complet, où aucune séparation ne se produit. De plus, la séparation devient la même indépendamment du type de chauffage et le mode de convection.

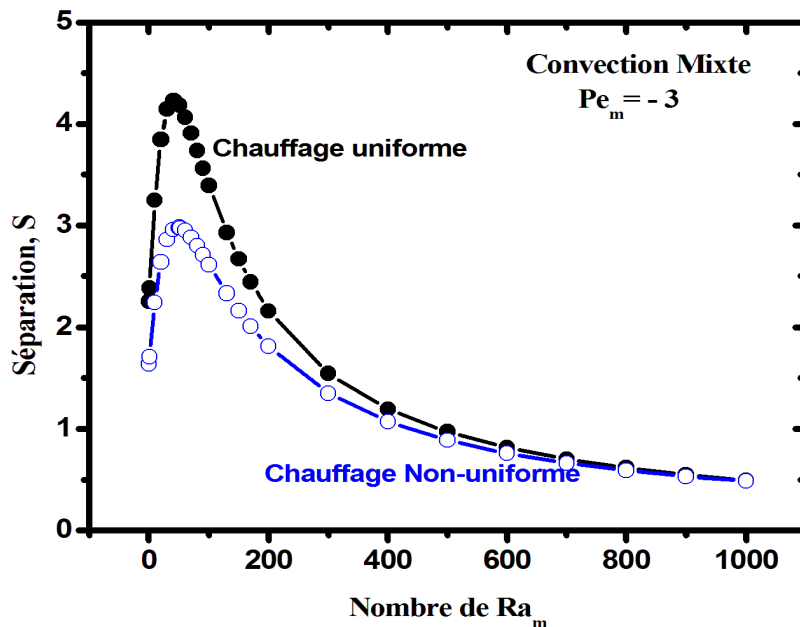


Figure 3.8- Séparation en fonction du nombre de Rayleigh massique dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) avec glissement vers le bas pour les deux profils de chauffage.

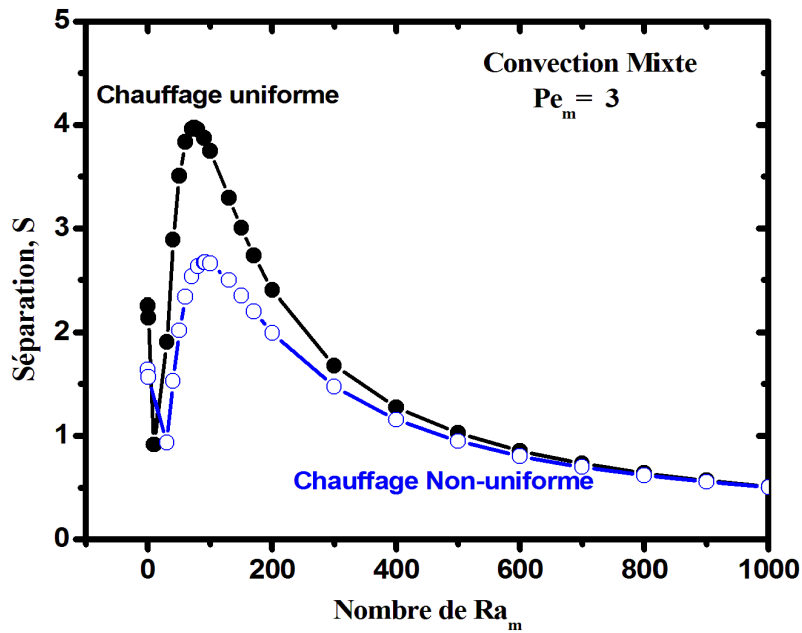


Figure 3.9- Séparation en fonction du nombre de Rayleigh massique dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) avec glissement vers le haut pour les deux profils de chauffage.

L'effet du nombre de Péclet massique, variant dans la gamme de -50 à 70 , sur la séparation des espèces pour les deux types de chauffage est illustré sur la Figure 3.10 pour $Ra_m = 80$ et $\alpha = 0^\circ$. La courbe de séparation indique que sa valeur maximale est obtenue pour un nombre de Péclet massique tendant vers zéro ($Pe_m = 0$) pour les deux types de chauffage. On observe également que la séparation diminue avec la diminution du nombre de Péclet massique ($Pe_m < 0$). Par contre, une diminution rapide est observée avec l'augmentation de Pe_m , jusqu'elle devient nulle ($Pe_m \approx 5$ pour un chauffage non uniforme et $Pe_m \approx 10$ pour un chauffage uniforme) puis augmente pour atteindre un maximum ($Pe_m \approx 25$ pour un chauffage non uniforme et $Pe_m \approx 27$ pour un chauffage uniforme) avant de décroître progressivement.

Les Figures 3.11 et 3.12 montrent la séparation en fonction de la vitesse de glissement de la paroi droite (Pe_{1m}) et du nombre de Péclet massique respectivement pour deux orientations de la cavité ($\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 70^\circ$) dans le cas d'un chauffage uniforme. Comme évoqué précédemment, rappelons que lorsque le nombre de Rayleigh massique augmente, le pic de séparation se déplace vers des valeurs plus élevées (ou plus faibles) de l'angle d'inclinaison, ce qui justifie le choix de cet angle particulier. Pour une position verticale ($\alpha = 0^\circ$, Figure 3.11), la séparation est quasiment indépendante du nombre de Péclet massique pour les valeurs de Pe_{1m} supérieures à -15 ($Pe_{1m} > -15$). Pour des valeurs de Pe_{1m} inférieures à -15 ($Pe_{1m} < -15$) les courbes de séparation passent par un minimum qui dépend du nombre de Pe_{1m} , indépendamment du

nombre de Pe_m . En revanche, elles atteignent un maximum fortement influencé par le nombre de Péclet massique.

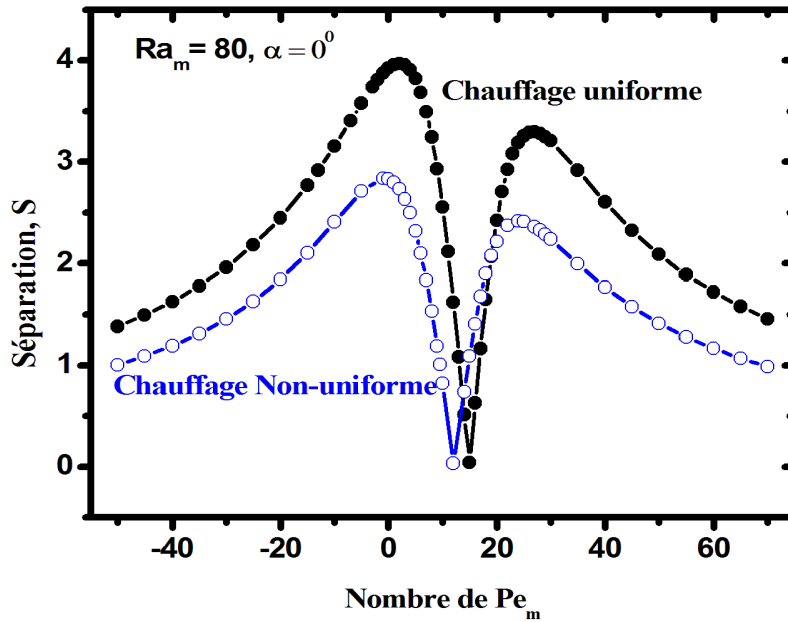


Figure 3.10- Séparation en fonction du nombre de Péclet massique dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$), pour les deux profils de chauffage.

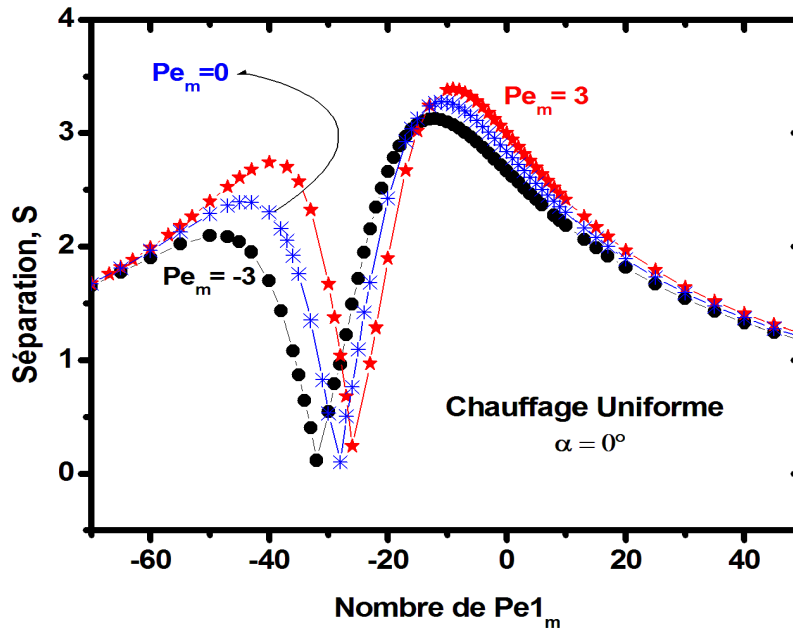


Figure 3.11- Séparation en fonction de Pe_{1m} dans une cavité verticale ($\alpha = 0^\circ$) pour le cas d'un chauffage uniforme, pour $Ra_m = 150$, $Pr = 10$, $Le = 100$, $A = 10$ et $\psi = 0.1$.

Les résultats relatifs au cas des angles d'inclinaison positif ($\alpha = 70^\circ$, Figure 3.12), montrent que pour $-30 > Pe_{1m} > 0$, les courbes de séparation sont identiques, indépendamment du nombre de Pe_m . En plus, deux maximums de séparation, S , sont clairement observés : le premier se rapporte à un glissement de la paroi vers le haut ($Pe_m=3$) lorsque le nombre de Pe_{1m} est d'environ -15, tandis que le second est associé à des cas de convection naturelle et de glissement de la paroi vers le bas ($Pe_m= 0$ et -3) respectivement pour des valeurs très faibles et positives du nombre de Pe_{1m} . La séparation est moins prononcée dans le cas d'une cavité verticale que dans celui d'une cavité inclinée.

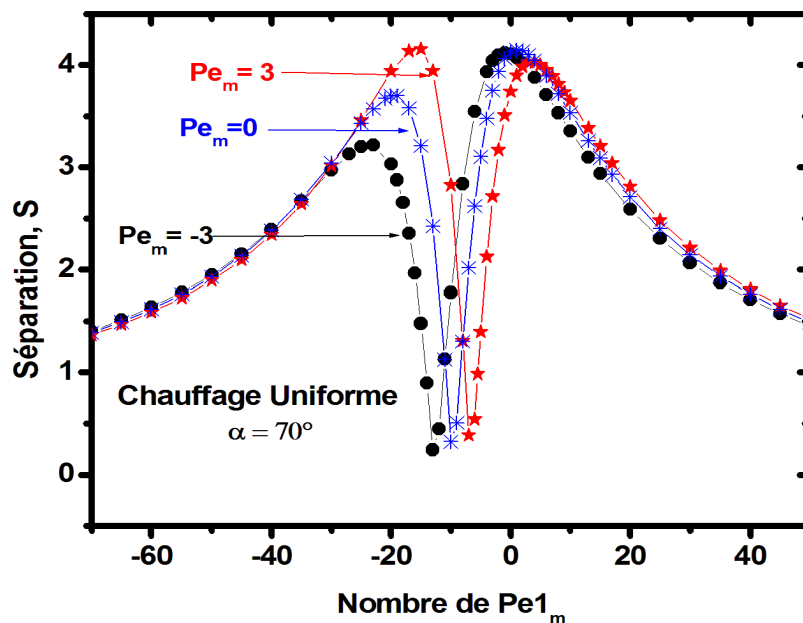


Figure 3.12- Séparation en fonction du nombre de Pe_{1m} dans une cavité inclinée ($\alpha = 70^\circ$) pour le cas d'un chauffage uniforme, pour $Ra_m = 150$, $Pr = 10$, $Le = 100$, $A = 10$ et $\psi = 0.1$.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une étude numérique a été réalisée pour examiner l'effet des nombres de Rayleigh massique, de Péclet massique, de Lewis et de l'angle d'inclinaison de la cavité sur la séparation des espèces dans un mélange binaire de fluides à l'intérieur d'une cellule rectangulaire. Deux modes de chauffage ont été pris en compte dans cette étude (chauffage uniforme et chauffage non uniforme de la paroi chaude). Les résultats montrent que :

- Aux faibles valeurs du nombre de Ra_m , la séparation due au chauffage non uniforme demeure moindre par rapport au chauffage uniforme, indépendamment du nombre de Lewis et de l'angle d'inclinaison.

- Aux valeurs élevées du nombre de Ra_m ($Ra_m > 500$), la séparation devient similaire, indépendamment du mode de chauffage (uniforme ou non uniforme) sur une large gamme d'angle d'inclinaison, s'étendant de $\alpha = -70^\circ$ à $\alpha = 50^\circ$ pour les deux types de convection.
- Le pic de la séparation observé à $\alpha = 0^\circ$ aux faibles valeurs de Ra_m dans le contexte de la convection naturelle et du glissement de la paroi vers le bas, se déplace symétriquement vers des angles plus élevés (ou plus faibles).
- Aux faibles valeurs de Ra_m , la séparation relative au cas du glissement de la paroi vers le haut présente une tendance inverse à celle de la convection naturelle et du glissement de la paroi vers le bas où le maximum de séparation est observé au voisinage de $\alpha = -90^\circ$ et 90° .
- Dans le cas de la convection mixte, les valeurs élevées de séparation sont obtenues lorsque la paroi verticale gauche présente un glissement vers le haut plutôt qu'un glissement vers le bas.

Chapitre 4

Étude de la convection naturelle thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse soumise à une température sinusoïdale

Sommaire

4.1	Introduction.....	54
4.2	Méthode numérique et validation du code de calcul.....	54
4.3	Résultats et discussion.....	58
	4.3.1 Effet de l'épaisseur de la couche poreuse.....	59
	4.3.2 Effet de la fréquence spatiale du chauffage (f).....	62
	4.3.3 Effet des nombres de Darcy et de Rayleigh.....	67
	4.3.4 Effet du rapport de la conductivité thermique poreux/fluide (R_k).....	72
4.4	Conclusion.....	76

4.1 Introduction

La présente partie consiste en l'étude de la convection naturelle double diffusive en écoulement laminaire à l'intérieur d'une cavité partiellement poreuse saturée par un fluide binaire. La paroi gauche de la cavité est soumise à un chauffage spatial sinusoïdal et la paroi droite est maintenue à une température froide uniforme. En ce qui concerne la condition solutale, la paroi gauche est maintenue à une haute concentration et la paroi droite à une basse concentration. Les parois horizontales sont, quant à elles, imperméables et adiabatiques.

4.2 Méthode numérique et validation du code de calcul

L'ensemble des équations différentielles partielles régissant le phénomène de la convection naturelle double diffusive à l'intérieure d'une cavité partiellement poreuse, ainsi que les conditions aux limites, est transformé en un système d'équations algébriques en utilisant la méthode des volumes finis (Patankar [69], Patankar and Spalding [70]). L'algorithme SIMPLER est utilisé pour traiter le couplage pression vitesse. Le schéma de différence centrée est utilisé pour approximer les termes diffusifs, tandis que celui de loi de puissance est employé pour approximer les termes convectifs. Les équations algébriques obtenues sont résolues en utilisant la méthode de Gauss Seidel. La procédure de résolution est itérée jusqu'à ce que le critère de convergence suivant soit satisfait : $\sum_{i,j} |\phi_{i,j}^{K+1} - \phi_{i,j}^k| \leq 10^{-5}$ où ϕ représente une variable dépendante U, V, θ ou C.

Avant de procéder à la présentation des résultats obtenus, nous avons analysé l'indépendance de la solution numérique par rapport au maillage. Pour ce faire, on utilise différentes grilles non uniformes : $(20+20) \times 40$ à $(50+50) \times 100$ dans le cas d'une cavité à moitié remplie par une couche poreuse. Comme le montre la Figure 4.1a-c, aucune variation des grandeurs physiques, à savoir le nombre de Nusselt, le nombre de Sherwood et la vitesse horizontale à mi-hauteur de la cavité, n'est observé pour un maillage supérieur à $(40+40) \times 80$. En conséquence, la grille $(40+40) \times 80$ est largement suffisante pour prédire la solution numérique du problème physique étudié.

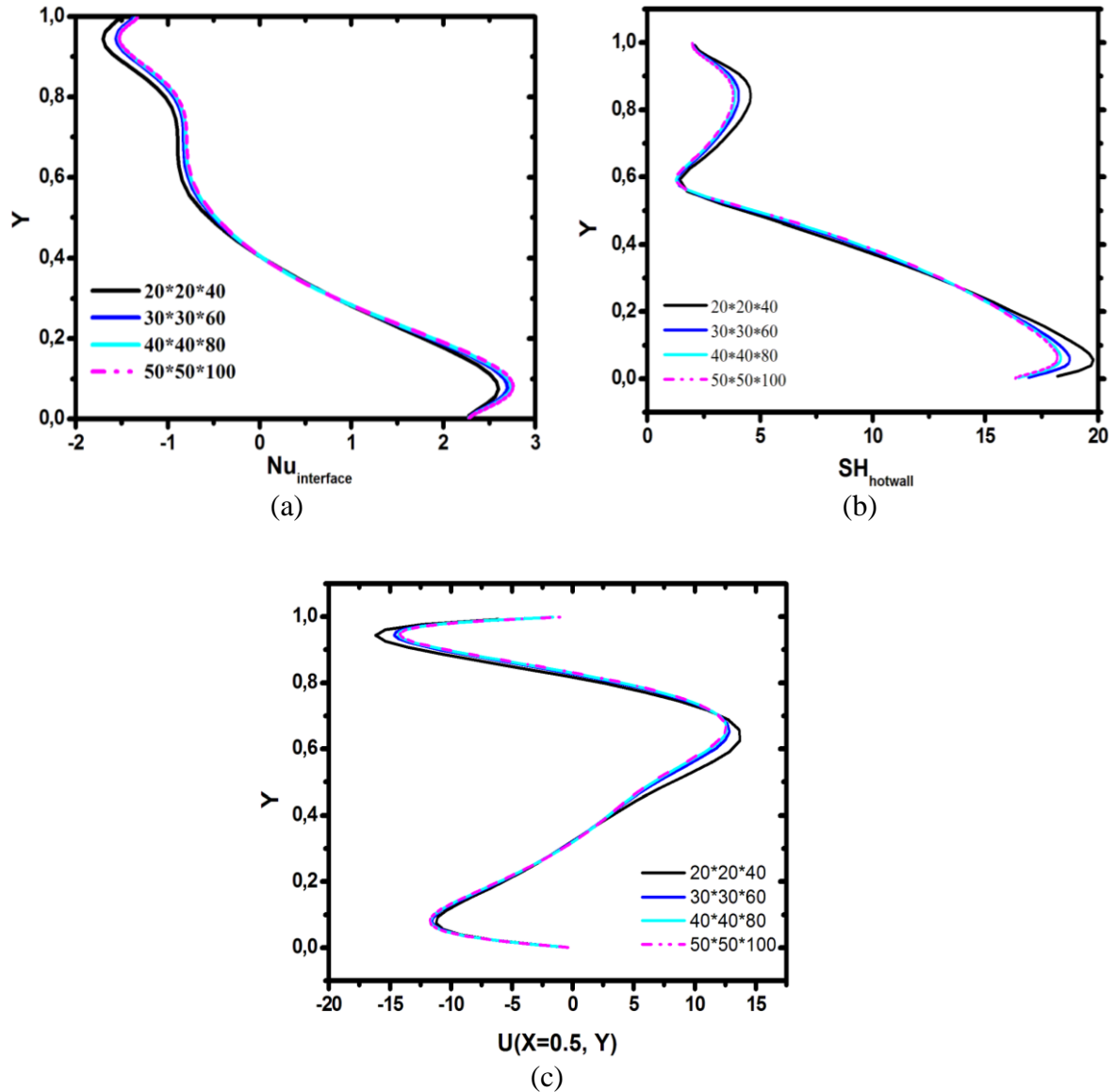


Figure 4.1- Effet de la taille des grilles sur les paramètres de l'écoulement double diffusive (a) $Nu_{interface}$, (b) $Sh_{Hotwall}$, (c) vitesse horizontale au plan médium pour $X_p = X_f = 0.5$, $Ra = 10^5$, $Da = 10^{-3}$, $Le = 10$, $R_k = 10$, $f = 2$ et $N = 1$.

Pour vérifier l'exactitude de notre code de calcul, plusieurs comparaisons ont été réalisées. La première comparaison est effectuée en comparant nos résultats avec ceux obtenus par Hadidi et al. [28] pour le cas de la convection naturelle double-diffusive dans une cavité occupée par une couche poreuse horizontale. La Figure 4.2 met en évidence une concordance remarquable entre les valeurs du taux de transfert de chaleur et de masse obtenues par notre code de calcul et celles de Hadidi et al. [28], en fonction du nombre de Darcy, pour deux valeurs du nombre de Rayleigh.

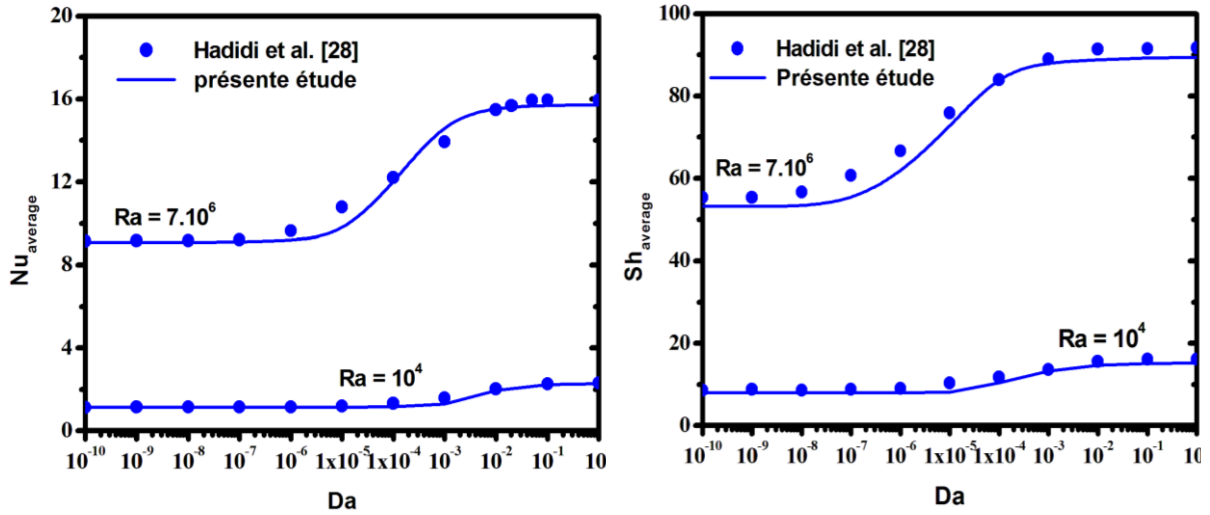


Figure 4.2- Comparaison des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens dans le cas d'une enceinte partiellement poreuse horizontale avec ceux de Hadidi et al. [28] pour $N = 3$, $Le = 100$ et $Da = (10^{-10} - 10^0)$.

Par la suite, le présent code est validé en comparant nos résultats avec les résultats numériques de Mahapatra et al. [71] pour le cas de la convection naturelle double-diffusive dans une cavité carrée avec une paroi mobile soumise à un chauffage et une concentration non uniforme. Le nombre de Nusselt local et de Sherwood local illustrés par la Figure 4.3 montrent un bon accord avec les résultats de Mahapatra et al. [71].

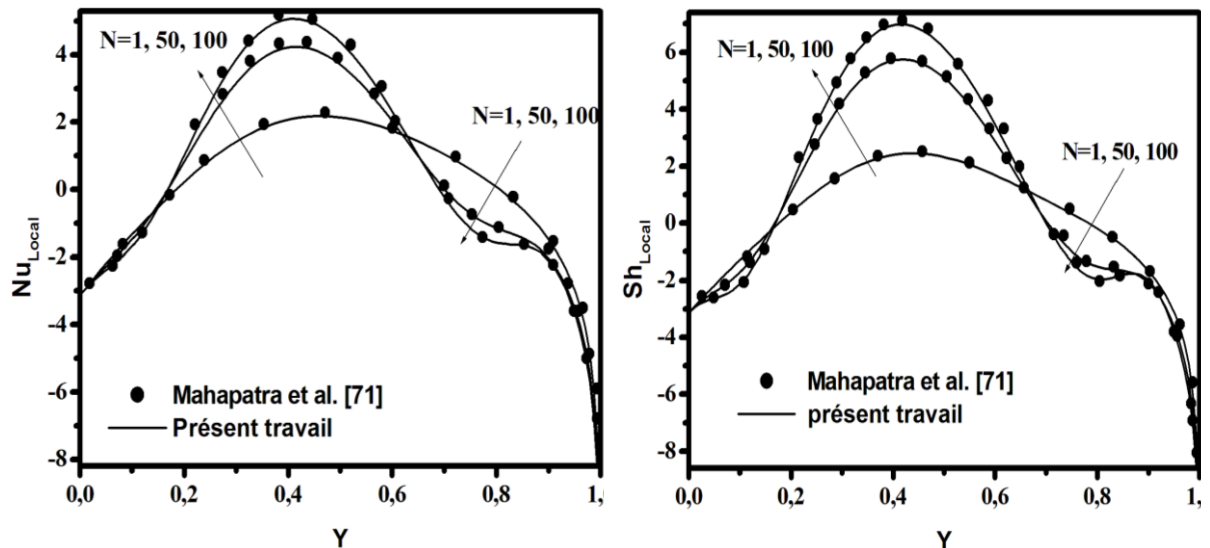
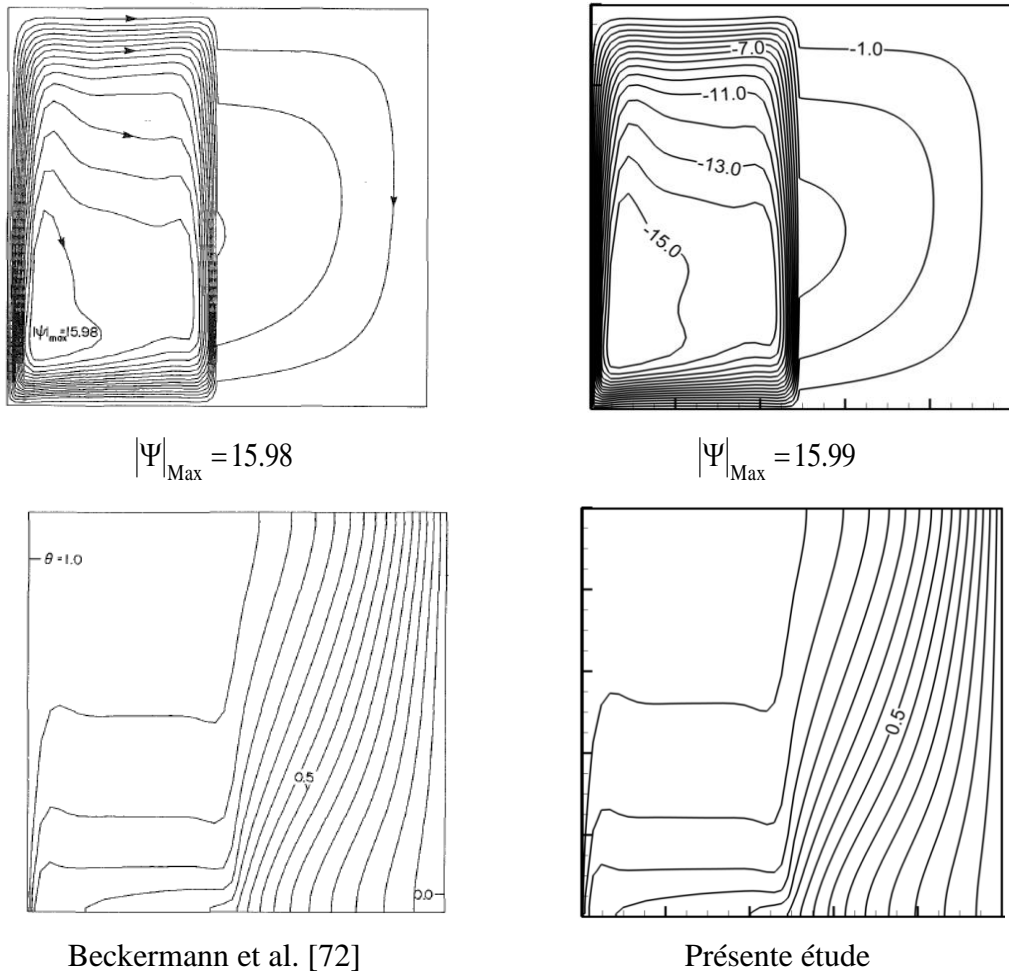


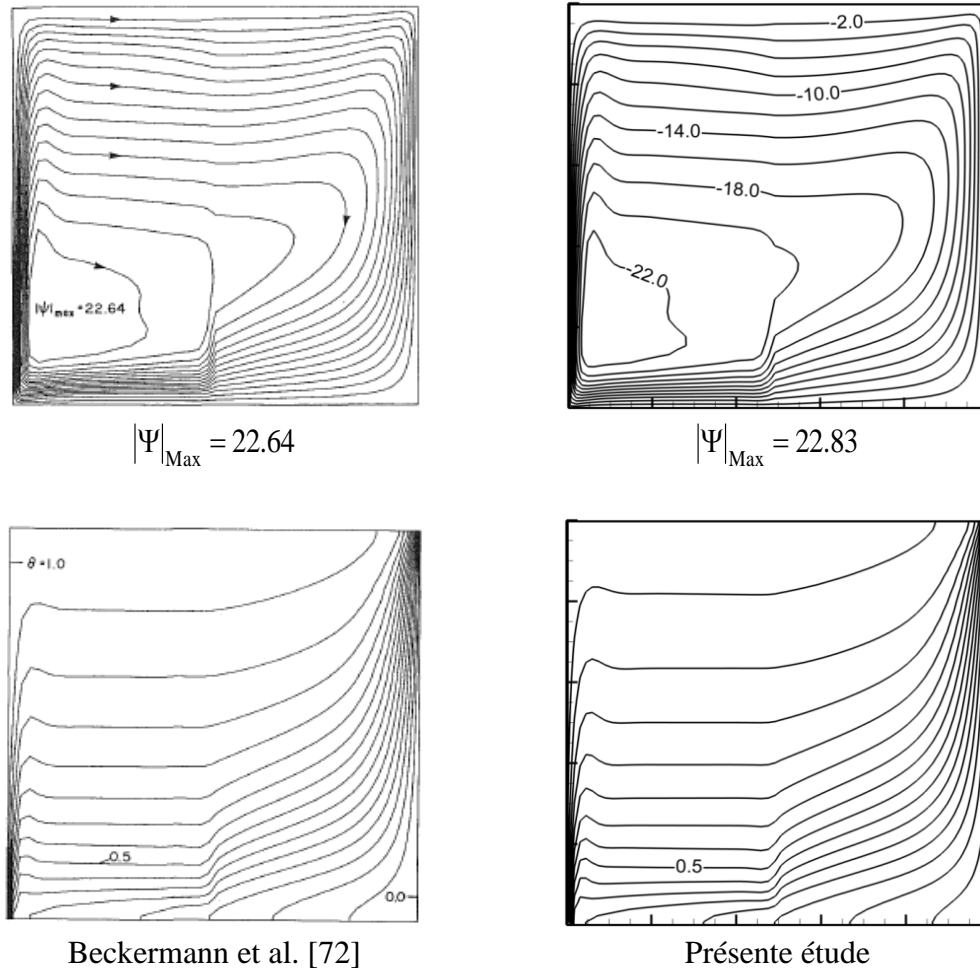
Figure 4.3- Comparaison des nombres de Nusselt et de Sherwood locaux (cas de chauffage et de concentration non uniformes) avec ceux de Mahapatra et al. [71] pour $Ra = 10^3$, $Le = 1$, $Pr = 0.7$ et $A = 1$.

Par ailleurs, nous confirmons l'exactitude de notre code de calcul par une validation de nos résultats avec les données expérimentales de Beckermann et al. [72] pour le cas de la convection naturelle dans une cavité partiellement poreuse. Les contours de la fonction de courant et des isothermes, représentés par la Figure 4.4, démontrent une excellente concordance.

En se basant sur l'ensemble de ces tests de comparaisons, nous concluons que la précision du code actuel est satisfaisante, ce qui renforce la confiance dans les résultats numériques développés dans la présente thèse.



Expérience 1 : $Ra = 3.028 \times 10^7$, $Da = 7.354 \times 10^{-7}$, $Pr = 6.67$, $R_k = 1.397$, $C = 0.612$.



Expérience 2 : $Ra = 3.028 \times 10^7$, $Da = 1.296 \times 10^{-5}$, $Pr = 6.67$, $R_k = 1.383$, $C = 0.5647$.

Figure 4.4- Comparaison du champ thermique et dynamique de notre étude avec les données expérimentales de Beckermann et al. [72], pour le cas de la convection naturelle dans une cavité partiellement poreuse.

4.3 Résultats et discussion

Dans cette partie, nous examinons l'effet de l'épaisseur de la couche poreuse ($0.1 \leq X_p \leq 0.9$), de la fréquence spatiale du chauffage ($1 \leq f \leq 10$), du nombre de Darcy ($10^{-9} \leq Da \leq 10^{-1}$), du nombre de Rayleigh ($10^2 \leq Ra \leq 10^6$) et du rapport de conductivité thermique entre le milieu poreux et le fluide saturant ($0.10 \leq R_k \leq 100$) sur les caractéristiques de l'écoulement ainsi que sur le transfert de chaleur et de masse. Les résultats numériques sont présentés en termes de lignes de courant, d'isothermes et d'iso-concentrations, du nombre de Nusselt local à l'interface fluide-couche poreuse ($Nu_{interface}$) et du nombre de Sherwood local au niveau de la paroi chaude ($Sh_{hotwall}$). Les valeurs du nombre de Lewis, du rapport de flottabilité et la

porosité de la couche poreuse sont $Le = 10$, $N = 1$ (convection assistée ou aidée), et $\varepsilon = 0,8$. De plus, le nombre de Forchheimer est fixé à zéro (Bera et al. [73]).

4.3.1 Effet de l'épaisseur de la couche poreuse

La Figure 4.5a illustre l'effet de l'augmentation de l'épaisseur adimensionnelle de la couche poreuse (X_p) sur le nombre de Nusselt local à l'interface fluide-couche poreuse ($Nu_{interface}$) pour $Ra = 10^5$, $R_k = 10$, $Da = 10^{-3}$ et $f = 2$. On remarque sur cette figure que $Nu_{interface}$ présente des valeurs minimales (négatives) et maximales (positives), respectivement près des parois supérieure et inférieure de la cavité, en raison du gradient élevé de température dans ces régions. L'augmentation de l'épaisseur de la couche poreuse entraîne une diminution de l'amplitude d'oscillation du profil de $Nu_{interface}$ le long de la coordonnée verticale Y , notamment près de la paroi supérieure. Au voisinage de $Y = 0.5$, on observe une variation ondulée de $Nu_{interface}$ aux faibles valeurs de X_p , bien que la condition limite thermique a des valeurs proches de zéro à cet emplacement (température sinusoïdale). En augmentant X_p , ces variations ondulées de $Nu_{interface}$ disparaissent. De plus, au-delà de $X_p > 0.7$, on observe une diminution significative de $Nu_{interface}$ en raison de l'augmentation de la résistance hydraulique et de l'augmentation de la conduction transversale (c'est-à-dire le long de la coordonnée Y) dans la couche poreuse avec l'augmentation de X_p .

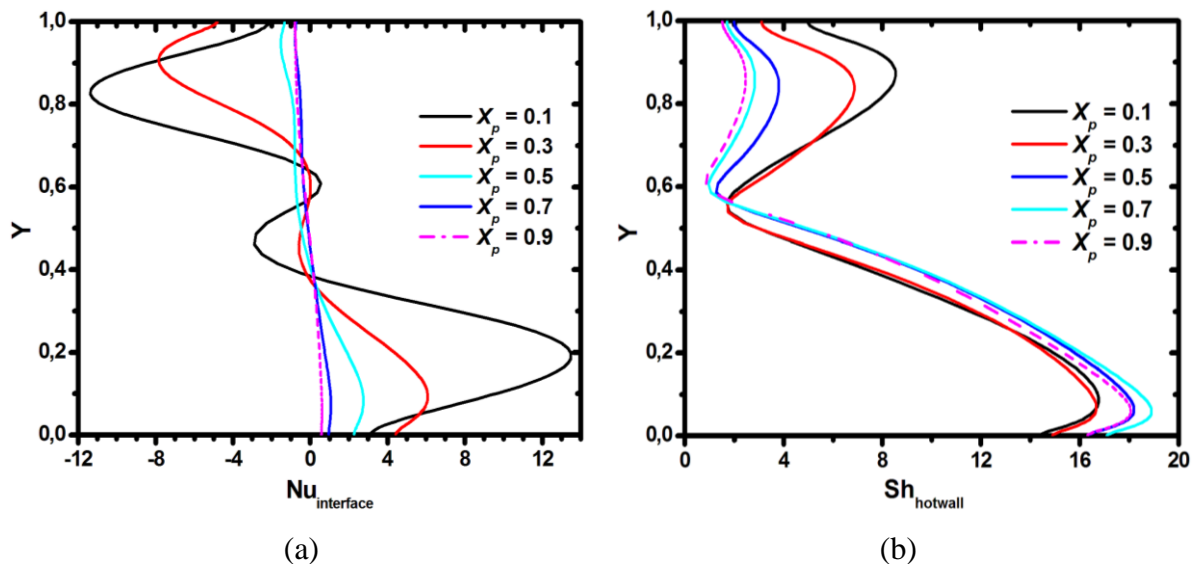
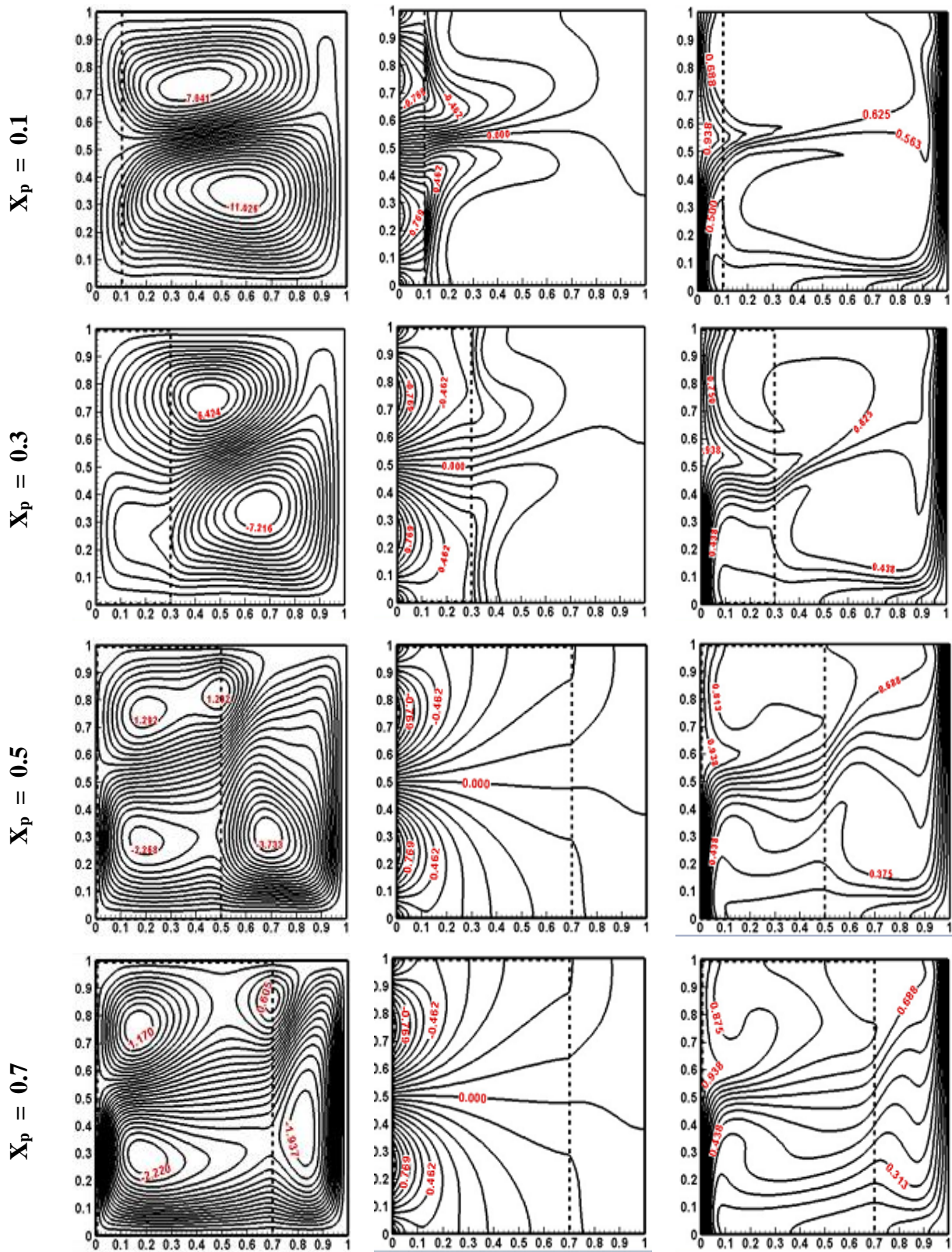


Figure 4.5- Nombre de Nusselt de l'interface poreuse/fluide $Nu_{interface}$ et nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction de l'épaisseur de la couche poreuse, pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $f = 2$.

La Figure 4.5b illustre la variation du nombre de Sherwood local le long de la paroi chaude gauche ($Sh_{hotwall}$) pour les mêmes valeurs de X_p que celles de la Figure 4.5a. $Sh_{hotwall}$ présente une variation asymétrique le long de la direction Y , avec des valeurs élevées près de la paroi inférieure et des valeurs faibles près de la paroi supérieure de la cavité. L'examen de cette figure révèle que l'effet de l'épaisseur de la couche poreuse sur $Sh_{hotwall}$ est plus prononcé près de la paroi supérieure que près de la paroi inférieure de la cavité, où une diminution significative est observée en augmentant X_p . De plus, $Sh_{hotwall}$ présente une diminution linéaire lorsque la coordonnée verticale est comprise entre 0.1 et 0.6 (c'est-à-dire $0.1 \leq Y \leq 0.6$), indépendamment de la valeur de l'épaisseur de la couche poreuse. Ces tendances sont confirmées par la distribution des lignes de courant et des iso-concentrations présentées dans la Figure 4.6. Dans cette figure, bien que nôtre intérêt se porte sur une situation particulière où les forces de flottabilité, induites par les effets thermiques et solutaux, sont favorables ($N = 1$), le modèle d'écoulement se compose de deux cellules avec des directions opposées: le vortex principal dans le sens horaire, entraîné par les forces de flottabilité thermique et solutale, occupe la majorité de l'espace de la cavité, surmonté d'un vortex secondaire dans le sens antihoraire. Ce dernier est causé par la condition aux limites sinusoïdales sur la paroi latérale gauche. On observe également que, pour $X_p = 0.1, 0.3$ et 0.9 , le vortex principal horaire et secondaire antihoraire ne contiennent qu'un seul noyau, tandis que pour $X_p = 0.5$ et 0.7 , ils renferment deux noyaux. De plus, on observe également que l'intensité de l'écoulement dans la cavité présente une diminution monotone avec l'augmentation de X_p , en raison de l'augmentation du frottement dans la couche poreuse. En outre, l'effet de refroidissement de la moitié supérieure pour $X_p = 0.9$ est considérablement réduit, ce qui entraîne une réduction de l'étendue du vortex dans le sens antihoraire.

Les isothermes dans la Figure 4.6 confirment que le changement de température se produit globalement le long de la paroi latérale gauche active. De plus, on observe des couches limites thermiques minces à l'interface fluide/couche poreuse aux faibles valeurs de X_p , indiquant la dominance du transfert de chaleur par convection. À mesure que X_p augmente, les isothermes deviennent décompressées ce qui indique que le transfert de chaleur conductif prédomine.



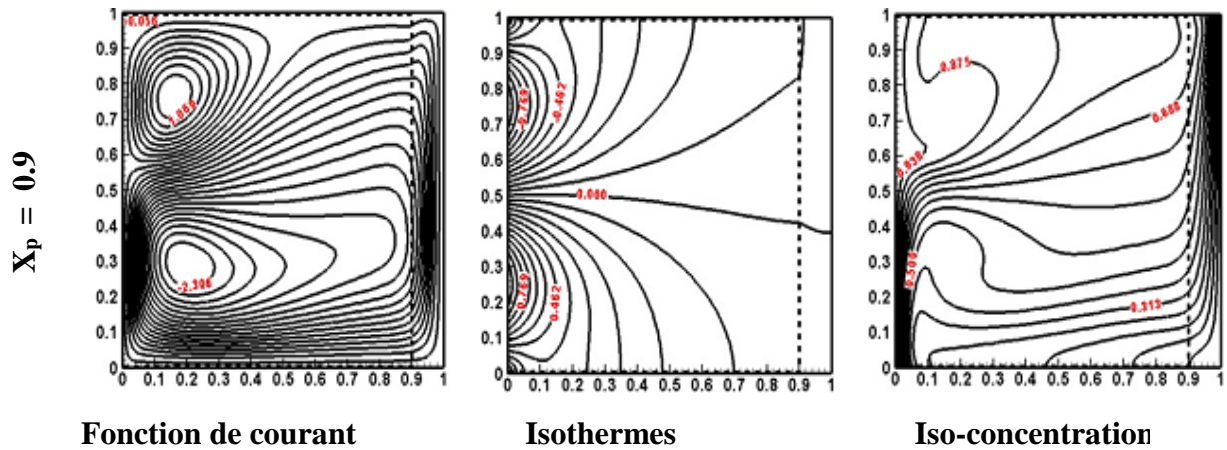


Figure 4.6- Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction de l'épaisseur de la couche poreuse pour : $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $f = 2$.

Les lignes d'iso-concentrations sont plus denses pour de faibles valeurs de X_p le long des parois verticales. En revanche, au voisinage du plan horizontal médian où la température est proche de zéro, on observe une distribution uniforme de la concentration. En augmentant X_p , les iso-concentrations dans la moitié supérieure de la paroi chaude gauche s'éloignent en raison à la réduction de l'étendue du vortex dans le sens antihoraire. Par conséquent, un faible taux de transfert de masse est observé dans cette région. Ces comportements peuvent être confirmés par l'évolution du nombre de Sherwood dans la Figure 4.5b.

4.3.2 Effet de la fréquence spatiale du chauffage (f)

Pour comprendre l'effet de la fréquence spatiale du chauffage sinusoïdale de la paroi latérale (f) sur le transfert de chaleur et de masse, nous illustrons respectivement dans les Figures 4.7 et 4.8 respectivement le nombre de Nusselt local à l'interface poreux/fluide et le nombre de Sherwood local à la paroi chaude gauche, pour $1 \leq f \leq 10$, $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$ et $X_p = 0.3$.

Sur la Figures 4.7, on remarque une diminution de l'amplitude de l'ondulation du taux de transfert de chaleur à l'interface poreux/fluide le long des coordonnées verticales à mesure que la fréquence spatiale de chauffage augmente, que ce soit d'une manière paire ou impaire. En revanche, la variation ondulée du nombre de Sherwood (Figure 4.8) montre une augmentation continue avec f .

Le taux de transfert de masse au bord gauche de la paroi inférieure est également renforcé jusqu'à $f = 6$, tandis qu'une diminution est observée le long de la coordonnée Y en augmentant la fréquence spatiale d'échauffement, comme illustré sur la Figure 4.9.

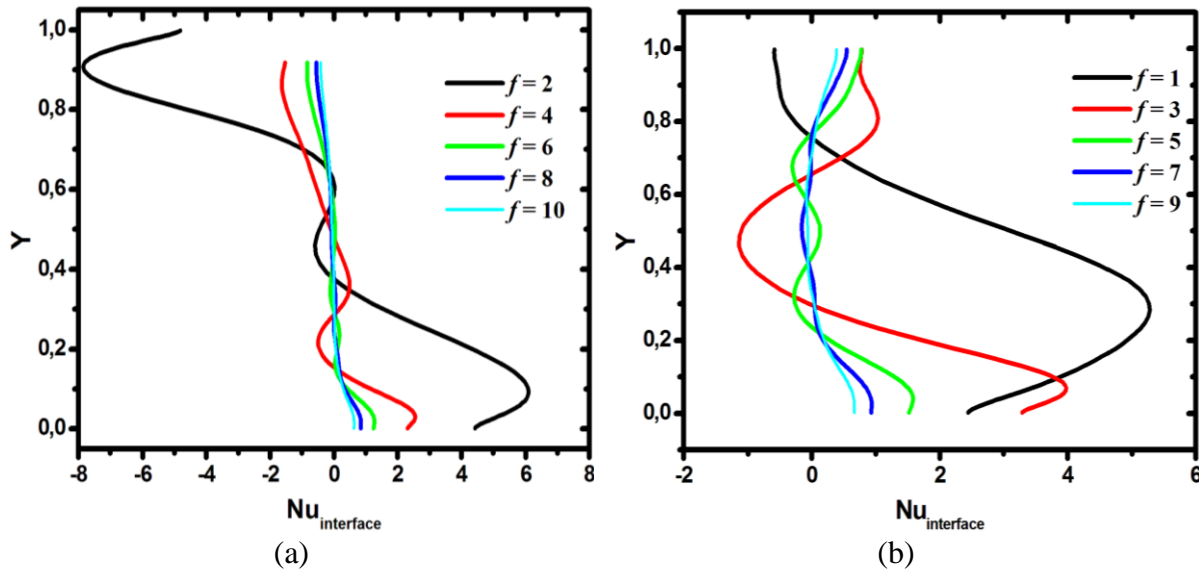


Figure 4.7- Nombre de Nusselt de l'interface poreux/fluide $Nu_{interface}$ en fonction de la fréquence spatiale du chauffage ; (a) valeurs paires et (b) valeurs impaires, pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$.

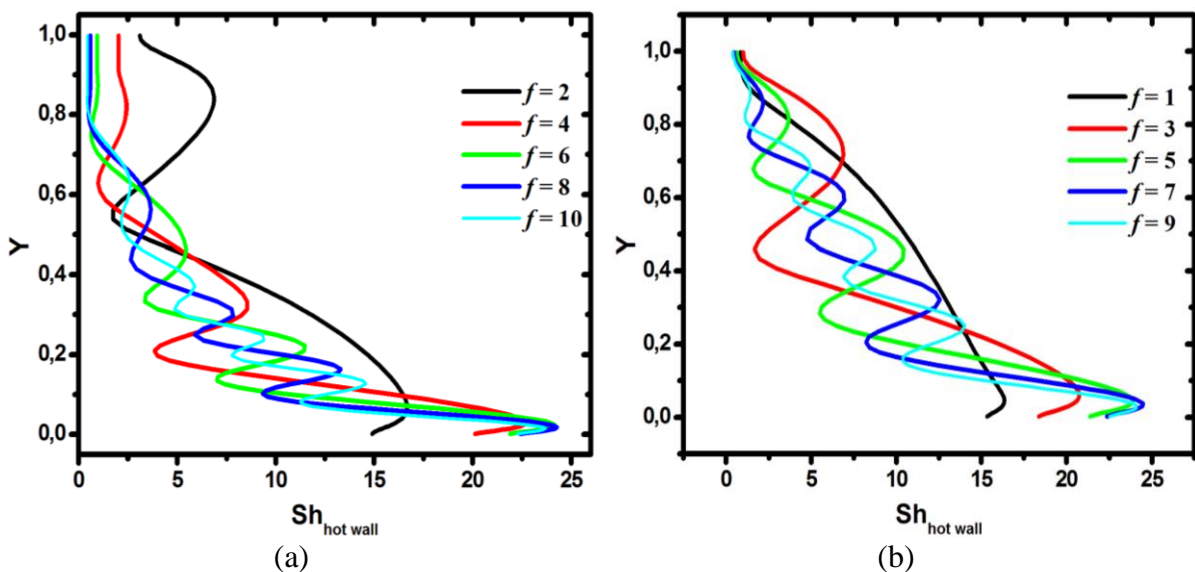


Figure 4.8- Nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction de la fréquence spatiale du chauffage (a) valeurs paires et (b) valeurs impaires pour : $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$.

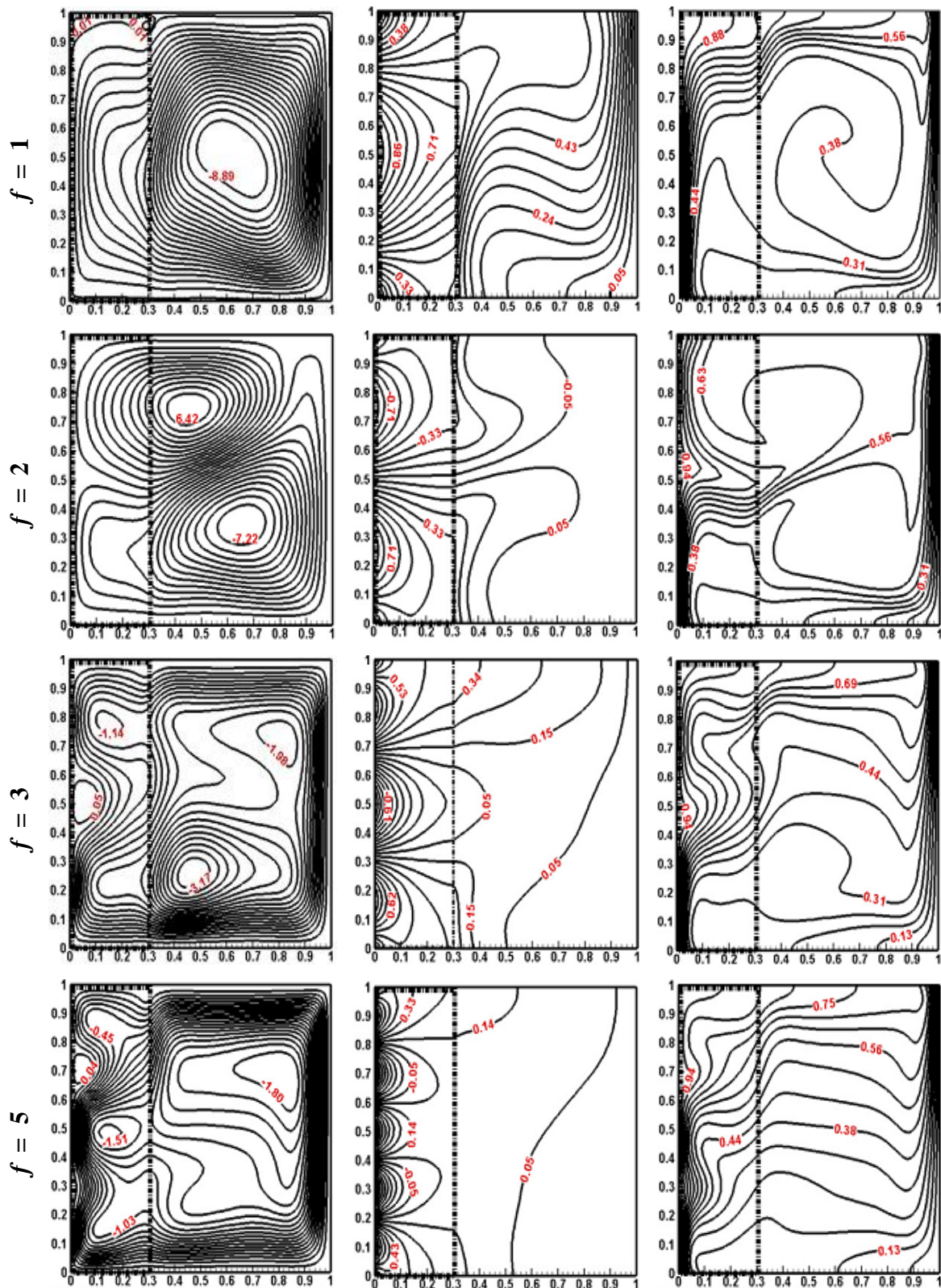
Le taux absolu maximal de transfert de chaleur à l'interface poreuse/fluide est obtenu lorsque $f = 2$ [Figure 4.7a]. Dans ce cas, le fluide dans la cavité reçoit la chaleur de la paroi latérale de la moitié inférieure chauffée via l'interface. En conséquence, $Nu_{interface} > 0$.

Cependant, dans la moitié supérieure de l'interface, le fluide chaud perd de la chaleur vers la couche poreuse, entraînant des valeurs négatives de $Nu_{interface}$. Ainsi, dans ce dernier le sens du transfert de chaleur est inversé. Il se fait de la région du fluide pure chaud vers la couche poreuse.

L'effet de la fréquence spatiale de chauffage (f) sur les lignes de courant, les lignes des isothermes et les lignes d'iso-concentrations est schématisé dans la Figure 4.9 pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$ et $X_p = 0.3$. On peut voir que, à l'exception du cas où $f = 2$, le transport de chaleur et de masse sont délivrés de la paroi chaude à la paroi froide par une seule cellule dans le sens horaire dû à la convection naturelle double-diffusive. Au contraire, pour $f = 2$, la cellule due aux forces thermiques et celle dû au refroidissement de la moitié supérieure de la paroi gauche participent au transfert de chaleur et de masse comme on peut le voir sur les Figures 4.7a et 4.8a où de grandes valeurs de $Nu_{interface}$ et de $Sh_{hotwall}$ sont observées dans la moitié supérieure. De plus, on peut également observer que la cellule horaire est divisée en deux ou trois noyaux selon les valeurs de f .

Les lignes d'isothermes sont plus concentrées au niveau de la paroi chaude, dans la moitié inférieure de l'interface poreux/fluide et en haut de la paroi droite et bien distribué dans la cavité aux faibles valeurs de f . En augmentant la fréquence spatiale d'échauffement, la pénétration thermique à l'intérieur de la cavité devient très faible. Les lignes d'iso-concentrations sont concentrées presque le long des parois gauches et droites. Ces comportements des lignes d'isotherme et d'iso-concentration sont confirmés par la variation de $Nu_{interface}$ et de $Sh_{hotwall}$ illustrées respectivement aux Figures 4.7 et 4.8.

De plus, à mesure que la fréquence spatiale de chauffage augmente, on observe respectivement un fort flux ascendant et descendant près de la paroi gauche (à haute concentration et température) et près de la paroi droite (à basse concentration et température), comme on peut le voir sur la Figure 4.10 qui présente la composante verticale de vitesse au plane medium de la cavité pour différentes valeurs de f ($f = 3, 7, 9$ et 10). En conséquence, on observe une diminution significative de l'intensité de l'écoulement (Ψ_{max} varie de -8.89 à -1.45).



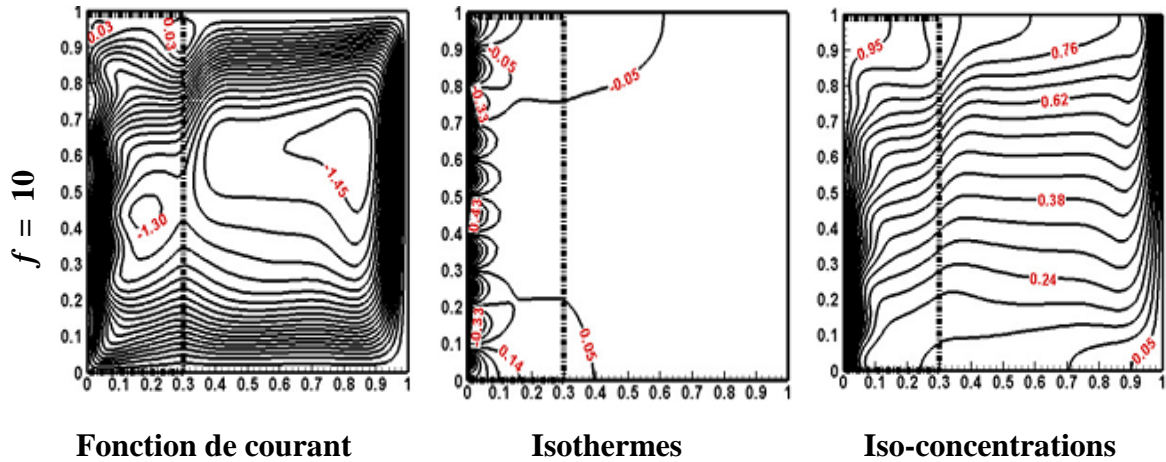


Figure 4.9- Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction de la fréquence spatiale du chauffage, pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$.

Il est également intéressant de noter que pour des valeurs élevées de la fréquence spatiale de chauffage ($f > 7$), les contours de température montrent une distribution presque uniforme dans la cavité, tandis que les contours de concentration montrent une stratification inclinée dans la couche poreuse et une stratification horizontale dans la région du fluide pure comme on peut le voir dans la Figure 4.9 pour le cas où $f = 10$.

De plus, on peut clairement voir sur la Figure 4.9 que la couche limite thermique à la paroi chaude et à l'interface fluide-couche poreuse ainsi que la couche limite massique aux parois chaude et froide dépendent fortement de la fréquence spatiale de chauffage (f).

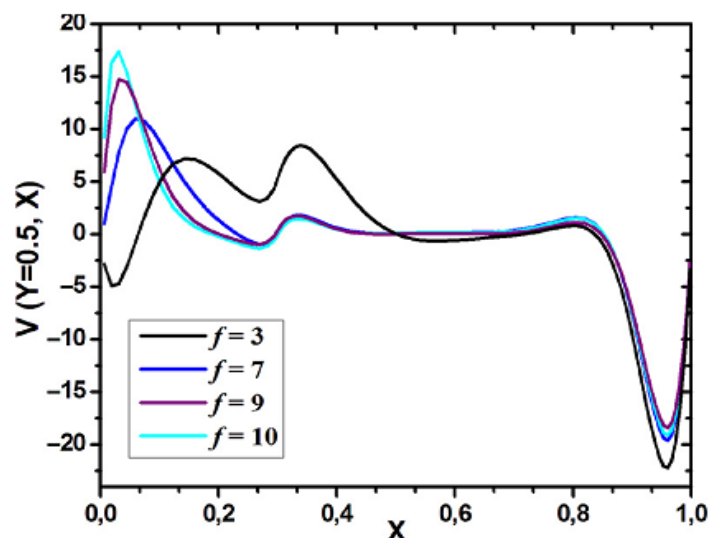


Figure 4.10- Vitesse verticale au plan médium en fonction de la fréquence spatiale du chauffage, pour $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$.

4.3.3 Effet des nombres de Darcy et de Rayleigh

Il est bien connu que l'augmentation simultanée ou séparée de Da et Ra favorise l'écoulement du fluide binaire à travers la couche poreuse. En conséquence, le transfert de chaleur et de masse augmente. Les Figures 4.11 à 4.14 illustrent l'impact de ces deux nombres sur les grandeurs quantitatives et qualitatives de l'écoulement et du transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité pour $f = 2$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$.

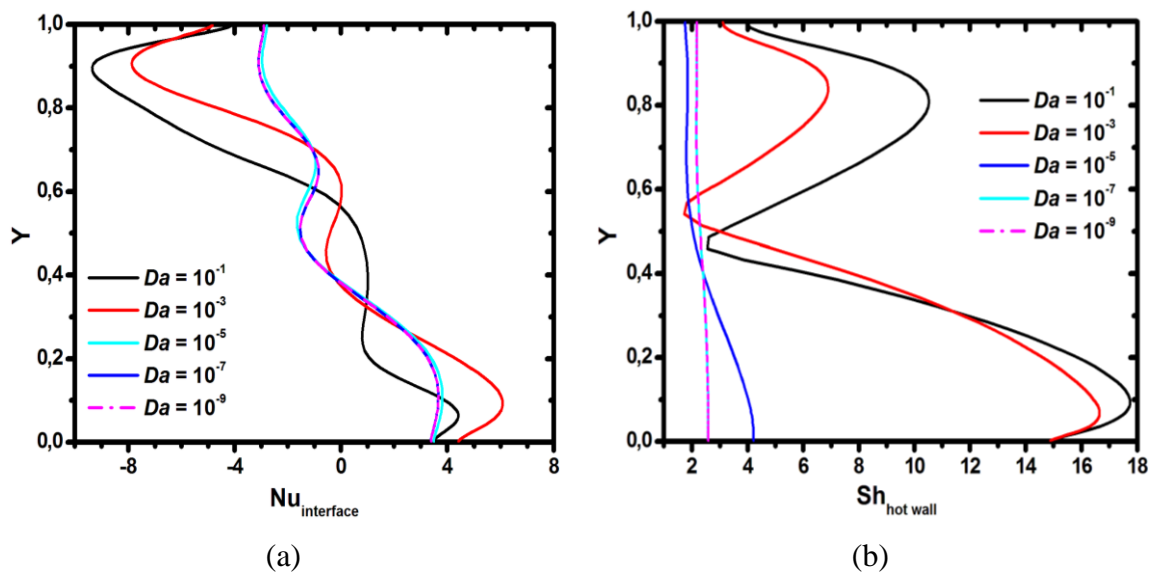


Figure 4.11- (a) Nombre de Nusselt de l'interface poreux/fluide $Nu_{interface}$ et (b) nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hot\ wall}$ en fonction du nombre de Darcy pour $Ra = 10^5$, $R_k = 10$, $f = 2$ et $X_p = 0.3$.

La Figure 4.11a-b met en évidence une variation asymétrique de $Nu_{interface}$ et de $Sh_{hot\ wall}$ le long de l'axe vertical (Y), particulièrement marquée à des valeurs élevées de Da . Une réduction du nombre de Darcy conduit à une diminution de $Nu_{interface}$ et de $Sh_{hot\ wall}$, avec une baisse plus significative de $Sh_{hot\ wall}$ par rapport à $Nu_{interface}$. Cette observation s'explique par le mode de transfert de chaleur entre la paroi chaude et la région du fluide clair à travers la couche poreuse aux valeurs élevées de Da , où la convection et la conduction jouent un rôle prépondérant. Cependant, à de très faibles valeurs du nombre de Darcy, la conduction et la diffusion deviennent prédominantes en raison de la résistance hydraulique élevée imposée à l'écoulement (Figure 4.12 pour $Da = 10^{-5}$). De plus, aux valeurs élevées de Da ($Da \geq 10^{-3}$), on observe des valeurs maximales de $Sh_{hot\ wall}$ dans les moitiés inférieures et supérieures de la paroi chaude, tandis que des valeurs minimales sont constatées au voisinage de la position $Y =$

0.5 [Figure 4.11b]. En revanche, on observe des valeurs absolues maximales de $Nu_{interface}$ dans la partie supérieure de l'interface, puis elles suivent une tendance décroissante ondulée vers des valeurs positives maximales au voisinage de la paroi inférieure [Figure 4.11a]. Ceci est une conséquence directe de la structure de l'écoulement aux valeurs élevées de Da , où deux cellules contrarotatives sont observées dans la cavité.

Le maximum de $Sh_{hotwall}$ observé sur la moitié inférieure de la paroi chaude est plus prononcé que celui observé sur la moitié supérieure, en raison de l'ampleur de la cellule de recirculation dans le sens horaire le long de toute la paroi gauche, comme illustré ultérieurement dans la Figure 4.12.

La Figure 4.12 montre la distribution des lignes de courant, des isothermes et des iso-concentrations dans la cavité pour différentes valeurs du nombre de Darcy (Da). À une valeur élevée de Da ($Da = 10^{-1}$), la cavité est occupée par deux zones de recirculation : une zone dans le sens horaire, située en bas, qui se divise en deux cellules et s'étend sur toute la paroi froide, surmontée d'une zone de recirculation dans le sens antihoraire avec une intensité élevée. En réduisant Da à 10^{-3} , l'intensité de la cellule de recirculation dans le sens antihoraire montre une forte diminution tandis que la cellule dans le sens horaire augmente de manière significative, à tel point que leurs intensités deviennent presque équivalentes en valeur absolue. En conséquence, une diminution significative de $Sh_{hotwall}$ est observée, en particulier au niveau de la partie supérieure de la paroi chaude.

Une diminution supplémentaire de Da au-delà de 10^{-3} empêche la pénétration de fluide dans la couche poreuse, entraînant ainsi une forte diminution de $Sh_{hotwall}$ jusqu'à ce qu'il devienne presque constant pour $Da = 10^{-5}$, comme nous l'avons montré sur la Figure 4.11b. Ceci indique clairement que le régime de diffusion prédomine à ces valeurs de Da .

L'effet du nombre de Rayleigh sur les grandeurs qualitatives et quantitatives est illustré dans la Figure 4.13 et dans la Figure 4.14a-b, respectivement. Dans la Figure 4.13, pour $Ra = 10^2$, la structure d'écoulement du fluide se caractérise par une circulation principale limitée dans la zone fluide, avec une pénétration minimale du fluide dans la couche poreuse. La distribution thermique affiche une symétrie à la fois qualitative et quantitative par rapport au plan $Y = 0.5$. En revanche, le champ massique révèle un redressement vertical des lignes d'iso-concentration, indiquant une prédominance du transfert de chaleur et de masse par diffusion.

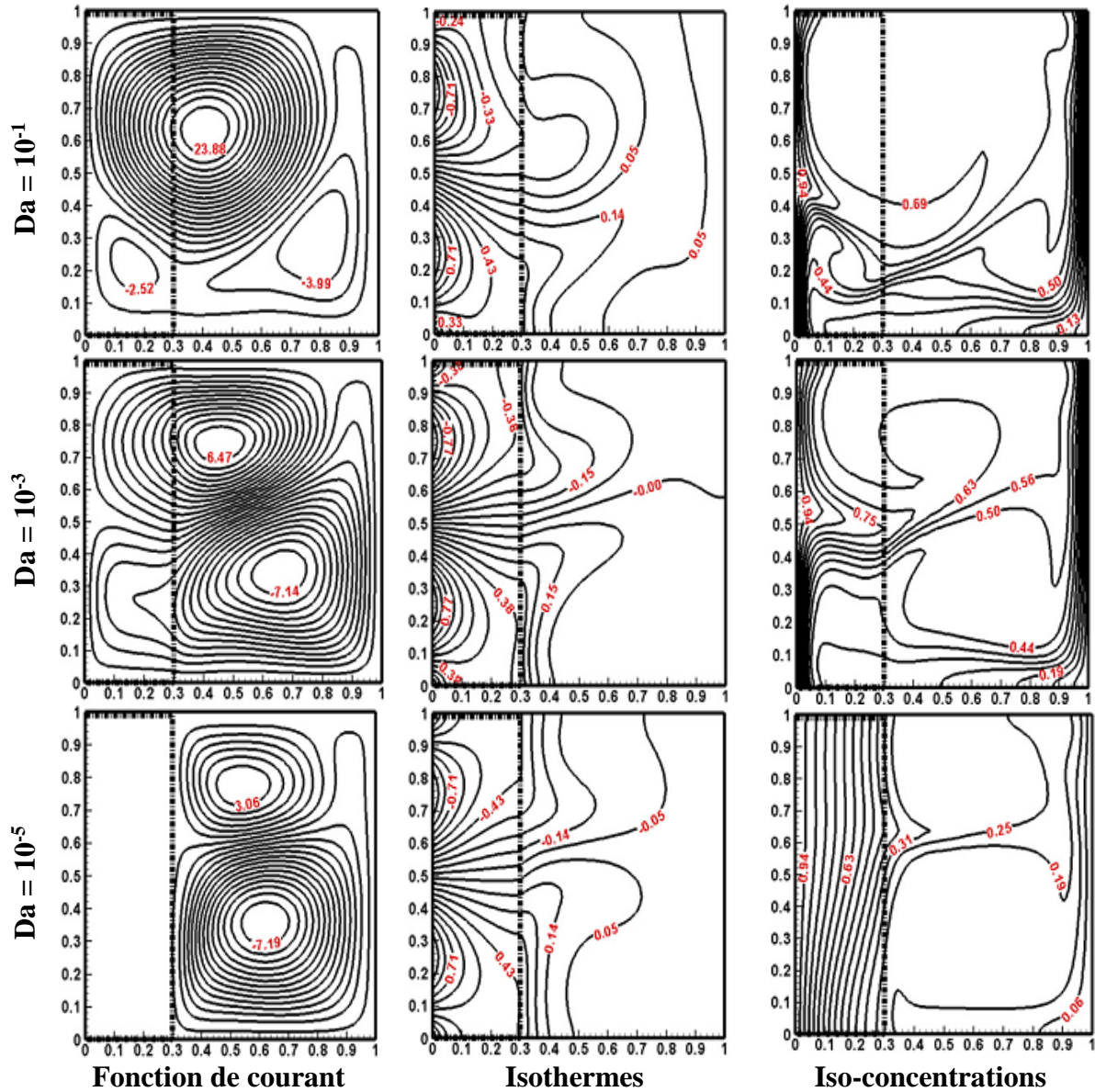


Figure 4.12- Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction du nombre de Darcy, pour $f = 2$, $Ra = 10^5$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$.

Lorsqu'on augmente le nombre de Rayleigh, on observe une transition du mécanisme de transfert de chaleur et de masse, passant d'un régime dominé par la conduction à la convection. Ainsi, pour $Ra = 10^4$, l'écoulement devient multicellulaire, bien que l'intensité de l'écoulement du fluide reste faible ($\Psi_{\text{Max}} = 1.56$). Les lignes d'iso-concentration subissent une déformation avec la création de deux couches limites solutales : l'une située au niveau de la partie inférieure de la paroi gauche et l'autre au niveau de la partie supérieure de la paroi droite. En revanche, les lignes d'isothermes révèlent une perte significative de symétrie, en raison de la diminution de la dominance du régime conductif au profit de la convection.

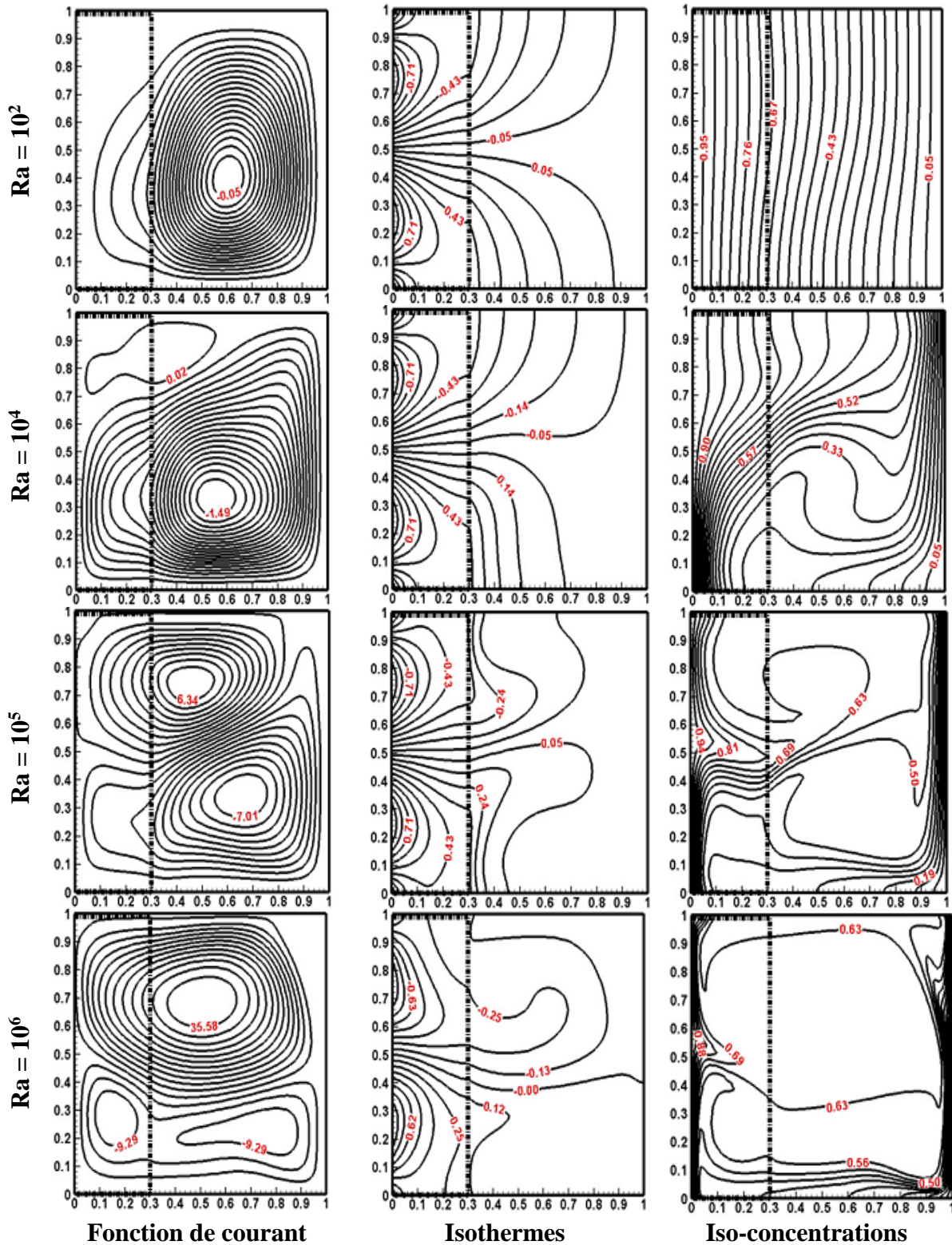


Figure 4.13- Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction du nombre de Rayleigh, pour $f = 2$, $Da = 10^{-3}$, $R_k = 10$ et $X_p = 0.3$.

En augmentant Ra à 10^5 , on observe deux cellules contrarotatives d'intensités approximativement similaires ; la première s'étend à toute la paroi froide dans le sens horaire,

tandis que la seconde, dans le sens antihoraire, se trouve sur la moitié supérieure de refroidissement. Les lignes d'iso-concentration et d'isothermes continuent de se déformer progressivement, induisant une concentration respectivement le long des parois actives et à l'interface fluide-couche poreuse. Cela témoigne d'un transfert de chaleur et de masse amplifié, comme on peut le voir ultérieurement dans la Figure 4.14a-b.

En augmentant davantage Ra à 10^6 , la force et la taille de la cellule secondaire dans le sens antihoraire augmentent fortement au détriment de la cellule dans le sens horaire. De plus, on observe également que le noyau de la cellule tournant dans le sens horaire se divise en deux noyaux d'intensité similaire. Concernant le champ thermique, on remarque que la température est bien distribuée dans la cavité, tandis que la concentration devient uniforme dans la majeure partie de la cavité en raison de l'intensité de l'écoulement.

L'évolution de $Nu_{interface}$ et de $Sh_{hotwall}$ pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh est présentée respectivement dans les Figures 4.14a-b. Une observation générale de ces figures révèle qu'avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, $Nu_{interface}$ montre des variations ondulantes avec des valeurs positives et négatives, alors que $Sh_{hotwall}$ présente une variation ondulée avec deux valeurs maximales positives. On constate aussi que le comportement ondulatoire de $Nu_{interface}$ s'accroît à mesure que le nombre de Rayleigh augmente. En revanche, le nombre de $Sh_{hotwall}$ garde le même profil avec une augmentation substantielle en augmentant le nombre de Rayleigh.

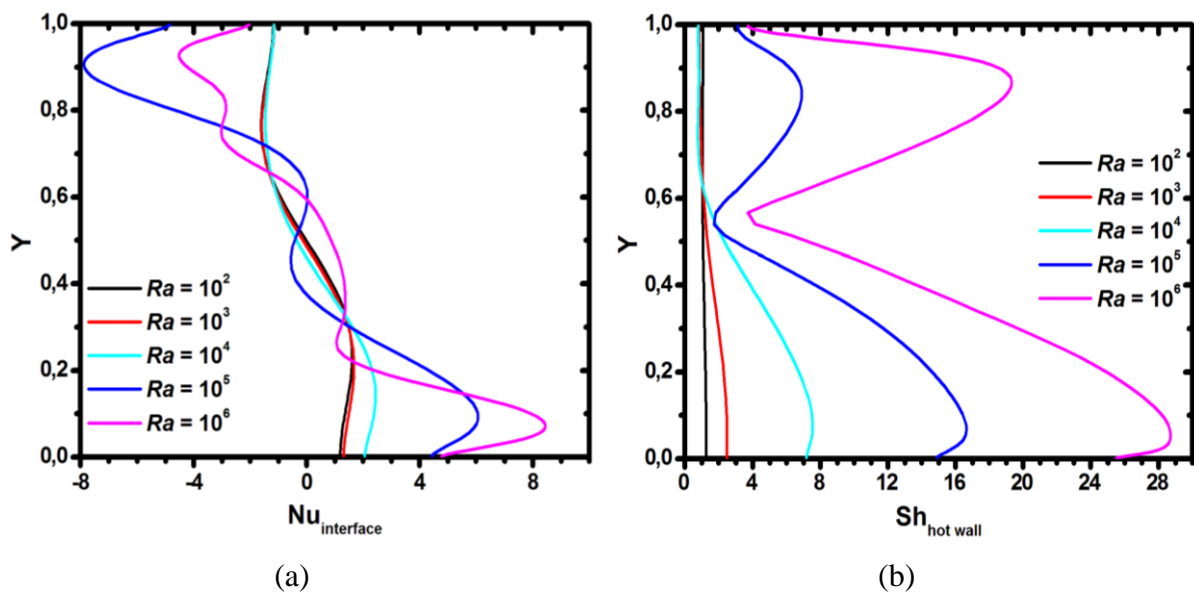


Figure 4.14- (a) Nombre de Nusselt de l'interface poreux/fluide $Nu_{interface}$ et (b) nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction du nombre de Rayleigh, pour $Da = 10^{-3}$, $R_k = 10$ et $f = 2$ et $X_p = 0.3$.

4.3.4 Effet du rapport de conductivité thermique entre le milieu poreux et le fluide (R_k)

L'effet du rapport de la conductivité thermique poreux/fluide (R_k) sur $Nu_{interface}$, $Sh_{hotwall}$, les lignes de courant, les isothermes et les iso-concentrations est illustré aux Figures 4.15 et 4.16, respectivement, pour $Ra = 10^5$, $Da = 10^{-3}$, $f = 2$ et $X_p = 0.3$.

Aux faibles rapports de conductivité thermique ($R_k = 0.1$), $Nu_{interface}$ est presque nul (Figure 4.15a) du fait que la zone poreuse agit comme une couche adiabatique. À mesure que R_k augmente ($R_k = 10$), $Nu_{interface}$ présente une augmentation significative, en particulier aux abords des parois inférieure et supérieure. Cette observation s'explique par l'accroissement de la conductivité thermique effective de la couche poreuse. En effet, un R_k plus élevé indique une résistance thermique plus faible dans la couche poreuse par rapport à la zone fluide. Ainsi, le transfert de chaleur de la paroi chaude vers la zone fluide est facilité à travers la couche poreuse.

Une nouvelle augmentation de R_k entraîne une amélioration supplémentaire du transfert de chaleur à l'interface poreux/fluide. De plus, il est important de noter que le taux d'augmentation de $Nu_{interface}$ dans la moitié supérieure est plus prononcé que celui dans la moitié inférieure, indépendamment de la valeur de R_k .

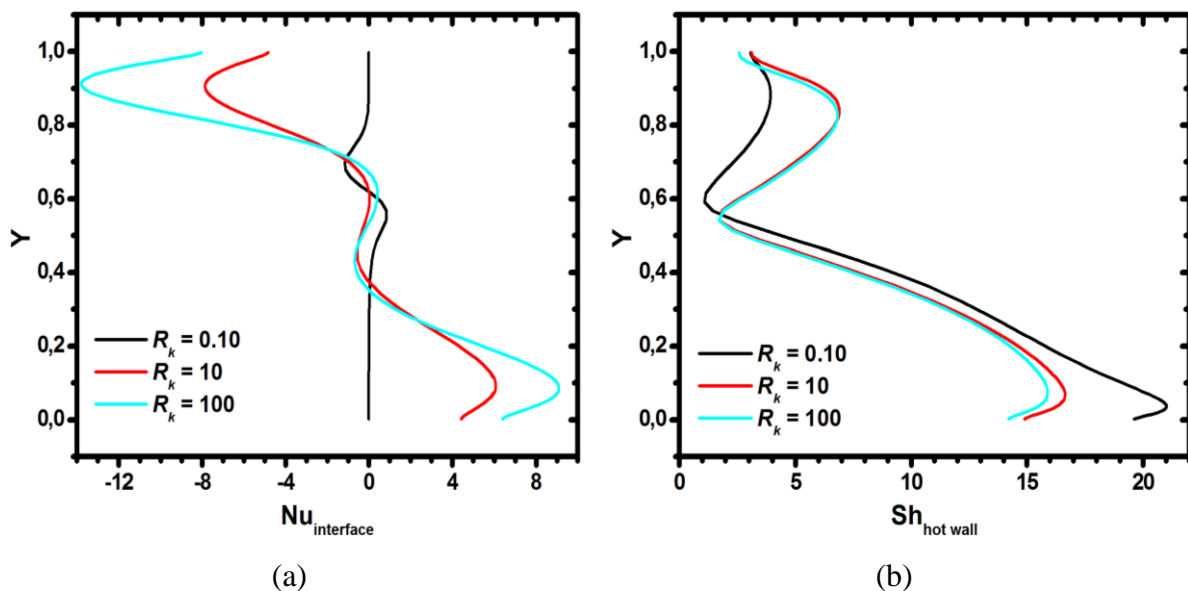


Figure 4.15- (a) Nombre de Nusselt de l'interface poreux/fluide $Nu_{interface}$ et (b) nombre de Sherwood de la paroi chaude $Sh_{hotwall}$ en fonction du rapport de conductivité thermique pour $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$, $f = 2$ et $X_p = 0.3$.

En examinant la variation du nombre de Sherwood local le long de la paroi chaude ($Sh_{hotwall}$) pour différentes valeurs de R_k (Figure 4.15b), on constate que $Sh_{hotwall}$ présente des

valeurs plus élevées dans le coin inférieur de la paroi chaude par rapport à celles du coin supérieur, indépendamment de la valeur de R_k . On peut également remarquer que l'amélioration de $Sh_{hotwall}$ dans le coin inférieur de la paroi chaude est maximale aux faibles valeurs de R_k , en raison d'un fort écoulement ascendant au niveau de cette zone (voir Figure 4.16). À mesure que R_k augmente, $Sh_{hotwall}$ illustre une diminution et une augmentation sensibles, respectivement, dans les coins inférieurs et supérieurs de la paroi chaude, en raison du développement de la structure d'écoulement.

La figure 4.16 montre l'influence du rapport de la conductivité thermique (R_k) sur la structure de l'écoulement, les champs thermique et massique. À de faibles valeurs de R_k ($R_k = 0.1$), l'écoulement se caractérise par la présence de deux cellules de recirculation. Une cellule de grande envergure, tournant dans le sens horaire, occupe pratiquement l'entièreté de la cavité, surmontée par une cellule de moindre taille dans le sens antihoraire, positionnée en haut de la couche poreuse. De plus, il est observé que la cellule de circulation dans le sens horaire présente plusieurs noyaux d'intensités différentes.

En observant le champ thermique, on remarque que la distribution des isothermes est limitée au milieu de la couche poreuse. En revanche, les lignes d'iso-concentration montrent une stratification presque horizontale dans la région du fluide et dans la moitié inférieure de la couche poreuse.

Lorsque R_k est augmenté à 10, on remarque un étirement horizontal de la cellule antihoraire ainsi qu'une augmentation significative de son intensité. Par conséquent, on observe une réduction de la taille de la cellule horaire accompagnée d'une augmentation de son intensité. De plus, la structure multi-noyaux de cette cellule disparaît. La distribution de température s'étend jusqu'à la zone fluide, avec une concentration des isothermes dans les régions inférieure et supérieure de l'interface poreux/fluide, confirmant ainsi les observations précédentes effectuées dans la Figure 4.15a. Les lignes d'iso-concentrations deviennent significativement déformées par rapport au cas avec $R_k = 0.1$. À des valeurs élevées de R_k ($R_k = 100$), on remarque des zones de concentration presque uniforme, surtout dans la moitié supérieure de la cavité. Cependant, un léger changement est observé sur la structure.

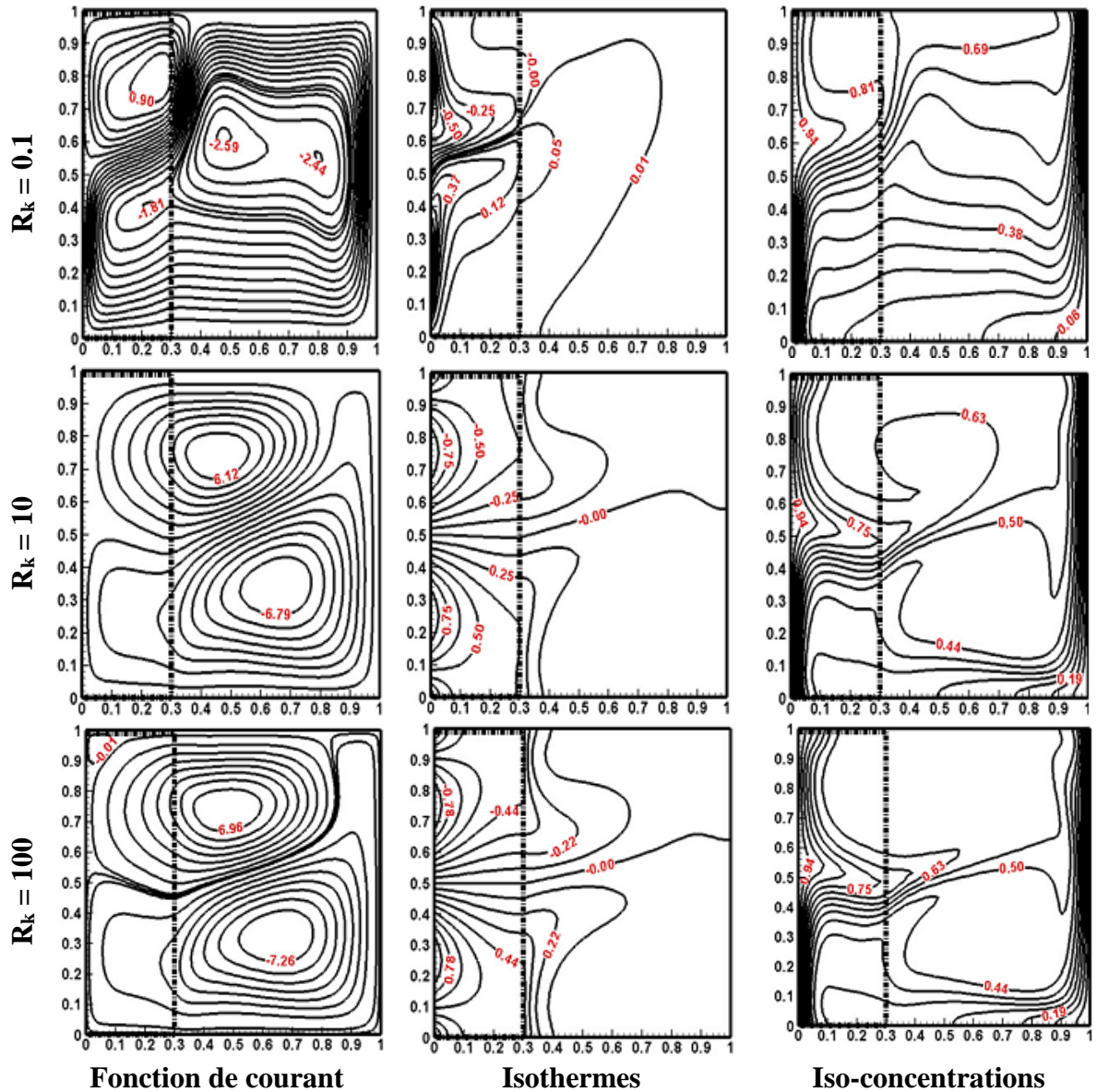


Figure 4.16- Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction du rapport de conductivité thermique, pour $f = 2$, $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$ et $X_p = 0.3$.

Il convient de mentionner que des valeurs négatives de $Nu_{interface}$ sont observées à la moitié supérieure dont l'amplitude dépend des paramètres étudiés, f , Ra , Da , X_p ou R_k . En fait, le mécanisme de transfert de chaleur se fait par une cellule tournant dans le sens horaire dans la moitié inférieure, entraînée par la paroi chaude. Dans la moitié supérieure, une cellule tournant dans le sens antihoraire est formée à cause de la chaleur transférée de la moitié inférieure le long du plan horizontal de symétrie ($Y = 0.5$) comme on peut le voir sur la Figure 4.17 dans laquelle le nombre de Nusselt local le long du plan horizontal de symétrie Nu ($Y = 0$, X) est présenté pour trois valeurs de R_k . Par conséquent, la température du fluide clair est

supérieure à celle du fluide saturé de la couche poreuse, entraînant une valeur négative de la différence de température à l'interface (Figure 4.18). Ainsi, sur la base de la définition du numéro de Nusselt local à l'interface $\left(Nu_{interface} = \frac{(\theta(X_1+\Delta X-X_1)-\theta(X_1))}{\Delta X} \Big|_{X=X_1} \right)$, $Nu_{interface}$ est négatif, indiquant que le transfert de chaleur dans la moitié supérieure se fait du fluide clair vers la couche poreuse contrairement à la moitié inférieure où le transfert de chaleur se fait de la couche poreuse vers le fluide clair.

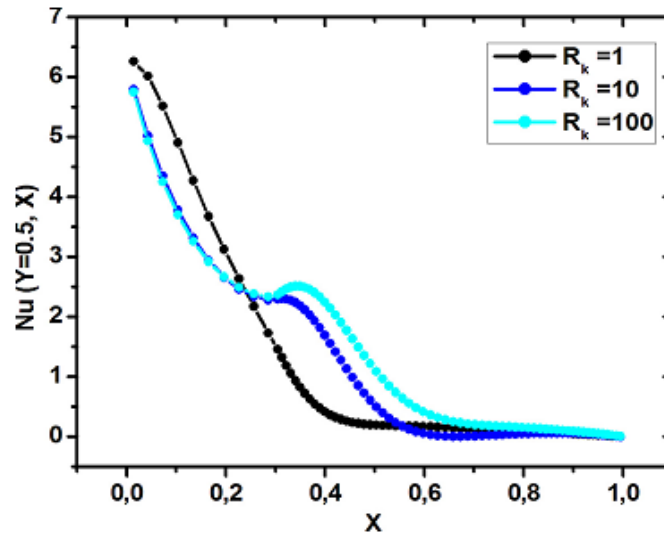


Figure 4.17- Nombre de Nusselt local le long du plan horizontal médium ($Y=0.5$) en fonction du rapport de conductivité thermique pour $f = 2$, $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$ et $X_p = 0.3$.

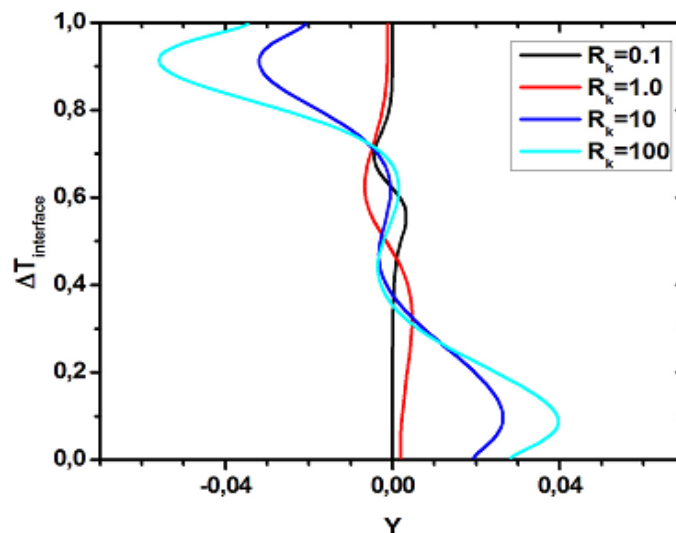


Figure 4.18- Différence de température le long de l'interface poreuse/fluide en fonction du rapport de conductivité thermique pour $f = 2$, $Da = 10^{-3}$, $Ra = 10^5$ et $X_p = 0.3$.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude numérique de l'effet d'une condition thermique sinusoïdale sur la convection naturelle double-diffusive dans une cavité carrée partiellement remplie d'un milieu poreux. Une attention particulière a été portée aux effets de l'épaisseur de la couche poreuse, X_p , de la fréquence spatiale de chauffage, f , du nombre de Darcy, Da , du nombre de Rayleigh, Ra , et du rapport de conductivité thermique poreux/fluide, R_k . Il a été constaté que :

- Le transfert de chaleur et de masse est principalement dominé par la diffusion dans le cas d'une couche poreuse à faible perméabilité ou d'un faible nombre de Rayleigh, ce qui conduit à des valeurs faibles de $Nu_{Interface}$ et $Sh_{Hotwall}$.
- À mesure que la fréquence spatiale de chauffage (f) augmente, $Sh_{Hotwall}$ montre une décroissance ondulatoire le long de la coordonnée verticale (Y) vers des valeurs très basses. Cependant, cette diminution est plus prononcée avec des valeurs de fréquence paires qu'avec les valeurs impaires.
- Pour des valeurs plus élevées de la fréquence spatiale de chauffage ($f > 7$), les contours de température montrent des variations périodiques avec des valeurs positives et négatives créant un gradient de température plus élevé près de la paroi thermiquement active. Dans ce cas, la variation de température se produit principalement dans la couche poreuse, tandis que la température de la zone fluide reste pratiquement la même que celle imposée sur la paroi verticale droite. Les contours de concentration correspondante montrent une stratification presque horizontale, à l'exception des zones proches des parois verticales actives où une couche limite solutale est développée.
- Pour un nombre de Darcy intermédiaire ($Da = 10^{-3}$), l'augmentation de X_p entraîne une diminution significative de $Nu_{interface}$, atteignant une valeur minimale presque constante le long de la coordonnée Y . Cependant, cette augmentation de X_p n'affecte pas de manière notable le transfert de masse, à l'exception du coin supérieur où l'on observe une diminution remarquable de $Sh_{Hotwall}$ due à la diminution de la force de circulation de fluide dans cette zone.
- Il est également observé que R_k n'a pratiquement aucun effet sur $Sh_{Hotwall}$, contrairement à $Nu_{Interface}$, où une forte augmentation est observée lorsque R_k est augmenté de 0.1 à 100. Ainsi, on constate un transfert de chaleur substantiel de la paroi chaude vers le fluide clair à travers le milieu poreux

Chapitre 5

Étude du refroidissement d'une source de chaleur par convection naturelle thermo-solutale dans une cavité partiellement poreuse

Sommaire

5.1	Introduction.....	78
5.2	Méthode numérique et validation du code de calcul.....	78
5.3	Résultats et discussion.....	80
	5.3.1 Effet de la position de la source thermique.....	80
	5.3.2 Effet de l'épaisseur de la couche poreuse.....	85
	5.3.3 Effet des paramètres thermo-solutaux.....	91
5.4	Conclusion.....	96

5.1 Introduction

La présente application consiste à étudier le processus de refroidissement par convection naturelle thermo-solutale d'une source de chaleur (composant électronique), immergée dans une couche poreuse placée verticalement à l'intérieure d'une cavité carrée.

5.2 Méthode numérique et validation du code de calcul

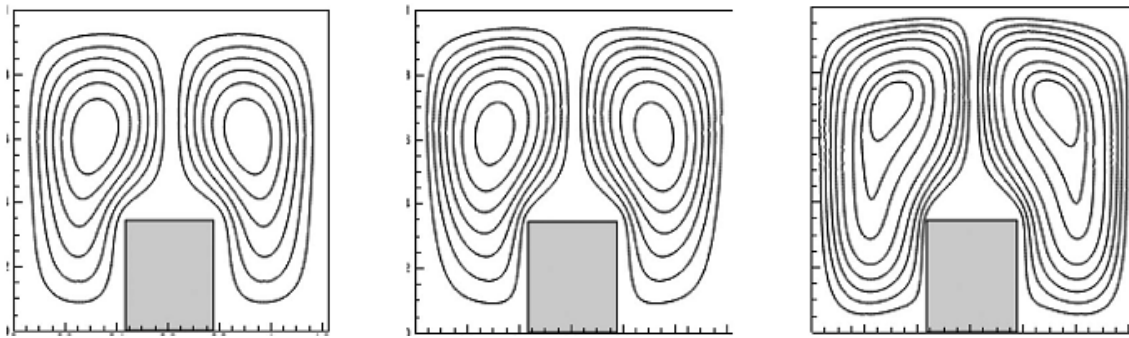
La méthode des volumes finie a été utilisé pour discrétiser l'ensemble des équations différentielles partielles et les conditions aux limites régissant le phénomène de la convection naturelle double diffusive dans une cavité partiellement poreuse avec présence d'une source de chaleur.

Afin de garantir l'indépendance des résultats numériques de la taille de la grille, un ensemble de maillages non uniformes est examiné : 42×42 , 62×62 , 82×82 , 102×102 , 122×122 et 142×142 et leurs effets sur le nombre de Sherwood moyen et la fonction de courant sont présenté dans le Tableau 5.1. À partir de ce tableau, on observe que la grille 102×102 est largement suffisante pour la précision souhaitée des résultats, elle est donc jugée adéquate pour mener cette étude.

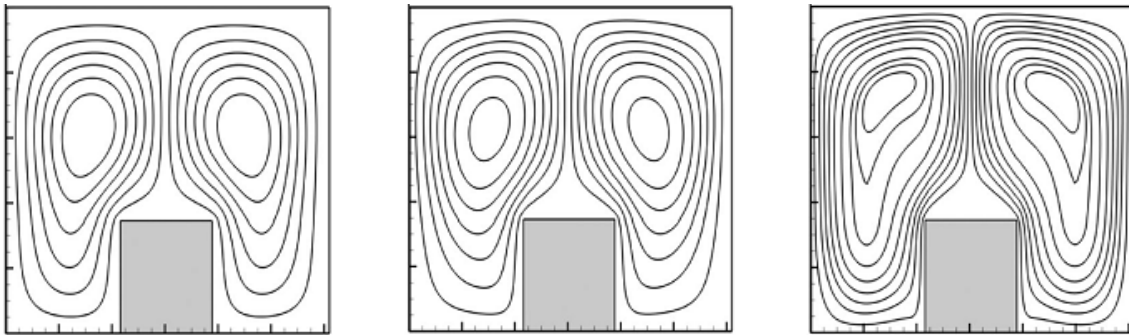
Volume de contrôle	Sh_{avg}	Changement %	$ \Psi _{Max}$	Changement %
42×42	5.96524	2.58	13.47766	1.84
62×62	5.81465	1.35	13.23358	0.45
82×82	5.76038	0.40	13.17342	0.23
102×102	5.73688	0.20	13.14188	0.11
122×122	5.72524	0.11	13.12692	0.07
142×142	5.71892	-	13.11720	-

Tableau 5.1- Effet de la taille de la grille sur le nombre de Sherwood moyen et la fonction de courant maximale pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Le = 1$, $Pr = 0.71$, $N=1$, $F=1$, $\varepsilon=0.97$, $R_k=10$, $X_p=0.4$.

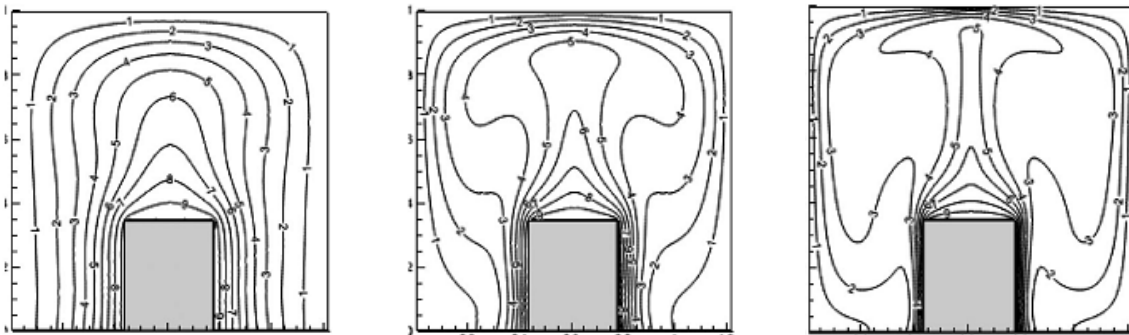
La validation du code de calcul pour cette application est effectuée en comparant nos résultats avec les résultats numériques et expérimentaux de Biswas et al. [74] pour le cas de la convection naturelle dans une cavité carrée occupée par une source de chaleur. Comme la montre la Figure 5.1, un très bon accord est observé entre la fonction du courant et les isothermes obtenues par notre code de calcul et ceux de Biswas et al. [74].



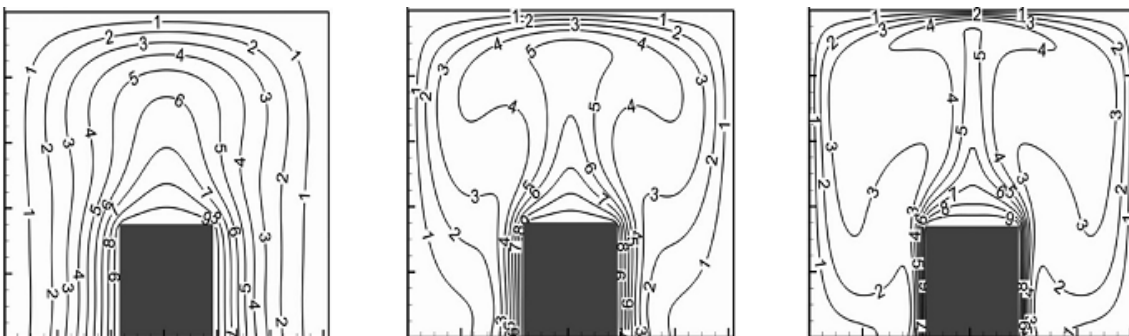
Biswas et al. [74].



Présent travail
Fonction de courant



Biswas et al. [74].



Présent travail
Isothermes

$Ra = 10^4$

$Ra = 10^5$

$Ra = 10^6$

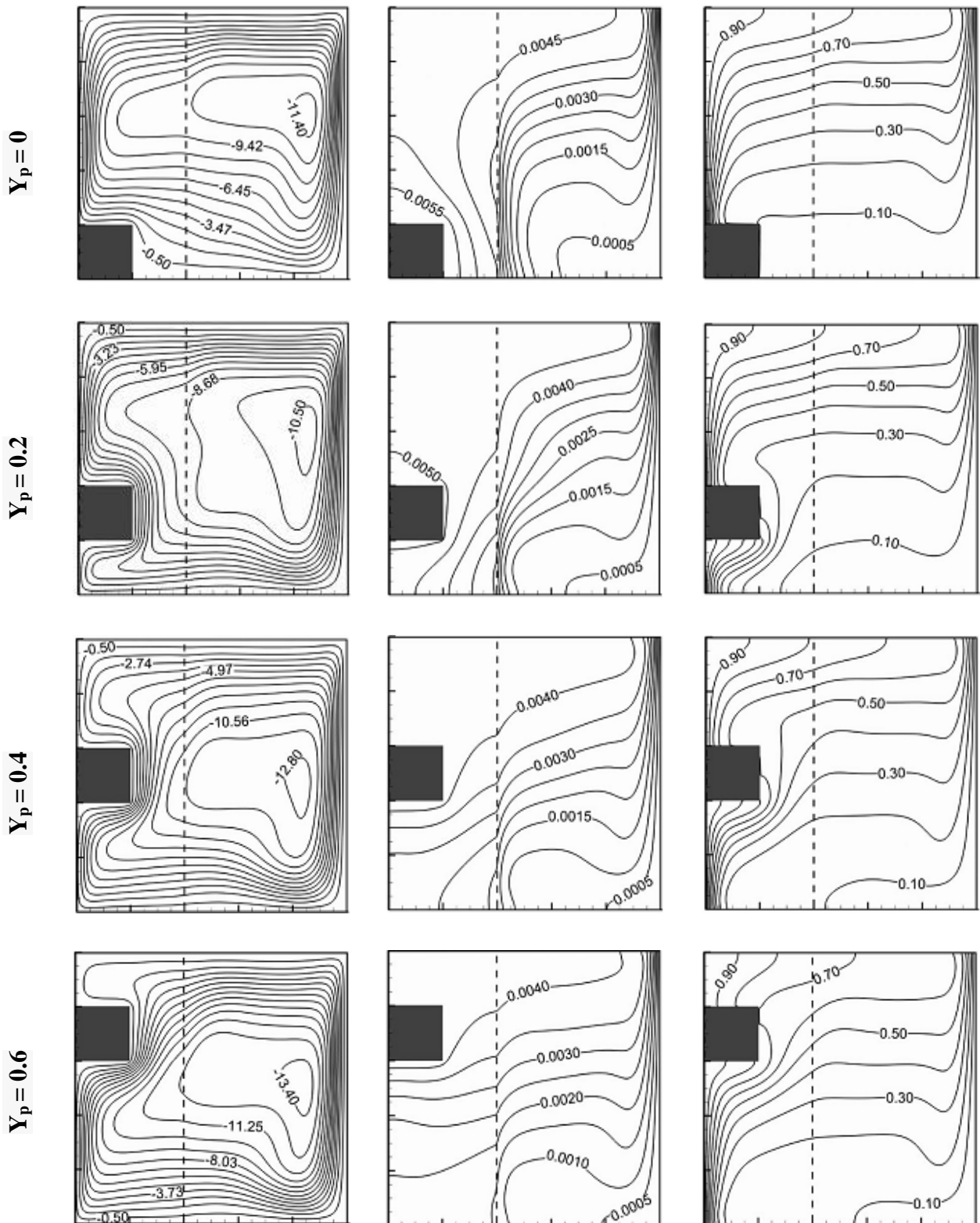
Figure 5.1- Comparaison de la fonction de courant et des isothermes entre la présente étude et celle de Biswas et al. [74] pour différents nombres de Rayleigh.

5.3 Résultats et discussion

Afin d'étudier le processus de refroidissement par convection naturelle double-diffusive d'une source de chaleur à l'intérieur d'une cavité partiellement poreuse, l'effet au plusieurs paramètres physiques et géométriques est examiné. Ces paramètres comprennent la position de la source de chaleur ($0 \leq Y_p \leq 0.8$), l'épaisseur de la couche poreuse ($0 \leq X_p \leq 1$), le rapport de conductivité thermique ($0 \leq R_k \leq 100$), le nombre de Darcy ($10^{-6} \leq Da \leq 10^2$), le nombre de Rayleigh ($10^4 \leq Ra \leq 10^6$), le nombre de Lewis ($0.1 \leq Le \leq 10$), et le rapport de flottabilité ($-5 \leq N \leq 5$). Le nombre de Prandtl et le nombre de Forchheimer sont fixés, respectivement, à $Pr = 0.71$ et $F = 1$ (Bera et al. [73]). De plus, une mousse métallique à haute porosité ($0.966 \leq \varepsilon \leq 0.993$, Pavel et Mohamad [75]) est utilisée comme milieu poreux en raison de sa conductivité thermique supérieure ainsi que de son transport convectif amélioré. Sur cette base, la valeur de la porosité (ε) est prise comme étant de 0.97.

5.3.1 Effet de la position de la source de chaleur

La Figure 5.2 illustre les lignes du courant, les isothermes et les iso-concentrations pour cinq positions de la source de chaleur (Y_p), qui sont modifiées verticalement le long de la paroi gauche de la cavité à $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Le = 1$, $N = 1$, $X_p = 0.4$ et $R_k = 10$. Sur cette figure, on observe que le champ d'écoulement est représenté par une seule cellule située dans la zone fluide, indépendamment des positions de la source de chaleur. Cela indique que l'écoulement de fluide est plus intense dans cette zone par rapport à celui dans la couche poreuse. Par conséquent, les lignes d'isothermes et d'iso-concentrations correspondantes sont plus déformées à l'intérieur de la zone fluide confirmant la dominance du régime convectif dans cette région. Ce comportement est une conséquence inévitable de la résistance de la couche poreuse à l'écoulement du fluide ($Da = 5 \times 10^{-4}$). De plus, il est important de noter que la variation de la position de la source de chaleur, de 0 à 0.8, entraîne une diminution des forces de flottabilité thermique et, en même temps, une augmentation des forces de flottabilité massique. En conséquence, l'écoulement de fluide présente une variation asymétrique de son intensité. En effet, en faisant varier Y_p de 0 à 0.2, le taux de diminution des forces de flottabilité thermique est plus élevé que le taux d'augmentation des forces de flottabilité massique, entraînant ainsi une diminution de l'intensité de l'écoulement. En déplaçant la source de chaleur de la position $Y_p = 0.2$ à la position $Y_p = 0.6$, le taux d'augmentation des forces de flottabilité massique devient supérieur au taux de diminution des forces de flottabilité thermique ; par conséquent, l'intensité de l'écoulement de fluide est augmentée. En continuant le déplacement de la source de chaleur vers la position la plus haute, soit $Y_p = 0.8$ (la source de chaleur est collée à la paroi supérieure de la cavité), l'intensité de l'écoulement du fluide montre une diminution insignifiante.



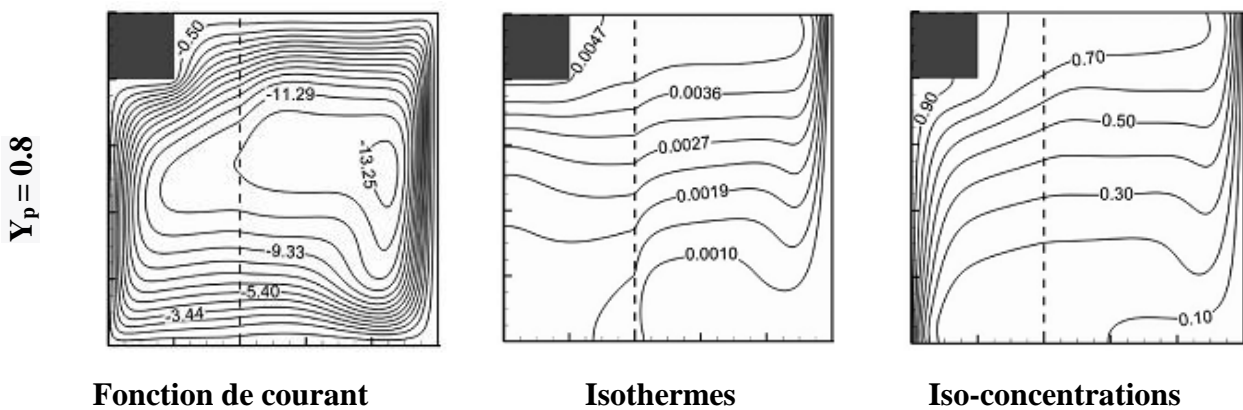


Figure 5.2- Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) en fonction de la position de la source de chaleur (Y_p) pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

Le champ thermique correspondant pour différentes positions de la source de chaleur le long de la paroi verticale gauche (Figure 5.2 au milieu) démontre que pour $Y_p = 0$ (la source de chaleur est collée à la paroi inférieure), les lignes isothermes sont regroupées dans la zone fluide ($R_k = 10$), comprimées au niveau de la paroi supérieure droite et au niveau de la partie inférieure de l'interface poreux/fluide avec une stratification verticale au milieu de la zone fluide. Lorsque la source de chaleur est déplacée à la position $Y_p = 0.2$, les isothermes perdent une partie de leur stratification verticale, et au-delà de cette valeur ($Y_p > 0.2$), cette stratification devient de plus en plus prononcée. Cette variation de la forme des isothermes peut s'expliquer par la variation asymétrique dans l'intensité de l'écoulement du fluide expliqué précédemment.

Pour le champ massique (Figure 5.2 à droite), il est important de noter que les lignes d'iso-concentration dans la zone fluide ne sont pas affectées par le changement de la position de la source de chaleur due à l'espacement entre la source de chaleur et la zone fluide. En revanche, la disposition des lignes d'iso-concentration dans la couche poreuse dépend entièrement de l'emplacement de la partie perméable de la paroi verticale gauche.

L'effet de la position de la source de chaleur sur l'évolution du nombre de Nusselt local (Nu_L) le long des faces de la source de chaleur AB, BC et CD est présenté dans la Figure 5.3 pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$. Pour $Y_p = 0$, le nombre de Nusselt local (Nu_L) est nul le long de la surface AB (la face AB est considérée comme une surface adiabatique). Ceci indique que l'évacuation de la chaleur est effectuée sur les faces BC et CD. Dans ce cas, Nu_L augmente le long de la face BC jusqu'à atteindre un pic autour du point C, puis il entame une forte décroissance le long de la face CD. En déplaçant la source de chaleur

vers le haut, de $Y_p = 0$ à $Y_p = 0.6$, Nu_L présente une augmentation significative sur la face AB et sur la partie inférieure de la face BC, en particulier autour du point B. Par ailleurs, on observe une diminution importante de Nu_L sur la partie supérieure de la face BC et sur la face CD. Cette tendance peut s'expliquer par la formation de l'écoulement fluide sous la source de chaleur. Dans le cas où la source de chaleur est adhérente à la paroi supérieure adiabatique, ($Y_p = 0.8$), la chaleur évacuée de la source de chaleur se produit sur les faces AB et BC. Dans ce cas, Nu_L diminue et augmente, respectivement, sur les faces AB et BC. Sur la face CD, Nu_L de très faibles valeurs.

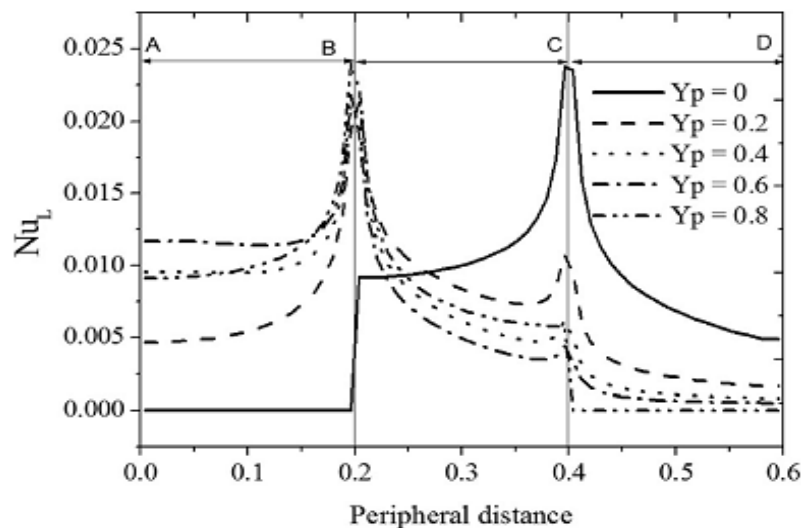


Figure 5.3- Nombre de Nusselt local pour différentes positions de la source de chaleur pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

La Figure 5.4 illustre le taux d'évacuation de la chaleur en termes du nombre de Nusselt moyen le long des faces AB, BC et CD de la source de chaleur en fonction de sa position (Y_p) sur la paroi. L'analyse globale de cette courbe montre que la position de la source de chaleur affecte le nombre de Nusselt moyen de chaque face par des tendances différentes. En fait, le nombre de Nusselt moyen sur la face horizontale inférieure AB ($Nu_{avg(AB)}$) présente une forte augmentation quasi-linéaire jusqu'à $Y_p = 0.3$, suivie d'une augmentation linéaire lorsque Y_p est augmenté de 0.3 à 0.73. Ensuite, il commence à diminuer lorsque Y_p est augmenté jusqu'à sa valeur extrême ($Y_p = 0.8$). Sur la surface verticale (BC), le nombre de Nusselt moyen ($Nu_{avg(BC)}$) présente une diminution monotone jusqu'à $Y_p = 0.73$, suivie d'une augmentation jusqu'à $Y_p = 0.8$. En fin, le nombre de Nusselt moyen sur la face horizontale supérieure CD ($Nu_{avg(CD)}$) présente une variation décroissante linéaire. En effet, $Nu_{avg(CD)}$ diminue de manière linéaire et rapide lorsque Y_p est augmentée jusqu'à 0.2. Au-delà de cette valeur (c'est-à-dire $Y_p > 0.2$),

$Nu_{avg(CD)}$ diminue lentement jusqu'à devenir nul à $Y_p = 0.8$ (à $Y_p = 0.8$, la face CD est adiabatique).

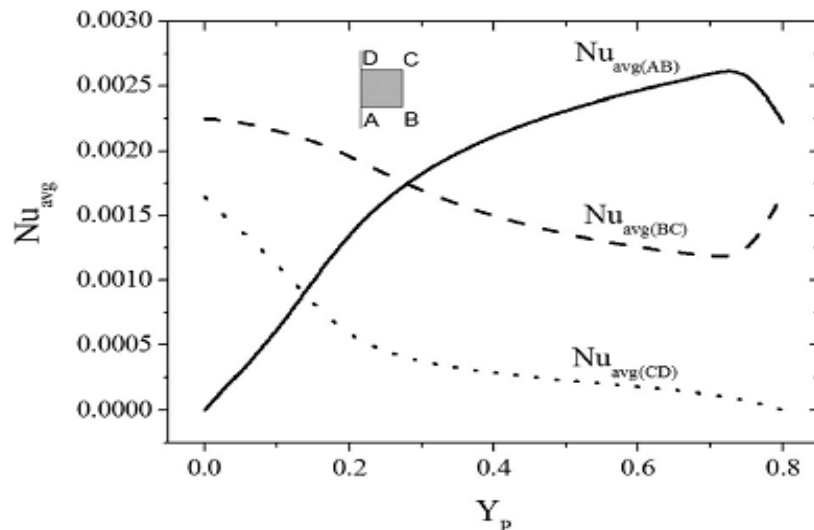


Figure 5.4- Nombre de Nusselt moyen pour différentes positions de la source de chaleur pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

L'effet de la position de la source de chaleur sur sa température maximale pour différentes valeurs du nombre de Darcy est présenté sur la Figure 5.5, pour $R_k = 10$ et $Ra = 10^6$. Aux faibles valeurs du nombre de Darcy ($Da = 10^{-6}$), et en variant Y_p de 0 à 0.8, T_{SMax} présente un profil parabolique concave. Par ailleurs, T_{SMax} atteint la valeur minimale lorsque la source de chaleur est située près du milieu de la position verticale (au voisinage de $Y_p = 0.45$). Cela est dû au fait que dans ce cas le mode de conduction est le mécanisme principal du processus de refroidissement. L'augmentant du nombre de Darcy à 10^{-2} , entraîne une augmentation du débit de fluide qui pénètre la couche poreuse. En conséquence, un changement de la tendance du profil de T_{SMax} est observé. Dans ce cas, T_{SMax} décroît linéairement lorsque Y_p augmente jusqu'à 0.2 suivi d'une décroissance monotone jusqu'à $Y_p = 0.4$. Ensuite, il reste invariant lorsque Y_p varie de 0.4 à 0.6, et enfin, il entame une augmentation monotone. Cette variation tendancielle de T_{SMax} peut être justifiée par la variation asymétrique de l'intensité de l'écoulement de fluide (voir Figure 5.2 à gauche).

La Figure 5.6 illustre l'effet de la position de la source de chaleur sur le nombre de Sherwood moyen pour différentes valeurs du nombre de Darcy à $Ra = 10^6$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$. On constate que Sh_{avg} montre une variation asymétrique en fonction de la position de la source de chaleur. À un nombre de Darcy plus faible ($Da = 10^{-6}$), Sh_{avg} présente une valeur faible et reste indépendant de Y_p en raison de la dominance du régime diffusif du

transfert de masse (couche poreuse quasi-imperméable). En augmentant Da ($Da = 5 \times 10^{-4}$ et $Da = 10^{-2}$), Sh_{avg} montre une augmentation considérable et devient plus affecté par le changement de position de la source de chaleur. Dans ce cas, Sh_{avg} diminue lorsque Y_p augmente jusqu'à $Y_p = 0.1$ pour $Da = 10^{-2}$ et $Y_p = 0.15$ pour $Da = 5 \times 10^{-4}$, et après cela, il augmente lentement jusqu'à $Y_p = 0.8$.

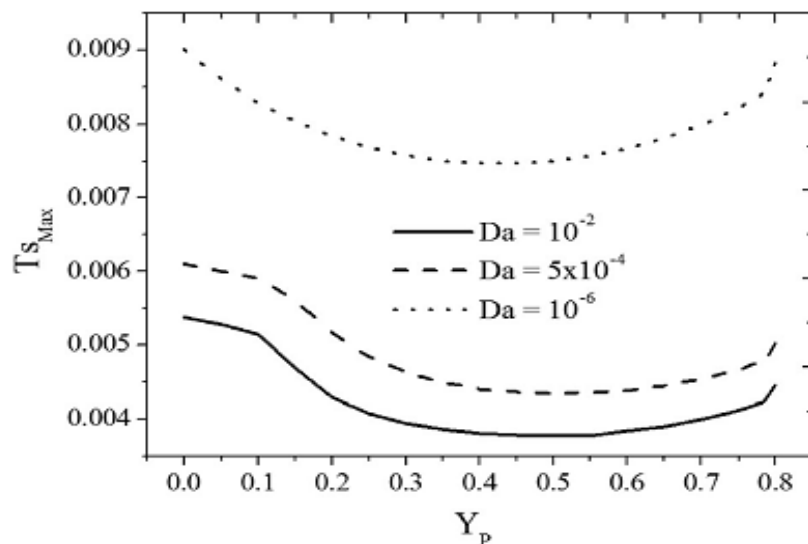


Figure 5.5- Température maximale de la source de chaleur pour différentes positions de la source de chaleur pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

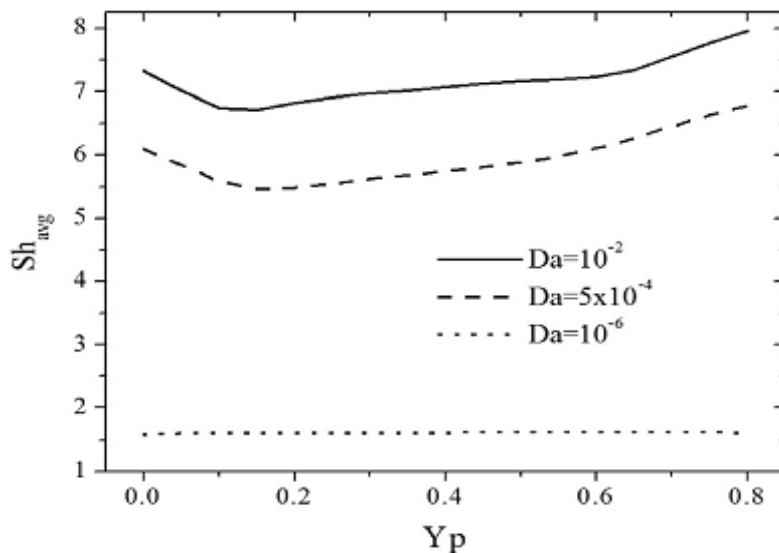


Figure 5.6- Nombre de Sherwood moyen pour différents nombres de Darcy pour $Ra = 10^6$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

5.3.2 Effet de l'épaisseur de la couche poreuse

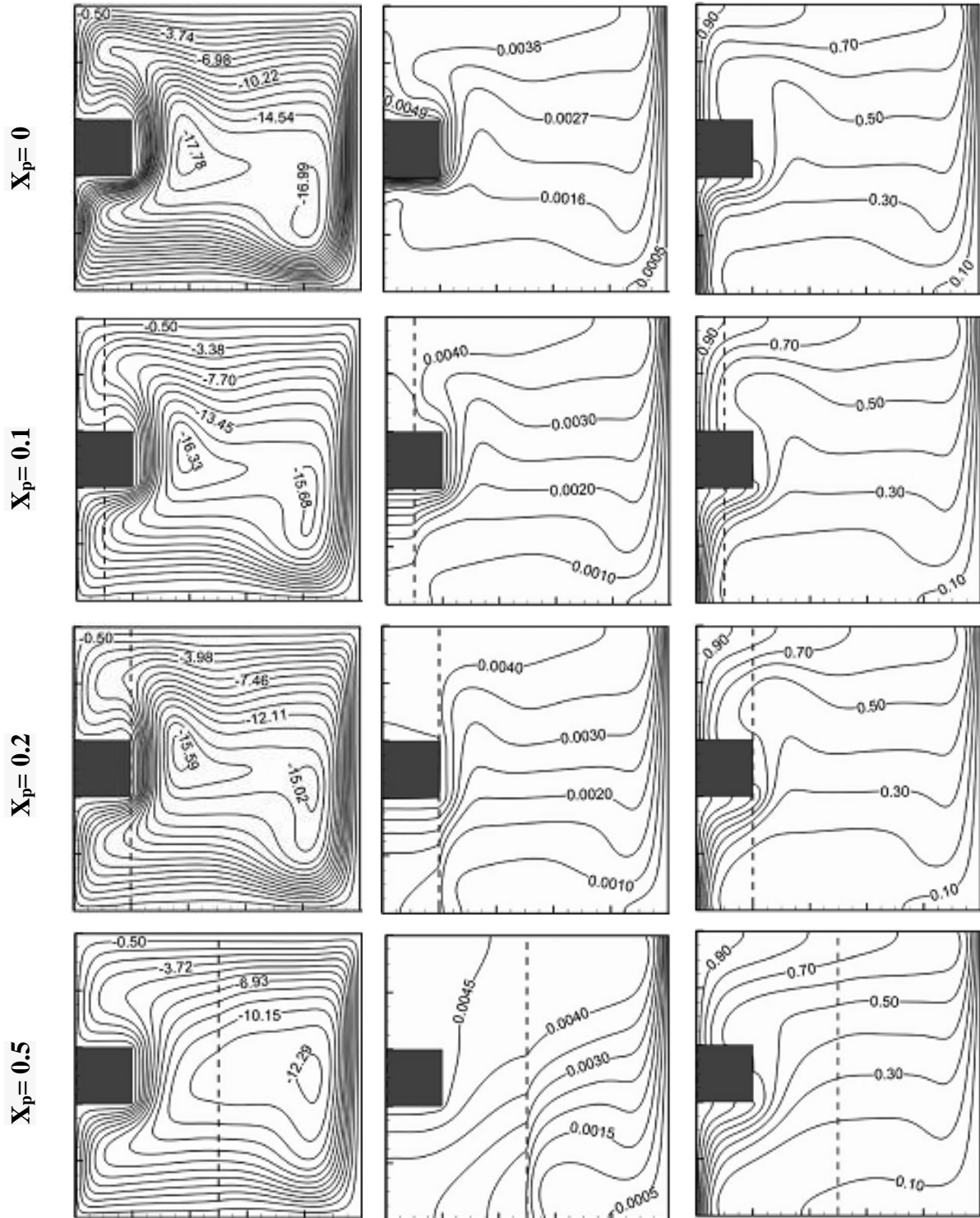
Pour étudier l'effet de l'épaisseur de la couche poreuse, notée X_p , sur le processus de refroidissement de la source de chaleur, nous avons fait varier X_p de la valeur $X_p = 0$ (sans couche poreuse) à $X_p = 1$ (cavité totalement poreuse).

La Figure 5.7 illustre la fonction de courant, les isothermes et les iso-concentrations pour différentes épaisseurs de la couche poreuse, dans le cas où $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$ et $Rk = 10$. On remarque que lorsque $X_p = 0$ (absence de couche poreuse), la structure de l'écoulement est représentée par une cellule de deux noyaux tournant dans le sens horaire, avec la formation de couches limites dynamiques sur les faces AB, BC et sur la paroi verticale droite. Le champ thermique montre une stratification verticale des isothermes au milieu de la cavité, avec de fortes couches limites thermiques sur la face inférieure du composant (la face AB) et dans le coin supérieur droit de la cavité.

Les lignes d'iso-concentration montrent une distribution similaire à celle des isothermes pour $X_p > 0.3$. En revanche, pour $X_p < 0.3$, on observe une compression des lignes d'iso-concentration sur la partie inférieure de la paroi gauche de la cavité. Dans le cas d'une faible épaisseur de la couche poreuse ($X_p = 0.1$), ce qui correspond au cas où la moitié droite de la source de chaleur est immergée dans la couche poreuse, l'intensité de l'écoulement du fluide est réduite, ce qui conduit à la disparition des couches limites thermiques observées précédemment pour $X_p = 0$. De plus, une décompression des lignes d'iso-concentration est observée sur la partie inférieure de la paroi verticale gauche.

En continuant d'augmenter l'épaisseur de la couche poreuse, l'intensité de l'écoulement du fluide diminue progressivement en raison du frottement du milieu poreux sur une grande partie de la cavité. De plus, pour $X_p > 0.2$, la structure d'écoulement devient représentée par une cellule rotative mono-noyau. D'autre part, le champ thermique est considérablement affecté par le changement de l'épaisseur de la couche poreuse comparé aux lignes d'iso-concentration. En effet, à mesure que X_p augmente, les isothermes deviennent de plus en plus droites dans la couche poreuse, indiquant que la conduction est le mécanisme principal du transfert de chaleur dans cette région. Dans la zone fluide, la convection reste le régime dominant de transfert de chaleur. Les lignes d'iso-concentrations montrent une légère perte de leur courbure avec l'augmentation de X_p , en particulier sur la partie médiane de la cavité. Dans le cas d'une cavité totalement poreuse ($X_p = 1$), le noyau de la cellule se déplace vers le milieu de la cavité. De plus, on peut voir que les isothermes sont illustrées par des lignes inclinées dans toute la cavité,

signifiant que la majorité d'énergie produite par la source de chaleur est transportée par conduction vers la paroi froide.



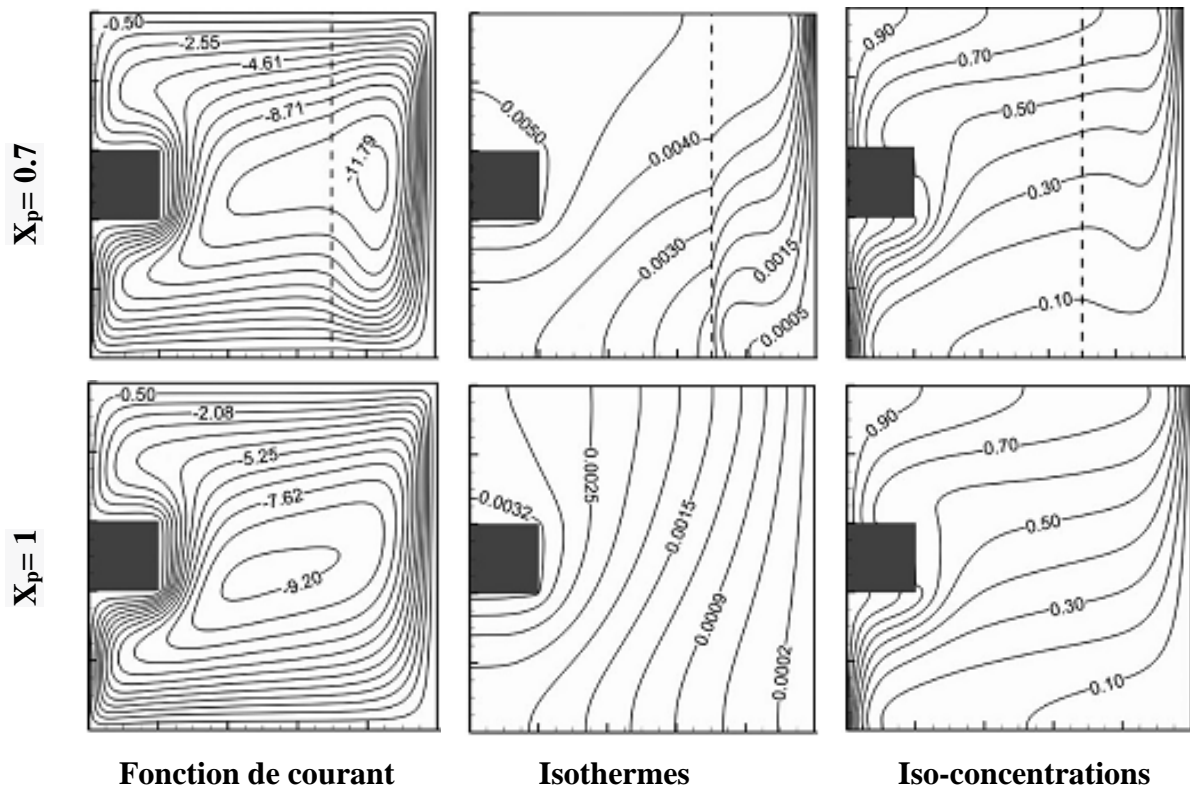


Figure 5.7- Fonction de courant (à gauche), isothermes (au milieu) et iso-concentrations (à droite) pour différentes épaisseurs de la couche poreuse (X_p) pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Y_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

La Figure 5.8 illustre l'influence de l'épaisseur de la couche poreuse (X_p) sur le nombre de Nusselt local (Nu_L) le long des faces AB, BC et CD de la source de chaleur. On observe que dans le cas où la moitié de la source de chaleur est immergée dans la couche poreuse ($X_p = 0.1$), Nu_L reste invariant lorsque la distance périphérique varie de 0 à 0.1. Par la suite, il augmente de manière significative jusqu'à ce qu'il atteigne sa valeur maximale au point B. Ce comportement est attribué au changement de la vitesse du fluide et de la conductivité thermique à l'interface poreux/fluide (c.-à-d. à $X = 0.1$). Sur la face verticale BC, Nu_L montre une diminution significative suivie d'une variation constante sur la partie médiane, puis il augmente à nouveau autour du point C. Sur la face horizontale CD, Nu_L diminue rapidement le long de la moitié droite, et reste constant le long de la moitié gauche de la face CD, qui est immergée dans la couche poreuse.

Pour $X_p = 0.2$ (la couche poreuse est au même niveau que la source de chaleur), Nu_L présente une diminution significative, en particulier le long des faces horizontales AB et CD. De plus, dans ce cas, le taux de chaleur élevé est observé sur la face verticale BC, qui est directement en contact avec le fluide froid.

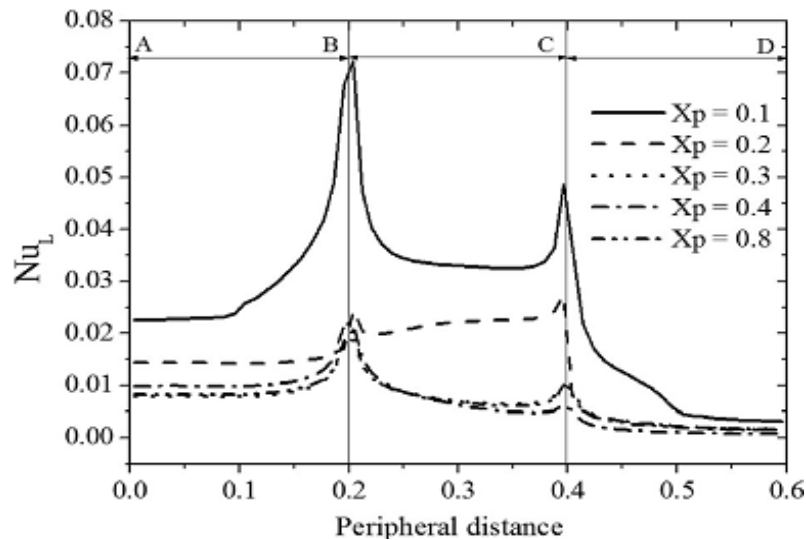


Figure 5.8- Nombre de Nusselt local pour différentes épaisseurs de la couche poreuse pour $Ra = 10^6$, $Y_p = 0.4$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

En augmentant l'épaisseur de la couche poreuse à 0.3 (la source de chaleur est totalement immergée à l'intérieur de la couche poreuse), Nu_L diminue progressivement, en particulier le long de la face verticale BC. Au-delà de cette valeur de X_p ($X_p \geq 0.3$), le nombre de Nusselt local devient pratiquement indépendant de X_p . Ces résultats concernant Nu_L sont confirmés par la Figure 5.9, qui illustre indépendamment le nombre de Nusselt moyen sur les faces de la source de chaleur en fonction de X_p . À partir de cette figure, on constate que Nu_{avg} pour chaque face diminue avec l'augmentation de X_p jusqu'à ce que la source de chaleur devienne totalement immergée à l'intérieur de la couche poreuse (c'est-à-dire $X_p \geq 0.3$), où le nombre de Nusselt moyen pour chaque face présente un minimum et reste invariant quelles que soient les valeurs de X_p .

L'effet de l'épaisseur de la couche poreuse sur la température maximale de la source de chaleur pour différents rapports de la conductivité thermique est représenté dans la Figure 5.10, pour $Da = 5 \times 10^{-4}$ et $Ra = 10^6$. L'analyse de cette figure montre que, en fonction de la valeur de R_k , plusieurs tendances de T_{SMax} sont observées en augmentant l'épaisseur de la couche poreuse. En effet, pour des valeurs plus faibles de R_k ($R_k = 1$), T_{SMax} présente une légère augmentation linéaire avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche poreuse jusqu'à $X_p = 0.2$. En augmentant X_p de 0.2 à 0.3 (la source de chaleur devient complètement immergée dans la couche poreuse), on observe une augmentation remarquable de T_{SMax} . Ensuite, elle augmente lentement et linéairement à mesure que X_p augmente de 0.3 à 0.9, et se termine à nouveau par une autre

augmentation remarquable jusqu'à $X_p = 1$. Pour les cas avec $R_k > 1$, $T_{S_{Max}}$ diminue jusqu'à atteindre un minimum à $X_p = 0.25$. Ensuite, elle augmente linéairement avec l'augmentation de X_p jusqu'à 0.85 pour le cas de $R_k = 5$ et 10, contrairement au cas de $R_k = 100$ où elle devient invariante jusqu'à $X_p = 0.9$. Enfin, $T_{S_{Max}}$ subit des diminutions variables en fonction de la valeur de R_k .

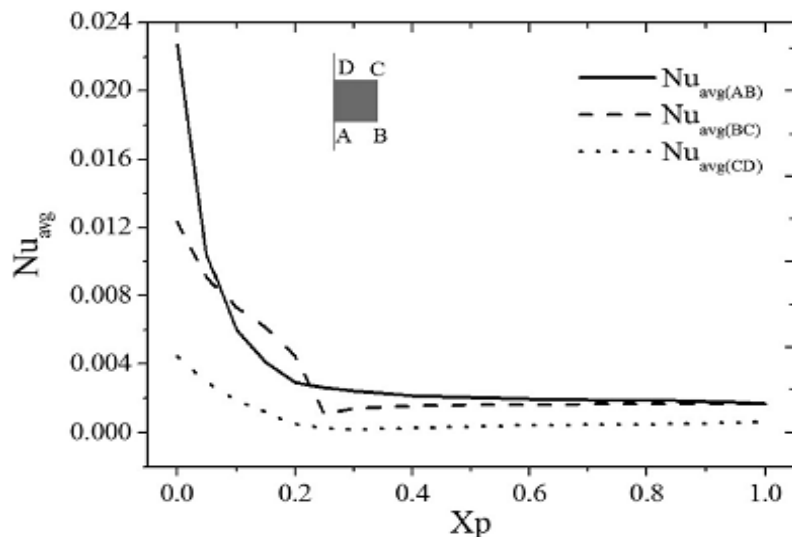


Figure 5.9- Nombres de Nusselt moyens en fonction de l'épaisseur de la couche poreuse pour $Ra = 10^6$, $Y_p = 0.4$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

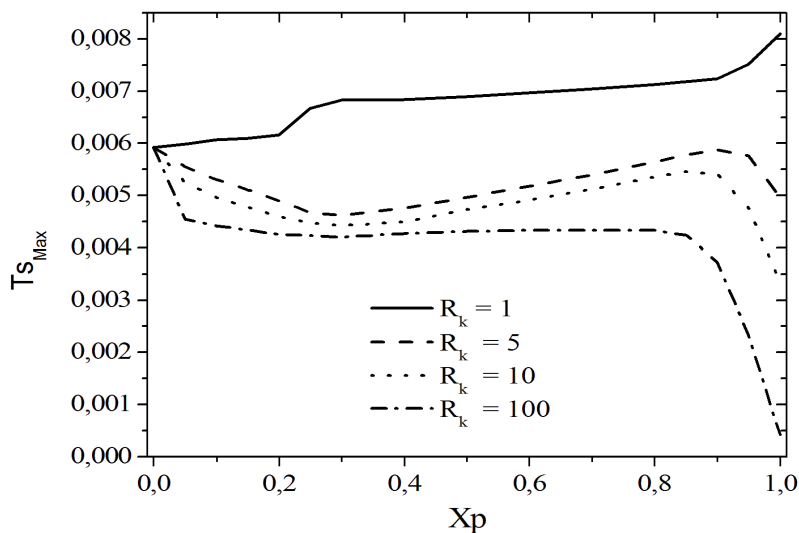


Figure 5.10- Température maximale de la source de chaleur pour différents rapports de conductivité thermique et pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $Y_p = 0.4$, $Le = 1$ et $N = 1$.

La Figure 5.11 reflète l'effet de l'épaisseur de la couche poreuse (X_p) sur le taux de transfert de masse (nombre de Sherwood moyen, Sh_{avg}) le long de la paroi gauche pour différentes positions de la source de chaleur (Y_p), à $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$ et $R_k = 10$. On peut

observer que le nombre de Sherwood moyen (Sh_{avg}) diminue avec l'augmentation de X_p , indépendamment de la position de la source de chaleur. En effet, Sh_{avg} présente une diminution monotone lorsque X_p varie de 0 à 0.4, suivie d'une diminution linéaire à mesure que X_p augmente jusqu'à 0.9. Au-delà de cette valeur ($X_p > 0.9$), Sh_{avg} décroît rapidement avec X_p . De plus, il convient de noter que le taux de diminution de Sh_{avg} diminue lorsque la source de chaleur est déplacée verticalement vers le haut (c.-à-d. l'augmentation de Y_p).

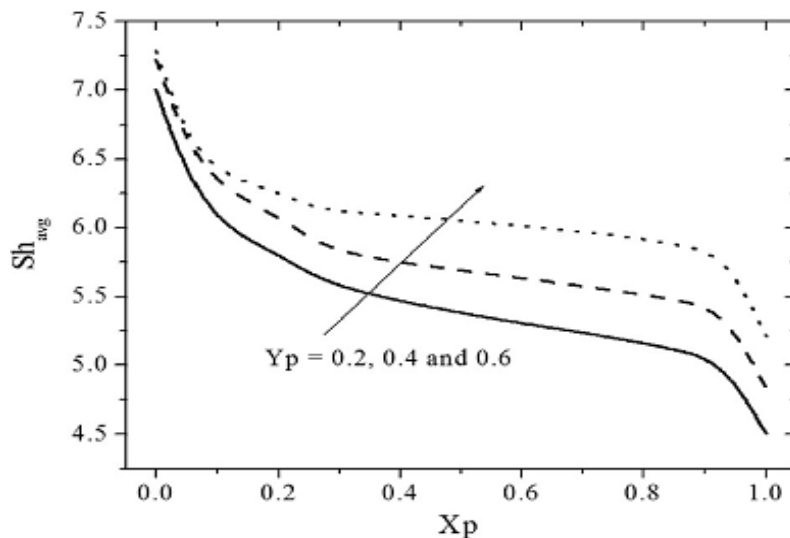


Figure 5.11- Effet de l'épaisseur de la couche poreuse sur le nombre de Sherwood moyen pour différentes positions de la source de chaleur et pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Le = 1$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

5.3.3 Effet des paramètres thermo-solutaux

L'effet du nombre de Lewis (Le) et du rapport des forces de flottabilité (N) sur les paramètres quantitatifs du transfert de chaleur et de masse (nombres locaux et moyens de Nusselt et de Sherwood ainsi que la température maximale de la source de chaleur) est illustré dans les Figures 5.12-5.15 pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$ et $R_k = 10$.

Dans la Figure 5.12, aucune variation notable du nombre de Nusselt local autour de la source de chaleur n'est observée en faisant varier les valeurs du nombre de Lewis. En revanche, en faisant varier le rapport de flottabilité de 0 à 5, Nu_L montre une variation notable sur les trois faces de la source de chaleur. En effet, Nu_L montre une augmentation le long de la face AB, tandis qu'une diminution est observée le long de la partie supérieure de la face verticale BC et le long de la face horizontale CD.

En examinant le taux d'évacuation de la chaleur pour chaque face de la source de chaleur (Figure 5.13), on constate que le nombre de Nusselt moyen sur la face AB est une

fonction croissante du rapport de flottabilité. En effet, $Nu_{avg(AB)}$ présente une légère augmentation lorsque $|N| > 0.5$, tandis qu'une augmentation significative est observée lorsque $|N| < 0.5$. Le nombre de Nusselt moyen sur la face CD montre une tendance inverse par rapport à celui sur la face AB: il présente une légère diminution lorsque $|N| > 0.5$, tandis qu'une diminution significative est observée lorsque $|N| < 0.5$. Ce comportement du nombre de Nusselt moyen des faces horizontales (AB et CD) est dû au changement de direction de l'écoulement dans la cavité lorsque N varie des valeurs positives aux valeurs négatives. Sur la face verticale BC, $Nu_{avg(BC)}$ diminue légèrement lorsque $|N|$ augmente.

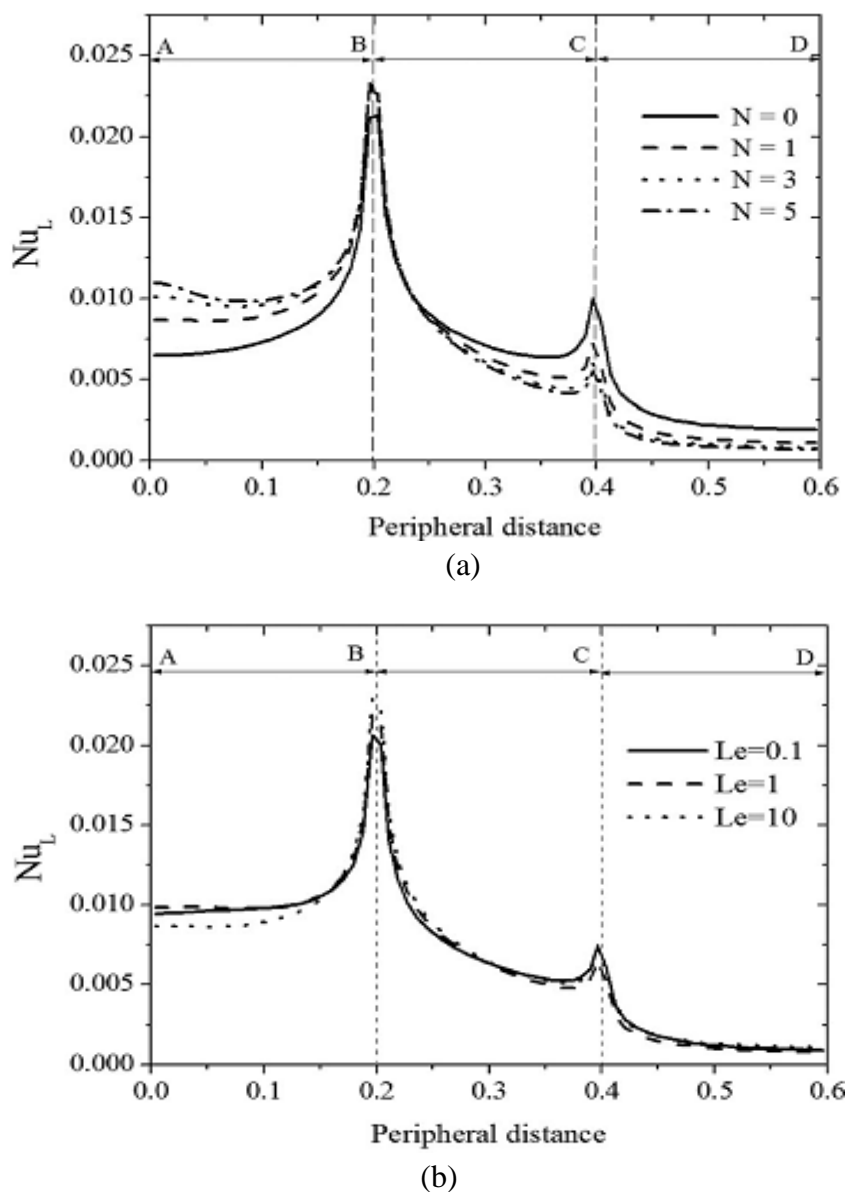


Figure 5.12- Nombre de Nusselt local en fonction du rapport de flottabilité pour $Le=1$ (a), et en fonction du nombre de Lewis pour $N = 1$ (b), $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$ et $R_k = 10$.

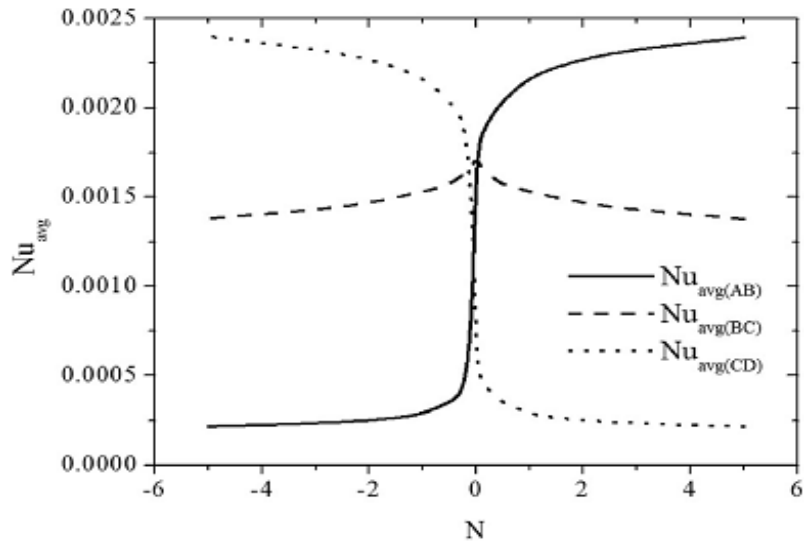


Figure 5.13- Nombre de Nusselt moyen le long des trois faces de la source de chaleur en fonction du rapport de flottabilité pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$, $Le = 1$ et $R_k = 10$.

En ce qui concerne le taux de transfert de masse (Figure 5.14), on constate que le nombre de Sherwood moyen (Sh_{avg}) augmente de manière symétrique avec $|N|$. De plus, on remarque que le taux d'augmentation de Sh_{avg} avec $|N|$ augmente remarquablement avec le nombre de Lewis.

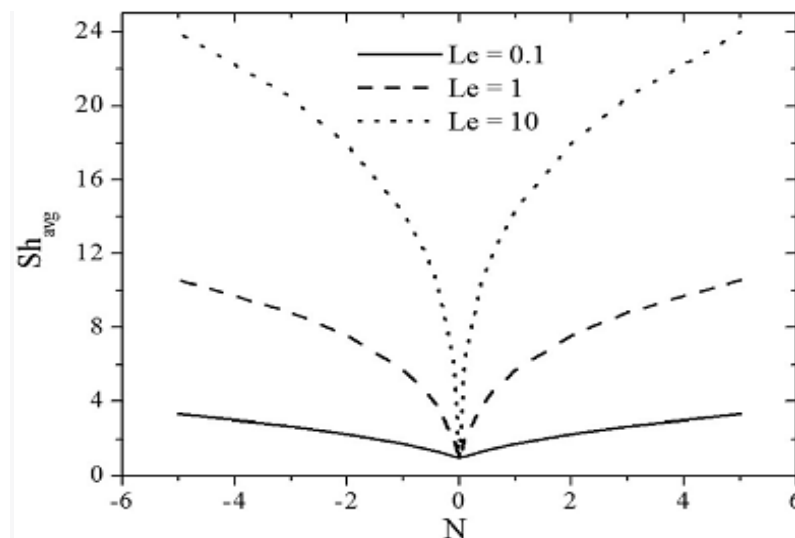


Figure 5.14- Nombre de Sherwood moyen en fonction du rapport de flottabilité et du nombre de Lewis à $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$ et $R_k = 10$.

L'effet du nombre de Lewis et du rapport de flottabilité sur la température maximale de la source de chaleur est illustré dans la Figure 5.15. L'analyse de cette figure montre que lorsque N varie de -5 à 5, T_{SMax} présente une variation symétrique par rapport à $N = 0$, quel que soit la

valeur du nombre de Lewis. De plus, on observe également qu'aux faibles valeurs du nombre de Lewis ($Le = 0.1$ et 1), $T_{S_{Max}}$ subit une baisse significative lorsque $|N|$ augmente de 0 à 1 . Ensuite, elle décroît de façon monotone pour $|N| > 1$. Pour une valeur plus élevée de Le ($Le = 10$), $T_{S_{Max}}$ présente un minimum à $N = 0$ entre deux maxima locaux. En augmentant $|N|$, $T_{S_{Max}}$ montre un faible taux de diminution par rapport au cas avec $Le = 0.1$ et 1 . Il convient de noter que le minimum observé de $T_{S_{Max}}$ autour de $N = 0$ est dû à la faible intensité de l'écoulement du fluide à l'intérieur de la cavité lorsque $|N|$ varie de 0 à 0.2 , comme on peut le confirmer ultérieurement dans la Figure 5.16.

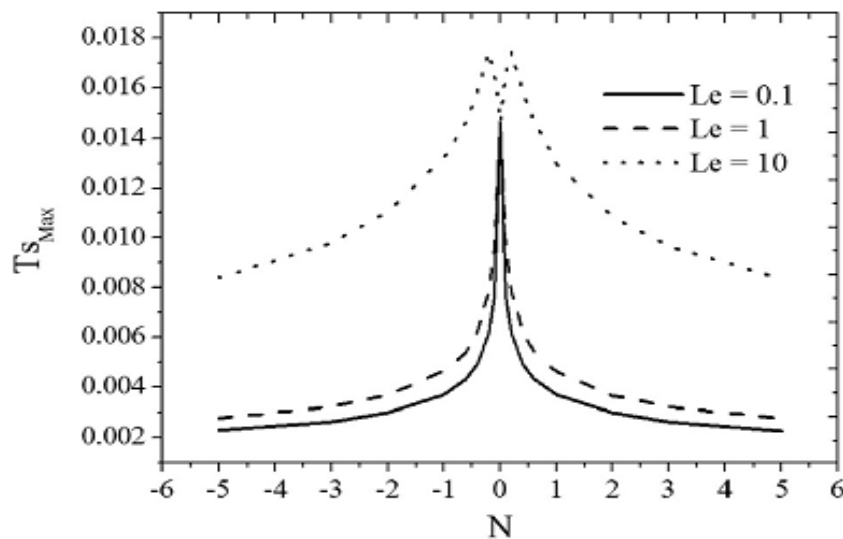


Figure 5.15- Température maximale de la source de chaleur en fonction du rapport de flottabilité et du nombre de Lewis, $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$ et $R_k = 10$.

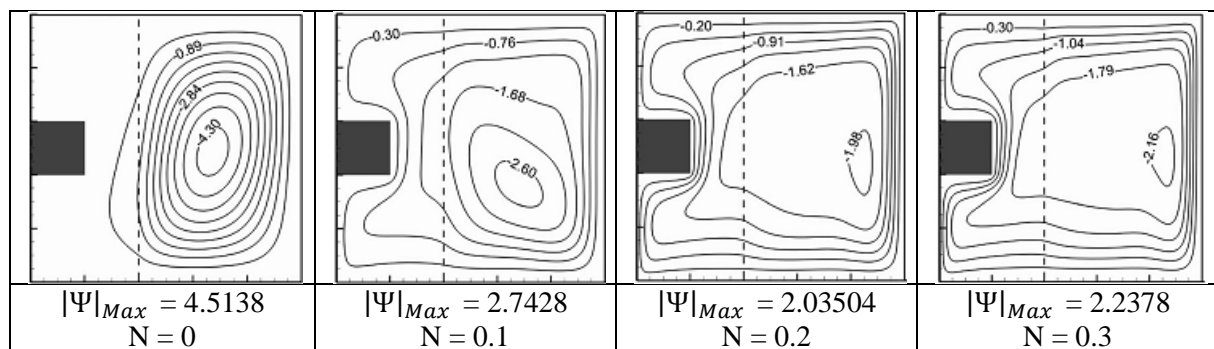


Figure 5.16- Fonction de courant en fonction du rapport de flottabilité à $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$, $R_k = 10$, et $Le = 10$.

Afin de clarifier l'avantage du couplage entre le transfert de chaleur et le transfert de masse sur le processus de refroidissement de la source de chaleur, la température maximale de la source de chaleur en fonction du nombre de Ra est présentée dans les Figures 5.17 et 5.18, respectivement, pour différentes valeurs de N à $Le = 1$ et pour différents nombres de Lewis à

$N = 1$. Comme on peut le voir sur ces figures, dans le cas où la conduction est le mode dominant du transfert de chaleur ($Ra < 10^3$), le couplage entre le transfert de chaleur et le transfert de masse n'affecte pas la température de la source de chaleur quelles que soient les valeurs des paramètres thermo-solutales. Pour $Ra > 10^3$ (c'est-à-dire la convection dominante), le cas de la convection naturelle double diffusive ($N \neq 0$) offre une faible température maximale de la source de chaleur par rapport à celle de la convection naturelle classique ($N = 0$), notamment avec une augmentation du nombre Ra et du rapport de flottabilité N et/ou une diminution du nombre Le .

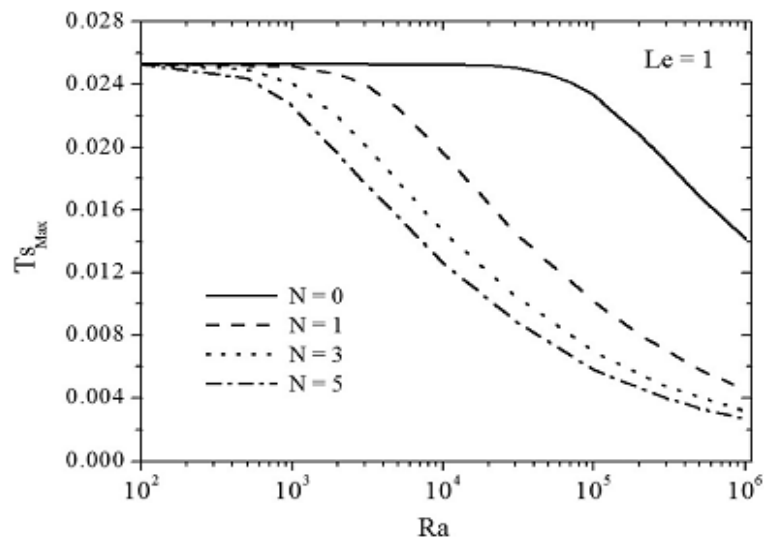


Figure 5.17- Température maximale de la source de chaleur en fonction du nombre de Rayleigh pour différents rapports de flottabilité et pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$, $Le = 1$ et $R_k = 10$.

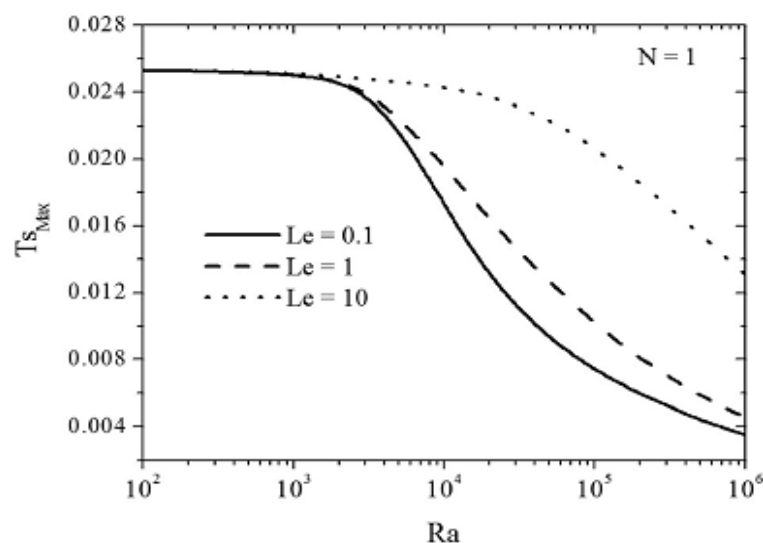


Figure 5.18- Température maximale de la source de chaleur en fonction du nombre de Rayleigh pour différents nombres de Lewis et pour $Ra = 10^6$, $Da = 5 \times 10^{-4}$, $X_p = 0.4$, $Y_p = 0.4$, $N = 1$ et $R_k = 10$.

5.4 Conclusion

Cette étude examine numériquement le processus de refroidissement par convection naturelle double diffusive d'une source de chaleur immergée dans une couche poreuse verticale à l'intérieur d'une cavité carrée. L'effet des positions verticales de la source de chaleur (Y_p), de l'épaisseur de la couche poreuse (X_p), du rapport de conductivité thermique (R_k), de la perméabilité de Darcy (Da), du nombre de Rayleigh (Ra) et des paramètres thermo-solutales (N et Le) sur l'écoulement du fluide, et le transfert de chaleur et de masse est examiné. Les résultats obtenus montrent que :

- La température maximale de la source de chaleur ($T_{S_{Max}}$) augmente lorsque la source de chaleur est déplacée vers le haut ou vers le bas le long de la paroi verticale, avec un minimum notable au milieu de la paroi verticale.
- La température maximale de la source de chaleur ($T_{S_{Max}}$) diminue avec l'augmentation de la conductivité thermique de la couche poreuse et atteint des valeurs faibles dans le cas d'une cavité totalement poreuse (c'est-à-dire $X_p=1$) pour $R_k>1$. En revanche, lors de l'augmentation de l'épaisseur de la couche poreuse, on observe une variation asymétrique de $T_{S_{Max}}$.
- Le cas de la convection naturelle double diffusive ($N \neq 0$) offre des performances de refroidissement plus élevées comparé au cas de la convection naturelle conventionnelle ($N = 0$), notamment avec une augmentation du nombre de Ra et du rapport de flottabilité N et/ou une diminution du nombre de Le .

Conclusion générale

L'objectif de ce travail vise à enrichir la bibliographie relative au transfert de chaleur et de masse par convection naturelle dans les écoulements confinés, en se concentrant particulièrement sur les cavités. Trois applications distinctes ont été sélectionnées pour approfondir notre compréhension de ce domaine.

La première application, s'est focalisée sur un écoulement bidimensionnel naturel ou mixte d'un fluide binaire (Eau-Éthanol) dans une cavité rectangulaire inclinée. Les résultats obtenus par simulation numérique ont révélé l'impact de la variation uniforme ou non uniforme de la température chaude sur la séparation des espèces, en considérant différentes valeurs de l'angle d'inclinaison, du nombre de Rayleigh massique et du nombre de Péclet massique. Ces résultats ont souligné que, aux faibles valeurs du nombre de Rayleigh massique (Ra_m), la séparation due au chauffage non uniforme demeure moindre par rapport au chauffage uniforme, tandis qu'aux valeurs élevées de Ra_m ($Ra_m > 500$), la séparation devient similaire indépendamment du profil de chauffage (uniforme et non uniforme) sur une large gamme d'angles d'inclinaison, s'étendant de $\alpha = -70^\circ$ à $\alpha = 50^\circ$ pour les deux types de la convection.

La deuxième application explore l'effet de l'épaisseur de la couche poreuse, de la fréquence spatiale du chauffage sinusoïdale (f), du nombre de Rayleigh, du nombre de Darcy et du rapport de conductivité thermique poreux/fluide sur le couplage entre le transfert de chaleur et de masse au sein d'un fluide binaire à l'intérieur d'une cavité carrée muni d'une couche poreuse verticale d'épaisseur variable X_p . Dans la zone fluide, l'écoulement est gouverné par les équations de Navier Stokes, tandis que le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer est utilisé dans la zone poreuse. Les résultats montrent que le rapport de conductivité thermique influe considérablement le taux de transfert de chaleur, tandis qu'il n'a aucun effet notable sur le taux de transfert de masse. Par ailleurs, à des valeurs plus élevées de la fréquence spatiale du chauffage, les contours de température révèlent des variations périodiques avec des valeurs positives et négatives, tandis que les contours de concentration correspondants démontrent une stratification presque horizontale.

Conclusion générale

La dernière application porte sur le refroidissement par convection naturelle thermo-solutale d'un composant électronique immergé dans une couche poreuse verticale à l'intérieur d'une cavité carrée. Dans ce cas, nous avons examiné l'influence de divers paramètres géométriques et physiques, tels que la position de la source thermique, l'épaisseur de la couche poreuse, le rapport de conductivité thermique, le nombre de Darcy, le nombre de Rayleigh, ainsi que les paramètres thermo-solutaux. Les résultats obtenus ont montré que la température maximale de la source de chaleur diminue avec l'augmentation de la conductivité thermique de la couche poreuse, du nombre de Rayleigh et du nombre de Darcy. De plus, La température maximale de la source de chaleur augmente lorsque la source de chaleur est déplacée vers le haut ou vers le bas le long de la paroi verticale, avec un minimum observé au milieu de la paroi verticale. Par ailleurs, le cas de la convection naturelle double diffusive ($N \neq 0$) présente une meilleure efficacité de refroidissement par rapport à la convection naturelle classique ($N = 0$), en particulier lorsqu'on augmente le nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de flottabilité (N), ou lorsqu'on diminue du nombre de Lewis (Le).

En résumé, ces travaux ont considérablement enrichi notre compréhension des phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans les écoulements confinés. Cependant, des perspectives pour de futures recherches englobent l'exploration de conditions aux limites supplémentaires, l'investigation des milieux poreux anisotropes ou en hors équilibre thermique local, ainsi que la prise en considération des effets de Soret et de Dufour, ...etc.

Publications dans le cadre de cette thèse

Publications

1. **Mouna TOUIKER and Abdeslam OMARA (2020)**, “Effect of Uniform and Non-Uniform Hot Wall Temperature on Species Separation in a Tilting Cell”, MATEC Web of Conferences 307, 01035 (ICOME’17 and ICOME’18). <https://doi.org/10.1051/mateconf/202030701035>
2. **Abdeslam OMARA, Mouna TOUIKER and Abderrahim BOUROUIS (2022)**, “Thermo-solutal Natural Convection in a Partly Porous Cavity with Sinusoidal Wall Heating and Cooling”, International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, Vol. 32, No. 3, pp. 1115-1144. <https://doi.org/10.1108/HFF-01-2021-0062>.
3. **Mouna TOUIKER, Abderrahim BOUROUIS, Abdeslam OMARA and Rabah BOUCHAIR (2023)**, “Thermosolutal Natural Convection Cooling Process of a Thermal Source Inside a Partially Porous Cavity”, International Journal for Computational Methods in Engineering Science and Mechanics, Volume 24, Issue 3. <https://doi.org/10.1002/htj.22868>.

Conférences nationales et internationales

1. **Mouna TOUIKER, Salah GUERBAAI and Abdeslam OMARA**, “Etude Numérique de la Séparation des Espèces en Milieu Poreux”, Fifth International conference on Energy, Materials, Applied Energetics and Pollution (ICEMAEP’19), 22-24 October 2019, Constantine, Algeria.
2. **Mouna TOUIKER, Abdeslam OMARA, Salah GUERBAAI and Said ABOUDI**, “Effect of Uniform and Non-uniform Boundary Conditions on Species Separation in a Tilting Cell”, International Conference on Materials & Energy (ICOME 2018), San Sebastian - Spain April 30 – May 4, 2018.
3. **Mouna TOUIKER, Salah GUERBAAI and Abdeslam OMARA**, “Simulation Numérique de la Convection Mixte Double Diffusive dans une Cavité Rectangulaire Partiellement Chauffée”, Third International Conference on Energy, Materials, Applied Energetics and Pollution (ICEMAEP’16), 30 and 31 October 2016, Constantine, Algeria.

Bibliographie

- [1] **C. Ludwig**, “Diffusion zwischen ungleich erwarmten orten gleich zusammengesetzter”, Technical report, 1856- 2 pages.
- [2] **C. Soret**, “Une dissolution saline primitivement homogène”, Arch. Sci. Phys. Nat, Vol. 3, pp (48–61), 1879.
- [3] **S. Chapman and F.W. Dootson**, “A note on thermal diffusion”, Philosophical Magazine, Vol. 33, pp (248–253), 1917.
- [4] **S. Chapman**, “On the law of distribution of molecular velocities, and on the theory of viscosity and thermal conduction, in a non-uniform simple monoatomic gas”, Phil. Trans. Roy. Soc, Vol. 216, pp (279–341), 1916.
- [5] **D. Enskog**, “Bermerkungen zu einer fundamentalgleichung in der kinetischen gastheorie”, Phys. Z, Vol. 12, pp (533–539), 1911.
- [6] **K. Clusius and G. Dickel**, “New process for separation of gas mixtures and isotopes”, Naturwissenschaften, Vol. 26, pp (546–552), 1938.
- [7] **H. Korsching and K. Wirtz**, “Zur trennung von flussigkeitsgemischen im clusiusschen trennrohr (trennung der zinkisotope)”, Naturwissenschaften, Vol. 27, pp (367–368), 1939.
- [8] **D. Mutschler, M. A. Larabi, A. Mojtabi**, 23^{ème} Congrès Français de Mécanique, Lille (France), 28 Août -1 septembre (2017).
- [9] **M. C. Raju, S. V. K. Varma, P. V. Reddy, S. Saha**, “Soret effects due to Natural convection between Heated Inclined Plates with Magnetic Field”, J. of Mechanical Engineering, ME39 Vol. 2, pp (65-70), 2008.
- [10] **J. K. Platten, M. M. Bou-Ali, J. F. Dutrieu**, “Enhanced molecular separation in inclined thermogravitational columns”, J. Phys. Chem. B, Vol. 107, pp (11763-11767), 2003.
- [11] **B. Elhajjar, A. Mojtabi, M. Marcoux, M. C. Charrier-Mojtabi**, “Étude de la thermogravitation dans une couche fluide horizontale”, C. R. Mecanique, Vol. 334, pp (621-227), 2006.
- [12] **A. Khouzam, A. Mojtabi, M. C. Charrier-Mojtabi, B. Ouattara**, “Species separation of a binary mixture in the presence of mixed convection”, Int. J. of Thermal Sciences Vol. 73, pp (18-27), 2013.
- [13] **M. Yang, M. Ripoll**, “Driving forces and polymer hydrodynamics in the Soret effect”, J. Phys.: Condens. Matter, 24, 195101, 2012.
- [14] **V. M. Shevtsova, D. E. Melnikov, J. C. Legros**, “Onset of convection in Soret-driven instability”, Physical Review E 73, 047302 (2006).
- [15] **D. Henry, B. Roux**, “Soret separation in a quasi-vertical cylinder”, J. fluid Mech. Vol. 195, pp (175-200), 1988.
- [16] **M. Bourich, M. Hasnaoui, A. Amhamid, M. Mamou**, “Soret driven Thermosolutal convection in a shallow porous enclosure”, Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 29, pp (717-728), 2002.

Bibliographie

- [17] **L. Yacine, A. Mojtabi, R. Bennacer, A. Khouzam**, “Soret-driven convection and separation of binary mixtures in a horizontal porous cavity submitted to cross heat fluxes”, *Int. J. of Thermal Sciences*, Vol. 104, pp (29–38), 2016.
- [18] **R. Bennacer, A. Mahidjiba, P. Vasseur, H. Beji, R. Duval**, “ The Soret effect on convection in a horizontal porous domain under cross temperature and concentration gradients”, *Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow* Vol. 13, pp (199-215), 2003.
- [19] **B. Elhajjar, A. Mojtabi, P. Costesque, M. C. Charrier-Mojtabi**, “ Separation in an inclined porous thermogravitational cell”, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 53, pp (4844-4851), 2010.
- [20] **S. Ouadhani, A. Abdennadher, A. Mojtabi**, “Analytical and numerical stability analysis of Soret-driven convection in a horizontal porous layer: the effect of vertical vibrations”, *Eur. Phys. J. E*, Vol. 40: 38, 2017.
- [21] **H. Nasrabadi, H. Hoteit, A. Firoozabadi**, “An analysis of species separation in a thermogravitational column filled with a porous medium”, *Transp Porous Med*, Vol. 67, pp (473-486), 2007.
- [22] **M. El Maataoui**. “Consequences de la thermodiffusion en milieu poreux sur l’hydrolyse des solutions de chlorures ferriques et sur les migrations d’hydrocarbures dans les mélanges de n-alcanes et dans un pétrole Brut : implications géochimiques”. PhD thesis. Université Paul Sabatier, 1986.
- [23] **O. Abahri, D. Sadaoui, K. Mansouri, A. Mojtabi, M. C. Mojtabi**, “Thermogravitational separation in horizontal annular porous cell”, *Mechanics & Industry*, Vol.18, 106 ,2017.
- [24] **A. Rtibi, M. Hasnaoui, A. Amahmid**, “On the optimization of the species separation in an inclined Darcy-Brinkman porous cavity under the effect of an external magnetic field”, *J. of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 11, pp (1059-1071), 2018.
- [25] **D. Goyeau, B. and Neculae**, “Convective heat and solute transfer in partially porous cavities”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 48, pp (1898-1908), 2005.
- [26] **Bennacer. R, Beji. H and Mohamad. A.A**, “**Double** diffusive convection in a vertical enclosure inserted with two saturated porous layers confining a fluid layer”, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 42, pp (141-151), 2003.
- [27] **Hadidi. N, Bennacer. R, and Ould-Amer. Y**, “Two-dimensional thermosolutal natural convective heat and mass transfer in a bi-layered and inclined porous enclosure”, *Energy*, Vol. 93, pp (2582-2592), 2015.
- [28] **Hadidi. N, Bennacer. R, and Ould-Amer. Y**, “Numerical study of double-diffusive convection developed within horizontal partially porous enclosure”, *Desalination and Water Treatment*, Vol. 57, pp (48-49), 2016.
- [29] **Ghalib. S.H, and Ismael. M.A**, “Heat and mass transfer in a partially-layered cavity with inner square conductive body”, *International Journal of Thermal and Environmental Engineering*, Vol. 13, pp (67-74), 2016.

Bibliographie

- [30] **Mharzi. M, Daguene. M, and Daoudi. S**, “Thermosolutal natural convection in a vertically layered fluid-porous medium heated from the side”, *Energy Conversion and Management*, Vol. 41, pp (1065-1090), 2000.
- [31] **Hu. J.T, Meia. S.J, Liud. D, Zhaoa. F.Y, and Wang. H. Q**, “Buoyancy driven heat and species transports inside an energy storage enclosure partially saturated with thermal generating porous layers”, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 126, pp (38-55), 2018.
- [32] **Benzeghiba. M, Chikh. S, and Campo. A**, “Thermosolutal convection in a partly porous vertical annular cavity”, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 125, pp (703-715), 2003.
- [33] **Mansour. M. A, Abd-Elaziz. M. M, Abdalla. R, and Elsayed. S**, “Effect of sinusoidal variations of boundary conditions on unsteady double diffusive convection in a square enclosure filled with a porous medium”, *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, Vol. 22, pp (129-146), 2012.
- [34] **Mansour. M. A, Abd-Elaziz. M. M, Mohamed. R. A, and Ahmed. S. E**, “Unsteady natural convection, heat and mass transfer in inclined triangular porous enclosures in the presence of heat source or sink: effect of sinusoidal variation of boundary conditions”, *Transport in Porous Media*, Vol. 87, pp (7-23), 2011.
- [35] **Harzallah. H. S, Jbara. A, and Slimi. K**, “Double-diffusive natural convection in anisotropic porous medium bounded by finite thickness walls: validity of local thermal equilibrium assumption”, *Transport in Porous Media*, Vol. 103, pp (207-231), 2014.
- [36] **Kumar. A, Alam. P, and Fartyal. P**, “Thermosolutal natural convection in an anisotropic porous enclosure due to non-uniform temperature and concentration at bottom wall”, *Advances in Applied Mathematics and Mechanics*, Vol. 7, pp (644-662), 2015.
- [37] **Mondal. S, and Sibanda. P**, “Effects of buoyancy ratio on unsteady double-diffusive natural convection in a cavity filled with porous medium with non-uniform boundary conditions”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 85, pp (401-413), 2015.
- [38] **Mondal. S, Sibanda. P, Mandal. P. K, and Murthy. P. V. S. N**, “Unsteady double-diffusive natural convection in a two-sided lid-driven inclined porous enclosure with sinusoidal boundary conditions with Soret and Dufour effects”, *Physics and Chemistry of Liquids*, Vol. 57, pp (349-361), 2018.
- [39] **J. T. Hu, S. J. Mei, D. Liu, F. Y. Zhao and H. Q. Wang**, “Buoyancy driven double diffusive moisture convection inside the fluid-porous-solid sandwiched building enclosure containing internal heating sources,” *Int. J. Heat Mass Transf*, Vol. 123, pp (600–615) 2018.
- [40] **C. S. Balla, A. Ramesh, N. Kishan and A. M. Rashad**, “Impact of Soret and Dufour on bioconvective flow of nanofluid in porous square cavity”, *Heat Transfer*, Vol. 50, pp (123–5147), 2021.

Bibliographie

- [41] **J. T. Hu, S. J. Mei, D. Liu, F. Y. Zhao and H. Q. Wang**, “Hydromagnetic double diffusive moisture convection from an inclined enclosure inserted with multiple heat-generating electronic modules”, *Int. J. Thermal Sciences*, Vol. 159, 106554, 2021.
- [42] **C. S. Balla, and K. Naikoti**, “Soret and Dufour effects on free convective heat and solute transfer in fluid saturated inclined porous cavity”, *Eng. Sci. Technol, Int. J.*, Vol. 18, pp (543–554), 2015.
- [43] **Hu. J.T. and Meia. S.J.**, “Combined thermal and moisture convection and entropy generation in an inclined rectangular enclosure partially saturated with porous wall: nonlinear effects with Soret and Dufour numbers”, *International Journal of Mechanical Sciences*, Vol. 199, pp (1-14), 2021.
- [44] **Minkowycz. W. J, Sparrow. E. M, Schneider. G. E. and Fletcher. R. H.**, “Handbook of numerical heat transfer”, Wiley, New York, NY (1988).
- [45] **G. V. Kuznetsov and M. A. Sheremet**, “Conjugate natural convection in an enclosure with local heat sources”, *Comput. Therm. Sci*, Vol. 1, pp (341–360), 2009.
- [46] **N. S. Gibanov and M. A. Sheremet**, “Numerical investigation of conjugate natural convection in a cavity with a local heater by the lattice Boltzmann method”, *Fluids*, Vol. 6, 316, 2021.
- [47] **S. H. Hussain and A. K. Hussein**, “Numerical investigation of natural convection phenomena in a uniformly heated circular cylinder immersed in square enclosure filled with air at different vertical locations”, *Int. Commu. Heat Mass Trans*, Vol. 37, pp (1115–1126), 2010.
- [48] **S. G. Martyushev and M. A. Sheremet**, “Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in an air filled cavity with internal heat source”, *Int. J. Thermal Sci*, Vol. 76, pp (51–67), 2014.
- [49] **S. M. Aminossadati**, “Hydromagnetic natural cooling of a triangular heat source in a triangular cavity with water–CuO nanofluid”, *Int. Commu. Heat Mass Transf.*, Vol. 43, pp (22–29) 2013.
- [50] **M. R. Alizadeh and A. A. Dehghan**, “Conjugate natural convection of nanofluids in an enclosure with a volumetric heat source”, *Arab. J. Sci. Eng*, Vol. 39, pp (1195–1207), 2014.
- [51] **I. Zahan and M. A. Alim**, “Effect of conjugate heat transfer on flow of nanofluid in a rectangular enclosure”, *IJHT*, Vol. 36, pp (397–405), 2018.
- [52] **N. C. Roy**, “MHD natural convection of a hybrid nanofluid in an enclosure with multiple heat sources”, *Alexandria Engineering Journal*, Vol. 61, pp (1679–1694), 2022.
- [53] **M. S. Astanina, M. Sheremet and C. J. Umavathi**, “Unsteady natural convection in a partially porous cavity having a heat generating source using local thermal non-equilibrium model”, *HFF*, Vol. 29, pp (1902–1919), 2019.
- [54] **A. Bourouis, A. Omara and S. Abboudi**, “Natural convection from a thermal source surrounded by a porous layer”, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 42, pp (431–452), 2021.

Bibliographie

- [55] **M. Astanina, M. Sheremet, U. S. Mahabaleshwar and J. Sing**, “Effect of porous medium and copper heat sink on cooling of heat-generating element”, *Journals Energies*, Vol. 13, pp (1–16), 2020.
- [56] **R. Bouchair, A. Bourouis and A. Omara**, “Natural convection cooling process from two identical porous-covering electronic components”, *Heat Trans*, Vol. 51, pp (1830–1854), 2022.
- [57] **G. D. Rabinovich, V. I. Shinkevich and K. K. Azroyan**, “Thermal diffusion separation of isotopes in solutions”, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, Vol. 37, pp (808–812), 1979.
- [58] **C. H and Belery P. Whitson**, “Compositional gradients in petroleum reservoirs”, *Society of Petroleum Engineers*, Vol xx, pp (443-459), 1994.
- [59] **K. Ghorayeb and A. Firoozabadi**, “Modeling multicomponent convection and diffusion in porous media”, *SPE Journal*, Vol. 5, pp (158-171), 2000.
- [60] **Montel**, “La place de la thermodynamique dans une modélisation des répartitions des espèces d’hydrocarbures dans les réservoirs pétroliers, incidence sur les problèmes de production”, *Entropie*, Vol. 34, pp (7–9), 1998.
- [61] **F. Montel**, “Importance de la thermodiffusion en exploration et production pétrolières”, *Entropie*, Vol. 30, pp (86–93), 1994.
- [62] **Bairi. A, Zarco-Pernia. E. and Maria. J. M. G**, “A review on natural convection in enclosures for engineering applications: the particular case of the parallelogrammic diode cavity”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 63, pp (304-322), 2014.
- [63] **Bruce. J. M**, “Natural convection through openings and its application to cattle building ventilation”, *Journal of Agricultural Engineering Research*, Vol. 23, pp (151-167), 1978.
- [64] **Cheng. P**, “Heat transfer in geothermal systems”, *Advances in Heat Transfer*, Vol. 14, pp (1-105), 1979.
- [65] **Amberg. G and Homsy. G. M**, “Nonlinear analysis of buoyant convection in binary solidification with application to channel formation”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 252, pp (79-98), 1993.
- [66] **Worster. M. G**, “Solidification of Fluids. In *Perspectives in Fluid Dynamics – A Collective Introduction to Current Research*, Batchelor, G.K., Moffatt, H.K. and Worster, M.G. (Eds), Cambridge University Press, Vol. xx, pp (393-446), 2000.
- [67] **Naele. G. and Nader. W**, “Practical significance of brinkman’s extension of Darcy’s law: coupled parallelflows within channel and a bounding porous medium”, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, Vol. 52, pp (475-478), 1974.
- [68] **Lundgren, T.S**, “Slowflow through stationary random beds and suspensions of spheres”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 51, pp (273-299), 1972.
- [69] **Patankar. S. V**, “*Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*”, Hemisphere, New York, NY (1980).

Bibliographie

- [70] **Patankar. S.V and Spalding. D. B**, “A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows”, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp (1787-1806), 1972.
- [71] **Mahapatra. T. R, Pal. D and Mondal. S**, “Effects of buoyancy ratio on double-diffusive natural convection in a lid-driven cavity”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 57, pp (771-785), 2013.
- [72] **Beckermann. C, Ramadhyani. S, and Viskanta. R**, “Natural convection flow and heat transfer between a fluid layer and a porous layer inside a rectangular enclosure”, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp (363–370), 1987.
- [73] **Bera. P, Pippal. S and Sharma. A. K**, “A thermal non-equilibrium approach on double-diffusive natural convection in a square porous-medium cavity”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 78, pp (1080-1094), 2014.
- [74] **N. Biswas, P. S. Mahapatra, N. K. Manna and P. C. Roy**, “Influence of heater aspect ratio on natural convection in a rectangular enclosure”, *Heat Transf. Eng.*, Vol. 37, pp (125–139), 2016.
- [75] **B. I. Pavel and A. A. Mohamad**, “An experimental and numerical study on heat transfer enhancement for gas heat exchangers fitted with porous media”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 47, pp (4939–4952), 2004.
- [76] **Fathi A. Messaud, Ron D. Sanderson, J. Ray Runyon, Tino Otte, Harald Pasch and S. Kim Ratanathanawongs Williams**, “An overview on field-flow fractionation techniques and their applications in the separation and characterization of polymers”, *Progress in Polymer Science*, Vol. 34, pp (351–368), 2009.
- [77] **H. Weinberger**, “The physics of the solar pond”, *Solar Energy*, Vol. 8, pp (45–56), 1964.
- [78] **Hillesdon AJ and Pedley TJ**, “Bioconvection in suspensions of oxytactic bacteria: linear theory”. *J Fluid Mech*, Vol. 324, pp (223-259), 1996.