



Université Mohamed Khider de Biskra
Faculté des Science et de la Technologie
Département de génie mécanique

MÉMOIRE DE MASTER

Domaine : Sciences et Techniques

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

Réf. : Entrez la référence du document

Présenté et soutenu par :

MOURZAGH Loubna

Le : [Click here to enter a date.](#)

Simulation numérique d'un écoulement dans une cavité associée à un canal

Jury :

Mr	1ier membre du jury	Pr	Université de Biskra	Président
Mr	GUERBAAI Salah	MCB	Université de Biskra	Rapporteur
Mme	3e membre du jury	MCB	Université de Biskra	Examineur

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à :

À la femme le symbole de l'amour, qui m'est la plus noble et la plus chers du monde, pour son soutien moral et l'encouragement dans toute ma vie. Ma très chère et douce mère.

Et à mon cher père, que Dieu ait pitié de lui.

Mes chères sœurs: Linda et Hala ,

A mon seul frère : WALID.

Remerciement

D'abord, je remercie ALLAH qui m'a aider et m'a donné la patience et le courage durant ces longues années d'étude.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à mon encadreur Dr.GUERBAAI Salah, qui me suivi de réalisé ce travail avec beaucoup d'intérêt et de patience. Je le remercie pour sa gentillesse, sa confiance et son encouragement.

SOMMAIRE

Dédicace	i
Remerciement	ii
Sommaire	iii
Liste des tableaux	vii
Liste des figures	ix
Nomenclature	xvi
Introduction Générale	1
Chapitre I : Généralités sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique	
I.1 Introduction	2
I.2. Généralité sur le transfert de chaleur	2
I.2.1. Transfert de chaleur par conduction.	2
I.2.2. Transfert de chaleur par rayonnement	3
I.2.3. Transfert de chaleur par convection	3
I.2.3.1. Convection naturelle	4
I.2.3.2. Convection forcée	4
I.2.3.3. Convection mixte	4
I.3. Recherche bibliographique	5
Chapitre II : Formulation mathématique du problème	
II.1. Introduction	13
II.2. Domaine physique	13
II.3. Hypothèses simplificatrices	13
II.4. Equation gouvernantes	15
II.4.1. Equation de continuité	15

II.4.2.Equation de quantité de mouvement	15
II.4.3.Equation d'énergie	15
II.5.Mise sous forme adimensionnel des équations gouvernantes	16
II.6.Condition aux limites adimensionnelles	16
II.7.Les nombres sans dimension	17
II.7.1.Le nombre de Reynolds	18
II.7.2.Le nombre de Prandtl	18
II.7.4.Nombre de Grashof	18
II.7.5.Nombre de Richardson	19
II.7.3.Nombre de Nusselt	19
II.8.Fonction du courant	19

Chapitre III : Méthode de résolution numérique

III.1. Méthode de résolution	20
III.1.1. Rappels sur la méthode des volumes finis	20
III. 1.2.Maillage	21
III.1.3.Forme générale de l'équation de transport	22
III.1.3.1.Discrétisation de l'équation générale de transport	22
III.4. Fonction ($A(P)$) pour différents schémas numériques	25
III.5.Couplage vitesse- pression	27
III.3.3.1. L'algorithme « SIMPLE »	27

Chapitre IV : Résultats et discussion

IV.1. Introduction	31
--------------------	----

IV.2. Validation du code de calcul	31
IV.3. Résultats et discussion	34
Conclusion Générale	59

Liste des Tableaux

Tableau III.1	Les expressions de la fonction $A(P)$ pour différents schémas numériques (Patankar, 1980).[19]	25
Tableau III.2	Les coefficients a_W, a_E, a_S et a_N pour différents schémas.[23]	26

Liste des Figures

Figure I.1 :	Géométrie considérée : (a) écoulement forcé aidé, (b) écoulement forcé opposé, et (c) chauffage par le bas.[10]	5
Figure I.2 :	Domaine physique étudié par J. C. Leong et al.[11]	6
Figure I.3 :	Schéma et conditions aux limites de l'étude de S.K. Mahapatra et al [12]	7
Figure I.4 :	Géométrie et conditions aux limites étudiée par A. K. Sharma et al [13]	7
Figure I.5 :	Modèle physique utilisé par. [14]	8
Figure I.6 :	Modèle physique utilisé par Walaa A.Sabbar et al. [15]	9
Figure I.7 :	Géométrie du problème étudié par H.Laouira et al. [16]	10
Figure I.8 :	Géométrie du problème de l'étude de Muneer A. Ismael et al. [17]	11
Figure I.9 :	Modèle physique considéré par Sivanandam et Kandasamy. [18]	12
Figure II.1 :	Configurations géométriques du problème physique.	14
Figure III.1:	Volume de contrôle bidimensionnel. [21]	21
Figure III.2:	Schéma du volume de contrôle (a), maillage décalé pour u_e (b), Maillage décalé pour v_n (c). [21]	22
Figure III-3:	L'algorithme SIMPLE.[19]	
Figure IV.1:	Les lignes de courant à gauche et Les isothermes à droite pour $Re = 10^3$, $Gr=10^2$	31

Liste des figures

Figure IV.2 :	Les lignes de courant à gauche et Les isothermes à droite pour $Re = 10^3$, $Gr=10^6$	32
Figure IV.3:	Profils de la vitesse longitudinale U (à gauche) et de la vitesse transversale V à (droite) pour $Re=100, Re=400, Re=1000, Re=3000$ et $Gr=100$	33
Figure IV.4:	Profils de la vitesse longitudinale U (à gauche) et de la vitesse transversale V à (droite) pour $Re=100, Re=400, Re=1000, Re=3000$ et $Gr=1000000$	34
Figure IV.5:	Les lignes de courant et les isothermes pour $Re=100$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$ et (d) $Ri=100$ (cas1)	36
Figure IV.6:	Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas1)	36
Figure IV.7:	Profil de la température au milieu horizontal de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas1)	37
Figure IV.8:	Profil de la température au milieu vertical de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas1)	37
Figure IV.9 :	les lignes de courant et les isothermes pour $Re=1000$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$ et (d) $Ri=100$ (cas1)	39
Figure IV.10 :	Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas1)	39
Figure IV.11:	Profil de la température au milieu horizontal de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas1)	40

Liste des figures

Figure IV.12:	Profil de la température au milieu vertical de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas1)	40
Figure IV. 13 :	Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas1)	41
Figure IV. 14 :	Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas1)	41
Figure IV. 15 :	Profils du nombre de Nusselt moyen en fonction de Ri et pour $Re=100$; $Re=1000$ (cas1)	42
Figure IV.16 :	les lignes de courant et les isothermes pour $Re=100$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$,(c) $Ri=10$,(d) $Ri=100$ (cas2)	44
Figure IV.17:	Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas2)	44
Figure IV.18:	Profil de la température H au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas2)	45
Figure IV.19:	Profil de la température V au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas2)	45
Figure IV.20:	les lignes de courant et les isothermes pour $Re=1000$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$,(c) $Ri=10$,(d) $Ri=100$ (cas2)	47
Figure IV.21:	Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas2)	47
Figure IV.22:	Profil de la température H au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas2)	48

Liste des figures

Figure IV.23:	Profil de la température V au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas2)	48
Figure IV. 24:	Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas2)	49
Figure IV. 25 :	Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas2)	49
Figure IV. 26 :	Profils du nombre de Nusselt moyen en fonction de Ri et pour $Re=100$; $Re=1000$ (cas2)	50
Figure IV.27 :	les lignes de courant et les isothermes pour $Re=100$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$, (d) $Ri=100$ (cas3)	52
Figure IV.28:	Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas3)	52
Figure IV.29:	Profil de la température H au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas3)	53
Figure IV.30:	Profil de la température V au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas3)	53
Figure IV.31:	les lignes de courant et les isothermes pour $Re=1000$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$, (d) $Ri=100$ (cas3)	55
Figure IV.32:	Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas3)	55
Figure IV.33:	Profil de la température H au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas3)	56

Liste des figures

Figure IV.34:	Profil de la température V au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas3)	56
Figure IV. 35:	Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas3)	57
Figure IV. 36:	Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1, Ri=1, Ri=10, Ri=100$) (cas3)	57

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE

• *Symboles latins* :

C_p :	Chaleur massique à pression constante	($J.kg^{-1}K^{-1}$)
D :	Profondeur de cavité	(m)
g :	Accélération de la pesanteur	($m.s^{-1}$)
H :	Hauteur de canal	(m)
h :	Coefficient d'échange thermique par convection	(W/m^2K)
k :	Conductivité thermique du fluide.	($W.m^{-1}.K^{-1}$)
L :	Longueur de la cavité	(m)
L_1 :	La distance entre l'entrée de canal et la cavité	(m)
L_2 :	La distance entre la cavité et la sortie du canal	(m)
p :	La pression	(Pa)
P :	La pression adimensionnelle	
S_ϕ :	Terme source	
T :	Température de fluide	(K)
T_c :	Température de la paroi chaude	(K)
T_0 :	Température de l'air à l'entrée	(K)
t :	Temps	(s)
u_0 :	La vitesse d'entrée de l'air	($m.s^{-1}$)
u :	Composante de la vitesse suivant la direction x	(ms^{-1})
U :	Composante adimensionnelle de vitesse suivant X	
v :	Composante de la vitesse suivant la direction y	(ms^{-1})
V :	Composante de la vitesse suivant la direction Y	
w :	Longueur de la cavité	(m)
x, y :	Coordonnées d'espace dimensionnelles	(m)
X, Y :	Coordonnées d'espace dimensionnelle	

• *Nombres adimensionnels*

Pr :	Nombre de Prandtl	[-]
Gr :	Nombre de Grashof	[-]
Nu :	Nombre de Nusselt	[-]
Ri :	Nombre de Richardson	[-]
Re :	Nombre de Reynolds	[-]

NOMENCLATURE

- *Lettres grecques :*

β :	Coefficient d'expansion volumique thermique du fluide	(K ⁻¹)
k :	Conductivité thermique du fluide	(W.m ⁻¹ .K ⁻¹)
ρ :	Masse volumique du fluide	(Kg.m ⁻³)
ρ_0 :	Masse volumique du fluide loin de la paroi	(Kg.m ⁻³)
σ	Conductivité électrique de fluide.	
θ :	Température adimensionnelle	[-]
μ :	Viscosité dynamique du fluide	[kg/ms]
ν :	Viscosité cinématique du fluide	[m ² /s].

Introduction générale

Introduction générale

Les études des écoulements incompressibles visqueux dans des conduites associées à une cavité occupent une place prépondérante dans les domaines de la mécanique des fluides et suscite beaucoup d'intérêt au cours de ces dernières années. Cette attention particulière est due à ses applications importantes dans de nombreux secteurs industriels. Des exemples de ces secteurs comprennent les récepteurs solaires, la croissance cristalline, la production de verre flotté, le conditionnement de semi-conducteurs, les réservoirs de pétrole, les puits de train d'atterrissage, les systèmes d'énergie géothermique et les puces électroniques.

De nombreux systèmes sont géométriquement similaires à des cavités ouvertes en forme de U ou de C et souvent le transfert de chaleur à l'intérieur des cavités ouvertes est obtenu par convection naturelle. Afin d'améliorer le transfert de chaleur dans la cavité, un flux d'air froid entraîné de l'extérieur par un canal peut s'est forcé d'y entrer. La compréhension phénoménologique de l'interaction entre l'écoulement induit par la poussée d'Archimède provenant des surfaces de cavité ouverte et le flux d'air induit de l'extérieur entraîné par la pression joue un rôle important dans la conception thermique des différents systèmes

Le présent document s'organise en quatre chapitres présentés dans la suite :

- **Le premier chapitre** est consacré à la revue bibliographique couvrant différentes études analytiques et numérique du transfert de chaleur dans les cavités ouvertes associées à des canaux.
- **Le deuxième chapitre** est réservé à la formulation théorique du problème, les équations de conservation sous forme dimensionnelle et adimensionnelle ainsi que les conditions aux limites pour chaque cas sont présentées, le choix de la méthode et la procédure de résolution dont le parcours passe par le maillage, la discrétisation et l'utilisation de l'algorithme de SIMPLE pour le couplage pression-vitesse et l'utilisation de la méthode TDMA pour la résolution des systèmes tridiagonales sont résumés dans **le troisième chapitre**.
- **Le dernier chapitre** est réservé à la validation du code de calcul et les principaux résultats numériques de cette étude paramétrique.

Enfin nous avons terminé ce travail par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus et les perspectives à venir que nous espérons réaliser ultérieurement.

CHAPITRE I :

**Généralité sur le Transfer thermique
et sur les écoulements interne avec une
étude bibliographique**

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

I.1.Introduction

Le transfert de chaleur joue un rôle crucial dans l'industrie et les technologies. Il se présente sous différentes formes telles que le rayonnement, la conduction et la convection. Cette dernière intervient dans plusieurs applications industrielles, citons par exemple le refroidissement des composants électroniques, les tours de refroidissement, la distillation de l'eau de mer, les centrales solaires et la climatisation naturelle. [1]

I.2.Généralité sur le transfert de chaleur

La chaleur représente une forme d'énergie résultant de l'agitation des molécules et des atomes à l'intérieur de la matière. Ainsi, l'énergie thermique, également appelée chaleur, est liée au mouvement désordonné de ces particules au sein d'une substance. Il existe généralement trois modes de transfert de chaleur [2].

- **Conduction** : La chaleur se propage d'un corps à un autre par contact direct.
- **Convection** : Un corps en déplacement transporte avec lui la chaleur qu'il contient. Ce mode de transfert peut être significatif, surtout lorsqu'il y a un changement de phase.
- **Rayonnement (ou radiation)** : Tous les corps émettent de la lumière en fonction de leur température et sont également affectés par la lumière qu'ils absorbent.

I.2.1.Transfert de chaleur par conduction

La conduction est le processus par lequel la chaleur se propage ou s'échange d'une région à une autre à l'intérieur d'un milieu solide, liquide ou gazeux, ou entre deux milieux en contact physique, en raison de la différence de température entre ces régions (ce que l'on appelle le gradient de température). En général, la conduction est étudiée principalement dans les milieux solides, car dans les milieux fluides (liquides ou gazeux), il y a souvent un couplage avec un mouvement de matière, ce qui engendre un mécanisme de convection. Dans un solide homogène, opaque et compact, la conduction est le seul mécanisme de transfert de chaleur à intervenir. La théorie de la conduction repose sur l'hypothèse de Fourier, selon laquelle la densité du flux de chaleur est proportionnelle au gradient de température. [3]

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

$$\vec{\phi} = -\lambda \overrightarrow{grad}(T)$$

Avec :

$\vec{\phi}$ = Densité du flux thermique ($W \cdot m^{-2}$)

λ = Conductivité thermique du milieu ($W \cdot m^{-1} \cdot C^{-1}$)

T = température ($^{\circ}C$).

I.2.2. Transfert de chaleur par rayonnement

Ce mécanisme de transfert est dû au transport de chaleur à travers l'émission des ondes électromagnétiques d'une région à haute énergie vers une autre à basse énergie dans un vide parfait. Le transfert thermique par rayonnement ne nécessite pas de milieu matériel.

Le taux net de transfert de chaleur par rayonnement à partir de la surface est donné par la loi de Stephane-Boltzmann [4].

$$\phi_{Rayo} = \varepsilon \sigma (T_S^4 - T_a^4)$$

ϕ_{Rayo} : Le flux de chaleur par rayonnement (W) .

σ : La constante de Stefan-Boltzmann, $5.67 \cdot 10^{-8} (W/m^2 \cdot K^4)$.

T_S : Température absolue du corps (K).

T_a : Température absolue du milieu ambiant (K).

ε : Emissivité thermique, elle est située dans l'intervalle $0 \leq \varepsilon \leq 1$, pour le corps noir $\varepsilon = 1$.

I.2.3. Transfert de chaleur par convection

La convection est un mode de transport d'énergie par l'action combinée de la conduction, de l'accumulation de l'énergie et de mouvement de milieu, elle est considérée comme le mécanisme le plus important de transport de l'énergie entre une surface solide et un liquide ou gaz.

Le transport d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes.

D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux molécules du fluide adjacent. L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température est l'énergie interne de ces molécules du fluide. Ensuite les molécules vont se mélanger avec d'autres molécules et transférer une partie de leur énergie. Dans ce cas l'écoulement

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

transporte simultanément le fluide et l'énergie. L'énergie est à présent emmagasinée dans les molécules du fluide et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement.[5].

I.2.3.1.La convection naturelle

La convection naturelle est un processus de transfert de chaleur où un fluide chaud cède de la chaleur à un fluide plus froid, grâce au déplacement macroscopique de la matière (mouvement des particules fluides). Ce déplacement est provoqué par les forces d'Archimède (forces de flottabilité thermiques) résultant de la différence de densité entre les fluides chaud et froid, sous l'influence du champ gravitationnel, et en présence d'un gradient de température. [3]

I.2.3.2.Convection forcée

La convection forcée est un type particulier de transfert de chaleur dans lequel les fluides sont forcés de se déplacer, afin d'augmenter le transfert de chaleur.[2] Ce forçage peut se faire avec un ventilateur, une pompe, un dispositif d'aspiration, ou autre. En conséquence, l'intensité du transfert thermique par convection forcée sera en liaison directe avec le régime de mouvement de fluide [6].

I.2.3.3.Convection mixte

La convection mixte est la combinaison des deux modes de convection naturelle et forcée. Il est primordial, dans beaucoup de cas, de tenir compte de la convection mixte afin d'estimer au mieux les quantités de chaleur à échanger permettant ainsi une évaluation exacte et un dimensionnement en adéquation avec la réalité physique du phénomène mis en jeu. [7]

- La puissance transférée par convection est donnée par la relation :

$$\phi = h S (T_s - T_a)$$

Avec :

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

h : Coefficient de transfert de chaleur par convection ($W m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}$).

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

T_s : Température de surface du solide ($^\circ C$).

T_a : Température du fluide loin de la surface du solide ($^\circ C$).

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

I.3. Recherche bibliographique

Plusieurs travaux ont été consacrés à l'étude des processus de transfert de chaleur par convection dans des conduites associées à des cavités. Ils ont été l'objet de nombreuses études théoriques, expérimentales et numériques dans diverses configurations géométriques avec différentes conditions aux limites.

O. Manca et S. Nardini [10] ont examiné numériquement la convection mixte dans une cavité ouverte avec une partie chauffée délimitée par une plaque horizontalement et isolée. Trois types de chauffage sont analysés : (a) paroi chauffée côté entrée, (b) paroi chauffée côté sortie, et (c) paroi chauffée formant la surface horizontale de la cavité.

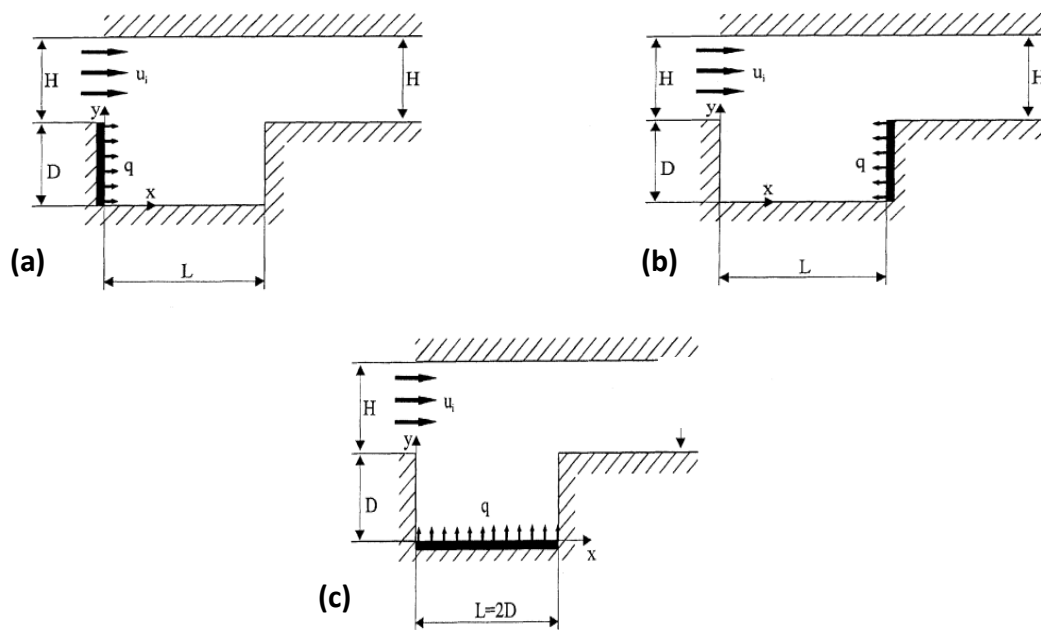


Figure I.1 : Géométrie considérée : (a) écoulement forcé aidé, (b) écoulement forcé opposé, et (c) chauffage par le bas. [10]

La structure de l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur sont influencés par la variation de différents paramètres de contrôle tel que le nombre de Richardson le nombre de Reynolds. Les résultats obtenus sont présentés sous forme de lignes de courant, des isothermes, la variation de température le long de la paroi chauffée et des

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

profils de vitesse pour divers Ri (0,1 et 100), Re (100 et 1 000) et des rapports de hauteur (H/D) allant de 0,1 à 1,5.

J. C. Leong et al. [11] ont mené une étude numérique sur le transfert de chaleur dans une cavité dont le fond est soumis à une température constante et exposé à un flux d'air externe. les résultats de cette étude sont rapportés pour une large gamme de paramètres de contrôle tels que le nombre de Reynolds, le nombre de Grashof et le rapport d'aspect. Il a été constaté que le nombre de Reynolds et le nombre de Garshof contrôle le modèle d'écoulement et l'apparition de cellules de recirculation tandis que le rapport d'aspect a une influence significative sur l'orientation de ces cellules.

De plus, les auteurs ont démontré que le transfert de chaleur était approximé d'une part par la convection naturelle (à faibles nombres de Reynolds) et d'autre part par la convection forcée (pour des nombres de Reynolds plus élevés). Cependant, ils ont observé une réduction du taux de transfert de chaleur dans le cas de la convection mixte, où l'écoulement peut devenir instable.

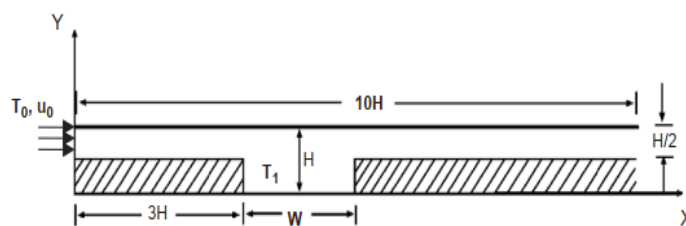


Figure I.2 : Domaine physique étudié par J. C. Leong et al. [11]

Le phénomène à l'intérieur d'une enceinte avec des cloisons situées au centre et des cloisons décalées a été analysé et étudié par **S.K. Mahapatra et al [12]** pour le cas de la convection mixte opposée. Ils ont constaté que lorsque la hauteur d'une cloison située au centre augmente au-delà d'une certaine hauteur de $0,3H$, le transfert de chaleur en cas de convection mixte opposée est supérieur à celui de la convection naturelle pour une enceinte cloisonnée.

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

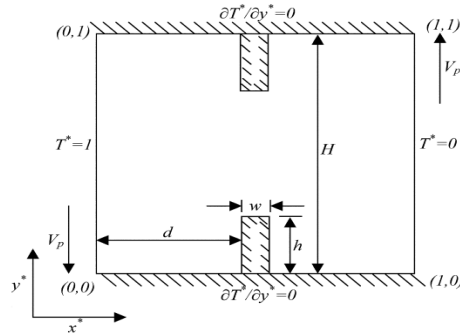
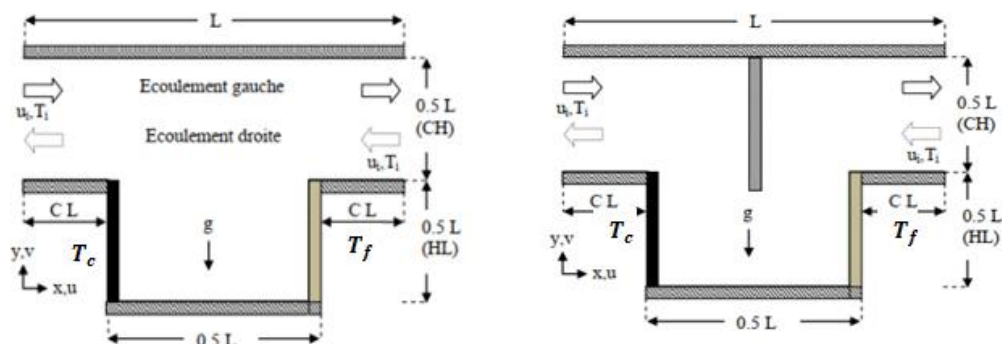


Figure I.3 : Schéma et conditions aux limites de l'étude de **S.K. Mahapatra et al [12]**

A. K. Sharma et al [13] ont présenté un travail numérique, la structure de l'écoulement et les caractéristiques de transfert de chaleur sont étudiées dans un canal rainuré à chicanes, chauffé différemment sur les côtés. Le déflecteur (chicane) est placé verticalement vers le bas à partir de la paroi supérieure du canal rainuré, dans le but de détourner le flux d'air forcé provenant de l'extérieur à la fois de la gauche et de la droite du canal vers l'intérieur de la cavité carrée. Un code CFD basé sur la méthode des volumes finis a été utilisé pour résoudre les équations 2D de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. L'effet du changement de position et de la hauteur du déflecteur est étudié dans la plage des nombres de Richardson allant de 0,1 à 10. Une amélioration remarquable du transfert de chaleur est observée en présence de déflecteur. L'étude a également précisé que pour des performances optimales, la position et la hauteur du déflecteur doivent être ajustées en fonction de la direction du flux externe.



(a) sans chicane

(b) avec chicane

Figure I.4 : Géométrie et conditions aux limites étudiée par **A. K. Sharma et al [13]**

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

Une étude numérique a été réalisée dans un canal horizontal avec une cavité équipée d'un obstacle carré et thermiquement isolé parcourue par le nano fluide hybride $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Cu-eau}$ par **S. Hussain et al [14]**. La paroi inférieure de la cavité est chauffée à une température constante tandis que toutes les autres parois du canal et de la cavité sont maintenues adiabatiques. Trois emplacements verticaux différents de l'obstacle sont considérés. Les équations aux dérivées partielles décrivant le phénomène physique sont résolues discrétisées par la méthode des éléments finis. La méthode de Newton est utilisée pour traiter les systèmes d'équations non linéaires discrétisés et la méthode d'élimination gaussienne a été appliquée pour résoudre les sous-problèmes linéaires associés dans chaque itération non linéaire.

Les paramètres de contrôle sont le nombre de Richardson $0.01 \leq \text{Ri} \leq 20$, la fraction volumique de nanoparticules $0.0 \leq \phi \leq 0.04$, le nombre de Reynolds $1 \leq \text{Re} \leq 200$ et le nombre de Hartmann $0 \leq \text{Ha} \leq 100$. Les résultats sont obtenus sous forme des lignes de courant, des isothermes, du nombre de Nusselt moyen et de la génération d'entropie.

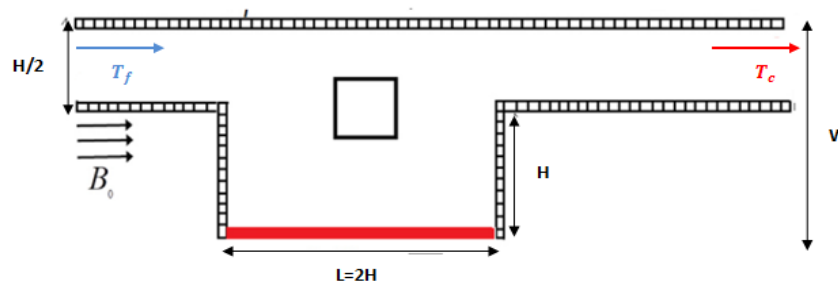


Figure I.5 : Modèle physique utilisé par [14]

Walaa A. Sabbar, et al [15] ont étudié le phénomène de convection mixte dynamique au sein d'une structure cavité-canal, où l'écoulement du fluide interagit avec des parois déformables (élastiques). Une source de chaleur discrète est positionnée au fond de la cavité, tandis que les parois restantes sont isolées thermiquement. La face supérieure de la cavité est en contact avec l'écoulement du canal. Les équations déterminantes décrivant l'interaction fluide-paroi sont abordées à l'aide de l'approche lagrangienne-eulérienne arbitraire (ALE) couplée à la méthode des éléments finis. Les effets du module d'élasticité, du nombre de Richardson et du

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

nombre de Reynolds sont étudiés. Ils ont constaté que la présence de la ou des parois élastiques améliore le taux de transfert thermique de 17 % par rapport aux parois rigides de la cavité.

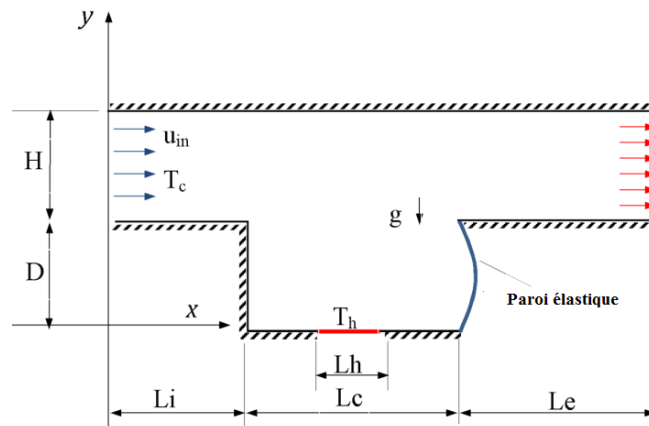


Figure I.6 : Modèle physique utilisé par Walaa A. Sabbar et al [15]

Les phénomènes de transfert de chaleur à l'intérieur d'un canal avec une enceinte trapézoïdale ouverte soumise à une source de chaleur de différentes longueurs a été étudiée numériquement par **H. Laouira et al [16]**. Les résultats sont présentés sous forme de courbes de vitesse, de distributions isothermes et de profils de nombres de Nusselt, variant selon différentes longueurs de source de chaleur sans dimension ($0,16 \leq \varepsilon \leq 1$). Pendant ce temps, les nombres de Prandtl et de Reynolds restent constants à ($Pr = 0,71$) et ($Re = 100$), respectivement. Les résultats sont présentés sous la forme de courbes de vitesse, d'isothermes et de profils de nombres de Nusselt pour différentes valeurs des longueurs de source de chaleur sans dimension ($0,16 \leq \varepsilon \leq 1$). tandis que les nombres de Prandtl et de Reynolds restent constants à ($Pr = 0,71$) et ($Re = 100$), respectivement.

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

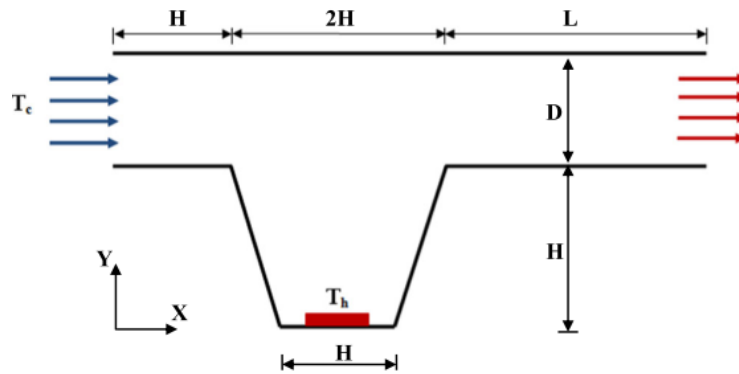


Figure I.7 : Géométrie du problème étudié par **H. Laouira et al. [16]**

Les résultats indiquent que la distribution des isothermes dépend de manière significative de la longueur de la source de chaleur. En outre, il a été noté que les nombres de Nusselt locaux et moyens augmentent à mesure que la longueur de la source de chaleur locale augmente. De plus, la température maximale se situe à proximité de l'emplacement de la source de chaleur.

La même étude a été abordée par **Muneer A. Ismael et al [17]**, avec l'ajout d'un mouvement uniforme aux parois de la cavité. Quatre cas distincts ont été étudiés. Dans le cas I, la paroi gauche se déplace vers le bas, dans le cas II, la paroi gauche se déplace vers le bas et celle de droite vers le haut, alors que dans le cas III, seule la paroi droite qui se déplace vers le haut. Un cas comparatif (Cas 0) est considéré lorsque les deux parois latérales sont fixes. La paroi inférieure de la cavité est exposée à une source de chaleur de température T_h constante. L'étude s'intéresse à l'influence du nombre de Richardson (Ri) et du rapport du nombre de Reynolds (Re) sur la structure de l'écoulement et la distribution des températures. Les résultats révèlent que, dans les cas I et II, le nombre moyen de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson et du rapport du nombre de Reynolds. En outre, il a été observé que le nombre de Nusselt moyen maximum est atteint dans le cas I. Lorsque la vitesse d'entraînement du couvercle est trois fois supérieure à la vitesse du flux d'air d'entrée, l'amélioration moyenne du nombre de Nusselt, par rapport aux parois fixes, est de 163 %, 158 %, et 96 % pour les cas I, II et III, respectivement.

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

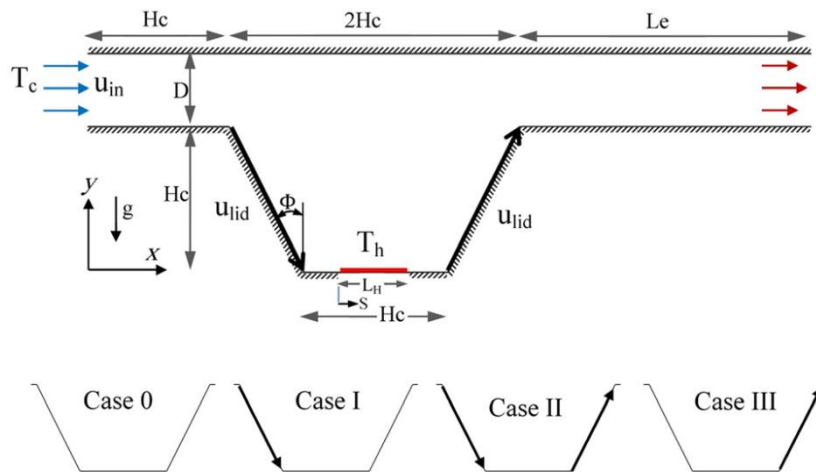


Figure I.8 : Géométrie du problème de l'étude de **Muneer A. Ismael et al. [17]**

Sivanandam et Kandasamy [18] ont analysé numériquement les impacts combinés de la convection naturelle et forcée ainsi que du transfert d'énergie dans un canal associé à une cavité ouverte. un obstacle adiabatique de longueur finie est fixée à la paroi supérieure du canal, tandis que la paroi horizontale inférieure de la cavité est soumise à un chauffage sinusoïdal. Le reste de la cavité du canal est supposé être adiabatique. l'ensemble est incliné d'angle ϕ . Ils ont constaté que les cellules de recirculation à proximité de l'obstacle diminuent ou disparaissent à mesure que l'angle d'inclinaison du canal/cavité augmente. De plus, le transfert moyen d'énergie thermique diminue régulièrement jusqu'à ce que le nombre de Richardson atteigne 1, au-delà duquel il augmente pour tous les angles d'inclinaison et toutes les longueurs de barrière. Pour les angles d'inclinaison, aucun angle constant ne permet un transport de chaleur plus élevé à l'intérieur de la cavité du canal. L'augmentation du transfert de chaleur s'améliore lorsque la taille du déflecteur (obstacle) augmente. L'augmentation du taux de transfert thermique maximal observé est d'environ 450 % avec l'addition d'un obstacle (un déflecteur).

CHAPITRE I : Généralité sur le Transfer thermique et sur les écoulements interne avec une étude bibliographique

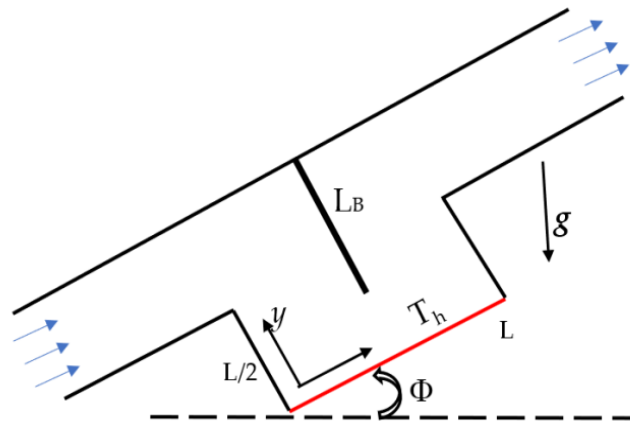


Figure I.9 : Modèle physique considéré par **Sivanandam et Kandasamy [18]**

L'étude bibliographique présentée ci-dessus donne un aperçu général sur l'ensemble des travaux réalisés sur les écoulements et les échanges thermiques dans des cavités associées à des canaux.

L'étude aborde le même problème que celui étudié par **O. Manca et S. Nardini**, mais en exposant les parois de la cavité à une température constante. Un code de calcul écrit en langage Matlab a été élaboré pour déterminer les effets des différents paramètres de contrôle sur la structure de l'écoulement et sur le transfert thermique.

CHAPITRE II :

**Formulation mathématique
du problème**

CHAPITRE II : Formulation mathématique du problème

II.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter la formulation mathématique du problème de la convection mixte dans un canal plan associé à une cavité. Les équations aux dérivées partielles, basées sur les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, décrivant le phénomène physique avec les conditions aux limites appropriées, seront présentées sous leurs formes dimensionnelle et adimensionnelle.

II.2. Domaine physique

La disposition géométrique du phénomène physique examiné dans cette étude est représentée de manière schématique sur la figure II.1, avec une géométrie bidimensionnelle exprimée en coordonnées cartésiennes. Le système comprend un canal horizontal de longueur (L) et de largeur (H), associé à une cavité rectangulaire de largeur (W) et de hauteur (D). Trois configurations ont été proposées pour une étude numérique comme le montre la figure II.1. Dans la première configuration, Une paroi de la cavité en forme de U (selon les cas) est chauffée à une température constante et les autres parois sont adiabatiques.

À l'entrée du canal, le fluide entre avec une distribution de vitesse uniforme (U_0) ainsi qu'une température uniforme (T_0). La paroi chaude, dans les trois configurations, est maintenue à une température constante (T_C) qui est supérieure à la température du fluide à l'entrée.

II.3. Hypothèses simplificatrices

Pour la modélisation du problème, nous adoptons les hypothèses suivantes

- Le fluide supposé Newtonien et incompressible.
- Le régime d'écoulement est laminaire et permanent.
- L'écoulement est supposé bidimensionnelle (2D).
- La dissipation visqueuse est négligeable.
- l'échange thermique par rayonnement est négligeable

CHAPITRE II : Formulation mathématique du problème

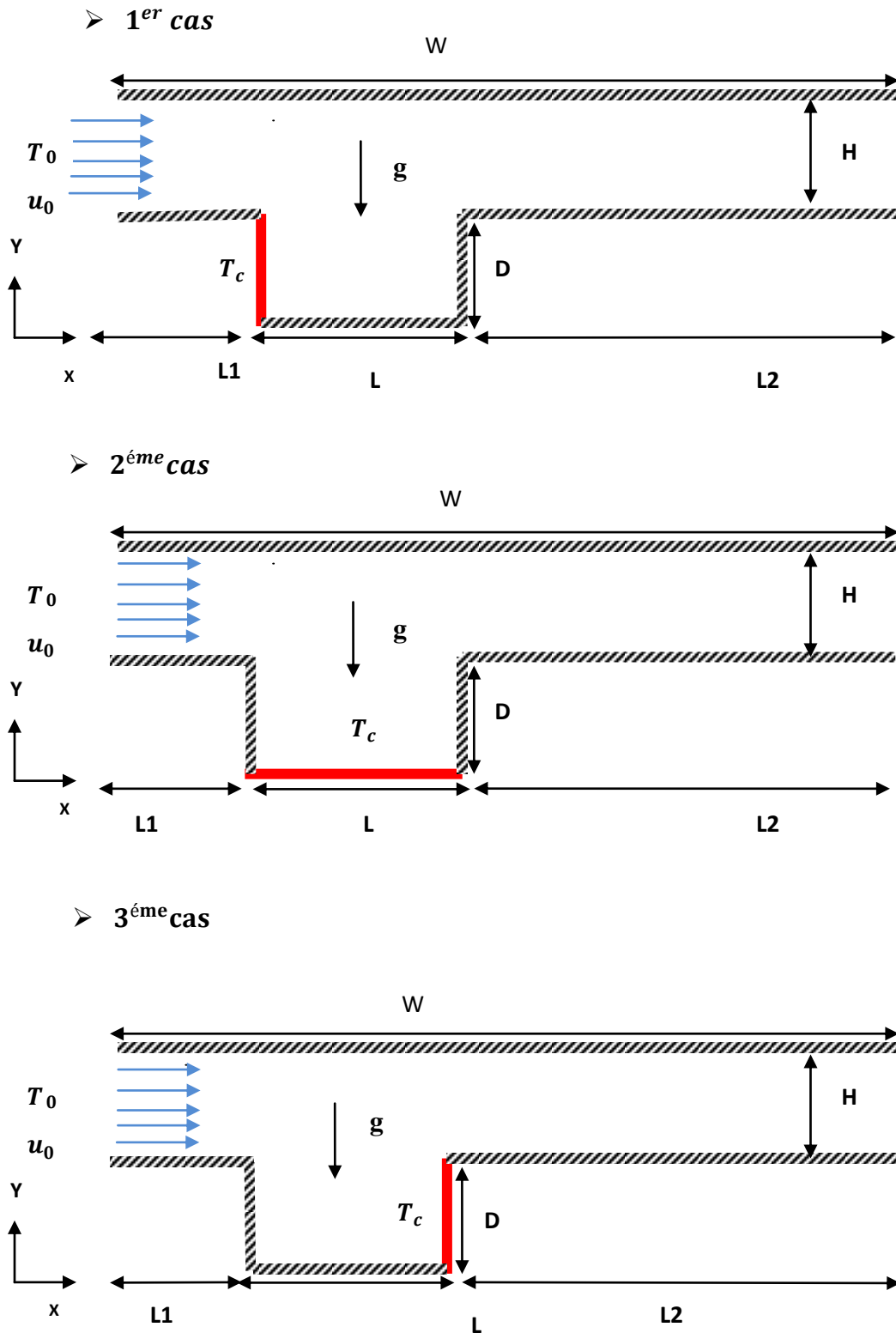


Figure II.1 : Configurations géométriques du problème physique

CHAPITRE II : Formulation mathématique du problème

- Les propriétés thermo-physique du fluide sont constantes, sauf pour le cas de la masse volumique dont la variation avec la température est traitée selon l'approximation de Boussinesq et donnant naissance aux forces de flottabilité thermque.

$$\rho = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)] \quad (\text{II.1})$$

II.4: Equation gouvernantes

II.4.1. Equation de continuité

L'équation de continuité est traduite par la loi de conservation de masse, qui est donnée, en coordonnées cartésiennes, comme suit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.2})$$

II.4.2. Equation de quantité de mouvement

Les équations de la conservation de la quantité de mouvement sont données par les équations de Navier-Stokes:

- Suivant la direction x :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.3})$$

- Suivant la direction y :

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g\beta(T - T_0) \quad (\text{II.4})$$

II.4.3. Equation d'énergie

L'équation d'énergie est obtenue par l'application de premier principe de la thermodynamique, elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.5})$$

Sachant que $\alpha = \frac{k}{\rho C_p}$, l'équation (I.5) se met sous la forme :

$$\left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.6})$$

CHAPITRE II : Formulation mathématique du problème

II.5: Mise sous forme adimensionnel des équations gouvernantes

Il est plus commode de présenter les équations régissant le problème sous une forme adimensionnelle. Des nombres sans dimensions caractéristiques vont apparaître et qui réduiront considérablement la complexité du problème. Pour rendre les équations précédentes sous une forme adimensionnelle, il faut définir les changements de variables suivant :

$$\theta = \frac{T-T_0}{T_h-T_0} ; U = \frac{u}{U_0} ; V = \frac{v}{U_0} ; X = \frac{x}{L} ; Y = \frac{y}{L} ; P = \frac{p}{\rho U_0^2} ;$$

Les équations gouvernantes sous la forme adimensionnelle s'écrivent comme suit :

➤ **Equation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (\text{II.7})$$

➤ **Equation de quantité de mouvement**

- Suivant la direction X :

$$V \frac{\partial U}{\partial X} + U \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (\text{II.8})$$

- Suivant la direction Y :

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + Ri\theta \quad (\text{II.9})$$

➤ **Equation d'énergie :**

La forme adimensionnelle de l'équation d'énergie est donnée par :

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{PrRe} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (\text{II.10})$$

II.6. Condition aux limites sous forme adimensionnelles :

Les conditions aux limites sous forme adimensionnelle s'écrivent comme suit

- A l'entrée du canal

CHAPITRE II : Formulation mathématique du problème

$$U = 1 \quad ; \quad V = 0 \quad ; \quad \theta = 0$$

- Sur la paroi supérieure

$$U = 0 \quad ; \quad V = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

- Sur la paroi inférieure du canal

$$U = 0 \quad ; \quad V = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

- Sur la paroi verticale gauche de la cavité

- Cas 1

$$U = 0 \quad ; \quad V = 0 \quad ; \quad \theta = 1$$

- Cas 2 et 3 respectivement.

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

- Sur la paroi verticale droite de la cavité

- Cas 2

$$U = 0 \quad ; \quad V = 0 \quad ; \quad \theta = 1$$

- Cas 1 et 3 respectivement.

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

- Sur la paroi inférieure de la cavité

- Cas 3

$$U = 0 \quad ; \quad V = 0 \quad ; \quad \theta = 1$$

- Cas 1 et 2

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$$

I.7. Les nombres sans dimension

L'expérimentation est souvent menée à une échelle différente de la réalité industrielle. La nécessité de définir des corrélations qui soient applicables à des appareils de tailles différentes opérant dans des situations différentes conduit à

CHAPITRE II : Formulation mathématique du problème

l'utilisation de paramètres adimensionnels qui permettent de définir des similitudes[8].

II.7.1.Le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est proportionnel au rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. Il peut être exprimé comme :

$$Re = \frac{\rho \cdot U_a \cdot L}{\mu}$$

(II.11)

ρ : La masse volumique [Kg/m³].

U_a : La vitesse à l'entrée du canal [m/s].

L : La longueur caractéristique [m].

μ : Viscosité dynamique [Pa.s].

Le nombre de Reynolds permet de déterminer les différents régimes d'écoulement du fluide en mouvement (laminaire, transitoire ou turbulent).

II.7.2.Le nombre de Prandtl

C'est un nombre adimensionnel qui représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement (ou viscosité cinématique) et la diffusivité thermique. On le définit de la manière suivante [9] :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{K} = \frac{\nu}{\alpha} \quad (\text{II.12})$$

Où

c_p : La chaleur spécifique à pression constante [J/ (kg · K)].

K : La conductivité thermique [$Wm^{-1} K^{-1}$].

$\nu = \mu / \rho$: La viscosité cinématique du fluide [$m^2 s^{-1}$].

μ : La viscosité dynamique [Pa.s]

ρ : la masse volumique [m³/l].

II.7.3.Nombre de Grashof

Le nombre de Grashof est défini comme le rapport entre les forces de gravité par les forces visqueuse, Il peut être exprimé comme suit :

$$Gr = \frac{\rho^2 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\mu^2} \quad (\text{II.13})$$

CHAPITRE II : Formulation mathématique du problème

Avec g , β , ρ , μ sont respectivement la gravité, le coefficient de dilatation thermique, la masse volumique et la viscosité dynamique, ΔT étant l'écart de température entre les parois et L une longueur caractéristique

II.7.4. Nombre de Richardson

Le nombre de Richardson est défini comme le rapport entre le nombre de Grashof et le carré du nombre de Reynolds. En d'autres termes, il représente le rapport entre l'énergie potentielle de pesanteur et l'énergie cinétique.

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (\text{II.14})$$

II.7.5. Le nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt est un paramètre adimensionnel qui traduit physiquement le rapport entre le flux de chaleur transmis par conduction au niveau de l'interface solide-fluide et le flux de chaleur transmis par convection entre cette interface et le fluide considéré, son expression est donnée par :

$$Nu = \left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_p \quad (\text{II.15})$$

Le nombre de Nusselt moyen s'exprime par :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{s} \int Nu ds \quad (\text{II.16})$$

II.8. Fonction du courant

L'expression de la fonction de courant ψ est obtenue à partir des composantes de la vitesse.

Elle est donnée pour un écoulement bidimensionnel comme suit:

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial Y} ; V = -\frac{\partial \psi}{\partial X} \quad (\text{II.17})$$

CHAPITRE III :

Méthode de résolution numérique

III.1.Méthode de résolution

Vu la complication de la résolution analytique des équations de conservation, Il existe plusieurs méthodes numériques de discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles, à savoir :

- la méthode des éléments finis.
- la méthode des différences finies.
- la méthode des volumes finis.

Dans la présente étude, on utilisera la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôle quadrilatéraux et le couplage vitesse pression.

III.1.1. Rappels sur la méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980 par Patankar [19]. le principe de méthode des volumes finis baser sur une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement.

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle, Chacun de ces derniers englobe un nœud dit nœud principal, comme indiqué dans la **Figure (III-1)**. La technique des volumes de contrôle consiste dans l'intégration des équations aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle pour obtenir les équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur un volume de contrôle [20].

Les différentes étapes de la méthode des volumes finis sont :

- La discrétisation du domaine considéré en volume de contrôle.
- La formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles.
- Écriture des équations algébriques aux nœuds du maillage.
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

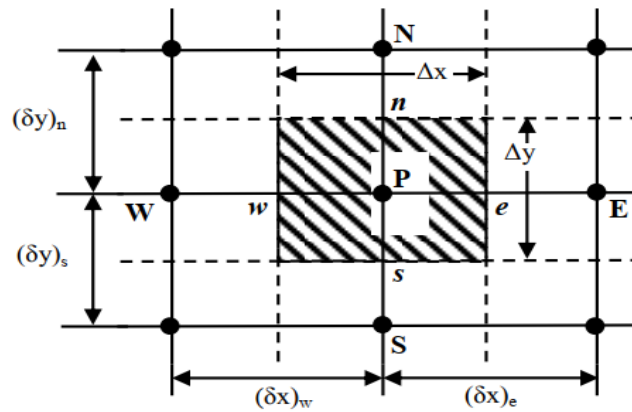


Figure (III-1) : Volume de contrôle bidimensionnel [21]

III.1.2. Maillage

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud, où on trouve la variable P et les composantes u et v de la vectrice vitesse qui se trouve au milieu des segments reliant deux nœuds adjacents.

La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points (nœuds).

Ainsi, un élément de volume de contrôle est défini autour de chaque nœud. Les grandeurs scalaires pression et température sont stockées dans le nœud P du maillage (Figure III-2-a), tandis que les grandeurs vectorielles u et v sont stockés aux milieux des segments reliant les nœuds. L'équation générale du transport est intégrée sur le volume de contrôle associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle associé aux composantes de vitesse.

Le volume de contrôle de la composante longitudinale u est décalé suivant la direction x par rapport au volume de contrôle principale (Figure III-2-b) celui de la composante transversale v est décalé suivant la direction de y (Figure III-2-c). La construction des volumes de contrôle et le maillage décalé sont montrés dans Figure (III.2). [22]

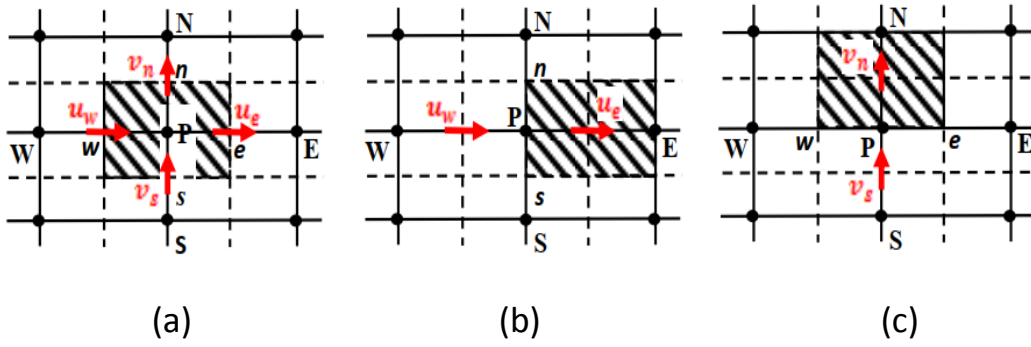


Figure (III.2) : Schéma du volume de contrôle (a), maillage décalé pour u_e (b),

Maillage décalé pour v_n (c) [21].

III. 3. Forme générale de l'équation de transport

Dans le système cartésien (X, Y) et pour un écoulement permanent incompressible, L'équation générale de transport s'écrit :

$$\underbrace{\frac{\partial U\phi}{\partial x} + \frac{\partial V\phi}{\partial y}}_C = \underbrace{\Gamma \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right)}_D + \underbrace{S_\phi}_S \quad (III.1)$$

Où :

C : Terme de transport par convection.

D : Terme de transport par diffusion.

S : Terme source.

ϕ : Variable généralisée.

Γ : Coefficient de diffusion

III.3.1. Discrétisation de l'équation générale de transport

La discrétisation de l'équation générale de transport (eq III.1) sur un volume de contrôle typique donne, (voir figure III.1) :

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial U\phi}{\partial x} dx dy + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial V\phi}{\partial y} dx dy = \int_s^n \int_w^e \Gamma \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) dx dy + \int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy \quad (III.2)$$

CHAPITRE III : Méthode de résolution numérique

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial U\phi}{\partial x} dx dy = ((U\phi)_e - (U\phi)_w)\Delta Y$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial V\phi}{\partial y} dx dy = ((V\phi)_n - (V\phi)_s)\Delta X$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy = \left(\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right) \Delta Y$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy = \left(\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right) \Delta X$$

$$\int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy = \bar{S}_\phi \Delta X \Delta Y$$

Alors l'équation (III.2) devient :

$$\begin{aligned} ((U\phi)_e - (U\phi)_w)\Delta Y + ((V\phi)_n - (V\phi)_s)\Delta X = \Gamma \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta Y + \\ \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] \Delta X + \bar{S}_\phi \Delta X \Delta Y \end{aligned} \quad (III.3)$$

Pour évaluer ϕ_e , ϕ_w , ϕ_n et ϕ_s nous choisissons une interpolation Entre les nœuds voisins, nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_e = \frac{\phi_E + \phi_P}{2} \\ \phi_w = \frac{\phi_P + \phi_W}{2} ; \\ \phi_n = \frac{\phi_N + \phi_P}{2} \\ \phi_s = \frac{\phi_P + \phi_S}{2} \end{array} \right. \quad (III.4)$$

De la même manière, pour les gradients, $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e$, $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w$, $\left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n$ et $\left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e = \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta X_e} ; \\ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w = \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta X_w} ; \\ \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n = \frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta Y_n} ; \\ \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s = \frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta Y_s} ; \end{array} \right. \quad (III.5)$$

Avec :

CHAPITERE III : Méthode de résolution numérique

$$\overline{S_\phi} = S_u + S_P \phi_P \quad (\text{III.6})$$

La relation (III.3) en tenant compte des relations (III.4), (III.5) et (III.6) simplifier devient :

$$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + S_u + S_P \phi_P \quad (\text{III.7})$$

le coefficient du nœud central P :

$$a_p = a_E + a_W + a_s + a_N + F_e - F_w + F_n - F_s \quad (\text{III.8})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} a_E = \frac{\Gamma \Delta Y}{\Delta X_e} - \frac{U_e \Delta Y}{2} = D_e - \frac{F_e}{2} \\ a_w = \frac{\Gamma \Delta Y}{\Delta X_w} + \frac{U_w \Delta Y}{2} = D_w + \frac{F_w}{2} \\ a_s = \frac{\Gamma \Delta X}{\Delta Y_s} + \frac{V_s \Delta X}{2} = D_s + \frac{F_s}{2} \\ a_N = \frac{\Gamma \Delta X}{\Delta Y_n} - \frac{V_n \Delta X}{2} = D_n - \frac{F_n}{2} \end{array} \right. \quad (\text{III.9})$$

Et :

$$\left\{ \begin{array}{ll} F_e = U_e \Delta y, & , D_e = \frac{\Gamma \Delta Y}{\Delta X_e}, \\ F_w = U_w \Delta y, & , D_w = \frac{\Gamma \Delta Y}{\Delta X_w} \\ F_s = V_s \Delta x, & , D_s = \frac{\Gamma \Delta X}{\Delta Y_s}, \\ F_n = V_n \Delta x, & , D_n = \frac{\Gamma \Delta x}{\Delta Y_n}, \end{array} \right. \quad (\text{III.10})$$

CHAPITRE III : Méthode de résolution numérique

III.3.2 Fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques :

Le tableau ci-dessous Tableau (III.2) donne les expressions de la fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques.

Schéma	Formule de la fonction
Différences centrées	$1 - 0,5 P $
Upwind	1
Hybrid	$\text{Max} [0, 1 - 0,5 P]$
Power Law	$\text{Max} [0, 1 - (0,5 P)^5]$
Exponentiel	$ P / [\exp(P) - 1]$

Tableau (III.1) : Les expressions de la fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques (**Patankar, 1980**).[19]

Dans notre travail actuel, nous avons choisi d'utiliser le schéma Power Law car il garantit une meilleure stabilité des solutions numériques et offre des résultats qui se rapprochent de manière précise des valeurs exactes.

Le calcul des coefficients de l'équation algébrique (III-7) par différents schémas est résumé dans le tableau (III-2).

Schéma	a_E	a_W
Centré	$D_e - \frac{F_e}{2}$	$D_w + \frac{F_w}{2}$
Upwind	$D_e + [-F_e, 0]$	$D_w + [-F_w, 0]$
Exponentiel	$\frac{F_e}{\exp(P_e) - 1}$	$\frac{F_w \exp(P_w)}{\exp(P_w) - 1}$
Hybride	$[-F_e, D_e - \frac{F_e}{2}, 0]$	$[-F_w, D_w + \frac{F_w}{2}, 0]$
Power-law	$D_e \left[0, \left(1 - \frac{0.1 F_e }{D_e} \right)^5 \right] + [0, -F_e]$	$D_w \left[0, \left(1 - \frac{0.1 F_w }{D_w} \right)^5 \right] + [0, F_w]$

CHAPITERE III : Méthode de résolution numérique

Schéma	a_N	a_S
Centré	$D_n - \frac{F_n}{2}$	$D_s + \frac{F_s}{2}$
Upwind	$D_n + [-F_n, 0]$	$D_s + [-F_s, 0]$
Exponentiel	$\frac{F_n}{\exp(P_n) - 1}$	$\frac{F_s}{\exp(P_s) - 1}$
Hybride	$[-F_n, D_n - \frac{F_n}{2}, 0]$	$[-F_s, D_s - \frac{F_s}{2}, 0]$
Power-law	$D_n \left[0, \left(1 - \frac{0.1 F_n }{D_n} \right)^5 \right] + [0, -F_n]$	$D_s \left[0, \left(1 - \frac{0.1 F_s }{D_s} \right)^5 \right] + [0, -F_s]$

Tableau (III.2) Les coefficients a_W , a_E , a_S et a_N pour différents schémas.[23]

• **Pour la vitesse U :**

$$F_n = sewu(i) \cdot \frac{V(i,j+1) + V(i-1,j+1)}{2} ;$$

$$D_n = \frac{\Gamma sewu(i)}{dynp(j)} ;$$

$$F_s = sewu(i) \cdot \frac{V(i,j) + V(i-1,j)}{2} ;$$

$$D_s = \frac{\Gamma sewu(i)}{dysp(j)} ;$$

$$F_e = sns(j) \cdot \frac{U(i+1,j) + U(i,j)}{2} ;$$

$$D_e = \frac{\Gamma sns(j)}{dxeu(i)} ;$$

$$F_w = sns(j) \cdot \frac{U(i,j) + U(i-1,j)}{2} ;$$

$$D_w = \frac{\Gamma sns(j)}{dxwu(i)} ;$$

• **Pour la vitesse v :**

$$F_n = sew(i) \cdot \frac{V(i,j) + V(i,j+1)}{2} ;$$

$$D_n = \frac{\Gamma sew(i)}{dynpv(j)} ;$$

$$F_s = sew(i) \cdot \frac{V(i,j) + V(i,j-1)}{2} ;$$

$$D_s = \frac{\Gamma sew(i)}{dyspv(j)} ;$$

$$F_e = sns(v(j)) \cdot \frac{U(i+1,j) + U(i+1,j-1)}{2} ;$$

$$D_e = \frac{\Gamma sns(v(j))}{dxep(i)} ;$$

$$F_w = sns(v(j)) \cdot \frac{U(i,j) + U(i,j-1)}{2} ;$$

$$D_w = \frac{\Gamma sns(v(j))}{dxwp(j)} ;$$

Pour la température T :

$$F_n = \text{sew}(i) \cdot V(i, j + 1) \qquad D_n = \frac{\Gamma_{\text{sew}}(i)}{\text{dyp}(j)}$$

$$F_s = \text{sew}(i) \cdot V(i, j) \qquad D_s = \frac{\Gamma_{\text{sew}}(i)}{\text{dysp}(j)}$$

$$F_e = \text{sns}(j) \cdot U(i + 1, j) \qquad D_e = \frac{\Gamma_{\text{sns}}(j)}{\text{dxe}(i)}$$

$$F_w = \text{sns}(j) \cdot U(i, j) \qquad D_w = \frac{\Gamma_{\text{sns}}(j)}{\text{dxw}(i)}$$

III.3.3 Couplage vitesse- pression

III.3.3.1. L'algorithme « SIMPLE » :

L'algorithme utilisé pour l'évaluation des variables (U, V, P, T, C). Ce programme repose sur la méthode semi-implicite qui a été présentée par Patankar et Spalding pour la première fois en (1972), et puis développé par Garetto, Gosman, Patankar, et Spalding (1972), et enfin il a été raffiné par Patankar (1975) [3]

Les équations algébriques de conservation de quantité de mouvement pour les deux composantes de la vitesse peuvent s'écrire :

$$a_{i,j} u_{i,j} = \sum a_{nb} u_{nb} + (p_{i-1,j} - p_{i,j}) A_{i,j} + b_{i,j} \qquad \text{(III.11)}$$

$$a_{i,j} v_{i,j} = \sum a_{nb} v_{nb} + (p_{i,j-1} - p_{i,j}) A_{i,j} + b_{i,j} \qquad \text{(III.12)}$$

Nous utilisons le champ de pression \mathbf{P}^* , pour déterminer les composantes de vitesse \mathbf{u}^* et \mathbf{v}^* donc :

$$a_{i,j} u_{i,j}^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + (p_{i-1,j}^* - p_{i,j}^*) A_{i,j} + b_{i,j} \qquad \text{(III.13)}$$

$$a_{i,j} v_{i,j}^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + (p_{i,j-1}^* - p_{i,j}^*) A_{i,j} + b_{i,j} \qquad \text{(III.14)}$$

La correction de pression \mathbf{p}' est définie comme la différence entre la pression correcte \mathbf{p} et la pression estimée \mathbf{p}^* , Il est donné par la relation suivante :

$$p = p' + p^* \qquad \text{(III.15)}$$

De la même manière, la correction des vitesses \mathbf{u}' et \mathbf{v}' est définie comme la différence entre les vitesses correctes \mathbf{u} , \mathbf{v} et les vitesses estimées \mathbf{u}^* , \mathbf{v}^*

CHAPITERE III : Méthode de résolution numérique

$$u = u^* + u' \quad (III.16)$$

$$v = v^* + v' \quad (III.17)$$

La soustraction des équations (III.13) et (III.14) des équations (III.11) et (III.12) Respectivement, donne :

$$a_{i,j}(u_{i,j} - u_{i,j}^*) = \sum a_{nb}(u_{nb} - u_{nb}^*) + [(p_{l-1,j} - p_{l-1,j}^*) - (p_{l,j} - p_{l,j}^*)] A_{i,j} \quad (III.18)$$

$$a_{l,j}(v_{l,j} - v_{l,j}^*) = \sum a_{nb}(v_{nb} - v_{nb}^*) + [(p_{l,j-1} - p_{l,j-1}^*) - (p_{l,j} - p_{l,j}^*)] A_{l,j} \quad (III.19)$$

En utilisant les formules de correction les équations (III.15), (III.17), les équations (III.18) et (III.19) peuvent être réécrites ainsi :

$$a_{i,j}u'_{i,j} = \sum a_{nb}u'_{nb} + (p'_{l-1,j} - p'_{l,j})A_{i,j} \quad (III.20)$$

$$a_{l,j}v'_{l,j} = \sum a_{nb}v'_{nb} + (p'_{l,j-1} - p'_{l,j})A_{l,j} \quad (III.21)$$

A ce moment une approximation est introduite les termes $\sum a_{nb}u'_{nb}$ et $\sum a_{nb}v'_{nb}$ sont négligés pour simplifier les équations (III.20) et (III.21)

On obtenait :

$$u'_{i,j} = (P'_{l-1,j} - P'_{l,j})d_{i,j} \quad (III.22)$$

$$v'_{l,j} = (P'_{l,j-1} - P'_{l,j})d_{l,j} \quad (III.23)$$

Avec

$$d_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{a_{i,j}} \quad \text{Et} \quad d_{l,j} = \frac{A_{l,j}}{a_{l,j}}$$

Les équations (III.22) et (III.23) décrivent les correction, à appliquer aux vitesses à travers les formules (III.16) et (III.17) ce qui donne :

$$u_{i,j} = u_{i,j}^* + (P'_{l-1,j} - P'_{l,j})d_{i,j} \quad (III.24)$$

$$v_{l,j} = v_{l,j}^* + (P'_{l,j-1} - P'_{l,j})d_{l,j} \quad (III.25)$$

Des expressions similaire existent pour $u_{i+1,j}$ et $v_{l,j+1}$:

CHAPITERE III : Méthode de résolution numérique

$$u_{i+1,J} = u_{i+1,J}^* + (P'_{I,J} - P'_{I+1,J})d_{i+1,J} \quad (\text{III.26})$$

$$v_{I,j+1} = v_{I,j+1}^* + (P'_{I,J} - P'_{I,J+1})d_{I,j+1} \quad (\text{III.27})$$

Avec
$$d_{i,j} = \frac{A_{i+1,J}}{a_{i+1,J}} \quad \text{et} \quad d_{I,j} = \frac{A_{I,j+1}}{a_{I,j+1}}$$

L'équation de continuité discrétisée, obtenue par l'intégration sur le volume contrôle, donnée est par la formule suivante :

$$[(uA)_{i+1,J} - (uA)_{i,J}] + [(vA)_{I,j+1} - (vA)_{I,j}] = 0 \quad (\text{III.28})$$

En remplaçant les vitesse des équations (III.24) et (III.25) dans l'équations de la continuité discrétisée (III.28) :

$$a_{I,J}p'_{I,J} = a_{I+1,J}p'_{I+1,J} + a_{I-1,J}p'_{I,J-1} + a_{I,J+1}p'_{I,J+1} + a_{I,J-1}p'_{I,J-1} + b'_{I,J} \quad (\text{III.29})$$

Cette équation est appelée équation de correction de la pression.

Avec :

$$a_{I,J} = a_{I+1,J} + a_{I-1,J} + a_{I,J} + a_{I,J-1} \quad (\text{III.30})$$

Et

$$\begin{cases} a_{I+1,J} = (Ad)_{i+1,J} \\ a_{I-1,J} = (Ad)_{i,J} \\ a_{I,J+1} = (Ad)_{I,j+1} \\ a_{I,J-1} = (Ad)_{I,j} \end{cases} \quad (\text{III.31})$$

$$b'_{I,J} = (u^*A)_{i,J} - (u^*A)_{i+1,J} + (v^*A)_{I,j} + (v^*A)_{I,j+1} \quad (\text{III.32})$$

Après avoir présenté la méthode de discrétisation des différentes équations et le principe de base de l'algorithme SIMPLE, on peut résumer l'ensemble des séquences qui interviennent dans la résolution des équations mentionnées précédemment comme suit :

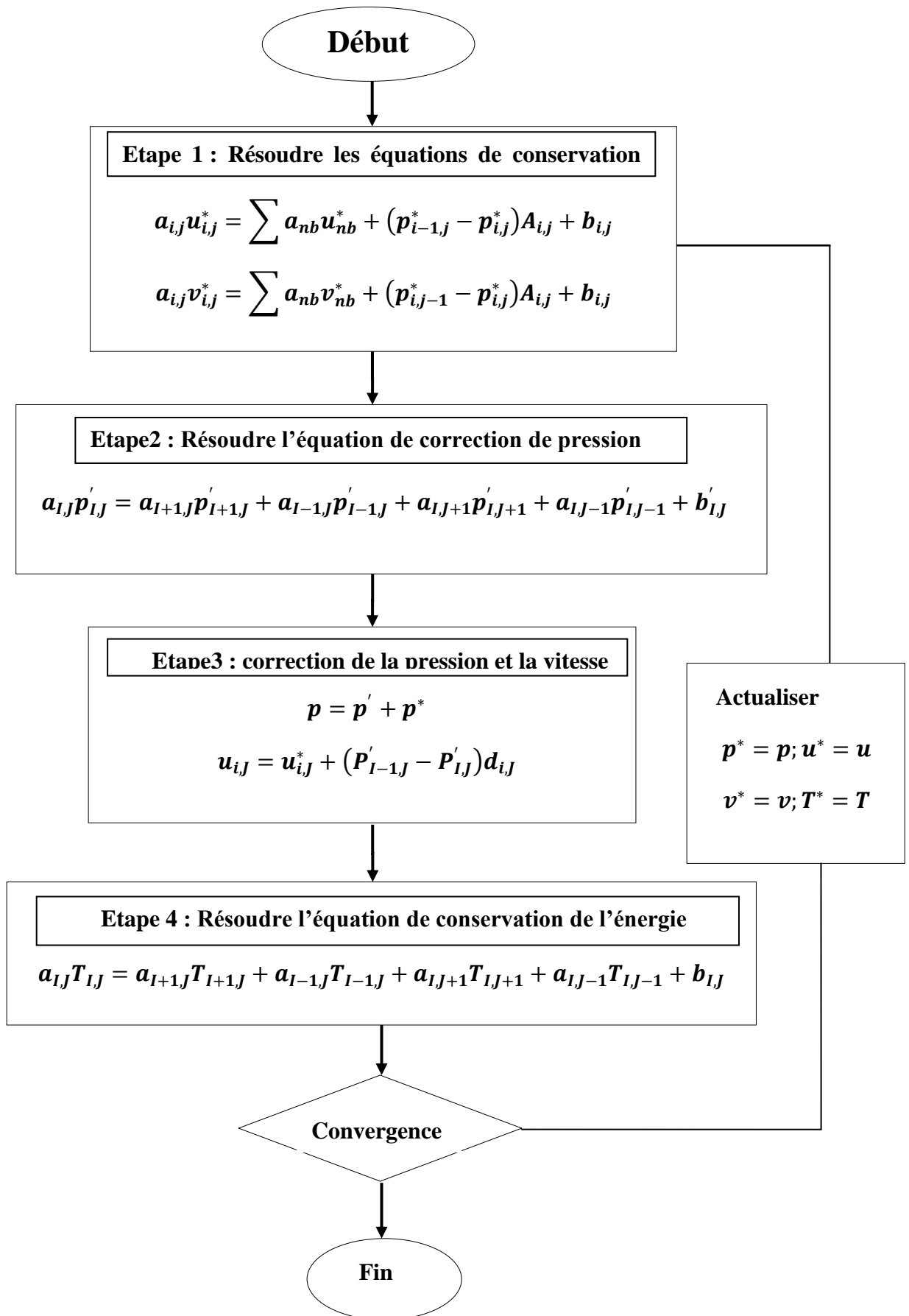


Figure (III.3) : L'algorithme SIMPLE. [19]

CHAPITRE IV :

Résultats et discussion

Chapitre IV : Résultats et discussion

IV.1. Introduction

Ce chapitre présente les résultats de simulations numériques de la convection mixte dans une cavité associée à un canal. L'analyse présentée auparavant montrent que les caractéristiques du transfert de chaleur dépendent des paramètres adimensionnels: le nombre de Prandtl, le nombre de Reynolds, le nombre de Grashof et ou le nombre de Richardson. Certains paramètres ont été fixés. Ainsi tous les essais numériques ont été faits pour un nombre de Prandtl, $Pr=0.71$, ce qui représente l'air. Les longueurs sont choisies comme suit:

$$L1 = 0.5L, L2 = L, D = 0.5L, H = 0.5L, w = 2D$$

Le nombre de Richardson est choisi de telle sorte d'étudier les trois types de la convection.

IV.2. Validation du code de calcul

Pour vérifier la fiabilité de notre code de calcul nous avons comparé nos résultats avec ceux extraits de **R.IWATSU et al [24]**.

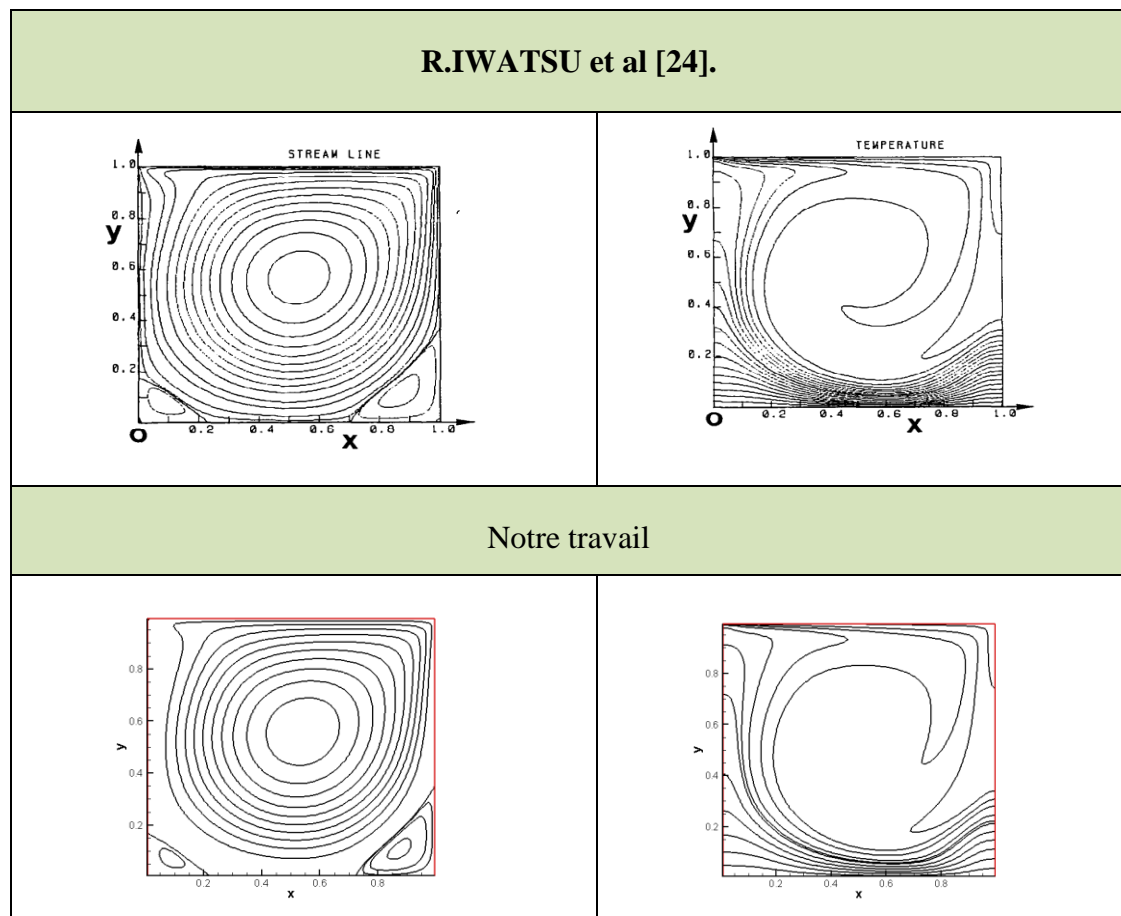


Figure IV.1 : Les lignes de courant à gauche et Les isothermes à droite pour, $Re = 10^3$, $Gr=10^2$

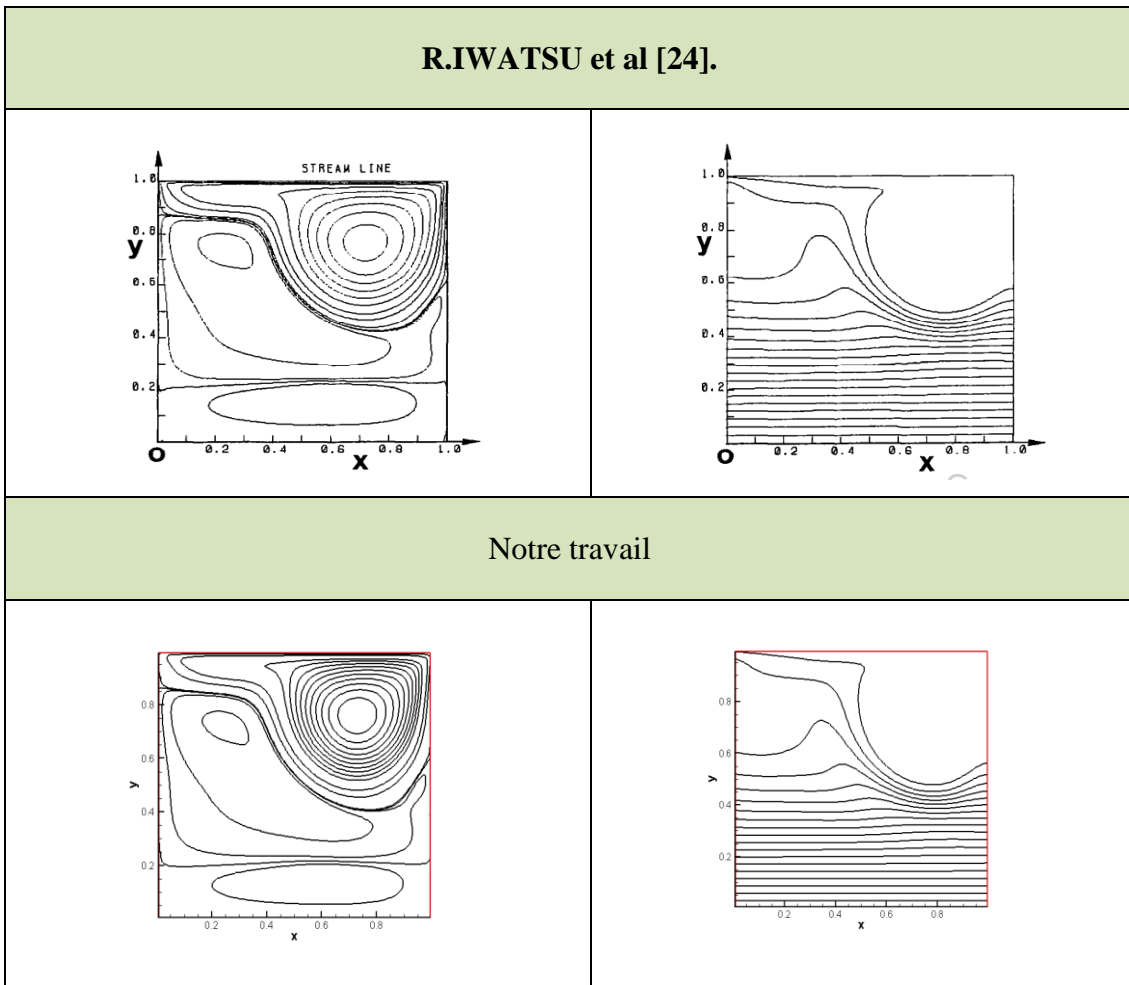


Figure IV.2 : Les lignes de courant à gauche et Les isothermes à droite pour $Re = 10^3$, $Gr=10^6$

Les figures **Figure IV.1** et **Figure IV.2**, représentent une comparaison des lignes de courant et des isothermes pour $Re = 10^3$, $Gr = 10^2$ et $Re = 10^3$, $Gr = 10^6$ respectivement et les profils des vitesses au milieu de la cavité pour les mêmes valeurs du Re et de Gr sont présentés sur les figures **Figure IV.3** et **Figure IV.4**.

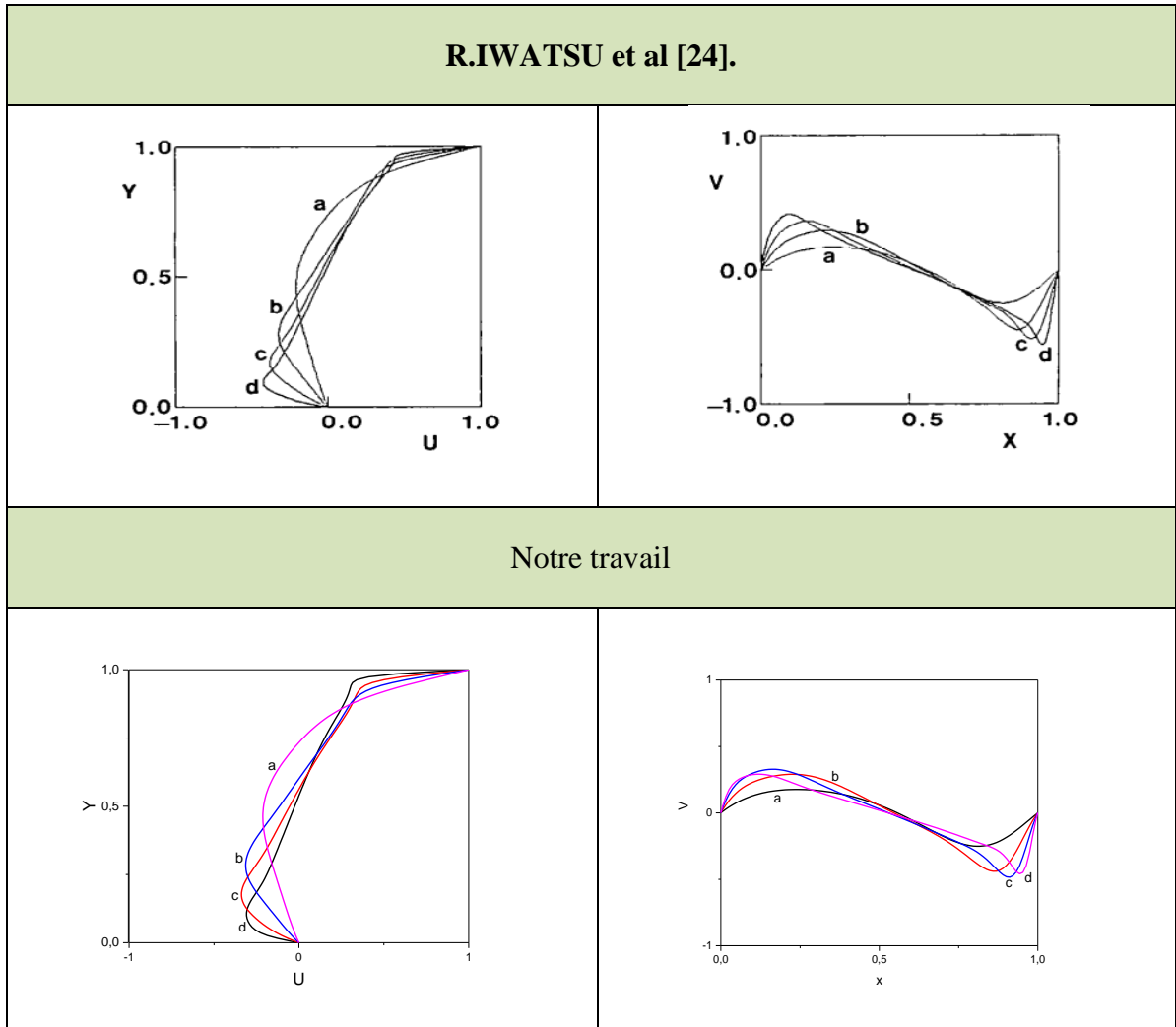


Figure IV.3 : Profils de la vitesse longitudinale U (à gauche) et de la vitesse transversale V à (droite) pour $Re = 100, Re=400, Re=1000, Re=3000$ et $Gr=100$

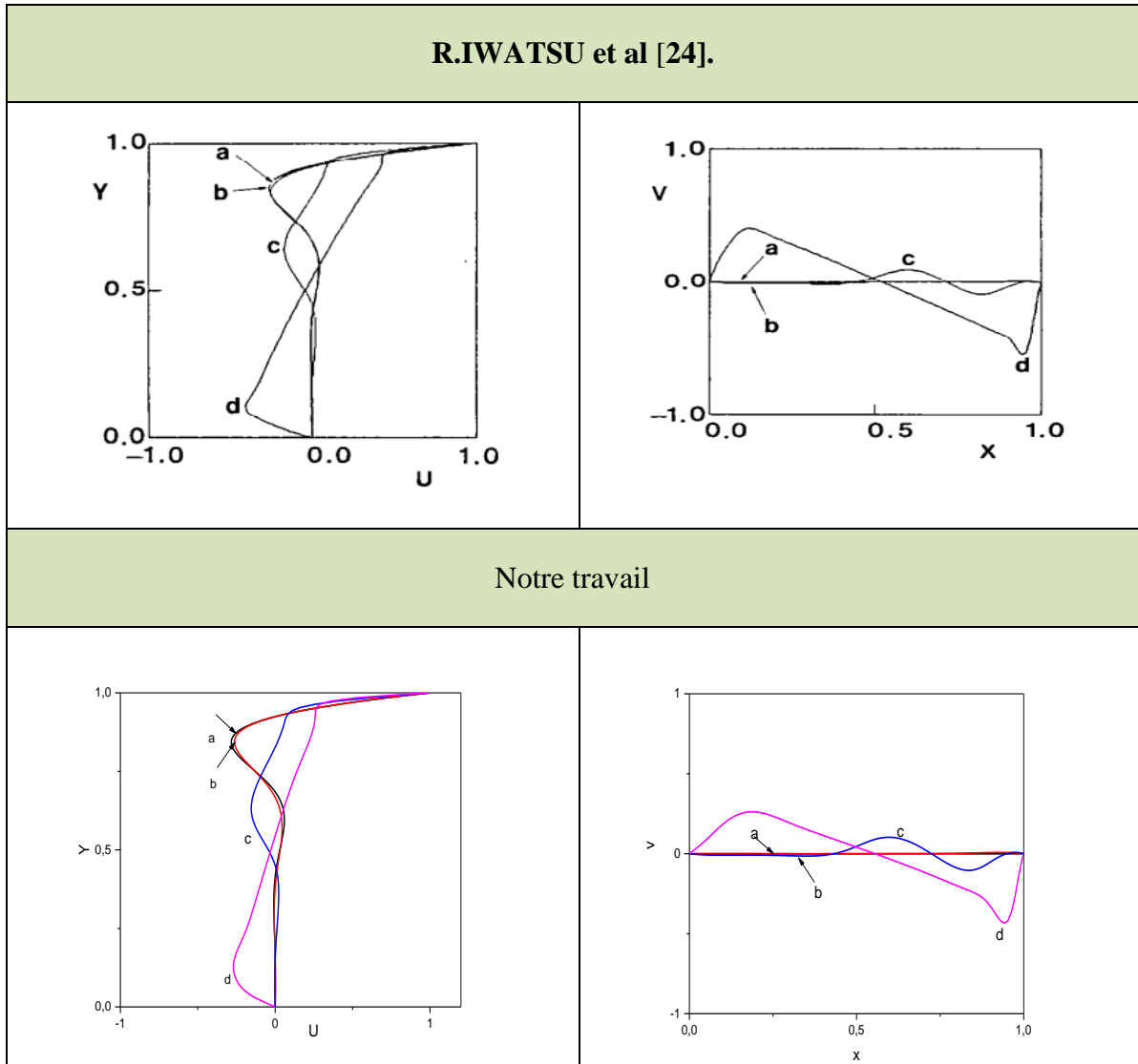


Figure IV.4 : Profils de la vitesse longitudinale U (à gauche) et de la vitesse transversale V à (droite) pour $Re=100, Re=400, Re=1000, Re=3000$ et $Gr=1000000$

A travers cette étude comparative, on constate une bonne concordance et un accord très satisfaisant entre nos résultats et ceux trouvés par **R.IWATSU et al [24]** ce qui nous permet de conclure que le code numérique élaboré peut décrire le modèle physique présenté dans le chapitre II.

IV-2-Résultats et discussion :

Dans la présente étude, les calculs numériques effectués par la méthode des volumes pour analyser la convection mixte dans un canal horizontal contenant une cavité ouverte chauffée à des différentes positions selon le cas étudié et Les effets des différents paramètres de contrôle tels que le nombre de Reynolds et le nombre de

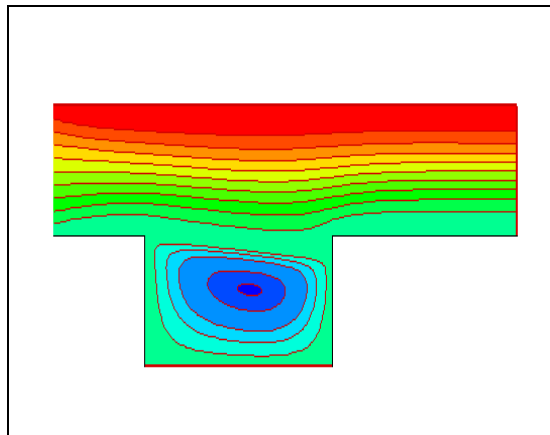
Chapitre IV : Résultats et discussion

Grashof ou en général le nombre de Richardson sur le transfert de chaleur et sur l'écoulement du fluide à l'intérieur de la cavité.

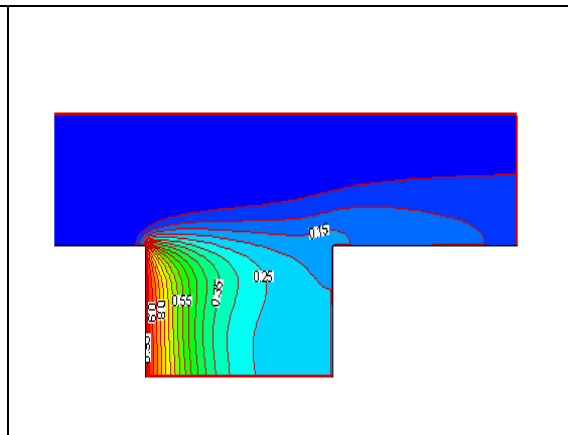
➤ 1^{er} cas : Chauffage de la paroi gauche de la cavité

L'influence du nombre de Ri ($Ri=0.1, 1, 10$ et 100) pour un nombre de Reynolds $Re=100$ sur les lignes de courant et sur les isothermes a été démontrés sur les figures Figure IV.5. L'écoulement pour différent nombre de Richardson forme un vortex dans la cavité dû au mouvement du fluide dans le canal (similaire au cas d'un écoulement dans une cavité avec paroi mobile). l'intensité du vortex augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson en raison des forces de flottabilité thermique et la chaleur se propage dans la cavité

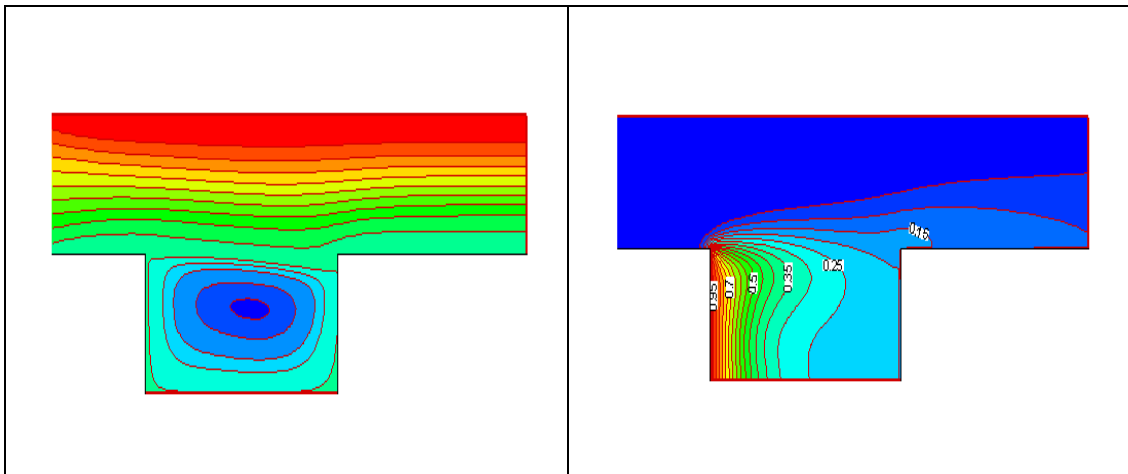
Les lignes de courant



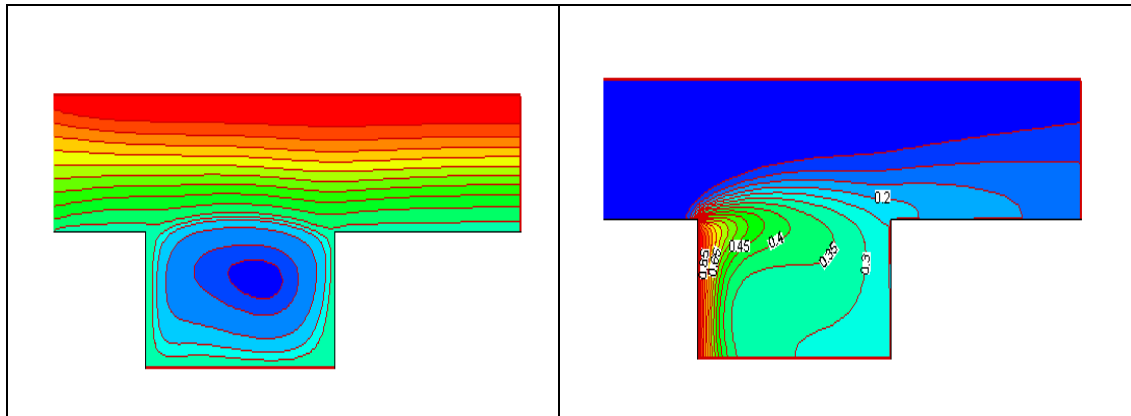
Les isothermes



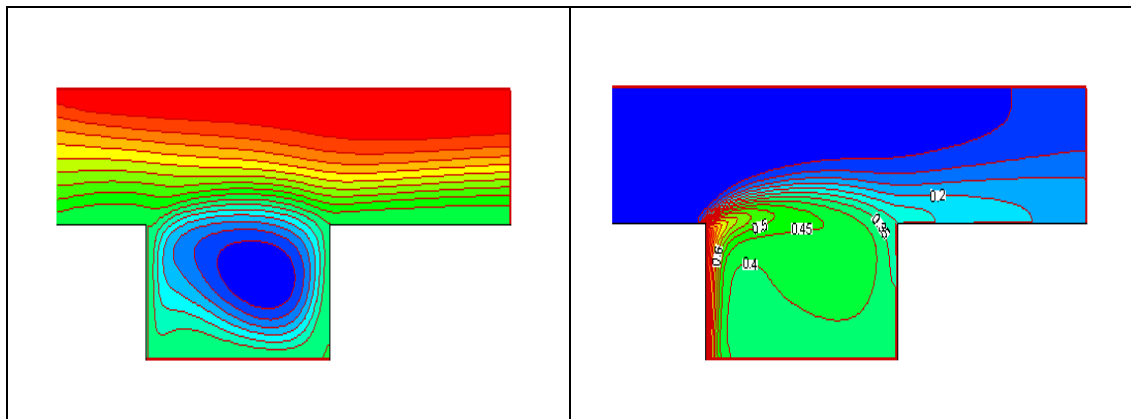
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure IV.5. : Les lignes de courant et les isothermes pour $Re=100$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$ et (d) $Ri=100$ (cas1)

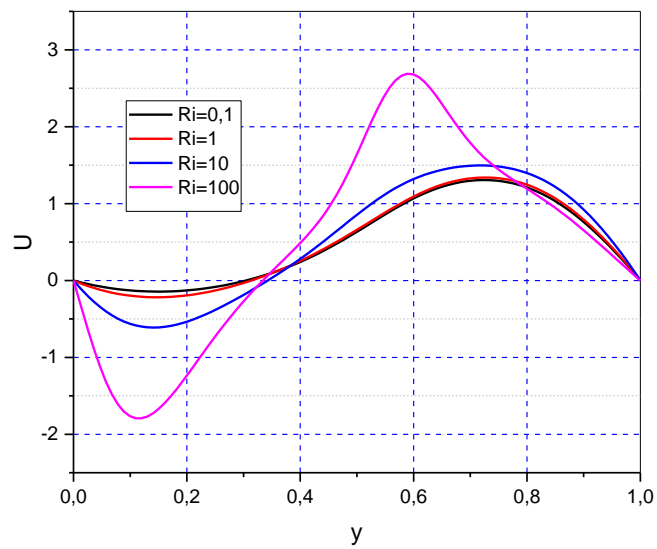


Figure IV.6: Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas1)

Chapitre IV : Résultats et discussion

le profil de la vitesse U au milieu de la cavité confirme la création d'une zone de recirculation et l'augmentation de son intensité avec l'augmentation des forces de flottabilités thermiques comme le montre la **Figure IV.6**.

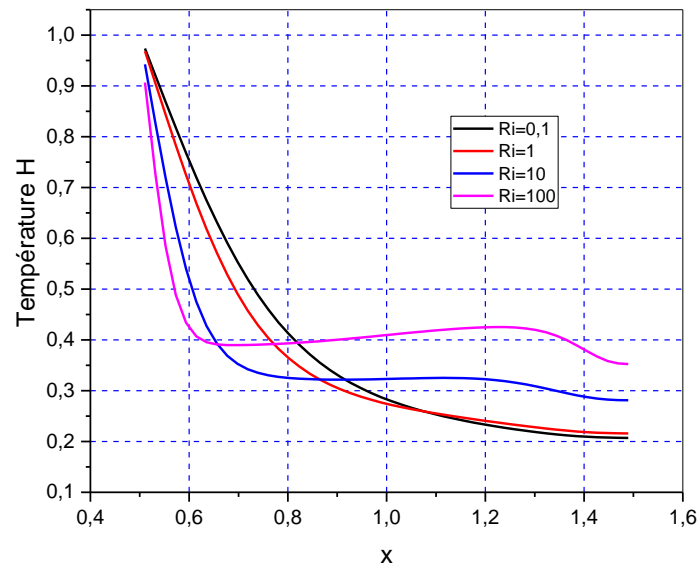


Figure IV.7: Profil de la température au milieu horizontal de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas1)

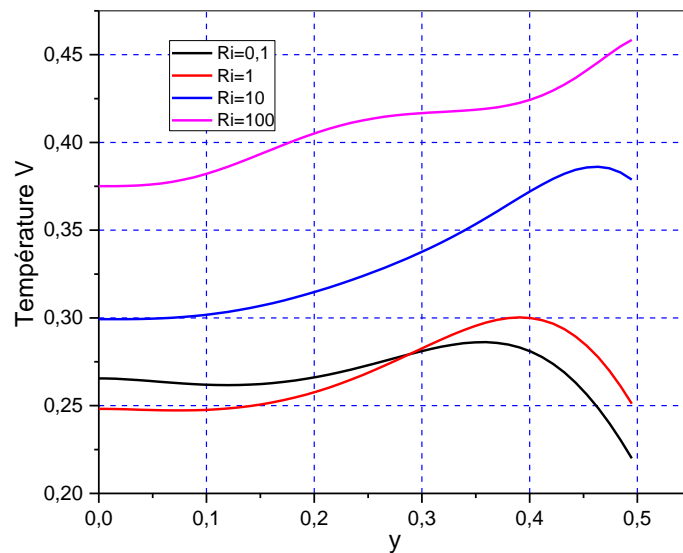


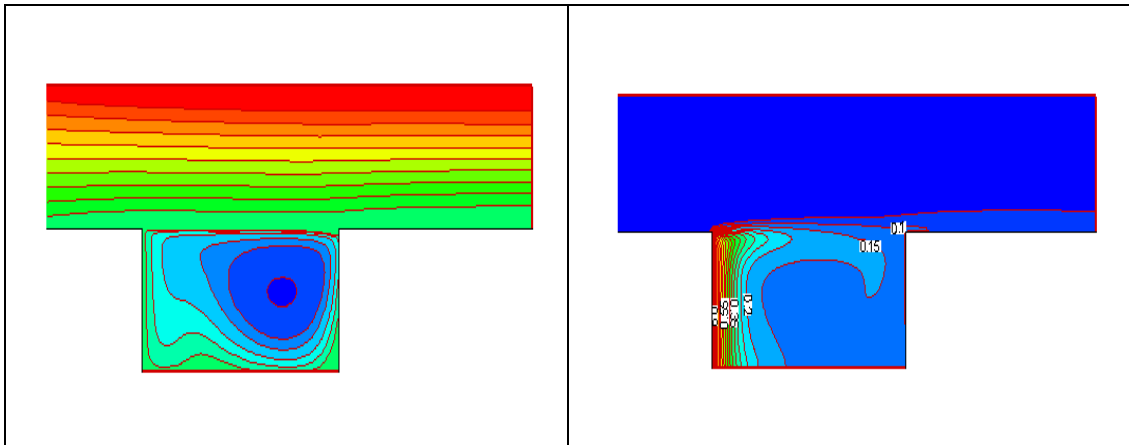
Figure IV.8: Profil de la température au milieu vertical de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas1)

Chapitre IV : Résultats et discussion

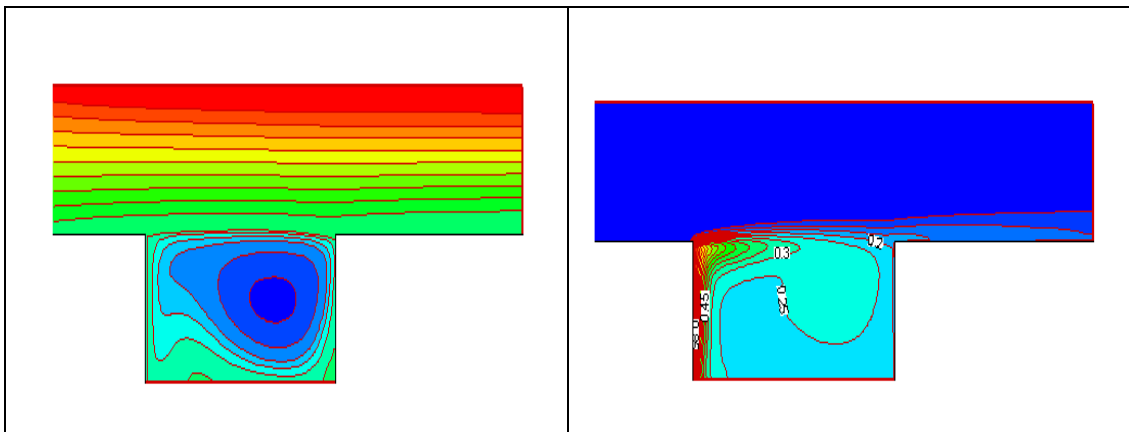
La propagation de la chaleur dans l'enceinte est illustrée sur la **Figure IV.7** ou la température du coté droite de la cavité augmente au fur et à mesure que le nombre de Richardson augmente et la partie haute de la cavité sera la plus chaude du fait de différence de densité dû aux forces de flottabilité thermiques (**Figure IV.8**)

Les lignes de courant

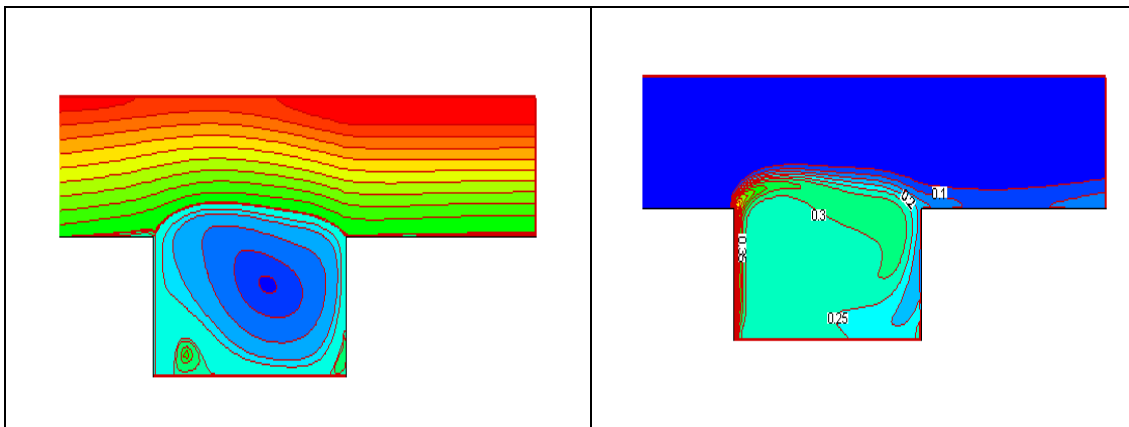
Les isothermes



(a)



(b)



(c)

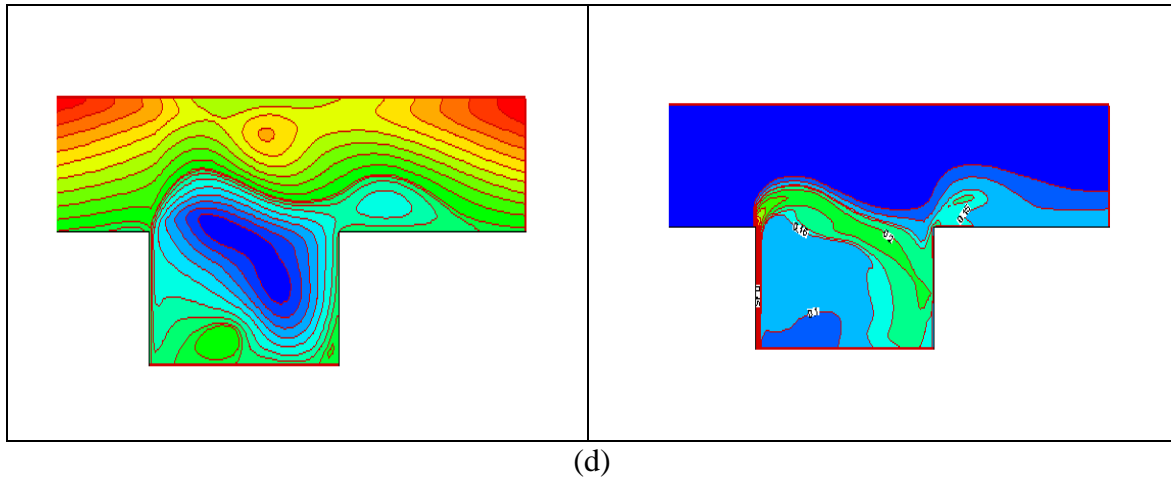


Figure IV.9 : les lignes de courant et les isothermes pour $Re=1000$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$ et (d) $Ri=100$ (cas1)

Avec l'augmentation du nombre de Reynolds et pour des faibles nombre de Richardson l'effet de la convection forcée est dominant et on constate la formation d'une cellule de recirculation dont le centre est proche de la paroi droite de la cavité.

Avec l'augmentation du nombre de Richardson l'effet de la convection naturelle se persiste par l'augmentation de la vitesse de circulation du fluide et la création d'une autre cellule de recirculation au voisinage de la paroi inférieure de la cavité. ces changements dans la structure de l'écoulement influent sur la distribution de températures (**Figure IV.9**, **Figure IV.10**, **Figure IV.11** et **Figure IV.12**).

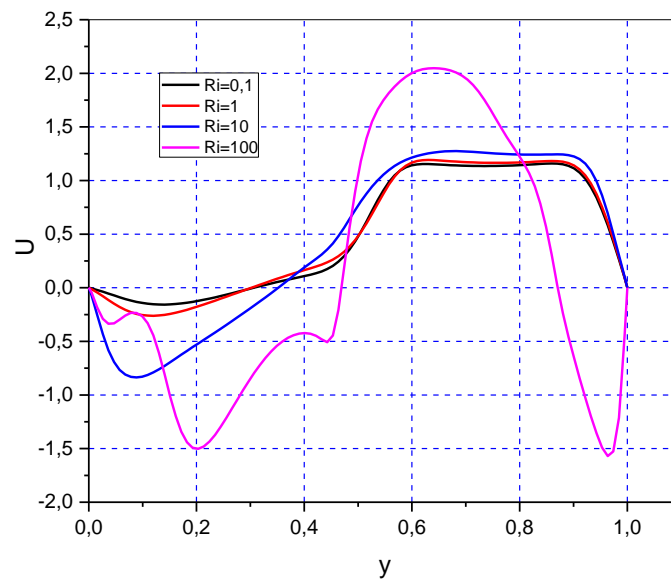


Figure IV.10: Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas1)

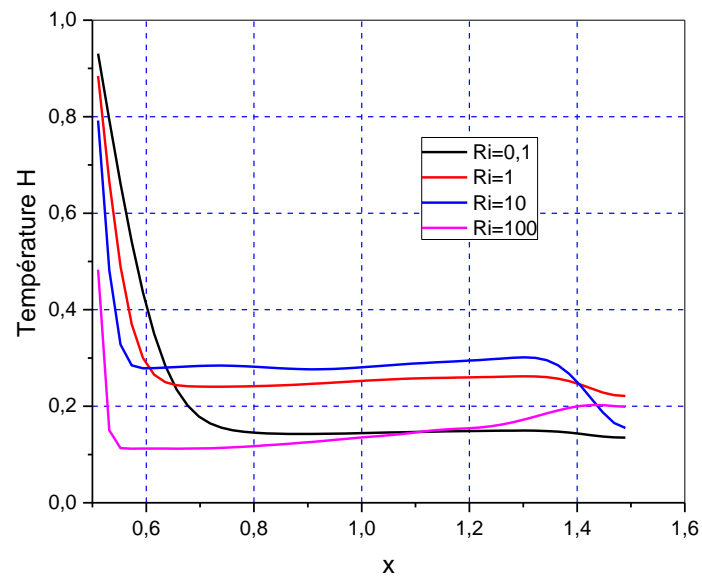


Figure IV.11: Profil de la température au milieu horizontal de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0,1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas1)

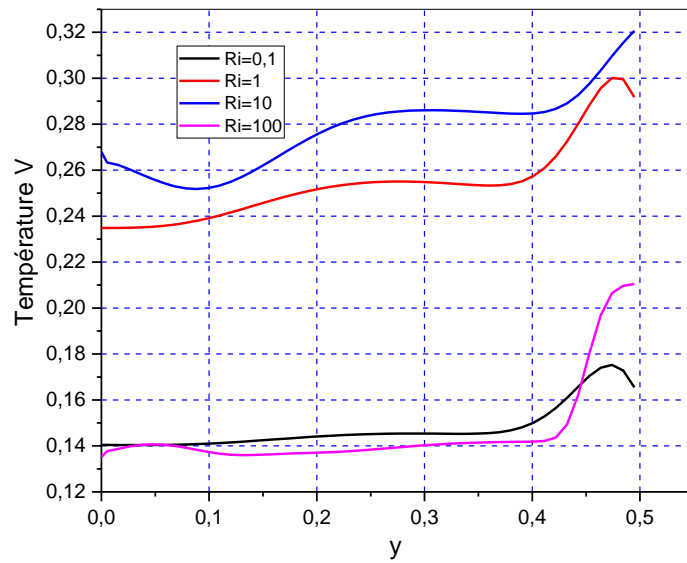


Figure IV.12: Profil de la température au milieu vertical de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0,1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas1)

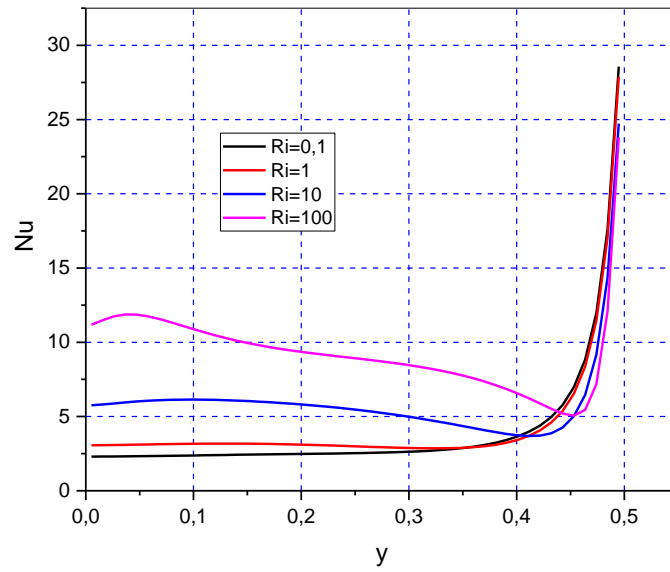


Figure IV. 13 : Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas 1)

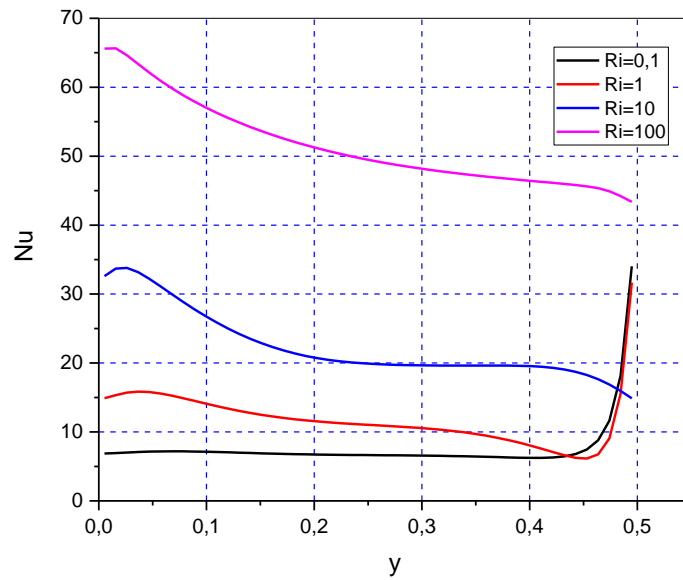


Figure IV. 14 : Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas 1)

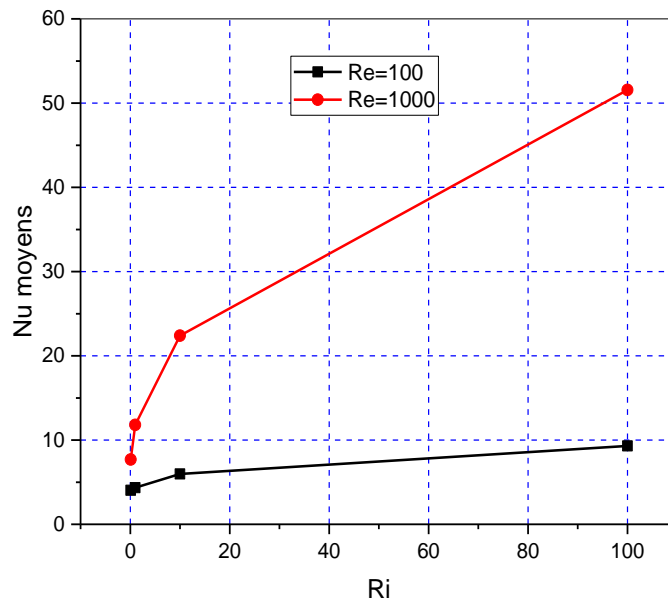


Figure IV. 15 : Profils du nombre de Nusselt moyen en fonction de Ri et pour Re=100 ; Re=1000 (cas1)

Le taux d'échange augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson d'une part et avec l'augmentation du nombre de Reynolds d'autre part (**Figure IV. 13**, **Figure IV. 14** et **Figure IV. 15**).

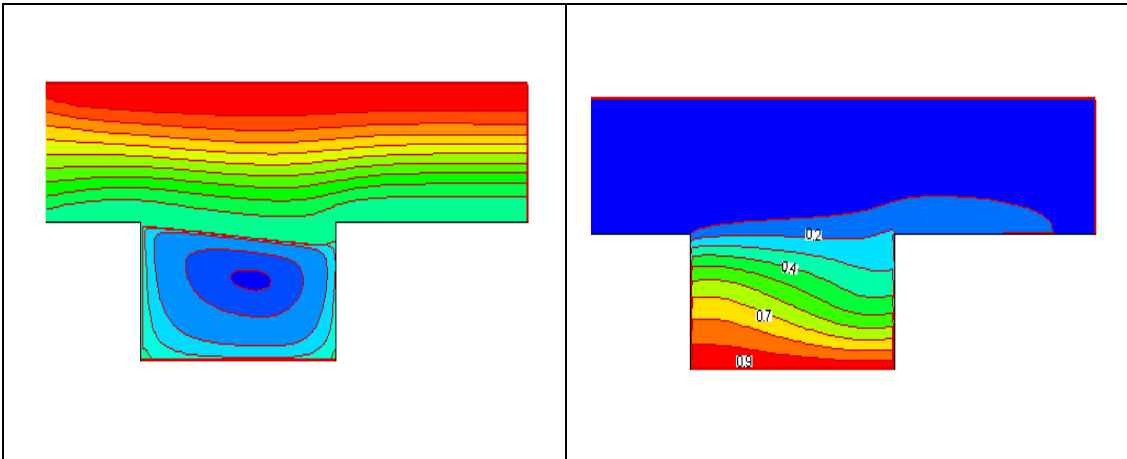
➤ **2^{ème} cas: Chauffage de la paroi inférieure de la cavité**

Dans ce cas la source chaude est localisée sur la paroi inférieure de la cavité. Pour des faibles valeurs du nombre de Richardson, le cas est similaire à celui du cas de la convection forcée. avec l'augmentation du nombre de Richardson l'effet de la convection libre apparaît et on constate une perturbation de l'écoulement au voisinage de sa paroi supérieure et des zones de recirculation se forment et influent sur les champs thermiques. (**Figure IV.16**).

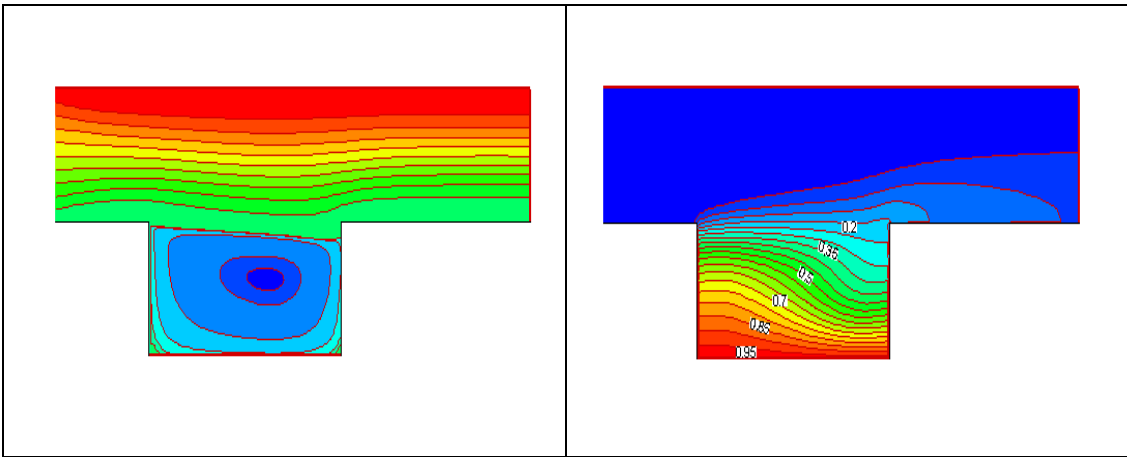
Chapitre IV : Résultats et discussion

Les lignes de courant

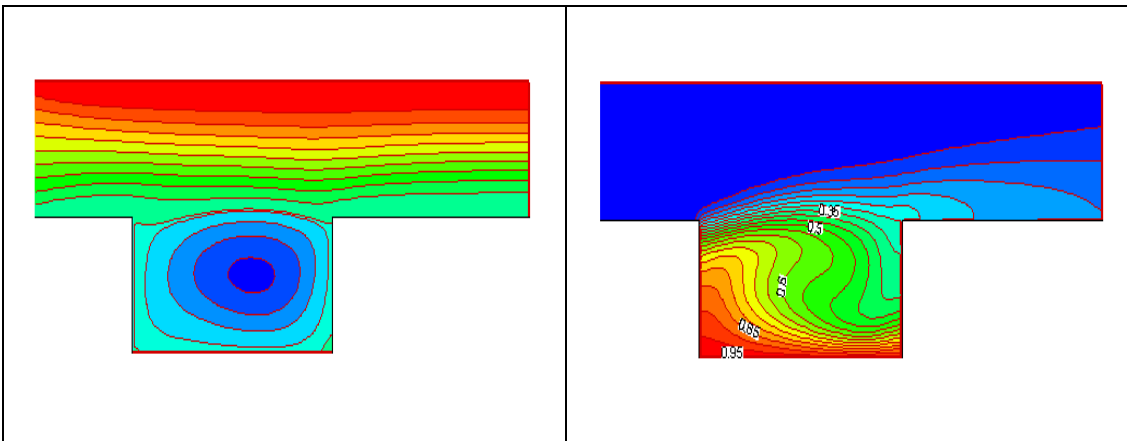
Les isothermes



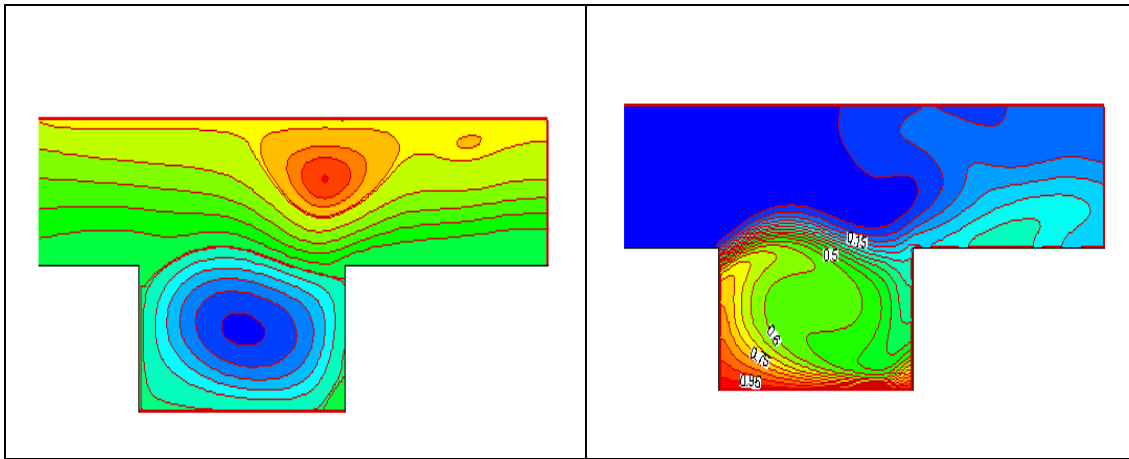
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure IV.16 : les lignes de courant et les isothermes pour $Re=100$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$, (d) $Ri=100$ (cas2)

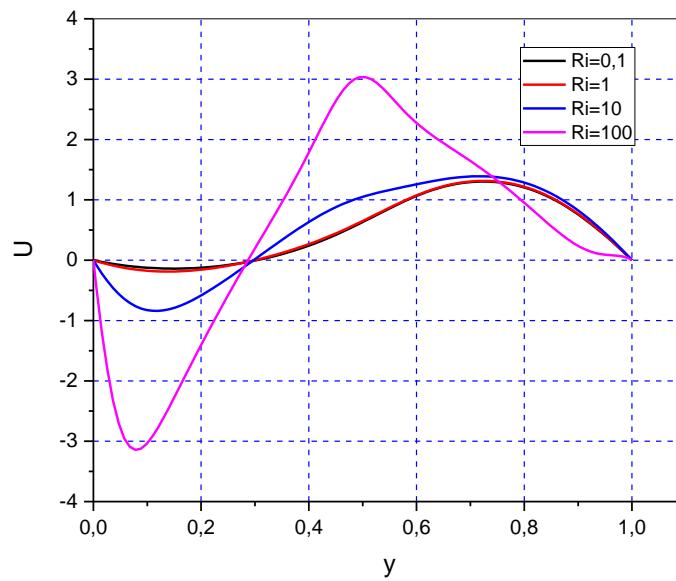


Figure IV.17: Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas2)

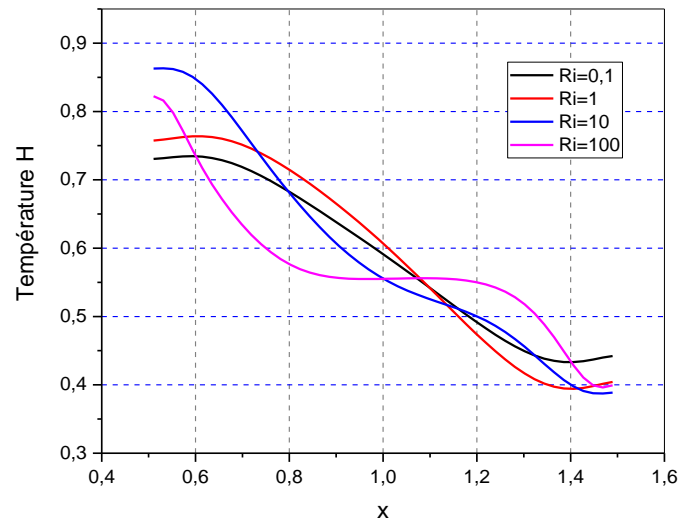


Figure IV.18: Profil de la température H au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas2)

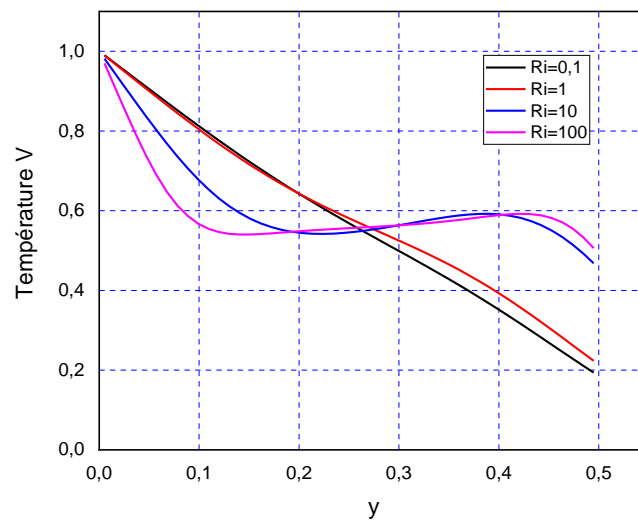


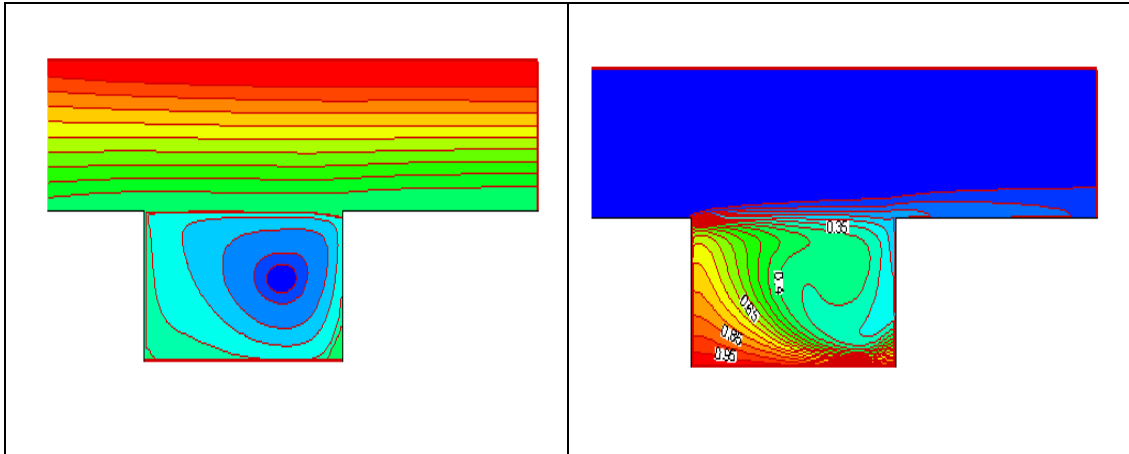
Figure IV.19: Profil de la température V au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas2)

Avec l'augmentation du nombre de Reynolds et des faibles nombre de Richardson l'écoulement dans le canal n'est pas influencée par le chauffage et Les lignes de courant sont parallèles et avec l'augmentation du nombres de Richardson, la convection naturelle prend sa place et influe sur la structure de l'écoulement que ça soit dans la canal ou dans la cavité.

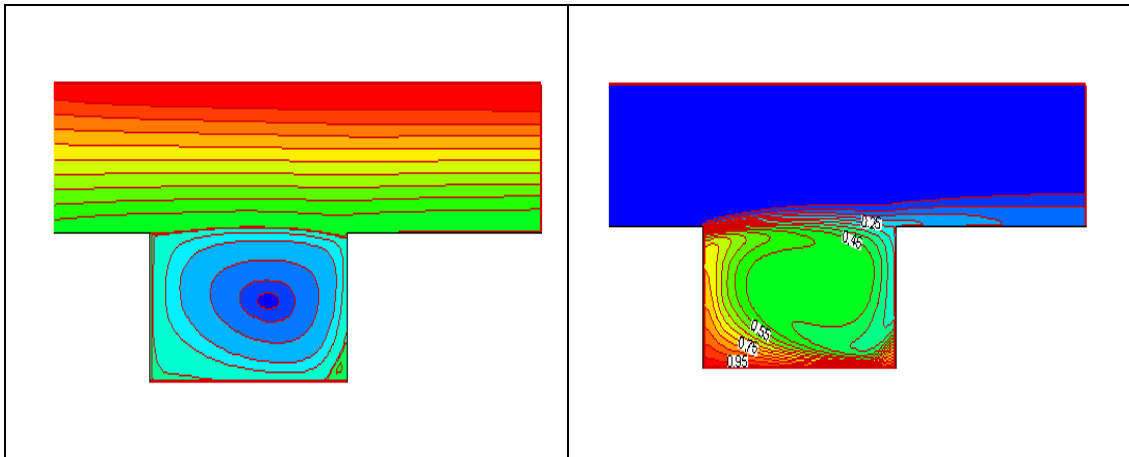
Chapitre IV : Résultats et discussion

Les lignes de courant

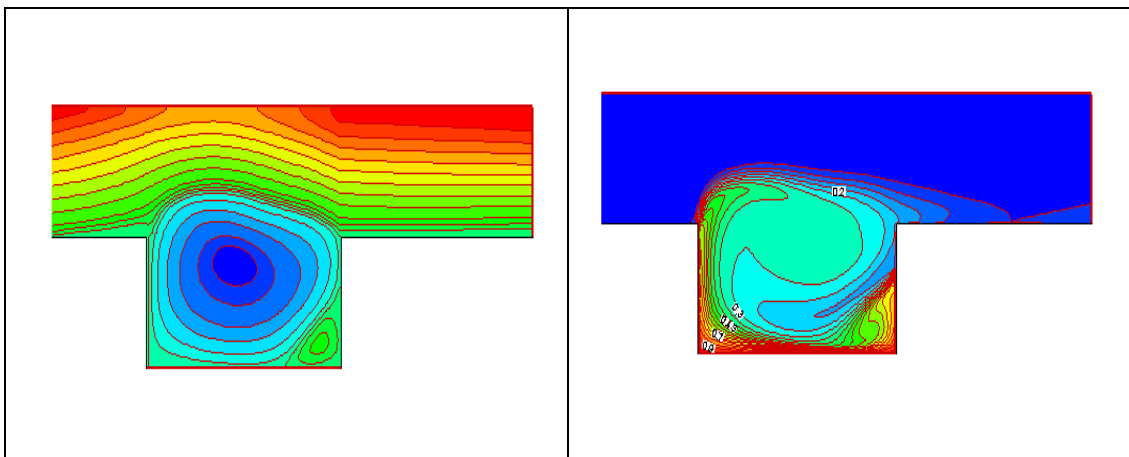
Les isothermes



(a)



(b)



(c)

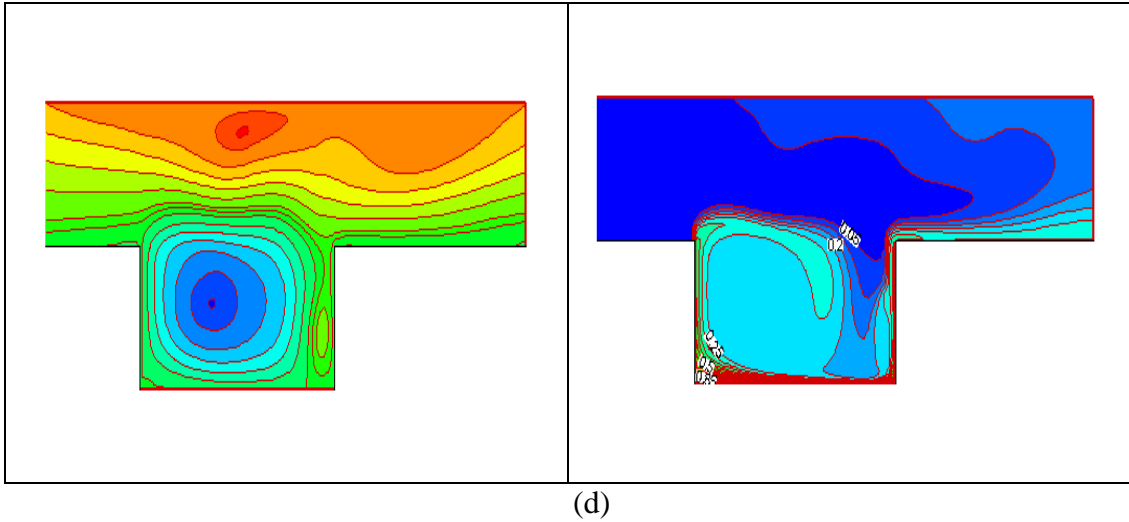


Figure IV.20: les lignes de courant et les isothermes pour $Re=1000$: (a) $Ri=0.1$,
(b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$, (d) $Ri=100$ (cas2)

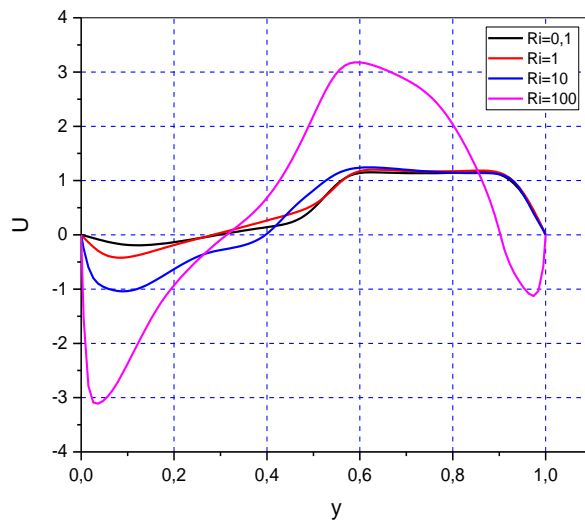


Figure IV.21: Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas2)

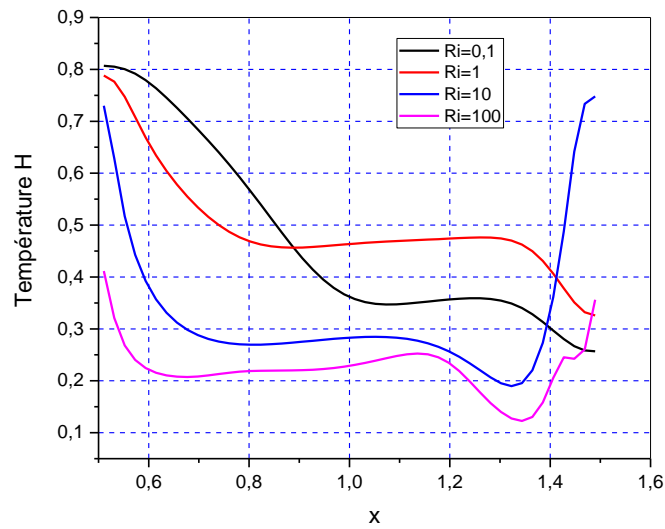


Figure IV.22: Profil de la température H au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas2)

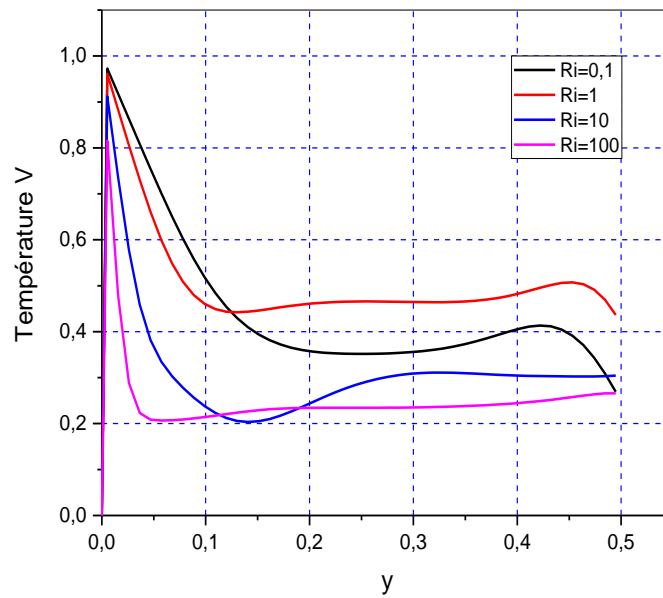


Figure IV.23: Profil de la température V au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas2)

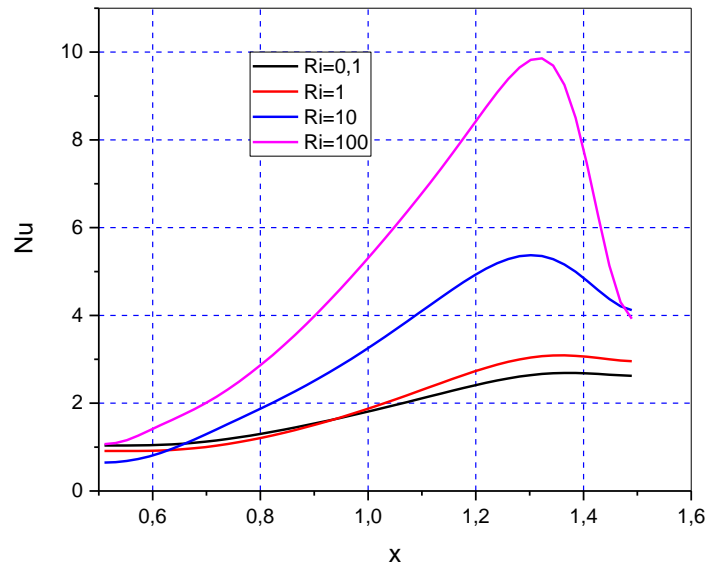


Figure IV. 24: Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas2)

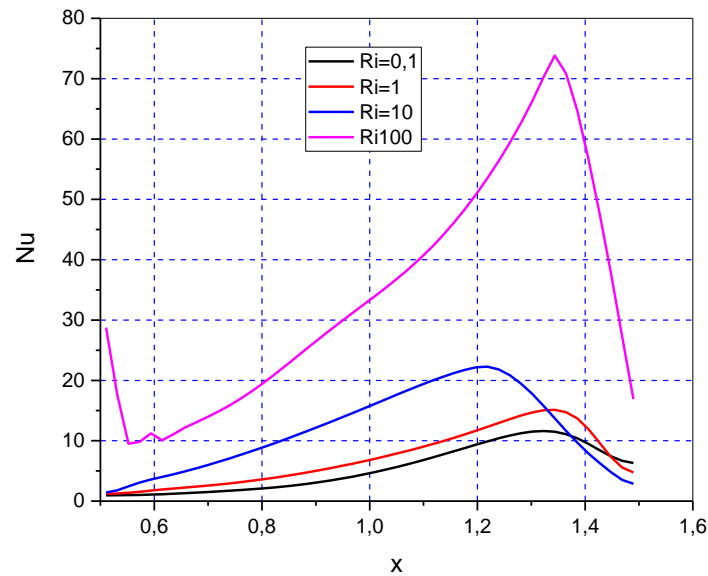


Figure IV. 25 : Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas2)

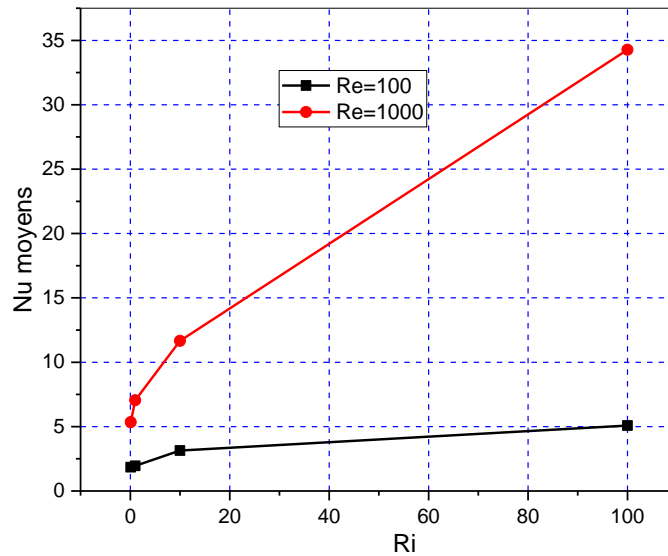


Figure IV. 26 : Profils du nombre de Nusselt moyen en fonction de Ri et pour Re=100 ; Re=1000 (cas2)

les échanges sont améliorés pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds d'une part et avec l'augmentation de l'effet des forces de flottabilité d'autre part.

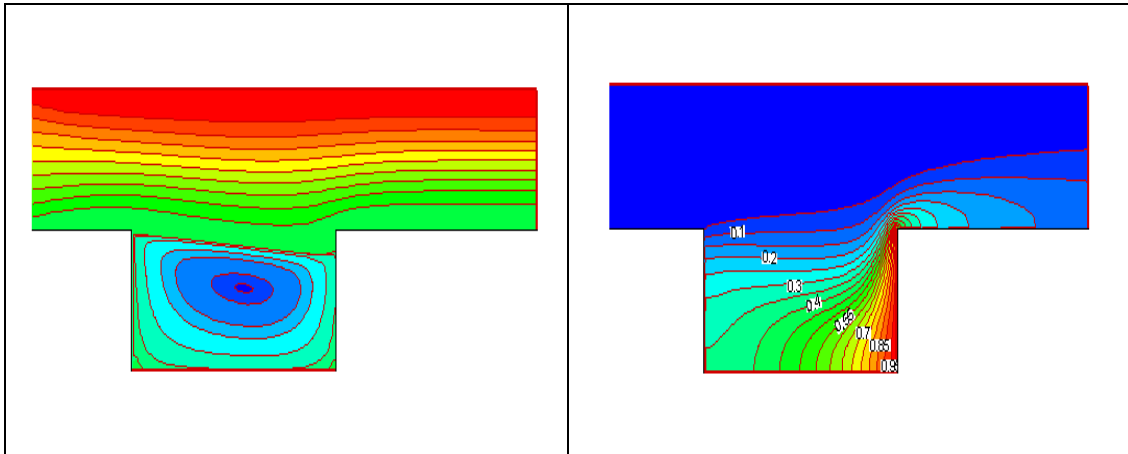
➤ **3^{ème} cas: Chauffage de la paroi droite de la cavité**

Pour Re= 100 et pour des faibles valeurs du nombre de Richardson, la convection forcée est la dominante. une zone de recirculation se forme de l'effet de l'écoulement du fluide dans le canal. Avec l'augmentation du nombre de Richardson, une deuxième cellule apparait pour Ri=1 et disparaît pour des valeurs élevées du nombre de Richardson on constate un rétrécissement cellule principale.

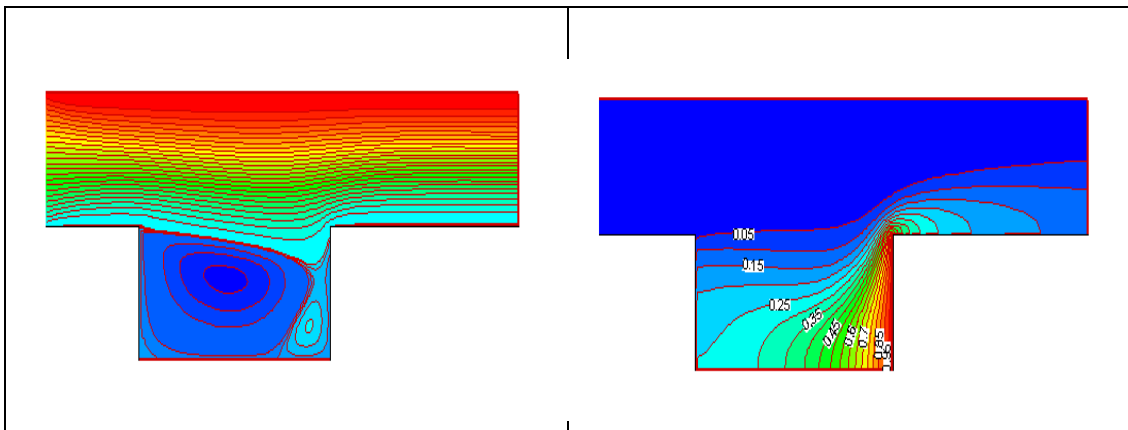
Chapitre IV : Résultats et discussion

Les lignes de courant

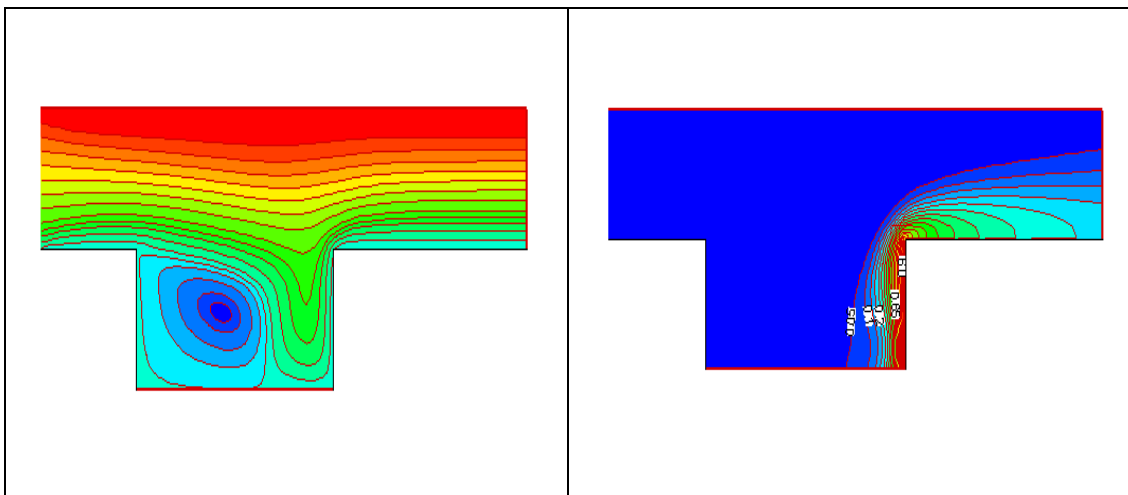
Les isothermes



(a)



(b)



(c)

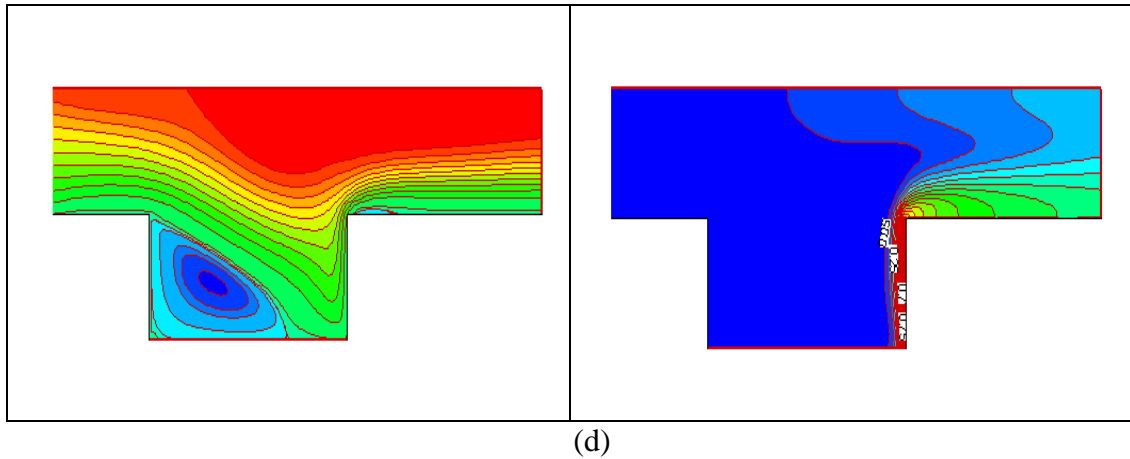


Figure IV.27 : les lignes de courant et les isothermes pour $Re=100$: (a) $Ri=0.1$, (b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$, (d) $Ri=100$ (cas3)

La distribution des températures est influée par les effets des forces de flottabilité thermique. Les isothermes sont encombrées au voisinage de la paroi chauffée du fait des gradients élevés de température pour des valeurs élevées du nombre de Richardson (**Figure IV.27(d)**).

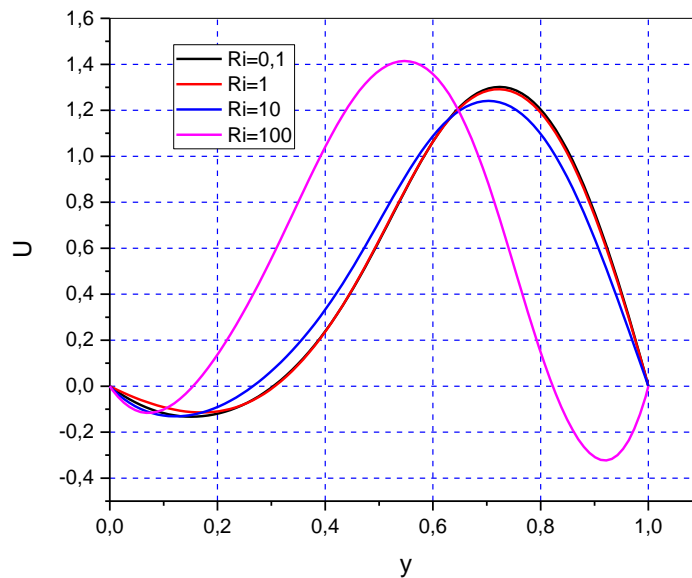


Figure IV.28: Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas3)

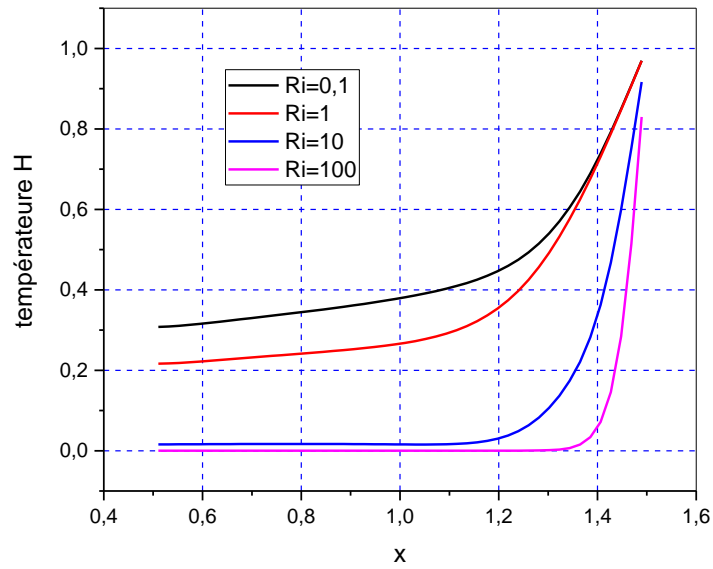


Figure IV.29: Profil de la température H au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas3)

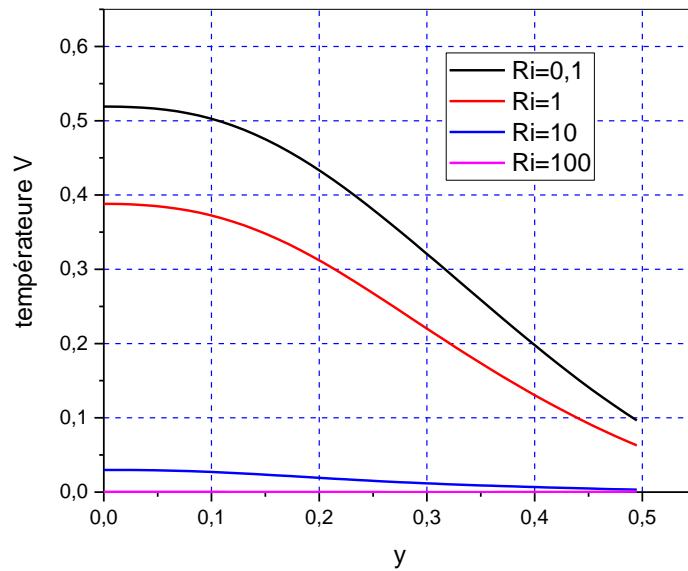


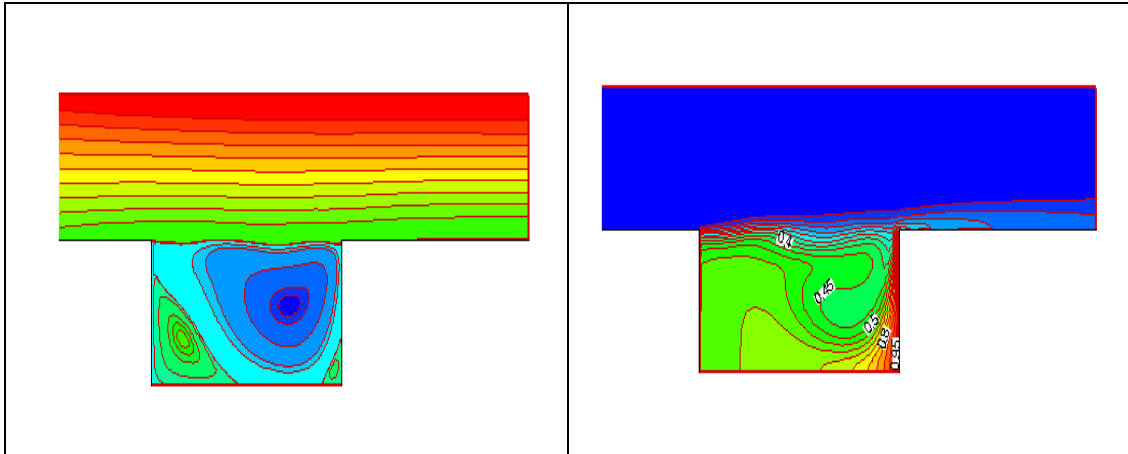
Figure IV.30: Profil de la température V au milieu de cavité pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas3)

Chapitre IV : Résultats et discussion

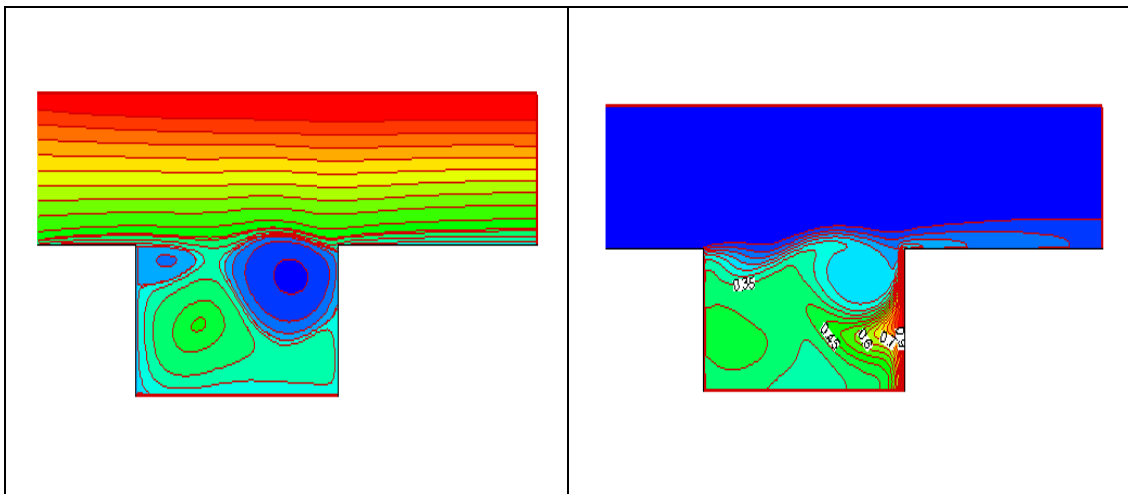
Avec l'augmentation du nombre de Reynolds plusieurs cellules se forment dans la cavité et avec l'augmentation du nombre de Richardson on constate une augmentation de la taille de la cellule situé au voisinage de la paroi chauffée.

Les lignes de courant

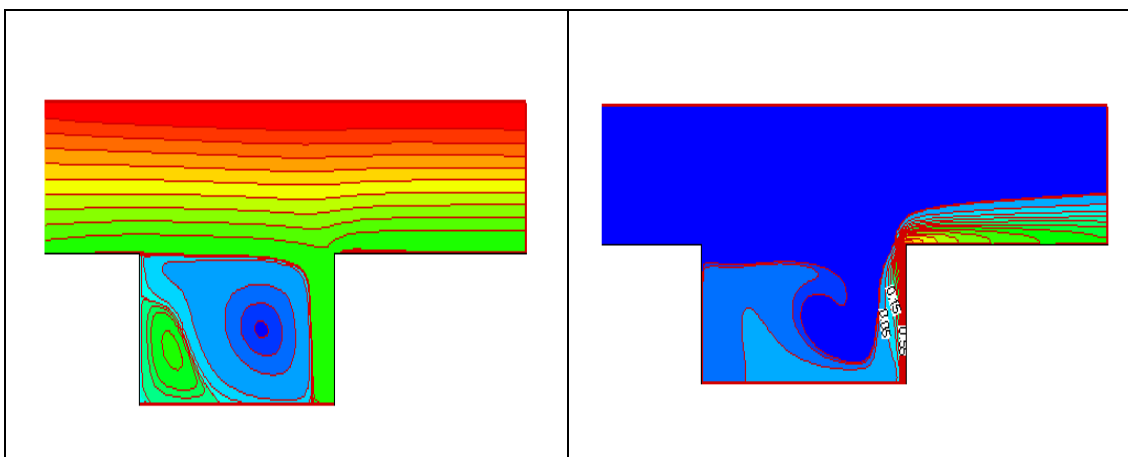
Les isothermes



(a)



(b)



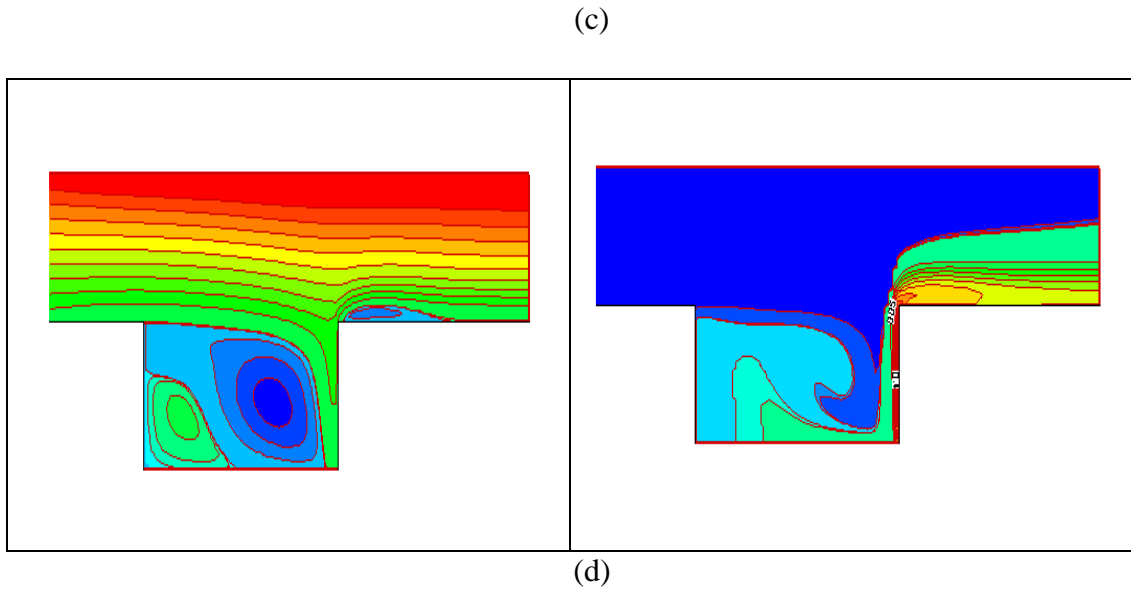


Figure IV.31: les lignes de courant et les isothermes pour $Re=1000$: (a) $Ri=0.1$,
(b) $Ri=1$, (c) $Ri=10$, (d) $Ri=100$ (cas3)

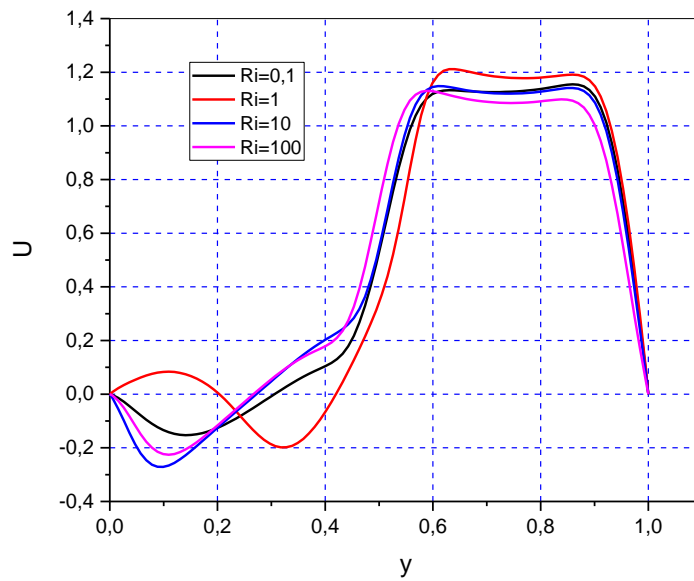


Figure IV.32: Profil de la vitesse U au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas3)

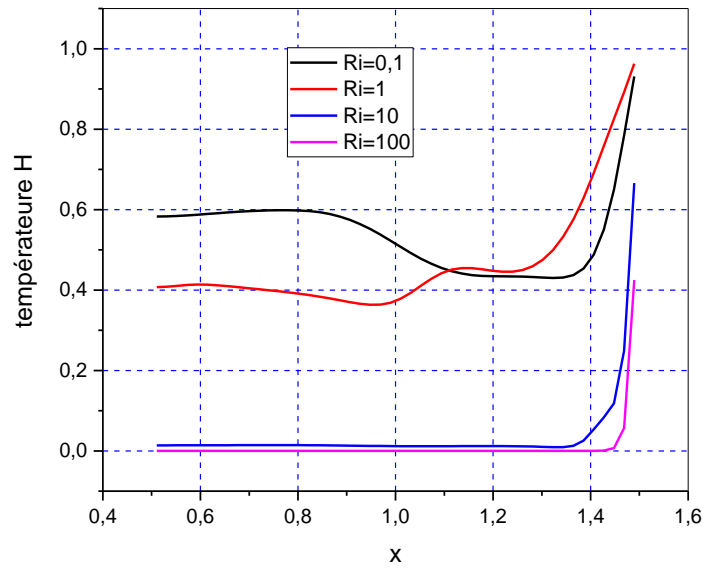


Figure IV.33: Profil de la température H au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas3)

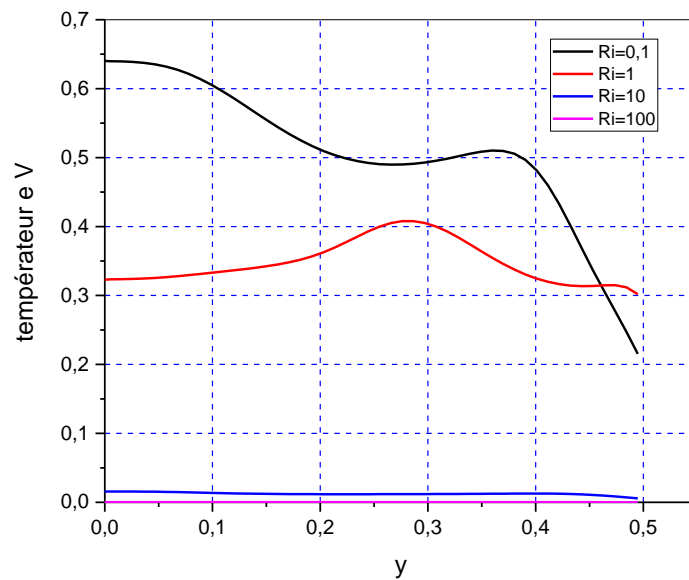


Figure IV.34: Profil de la température V au milieu de cavité pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas3)

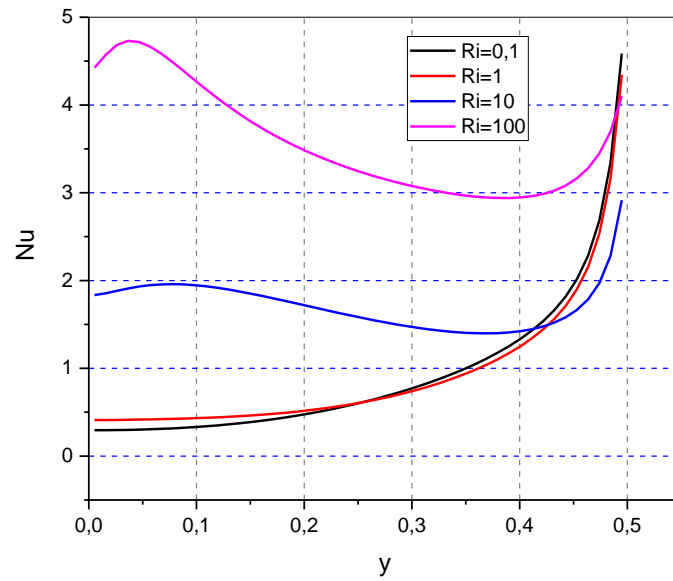


Figure IV. 35: Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=100$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas3)

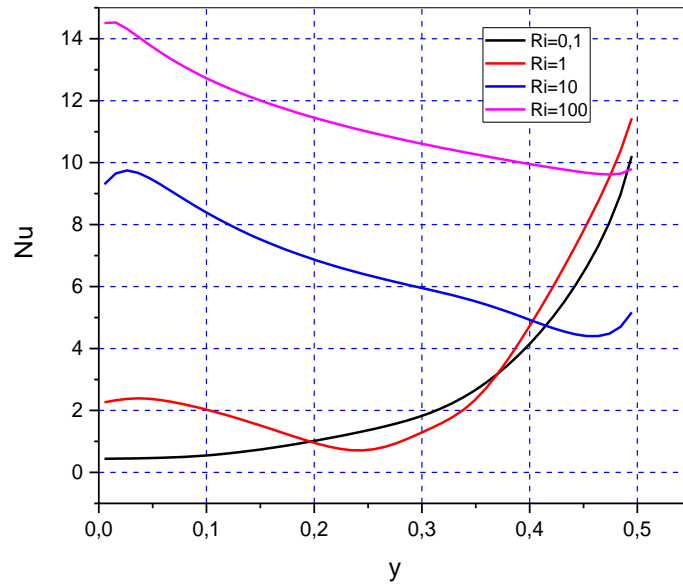


Figure IV. 36: Profil du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour $Re=1000$ et différents nombre de Richardson ($Ri=0.1$, $Ri=1$, $Ri=10$, $Ri=100$) (cas3)

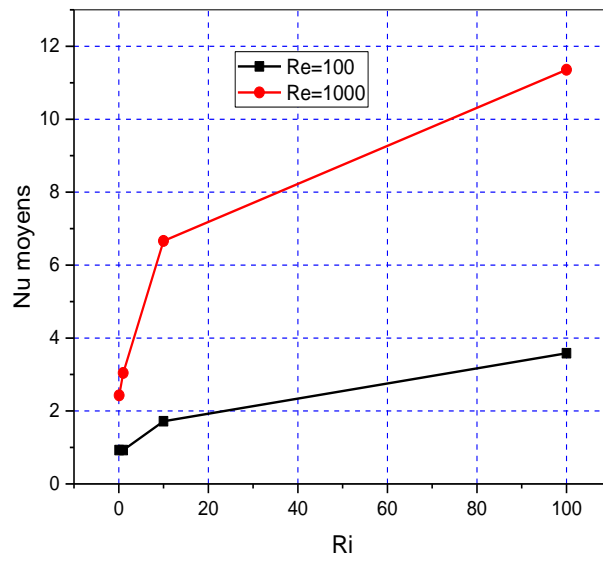


Figure IV. 37 : Profils du nombre de Nusselt moyen en fonction de Ri et pour Re=100 ; Re=1000 (cas3)

Le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds d'une part et avec l'augmentation du nombre de Richardson d'autre part comme les deux cas antérieurs.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

L'écoulement laminaire d'un fluide incompressible par convection mixte dans une cavité ouverte associée à un canal a été étudié en résolvant numériquement les équations de conservation correspondantes. Un code de calcul écrit en langage Matlab à été élaboré et vérifié. L'effet du nombre de Reynolds, du nombre de Richardson et de la localisation de la paroi chauffée de la cavité est présenté sous forme de lignes de courant, des isothermes de profils de température et de vitesse et de la variation du nombre de Nusselt.

Compte tenu des résultats obtenus on peut conclure que :

- ✓ Pour des faibles valeurs du nombre de Richardson, la convection forcée est dominante et une cellule de recirculation est formée dans la cavité pour les différents cas de la position de la source chaude.
- ✓ L'augmentation du nombre de Richardson rend la convection naturelle la plus dominante et l'écoulement est perturbé.
- ✓ Le taux de transfert thermique augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds d'une part et avec l'augmentation du nombre de Richardson d'autre part.

Références Bibliographiques

- [1] KHANOUDJ Fatima, KHELIFA Amina ; Simulation numérique du transfert de chaleur par convection mixte dans une cavité : Effet de la présence de chicane, Département de Génie mécanique Université IBN KHALDOUN –Tiaret, 2019/2020
- [2] Ijam, A., & Saidur, R. (2012). Nanofluid as a coolant for electronic devices (cooling of electronic devices). *Applied Thermal Engineering*, 32, 76-82.
- [3] Mr. Abdelouahab Kahoul ; ‘ ‘ Etude numérique de la convection thermosolutale dans une cavité parallélépipédique ’ ’. Faculté des Sciences et Techniques ,Département de Génie Mécanique, Mémoire de Master. Université de Biskra, 2019.
- [4] RAHMOUNE Imene, Amélioration des transferts de chaleur par utilisation des nanofluide Cas des écoulements dans un canal et dans une cavité à grand facteur d’aspect, Faculté des Sciences de la Matière Département de Physique, Diplôme de Doctorat Université Hadj Lakhdar - BATNA 1.
- [5] KHIDER fatma Zohra, Amélioration de la convection mixte en utilisant des ailettes cylindriques avec des ouvertures au niveau de la base, mémoire de master université Mohamed Boudiaf-Msila 2016.
- [6] D. Menacer Étude numérique de la convection mixte dans des cavités phénomène de bifurcation, Mémoire de magistère, Département de physique. Université de Constantine (2012).
- [7] Melle CHABANE Hakima ,Mr HADDAD Mohamed Said; ‘ ‘ simulation numérique des échanges thermique par convection mixte dans un canal cavité ’ ’ Mémoire de Master Département de Génie Mécanique. Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou.
- [8] H.E Chouireb, «Simulation numérique de la convection mixte dans un dissipateur de chaleur radial (pour application des diodes électroluminescente, LED) », mémoire de master, Faculté de Technologie, Université de M’sila ,2017– 2018.
- [9] N. Belghoul, Modélisation et simulation de la convection due à un champ de force externe dans des cavités : Convection Naturelle, MHD et Marangoni, mémoire de master. UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA , 2017/2018.
- [10] Manca, O., Nardini, S., Khanafer, K., & Vafai, K. (2003). Effect of heated wall position on mixed convection in a channel with an open cavity. *Numerical Heat Transfer: Part A: Applications*, 43(3), 259-282.

Références Bibliographiques

- [11] Leong, J. C., Brown, N. M., & Lai, F. C. (2005). Mixed convection from an open cavity in a horizontal channel. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 32(5), 583-592.
- [12] Mahapatra, S. K., Sarkar, A., & Sarkar, A. (2007). Numerical simulation of opposing mixed convection in differentially heated square enclosure with partition. *International journal of thermal sciences*, 46(10), 970-979.
- [13] Sharma, A. K., Mahapatra, P. S., Manna, N. K., & Ghosh, K. (2015). Mixed convection in a baffled grooved channel. *Sadhana*, 40, 835-849.
- [14] Hussain, S., Ahmed, S. E., & Akbar, T. (2017). Entropy generation analysis in MHD mixed convection of hybrid nanofluid in an open cavity with a horizontal channel containing an adiabatic obstacle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 114, 1054-1066.
- [15] Sabbar, W. A., Ismael, M. A., & Almudhaffar, M. (2018). Fluid -structure interaction of mixed convection in a cavity-channel assembly of flexible wall. *International Journal of Mechanical Sciences*, 149, 73-83.
- [16] Laouira, H., Mebarek-Oudina, F., Hussein, A. K., Kolsi, L., Merah, A., & Younis, O. (2020). Heat transfer inside a horizontal channel with an open trapezoidal enclosure subjected to a heat source of different lengths. *Heat Transfer—Asian Research*, 49(1), 406-423.
- [17] Ismael, M. A., Hussein, A. K., Mebarek-Oudina, F., & Kolsi, L. (2020). Effect of driven sidewalls on mixed convection in an open trapezoidal cavity with a channel. *Journal of Heat Transfer*, 142(8), 082601.
- [18] Sivasankaran, S., & Janagi, K. (2022). Numerical study on mixed convection flow and energy transfer in an inclined channel cavity: Effect of baffle size. *Mathematical and Computational Applications*, 27(1), 9.
- [19] Patankar, S. (2018). *Numerical heat transfer and fluid flow*. CRC press.
- [20] CHERRAD IBRAHIM, Simulation numérique de la convection naturelle dans une enceinte à paroi ondulée, Mémoire de magistère, Université de Tlemcen, (2014)
- [21] TRABELSI AMEL Etude de l'échange thermique dans une cavité rectangulaire avec deux côtés partiellement actifs- Département de Génie des procédés: UNIVERSITE KASDI MERBAH – OUARGLA,2011
- [22] Kardi Djemai ,Etude numérique de la convection naturelle dans une cavité remplie de gallium et chauffé localement de dessous, MÉMOIRE DE MASTER

Références Bibliographiques

Département de Génie Mécanique, Université Mohamed Khider de Biskra, 2019
2020.

[23] TAOUAGA Aimane Etude numérique de la convection mixte dans une cavité munie d'une plaque séparatrice Université Mohamed Khider de Biskra 2019 – 2020.

[24] Iwatsu, R., Hyun, J. M., & Kuwahara, K. (1993). Mixed convection in a driven cavity with a stable vertical temperature gradient. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(6), 1601-1608.

Résumé

Dans le présent travail nous proposons une étude numérique de la convection mixte laminaire d'un écoulement dans une cavité ouverte associée à un canal. Nous avons choisi d'étudier trois différents cas: un chauffage de la paroi vertical gauche; un chauffage de la paroi inférieure ; un chauffage de la paroi verticale droite de la cavité. Les équations bidimensionnelles traduisant les phénomènes physiques ont été résolues en utilisant la méthode des volumes finis. l'étude a été menée dans le but d'évaluer l'effet des différents paramètres de contrôle tels que le nombre de Reynolds et le nombre de Grashof sur la structure de l'écoulement en termes de champs de vitesses et sur les échanges thermiques en termes de champs de températures et du nombre de Nusselt.

Mots clés :

Cavité ouverte, canal horizontal, convection mixte, méthode des volumes finis.

المخلص

نقترح في هذا العمل دراسة عددية للحمل الحراري المختلط الصفحي في تجويف مفتوح مرتبط بقناة. اخترنا دراسة ثلاث حالات مختلفة: تسخين الجدار العمودي الأيسر، وتسخين الجدار العمودي الأيمن، وتسخين الجدار السفلي للتجويف. تم حل المعادلات ثنائية الأبعاد التي تترجم الظواهر الفيزيائية باستخدام طريقة الأحجام المحدودة. تم إجراء الدراسة بهدف تقييم تأثير معاملات التحكم المختلفة مثل رقم رينولدز ورقم غراشوف على بنية سريان المائع من حيث حقول السرعة، وعلى التبادل الحراري من حيث حقول درجة الحرارة وعدد نيسلت.

Abstract

In the present work, we propose a numerical study of the laminar mixed convection of a flow in an open cavity associated with a channel. We have chosen to study three different cases: heating of the left vertical wall; heating of the bottom wall; heating of the right vertical wall of the cavity. The two-dimensional equations reflecting the physical phenomena were solved using the finite volume method. The study was conducted with the aim of evaluating the effect of various control parameters such as Reynolds number and Grashof number on the flow structure in terms of velocity fields and on heat exchange in terms of temperature fields and Nusselt number.

Key words:

Open cavity, horizontal channel, mixed convection, finite volume method