

III.1. Introduction.

La convection thermosolutale ou double diffusive se produit en présence de plus d'une source de forces de volume qui cohabitent et induisent l'écoulement. Dans le cas le plus fréquent, les deux agents responsables de ces mouvements convectifs sont les gradients de températures et de concentrations. Ils peuvent agir en s'aidant ensemble ou bien en s'opposant. Des comportements dynamiques intéressants et compliqués peuvent en résulter, surtout quand les deux forces sont en opposition. Dans la plupart des cas, ce phénomène peut se produire dans les liquides, tels que les océans, ou dans les milieux poreux, tel que dans les systèmes géothermiques. La recherche réalisée dans ce chapitre porte de façon générale sur les notions de base et la modélisation des écoulements pour réaliser une formulation du modèle mathématique décrivant le phénomène des transferts de chaleur et de la masse.

III.2 Forces générées dans un écoulement de convection de double diffusion

En convection de double diffusion, les forces de poussées d'Archimède d'origine thermique et massique peuvent agir dans le même sens ou s'opposer.

Dans le cas d'une plaque plane verticale maintenu à une température chaude T_p recouverte d'un composant de concentration C_p immergée dans un fluide de température T_∞ contenant le même composant à la concentration C_∞ . Dans cette configuration, en supposant que $T_p > T_\infty$, la baisse de densité de fluide au voisinage de la paroi, due au transfert de chaleur, génère une force de poussée d'Archimède provoquant un écoulement ascendant.

Le couplage des forces d'origine massique avec les forces d'origine thermique donne lieu à deux situations selon que ces forces coopèrent ou s'opposent. Cela dépend des densités respectives du fluide et du composant, ainsi que de la concentration imposée à la paroi et au fluide (Fig.III.1).

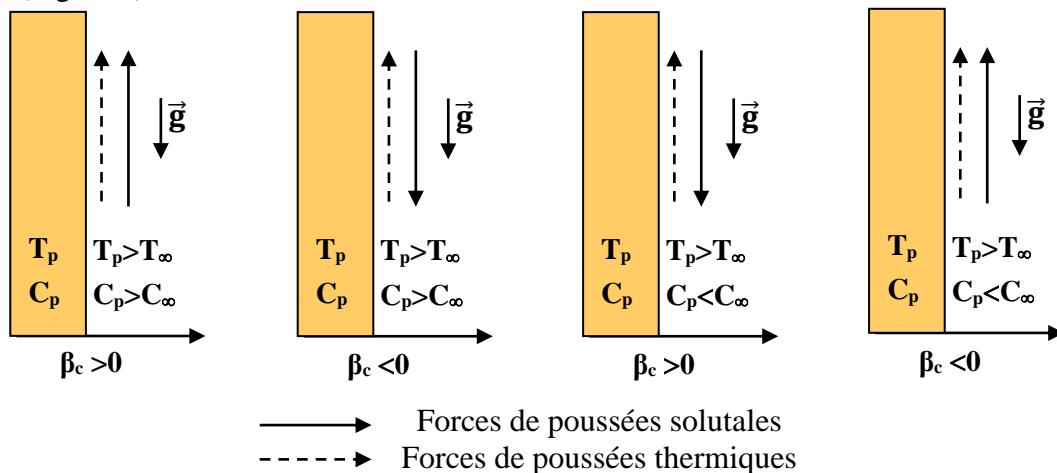


Fig.III.1. Couplage double diffusion le long d'une plaque verticale

- Si le composant (polluant) est plus lourd que le fluide dans lequel il diffuse, c'est-à-dire que le coefficient d'expansion massique est négatif (III.1), et si la concentration pariétale (C_p) est plus faible que celle du fluide ambiant (C_∞), alors les forces massique induisent aussi un écoulement ascendant. On parle alors d'écoulement «aidants» ou coopérants. Une même situation se trouve si $\beta_c > 0$ et $C_p > C_\infty$.

$$\beta_c = -\frac{1}{\rho_{\text{fluid}}} \frac{\partial \rho_{\text{fluid}}}{\partial C_{\text{composant}}} \quad (\text{III. 1})$$

- Si le composant est plus léger que le fluide ($\beta_c < 0$) et la concentration pariétale plus forte que le fluide ($C_p > C_\infty$) ou bien si $\beta_c > 0$ et $C_p < C_\infty$, alors les forces massique créent un écoulement descendant qui contrarie celui engendré par les force thermique. On parle alors d'écoulement «opposants».

III.3. Modèle physique et méthode numérique

Domaine étudié consiste en l'espace entre deux cylindres coaxiaux verticaux de hauteurs différentes dont les parois verticales sont maintenues à des températures et des concentrations différentes (chaude) T_c , C_c et (froide) T_f , C_f alors que les parois horizontales inférieure et supérieure sont supposées adiabatiques et imperméable (Fig.III.3), par contre la paroi horizontale supérieure du cylindre intérieur est à la même température que sa paroi verticale.

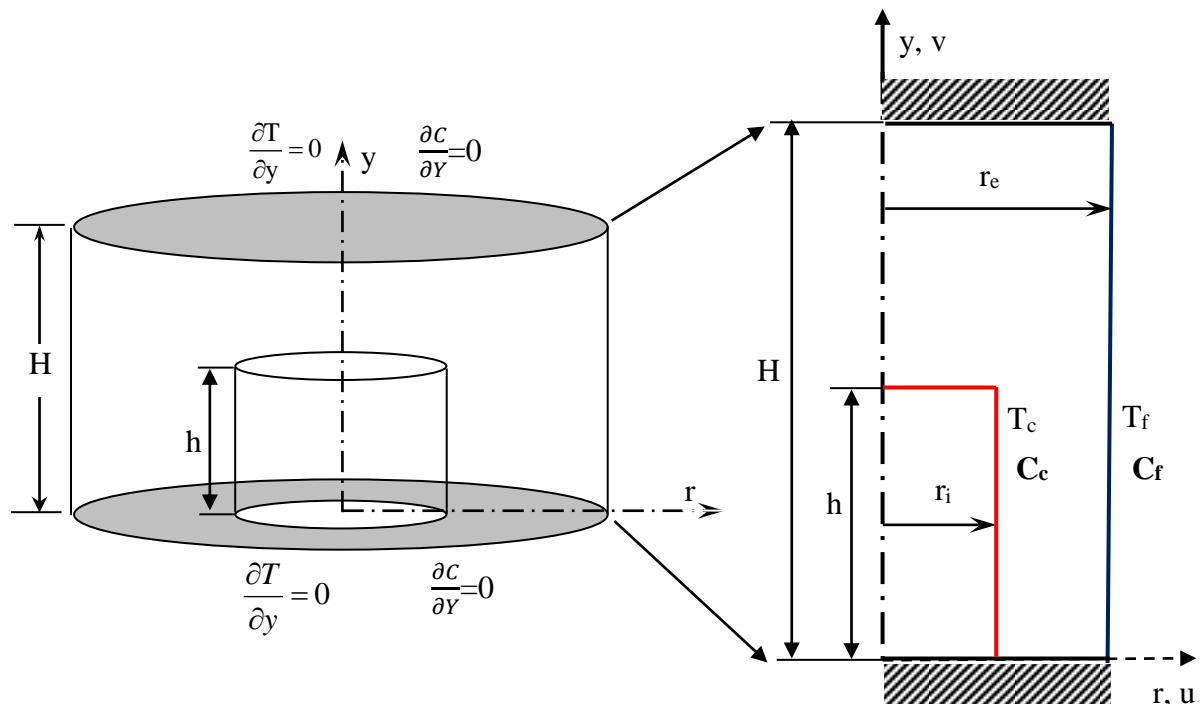


Fig.III 2. Modèle physique d'une cavité annulaire

Le fluide est supposé Newtonien et l'écoulement incompressible. Les propriétés physiques, la viscosité cinématique ν et de diffusivité thermique α sont constantes, sauf pour la masse volumique qui dépend de la température et la concentration (approximation de Boussinesq) selon la relation suivante:

$$\rho(T, C) = \rho_0 [1 - \beta_T(T - T_0) - \beta_C(C - C_0)] \quad (\text{III. 2})$$

Avec β_T , β_C sont respectivement, le coefficient d'expansion thermique et solutal:

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \quad (\text{III. 3})$$

$$\beta_C = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_P \quad (\text{III. 4})$$

Avec ces hypothèses, le mouvement du fluide ainsi que les répartitions de température T dans le milieu sont régies par les équations dimensionnelles suivantes:

Equation de continuité:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot u) + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{III,5})$$

Equation de quantité de mouvement radial (suivant O_r):

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{III,6})$$

Equation de quantité de mouvement axial (suivant O_y):

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g \left(\frac{\rho_\infty - \rho}{\rho} \right) \quad (\text{III,7})$$

Equation d'énergie:

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III,8})$$

Equation de concentration:

$$u \frac{\partial C}{\partial r} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III,9})$$

III.3.1 Adimensionnement

III.3.1.1 Les grandeurs de référence:

Les grandeurs caractéristiques utilisées pour adimensionner le problème sont: la largeur de la cavité $L=r_e-r_i$, la vitesse, la pression, la température et la concentration. Étant donné l'axisymétrie, le problème est considéré bidimensionnel.

$(R, Z) = (r, z)/L$ $L=r_e-r_i$, r_e : rayon du cylindre extérieur, r_i : rayon du cylindre intérieur

$$(U, V) = \frac{(u, v)}{\frac{L}{v}}, \quad P = \frac{p}{\frac{\rho v^2}{L^2}}$$

$$\theta = \frac{T - T_r}{\Delta T} \text{ avec } T_r = \frac{T_c + T_f}{2} \text{ et } \Delta T = T_c - T_f$$

$$S = \frac{C - C_r}{\Delta C} \text{ avec } C_r = \frac{C_c + C_f}{2} \text{ et } \Delta C = C_c - C_f$$

Avec ces hypothèses, le mouvement du fluide ainsi que les répartitions de température θ et de concentration S dans le milieu sont régies par les équations adimensionnelles suivantes:

Equation de continuité:

$$\frac{\partial(RU)}{R \partial R} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (\text{III. 5a})$$

Equation de quantité de mouvement radial :

$$U \frac{\partial U}{\partial R} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\partial^2 U}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} - \frac{U}{R^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \quad (\text{III. 6a})$$

Equation de quantité de mouvement axial :

$$U \frac{\partial V}{\partial R} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\partial^2 V}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{Ra_t}{Pr} (\theta + NS) \quad (\text{III. 7a})$$

Equation d'énergie :

$$U \frac{\partial \theta}{\partial R} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Pr} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right] \quad (\text{III. 8a})$$

Equation de concentration :

$$U \frac{\partial S}{\partial R} + V \frac{\partial S}{\partial Y} = \frac{1}{Le} \left[\frac{\partial^2 S}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial S}{\partial R} + \frac{\partial^2 S}{\partial Y^2} \right] \quad (\text{III. 9a})$$

La mise en équation que nous venons de décrire montre que les phénomènes physiques intervenant dans le transfert simultané de masse et de chaleur peuvent être représentés par les nombre caractéristique suivant :

A. Les paramètres géométriques:

$A=H/L$ H: la hauteur du cylindre extérieur.

$A_i=h/L$ h: la hauteur du cylindre inférieur.

$K=r_e/r_i$ K: le rapport de courbure

$X=h/H$ X: le rapport de hauteur.

B. Les paramètres physiques:

- Le nombre de Rayleigh thermique:

$$Ra_T = \frac{g\beta_T \Delta T L^3}{\nu \alpha}$$

- Le nombre de Rayleigh solutal:

$$Ra_C = \frac{g\beta_C \Delta C L^3}{\nu \alpha}$$

- Le rapport des forces de poussée d'origine thermique et solutale:

$$N = \frac{Ra_C}{Ra_T} = \frac{\beta_C \Delta C}{\beta_T \Delta T}$$

- Le nombre de Schmidt:

$$Sc = \frac{\nu}{D}$$

- Le nombre de Prandtl:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

- Le nombre de Lewis qui donne le rapport de la diffusivité thermique sur la diffusivité solutale:

$$Le = \frac{Sc}{Pr} = \frac{\alpha}{D}$$

En tenant compte de l'adimensionnement des grandeurs physiques, les conditions aux limites sont:

$$R = \frac{1}{K-1} \text{ et } 0 < Y < a \quad \theta = 0,5; S = 0,5 \text{ et } U = V = 0 \quad (\text{III.10a})$$

$$R = \frac{K}{K-1} \text{ et } 0 < Y < A \quad \theta = -0,5; S = -0,5 \text{ et } U = V = 0 \quad (\text{III.10b})$$

$$Y=0 \text{ et } \frac{1}{K-1} \leq R \leq \frac{K}{K-1} \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0; \frac{\partial S}{\partial Y} = 0 \text{ et } U = V = 0 \quad (\text{III.10c})$$

$$Y = A \text{ et } 0 \leq R \leq \frac{K}{K-1} \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0; \frac{\partial S}{\partial Y} = 0 \text{ et } U = V = 0 \quad (\text{III.10d})$$

$$Y = a \text{ et } 0 \leq R \leq \frac{1}{K-1} \quad \theta = 0,5; S = 0,5 \text{ et } U = V = 0 \quad (\text{III.10e})$$

Vu que notre domaine d'étude est symétrique par rapport à l'axe vertical (OY) notre calcul s'effectue sur la moitié des cylindres. Les conditions aux limites au niveau de l'axe (OY) deviennent:

$$R=0 \text{ et } a < Y < A \quad \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0, \frac{\partial S}{\partial R} = 0, \frac{\partial V}{\partial R} = 0 \text{ et } U = 0 \quad (\text{III.10f})$$

Par ailleurs, les nombres de Nusselt et de Sherwood caractérisent, respectivement, le transfert de chaleur et de masse. Ainsi dans tout plan vertical dans la cavité et leur valeur moyenne est obtenue après intégration sur la hauteur de la cavité.

$$\overline{Nu}_{i1} = \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=\frac{1}{K-1}} \quad \text{et} \quad \overline{Nu}_{i2} = \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=a}$$

$$\overline{Nu}_i = \frac{1}{a} \int_0^a \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=\frac{1}{K-1}} dY + \frac{1}{R} \int_0^{\frac{1}{K-1}} \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=a} dR \quad (\text{III.11a})$$

$$\overline{Nu}_0 = \frac{1}{A} \int_0^A \left. \frac{\partial \theta}{\partial R} \right|_{R=\frac{K}{K-1}} dY$$

$$\overline{Sh}_{i1} = \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{R=\frac{1}{K-1}} \quad \text{et} \quad \overline{Sh}_{i2} = \left. \frac{\partial S}{\partial Y} \right|_{Y=a}$$

$$\overline{Sh}_i = \frac{1}{a} \int_0^a \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{R=\frac{1}{K-1}} dY + \frac{1}{R} \int_0^{\frac{1}{K-1}} \left. \frac{\partial S}{\partial Y} \right|_{Y=a} dR \quad (\text{III.11b})$$

$$\overline{Sh}_0 = \frac{1}{A} \int_0^A \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{R=\frac{K}{K-1}} dY$$

III.3.2 Méthode numérique

Le modèle numérique utilisé pour résoudre le système d'équations est fondé sur la méthode des volumes finis développée par Patankar [64], en utilisant l'algorithme SIMPLER. Cette méthode s'appuie sur une discrétisation du domaine de calcul en différents nœuds, chacune d'entre eux étant entourée d'un volume élémentaire sur lequel on intègre les équations aux dérivées partielles. Le maillage est irrégulier très raffiné sur les parois et grossier dans le milieu de l'espace étudié suite aux forts gradients de température et de concentrations présents au voisinage des parois verticales.

III.3.3 Validation des résultats numérique

Nous avons testé la validité de notre code de calcul en comparant nos résultats à ceux disponibles dans la littérature concernant:

- ❑ la convection naturelle pure en régime stationnaire dans une cavité annulaire.
- ❑ la convection thermosolutale en régime stationnaire dans une cavité annulaire.

Dans le premier cas, nous nous situons d'abord par rapport aux travaux de R.Kumar et al. [6] et de G. De Vahl Davis et al. [1]. Le tableau.III 1 montre la bonne concordance de nos résultats obtenus avec un maillage 58x58.

Tableau III.1. le nombre de Nusselt moyen Nu pour (A=10 et K=2.0 et Pr=0.71).

Nombre de Rayleigh	Présent travail	R.Kumar et al.[6]	De Vahl Davis et al.[1]
10^4	2.361	2.355	2.333
5.10^4	3.702	3.718	3.758
10^5	4.535	4.558	4.568

Lorsque les forces de poussées thermiques et solutales sont couplées (écoulement thermosolutale), nos prédictions sont la aussi en accord avec celle de S. Chen et al [25] (tableau.III 2)

Tableau III.2: le nombre de Nusselt moyen Nu et le nombre de Sherwood moyen Sh pour (A=1, K=2, Le=2 et Pr=0.71).

	Nu		Sh	
	Present	S. Chen et al [25]	Present	S. Chen et al [25]
N=0.8	6.762	6.8463	8.7501	8.7006
N=1.3	2.913	3.0187	5.2312	5.2019

En ce qui concerne la validation qualitativement, nous avons comparé nos résultats en régime stationnaire avec ceux de Shipp et al. [18]. Nos résultats (Fig.III.4b) concordent avec ceux la référence citée.

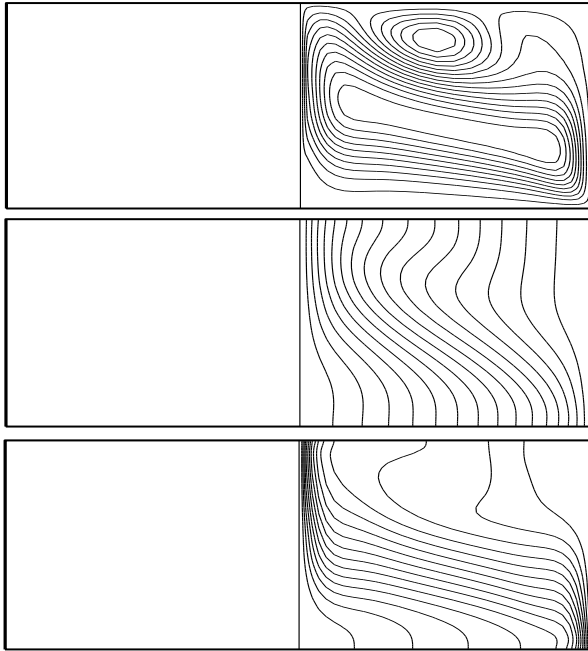


Fig.III.3a. Convection thermosolutale dans une cavité annulaire (Présent travail)
(Lignes de courant, champ de température et de concentration) ($Pr=7$, $A=1$, $K=2$) $Rat=5 \cdot 10^4$, $Le=5$, $N=-2$

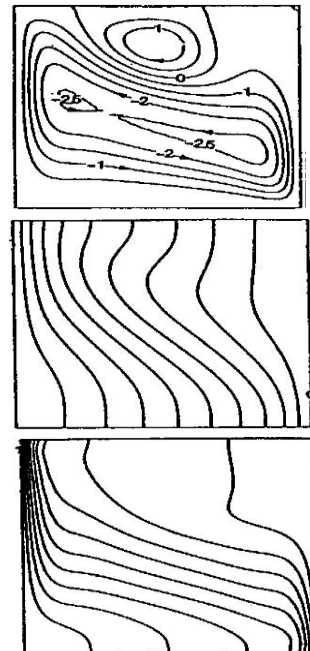


Fig.III.3b. Convection thermosolutale dans une cavité annulaire (Shipp et al.[18])
(Lignes de courant, champ de température et de concentration) ($Pr=7$, $Ar=1$, $K=2$) $Rat=5 \cdot 10^4$, $Le=5$, $N=-2$

III.4. Résultats et discussion

III.4.1 Choix des principaux des paramètres de configuration.

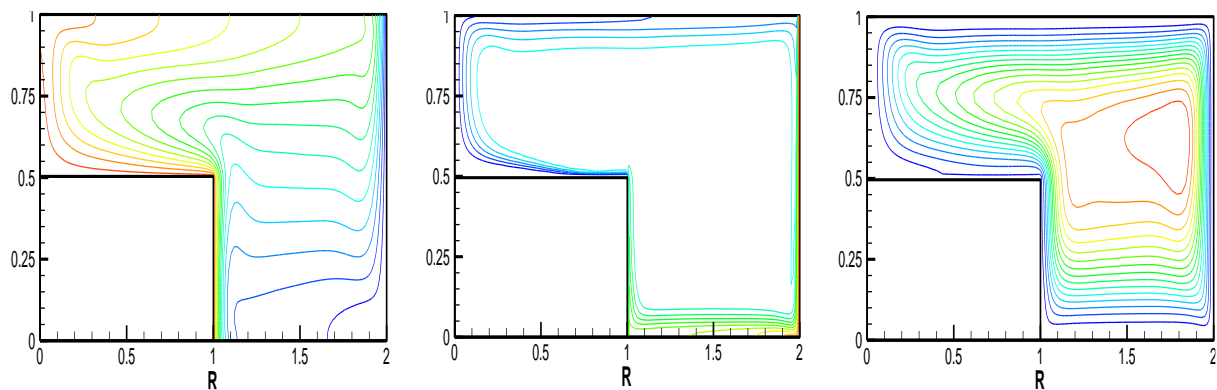
Dans ce chapitre, notre étude numérique consiste à étudier la convection double diffusive dans une cavité cylindrique. Nous avons fixé le rapport de hauteur $X=0.5$, le rapport de courbure $K=2$ et le nombre de Prandtl égal à 7,0, par ailleurs nous avons varié le rapport des Rayleigh (N) $2 \leq N \leq 100$ (pour les deux cas coopérant et opposant). L'effet du rapport des Rayleigh (N) sur le transfert thermique (Nu) et le transfert de masse (Sh) a été analysé en détail. Nous présentons le champ de température (θ), de concentration (S), ligne de courant (Ψ) et des valeurs quantitatives du transfert de chaleur Nu (nombre de Nusselt) et transfert de masse Sh (nombre Sherwood) pour différentes paramètres qui caractérisent le problème de transfert de chaleur pour le cas coopérant et cas opposant, en régime stationnaire.

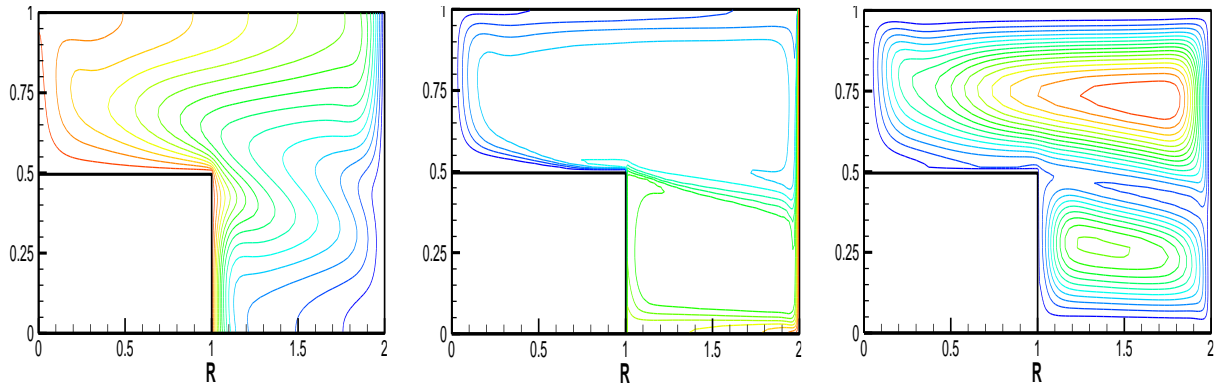
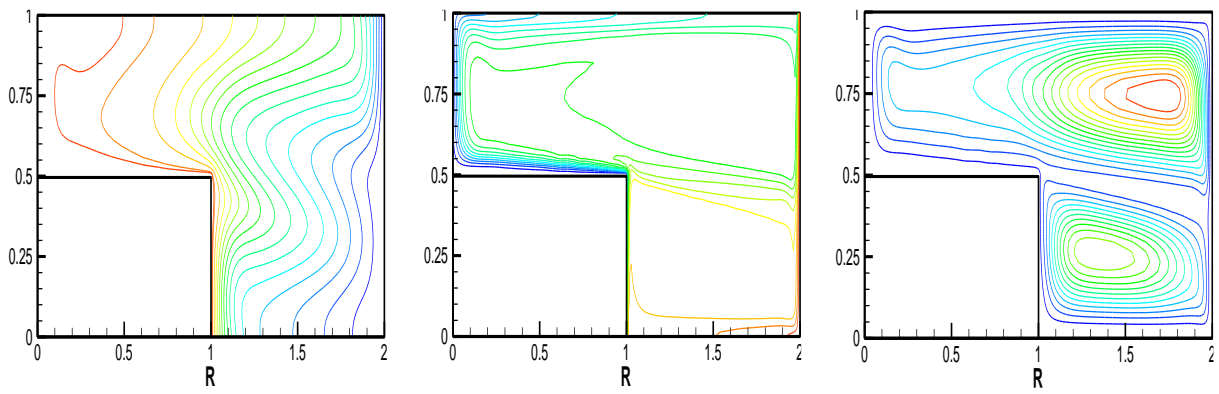
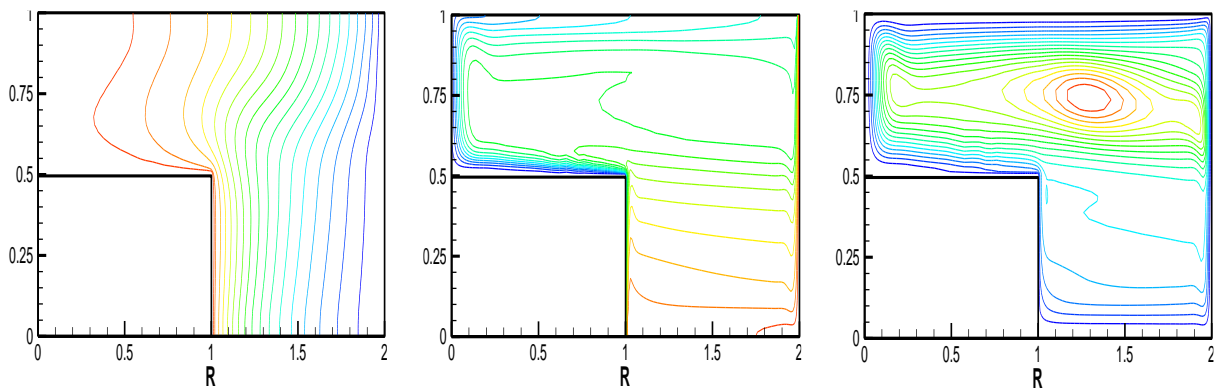
III.4.2. Influence du rapport des Rayleighs (N):

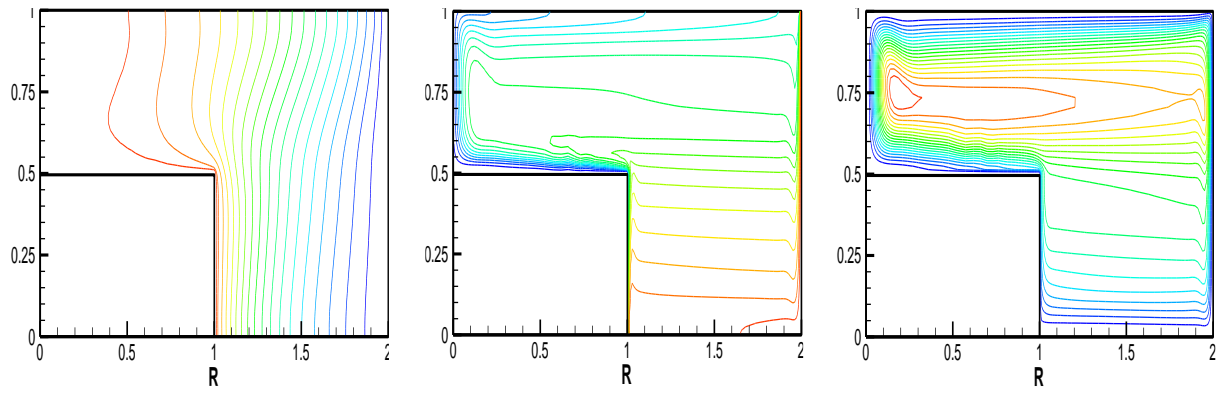
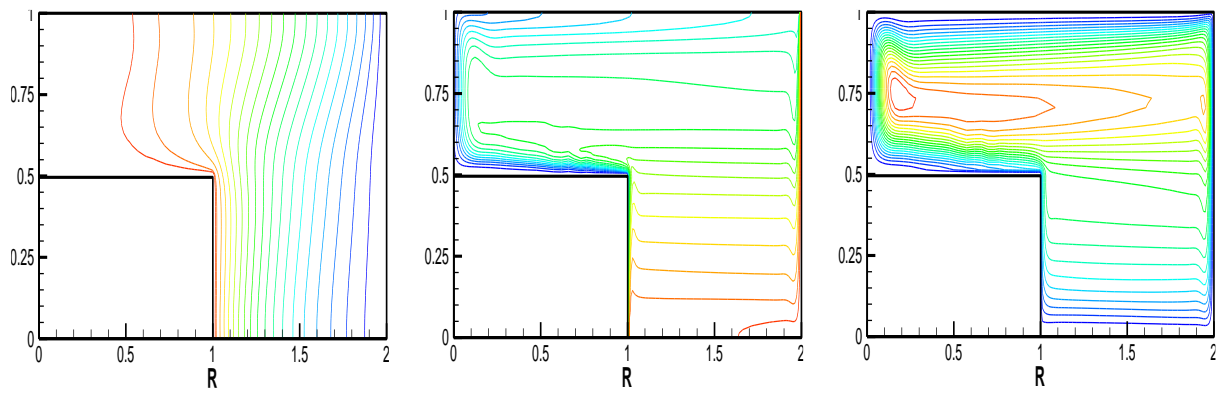
III.4.2.1 cas coopérant :

Nous avons étudié l'influence du rapport des Rayleighs N entre 2 et 100 sur le champ de température, champ de concentration et champ de vitesse. Pour un rapport de hauteur de la

cavité (X) est fixé à 0.5 et le rapport des rayons vaut 2. Pour des faibles valeurs du rapport des forces de poussée N ($N < 10$), les forces de volume d'origine thermique sont dominantes, la présence d'une structure unicellulaire, L'écoulement se comporte comme un écoulement de convection thermique pure, tandis que le mouvement d'origine solutale reste localisé près des parois. Le centre de la cavité est occupé par une zone à concentration pratiquement constante. Celle-ci ne varie en fait que dans une mince couche au voisinage des parois (fig.III.4). Lorsque les forces de poussées thermiques et solutales commencent à devenir comparables ($N=20$), la cellule thermique empêche la diffusion de masse vers l'intérieur de la cavité: une zone stratifiée stablement en concentration s'établit donc au voisinage des parois horizontales et immobilise le fluide. La difficulté de percevoir l'écoulement solutal de l'écoulement thermique à partir des lignes de courant car ils ont le même sens de circulation, donc il est utile d'observer des profils de vitesse représentés dans la (fig.III.5). Lorsque le rapport des forces de poussée varient entre 5 et 10, on distingue deux cellules, la première est plus grande et occupe la partie supérieure de la cavité et la deuxième occupe la partie inférieure de la cavité. Enfin, lorsque N atteint une valeur suffisamment grande ($N=50$), la cellule thermique s'affaiblie, l'écoulement étant "affaibli" par la stratification stable de concentration qui s'établit dans la cavité. Le mouvement du fluide se fait principalement dans les couches limites au voisinage des parois, comme cela s'observe sur le profil des vitesses verticales (Fig.III.5) à $Y=0.5$ et le tracé des lignes de courants très serrées près des parois verticales.

a) $N=2$

**b) $N=5$** **c) $N=10$** **d) $N=20$**

e) $N=50$ f) $N=100$ Fig.III.4 Les isothermes, isoconcentration, les lignes de courants pour différents N a) $N=2$, b) $N=5$, c) $N=10$, d) $N=20$, e) $N=50$, f) $N=100$ b) pour $Ra_c=10^6$, $Pr=7$, $Le=100$, $K=2$, $X=0.5$

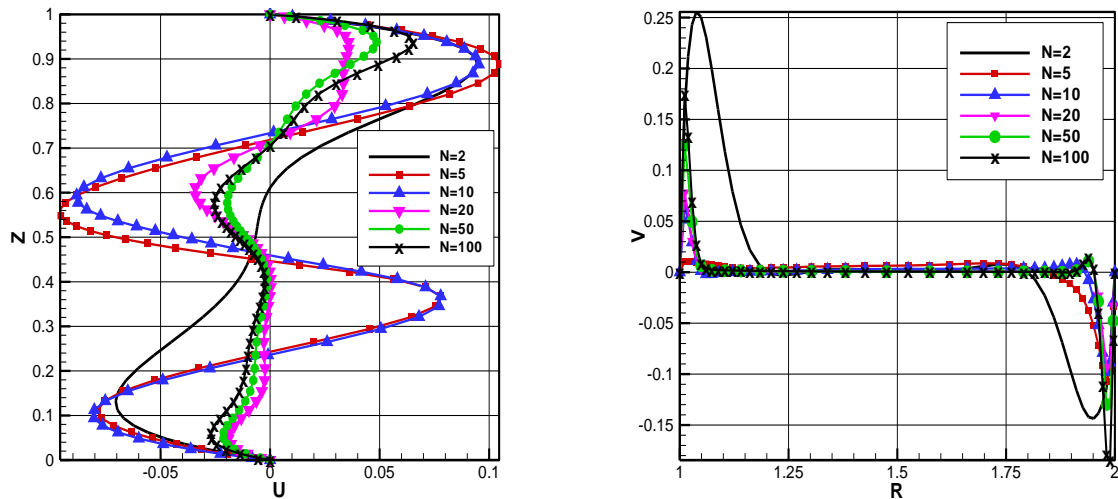
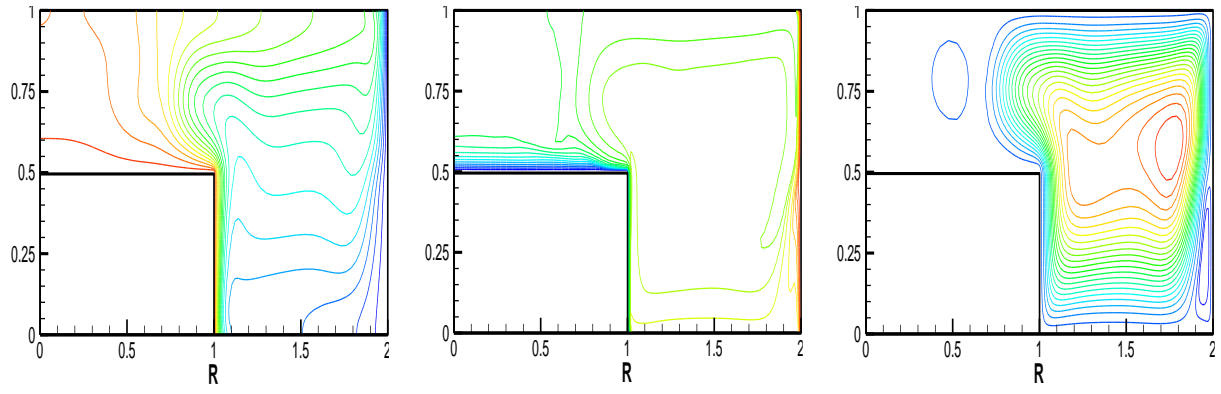
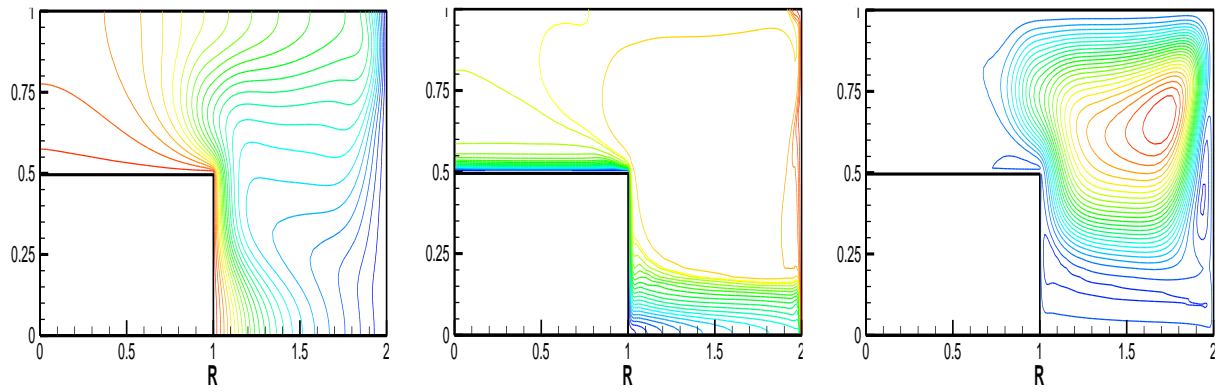
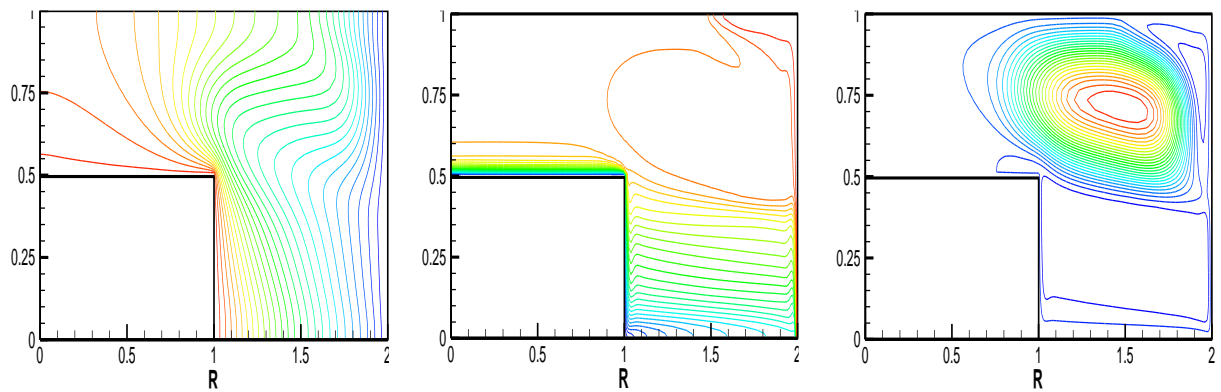


Fig.III.5 Profile des vitesses verticales (V) à $Y=0.5$ et horizontales (U) à $R=1.5$ Pour $Ra_c=10^6$, $Pr=7$, $Le=100$, $K=2$, $X=0.5$

III.4.2.2. Cas opposants.

Nous nous intéressons maintenant au cas où les forces de poussée thermique et solutales s'opposent, pour un rapport N de l'ordre de -2 l'écoulement est soumis par les forces de poussée thermiques et se comporte comme un écoulement de convection thermique pure. Les isoconcentrations (Fig.III.6) montrent que le transfert de masse est confiné sur une faible épaisseur au strict voisinage des parois. Le mouvement solutal se développe entre la paroi et la cellule thermique du centre de la cavité, laquelle est très prépondérante: elle "aplati" la convection solutale le long des parois et empêche sa progression vers le centre de la cavité. Lorsque, la diffusion solutale est très faible, la concentration ne diffuse pas non plus hors du voisinage immédiat des parois. La cavité est donc dans sa quasi-totalité à concentration constante. Lorsque les forces de poussées d'origine solutale commencent à prendre de l'importance par rapport à celles d'origine thermique $N=-10$. La figure.III.6c montre ainsi un écoulement composé d'une cellule de convection thermique, occupant la majorité de la cavité ($0.35 < Y < 1$), et deux cellules secondaires. Ces dernier, l'un des une occupent la partie inférieure de la cavité et s'étendent simultanément le long des parois verticales et horizontales, et l'autre occupe le coin supérieur droit, leur forme est différente, en raison de la courbure. Ces cellules secondaires sont bien associées au mouvement solutal, comme le confirme l'observation des profils de vitesses verticale et horizontale (Fig.III.7) le mouvement y subit une rotation dans le sens inverse des écoulements thermiques.

a) $N=-2$ b) $N=-5$ c) $N=-10$

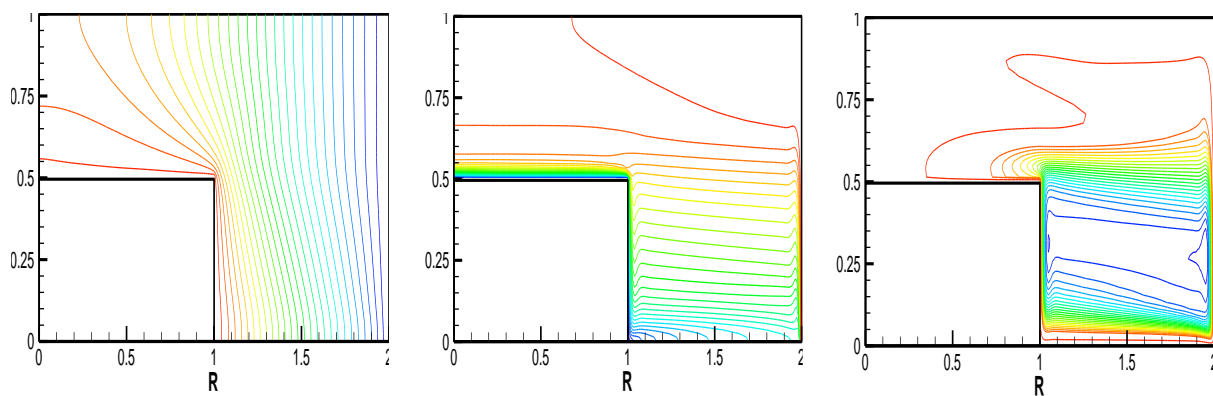
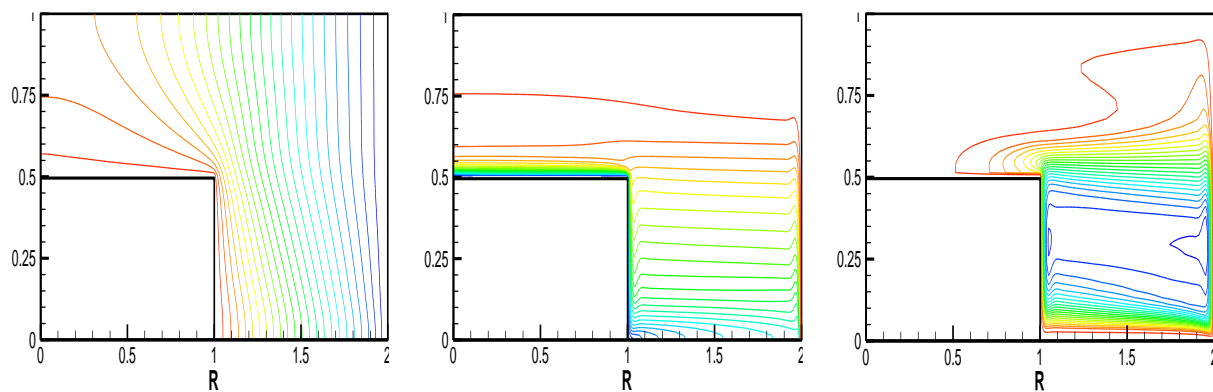
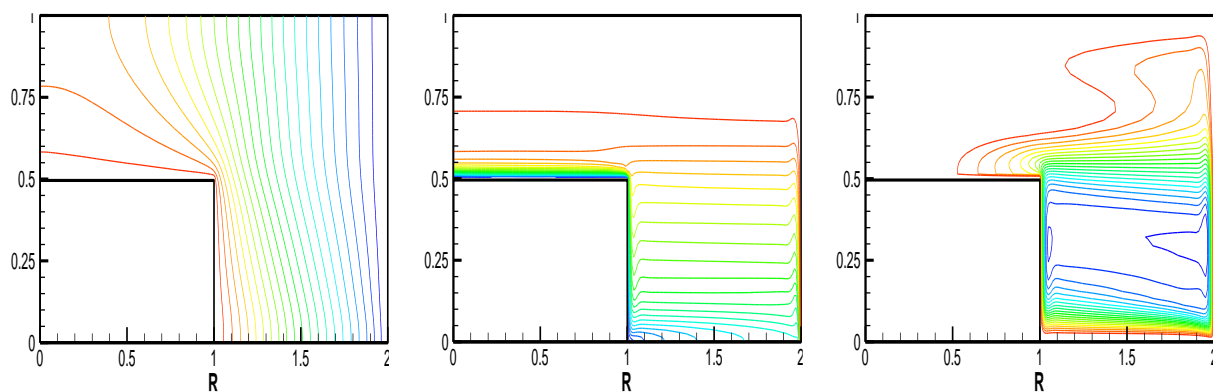
d) $N=-20$ e) $N=-50$ f) $N=-100$

Fig.III.6 Les isothermes, isoconcentration, les lignes de courants pour différents N , a) $N=-2$, b) $N=-5$, c) $N=-10$, d) $N=-20$, e) $N=-50$, f) $N=-100$, pour $Ra_c=10^6$, $Pr=7$, $Le=100$, $K=2$, $X=0.5$

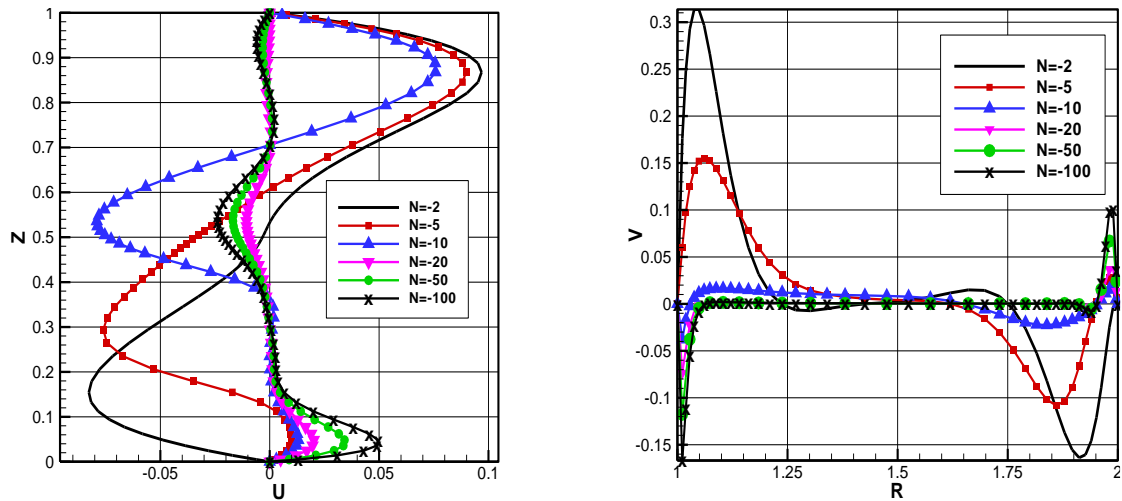


Fig.III.7 Profile des vitesses verticales (V) à $Y=0.5$ et horizontales (U) à $R=1.5$ Pour $Ra_c=10^6$, $Pr=7$, $Le=100$, $K=2$, $X=0.5$

Nous avons constaté que dans ce cas, l'apparition d'une convection solutale significative pour $|N|>20$, ce qui provoque une évolution vers un mode de transfert conductive. Cette transformation s'accompagne d'une diminution progressive des gradients pariétaux et par conséquent le transfert de chaleur et de masse décroît lorsque N augmente en valeur absolue voir les profiles de vitesse.

III.4.3 Transfert de chaleur et de masse.

La figure .8 montre l'influence du rapport des Rayleighs N entre $-100 \leq N \leq +100$ sur le nombre de Nusselt moyen et le nombre de Sherwood moyen le long de la paroi verticale et horizontal du cylindre intérieur. Nous avons remarqué que le nombre de Nusselt moyen est faible pour un rapport des Rayleighs N négative (cas opposant) et important pour N positive (cas coopérant). Par contre on a constaté que le nombre de Sherwood moyen est fort pour N négative et faible pour N positive. Ainsi qu'on a trouvé que le nombre de Nusselt moyen est critique (max) lorsque $N=0$ (la convection naturelle pure).

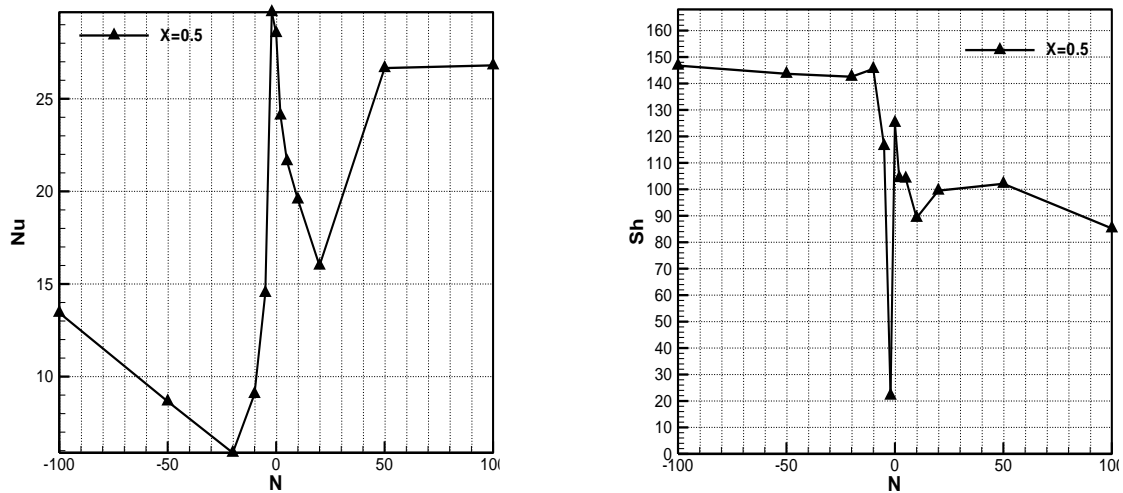
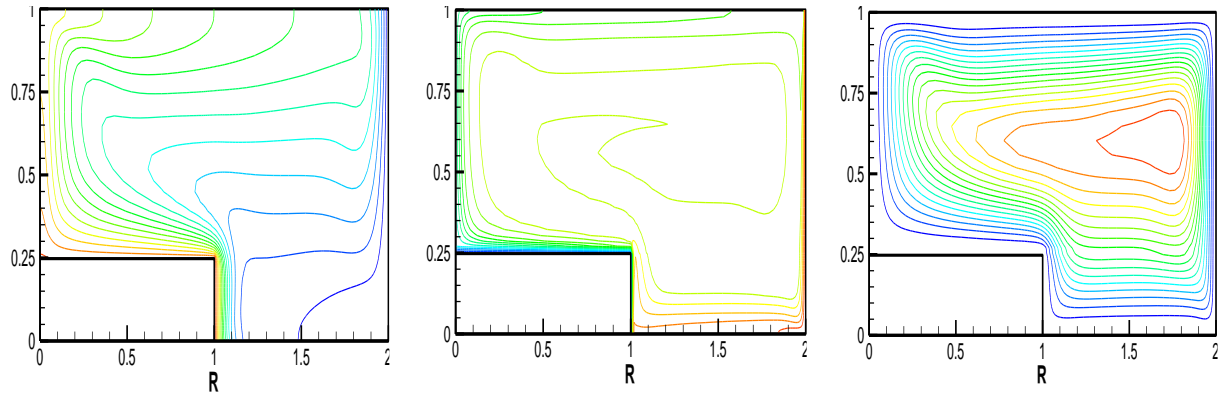
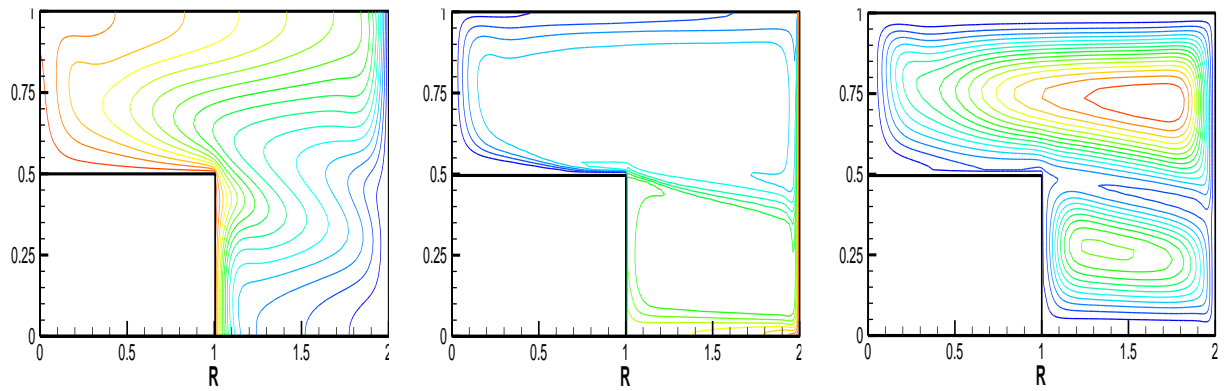
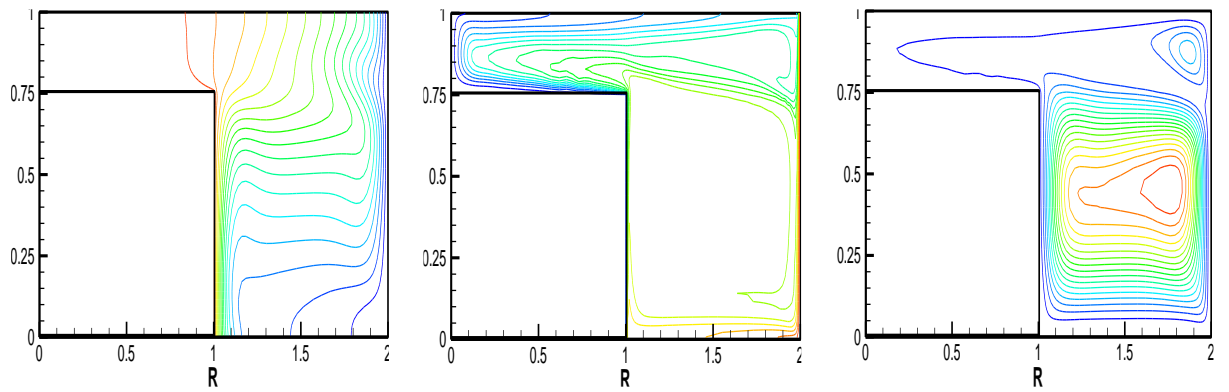


Fig.III.8 Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport des Rayleighs N Pour $Ra_c=10^6$, $Pr=7$, $Le=100$, $K=2$, $X=0.5$

III.4.5. Influence du rapport des hauteurs (X):

III.4.5.1 cas $N=5$:

Pour mettre en évidence l'effet du rapport des hauteurs X , nous avons considéré différents rapports de hauteurs entre $0.25 \leq X \leq 1$ pour $Ra_c = 10^6$, $K=2$, $A=1.0$, $Pr=7.0$. En observant les isothermes (fig.III.9), on constate que le flux de chaleur est verticale est intense au niveau de la paroi chaude. Lorsque $X=0.25$, on remarque un écoulement très animé dans la zone ($0 \leq R \leq 1$) qui provoque un échange thermique important. Par contre lorsque X croît ($0.25 < X < 0.75$), les isothermes ont tendance de s'éloigné de plus en plus dans la zone supérieur du cylindre intérieur ($0 \leq R \leq 1$), ce qui traduit une diminution du gradient de température dans cette zone. Lorsque $X=0.75$, on remarque une stratification de température verticale dans la zone $1 \leq R \leq 2$ et un gradient nul dans la zone au-dessus du cylindre intérieur. On constate que l'échange thermique convectif augmente avec l'augmentation de la hauteur et le transfert masse est localisé dans une mince couche au voisinage des parois. L'effet ce transfert de chaleur est animé par un gradient de température établi entre les deux cylindres. On à vu aussi que pour un rapport de hauteurs compris entre 0.0 et 0.5, les vitesses s'accélèrent de plus en plus dans la zone $0 \leq R \leq 1$ (Fig.III.9.a.c), mais lorsque X augmente de 0.75 jusqu'à 1, les particules de fluide s'accélèrent totalement dans la partie $1 \leq R \leq 2$ et elles sont presque nulles dans la zone $0 \leq R \leq 1$.

a) $X=0.25$ b) $X=0.5$ c) $X=0.75$

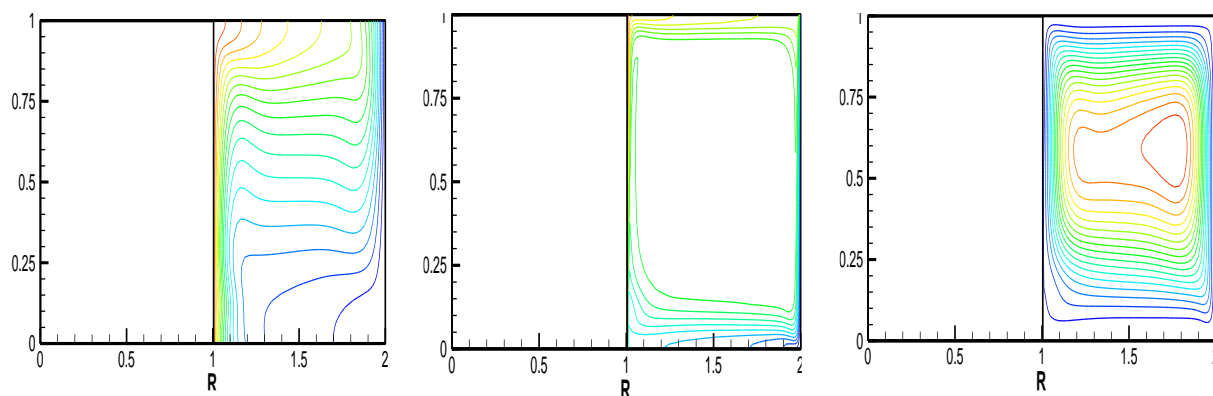
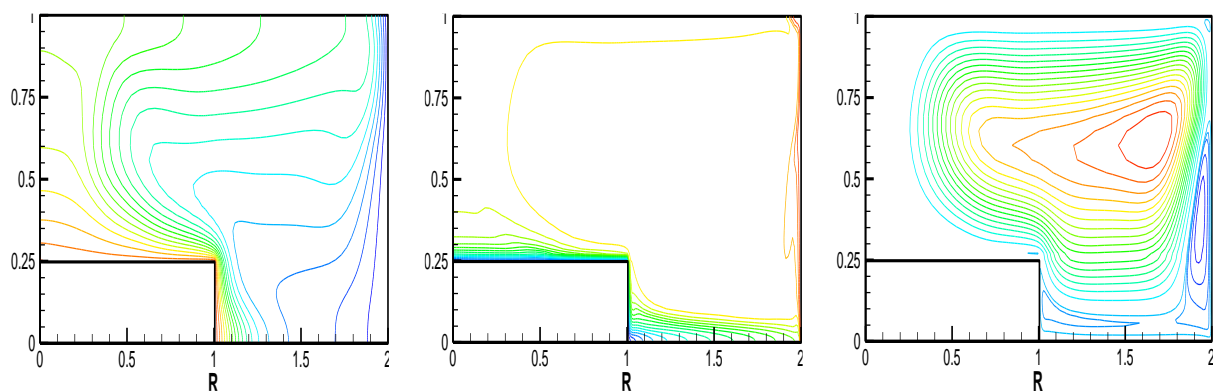
d) $X=1.0$

Fig.III.9 Les isothermes, isoconcentration, les lignes de courants pour différents X , a) $X=0.25$, b) $X=0.5$, c) $X=0.75$, d) $X=1$, pour $Ra_c=10^6$, $Pr=7$, $Le=100$, $K=2$, $N=5$

III.4.5.2 cas $N=-5$:

Lorsque les forces de poussées d'origine solutale commencent à prendre de l'importance par rapport à celles d'origine thermique $N=-5$. La figure 10 montre existence d'une cellule thermique occupant la majorité de la cavité et une cellule secondaire. Celles-ci occupent la partie inférieure de la cavité. Lorsque $X>0.25$, on constate un rétrécissement de la cellule thermique et l'augmentation de la cellule solutale le long des parois verticales et horizontales, le volume la cellule solutale augmente avec l'augmentation du rapport de hauteur X . On peut voir aussi qu'au voisinage des parois horizontales où l'on rencontre des zones stratifiées en concentrations, les isothermes sont pratiquement verticales. Le transfert de chaleur se fait donc essentiellement par conduction. Cela provoque l'amortissement des vitesses à cet endroit.

a) $X=0.25$

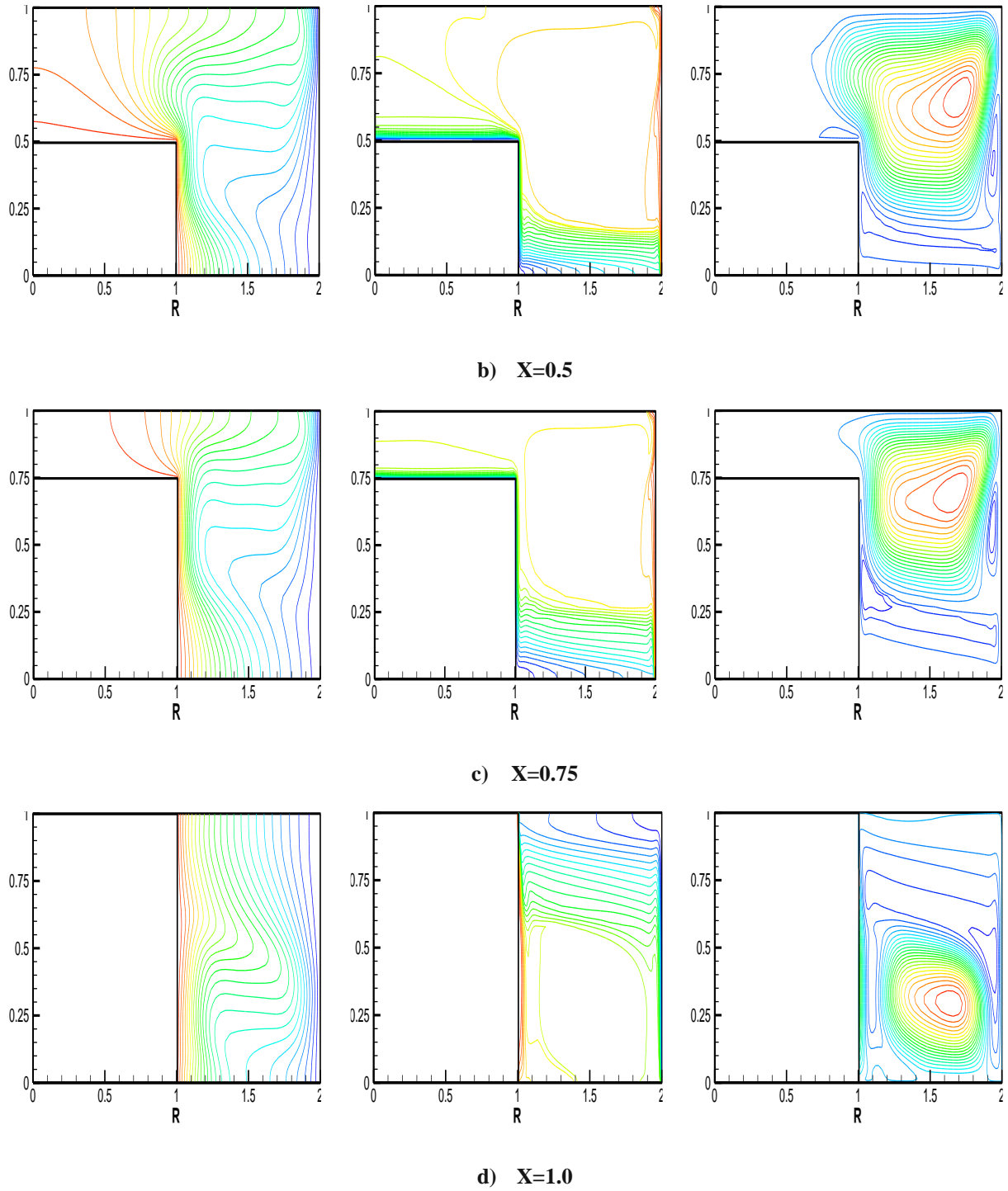


Fig.III.10 Les isothermes, isoconcentration, les lignes de courants pour différents X , a) $X=0.25$, b) $X=0.5$, c) $X=0.75$, d) $X=1$, pour $Ra_c=10^6$, $Pr=7$, $Le=100$, $K=2$, $N=-5$

III.5 Conclusion.

Le travail présenté dans ce chapitre nous a permis d'étudier numériquement les transferts de chaleur et de masse couplés dans le cas d'une géométrie annulaire partitionnée bidimensionnelle. Des conditions aux frontières de type Newman (flux constant de chaleur et de masse) ont été considérées. On a utilisé un modèle mathématique pour décrire le phénomène de la convection thermosolutale.

Le système d'équations gouvernant le problème est résolu numériquement par un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis. L'analyse des transferts de chaleur et de masse sont exprimés en termes des paramètres de contrôle du problème, ces paramètres étant le rapport de hauteur X , le rapport des Rayleigh N , le nombre de Rayleigh solutale R_{ac} et le nombre de Lewis Le . L'influence du rapport des Rayleigh N et le rapport de hauteur X sur la fonction de courant, sur le transfert de chaleur Nu , et sur le transfert de masse Sh a été établie. Etude de l'effet du rapport des Rayleigh N sur l'écoulement a montré que pour $N > 0$, les particules de fluide s'accélèrent dans une seule direction, ce qui est démontré par l'apparition d'une large cellule au cœur de la cavité circule dans le sens des aiguilles d'une montre, l'écoulement se comporte comme un écoulement de convection thermique pure, donc le transfert de chaleur est supérieure. Par contre le mouvement solutal est localisé dans une mince couche au strict voisinage des parois. Pour $N < 0$, Le mouvement solutal se développe entre la paroi et la cellule thermique du centre de la cavité. La cavité est donc dans sa quasi-totalité à concentration constante pour $N < -20$, le transfert de masse est important.

Concernant l'étude de l'effet du rapport des hauteurs X , Lorsque $X = 0,25$ et $N = 5$, on a remarqué un écoulement très animé dans la zone $(-1 \leq R \leq 1)$ qui provoque un échange thermique important. Par contre lorsque X croît $(0,25 < X < 0,75)$, les isothermes ont tendance de s'éloigner de plus en plus dans la zone supérieure du cylindre intérieur $(0 \leq R \leq 1)$, ainsi que les forces de poussée thermique et solutale se coopèrent. Pour $X > 0,25$ et $N = -5$, on constate un rétrécissement de la cellule thermique et l'apparition d'une cellule solutale, le volume la cellule solutale augmente avec l'augmentation du rapport de hauteur X .