



Department: Mechanical Engineering

Order N° : 0279 / 2021

Defense authorization N° 0287/2021

DOCTORAL THESIS

3rd Cycle Doctoral (D-LMD)

Presented by

Tounsi CHATI

With a view to obtaining the doctoral diploma in 3rd Cycle Doctoral (D-LMD)

Branch: Mechanical Engineering

Specialty: Mechanics and Energetics- Energetics

Topic

Study of thermal natural convection and mass transfer in an open cavity

Supported, on 02/11/ 2021, before the jury composed of:

Last and first name	Grade	Institution of affiliation	Designation
Mr Cheikh KEZRANE	MCA	University of Djelfa	President
Mr Kouider RAHMANI	MCA	University of Djelfa	Supervisor
Mr Toufik Tayeb NAAS	MCB	University of Djelfa	Co-Supervisor
Mr Abdelhalim BENTEBICHE	Professor	Université of Bab Ezzouar-Alger	Examiner
Mr Sahraoui KHERRIS	Professor	Université of Tissemsilt	Examiner
Mr Tahar BEN MESSAOUD	MCA	University of Djelfa	Examiner
Mr Abdelkader MHAMMEDI	MCA	University of Djelfa	Examiner

Djelfa University, FST - 2021



THESE DE DOCTORAT

Doctorat 3^{ème} Cycle (D-LMD)

Présentée par

Tounsi CHATI

En vue de l'obtention du diplôme de Docteur en 3^{ème} Cycle D-LMD

Filière : Mécanique et Énergétique

Spécialité : Énergétique

Thème

Etude de la convection naturelle thermique et massique dans une cavité ouverte

Soutenue publiquement, le 02 /11 /2021, devant le jury composé de :

Nom et Prénom	Grade	Etablissement de rattachement	Désignation
Mr Cheikh KEZRANE	MCA	Université de Djelfa	Président
Mr Kouider RAHMANI	MCA	Université de Djelfa	Directeur de thèse
Mr Toufik Tayeb NAAS	MCB	Université de Djelfa	Co Directeur de thèse
Mr Abdelhalim BENTEBBICHE	Professeur	Université de Bab Ezzouar-Alger	Examineur
Mr Sahraoui KHERRIS	Professeur	Université de Tissemsilt	Examineur
Mr Tahar BEN MESSAOUD	MCA	Université de Djelfa	Examineur
Mr Abdelkader MHAMMEDI	MCA	Université de Djelfa	Examineur

Université de Djelfa, FST, 2021



DEDICACES

Je dédie ce travail en particulier

A ma mère (رحمة الله عليها)

A mon père (أطال الله عمره)

A ma femme et mes enfants ;

(Abdelkrim. Hamza, Abdelfattah. Ahmed, Abderazzak. Saïd,

Abdelalim. Idriss, Zahra Nor elyakin)

A mes frères et sœurs

REMERCIEMENTS

Avant tout, je remercie tout d'abord Allah le tout puissant de m'avoir accordé la puissance et la volonté de terminer ce travail.

*Je présente mes sincères remerciements et ma gratitude au mon directeur de thèse, **Dr. RAHMANI Kouider**, pour ses conseils et son aide, tout au long de la réalisation de ce travail.*

*J'adresse ma profonde reconnaissance au **Dr. NAAS Toufik Tayeb**, mon Co-directeur de thèse pour son suivi et ses conseils judicieux,*

*Je remercie également **Pr. LASBET Yahia**, Directeur de laboratoire « LMMO » de l'université de Djelfa.*

*J'exprime ma profonde gratitude à monsieur **Dr. KEZRANE Cheikh**, qui m'a fait l'honneur de présider le jury.*

*Je tiens aussi à remercier Monsieur **A. BENTEBBICHE**, Professeur à l'Université STHB-Alger, Monsieur **S. KHERRIS**, Professeur à Centre Universitaire de Tissemsilt, Monsieur **T. BEN MESSAOUD**, Maître de Conférences A à l'Université de Djelfa, et Monsieur **A. MHAMMEDI**, Maître de Conférences A à l'Université de Djelfa, pour leurs participations à l'évaluation de ce modeste travail.*

*Je tiens aussi à remercier **Dr. ROUIBAH Abdelkader**, Vice doyen chargé de la post graduation de la faculté des sciences et de technologie pour son aide et ses encouragements ainsi que tous mes collègues du département (**KOUADRI. A, DARROUM. M, AIDAOUI. L, TALHA. M...**)*

Enfin, ma gratitude est aussi acquise à tous ceux et celles qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de ce travail.

يتم اعتماد نقل الحرارة والكتلة في العديد من الأنظمة على نطاق واسع باستخدام الحمل الحراري الطبيعي نظرًا لتكلفته المنخفضة وموثوقيته وسهولة دعمه. تشمل التطبيقات النموذجية آليات مختلفة في مجالات شتى مثل: أنظمة الطاقة الشمسية ، المقطر الشمسي ، التبريد والتكييف ، التجفيف إلخ ...

في هذا السياق ، قمنا بتطوير دراسة رقمية للحمل الحراري الطبيعي في تجويف مفتوح (الجانب العلوي) مع فتحة يدور فيها الهواء الرطب (من خلالها) ، ويتعرض الجانبان الرأسيان لتدفق حراري ثابت (Q) و الجانب السفلي ثابت الحرارة. وباستخدام البرمجية التجارية CFD FLUENT تم حل المعادلات التي تدير ظاهرتنا (انتقال الحرارة والكتلة) ، و تحليل تأثيرات أرقام رايلي المحصورة من (10^6 إلى 10^{13}) على الحمل الحراري الطبيعي وسلوك التدفق الكتلي. أظهرت النتائج تحسناً طفيفاً في معدلات انتقال الكتلة والحرارة بالقرب من الجدران الرأسية. كما تبين أن التجويف الذي يحتوي على نسبة عرض إلى ارتفاع ($AR=2$) معزز جيد لرفع معدلات انتقال الحرارة، عندما يزداد رقم رايلي، وهذا راجع لمعدلات تدفق السائل التي تصبح أكثر قوة. ومع ذلك ، يتحسن انتقال الكتلة مع انخفاض عدد رايلي.

الكلمات المفتاحية: الحمل الحر الطبيعي، التجويف المفتوح، ديناميكا الموائع الحسابية، الهواء الرطب، انتقال الحرارة والكتلة.

RESUME

Le transfert de chaleur et de masse dans de nombreux systèmes est largement réalisé en appliquant un processus de convection naturelle en raison de leur faible coût, de leur fiabilité et de leur support facile. Les applications typiques incluent différents mécanismes dans divers domaines tels que (énergie solaire, distillateur solaire, refroidissement, séchage, etc.). Dans ce contexte, nous avons élaboré une étude numérique de la convection naturelle dans une cavité ouverte (cote supérieur) présentant une ouverture dans laquelle circule un air humide (à travers celle-ci) et les deux cotés verticaux sont soumis à un flux de chaleur constant (q) et le coté inférieur est adiabatique. En utilisant un code commercial CFD (fluent) pour résoudre les équations régissant notre phénomène (transfert de chaleur et de masse), les effets des nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) sur la convection naturelle et le comportement du débit massique sont analysés. Les résultats ont révélé une amélioration significative des taux de transfert de masse et de chaleur près des parois verticales, et ont montré que la cavité avec un rapport d'aspect de $AR = 2$ a une amélioration significative pour augmenter les taux de transfert de chaleur, c'est le nombre de Rayleigh augmente, des taux de transfert de chaleur maximums ont été observés en raison du flux d'écoulement du fluide qui devient plus vigoureux. Cependant, le transfert de masse s'améliore à mesure que le nombre de Rayleigh diminue.

Mots clés : Convection naturelle; Cavité ouverte; Dynamique des fluides computationnelle; Air-humide; Transfert de chaleur et de masse.

ABSTRACT

Heat and mass transfer in many systems is largely achieved by applying a natural convection process due to their low cost, reliability, and easy support. Typical applications include different mechanisms in various fields such as (solar energy, solar still, cooling, drying, etc.). In this context, we have developed a digital study of natural convection in an open cavity (upper side) with an opening in which humid air circulates (through it), the two vertical sides are subjected to a constant heat flow (q) and the lower side is adiabatic. Using a commercial CFD (fluent) code to solve the equations managing our phenomenon (heat and mass transfer), the effects of Rayleigh numbers ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) on natural convection and mass flow behavior are analyzed. The results revealed a significant improvement in the rates of mass and heat transfer near vertical walls, and showed that the cavity with an aspect ratio of $AR = 2$ has a significant improvement in increasing the rates of heat transfer, that is, the Rayleigh number increases, maximum heat transfer rates have been observed due to the flow of the fluid becoming more vigorous. However, the mass transfer improves as the Rayleigh number decreases.

Keywords: Natural convection; Open cavity; CFD; Humid-air; Heat and mass transfer.

TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE.....	i
LISTE DES FIGURES.....	iii
LISTE DES TABLEAUX.....	vi
INTRODUCTION GENERALE.....	1

CHAPITRE I : RECHERCHES BIBLIOGRAPHIQUES

I.1. INTRODUCTION.....	4
I.2. TRANSFERT THERMIQUE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS LES CAVITES	5
I.2.1. Cavités verticales.....	5
I.2.2. Cavités horizontales	13
I.2.3. Cavités a paroi ondulée.....	15
I.2.4. Cavités ouvertes.....	20
I.3. TRANSFERT MASSIQUE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS LES CAVITES.....	26
I.4. CONCLUSION.....	33

CHAPITRE II : MODELE PHYSIQUE ET FORMULATIONS MATHÉMATIQUES

II.1. INTRODUCTION	35
II.2. DESCRIPTION DU PROBLEME.....	35
II.3. APPROXIMATION DE BOUSSINESQ	36
II.4. LES COEFFICIENTS DU TRANSFERT THERMIQUE ET DU MASSIQUE.....	36
II.5. HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.....	38
II.6. EQUATIONS REGISSANT LE MODELE MATHÉMATIQUE.....	39

II.6.1. Équation de continuité.....	39
II.6.2. Équation de quantité de mouvement	39
II.6.3. Équation de conservation de l'énergie.....	40
II.6.4. Équation de concentration.....	40
II.7. ADIMENSIONNALISATION.....	40
II.8. ÉQUATIONS ADIMENSIONNELLES.....	41
II.9. CONDITIONS AUX LIMITES	41
II.10. MODELISATION DE LA TURBULENCE.....	43
II.11. LES MODELES DE TURBULENCE.....	43
II.12. LES MODELES K-EPSILON.....	44
II.13. CONCLUSIONS.....	44

CHAPITRE III : METHODES NUMERIQUES

III.1. INTRODUCTION	46
III.2. METHODES DE SOLUTION POUR LES EQUATIONS DE CONSERVATION....	46
III.3. METHODE DES VOLUMES FINIS	47
III.4. MAILLAGE.....	48
III.5. EQUATION GENERALE	49
III.6. INTEGRATION DU FLUX TOTAL.....	51
III.6.1. Intégration de terme source.....	52
III.6.2. Discrétisation spatiale.....	53
III.6.2.a. Schéma aux différences centrées (CDS).....	53
III.6.2.b. Schéma Upwind (UPS).....	55
III.6.2.c. Schéma Hybride (HDS).....	55
III.6.2.d. Schéma à loi de puissance (PLDS).....	56
III.7. FORMULATION GENERALE DU PROBLEME.....	57
III.8. SCHEMAS D'ORDRE	58
SUPERIEURE.....	
III.8.1. Schéma amont du second ordre (SOUS).....	59

III.8.2. Schéma QUICK.....	59
III.9. PROCEDURE DE RESOLUTION	61
III.9.1. Algorithme SIMPLE	61
III.9.2. Résolution des systèmes des équations linéaires.....	66
III.9.3. Critère de convergence.....	68
III.10. CONCLUSION.....	68

CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV.1. INTRODUCTION.....	70
IV.2. VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	70
IV.2.1. Transfert de chaleur par convection naturelle dans une cavité fermée	71
IV.2.1.1. Validation numérique.....	71
IV.2.1.2. Validation expérimentale.....	72
IV.2.2. Transfert de chaleur et de mass par convection naturelle dans une cavité fermée.....	74
IV.2.2.1. Validation qualitative	75
IV.2.2.2. Validation quantitative	76
IV.3. PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES.....	77
IV.4. ETUDE DE MAILLAGE.....	77
IV.5. RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	79
IV.5.1. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de forme (AR) sur la structure de l'écoulement et du transfert de chaleur.....	79
IV.5.2. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de forme (AR) sur la vitesse.....	86
IV.5.3. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de forme (AR) sur la température.....	94
IV.5.4. Effet du nombre de Rayleigh(Ra) sur Nusselt local et fraction massique.....	97
IV.5.5. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de forme (AR) sur la fonction de la densité de probabilité (PDF).....	99

IV.6. CONCLUSIONS	101
CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES.....	102
REFERENCES.....	104

NOMENCLATURE

AlP_l	Fonction d'un schéma numérique	[---]
AR	Rapport d'aspect (Hauteur / Longueur)=H/L	[---]
C^*	Concentration adimensionnelle	[---]
C_p	Chaleur spécifique à pression constante	[J/kg.K]
Fe, Fw, Fn, Fs	Flux convectifs aux interfaces e, w, n, s,	[---]
g	Accélération de la pesanteur	[m/s ²]
h	Coefficient de transfert de chaleur	[W/m ² .K]
Je, Jw, Jn, Js	Flux aux interfaces (e, w, n et s)	[---]
Nu	Nombre de Nusselt	[---]
P	Pression	[Pa]
PDF	Fonction de densité de probabilité	[%]
Pe, Pw, Pn, Ps	Nombre de Péclet aux interfaces e, w, n, s	[---]
q	Flux de chaleur échangé	[W]
S_ϕ	Terme source de ϕ dans l'équation discrétisée	[---]
T	Température	[K]
T^*	Température adimensionnelle	[---]
u, v	Composantes de la vitesse	[m/s]
U, V	Composantes de la vitesse adimensionnelle	[---]
x, y	Coordonnées cartésiennes	[m]
X, Y	Coordonnées cartésiennes adimensionnelles	[---]

LETTRES GRECQUES

α	Diffusivité thermique du fluide	[m ² /s]
β	Coefficient d'expansion thermique volumique	[1/K]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m ² /s ³]

Nomenclature

Γ	Coefficient de diffusion dans l'équation de transport	[---]
μ	Viscosité dynamique du fluide	[kg/m.s]
ν	Viscosité cinématique du fluide	[m ² /s]
ν_t	Viscosité turbulente	[---]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]

INDICES ET EXPOSANTS

C	Chaud
f	Froid
L	Local
max	Maximale
min	Minimale
moy	Moyen
n	Facteur de forme empirique
réf	Référence
0	Indices de référence

LISTE DES FIGURES

Figure (I. 1) : Transfert de chaleur par convection.....	04
Figure (I. 2) : Différentes cavités étudiées, Valencia et Frederick (1989)	06
Figure (I. 3) : Présentation du problème considéré dans Réf, El-Gendi (2018).....	11
Figure (I. 4) : Géométrie du problème étudié par Olazo-Gomez et al. (2020)	12
Figure (I. 5) : Présentation du problème considéré dans Réf, Rebhi et al. (2005)...	16
Figure (I. 6) : Géométrie du problème étudié par Al-Kouza et al. (2020)	19
Figure (I. 7) : Représentation schématique de la cavité, Rodríguez Muñoz et al. (2011)	22
Figure (I. 8) : Modèle d'étude, Zamora et Kaiser (2012).....	23
Figure (I. 9) : Représentation schématique de la cavité, Mohammed et Dawood (2015).....	24
Figure (I. 10) : Quatre configurations de la cavité étudiée par Koufi et al. (2017)....	25
Figure (I. 11) : Géométrie de la cavité contenant un mélange d'air-CO ₂ , Serrano-Arellano et al. (2013).....	28
Figure (I. 12) : Géométrie étudié par Jiang et al. (2020).....	29
Figure (I. 13) : Cavité trapézoïdale étudié par Saleem et al. (2020).....	31
Figure (I. 14) : Configurations pour l'emplacement de l'ouverture de sortie étudié par Xamán et al. (2011).....	32
Figure (I. 15) : Modèle physique étudié par Wang et al. (2020).....	33
Figure (II.1) : Représentation schématique d'une enceinte ouverte.....	35
Figure (III. 1) : Volume de contrôle sur un domaine bidimensionnel.....	48
Figure (III. 2) : Schéma du maillage (a), maillage décalé pour u_e (b) et maillage décalé pour v_n (c).....	49
Figure (III. 3) : Volume de contrôle.....	51
Figure (III. 4) : La fonction $A Pe $ pour différents schémas.....	58

Figure (III. 5) :	Le maillage de Schéma QUICK.....	61
Figure (III. 6) :	L'algorithme SIMPLE.....	65
Figure (III. 7) :	Domaine de calcul.....	66
Figure (IV. 1) :	Modèle physique de la cavité différentiellement chauffée.....	71
Figure (IV. 2) :	Vitesse, température, énergie cinétique turbulente et contraintes de cisaillement turbulentes moyennes au centre de la cavité.....	73
Figure (IV. 3) :	Le modèle physique des travaux de Koufi et al.(2019).....	74
Figure (IV. 4) :	Validation qualitative; Comparaison des lignes isothermes (Gauche), des lignes de courant(Centre) et des lignes iso-concentrations (Droite) pour $N=1$ et -5 , et $Ra = 10^7$; (a) Présente étude, (b) Résultats de Koufi et al.(2019).....	75
Figure (IV. 5) :	Maillage (180×180) nœuds de la cavité (AR=1).....	78
Figure (IV. 6) :	Contours des isothermes (Gauche), des lignes de courant(Centre) et des iso-concentrations (Droite) pour différents nombres de Rayleigh et $AR = 0,5$	81
Figure (IV. 7) :	Contours des isothermes (Gauche), des lignes de courant (Centre) et des iso-concentrations (Droite) pour différents nombres de Rayleigh et $AR = 1$	82
Figure (IV. 8) :	Contours des isothermes (Gauche), des lignes de courant (Centre) et des iso-concentrations (Droite) pour différents nombres de Rayleigh et $AR = 2$	84
Figure (IV. 9) :	Distribution des vitesses u/u_{max} à $Y = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 0,5$	87
Figure (IV. 10) :	Distribution des vitesses u/u_{max} à $Y = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 1$	87
Figure (IV. 11) :	Distribution des vitesses u/u_{max} à $Y = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 2$	88
Figure (IV. 12) :	Distribution des vitesses v/v_{max} à $X = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 0,5$	88
Figure (IV. 13) :	Distribution des vitesses v/v_{max} à $X = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 1$	89

Figure (IV. 14): Distribution des vitesses v/v_{\max} à $X = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 2$	89
Figure (IV. 15): Distribution des vitesses u/u_{\max} à $Y = 0,5$ pour différents rapport de forme ($AR = 0,5, 1$ et 2) et fixé le nombre de Rayleigh	90
Figure (IV. 16): Distribution des vitesses V/V_{\max} à $X = 0,5$ pour différents rapport de forme ($AR = 0,5, 1$ et 2) et fixé le nombre de Rayleigh.....	92
Figure (IV. 17): Profils de température sans dimension à ($Y=0.5$) pour différents nombres de Rayleigh et fixé le rapport de forme (AR).....	95
Figure (IV. 18): Profils de température sans dimension à ($Y=0.5$) pour différents rapports de forme et fixé le nombre de Rayleigh.....	96
Figure (IV. 19): Evolutions du Nusselt local en fonction du nombre de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) avec différents rapports de forme.....	98
Figure (IV. 20): Evolutions du fraction massique en fonction du nombre de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) avec différents rapports de forme.....	98
Figure (IV. 21): La fonction de densité de probabilité PDF (%) en fonction de la fraction massique pour différentes configurations ($AR = 0,5, 1$ et 2) et fixé le nombre de Rayleigh.....	100

LISTE DES TABLEAUX

Tableau (III.1) :	Les termes de l'équation de transport	50
Tableau (III.2) :	La fonction $A Pe $ pour différents schémas	58
Tableau (IV.1) :	Comparaison du Nusselt moyen avec les résultats numériques de la littérature.....	72
Tableau (IV.2) :	Propriétés thermo-physiques de l'air à $T_0=303$ K.....	73
Tableau (IV.3) :	Propriétés thermo-physiques du mélange (Air-CO ₂) à $T_0=300$ K et $C_0=350$ ppm.....	74
Tableau (IV.4):	Validation quantitative; Nombre de Nusselt en fonction du taux de flottabilité N	77
Tableau (IV.5):	Propriétés thermophysiques du l'air humide à $T_{ref}=303$ K, Poling et al. (2001).....	77
Tableau (IV.6):	Effet du raffinement du maillage sur différentes variables; U_{max} , V_{max} et T_{max}	78
Tableau (IV.7):	Variations du U_{max} et V_{max} en fonction de Ra et AR	92

INTRODUCTION GENERALE

Le transfert de chaleur est une science qui s'intéresse à la façon dont la chaleur se déplace d'un milieu à un autre sous l'influence d'un gradient thermique/ou d'un gradient de concentration. Grâce à des études intensives des chercheurs, a permis de répondre aux exigences des technologies modernes et d'améliorer les performances des systèmes thermiques.

Le transfert de chaleur par convection est le mode le plus important du transport d'énergie, il est un mécanisme du transfert thermique entre une surface solide et fluide. Ce mode de transfert thermique dans la nature souvent s'accompagne d'un transfert de masse, c'est-à-dire du transport de substances qui agissent comme des composants (espèces) dans le mélange fluide. Par ailleurs, le phénomène de la convection naturelle thermique et massique dans des espaces confinés ou semi-confinés est largement rencontré en ingénierie tels que : l'énergie solaire, les procédures de séchage, l'évaporation et la condensation etc...

Il existe de nombreuses études numériques et expérimentales sur le transfert de chaleur et/ou de masse convective dans différentes cavités. Cependant, les études numériques ont reçu le plus d'attention comme alternative lorsque l'expérimentation est trop coûteuse, notamment avec le développement de la technologie informatique ces dernières années. Ils visent souvent à prédire de nouveaux changements en manipulant des conditions aux limites et/ou des paramètres géométriques.

Malgré son importance dans les applications d'ingénierie, les recherches sur ce phénomène dans les cavités ouvertes restent très limitées, ce qui explique pourquoi c'est un gros problème et a de nombreuses variables telles que la vitesse du fluide, la température ambiante, l'humidité, la taille et la position des ouvertures, et s'il existe des surfaces libres ouvertes sur l'environnement extérieur

Comme les études se concentrent sur la recherche de nouvelles géométries et l'étude de l'effet des conditions aux limites, le cas d'une cavité présentant une surface libre est un bon exemple et peut être un autre cas intéressant.

L'objectif de notre travail est l'étude numérique du transfert thermique et massique de l'air humide à l'intérieur d'une cavité ouverte, pour caractériser l'effet du nombre de Rayleigh et l'influence du rapport de forme, sur celui-ci, où un flux thermique est soumis aux parois verticales.

Afin de répondre à l'objectif visé, la présente thèse est scindée en quatre chapitres :

- ✓ Chapitre I : est consacré à une revue bibliographique sur des nombreux travaux antérieurs concernant le transfert de chaleur par convection dans les cavités de formes quelconques. Ainsi le transfert de masse dans celles-ci, de différents mélanges binaires est également présenté.
- ✓ Chapitre II : Se repose sur la présentation, la description du problème, les équations gouvernantes ainsi les conditions aux limites associées sont présentées, suivi par un modèle de turbulence.
- ✓ Chapitre III : est porté sur la méthodologie et la résolution numérique du notre modèle mathématique.
- ✓ Chapitre IV : la validation du code CFD de simulation et la comparaison avec les résultats contenus dans la littérature, étude du maillage et la présentation des résultats et interprétations sont nécessaires.

Tout en achevant notre thèse par une conclusion générale regroupant une synthèse générale de l'ensemble des résultats obtenus et des perspectives à envisager.

CHAPITRE I : RECHERCHES BIBLIOGRAPHIQUES

SOMMAIRE

I.1. INTRODUCTION.....	04
I.2. TRANSFERT THERMIQUE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS LES CAVITES.....	05
I.2.1. Cavités verticales.....	05
I.2.2. Cavités horizontales	13
I.2.3. Cavités a paroi ondulée.....	15
I.2.4. Cavités ouvertes.....	20
I.3. TRANSFERT MASSIQUE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS LES CAVITES	26
I.4. CONCLUSION.....	33

I.1. INTRODUCTION

La convection naturelle est le régime d'écoulement obtenu lorsque l'on chauffe un fluide sans qu'il n'y ait d'écoulement extérieur imposé.

Ce phénomène se distingue de la convection forcée en ce que le mouvement du fluide n'est pas dû à un apport externe d'énergie mécanique, mais qu'il trouve sa source au sein du fluide, sous l'effet conjugué de gradients de masse volumique et d'un champ de pesanteur. Les variations de densité sont généralement dues à des gradients de température, encore que des forces d'accélération ou de Coriolis ou encore des gradients de concentration, puissent jouer le même rôle.

La différence de densité, qui est la plupart du temps provoquée par une différence de température, avec la force de gravité, crée une force de flottabilité, qui par conséquent provoque une différence de quantité de mouvement (Figure I.1).

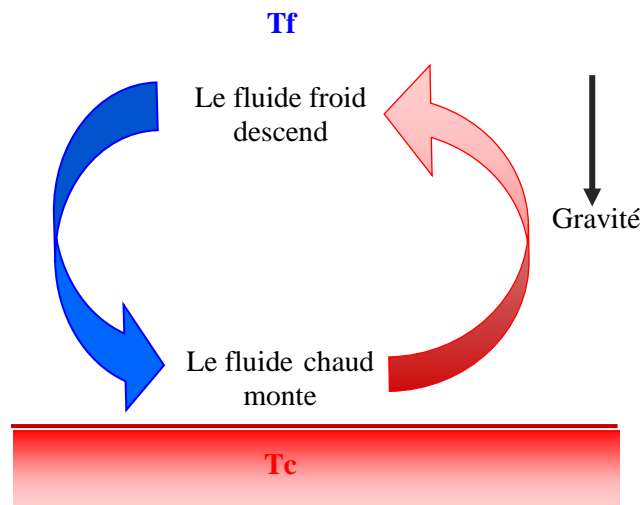


Figure I.1. Transfert de chaleur par convection.

L'étude de la convection naturelle dans les enceintes a fait l'objet d'un très grand nombre de travaux tant théoriques qu'expérimentaux. L'intérêt de telles études réside dans son implication dans de nombreuses applications industrielles. L'enceinte fermée et ouverte continue à être la géométrie, qui présente le plus d'intérêt.

I.2. TRANSFERT THERMIQUE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS LES CAVITES

L'écoulement de la convection naturelle dans plusieurs applications (les capteurs solaires, refroidissement de composants électroniques, etc...), se développe dans les cavités avec parois différentiellement chauffée.

Nous présenterons des résumés de nombreux travaux antérieurs concernés par le transfert de chaleur par convection naturelle dans des cavités de formes diverses (cavités verticales, cavités horizontales et cavités ondulées).

I.2.1. Cavités verticales

Dans cette configuration, l'une des parois verticales est chauffée, tandis que l'autre est refroidie, les parois horizontales étant considérées comme adiabatiques.

Lors des dernières décennies, de nombreux auteurs ont présentés des travaux qui ont représenté des études numériques et expérimentales relatives à l'étude des transferts par convection naturelle dans des enceintes rectangulaires et carrées avec toutes les parois horizontales étant considérées adiabatiques.

Stewart et Weinberg (1972) ont comparé le comportement d'écoulement dans différents types de fluides ($0,0127 \leq Pr \leq 10$). **De Vahl Davis (1983)** a établi une série de solutions de référence de la température, des vitesses, des lignes de courant et du nombre de Nusselt moyen pour un nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$). **Markatos et Pericleous (1984)** ont utilisé le modèle de turbulence k- ϵ qui nécessite d'établir des fonctions de parois plus réalistes et de faire une validation expérimentale à des nombres de Rayleigh élevés.

L'étude numérique de **Valencia et Frederick (1989)** sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans des cavités carrées avec des parois verticales à moitié adiabatiques pour une gamme de nombre de Rayleigh entre 10^3 et 10^7 . Cinq positions relatives différentes des zones actives sont considérées (Figure I.2). Ils ont donné des expressions du nombre de Nusselt moyen pour les cinq cas.

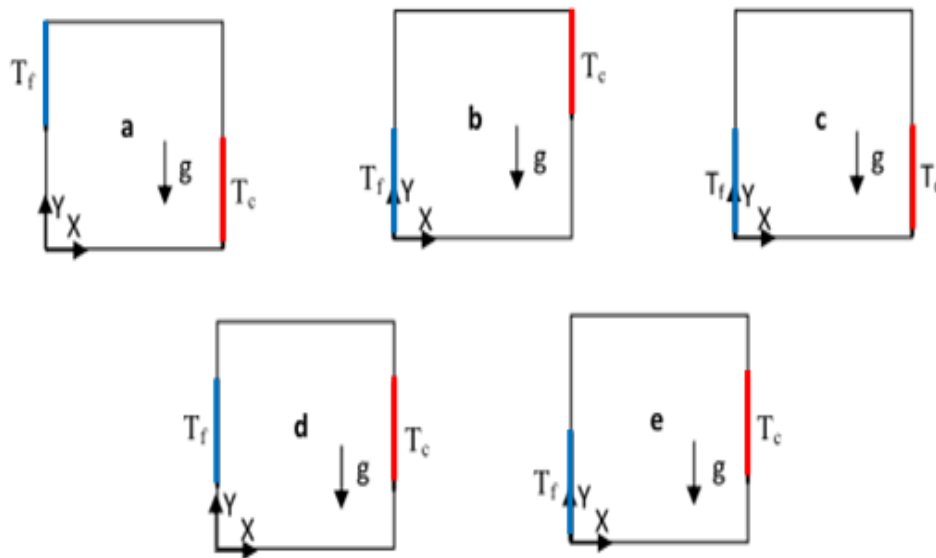


Figure I.2. Différentes cavités étudiées par **Valencia et Frederick (1989)**.

Henkes et al. (1989) ont étudié le flux de convection naturelle en régime turbulent dans une cavité carrée, dont les parois verticales différenciellement chauffées, aux nombres de Rayleigh jusqu'à 10^{20} . Ils ont utilisé trois modèles de turbulence, le modèle k- ϵ standard avec la loi de paroi logarithmique et les deux modèles bas nombre de Reynolds de Chien et de Jones et Launder.

Heindel et al. (1994) ont utilisé deux modèles de turbulence k- ϵ à bas nombre de Reynolds pour prédire la convection naturelle turbulente dans une cavité rectangulaire qui est chauffée de manière différentielle le long des parois verticales, tandis que les parois horizontales sont adiabatiques. Les nombres moyens de Nusselt sont prédits avec plus de précision par le modèle à coefficient variable que par le modèle à coefficient fixe.

Barakos et Mitsoulis (1994) ont étudié numériquement la convection naturelle laminaire et turbulente dans une cavité carrée, les parois horizontales adiabatiques, tandis que les parois verticales sont isothermes, l'intérieur de la cavité est rempli d'air ($Pr = 0,71$). Le modèle k- ϵ a été utilisé pour la modélisation de la turbulence pour une gamme de nombres de Rayleigh allant jusqu'à 10^{10} . Des résultats précis ont été obtenus quant à l'indépendance du maillage. D'autre part, la solution capture très bien tout le flux et les phénomènes de transfert thermique, particulièrement près des parois.

Ben Yedder et Bilgen (1995) ont présenté une étude de la convection naturelle en régime turbulent dans une enceinte délimitée par une paroi solide avec une conductivité finie, un flux de chaleur constant est imposé sur le côté opposé à la paroi solide et une température constante sur la surface extérieure de la paroi, les limites horizontales sont adiabatiques. En utilisant une méthode des différences finies pour résoudre les équations différentielles, le modèle $k-\varepsilon$ est utilisé. Les différents paramètres étaient: le nombre de Rayleigh ($10^8 \leq Ra \leq 10^{12}$), la conductivité sans dimension du paroi solide ($1 \leq K_r \leq 10$), largeur de paroi sans dimensionnel ($0 \leq W \leq 0.5$), facteur de forme ($0.5 \leq A \leq 1$), et l'angle d'inclinaison ($0 \leq \varphi \leq 180^\circ$). Les résultats ont montré que :

- ✓ Le transfert de chaleur est une fonction faible du rapport d'aspect de l'enceinte.
- ✓ C'est une fonction décroissante de l'épaisseur de la paroi.
- ✓ Le transfert de chaleur a un maximum pour un angle d'inclinaison de $80^\circ-90^\circ$.
- ✓ Ces tendances sont amplifiées à des nombres élevés de Rayleigh, à une conductivité élevée des parois et à de petites épaisseurs du mur.

Xin et Le Quéré (1995) ont présenté une étude sur l'écoulement de la convection naturelle turbulente dans une cavité rectangulaire possédant des parois horizontales adiabatiques et des parois verticales isothermes. Des solutions asymptotiques ont été obtenues pour trois valeurs du nombre de Rayleigh entre ($6,4 \cdot 10^8$ et $1,0 \cdot 10^{10}$) en fonction de la hauteur de la cavité. Ils ont observé de grandes zones de recirculation situées sur le bord extérieur des couches limites qui se forment et se déplacent vers le haut avec l'augmentation du nombre de Rayleigh. Les transferts de chaleur suivent une corrélation du ($Nu=0,32 Ra^{1/4}$).

Frederick (1999) a présenté l'étude numérique de la convection naturelle dans des cavités rectangulaires différentiellement chauffées, les parois horizontales sont adiabatiques. Les paramètres indépendantes sont le nombre de Rayleigh ($Ra=10^3, 10^4$ et $3 \cdot 10^4$) et le rapport d'aspect de la cavité ($S=H/L$). Les résultats ont montré que le nombre de Nusselt total diminue rapidement avec l'augmentation du rapport d'aspect de la cavité. Le taux de circulation augmente toujours avec le nombre de Rayleigh et le rapport d'aspect.

Tien et Karayiannis (2000, a), (2000, b) et Ampofo et Karayiannis (2003) ont mené une étude expérimentale sur la convection naturelle turbulente dans une cavité carrée remplie d'air. Les parois chaude et froide de la cavité étaient isothermes à 323K et 283K respectivement donnant un nombre de Rayleigh de $(1,58 \cdot 10^9)$. **Tian et Karayiannis (2000, a)** ont mesuré la température et la vitesse à différents endroits antisymétriques dans la cavité. Ils ont observé la présence d'une grande boucle de recirculation très proche des parois où la température et la vitesse varient rapidement. **Les mêmes auteurs (2000, b)** ont montré que les vitesses et les températures produisent des fluctuations séparées. Ces fluctuations se concentrent près des parois solides et elles ne suivent pas une loi Gaussienne.

Ampofo et Karayiannis (2003) ont réalisé cette étude dans une cavité carrée remplie d'air de (0,75m) de côté et de (1,5m) de profondeur, ce qui a donné un écoulement 2D. Les nombres locaux et moyens de Nusselt, la contrainte de cisaillement sur la paroi ainsi que l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation en fonction de la température sont présentés.

Oztop et al. (2004) a réalisé une étude numérique en convection naturelle d'une plaque mince rectangulaire isotherme chaude noyée dans une cavité carrée de parois horizontales adiabatiques et de parois verticales froides, pour le nombre de Rayleigh $Ra=10^4$ à 10^6 . Ils ont constaté que le transfert de chaleur est beaucoup mieux amélioré lorsque la position de la plaque mince est placée verticalement dans la cavité.

Salat et al. (2004) ont étudié numériquement et expérimentalement la convection naturelle turbulente dans une cavité différentiellement chauffée pour deux rapports de forme (profondeur / largeur) de 0,33 et 1. Cette cavité contient deux parois verticales opposées maintenues à des températures constantes (T_c et T_h). Les parois supérieures et inférieures sont adiabatiques. Le nombre de Rayleigh de cet écoulement était de $(1,5 \cdot 10^9)$. En comparant les résultats pour les deux profondeurs, il a souligné le caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen. En effet, le rapport de forme n'a qu'un faible impact sur les profils moyens de vitesse et de température.

Sharma et al. (2007) ont étudié numériquement la convection naturelle turbulente dans une enceinte carrée avec le chauffage localisé au-dessous et le refroidissement symétrique des murs verticaux. Leur analyse a inclus l'influence de la partie chauffée et

du Ra sur le transfert de chaleur. Ils ont trouvé les champs d'écoulement et de température pour différents nombres de Rayleigh et différentes largeurs de la partie chauffée.

Des autres études de **Trias et al. (2007)**, **(2010, a)** et **(2010, b)**, en DNS-3D, portées sur les écoulements de convection naturelle à une gamme de nombres de Rayleigh variant de $(6,4 \cdot 10^8 \text{ à } 10^{10})$, pour une configuration proche de la cavité de grandes dimensions. Les parois horizontales sont adiabatiques et les parois verticales, soumises à des conditions aux limites périodiques. La couche limite laminaire qui se forme au niveau des parois isothermes est alors déstabilisée par l'éjection de grosses structures vers le cœur de la cavité. Ces structures semblent être à l'origine de la présence d'ondes de gravité qui font osciller les isothermes du cœur. Les couches limites sont également déstabilisées par des ondes de type Tollmien-Schlichting qui accélèrent la transition de la couche limite vers la turbulence. Les transferts de chaleur obéissent à une loi en $Nu=0,182 Ra^{0,275}$ (proche de $Ra^{1/4}$, observé pour les régimes turbulents).

Djatout et al. (2010) ont présenté une étude de la circulation d'air par convection naturelle en régime laminaire dans une cavité carrée inclinée avec des parois horizontales adiabatiques et des parois verticales soumises à des températures constantes respectivement (T_f et T_c). Ils ont étudié l'influence de certains paramètres comme le nombre de Rayleigh, le nombre de Nusselt et l'inclinaison de la cavité sur les profils de vitesse et de température. Ils ont conclu que le nombre de Rayleigh a une grande influence sur le mode de transfert de chaleur dominant dans la cavité surtout pour le nombre $Ra=10^4$ où commence le mouvement convectif et pour $Ra=10^6$ où la convection est dominante. Donc l'échange de chaleur dans la cavité augmente avec l'augmentation de Ra.

Prasopchingchana et al. (2013) ont étudié numériquement la convection naturelle dans une enceinte carrée inclinée. Les parois gauche et droite de l'enceinte ont été maintenues aux températures uniformes chaude et froide, respectivement, tandis que les parois supérieure et inférieure étaient adiabatiques. L'enceinte était remplie d'air réel. La méthode des volumes finis a été utilisée pour discrétiser les équations aux dérivées partielles du débit d'air dans l'enceinte. Les angles d'inclinaison de la cavité donnant les nombres Nusselt moyens maximaux sont $\theta=110^\circ$ pour $Ra=10^3$ et $\theta=130^\circ$ pour $(3 \cdot 10^3 \leq$

$Ra \leq 10^4$). Ils ont constaté que les nombres Nusselt locaux sur les parois chaude et froide de l'enceinte auront des valeurs plus élevées lorsque ces zones ont des gradients de température plus rapides.

Altaç et Ugurlubilek (2016) ont étudié numériquement le transfert de chaleur par convection naturelle turbulente dans des enceintes rectangulaires à 2D et 3D. Les enceintes sont chauffées et refroidies à partir des parois isothermes opposées verticales. Toutes les autres parois latérales sont supposées être lisses et adiabatiques. Le fluide de travail est de l'air ($Pr = 0,71$). Ils ont utilisé les modèles ; $k-\varepsilon$ standard, $k-\varepsilon$ (RNGKE), $k-\varepsilon$ réalisable (RKE), modèle de contrainte de Reynolds (RSM), $k-\omega$ standard (SKW) et transport de contrainte de cisaillement $k-\omega$ (SSTKW) RANS, pour des nombres de Rayleigh allant de 10^8 à 10^{13} . Ils ont constaté que les modèles RANS et 3D laminaire donnent des prédictions du nombre de Nusselt moyen presque identiques jusqu'à $Ra = 10^{10}$. Ces prédictions sont compatibles avec celles obtenues à partir de simulations 2D. Pour des nombres de Rayleigh plus grands, les modèles RANS à 3D donnent des nombres de Nusselt moyens plus précis.

Benchabi et Lanani (2017) ont présenté une simulation numérique de la convection naturelle dans une cavité bidimensionnelle. Cette cavité est composée de deux parois verticales, maintenues aux températures T_f et T_c . Les autres parois sont adiabatiques. L'écoulement est modélisé par des équations différentielles de conservation. Des calculs numériques ont été effectués sur un maillage en utilisant la procédure de volume fini et l'algorithme SIMPLEC a été utilisé pour résoudre le couplage pression-vitesse dans les équations régissant l'écoulement. Les champs thermiques et dynamiques de l'écoulement dans une cavité carrée ont été obtenus et comparés aux résultats expérimentaux. De plus, les résultats obtenus montrent l'intensité du flux induit par la force de flottabilité et l'influence du nombre de Rayleigh due, soit, au changement de taille de la cavité, soit, à la différence de température sur le comportement thermique et dynamique.

El-Gendi (2018) a fait une étude sur les flux de convection naturelle induits par un élément chauffant dans une chambre. Le côté gauche est adiabatique et possède un radiateur à la partie inférieure, les parois horizontales sont adiabatiques. Deux cas étaient étudiés et leurs conditions aux limites sont identiques sauf le côté droit qui est adiabatique ou isotherme (Figure I.3), pour un nombre de Rayleigh égale à $(3,06 \cdot 10^{11})$.

Les résultats montrent que la température moyenne du cas adiabatique est supérieure à celle du cas isotherme, mais le cas isotherme à un gradient de température plus élevé.

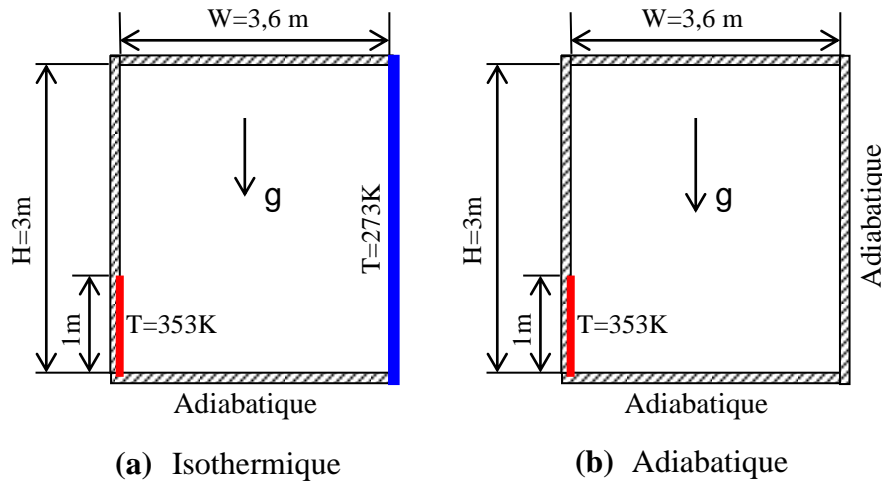


Figure I.3. Schéma de la géométrie du problème, **El-Gendi (2018)**.

Une étude numérique de convection naturelle a été réalisée par **Wang et al. (2019)**, dans diverses configurations des cavités. Sur une gamme de nombres de Rayleigh variant de 10^3 à 10^6 . Le champ de température et d'écoulement, et le nombre de Nusselt local sont présentés pour tous les cas. Les auteurs ont démontré que le transfert de chaleur augmente en fonction de Ra. Pour des faibles nombre de Rayleigh, la conduction domine le transfert de chaleur. Ils ont constaté que la présence d'une paroi inclinée supprimera le processus de convection.

Karatas et Derbentli (2019) ont examiné expérimentalement le transfert de chaleur par convection naturelle dans des cavités rectangulaires différentiellement chauffées, pour des nombres de Rayleigh de $(4,51 \cdot 10^5$ à $1,13 \cdot 10^8)$ et des rapports de forme de (1 à 6). Ils ont observé que le nombre de Nusselt diminue largement lorsque la température sur la paroi chauffée passe de constante et de manière sinusoïdale.

Olazo-Gomez et al. (2020) a fait une analyse numérique de la convection naturelle laminaire et turbulente combinée au rayonnement thermique dans une cavité carrée à paroi vitrée. L'enceinte est composée d'une paroi verticale gauche isotherme, de deux parois horizontales adiabatiques et d'une paroi verticale droite partiellement semi-transparente (verre). Ils ont étudié trois cas différents en fonction de la position de la

feuille de verre transparente sur le mur droit: (i) située sur le côté inférieur, (ii) situé sur le côté central et (iii) situé sur le côté supérieur (Figure I.5). Différents rapports de forme semi-transparents ($A=0.15, 0.25, 0.50, 0.75$ et 1) sont analysés. Les résultats montrent que le transfert de chaleur par convection augmente d'environ 70 à 250 lorsque le rapport de forme augmente de (0.15 à 1) pour toutes les intensités de rayonnement solaire ($0, 150, 300, 450, 600$ et 750W/m^2) et tous les cas d'écoulement turbulent. Lorsqu'un écoulement laminaire est considéré, des taux de transfert de chaleur convectifs et radiatifs moyens inférieurs sont obtenus dans le cas d'un écoulement turbulent.

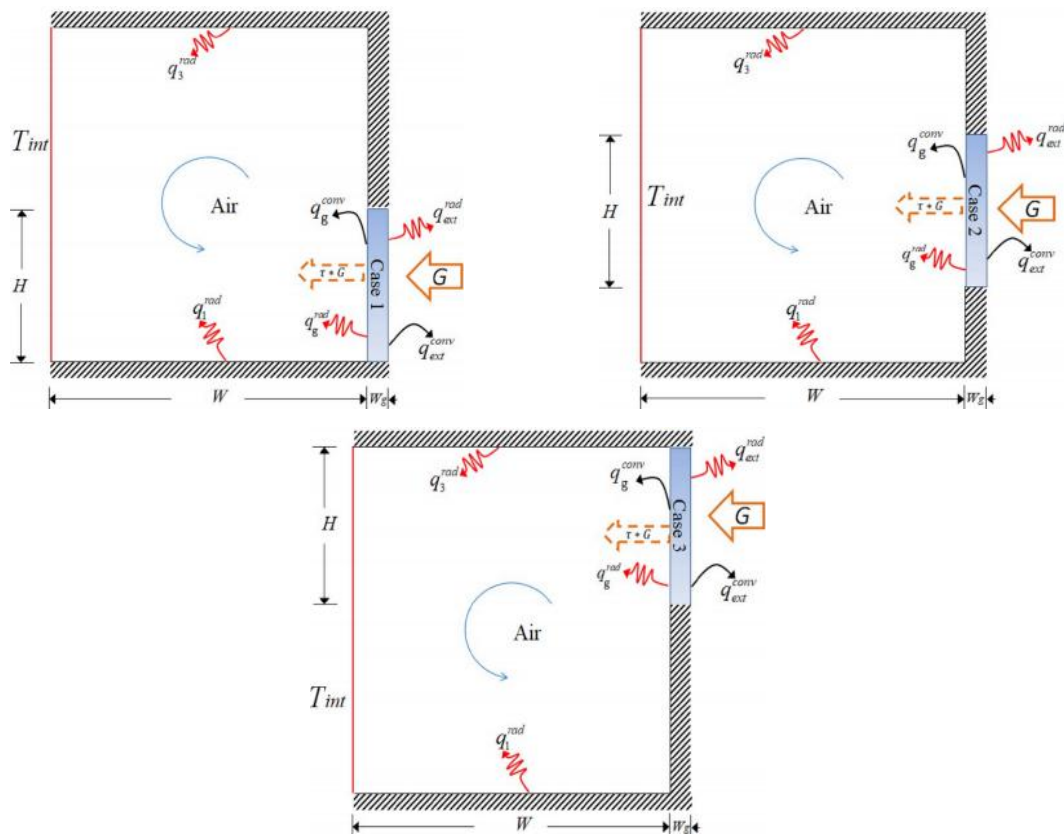


Figure I.5. Géométrie du problème étudié par **Olazo-Gomez et al. (2020)**.

Le flux de convection naturelle transitoire est étudié par **Zhou et al. (2020)** dans une enceinte carrée bidimensionnelle, la température de la paroi gauche (T_w), variation sinusoïdale avec le temps autour de la température ambiante (T_0) à une fréquence (ω), avec une différence de température maximale de ΔT , soit $T_w = T_0 + \Delta T \sin(2\pi\omega t)$, toutes les autres parois étant adiabatiques. Ils ont observé dans la moitié supérieure de la cavité, la couche limite de direction alternée produit un grand flux de chaleur convectif

positif, qui est équilibré avec un flux de chaleur conducteur négatif sortant à travers la paroi chauffée / refroidie, ainsi qu'un flux de chaleur conducteur négatif dans le noyau de la cavité, et sa force dépend fortement de la fréquence de forçage sur la paroi.

I.2.2. Cavités horizontales

De nombreux auteurs ont traité les transferts thermiques dans des enceintes horizontales aux formes carrées, rectangulaires, et ont traité le phénomène expérimentalement et numériquement.

Beloo-Oshende (1988) a étudié la convection thermique dans une enceinte carrée en configuration de Rayleigh-Benard, à deux parois verticales adiabatiques tandis que les autres parois horizontales sont maintenues à des températures constantes, les lignes de courant (unicellulaires) sont nettement distordus par contre les isothermes forment des droites parallèles. Les lignes de courant sont des cercles concentriques pour ($Ra = Ra^*$), alors que pour ($Ra = 2.Ra^*$), l'écoulement est bicellulaire. Enfin, pour ($Ra = 8.Ra^*$) la centro-symétrie est conservée cependant des recirculations apparaissent au centre de la cavité.

L'effet des paramètres thermophysiques et géométriques (rapport de forme, nombre de Rayleigh et la position de la source de chaleur) sur les champs d'écoulement et de température des fluides ont été étudiés par **Hasnaoui et al. (1992)**. Une étude expérimentale sur la convection naturelle à un nombre de Rayleigh ($Ra \geq 10^9$) est menée au sein du laboratoire. Celle-ci a débuté avec les travaux de **Mergui (1993)** effectués sur une cavité carrée de section verticale d'environ 1 m^2 et de $0,3 \text{ m}$ de profondeur permettant d'obtenir un écoulement ayant deux valeurs de ($Ra = 1,7.10^9$ et $Ra = 5,34.10^9$), pour un écart de température ($\Delta T = 20\text{C}^\circ$ et 62C°).

Mergui et Penot (1996) ont présenté une étude expérimentale détaillée des écoulements d'air en convection naturelle d'une cavité cubique dont deux parois verticales opposées sont différentiellement chauffées à température constante, les deux parois horizontales sont isolées thermiquement, tandis que les deux parois verticales latérales sont adiabatiques. Les résultats se rapportent à une valeur du nombre de Rayleigh caractéristique de $1,69. 10^9$. Le transfert de chaleur au long des parois actives est évalué à partir de profils de température d'air au voisinage immédiat de ces parois.

Corcione (2003) a effectué des travaux plus approfondis sur la convection naturelle dans des enceintes rectangulaires remplies d'air chauffées par le bas et refroidies par le haut qui ont été étudiés numériquement pour plusieurs conditions aux limites thermiques spécifiées sur les parois latérales, pour les rapports de forme de la gamme entre 0,66 et 8, et pour des valeurs du nombre de Rayleigh dans la plage entre 10^3 et 10^6 . Il a conclu que pour des rapports d'aspect supérieurs à une valeur spécifique (largeur/Hauteur=2), le taux de transfert de chaleur des parois latérales chauffées ou refroidies est indépendant de la configuration thermique de l'enceinte.

Sheard et King (2011) ont développé l'écoulement horizontal bidimensionnel en convection dans une enceinte rectangulaire, l'écoulement est entraîné par un profil de température linéaire appliqué le long de la paroi inférieure, qui a été étudiée numériquement à l'aide d'une discrétisation spectrale des éléments pour les champs de vitesse et de température. Une approximation de Boussinesq de la flottabilité du fluide est utilisée. Une étude de l'influence du rapport de forme a été développée pour les nombres Ra critiques avec différents rapport de forme (0.16, 0.333, 0.625, 1 et 2).

Vasiliev et al. (2016) ont développé une étude numérique et expérimentale dans une enceinte cubique à convection turbulente Rayleigh–Bénard en utilisant deux configurations expérimentales similaires (mais pas identiques) dans différents laboratoires. Les deux équipes ont mené des expériences pour le même ensemble de nombres Prandtl et Rayleigh ($Pr = 3,5$, $Pr = 6,1$, $Ra = 2,0 \cdot 10^9$, $Ra = 6,0 \cdot 10^9$, $Ra = 1,6 \cdot 10^{10}$). Les expériences ont montré que la structure spatiale de la circulation moyenne à grande échelle dépend peu des paramètres variables (nombres de Rayleigh et Prandtl). La variation de Ra et Pr ne conduit qu'à un changement quantitatif des caractéristiques d'un écoulement à grande échelle comme la vitesse maximale ou l'énergie cinétique.

Josephs et al. (2018) ont réalisé une étude numérique de la convection naturelle turbulente dans une cavité 3D en utilisant le modèle k- ϵ SST et la méthode SIMPLEC. Cette cavité se compose d'une surface chaude située sur la paroi gauche, et d'une surface froide sur la paroi droite. Les deux surfaces (chaude et froide) sont isothermes à 323K et 283K respectivement, donnant un nombre de Rayleigh de $1,58 \cdot 10^9$. Les autres parois sont adiabatiques.

I.2.3. Cavités à paroi ondulée

La convection naturelle dans les enceintes modifiées avec ondulation ou les enceintes à géométries complexes a été étudiée au cours des dernières décennies, mais pas aussi largement que dans les enceintes plus simples.

La plupart de ces études dans des géométries carrées, ou rectangulaires, se sont principalement concentrées sur l'influence de l'angle d'inclinaison, du nombre de Rayleigh (nombre de Grashof), des rapports de forme, du nombre d'ondulations et de l'amplitude de l'ondulation sinusoïdale.

Mahmud et al. (2002) ont présenté une étude numérique sur la convection naturelle dans une enceinte délimitée par deux parois ondulées isothermes et deux parois horizontales adiabatiques. La simulation a été effectuée pour une gamme de rapport d'ondes ($\lambda = 0$ à $0,4$), le rapport forme ($A = 1.0$ à 2.0), le nombre Grashof ($Gr = 10^0$ à 10^7) pour un fluide ayant le nombre de Prandtl ($Pr = 0,7$). Ils ont présenté les profils de vitesse pour certains emplacements sélectionnés à l'intérieur de l'enceinte pour une meilleure compréhension de l'effet de la surface ondulée.

Adjout et al. (2002) ont présenté une étude numérique de l'effet d'une paroi ondulée chaude d'une convection naturelle laminaire dans une cavité carrée inclinée, chauffée différentiellement. Les tests ont été effectués pour différents angles d'inclinaison, nombre d'ondulations ($n = 1, 2$ et 3), amplitudes et nombres de Rayleigh, tandis que le nombre de Prandtl était maintenu constant ($Pr = 0,71$). Les résultats ont montré que l'ondulation de la paroi chaude affecte l'écoulement et le taux de transfert de chaleur dans la cavité. Le nombre de Nusselt moyen diminue par rapport à la cavité carrée.

Das et Mahmud (2003) ont étudié les comportements hydrodynamiques et thermiques du fluide à l'intérieur d'une enceinte à parois ondulées. L'enceinte se compose de deux murs ondulés et de deux plates. Les parois supérieure et inférieure sont ondulées et maintenues isothermes. Deux parois plates verticales sont considérées comme adiabatiques. Les équations gouvernantes sont résolues numériquement en utilisant la méthode des volumes finis. Les résultats sont présentés sous la forme de distributions de nombres de Nusselt locales et globales pour une gamme sélectionnée de

nombre de Grashof ($10^3 \leq Gr \leq 10^7$). Des lignes de courant et des lignes isothermes sont également présentées pour quatre valeurs de différents (0, 0.05, 0.1, 0.15) de rapport amplitude-longueur d'onde ($\alpha/\lambda = 0.4$) et pour un fluide ayant le nombre de Prandtl égal à un.

Rebhi et al. (2005) ont étudié numériquement la convection naturelle laminaire dans une cavité bidimensionnelle à fond sinusoïdal chauffé par une température constante et uniforme T_p , la paroi supérieure est maintenue à une température constante T_a et les parois verticales sont adiabatiques (figure I.6). Les paramètres, dont dépend la structure de la convection naturelle, sont : le nombre de Rayleigh, le facteur de forme (A) et le nombre de Prandtl (Pr). Les auteures ont étudié l'effet de la surface sinusoïdale de la cavité sur les transferts par convection naturelle au voisinage de la paroi chaude. Ils ont conclu que les transferts développés au sein d'une cavité à fond de topographie non plane sont inférieurs à ceux obtenus dans une cavité à fond horizontal et uniforme de même longueur. L'écoulement dans la cavité est caractérisé par des zones de recirculation dans les creux et au-dessus des sommets, où les nombres de Nusselt locaux sont plus élevés.

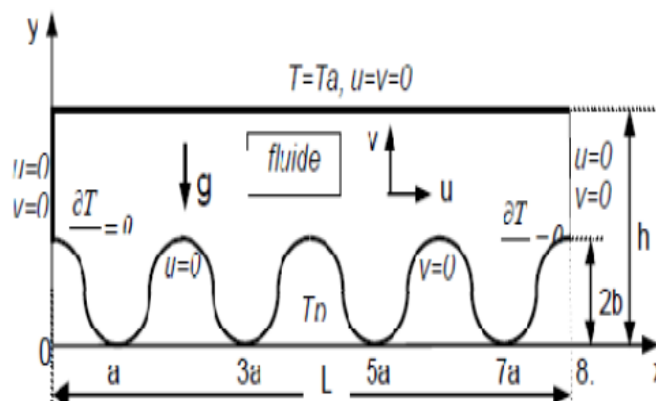


Figure I.6. Géométrie du problème, (**Rebhi et al. (2005)**).

Barletta et al. (2005) ont présenté une étude numérique de la convection naturelle dans une enceinte 2D. L'enceinte est délimitée par deux murs isothermes verticaux maintenus à des températures différentes et par deux murs adiabatiques qui sont soit droits et horizontaux (cavité rectangulaire) ou elliptiques (cavité rectangulaire modifiée).

Trois cavités sont étudiées: une cavité rectangulaire et deux cavités rectangulaires modifiées. L'air sec est pris en compte, avec plusieurs valeurs du nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^5$). Les résultats montrent que les limites elliptiques augmentent le nombre de Nusselt moyen et l'énergie cinétique moyenne sans dimension du fluide.

Dalal et Das (2005) ont présenté une étude numérique sur la convection naturelle dans une enceinte ondulée avec l'une des parois soumise à une condition de température sinusoïdale et les trois autres parois sont maintenues à une température constante. L'une de ces trois parois est courbée avec une ondulation. Le nombre des ondulations a varié de un à trois. Ils ont examiné en détails l'influence du nombre de Rayleigh, l'amplitude et l'angle d'inclinaison sur les caractéristiques du transfert de chaleur dans l'enceinte. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen sur la paroi ondulée diminue avec l'augmentation de l'amplitude, quand ils augmentent le nombre de Rayleigh. Le transfert de chaleur sur la paroi ondulée diminue pour le cas de trois ondulations comparé au cas d'une et de deux ondulations, quand ils augmentent l'amplitude de l'ondulation.

Varol et Oztop (2006) ont fait une simulation numérique du transfert de chaleur par convection naturelle dans une enceinte à fond ondulée et peu profonde, chauffée par le bas tandis que la paroi du sommet est prise froide et les parois verticales sont maintenues adiabatiques. Ils ont observé que les champs de température et l'écoulement sont affectés par les paramètres géométriques et par le nombre de Rayleigh, et que le nombre de Nusselt à une allure ondulée. Le transfert de chaleur le plus élevée est obtenu pour des rapports d'aspects très petits.

Slimani et al. (2007) ont fait une analyse numérique pour étudier l'influence de l'amplitude de l'ondulation sinusoïdale, de la paroi inférieure, d'une enceinte horizontale sur les transferts de chaleur par convection laminaire naturelle bidimensionnelle. La paroi inférieure ondulée chaude et la paroi supérieure droite froide sont maintenues isothermes à température égale, respectivement à T_c et T_f . Et les deux parois verticales droites sont considérées comme symétriques. Ils ont présenté leur résultats sous la forme d'une distribution des nombres de Nusselt locaux et globaux pour une gamme de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) et pour quatre valeurs du rapport de forme ($A = 2.b/a = 0, 0.15, 0.25$ et 0.35) de l'air de ($Pr = 0,71$).

Aoun-Allah et al. (2007) ont étudié numériquement la convection naturelle turbulente du flux d'air dans une cavité confinée avec deux parois latérales chauffées de façon différentielle qui est étudiée numériquement jusqu'au nombre de Rayleigh de 10^{12} . Ils ont observé que la turbulence provoque une augmentation du transfert de chaleur convectif sur la surface de la paroi ondulée par rapport à la cavité carrée pour les nombres de Rayleigh élevés.

Une étude numérique a été menée par **Hasan et al. (2012)** sur la convection naturelle dans une enceinte carrée modifiée à chauffage différentiel avec des parois latérales ondulées sinusoïdales, et effectuée pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh ($10^5 \leq Ra \leq 10^8$) avec une variation de l'amplitude et de la fréquence de l'ondulation. Les surfaces supérieure et inférieure sont planes et considérées comme adiabatiques. Ils ont supposé les propriétés physiques constantes pour le milieu fluide, sauf pour la densité où l'approximation de Boussinesq a été considérée. Leurs résultats montrent que les phénomènes transitoires sont fortement influencés par la variation du nombre de Rayleigh avec l'amplitude et la fréquence de l'ondulation.

Rahmani et al. (2013) ont présenté une étude numérique de la convection naturelle pour un écoulement laminaire et turbulent dans une enceinte verticale qui a des protubérances sinusoïdales sur l'une de ses parois verticales. Le haut et le bas de l'enceinte sont ouverts pour permettre l'écoulement du fluide. Les parois horizontales sont adiabatiques. Les équations ont été résolues par CFD sur la base des équations de Navier-Stokes et de l'approximation de Boussinesq, en utilisant la méthode des volumes finis dans le cas d'enceintes ayant un rapport de forme ($A=0,6$). Compte tenu des conditions stables de flux de chaleur sur les parois verticales, les résultats montrent que la température maximale augmente avec l'augmentation de l'amplitude du protubérance ($a=0.005, 0.010, 0.015, 0.02$ et $0.025m$). Cela est dû à l'augmentation de la surface de transfert de chaleur de la paroi modifiée.

L'effet de la géométrie de la paroi chaude ondulée avec obstacles sur le taux de transfert de chaleur dans un conteneur cubique a été étudié par **Zemani et al. (2014)**, des simulations ont été effectuées pour différents nombres de Rayleigh et différentes longueurs d'obstacles. Les résultats obtenus ont montré que le nombre de Nusselt moyen

diminue par rapport au transfert de chaleur par convection naturelle dans la cavité cubique ondulée sans obstacles.

El-Gendi et Abd-Allah (2017) ont étudié l'effet de la différence de température et de la distribution de température du côté chaud de l'enceinte sur l'écoulement à l'intérieur des deux enceintes, l'enceinte du côté ondulé est carrée. Les parois supérieures et inférieures sont des surfaces adiabatiques et les parois latérales sont considérées comme des surfaces isothermes. Ils ont constaté que la différence de température a un effet remarquable sur la distribution de vitesse et l'épaisseur de la couche limite à l'intérieur de la cavité au même nombre de Rayleigh.

Al-Kouza et al. (2020) ont étudié la convection libre dans une cavité inclinée avec des parois latérales de forme ondulée (Figure I.7). L'estimation de Boussinesq est adoptée pour représenter les effets de flottabilité. L'effet de l'amplitude des parois ondulées et de l'angle d'inclinaison sur les taux de transfert de chaleur ont été analysés. Ils ont constaté que l'augmentation de l'amplitude des parois ondulées corrige légèrement le transfert de chaleur, et que les orientations horizontales ou presque horizontales de ces cavités donnent le transfert maximum de chaleur.

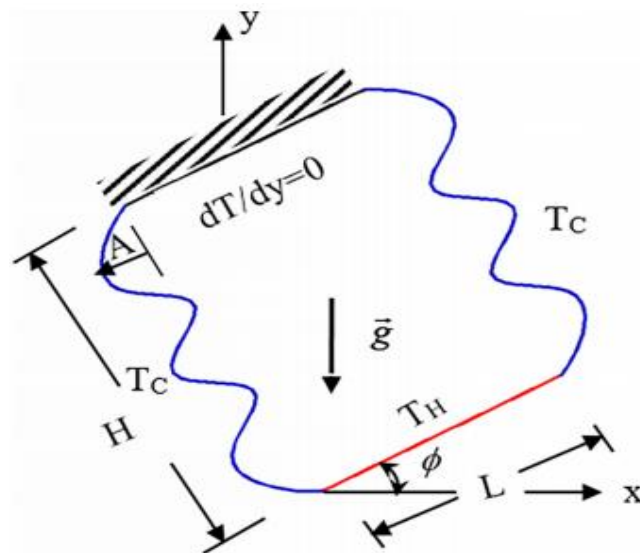


Figure I.7. Géométrie du problème étudié par **Al-Kouza et al. (2020)**.

I.2.4. Cavités ouvertes

La simulation numérique de la convection naturelle dans les cavités ouvertes a été largement étudiée car c'est la méthode la plus utilisée et la moins coûteuse. De nombreux auteurs ont étudié l'écoulement dans des cavités partiellement, et totalement ouvertes.

Hess et Henze (1984) ont mené une enquête expérimentale sur les pertes par convection naturelle turbulente dans des cavités ouvertes. Les profils de vitesse détaillés ont été obtenus en utilisant la vélocimétrie laser Doppler pour les nombres de Rayleigh entre $3 \cdot 10^{10}$ et $2 \cdot 10^{11}$, ceux correspondant à une condition aux limites de température de paroi élevée constante. Les résultats montrent les caractéristiques de l'écoulement bidimensionnel et tridimensionnel. De plus, la transition de la couche limite vers la turbulence, les modèles d'écoulement dans la cavité et l'écoulement à l'extérieur des profils de la cavité ont été signalés.

Chan et Tien (1985) ont étudié la convection naturelle dans une cavité carrée ouverte. Cette cavité bidimensionnelle présente des parois horizontales adiabatiques, une seule paroi verticale chauffée et maintenue à une température constante (T_c) et une face verticale ouverte caractérisé par une température constante (T_f). Les résultats ont été obtenus dans des conditions laminaires stables bidirectionnelles pour le rapport d'aspect ($A=1$) à des nombres de Rayleigh ($Ra = 10^3$ à 10^9). Le nombre Prandtl ($Pr=1$). Les hypothèses d'approximation de Boussinesq et de propriété constante ont été utilisées pour établir les équations gouvernantes. Un an plus tard, les mêmes auteurs (**1986**), en réalisant une autre étude sur d'autres cavités et en la comparant avec les cavités carrées, ont trouvé que la cavité étudiée par **Chan et Tien (1985)**, donnait des résultats satisfaisants spécialement à des grands nombres de Rayleigh.

Skok et al. (1991) ont étudié expérimentalement et numériquement l'écoulement entraîné par la flottabilité dans une cavité ouverte orientée vers le côté. Dans cette étude, ils ont utilisé une simulation numérique bidimensionnelle pour prédire le modèle d'écoulement dans la cavité et les nombres de Nusselt locaux et moyens pour les surfaces de la cavité. **Mohamad (1995)** a étudié la convection naturelle dans des cavités carrées inclinées et totalement ouvertes. Le fond de la cavité est chauffé et les parois verticales sont adiabatiques. Il a trouvé que, pour des grands nombres de Rayleigh et des petites

inclinaisons, l'écoulement était instable, et que le transfert convectif n'était pas sensible aux inclinaisons.

Sezai et Mohamad (1998) ont présenté une étude numérique tridimensionnelle de la convection naturelle laminaire dans une cavité ouverte avec une orientation fixe et un état stationnaire. Ils ont rapporté la variation du modèle d'écoulement et du transfert de chaleur pour le nombre de Rayleigh dans la plage (10^3-10^6) et le rapport d'aspect latéral dans la plage (0,125–2,0). Il a été conclu que les résultats bidimensionnels sont validés pour un rapport d'aspect latéral égal ou supérieur à l'unité et pour un nombre de Rayleigh jusqu'à 10^5 .

Elsayed et Chakroun (1999) ont réalisé une étude expérimentale de La convection naturelle dans une cavité carrée, partiellement ouverte. L'expérience a été réalisée pour étudier l'effet de la géométrie de l'ouverture sur le transfert de chaleur entre la cavité et l'air environnant. Les résultats ont montré que l'effet de ce rapport sur la perte du transfert convectif était considérable, et que la perte diminuait avec la diminution de celui-ci. Les nombres de Rayleigh utilisés dans ses littératures sont, parfois, inférieurs à 10^7 , ou supérieurs à 10^9 .

Polat et Bilgen (2002) ont étudié numériquement la convection naturelle laminaire dans des cavités ouvertes inclinées peu profondes. Le côté faisant face à l'ouverture est chauffé par un flux de chaleur constant, les côtés perpendiculaires au côté chauffé sont isolés et l'ouverture est en contact avec un fluide à température et pression constantes. Des isothermes et des lignes de courant sont produits, le transfert de chaleur et de masse est calculé pour les nombres de Rayleigh de (10^3 à 10^{10}), le rapport de forme de la cavité ($A = 0,125$ à 1). Les résultats montrent que le flux et le transfert de chaleur sont régis par le nombre de Rayleigh, le rapport d'aspect et l'inclinaison. Le transfert de chaleur se rapproche des valeurs asymptotiques aux nombres de Rayleigh indépendants de l'aspect. Les valeurs asymptotiques sont proches de celles d'une plaque plane à flux thermique constant. L'allongement des cavités ouvertes a pour effet de retarder ce comportement asymptotique. On constate également que l'angle d'inclinaison de la plaque chauffée est un paramètre important affectant le débit volumétrique et le transfert de chaleur.

Bilgen et Oztop (2005) ont étudié la convection naturelle dans les cavités carrées partiellement ouvertes inclinées, dont la paroi qui en face à l'ouverture était isotherme et

les deux autres étaient adiabatiques. Ils ont étudié l'influence de la taille et de la position de l'ouverture, du nombre de Ra (10^3 à 10^6); et de l'angle d'inclinaison de la cavité.

Anil Lal et Reji (2009) ont présenté une simulation numérique de la convection naturelle dans une cavité carrée ouverte avec deux événements latéraux disposés symétriquement sur les parois latérales. La paroi supérieure maintenue à température constante et la source de chaleur de la cavité et les parois latérales sont adiabatiques. Ils ont utilisé une approche à domaine restreint qui prédit les régions de distribution des entrées, des sorties et des vitesses. Les couches limites thermiques et hydrodynamiques sur la paroi chauffée deviennent minces avec l'augmentation de Ra et la vitesse maximale dans la couche limite augmente avec l'augmentation de Ra.

Une étude numérique a été menée par **Rodríguez Muñoz et al. (2011)** pour étudier le transfert de chaleur par convection mixte dans une cavité ventilée (Figure I.8). On constate que le mouvement fluide entraîné par la force de flottabilité est dominant pour les paramètres considérés dans la cavité ventilée. Le nombre de Nusselt sur la paroi chauffée augmente avec les nombres de Rayleigh et Reynolds.

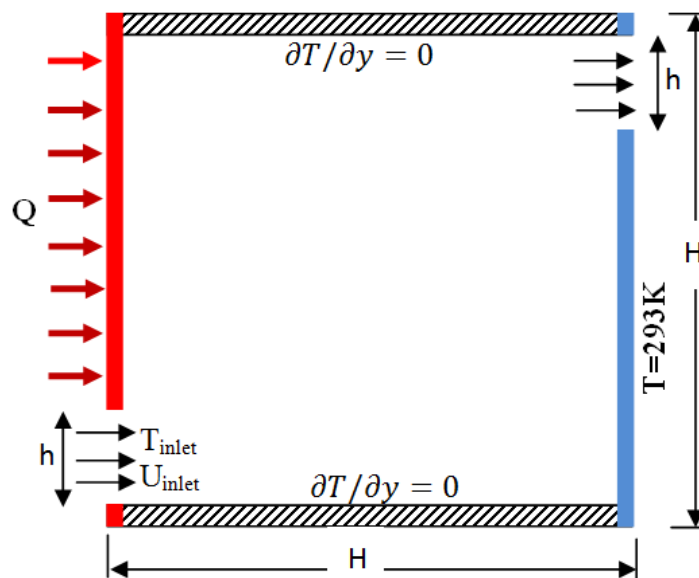


Figure I.8. Représentation schématique de la cavité, **Rodríguez Muñoz et al. (2011)**.

Zamora et Kaiser (2012) ont analysé l'effet de densité, de viscosité et de conductivité thermique sur le flux d'air turbulent dans une cavité carrée ouverte. Le taux d'ouverture appliqué sur la paroi verticale située sur le côté droit est ($b/H=0,1$), (Figure

I.9), en considérant à la fois une température de paroi uniforme et des conditions de chauffage de flux de chaleur uniforme. Dans les cas de transition et de turbulence, ils ont utilisé le modèle de turbulence à faible Reynolds $k - \varepsilon$. Le nombre de Nusselt moyen et le débit massique sans dimension ont été obtenus pour un champ du nombre de Rayleigh variant de 10^3 à 10^{16} .

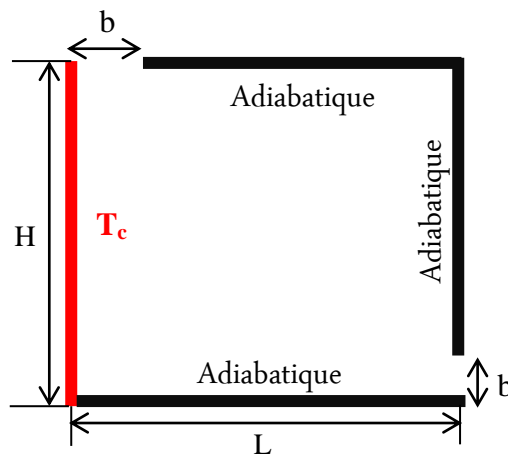


Figure I.9. Modèle d'étude, **Zamora et Kaiser. (2012)**.

Prakash et al. (2012) ont étudié la convection naturelle dans des cavités ouvertes ayant des températures de paroi isotherme de (373K, 473K, 573K), L'effet des rapports d'ouverture de (1, 0.5, et 0.25) sur la perte convective est analysé pour les formes de cavité cubique et hémisphérique tandis que la cavité sphérique est analysée pour les rapports d'ouverture de 0,5 et 0,25. L'effet de l'inclinaison de la cavité sur la convection naturelle est étudié pour les inclinaisons ($\varphi=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$). Ils ont constaté que la perte de convection naturelle augmente avec une augmentation du rapport d'ouverture. La perte de convection naturelle augmente avec l'augmentation de la température de la paroi de la cavité. La perte convective la plus élevée étant à l'angle d'inclinaison ($\varphi=0^\circ$) et la plus faible à ($\varphi=90^\circ$).

Maytorena et al. (2015) ont présenté une étude expérimentale sur la convection naturelle dans une cavité cubique ouverte. La paroi verticale opposée à l'ouverture est soumise à différentes valeurs de flux de chaleur uniforme (55 à 333 W / m^2), tandis que les murs restants sont adiabatiques. Une étude numérique a été menée par **Mohammed et Dawood (2015)** pour le transfert de chaleur par convection mixte instationnaire dans une enceinte ventilée avec différents rapports de forme (Figure I.10). Les résultats numériques ont montré que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation

des nombres de Richardson et Reynolds pour tous les différents cas. Le régime de convection forcée domine le transfert de chaleur dans l'enceinte pour différents rapports de forme à un nombre de Richardson inférieur à un ($Ri < 1$), Le régime de convection naturelle domine le transfert de chaleur, pour tous les différents cas, le nombre de Richardson est égal à dix ($Ri = 10$).

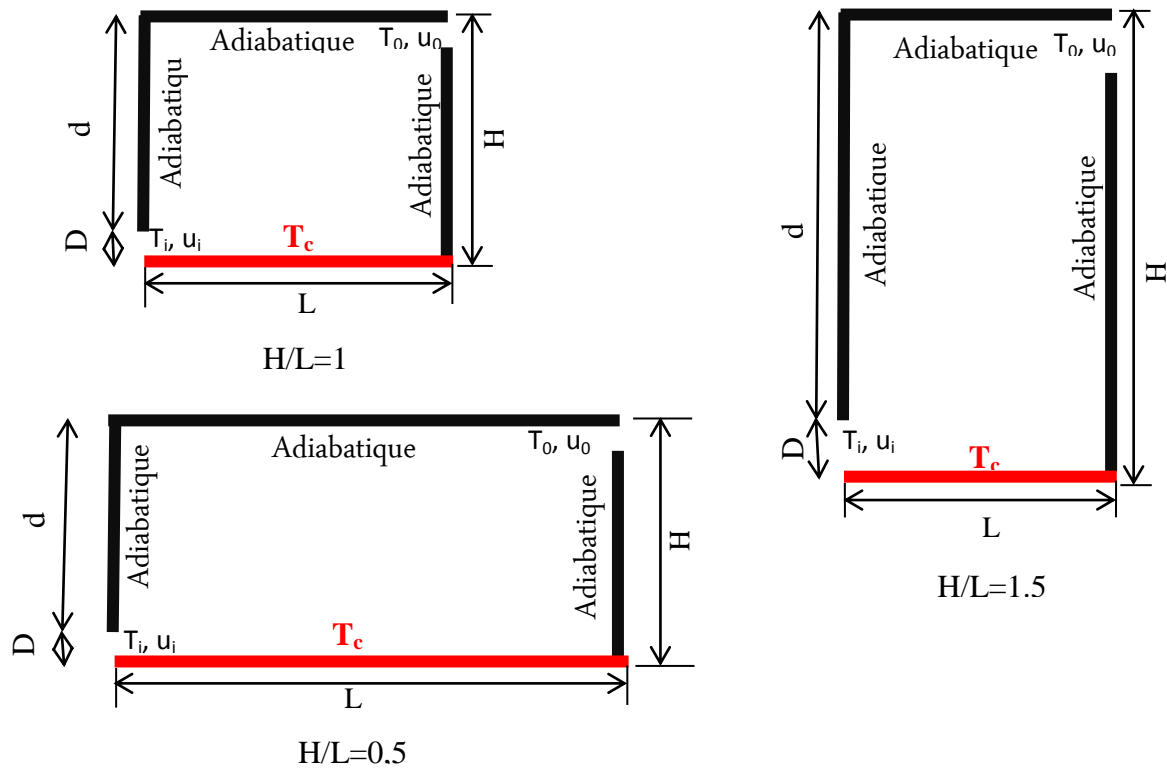


Figure I.10. Représentation schématique de la cavité, **Mohammed et Dawood. (2015).**

Koufi et al. (2017) ont effectué l'étude numérique du transfert de chaleur par convection mixte à l'intérieur des cavités ventilées avec des orifices d'entrée et de sortie, remplies d'air sous un régime d'écoulement turbulent. Quatre configurations (A, B, C et D); (figure I.11), le fond de la cavité est maintenu à une température (T_c) et les autres parois sont fixées à une température (T_f), (avec $T_c > T_f$). Tout en considérant différents nombres de Rayleigh allant de ($6,4 \cdot 10^8$ à $3,2 \cdot 10^9$). Ils ont constaté que la configuration D fournit un nombre de Nusselt moyen plus élevé que les autres configurations en raison de la présence de forts gradients de température. Quant aux autres configurations, elles donnent presque le même nombre de Nusselt moyen.

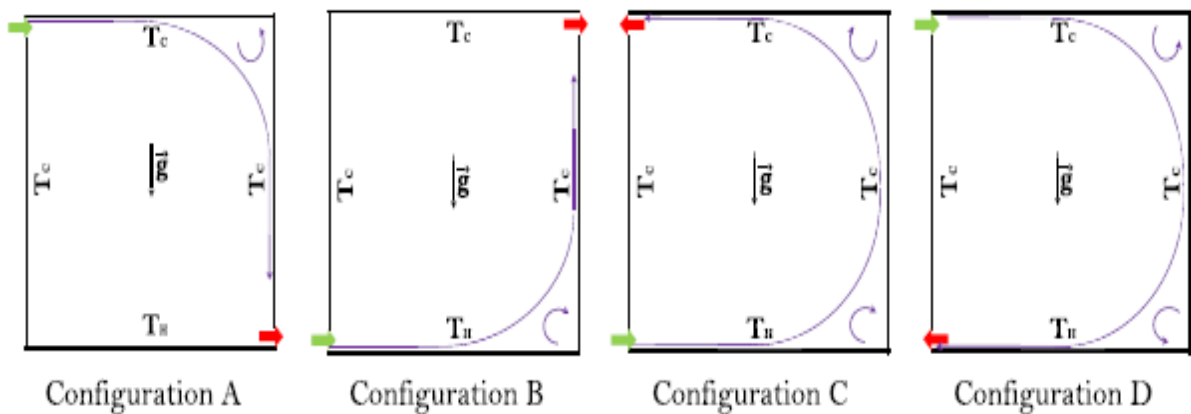


Figure I.11. Quatre configurations de la cavité étudié par **Koufi et al. (2017)**.

Kumar et al. (2018) ont étudié les effets des ouvertures sur la convection naturelle dans une cavité rectangulaire bidimensionnelle, ayant différents rapports d'ouverture. Ils ont choisi le code de CFD pour l'analyse du flux de fluide et du transfert de chaleur. Les résultats montrent qu'à un nombre de Rayleigh petit, le transfert de chaleur à travers la couche fluide est dominant par conduction du fait de l'absence de circulation d'air à l'intérieur de la cavité. La valeur de Nu augmente avec l'augmentation de la valeur du nombre de Rayleigh et taux d'ouverture.

Une étude a été menée par **El-Gendi (2018)** pour simulation de flux à l'intérieur de la cavité ouverte connectées circule naturellement pour $Ra = 10^5$ et 10^6 . Les résultats montrent que les valeurs du nombre de Nusselt et des vitesses dans la cavité ouverte sont beaucoup plus élevées que celles de la cavité fermée.

Une étude expérimentale a été menée par **Choudhary et al. (2019)** sur la convection libre dans une cavité ouverte pour étudier l'effet du rapport d'aspect de (3,33 à 0,33) et du nombre de Rayleigh de ($1,5 \cdot 10^6$ à $9 \cdot 10^9$). De plus, l'effet de différentes dimensions latérales ($120 \times 120 \text{ mm}^2$ et $240 \times 240 \text{ mm}^2$) de la plaque inférieure pour la convection libre est étudiée. L'effet du rapport d'aspect et du nombre de Rayleigh sur l'efficacité du transfert de chaleur en convection libre est observé expérimentalement.

I.3. TRANSFERT MASSIQUE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS LES CAVITES

L'étude du transfert de chaleur et de masse dans les cavités a fait l'objet d'un grand nombre de travaux antérieurs, et dans la suite nous essayons de fournir des résumés de certains de ces travaux :

Béghein et al. (1992) ont étudié le transfert de chaleur et de masse induit par convection naturelle dans une cavité carrée en régime permanent. Les auteurs ont proposé une cavité bidimensionnelle avec différentes parois chauffées. Ils ont étudié l'effet de l'impulsion du soluté sur les taux de transfert de chaleur et de masse, ainsi que l'effet du nombre de Lewis sur le mouvement des fluides. Ils ont suggéré des corrélations entre les propriétés des grandeurs dimensionnelles et les taux de transfert thermique et de masse.

Pour analyser l'influence des parois horizontales sur le transfert de chaleur et la masse, **Costa (1997)** a étudié la convection naturelle à double diffusion dans une cavité carrée à parois horizontales. Il a caractérisé les paramètres de transfert de masse à travers les nombres locaux et globaux de Nusselt et de Sherwood sur toutes les parois de la géométrie. **Sezai et Mohamad (2000)** ont simulé un écoulement tridimensionnel dans une cavité cubique remplie d'un fluide binaire soumis à une concentration opposée et à un gradient de température imposé le long des parois verticales, ils ont considéré les parois comme adiabatiques et imperméables. Ils ont comparé la 3D à la 2D et ont trouvé un accord satisfaisant pour les faibles valeurs du nombre de Rayleigh.

De nombreux chercheurs ont choisi la zone de configuration rectangulaire (**Lee et Hyun (1990, a), (1990, b), (1991)** et **Benissaad et al. (2007)**) pour étudier le transfert de chaleur et de masse en convection naturelle. **Jang et al. (2003)** ont examiné une étude numérique des effets de surfaces verticales irrégulières sur les caractéristiques d'écoulement de la convection naturelle et du transfert de masse pour les surfaces ondulatoires. Leurs résultats impliquent l'analyse de la vitesse, de la concentration, de la température et du nombre de Nusselt le long de la forme ondulée. **Laguerre et al. (2009)** ont étudié numériquement et expérimentalement le transfert d'humidité thermique et le flux d'air dans une cavité rectangulaire. Ils ont constaté que l'influence significative du rayonnement sur les parois froides, chaudes et la vitesse de l'air augmente avec la contribution de l'humidité au fond de la cavité.

Jeng et al. (2009) ont choisi une enceinte inclinée pour étudier numériquement et expérimentalement le flux de convection naturelle transitoire et le transfert de masse à différents angles d'inclinaison (30° à 90°) avec une solution aqueuse contenant ($\text{CuSO}_4 + \text{H}_2\text{SO}_4$). Deux murs opposés étaient soutenus à des concentrations différentes, les autres murs étaient isolés et imperméables au transfert d'espèces, le rapport d'aspect de l'enceinte variait de 0,6 à 1, avec divers nombres de Rayleigh. **Laguerre et al. (2009), (2010)** et **Sun et al. (2011)** ont discuté de l'effet de l'humidité sur le flux de chaleur naturel et de leurs caractéristiques entre les parois verticales dans une cavité à chauffage différentiel.

Une étude numérique de l'écoulement 3D sur une convection naturelle à double diffusion remplie d'un fluide micropolaire a été présentée par **Abidi et Borjini (2018)**. Ils ont réalisé des études paramétriques sur les effets de la viscosité vortex de la chaleur et du flux de fluide. Ils ont constaté que les taux de transfert de chaleur et de masse ont diminué en augmentant le paramètre de viscosité du vortex pour le fluide newtonien. Le même travail de **Kuznetsov et al. (2011)**, qui ont examiné l'influence du nombre de Rayleigh et du rapport de conductivité sur le débit et le taux de transfert de chaleur et de masse dans une cavité cubique 3D, sa paroi inférieure est isotherme et portée à une concentration uniforme et les autres sont adiabatiques et imperméables.

Pour le mélange air- CO_2 , **Nikbakhti et al. (2012)** ont réalisé une étude numérique du transfert de masse du fluide de travail contenu dans une enceinte rectangulaire à côtés actifs chauffés. **Serrano et al. (2013)** ont présenté une étude CFD du transfert de chaleur et de masse par convection naturelle dans une zone 2D avec un mélange air- CO_2 (Figure I.12). Pour analyser les performances thermiques, les chercheurs ont étudié l'effet du rapport de flottabilité sur la masse et le transfert de chaleur pour différents régimes. Le comportement de la qualité de l'air thermique d'une concentration plus élevée de CO_2 dans les parois verticales a été analysé dans les conditions d'écoulement assisté et inverse. Différentes valeurs du nombre de Rayleigh ont été considérées. Ils ont observé que le gradient de température à l'intérieur de la cavité pour l'écoulement turbulent était plus homogène pour tous les cas d'écoulement.

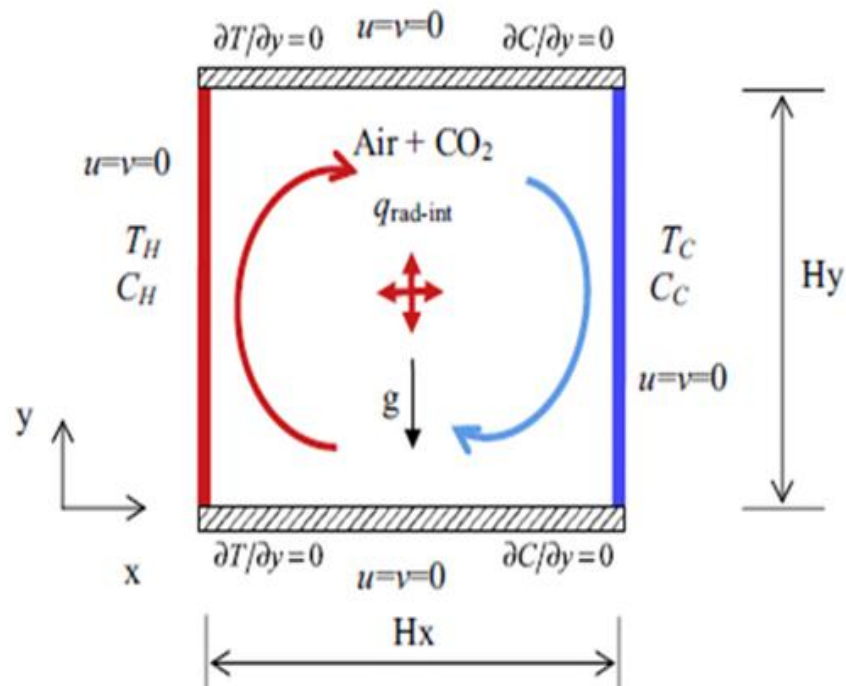


Figure I.12. Géométrie de la cavité contenant l'air-CO₂, **Serrano et al. (2013)**.

D'autres analyses de **Serrano et Rivera (2014)** et **Kefayati (2016)** ont conduit à l'effet du transfert de masse sur le transfert de chaleur avec rayonnement sur les problèmes de double diffusion des fluides newtoniens (**Serrano et Rivera (2014)**) et non newtoniens (**Kefayati (2016)**). Ils ont décidé que le transfert de chaleur radiative à l'intérieur de l'enceinte est particulièrement concerné par de meilleures prévisions thermiques et n'affecte pas le processus de transfert de masse.

Le transfert de l'air-humide pour la convection naturelle dans une surface rectangulaire 2D avec une section solide est une étude menée par **Hu et al. (2017)**. Ils ont traité un ensemble de variables: le nombre thermique de Rayleigh, l'épaisseur de la cloison, l'inclinaison et le taux de flottabilité.

Une étude numérique de l'impact d'une plaque chauffée sur une convection libre à double diffusion dans une cavité carrée fermée a été réalisée par **Muthamilselvan et al. (2017)**. Les parois verticales sont maintenues à basse température tandis que les parois horizontales sont adiabatiques. Ils ont constaté que les valeurs de viscosité du vortex réduisaient les taux de transfert de chaleur et de masse.

Une nouvelle vision d'un comportement de transfert de masse de l'humidité sous l'effet de la flottabilité à faible débit turbulent a été réalisée par **Iyi et Hasan (2019)**. Ils ont utilisé différentes valeurs de fraction massique et de gradient de température variant de 20 C° à 60 C° . Les auteurs ont conclu que la teneur en vapeur de l'air humide a un impact important sur les champs de chaleur et de courant à l'intérieur de l'enceinte, et la variation des gradients de température des parois verticales a également montré l'effet de la concentration d'humidité à l'intérieur de la cavité. Le pourcentage de la différence dans le transfert de chaleur a changé de manière significative en fonction de la fraction massique d'humidité de l'air et du gradient thermique entre les côtés verticaux.

Jiang et al. (2020) ont examiné le flux de mélange air-vapeur de convection naturelle à l'intérieur d'une cavité carrée avec des gradients de température et de concentration de la paroi verticale (Figure I.13). Ils ont proposé un nombre de Prandtl ($Pr=1,32$) et un nombre de Rayleigh ($Ra=4,05.10^5$), la température de la paroi chaude (T_c) et la température de la paroi froide (T_f). L'influence de la propagation des espèces a été étudiée avec l'effet de mélange Soret et Dufour. Il a été constaté que pour ce mélange binaire, ces deux effets ont une petite contribution.

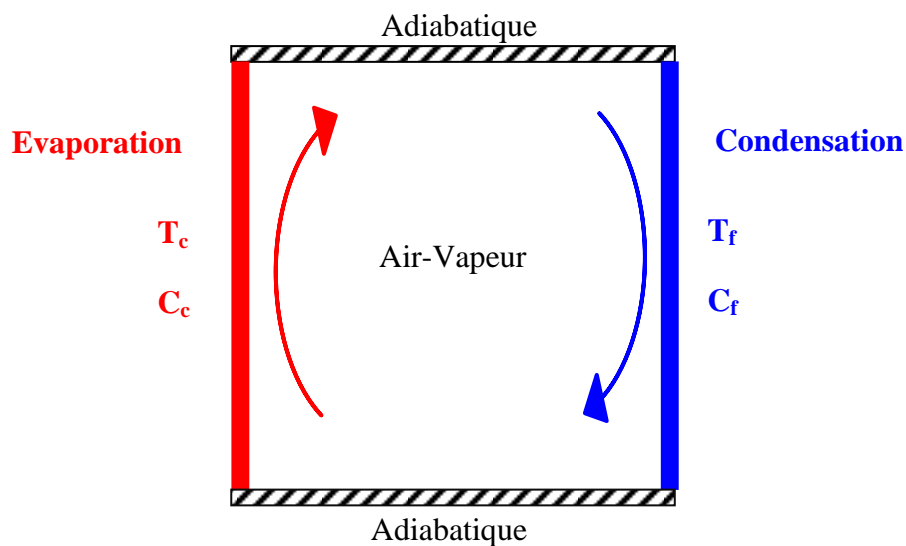


Figure I.13. Géométrie étudiée par **Jiang et al. (2020)**.

Des études paramétriques de l'enceinte à chauffage différentiel pour traiter les écoulements de convection naturelle contenant un mélange d'air et de dioxyde de carbone ont été réalisées par **Koufi et al. (2019)**, leurs travaux menés pour un système

laminaire afin d'analyser l'effet du changement du taux de flottabilité sur le transfert de masse. Les équations gouvernantes ont été résolues par la méthode des volumes finis en utilisant l'algorithme SIMPLEC. Ils ont étudié l'effet du rapport de flottabilité sur le transfert hydrodynamique et thermique.

Keshtkar et al. (2020) ont proposé une nouvelle procédure pour le travail numérique du système solaire. Ils ont considéré une source de chaleur latente d'évaporation / condensation dans l'équation énergétique. Leurs résultats ont prouvé que les propriétés sont uniformément réparties. L'humidité relative est presque de 100% dans toute l'enceinte ce qui implique que l'air est saturé partout. Cependant, le changement soudain de la température ou de la fraction massique est proche de la surface d'évaporation.

Kushawaha et al. (2020) ont étudié la convection libre du thermosoluté avec des lignes de masse et un flux thermique dans une zone rectangulaire. Les côtés verticaux sont des isothermes tandis que les autres sont adiabatiques. L'étude a été menée pour les variables suivantes: nombre de Prandtl ($Pr = 0.015, 0.025$ et 0.71) nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^5$), taux de flottabilité ($N = -1, 0$ et 1) et nombre de Lewis ($Le = 1, 2$ et 5). Ils ont constaté que ces paramètres affectent de manière significative les taux globaux de transfert de chaleur et de soluté.

Saleem et al. (2020) ont mis à nu une nouvelle cavité trapézoïdale solaire pour améliorer la distillation d'un mélange air-vapeur sous l'effet de la convection naturelle à double diffusion remplie. La paroi inférieure est fixée à température chaude (T_c) et haute concentration (C_c), la température de paroi inclinée qui se maintient à (T_f) et à faible concentration (C_f), (voir la figure I.14). Ils ont calculé l'effet des paramètres directeurs comme le nombre de Reynolds, le rapport de flottabilité (N) et le nombre de Rayleigh ($10^4 \leq Ra \leq 10^6$). Les équations gouvernantes ont été résolues en adoptant la méthode des volumes finis. Ils ont obtenu que la masse totale et les taux de transfert de chaleur augmentent avec l'expansion de chacun des nombres de Reynolds et de Rayleigh. Lorsque le nombre de Rayleigh augmente, l'épaisseur de la couche limite de chaleur augmente également, car les forces de flottabilité sont dominées.

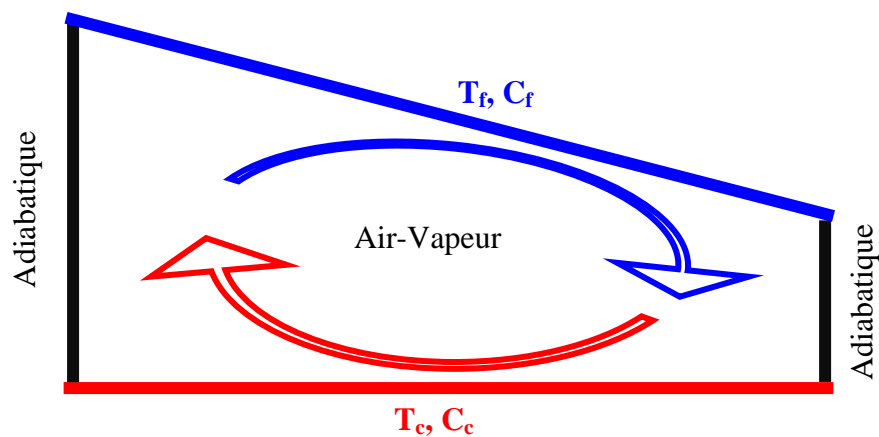


Figure I.14. Cavité trapézoïdale étudié par Saleem et al. (2020).

Malgré l'importance du flux de transfert de masse mentionné ci-dessus, il n'y a que quelques efforts de recherche sur la convection naturelle dans des cavités ouvertes, dont certains sont :

Terrell et Newell (2007) ont mené une étude expérimentale pour faire un flux thermique combiné paramétrique causé par le transport de masse et la flottabilité dans une enceinte ouverte pour divers rapports d'aspect. Les résultats de la rétention de condensat sur les zones de mouvement de masse dus à la stabilité thermique de l'eau ont également été examinées sans impact remarquable.

Sur le mélange fluide d'air- CO_2 , **Xamán et al. (2011)** ont analysé le transfert de chaleur et de masse à l'intérieur d'une cavité ventilée en flux laminaire. Pour étudier le comportement thermique et la qualité de l'air à l'intérieur d'une cavité (Figure I.14), un travail comparatif a été analysé concernant la localisation de l'espace de sortie du mélange fluide, en considérant trois valeurs différentes pour la source de contaminant CO_2 (1000, 2000, 3000 ppm). L'espace d'entrée d'air était situé sous le côté vertical droit de la cavité. L'emplacement de l'espace de sortie du mélange a été considéré dans quatre positions différentes.

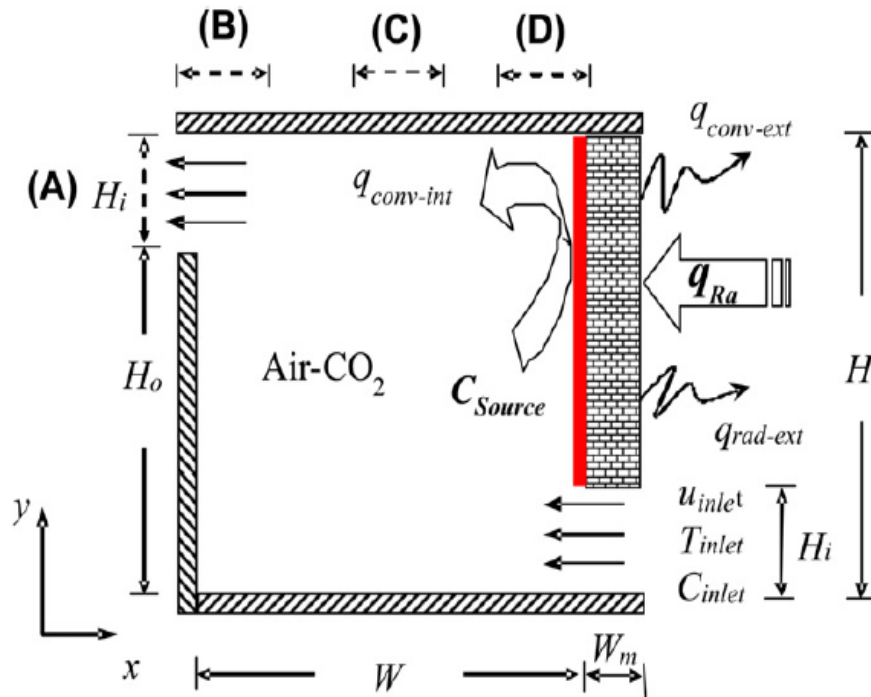


Figure I.15. Configurations pour l'emplacement de l'ouverture de sortie, **Xamán et al. (2011)**.

Pour les enceintes carrées ouvertes, **Arbin et Hashim (2014)** ont étudié numériquement la convection naturelle à double diffusion avec des concentrations constantes et des températures imposées le long des parois droite et gauche. Ils ont constaté que le flux thermique supérieur est le plus efficace pour le transfert de chaleur tandis que le chauffage central est le plus stable pour le transfert de masse.

Wang et al. (2020) ont simulé l'effet du rapport de flottabilité ($-5 \leq N \leq 5$), du nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^7$), des coefficients de Soret, de Dufour et du nombre de Lewis ($0.5 \leq Le \leq 8$), sur le transfert de chaleur et de masse dans une cavité ouverte. Les parois horizontales de la cavité carrée sont adiabatiques et la paroi gauche est maintenue à haute température (T_c) et haute concentration (C_c). Le côté droit est une surface libre (Figure I.15). Ils ont conclu que le changement du nombre de Lewis avait une petite influence sur le nombre de Sherwood et de Nusselt. Mais lorsque le nombre de Rayleigh augmente, le nombre de Lewis augmente progressivement.

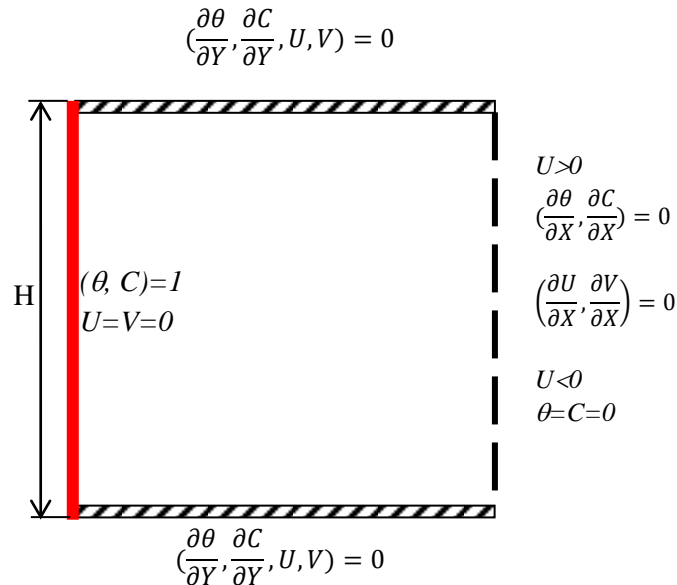


Figure I.16. Modèle physique étudié par Wang et al. (2020).

I.4. CONCLUSION

Nous avons consacré ce chapitre pour présenter les différents travaux (numériques et expérimentaux), disponibles dans la littérature, qui ont été réalisés afin de comprendre les comportements de l'écoulement, la convection naturelle thermique et massique à l'intérieur de différentes cavités. Cette revue bibliographique, nous a permis de passer en revue de nombreux articles concernés par l'étude de la convection naturelle dans différentes cavités en termes de forme ou des conditions aux limites. Nous pouvons remarquer que la plupart de ces études sont liées au régime d'écoulement laminaire ou transitoire, à l'exception d'un nombre limité qui traite des écoulements turbulents.

On note également que le nombre des articles très récents dans lesquels les auteurs traitaient le transfert de chaleur et de masse sont liés à des cavités fermées, alors que le travail sur les cavités ouvertes est très peu comparé à son importance pratique et ses applications dans de nombreuses technologies telles que : capteurs solaires, distillation, dessalement d'eau de mer, séchage, etc...

L'étude et l'analyse des écoulements turbulents par convection naturelle thermique et massique dans une cavité ouverte méritent notre grande attention dans cette thèse.

CHAPITRE II : MODELE PHYSIQUE ET FORMULATIONS MATHÉMATIQUES

SOMMAIRE

II.1. INTRODUCTION	35
II.2. DESCRIPTION DU PROBLEME.....	35
II.3. APPROXIMATION DE BOUSSINESQ	36
II.4. LES COEFFICIENTS DU TRANSFERT THERMIQUE ET DU MASSIQUE.....	36
II.5. HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.....	38
II.6. EQUATIONS REGISSANT LE MODELE MATHÉMATIQUE.....	39
II.6.1. Equation de continuité.....	39
II.6.2. Equation de quantité de mouvement	39
II.6.3. Equation de conservation de l'énergie.....	40
II.6.4. Equation de concentration.....	40
II.7. ADIMENSIONNALISATION.....	40
II.8. EQUATIONS ADIMENSIONNELLES.....	41
II.9. CONDITIONS AUX LIMITES	41
II.10. MODELISATION DE LA TURBULENCE.....	43
II.11. LES MODELES DE TURBULENCE.....	43
II.12. LES MODELES K- EPSILON.....	44
II.13. CONCLUSIONS.....	44

II.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons la géométrie du problème étudié, les hypothèses simplificatrices et les équations mathématiques de conservation. Ensuite, nous posons les équations différentielles et les conditions aux limites sous forme adimensionnelle.

II.2. DESCRIPTION DU PROBLEME

Le problème physique considéré est schématisé sur la figure (II.1). Un air humide occupé dans une enceinte bidimensionnelle avec des rapports d'aspect. Les parois verticales sont soumises à un flux uniforme (q) et la face inférieure est considérée comme imperméable et adiabatique. Le domaine supérieur défini comme surface libre. La dimension d'ouverture en bas dans la paroi gauche est égale à 20% de la hauteur de l'enceinte. L'écoulement de l'air humide dans l'enceinte est induit par la force de flottabilité, résultant de la différence de densité, qui est à son tour due à un gradient de température et de concentration.

Différents cas de rapport d'aspect ($AR=H/L=0.5, 1$ et 2), et de large gamme de nombre de Rayleigh entre 10^6 et 10^{13} ont été proposés afin d'étudier l'effet des rapports d'aspect et du nombre de Rayleigh sur les champs thermique et dynamique et sur le taux de transfert de chaleur et de masse dans l'enceinte.

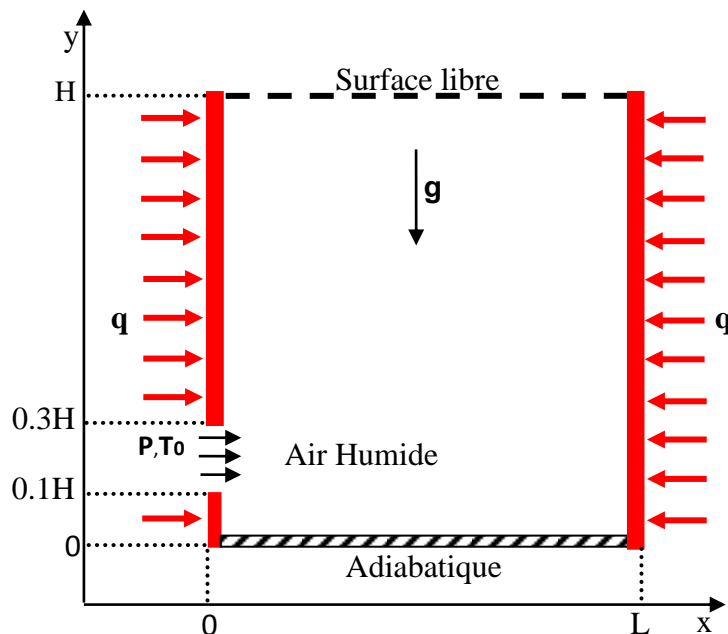


Figure II.1. Représentation schématique d'une enceinte ouverte.

II.3. APPROXIMATION DE BOUSSINESQ

Cette approximation a été introduite par **Joseph Boussinesq (1877)**. Selon cette approximation, la densité du fluide est considérée constante dans les équations de Navier-Stokes et ne varie pas avec la température ou la pression, sauf dans le terme de force de pesanteur où elle est supposée dépendente de la température.

Le modèle de Boussinesq ne devrait pas être employé si les différences de température dans le domaine d'étude sont grandes. En outre, elle ne peut pas être utilisée dans les calculs de combustion ou les écoulements réactifs.

On utilise une équation d'état simplifiée qui prend le nom d'approximation de Boussinesq ;

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

Cette expression est dérivée de la définition du coefficient de dilatation thermique β_T :

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \approx \frac{1}{\rho_0} (\rho - \rho_0) / (T - T_0) \quad (\text{II. 2})$$

Avec :

ρ_0 : Densité à la température de référence.

T_0 : Température de référence.

$\beta_T = 1/T$: Pour un gaz parfait.

II.4. LES COEFFICIENTS DU TRANSFERT THERMIQUE ET DU MASSIQUE

La résolution des équations aux dimensions montre des nombres sans dimension qui sont très importants dans le traitement des phénomènes qui obéissent aux principes de la mécanique des fluides, tels que le transfert de chaleur et de masse.

Ces nombres sont appelés coefficients du transfert thermique et massique ; ce sont des nombres qui caractérisent les écoulements et les transferts d'énergie, on mentionne notamment:

- **Nombre de Reynolds**

Le régime d'écoulement d'un fluide peut être laminaire ou turbulent. Le passage d'un régime à un autre est caractérisé par le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{vL}{\nu} \quad (\text{II. 3})$$

Avec :

v : Vitesse du fluide.

L : Dimension caractéristique de la cavité.

ν : Viscosité cinématique du fluide.

- **Nombre de Nusselt**

C'est le rapport de la quantité de chaleur échangée par convection à une quantité de chaleur échangée par conduction.

$$Nu = \frac{hL}{\lambda} \quad (\text{II. 4})$$

Il est d'autant plus élevé que la convection est prédominante sur la conduction. Il caractérise le type de transfert de chaleur, en permettant de quantifier l'augmentation de l'échange de chaleur due à l'écoulement du fluide.

- **Nombre de Grashof**

Le nombre de Grashof (Gr) est un nombre sans dimension caractérise la force de viscosité du fluide:

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu^2} \quad (\text{II. 5})$$

- **Nombre de Prandtl**

Le nombre de Prandtl (Pr) est calculable pour un fluide donné indépendamment des conditions expérimentales. Ce nombre caractérise la distribution des vitesses par rapport à la distribution de la température.

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad (\text{II. 6})$$

- **Nombre de Rayleigh**

Ce nombre est le paramètre de contrôle de la convection. Il peut être vu comme une forme sans dimension de la différence de température ΔT .

Le nombre de Rayleigh compare les effets de la gravité avec les effets de la dissipation thermique.

$$Ra = Pr Gr = \frac{g\beta \Delta T H^3}{\alpha \nu} \quad (\text{II. 7})$$

Avec ;

α : Diffusivité thermique [m^2/s].

ν : Viscosité cinématique du fluide [m^2/s].

- **Nombre de Lewis**

Il est utilisé pour caractériser les écoulements de fluides dans lesquels ont lieu simultanément un transfert de masse et un transfert de chaleur.

$$Le = \frac{\alpha}{D} \quad (\text{II. 8})$$

II.5. HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES

Pour représenter mathématiquement les équations gouvernantes du modèle de transfert de chaleur et de masse par convection naturelle, certaines considérations peuvent être prises en compte, car pour certains types d'écoulements certains des termes des équations gouvernantes ne sont pas significatifs et peuvent être négligés.

Ces considérations sont mentionnées ci-dessous :

- **Régime permanent :**

Les équations conservatrices ne considèrent pas le terme temporaire ou transitoire du fait que cette étude ne s'intéresse qu'à connaître l'état final du système et non son évolution dans le temps.

- **Bidimensionnelle :**

La cavité est considérée comme bidimensionnelle.

- **Fluide newtonien :**

Dans cette étude l'air-humide est considéré comme un fluide newtonien.

- **Écoulement compressible :**

Cette approximation considère que la densité varie linéairement avec la température.

- **Dissipation visqueuse négligeable :**

Cela signifie que la variation de température ou d'énergie interne due aux forces visqueuses n'est pas visible.

- **Rayonnement :**

Le phénomène de transfert de chaleur par rayonnement n'est pas pris en compte.

II.6. EQUATIONS REGISSANT LE MODELE MATHEMATIQUE

Les équations différentielles qui régissent le transfert de chaleur et de masse par convection naturelle dans la cavité ouverte sont:

- ✚ Équation de continuité.
- ✚ Équation de quantité de mouvement.
- ✚ Équation de conservation de l'énergie.
- ✚ Équation de concentration.

II.6.1. Equation de continuité

L'équation de continuité est une équation différentielle qui décrit la conservation de la masse. La forme d'équation de continuité pour un écoulement turbulent bidimensionnel est :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II. 9})$$

Où : u et v désignent les composantes de la vitesse du fluide suivant les axes x et y respectivement.

II.6.2. Equation de quantité de mouvement

La forme de l'équation de quantité de mouvement pour un écoulement turbulent est :

- **Suivant l'axe des x**

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \quad (\text{II. 10})$$

- **Suivant l'axe des y**

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] + g\beta_T(T - T_0) \quad (\text{II. 11})$$

Où :

P : Pression statique.

ν : Viscosité cinématique.

β_T : Coefficient de dilatation thermique.

g : Accélération gravitationnelle.

II.6.3. Équation de conservation de l'énergie

L'équation de l'énergie dans le cas d'un transfert de chaleur dans une coordonnée bidimensionnelle est :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad (\text{II. 12})$$

Où $\alpha = \lambda / \rho C_p$: Diffusivité thermique.

II.6.4. Equation de concentration

L'équation régissant le champ de concentration ont la même forme de diffusion d'advection, mais avec des coefficients différents :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D \left[\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right] \quad (\text{II. 13})$$

Où $D = \alpha / Le$: Diffusivité massique.

II.7. ADIMENSIONNALISATION

L'utilisation des variables réduites dans les équations permet d'approcher de plus près la réalité des phénomènes physiques, car leurs évolutions sont indépendantes du système d'unités de mesure employé pour les étudier, ainsi que, l'analyse de grandeur de ces variables réduites permet de comparer l'influence des différents termes de l'équation en fonction de la nature de l'écoulement.

Les équations du problème sont rendues adimensionnelles à l'aide des grandeurs de référence suivantes :

$$X = \frac{x}{H}, \quad Y = \frac{y}{H}, \quad U = \frac{u H}{\nu}, \quad V = \frac{v H}{\nu}, \quad P^* = \frac{P H^2}{\rho \alpha^2}, \quad \tau = \frac{t \nu}{H^2}$$

$$T^* = \frac{T - T_\infty}{T_C - T_\infty}, \quad C^* = \frac{C - C_f}{C_C - C_f}, \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Sc = \frac{\nu}{D}, \quad Le = \frac{\alpha}{D}, \quad Gr^* = \frac{g \beta_T q H^4}{\lambda \nu^2}$$

Où Gr^* est le nombre modifié de Grashof.

II.8. EQUATIONS ADIMENSIONNELLES

- Equation de continuité

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (II.14)$$

- Equation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P^*}{\partial X} + \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right] \quad (II.15)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P^*}{\partial Y} + \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right] + Gr^* T^* \quad (II.16)$$

- Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial T^*}{\partial \tau} + U \frac{\partial T^*}{\partial X} + V \frac{\partial T^*}{\partial Y} = \frac{1}{Pr} \left[\frac{\partial^2 T^*}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial Y^2} \right] \quad (II.17)$$

- Equation de concentration

$$\frac{\partial C^*}{\partial \tau} + U \frac{\partial C^*}{\partial X} + V \frac{\partial C^*}{\partial Y} = \frac{1}{Le \cdot Pr} \left[\frac{\partial^2 C^*}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial Y^2} \right] \quad (II.18)$$

II.9. CONDITIONS AUX LIMITES

Les conditions aux limites du problème considéré sous forme adimensionnelle sont comme suit :

✓ Sur la paroi verticale gauche :

♦ $X = 0 ; 0 \leq Y \leq 0,1 :$

$$U = V = 0$$

$$q = 5w$$

$$C^* = 1$$

♦ $X = 0 ; 0,1 \leq Y \leq 0,3 :$

$$U = V = 0$$

$$q = 0$$

$$C^* = 0$$

$$T^* = T_0$$

$$P^* = P_0$$

♦ $X = 0 ; 0,3 \leq Y \leq 1 :$

$$U = V = 0$$

$$q = 5w$$

$$C^* = 1$$

✓ Sur la paroi verticale droite :

♦ $X = 1 ; 0 \leq Y \leq 1 :$

$$U = V = 0$$

$$q = 5w$$

$$C^* = 1$$

✓ Sur la paroi horizontale inférieure :

♦ $Y = 0 ; 0 \leq X \leq 1 :$

$$U = V = 0$$

$$\partial T / \partial y = 0$$

$$\partial C / \partial y = 0$$

✓ Sur la paroi horizontale supérieure (surface libre):

♦ $Y = 1 ; 0 \leq X \leq 1 :$

$$U = V = 0$$

$$C^* = 0$$

$$T^* = T_0$$

II.10. MODELISATION DE LA TURBULENCE

Il existe trois principales méthodes de modélisation d'un écoulement turbulent :

- ♦ La simulation numérique directe DNS (**D**irect **N**umerical **S**imulation) consiste à résoudre directement les équations de bilans en espace et en temps. Son inconvénient est qu'elle nécessite un temps de calcul très élevé et un espace mémoire important mais elle peut permettre de mieux comprendre les écoulements turbulents. C'est un guide théorique nécessaire, (**Padet (1990)**).
- ♦ La simulation des grandes échelles LES (**L**arge **E**ddy **S**imulation), dans laquelle on représente seulement les plus gros tourbillons en fonction du temps. Appelée aussi, la simulation des grandes structures turbulentes, les modèles sous mailles. C'est une approche utilisée pour réduire le temps de calcul et l'espace mémoire est la simulation des grandes échelles.
- ♦ La résolution numérique des équations de Navier Stokes moyennées (RANS) considère uniquement les équations de transport pour les quantités moyennées, en modélisant toutes les échelles de la turbulence. Ce modèle est utilisé dans la simulation des écoulements autour de corps complexes, écoulements internes, ect..., (**Ahmed Zineddine (2013)**).

II.11. LES MODELES DE TURBULENCE

On distingue généralement deux grandes classes de modèles :

- ✦ **Les modèles du premier ordre (les modèles à viscosité turbulente)** basés sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide d'une viscosité turbulente.
- ✦ **Les modèles du second ordre** : Les tensions de Reynolds sont calculées directement, la modélisation portant sur les moments d'ordre supérieur

Pour les modèles du premier ordre, on introduit la classification suivante selon le nombre d'équations d'évolutions supplémentaires du modèle :

- Modèle à 0 équation (longueur de mélange).
- Modèle à 1 équation (le modèle de Spalart - Allmaras).
- Modèle à 2 équations (k –epsilon, k –oméga, SST, ...).

II.12. LES MODELES K-EPSILON

Les modèles k- ε ont la spécificité de prendre en compte les effets induits par la présence de parois à travers des corrections et des termes supplémentaires dans les équations de transport. Il se base sur les équations de l'énergie cinétique turbulente k, et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε .

La forme générale des modèles k- ε standard est : **Rahmani et al. (2013)**

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + G_k + Y_M + S_k - \rho \varepsilon \quad (\text{II.19})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + C_{\varepsilon 1} [G_k + C_{\varepsilon 3} G_b] \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\rho \varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{II.20})$$

Où ;

$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$: est la viscosité turbulente.

G_k : représente la production d'énergie cinétique de la turbulence due aux gradients de vitesses.

G_b : est la production d'énergie cinétique de la turbulence due à la flottabilité.

Y_M : représente la contribution de la dilatation des fluctuations dans les turbulences compressibles au taux de dissipation globale.

Avec ; $C_\mu = 0.09$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$

II.13. CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, le modèle physique de la cavité ouverte a été présenté, ainsi que les équations régissant le modèle mathématique de transfert de chaleur et de masse par convection naturelle, avec les conditions aux limites. Pour simplifier les équations gouvernantes, des conditions d'écoulement bidimensionnel et en régime permanent, des propriétés thermo-physiques du fluide constantes, un écoulement compressible et une dissipation visqueuse négligeable ont été établis dans l'équation de l'énergie.

CHAPITRE III : METHODES NUMERIQUES

SOMMAIRE

III.1. INTRODUCTION	46
III.2. METHODES DE SOLUTION POUR LES EQUATIONS DE CONSERVATION.....	46
III.3. METHODE DES VOLUMES FINIS.....	47
III.4. MAILLAGE	48
III.5. EQUATION GENERALE	49
III.6. INTEGRATION DU FLUX TOTAL.....	51
III.6.1. Intégration de terme source.....	52
III.6.2. Discrétisation spatiale.....	53
III.6.2.a. Schéma aux différences centrées (CDS).....	53
III.6.2.b. Schéma Upwind (UPS).....	55
III.6.2.c. Schéma Hybride (HDS).....	55
III.6.2.d. Schéma à loi de puissance (PLDS).....	56
III.7. FORMULATION GENERALE DU PROBLEME.....	57
III.8. SCHEMAS D'ORDRE SUPERIEUR.....	58
III.8.1. Schéma amont du second ordre (SOUS).....	59
III.8.2. Schéma QUICK.....	59
III.9. PROCEDURE DE RESOLUTION	61
III.9.1. Algorithme SIMPLE	61
III.9.2. Résolution des systèmes des équations linéaires.....	66
III.9.3. Critère de convergence.....	68
III.10. CONCLUSION.....	68

III.1. INTRODUCTION

Ce chapitre décrit en général une méthodologie pour la résolution numérique de modèles mathématiques, la technique utilisée est la méthode des volumes finis (MVF). La technique de discrétisation des équations conservatrices est décrite à travers une équation généralisée. L'algorithme SIMPLE pour coupler les équations de continuité et de quantité de mouvement est décrit. La technique de résolution du système d'équations algébriques est décrite, les critères de convergence dans les solutions numériques sont établis.

III.2. METHODES DE SOLUTION POUR LES EQUATIONS DE CONSERVATION

La résolution des équations d'un phénomène physique de la convection naturelle se fait par l'utilisation d'une méthode numérique. Cette dernière consiste à développer les moyens de résolution de ces équations. A cette étape, on intervient le concept de la discrétisation.

La discrétisation consiste à transformer le système des équations aux dérivées partielles à un système d'équations algébriques non linéaires, ces équations décrivent les propriétés discrètes du fluide aux nœuds dans le domaine de solution.

Il existe plusieurs méthodes numériques de discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles, à savoir :

- ♦ La méthode des différences finies,
- ♦ La méthode des éléments finis,
- ♦ La méthode des volumes finis.

Dans la présente étude, on utilisera la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôles quadrilatéraux et un maillage uniforme. Le schéma de discrétisation employé est de type polynomial et le couplage vitesse-pression est calculé selon l'algorithme SIMPLE développée par Spalding et Patankar. Sa grande simplicité de mise en œuvre a fait qu'elle a connu un essor depuis les années 1970-1980. Elle est à l'origine de la majorité des codes de calculs (Phoenics, Fluent, CFD,...). La méthode des volumes finis qui se distingue par sa fiabilité quant aux résultats, son adaptation au problème physique, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de

tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle et dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques, **Rahmani (2014)**.

III.3. METHODE DES VOLUMES FINIS

Cette méthode a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980 par Patankar, le principe de la méthode des volumes finis est basé 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 volume 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 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.

La méthodologie numérique des volumes finis est résumée dans les étapes suivantes :

- ♦ Définissez et générez un maillage numérique, qui représente le domaine de calcul dans lequel vous souhaitez connaître la valeur des variables dépendantes.
- ♦ Intégration et discrétisation des équations régissant le phénomène étudié, sur tous les volumes de contrôle du domaine de solution.
- ♦ Résolution d'équations algébriques à l'aide d'un algorithme itératif.

La caractéristique la plus intéressante de la méthode des volumes finis est l'intégration sur chaque volume de contrôle, ce qui à son tour, offre un net avantage par rapport aux autres méthodes, car une telle intégration représente la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie, des espèces chimiques pour chaque volume de contrôle fini, et bien sûr, sur le domaine de calcul global (**Versteeg et Malalasekera, 1995**).

Le volume de contrôle montré par la figure (III.1), pour un nœud principal (P), les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans la direction y. Le volume de contrôle entourant (P) est montré par les lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points (e) et (w) dans la direction x, n et s dans la direction y.

Dans cette thèse la résolution de problème est effectuée par le logiciel FLUENT, basé sur la méthode des volumes finis, utilisant le schéma QUICK pour la discrétisation de l'équation de quantité de mouvement, la discrétisation de l'équation d'énergie et la discrétisation de l'équation d'espèce.

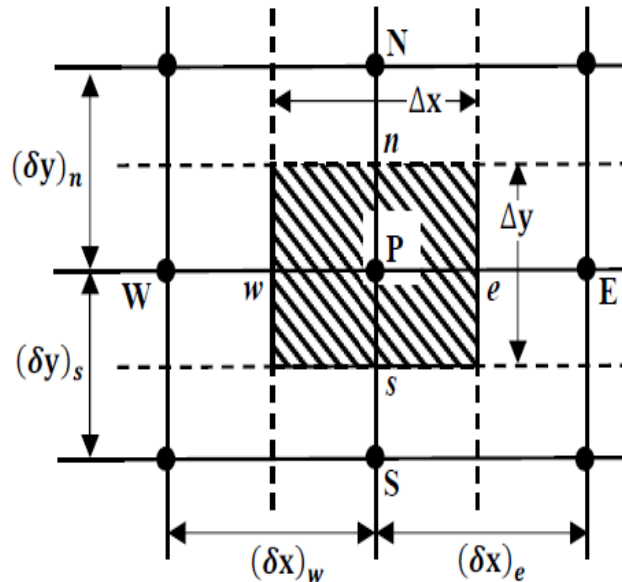


Figure III.1. Volume de contrôle sur un domaine bidimensionnel.

III.4. 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) du vecteur de 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 stockées 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)). Ce type de maillage dit « maillage décalé » permet une bonne approximation des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression ainsi qu'une stabilisation numérique de la solution. La construction des volumes de contrôle et le maillage décalé sont montrés dans figure (III.2)

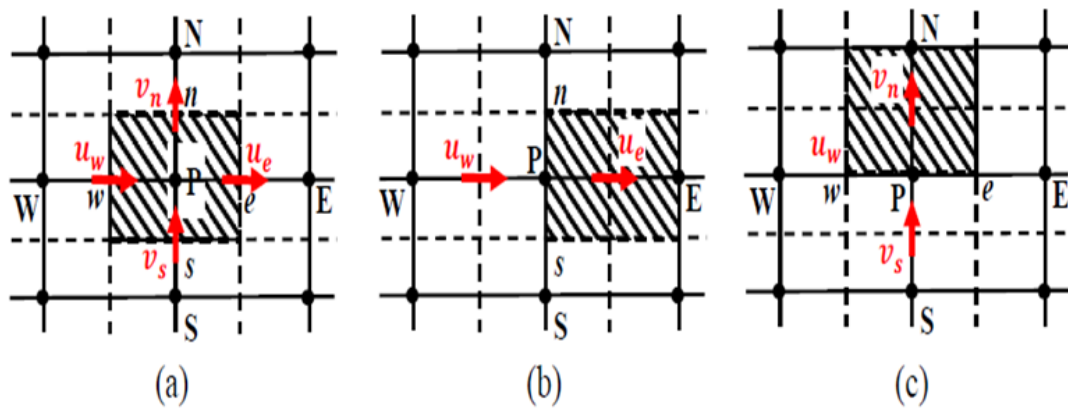


Figure III.2. Schéma du maillage (a), maillage décalé pour u_e (b) et maillage décalé pour v_n (c).

III.5. EQUATION GENERALE

Les équations de conservation présentées au chapitre précédent peuvent être écrites sous une forme commune. Cette formulation permet de ne pas réitérer le travail de discrétisation pour chaque équation. Chacun des équations peut être réduite à une seule équation générale, en coordonnées cartésiennes selon la forme:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_T + \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)}_C = \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)}_D + \underbrace{s_\phi}_S \quad (\text{III.1})$$

T : Terme transitoire.

C : Terme de convection.

D : Terme de diffusion.

ϕ : La propriété transportée

S : Terme source.

Nous venons de voir que, pour chaque variable ϕ l'équation de transport s'écrit dans le cas stationnaire, bidimensionnel, **Patankar (1980)**:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\mu\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right) + S_\phi \quad (\text{III.2})$$

Où ϕ est la propriété transportée, Γ indique le coefficient de diffusion et S_ϕ le terme source.

Tous ces termes sont listés dans le tableau suivant:

Tableau III.1. Les termes de l'équation de transport.

Grandeur transportée	ϕ	Γ	S_ϕ
Conservation de masse	1	0	0
Quantité de mouvement /x	U	1	$-\frac{\partial P^*}{\partial X}$
Quantité de mouvement /y	V	1	$-\frac{\partial P^*}{\partial Y} + Gr^*T^*$
Énergie	T^*	$\frac{1}{Pr}$	0
Espèce	C^*	$\frac{1}{Le.Pr}$	0
Énergie cinétique turbulent	k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G_k + Y_M + S_k + -\rho\varepsilon$
Dissipation de k	ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$[C_{\varepsilon 1}(G_k + C_{\varepsilon 3}G_b) - C_{\varepsilon 2}\rho\varepsilon]\frac{\varepsilon}{k} + S_\varepsilon$

L'équation (III.2) est discrétisée et le système d'équations aux dérivées partielles est résolu pour chaque valeur successive de ϕ . Le système prend alors la forme d'une équation très condensée. L'équation (III.2) peut être aussi écrite sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x}(J_x) + \frac{\partial}{\partial y}(J_y) = S_\phi \quad (\text{III.3})$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} J_x = (\rho\mu\phi) - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x} \\ J_y = (\rho v\phi) - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y} \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

J_x et J_y sont les flux totaux (convection et diffusion) par unité de surface dans les directions x et y.

La discrétisation consiste à transformer l'équation différentielle de transport en un système d'équations algébriques. L'équation (III.3) est d'abord intégrée sur le volume de contrôle (figure III.3):

$$\underbrace{\int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} \right) dx dy}_I = \underbrace{\int_s^n \int_w^e s_{\phi} dx dy}_{II} \quad (\text{III. 5})$$

Pour pouvoir approximer l'équation sous forme algébrique, on considère les hypothèses suivantes :

- La variable généralisée, varie linéairement entre les nœuds principaux dans les deux directions.
- Les termes convectifs et diffusifs sont uniformes à travers les faces correspondantes.
- Le terme source est uniforme sur le volume de contrôle.

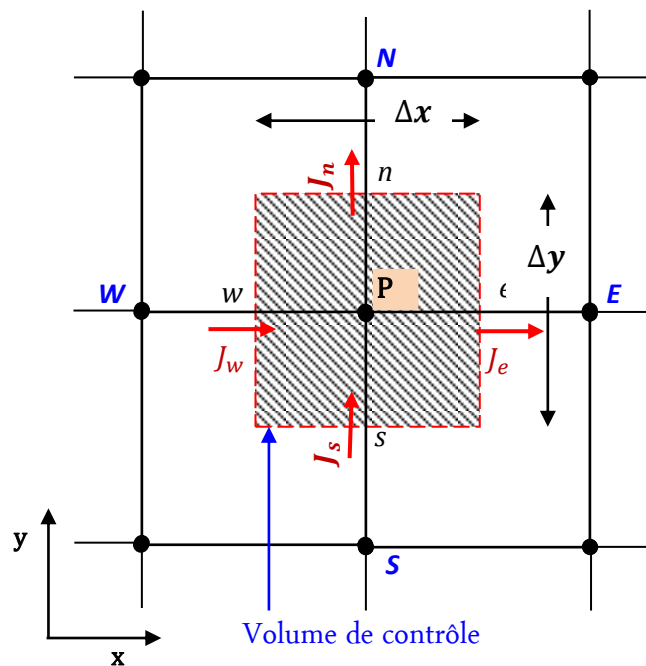


Figure III.3. Volume de contrôle.

III.6. INTEGRATION DU FLUX TOTAL

L'intégration du terme convectif et diffusif (terme (I) de l'équation (III.5)) sur tout le volume de contrôle est :

$$I = \int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} \right) dx dy$$

(III.6)

$$I = \int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} \right) dx dy + \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} dx dy \quad (\text{III.7})$$

$$I = ((J_x)_e - (J_x)_w) \int_s^n dy + ((J_y)_n - (J_y)_s) \int_w^e dx \quad (\text{III.8})$$

$$I = (J_x)_e - (J_x)_w \Delta y + (J_y)_n \Delta x - (J_y)_s \Delta \quad (\text{III.9})$$

Si on pose :

$$\begin{aligned} J_e &= (J_x)_e \Delta y J_n = (J_y)_n \Delta x \\ J_w &= (J_x)_w \Delta y J_s = (J_y)_s \Delta x \end{aligned}$$

Donc l'expression de terme (I) devient :

$$I = J_e - J_w - J_n - J_s \quad (\text{III.10})$$

III.6.1. Intégration de terme source

L'intégration du terme source (terme (II) de l'équation (III.5)) sur tout le volume de contrôle est :

$$II = \int_s^n \int_w^e s_\emptyset dx dy = \int_s^n \left[\int_w^e s_\emptyset dx \right] dy \quad (\text{III.11})$$

Donc :

$$II = \bar{s}_\emptyset \Delta x \Delta y \quad (\text{III.12})$$

\bar{s}_\emptyset est la valeur moyenne du terme source sur le volume de contrôle. Quand le terme source dépend de la variable dépendante. Cette dépendance doit être exprimée par une relation linéaire, ceci permettra d'utiliser les méthodes de résolution des systèmes linéaires.

La linéarisation est l'évolution de la valeur moyenne \bar{s}_\emptyset qui peut être fonction de la variable dépendante, leur valeur est donc calculée à chaque itération à partir des nouvelles des variables dépendantes. Suite à la résolution des équations algébriques adoptées, le terme source sera linéarisé de façon à forcer la convergence, de sorte que :

$$\bar{s}_\emptyset = s_c + s_p \phi_p \quad \text{? (III. 13)}$$

Où s_c est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de s_p , s_p est la pente de ϕ_p . Il est nécessaire que le coefficient s_p soit inférieur à zéro pour que la solution numérique.

III.6.2. Discrétisation spatiale

Discrétiser une équation différentielle aux dérivées partielles revient à remplacer l'information continue exacte, contenue dans cette équation par une information discrète contenue dans une équation algébrique.

L'approximation de la variable généralisée ϕ aux interfaces du volume de contrôle se fera donc avec le choix du schéma de discrétisation approprié. Le rôle du schéma intervient pour expliquer comment évaluer les flux de diffusion et de convection sur les faces du volume de contrôle après intégration. On a l'équation (III.5) devienne :

$$(J_e - J_w + J_n - J_s) = (s_c + s_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.14})$$

Où J_i ($i=e, w, n, s$) est le flux total évalué sur chaque face du volume de contrôle. Ce flux est composé de deux parties : flux convectif et diffusif.

Par exemple :

$$j_e = \left(\rho u \phi - \Gamma \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right)_e \Delta y \quad (\text{III.15})$$

On peut utiliser les schémas suivants :

III.6.2.a. Schéma aux différences centrées (CDS)

Pour évaluer le flux convectif à l'interface, la variation de la variable. Entre deux nœuds adjacents doit être exprimée par un profil linéaire. On suppose que les faces (e, w, n, s) se trouvent au milieu des nœuds (E, W, N, S) respectivement, les termes convectifs des variables généralisées. Se présentent par une interpolation comme suite :

$$\begin{cases} \phi_e = \frac{1}{2}(\phi_E + \phi_P) \\ \phi_w = \frac{1}{2}(\phi_P + \phi_W) \\ \phi_n = \frac{1}{2}(\phi_N + \phi_P) \\ \phi_s = \frac{1}{2}(\phi_P + \phi_S) \end{cases} \quad (\text{III.16})$$

Les parties diffusives sont évaluées en approximant les dérivées par les différences, ce qui donne :

$$\begin{cases} \Gamma_e = \left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_e = \Gamma_e \frac{\phi_e - \phi_p}{(\delta x)_e} \\ \Gamma_w = \left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_w = \Gamma_w \frac{\phi_p - \phi_w}{(\delta x)_w} \\ \Gamma_n = \left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_n = \Gamma_n \frac{\phi_n - \phi_p}{(\delta x)_n} \\ \Gamma_s = \left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_s = \Gamma_s \frac{\phi_p - \phi_s}{(\delta x)_s} \end{cases} \quad (\text{III.17})$$

Remplaçons les formules (III.16) et (III.17) dans l'équation (III.14), on obtient :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (\text{III.18})$$

Où :

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta x \Delta y$$

$$\begin{cases} a_E = D_E - \frac{F_E}{2} \\ a_W = D_W - \frac{F_W}{2} \\ a_N = D_N - \frac{F_N}{2} \\ a_S = D_S - \frac{F_S}{2} \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

$b = S_P \Delta x \Delta y$, $D_i = \frac{\Gamma_i}{\delta x_i}$ est la conductance de la diffusion toujours positif et $F_i(\rho u_i)$ La force de convection peut être, positif ou négatif, selon le sens de l'écoulement. Les coefficients de discrétisation a_i ($i=E, W, N, S$) rassemblant le flux convectifs et diffusifs.

Les coefficients doivent avoir le même signe positif (la deuxième règle de base pour la méthode de volume finis), mais la relation (III.19), peut créer des coefficients négatifs. Les coefficients de l'équation (III.19) écrits en terme du nombre de Peclet (P_e) sont donné par:

$$\begin{cases} a_E = D_e \left(1 - \frac{P_{eE}}{2}\right) \\ a_W = D_w \left(1 - \frac{P_{eW}}{2}\right) \\ a_N = D_n \left(1 - \frac{P_{eN}}{2}\right) \\ a_S = D_s \left(1 - \frac{P_{eS}}{2}\right) \end{cases} \quad (\text{III.20})$$

Avec :

$$P_{e_i} = \frac{F_i}{D_i} = \frac{(\rho u_i)(\delta x_i)}{\Gamma_i} \quad (\text{III.21})$$

Pour que ces coefficients soit positifs, le nombre de P_e doit être dans l'intervalle $[-2,2]$. L'application de ce schéma n'est avantageé que si $|P_e| \leq 2$, ceci est réalisé pour des maillages fins.

III.6.2.b. Schéma Upwind (UPS)

Dans ce schéma, la valeur de la variable ϕ à l'interface n'est pas interpolée. Il est appliqué pour les écoulements à dominance convective. Si on considère la figure (III.4), on voit que ce schéma assigne directement ϕ (i=e, w, n, s), par exemple :

$$\left\{ \begin{array}{lll} \phi_e = \phi_P & \text{si} & F_e > 0 \\ \phi_e = \phi_E & \text{si} & F_e < 0 \\ \phi_w = \phi_W & \text{si} & F_w > 0 \\ \phi_w = \phi_P & \text{si} & F_w < 0 \\ \phi_n = \phi_P & \text{si} & F_n > 0 \\ \phi_n = \phi_N & \text{si} & F_n < 0 \\ \phi_s = \phi_S & \text{si} & F_s > 0 \\ \phi_s = \phi_P & \text{si} & F_s < 0 \end{array} \right. \quad (\text{III.22})$$

Les valeurs de ϕ_w , ϕ_n et ϕ_s sont exprimées de la même façon.

Cette condition peut être exprimée par l'opérateur : $\|A, B\| = \max(A, B)$

Le schéma Upwind s'écrit donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_e \phi_e = \phi_P \|F_e, 0\| - \phi_E \|F_e, 0\| \\ F_w \phi_w = \phi_W \|F_w, 0\| - \phi_P \|F_w, 0\| \\ F_n \phi_n = \phi_P \|F_n, 0\| - \phi_N \|F_n, 0\| \\ F_s \phi_s = \phi_S \|F_s, 0\| - \phi_P \|F_s, 0\| \end{array} \right. \quad (\text{III.23})$$

En substituant les expressions (III.23) dans l'équation (III.14), l'équation de discrétisation devient :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta x \Delta y; b = s_c \Delta x \Delta y$$

Avec:

$$\left\{ \begin{array}{l} a_E = D_e + \| -F_e, 0 \| \\ a_W = D_w + \| -F_w, 0 \| \\ a_N = D_n + \| -F_n, 0 \| \\ a_S = D_s + \| -F_s, 0 \| \end{array} \right. \quad (\text{III.24})$$

Tous les coefficients de discrétisation de ce schéma sont positifs, ce qui fait que ce schéma est inconditionnellement stable, il introduit une erreur nommée fausse diffusion, et de ce fait il donne une mauvaise représentation du phénomène physique réel.

III.6.2.c. Schéma Hybride (HDS)

Ce schéma mis au point par **Spadling (1972)**. Le schéma HDS est la combinaison des deux schémas (centré et Upwind).

En appliquant ce schéma, la variable généralisée \emptyset aux différentes interfaces du volume de contrôle prendra la forme suivante :

$$\begin{cases} \emptyset_e = a_e \emptyset_p + (1 - a_e) \emptyset_E \\ \emptyset_w = a_w \emptyset_p + (1 - a_w) \emptyset_W \\ \emptyset_n = a_n \emptyset_p + (1 - a_n) \emptyset_N \\ \emptyset_s = a_s \emptyset_p + (1 - a_s) \emptyset_S \end{cases} \quad (\text{III.25})$$

Où les coefficients a_i ; ($i = e, w, n, s$) sont définis par :

$$a_i = \begin{cases} 0 & \text{si } Pe < -2 \rightarrow \text{schéma upwind} \\ 1/2 & \text{si } |Pe| \leq 2 \rightarrow \text{schéma centré} \\ 1 & \text{si } Pe > 2 \rightarrow \text{schéma upwind} \end{cases} \quad (\text{III.26})$$

En substituant les valeurs prises par la variable \emptyset à l'équation (III.14), on aura :

$$\begin{aligned} a_p \emptyset_p &= a_E \emptyset_E + a_W \emptyset_W + a_N \emptyset_N + a_S \emptyset_S + b \\ a_p &= a_E + a_W + a_N + a_S - S_p \Delta x \Delta y; \quad b = s_c \Delta x \Delta y \end{aligned}$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} a_E = \left\| -F_e, D_e - \frac{F_e}{2}, 0 \right\| \\ a_W = \left\| -F_w, D_w + \frac{F_w}{2}, 0 \right\| \\ a_N = \left\| -F_n, D_n - \frac{F_n}{2}, 0 \right\| \\ a_S = \left\| -F_s, D_s - \frac{F_s}{2}, 0 \right\| \end{cases} \quad (\text{III.27})$$

III.6.2.d. Schéma à loi de puissance (PLDS)

On remarque que pour $Pe = \pm 2$. L'erreur est maximale, aussi il n'est pas exact de mettre la diffusion égale à zéro pour $|Pe| > 2$. Une bonne approximation polynomiale de la solution exacte est donnée par le schéma PLDS (Power law Differencing Scheme) développé par **Patankar (1980)**, qui s'écrit pour le coefficient a_E comme suit :

$$\text{Avec : } \begin{cases} a_E = -Pe_e D_e & \text{si } Pe_e < -10 \\ a_E = ((1 + 0.1 Pe_e)^5 - Pe_e) D_e & \text{si } -10 \leq Pe_e < 0 \\ a_E = (1 + 0.1 Pe_e)^5 D_e & \text{si } 0 \leq Pe_e \leq 10 \\ \frac{a_E}{D_e} = 0 & \text{si } Pe_e > 10 \end{cases} \quad (\text{III.28})$$

Appliqué à notre cas, l'équation de discrétisation de ce schéma s'écrit :

$$\begin{aligned} a_p \emptyset_p &= a_E \emptyset_E + a_W \emptyset_W + a_N \emptyset_N + a_S \emptyset_S + b \\ a_p &= a_E + a_W + a_N + a_S - S_p \Delta x \Delta y; \quad b = s_c \Delta x \Delta y \end{aligned}$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} a_E = D_e \left(\|0, (1 - 0.1 |Pe_e|)^5\| + \|0, F_e\| \right) \\ a_W = D_w \left(\|0, (1 - 0.1 |Pe_w|)^5\| + \|0, F_w\| \right) \\ a_N = D_n \left(\|0, (1 - 0.1 |Pe_n|)^5\| + \|0, F_n\| \right) \\ a_S = D_s \left(\|0, (1 - 0.1 |Pe_s|)^5\| + \|0, F_s\| \right) \end{cases} \quad (\text{III.29})$$

On peut distinguer que le nombre de Péclet est l'élément essentiel pour caractériser le comportement d'un schéma numérique. La limitation des schémas précédents se situe comme suit :

- ♦ Schéma centré : par les valeurs $|Pe| \leq 2$.
- ♦ Schéma Upwind : surestime la diffusion pour les grands nombres de Peclet.
- ♦ Schéma Hybride : son inconvénient est l'erreur maximale lorsque $|Pe| = 2$.
- ♦ Schéma PLDS : stable et donne une bonne approximation de la solution exacte.

Le schéma à loi de puissance (PLDS) donne une bonne approximation polynomiale de la solution exacte, ainsi une bonne caractéristique de stabilité et de précision des autres schémas, en plus il a été largement utilisé.

III.7. Formulation générale du problème

L'intégration de l'équation de transport (III.2) donne :

$$j_e - j_w + j_n - j_s = (s_c + s_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.30})$$

Où :

$$j_i = (\rho u_j) \phi_i - \Gamma_i \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial x_j} \right) \text{ avec: } \begin{cases} i = e, \text{ walorsu}_j = uetx_j = x \\ i = n, \text{ salorsu}_j = vetx_j = y \end{cases} \quad (\text{III.31})$$

L'intégration de l'équation de continuité sur le volume de contrôle donne :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (\text{III.32})$$

Où : $F_i (i=e, w, n, s)$ sont les débits massiques à travers les faces du volume de contrôle.

Si on multiplie l'équation (III.32) par ϕ_p et on la retranche de l'équation (III.30), on obtient :

$$(j_e - F_e \phi_p) - (j_w - F_w \phi_p) + (j_n - F_n \phi_p) - (j_s - F_s \phi_p) = (S_c - S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.33})$$

On peut écrire les termes entre parenthèses de l'équation (III.33) comme suit :

$$\begin{cases} j_e - F_e \phi_p = a_E (\phi_P - \phi_E) \\ j_w - F_w \phi_p = a_W (\phi_W - \phi_P) \\ j_n - F_n \phi_p = a_N (\phi_P - \phi_N) \\ j_s - F_s \phi_p = a_S (\phi_S - \phi_P) \end{cases} \quad (\text{III.34})$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} a_E = D_e A (|Pe_e|) + \| -F_e, 0 \| \\ a_W = D_w A (|Pe_w|) + \| F_w, 0 \| \\ a_N = D_n A (|Pe_n|) + \| -F_n, 0 \| \\ a_S = D_s A (|Pe_s|) + \| F_s, 0 \| \end{cases} \quad (\text{III.35})$$

L'équation de discrétisation s'écrit sous la forme :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (\text{III.36})$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta x \Delta y; \quad b = S_P \Delta x \Delta y \quad (\text{III.37})$$

La fonction $A(|Pe_e|)$ est choisie d'après le tableau (III.2).

Tableau III.2. La fonction $A(|Pe|)$ pour différents schémas.

Schéma	La fonction $A(Pe_e)$
Différences centrées	$1 - 0.5 Pe $
Upwind	1
Hybride	$\ 0, (1 - 0.5 Pe)\ $
Loi de puissance	$\ 0, (1 - 0.5 Pe)^5\ $

Où $|Pe|$ est le nombre de Peclet qui représente le rapport local de la convection à la diffusion.

III.8. Schémas d'ordre supérieur

Les erreurs peuvent encore être minimisées en utilisant des schémas d'ordre supérieur pour la discrétisation. Les schémas d'ordre supérieur impliquent l'utilisation de plusieurs points voisins. Le schéma aux différences centrales qui est de deuxième ordre en précision peut être instable parce qu'il ne tient pas compte de la direction de l'écoulement. Les schémas d'ordre supérieur doivent conserver la propriété du schéma "Upwind" et la sensibilité à la direction d'écoulement pour assurer la stabilité.

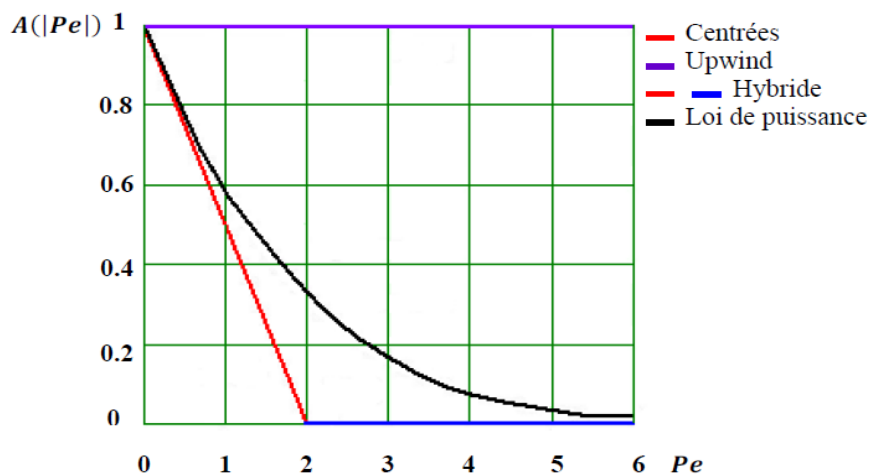


Figure III.4. La fonction $A(|Pe|)$ pour différents schémas.

III.8.1. Schéma amont du second ordre (SOUS)

Dans ce cas, la valeur de ϕ sur l'interface est déterminé à partir d'une interpolation linéaire entre les deux voisins amont a la face (dans le sens de la vitesse). La valeur de la propriété ϕ est donné par :

$$\begin{cases} \phi_e = \frac{3}{2}\phi_P - \frac{3}{2}\phi_W & \text{et } \phi_w = \frac{3}{2}\phi_W - \frac{3}{2}\phi_{WW} \\ \phi_n = \frac{3}{2}\phi_P - \frac{3}{2}\phi_S & \text{et } \phi_s = \frac{3}{2}\phi_S - \frac{3}{2}\phi_{SS} \end{cases} \quad \text{si } (F_e > 0, F_w > 0, F_n > 0, F_s > 0) \quad (\text{III.38})$$

$$\begin{cases} \phi_e = \frac{3}{2}\phi_E - \frac{3}{2}\phi_{EE} & \text{et } \phi_w = \frac{3}{2}\phi_P - \frac{3}{2}\phi_E \\ \phi_n = \frac{3}{2}\phi_N - \frac{3}{2}\phi_{NN} & \text{et } \phi_s = \frac{3}{2}\phi_P - \frac{3}{2}\phi_N \end{cases} \quad \text{si } (F_e < 0, F_w < 0, F_n < 0, F_s < 0) \quad (\text{III.39})$$

Dans ce schéma, un point de plus apparaît dans la discrétisation (ϕ_{EE}, ϕ_{WW} et ϕ_{NN}, ϕ_{SS}). On écrira donc la relation entre ϕ et ses voisins sous la forme :

($F_e > 0, F_w > 0$) et ($F_n > 0, F_s > 0$) :

$$\begin{cases} a_E = D_e, a_W = \frac{3}{2}F_w - \frac{3}{2}F_w ; & a_w = D_w \\ a_N = D_n, a_S = \frac{3}{2}F_s - \frac{3}{2}F_s ; & a_s = D_s \end{cases} \quad (\text{III.40})$$

$$\begin{cases} a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_{WW} + a_{SS} - s_P \Delta x \Delta y \\ a_{WW} = \frac{3}{2}F_w ; & a_{SS} = \frac{3}{2}F_s \end{cases} \quad (\text{III.41})$$

si ($F_e < 0, F_w < 0$) et ($F_n < 0, F_s < 0$) :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_{WW} \phi_{WW} + a_{SS} \phi_{SS} + b \quad (\text{III.42})$$

Avec : $b = s_c \Delta x \Delta y$.

$$\begin{cases} a_E = D_e - \frac{3}{2}F_w - \frac{3}{2}F_w ; & a_w = D_w \\ a_N = D_n - \frac{3}{2}F_s - \frac{3}{2}F_s ; & a_s = D_s \end{cases} \quad \text{et}$$

$$\begin{cases} a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_{EE} + a_{NN} - s_P \Delta x \Delta y \\ a_{EE} = \frac{3}{2}F_e ; & a_{NN} = \frac{3}{2}F_n \end{cases} \quad (\text{III.43})$$

III.8.2. Schéma QUICK

Le schéma QUICK (**Q**uadratic **U**pwind **I**nterpolation for **C**onvective **K**inematics) été donné par Leonard en (1979), ce schéma propose d'approximer la variation de la variable. Par une interpolation quadratique (par une parabole) entre les deux voisins

amont et le voisin aval afin d'évaluer la valeur de ϕ à l'interface de volume de contrôle comme montre la figure (III-6).

L'équation discrétisée écrit sous la forme :

$$(F_e \phi_e + F_n \phi_n) - (F_w \phi_w + F_s \phi_s) = [D_e(\phi_E - \phi_P) + D_n(\phi_N - \phi_P)] \\ - [D_w(\phi_P - \phi_W) + D_s(\phi_P - \phi_S)] + (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y$$

La valeur de ϕ sur les faces e , w et n et s peut être donné par :

• Si ($F_e > 0, F_w > 0$) et ($F_n > 0, F_s > 0$) :

$$\begin{cases} \phi_e = \frac{6}{8} \phi_P + \frac{3}{8} \phi_E - \frac{1}{8} \phi_W \\ \phi_w = \frac{6}{8} \phi_w + \frac{3}{8} \phi_P - \frac{1}{8} \phi_{WW} \end{cases} \text{ et } \begin{cases} \phi_n = \frac{6}{8} \phi_P + \frac{3}{8} \phi_N - \frac{1}{8} \phi_S \\ \phi_s = \frac{6}{8} \phi_s + \frac{3}{8} \phi_P - \frac{1}{8} \phi_{SS} \end{cases} \quad (\text{III. 44})$$

On aura donc la relation :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_{WW} \phi_{WW} + a_{SS} \phi_{SS} + b$$

Avec : $b = s_c \Delta x \Delta y$

$$\begin{cases} a_E = D_e - \frac{3}{8} F_e - \frac{3}{2} F_e \\ a_N = D_w - \frac{3}{4} F_w - \frac{1}{8} F_e \end{cases} ; \begin{cases} a_E = D_n - \frac{3}{8} F_n - \frac{3}{2} F_w \\ a_N = D_s - \frac{3}{4} F_s - \frac{3}{2} F_n \end{cases} ; \begin{cases} a_{WW} = -\frac{1}{8} F_w \\ a_{SS} = -\frac{1}{8} F_s \end{cases} \\ a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_{WW} + a_{SS} + (F_e - F_w) + (F_n - F_s) - S_p \Delta x \Delta y$$

• Si ($F_e < 0, F_w < 0, F_n < 0, F_s < 0$) :

$$\begin{cases} \phi_e = \frac{6}{8} \phi_E + \frac{3}{8} \phi_P - \frac{1}{8} \phi_{EE} \\ \phi_w = \frac{6}{8} \phi_P + \frac{3}{8} \phi_W - \frac{1}{8} \phi_N \end{cases} \text{ et } \begin{cases} \phi_n = \frac{6}{8} \phi_N + \frac{3}{8} \phi_P - \frac{1}{8} \phi_{NN} \\ \phi_s = \frac{6}{8} \phi_P + \frac{3}{8} \phi_S - \frac{1}{8} \phi_N \end{cases} \quad (\text{III.45})$$

On aura donc la relation :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_{EE} \phi_{EE} + a_{NN} \phi_{NN} + b$$

Avec : $b = s_c \Delta x \Delta y$

$$\begin{cases} a_E = D_e - \frac{3}{8} F_e - \frac{1}{8} F_w \\ a_W = D_w - \frac{3}{8} F_w \end{cases} ; \begin{cases} a_E = D_n - \frac{6}{8} F_n - \frac{1}{8} F_s \\ a_S = D_s - \frac{3}{8} F_s \end{cases} ; \begin{cases} a_{EE} = -\frac{1}{8} F_e \\ a_{NN} = -\frac{1}{8} F_n \end{cases} \\ a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_{EE} + a_{NN} + (F_e - F_w) + (F_n - F_s) - S_p \Delta x \Delta y$$

vers la droite est vers le haut respectivement sont utilisées pour le calcul des vitesses horizontale et verticale.

La discrétisation des équations de conservation de la quantité de mouvement sur les deux grilles donnent respectivement :

$$\begin{cases} a_e u_e = a_{ee} u_{ee} + a_w u_w + a_{ne} u_{ne} + a_{se} u_{se} + b_u + (P_P - P_E) A_e \\ a_n u_n = a_{nn} v_{nn} + a_s v_s + a_{ne} v_{ne} + a_{nw} v_{nw} + b_v + (P_P - P_N) A_n \end{cases} \quad (\text{III.46})$$

Avec A_i les surfaces ($A_e = \Delta y$) et ($A_e = \Delta x$) de sorte que $(P_P - P_N) \Delta y$ représente la force de pression sur le volume de contrôle de la vitesse u . Et (b_u, b_v) contient tous les termes source de l'équation.

Ceci s'écrit aussi sous la forme condensée classique :

$$\begin{cases} a_e u_e = \sum a_{\text{voisins}} u_{\text{voisins}} + (P_P - P_E) A_e + b_u \\ a_n v_n = \sum a_{\text{voisins}} v_{\text{voisins}} + (P_P - P_N) A_n + b_v \end{cases} \quad (\text{III.47})$$

Le principe de l'algorithme SIMPLE consiste à partir d'un champ de pression estimé P^* au départ ou à l'itération précédente et d'en déduire un champ de vitesse u^* et v^* à l'aide des relations (III.43). On a donc :

$$\begin{cases} a_e u_e^* = \sum a_{\text{voisins}} u_{\text{voisins}}^* + (P_P^* - P_E^*) A_e + b_u \\ a_n v_n^* = \sum a_{\text{voisins}} v_{\text{voisins}}^* + (P_P^* - P_N^*) A_n + b_v \end{cases} \quad (\text{III.48})$$

La pression est ensuite corrigée d'une quantité p' qui induit une correction sur les vitesses u' et v' de sorte que les nouveaux champs s'écrivent :

$$\begin{cases} P = P^* + P' \\ u = u^* + u' \\ v = v^* + v' \end{cases} \quad (\text{III.49})$$

Les corrections sur les vitesses se déduisent facilement en soustrayant membre à membre les systèmes (III.46)-(III.48). On obtient alors :

$$\begin{cases} a_e u_e' = \sum a_{\text{voisins}} u_{\text{voisins}}' + (P_P' - P_E') A_e \\ a_n v_n' = \sum a_{\text{voisins}} v_{\text{voisins}}' + (P_P' - P_N') A_n \end{cases} \quad (\text{III.50})$$

À ce moment une approximation est introduite: les termes $\sum a_{\text{voisins}} u_{\text{voisins}}'$ et $\sum a_{\text{voisins}} v_{\text{voisins}}'$ sont négligés pour simplifier l'équation (III.50). L'omission de ces termes est la principale approximation de l'algorithme SIMPLE. On obtient :

$$\begin{cases} u'_e = d_e + (P'_P - P'_E) \\ v'_n = d_n + (P'_P - P'_N) \end{cases} \quad (\text{III.51})$$

Où : $d_e = \frac{A_e}{a_e}$; $d_n = \frac{A_n}{a_n}$.

Des expressions similaires sont bien sur obtenues pour u_w et v_s . L'équation (III.47) décrit les corrections qui doivent être appliquées aux vitesses à travers les formules de vitesse (III.45), ce qui donne :

$$\begin{cases} u_e = u_e^* + (P'_P - P'_E) \\ v_e = v_n^* + (P'_P - P'_N) \end{cases} \quad (\text{III.52})$$

L'équation de continuité intégrée sur le volume de contrôle montré dans la figure (III-2 (a)) est:

$$(\rho u A)_N - (\rho u A)_e + (\rho u A)_s - (\rho u A)_n = \quad (\text{III.53})$$

En regroupant les différents termes de cette équation peut être finalement mise sous la forme standard :

$$a_P P'_P = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (\text{III.54})$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = (\rho A d)_e & ; a_W = \rho A d_w \\ a_N = (\rho A d)_n & ; a_S = \rho A d_s \\ a_P = a_E + a_W + a_N + a_S \end{cases}$$

$$b = (\rho u^* A)_w - (\rho u^* A)_e - (\rho u^* A)_s - (\rho u^* A)_n$$

Cette équation est appelée équation de correction de la pression.

L'algorithme SIMPLE se résume aux les étapes suivantes :

- ♦ Estimer le champ de pression p^* .
- ♦ Calculer les coefficients pour les équations de quantité de mouvement et déterminer les vitesses u^* et v^* .
- ♦ Calculer les coefficients pour l'équation de pression et obtenir le champ de pression.
- ♦ Évaluer la source b et résoudre l'équation (III.50) pour p' .
- ♦ Corriger le champ de vitesse, en utilisant des équations comme l'équation (III.48).
- ♦ Corriger le champ de pression en utilisant l'équation (III.45), avec la modification discutée dans le paragraphe ci-dessous.

- ♦ Résoudre les autres équations de ϕ ; mettre à jour les propriétés, les coefficients, etc.
- ♦ Employant le p trouvé dans l'étape 4 comme nouveau p^* , revenir à l'étape 2. Faire un cycle par cette boucle jusqu'à ce que convergence soit réalisée.

La séquence des étapes dans l'algorithme SIMPLE est présentée à la figure (III.6).

Pour obtenir l'équation (III.48), les termes $\sum a_{\text{voisins}} u'_{\text{voisins}}$ et $\sum a_{\text{voisins}} v'_{\text{voisins}}$ doivent être négligés. Cette approximation résulte des valeurs de p' trop grandes, et ceci cause une convergence lente ou divergence du cycle décrit ci-dessus. Pour traiter ceci, Patankar a supposé une valeur de a_p dans la gamme de (0.3-0.8) et une sous relaxation de la correction de pression en remplaçant l'équation (III.45) par : $P = P^* + a_p P'$.

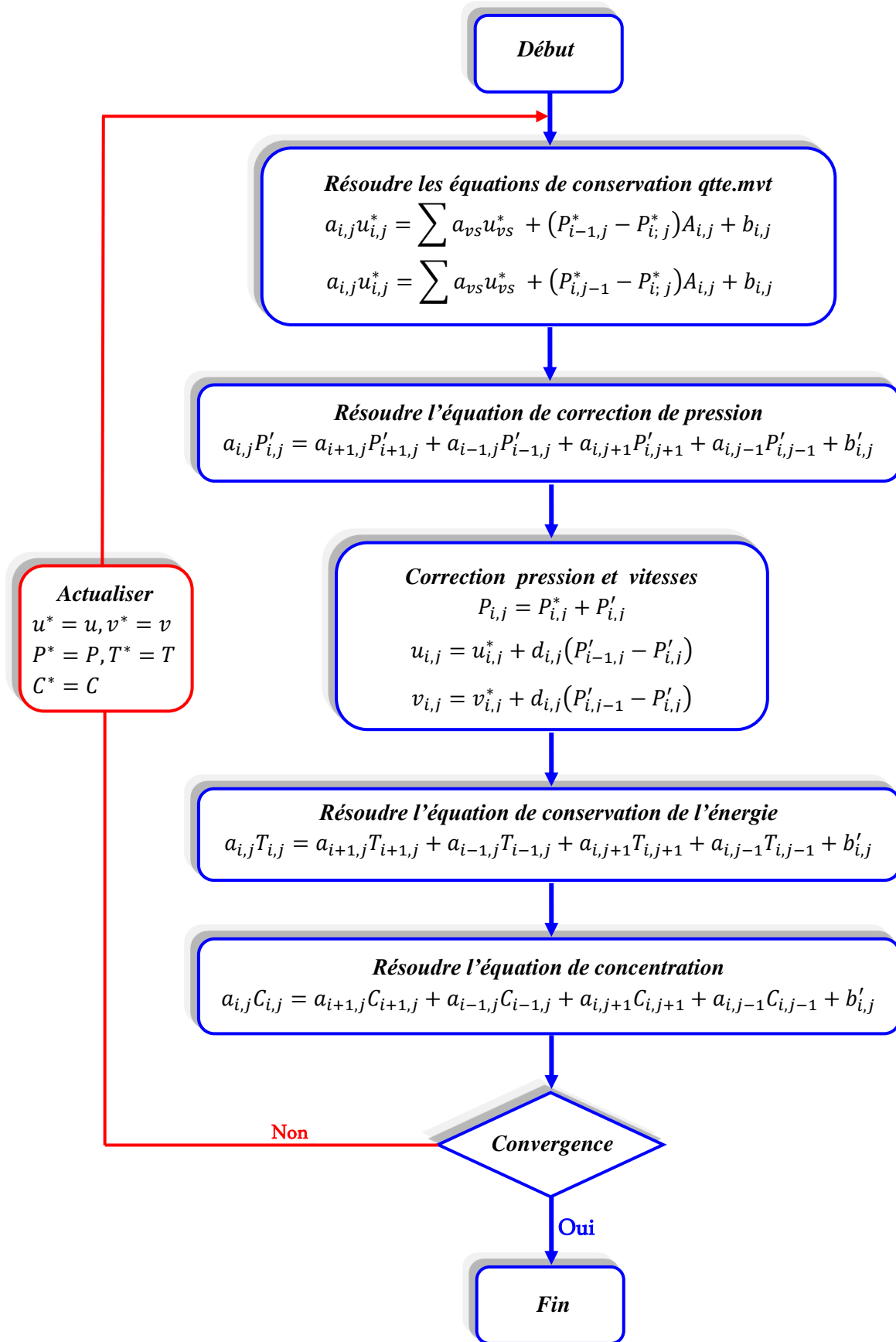


Figure III.6. L'algorithme SIMPLE.

III.9.2. Résolution des systèmes des équations linéaires

Considérons la notation indicielle, utilisée en raison de faciliter la programmation des étapes de calcul. La forme de l'équation de discrétisation de l'équation générale de transport sous la nouvelle notation est :

$$(A_{i,j} - S_{p_{i,j}})\phi_{i,j} - A_{i,j-1}\phi_{i,j-1} - A_{i,j+1}\phi_{i,j+1} = A_{i+1,j}\phi_{i+1,j}A_{i-1,j}\phi_{i-1,j} + S_c$$

Avec : $1 \leq i \leq N$ et $1 \leq j \leq M$

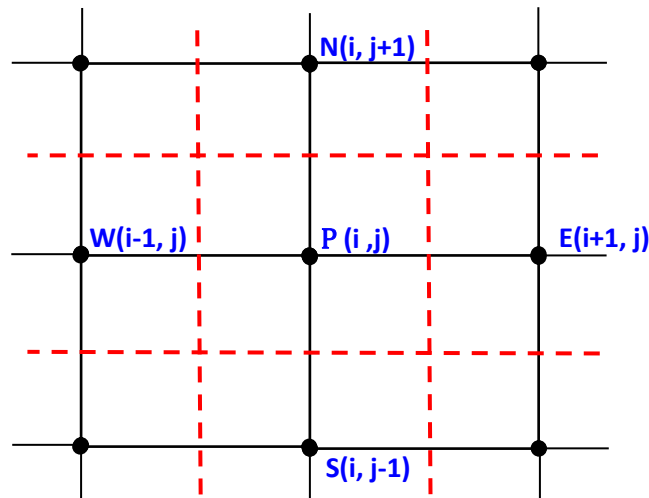


Figure III.7. Domaine de calcul

Les coefficients de l'équation précédente sont en fonction des variables du transport ϕ . Une méthode de résolution itérative doit être utilisée à cause de la non-linéarité. Le système (III.52) s'est écrit sous la forme matricielle suivante :

$$[A][\phi] = [S]$$

Où : $[A]$ est une matrice et $[\phi]$ est le vecteur des inconnues $\phi(i, j)$.

La technique de balayage permet de transformer le système (III.53), en un système tridiagonal qui peut être résolu par l'algorithme de Thomas TDMA (Tri Diagonal Matrix Algorithm).

Considérons le balayage Ouest-Est :

On attribue à la variable ϕ pour les lignes $(i-1)$ et $(i+1)$, ses valeurs obtenues lors de l'itération précédente, on aboutit au système suivant :

$$d_j \phi_j = c_j + b_j \phi_{j-1} + a_j \phi_{j+1} \quad (\text{III.55})$$

Les coefficients de cette équation sont exprimés comme suit :

$$\begin{aligned} a_j &= A_{i,j+1} \\ b_j &= A_{i,j-1} \\ c_j &= A_{i+1,j} \phi_{i+1,j} + A_{i-1,j} \phi_{i-1,j} + S_c \\ d_j &= A_{i,j} S_{pi,j} \end{aligned} \quad (\text{III.56})$$

Cette technique de balayage permet une convergence plus rapide. Le choix de la direction de balayage exigé par les conditions aux limites. La méthode TDMA est utilisée après chaque balayage pour résoudre les systèmes d'équations correspondantes. Dans l'équation (III.54), ϕ_j est fonction de ϕ_{j+1} et ϕ_{j-1} or une équation correspondante au nœud (i, j) peut être écrite de la manière suivante :

$$\phi_j = P_j \phi_{j+1} + Q_j \quad (\text{III.57})$$

Une équation correspondante au nœud (i, j-1) est de la forme :

$$\phi_{j-1} = P_{j-1} \phi_j + Q_{j-1} \quad (\text{III.58})$$

En introduisant l'expression précédente dans l'expression (III.54), nous aurons :

$$\phi_j = \frac{a_j}{d_j - b_j P_{j-1}} \phi_{j+1} + \frac{c_j + b_j Q_{j-1}}{d_j - b_j P_{j-1}} \quad (\text{III.59})$$

De telle façon que :

$$\phi_j = \frac{a_j}{d_j - b_j P_{j-1}} \quad \text{et} \quad \phi_j = \frac{c_j + b_j Q_{j-1}}{d_j - b_j P_{j-1}} \quad (\text{III.60})$$

Donc il faut calculer P_1 et Q_1 , ensuite P_2 et Q_2 jusqu'à P_N et Q_N .

$$P_1 = \frac{a_1}{d_1}, \quad Q_1 = \frac{c_1}{d_1}, \quad P_N = 0, \quad Q_N = \phi_N$$

La valeur de Q_N étant connue d'après les conditions aux limites, on déterminera par retour en arrière $\phi_{N-1}, \phi_{N-2}, \dots, \phi_2$ (Q_1 étant connue aux limites), nous balayons dans le sens inverse.

III.9.3. Critère de convergence

La convergence est quantifiée par l'intermédiaire de résidus normalisés (définis pour chaque grandeur \emptyset comme la somme, sur tous les volumes de contrôles, des erreurs sur le bilan de \emptyset rapportée à la somme des termes de l'équation discrétisée qui concernent le centre des volumes. Ils permettent de suivre la convergence des calculs au fur et à mesure des itérations. Ce résidu est défini par :

$$R_{\emptyset} = \frac{\sum |\sum_{nb} a_{nb} \emptyset_{nb} + s_c - a_p Q_p|}{F_{in,\emptyset}} \quad (\text{III.61})$$

Ou :

R_{\emptyset} : est la somme absolue des résidus correspondant à la variable \emptyset ;

$F_{in,\emptyset}$: est le flux total à l'entrée de la variable \emptyset .

La convergence des résultats est testée selon deux critères : pour chaque grandeur calculée, les résidus normalisés doivent être inférieurs à 10^{-7} et des itérations supplémentaires ne doivent pas modifier les résultats une fois la convergence atteinte.

III.10. Conclusion

A travers ce chapitre, la méthode des volumes finis a été décrite comme une technique de discrétisation des équations gouvernantes, qui sera utilisée dans ce travail de thèse. La procédure de couplage des équations de continuité et de quantité de mouvement a été présentée, au moyen de l'algorithme SIMPLE, ainsi que les techniques de résolution du système d'équations algébriques obtenues en discrétisant les équations gouvernantes, les critères de convergence dans les solutions numériques sont établis pour résoudre le problème de transfert thermique et massique dans la cavité ouverte.

CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSIONS

SOMMAIRE

IV.1. INTRODUCTION.....	70
IV.2. VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	70
IV.2.1. Transfert de chaleur par convection naturelle dans une cavité fermée	71
IV.2.1.1. Validation numérique.....	71
IV.2.1.2. Validation expérimentale.....	72
IV.2.2. Transfert de chaleur et de masse par convection naturelle dans une cavité fermée.....	74
IV.2.2.1. Validation qualitative	75
IV.2.2.2. Validation quantitative	76
IV.3. PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES.....	77
IV.4. ETUDE DE MAILLAGE.....	77
IV.5. RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	79
IV.5.1. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de forme (AR) sur la structure de l'écoulement et du transfert de chaleur.....	79
IV.5.2. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de forme (AR) sur la vitesse.....	86
IV.5.3. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de forme (AR) sur la température.....	94
IV.5.4. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) sur Nusselt local et fraction massique	97
IV.5.5. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et du rapport de forme (AR) sur la fonction de la densité de probabilité (PDF).....	99
IV.6. CONCLUSIONS	101

IV.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats de simulation obtenus à l'aide du code CFD « Fluent », en adoptant les mêmes conditions citées dans le chapitre II. Dans le but de bien choisir le maillage convenable à notre étude, nous présentons l'effet du maillage sur les solutions numériques et la validation de notre code de calcul, comparé par rapport à ceux obtenus avec des résultats (numériques et expérimentales) trouvés dans la littérature.

Dans notre cas, nous présentons les champs d'écoulement, dynamique et thermique, ainsi que les profils de température et de vitesse dans le centre de la cavité. Cette étude illustre les différences de Nusselt local, fractions massiques et fonction de densité de probabilité pour différents rapports de forme et différents nombres de Rayleigh. Pour toutes les simulations effectuées, nous avons adopté des nombres de Rayleigh allant de 10^6 à 10^{13} et des valeurs de rapport de forme (hauteur/largeur) égales à 0.5, 1 et 2.

IV.2. VALIDATION DU CODE DE CALCUL

Dans cette partie du travail, nous nous intéressons à la validation qualitative et quantitative du modèle pour évaluer l'approche que nous avons adoptée. Pour cela, nous allons comparer nos résultats, issus de la simulation numérique, avec ceux de la littérature pour les études numériques et expérimentaux. Une fois que le modèle est validé, il sera exploité dans notre étude.

Ainsi, nous avons élaboré un modèle pour la simulation numérique des écoulements et des phénomènes de transfert de chaleur, transfert de masse et transfert de la quantité de mouvement. Ce modèle comprend, la formulation mathématique du comportement hydrodynamique et thermique de l'écoulement avec les conditions aux limites associées, la configuration du code Fluent pour la discrétisation des équations et le choix de l'approche numérique adoptée, et enfin la génération du maillage du domaine physique.

IV.2.1. Transfert de chaleur par convection naturelle dans une cavité fermée

IV.2.1.1. Validation numérique

Le problème consiste en une cavité carrée composée de deux parois horizontales adiabatiques et de deux parois verticales isothermes à chauffage différentiel. Où, ($T_c > T_f$), et (T_c) est considéré comme le mur avec la température la plus élevée et correspond au mur de gauche. On suppose qu'initialement la cavité est remplie d'air au repos avec des propriétés thermo-physiques constantes. Ces propriétés sont calculées à une température de référence (T_{ref}), à l'exception de la densité qui ne varie qu'en raison des variations de température (approximation de Boussinesq) exprimées dans le terme flottabilité. Le modèle physique est illustré ci-dessous à la figure (IV.1).

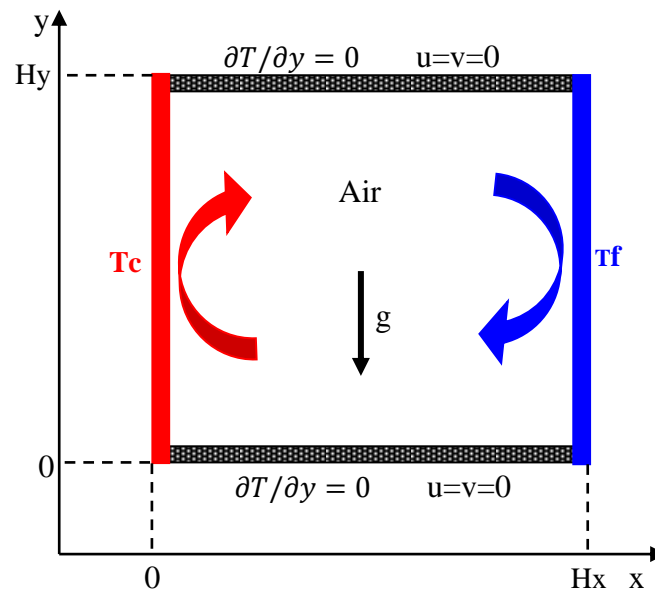


Figure IV. 1. Modèle physique de la cavité différenciellement chauffée.

Le tableau (IV.1) présente une comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats des auteurs trouvés dans la littérature pour des valeurs du nombre de Rayleigh de 10^8 , 10^9 , 10^{10} et 10^{11} . La comparaison en pourcentage de la présente étude est faite que par rapport à **Barakos et Mitsoulis (1994)**.

D'après le tableau (IV.1), on peut voir que l'écart augmente légèrement à mesure que le nombre de Rayleigh augmente, atteignant une différence en pourcentage de (2,14 %) pour une valeur de Rayleigh de 10^{11} . La légère différence entre ces résultats peut être due à l'utilisation par des auteurs de fonctions de paroi comme conditions aux limites

pour le modèle de turbulence, alors que dans ce travail et dans d'autres références, les fonctions de paroi n'ont pas été utilisées. En général, on peut dire que les résultats numériques de sont en bon accord avec notre travail.

Tableau IV. 1. Comparaison du Nusselt moyen avec les résultats numériques de la littérature.

	Nombre de Rayleigh			
	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}
Markatos et al.[1984]	32,05	74,96	159,90	341,00
Barakos et Mitsoulis, [1994]	32,30	60,10	134,60	299,20
Mamun et al.[2003]	32,84	68,30	142,10	294,60
Sharma et al.[2007]	30,97	58,33	130,77	325,90
Bairi, [2008]	31,30	61,11	119,15	232,30
Serrano Arellano, [2012]	----	58,81	136,54	316,74
Hernández et al.[2016]	----	58,00	137,63	318,54
Présente étude	31,94	59,34	136,40	305,61
Errer/Barakos et Mitsoulis[1994]	1,11 %	1,26 %	1,33 %	2,14 %

IV.2.1.2. Validation expérimentale

Dans cette partie le code de calcul a été validé avec des résultats expérimentaux de **Ampofo et Karayiannis (2003)** dans la cavité chauffée différentiellement en régime d'écoulement turbulent. Les conditions étaient les suivantes ; deux parois horizontales isolées et deux parois verticales isothermes, la paroi gauche étant à 323K et la paroi droite à une température de 283K, avec un nombre de Rayleigh est $1,58 \cdot 10^9$. Les propriétés thermo-physiques de l'air à ($T_0=303K$), utilisées pour ce problème de cavité fermée chauffée différentiellement dans un système d'écoulement turbulent sont présentées dans le tableau (IV.2).

Tableau IV.2. Propriétés thermo-physiques de l'air à $T_0=303$ K.

Pr	ρ [Kg. m ⁻³]	C_p [J. Kg ⁻¹ . K ⁻¹]	λ [W. m ⁻¹ . s ⁻¹]	μ [Kg. m ⁻¹ . s ⁻¹]	β [K ⁻¹]
0,7048	1,1655	1004,22	$2,65 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$

La figure (IV.2) montre la comparaison des valeurs des composantes de la vitesse (v^*), de la température (T^*), de l'énergie cinétique turbulente (k^*) et des contraintes de cisaillement turbulentes moyennes obtenues au centre de la cavité ($Y^*=0,5$) avec les résultats expérimentaux. On constate que nos résultats montre un comportement très similaire à ceux de l'expérimentale, ce qui confirme la validité du notre code de calcul.

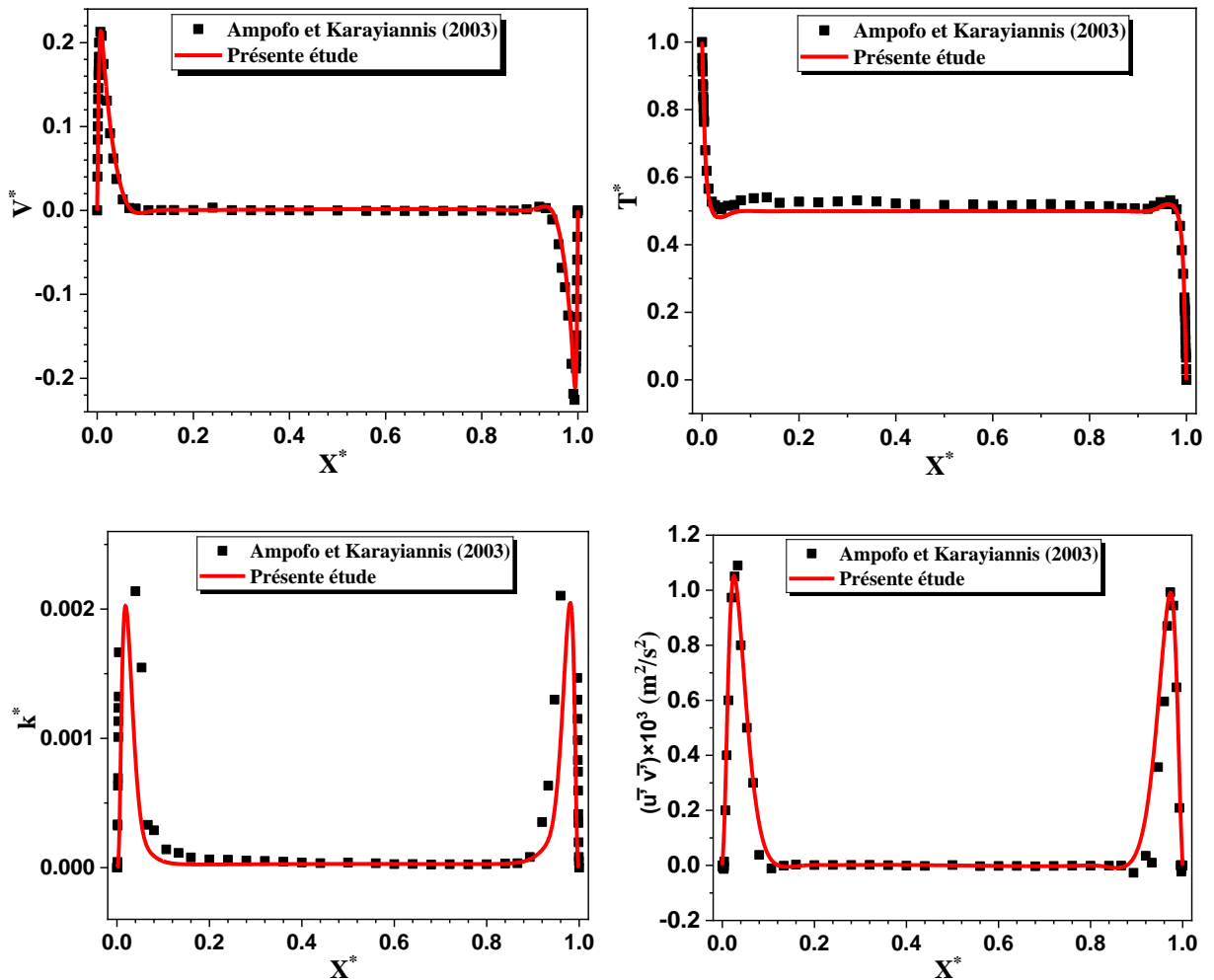


Figure IV.2. Vitesse, température, énergie cinétique turbulente et contraintes de cisaillement turbulentes moyennes au centre de la cavité.

IV.2.2. Transfert de chaleur et de mass par convection naturelle dans une cavité fermée

Le modèle physique consiste à une cavité carrée fermée remplie d'un mélange air-CO₂ (Figure (IV.3)). Initialement, le mélange à l'intérieur de la cavité est à température (et concentration) constantes $T_f = 290\text{K}$ (et $C_0 = 350\text{ppm}$); les parois inférieure et supérieure sont adiabatiques. Les parois gauche et droite sont supposées être isothermes avec $T_c = 310\text{K}$ et $T_f = 290\text{K}$, respectivement, et les niveaux de concentration changent avec le rapport de flottabilité (N). La concentration la plus faible en CO₂ (C_0) agissant sur les parois verticales est supposée constante et ayant une valeur de 350 ppm.

Les propriétés thermo-physiques du mélange à $T_0=300\text{ K}$ et $C_0=350\text{ ppm}$, utilisées pour ce problème sont présentées dans le tableau (IV.3).

Tableau IV.3. Propriétés thermo-physiques du mélange (Air-CO₂) à $T_0=300\text{ K}$ et $C_0=350\text{ppm}$

ρ [Kg. m ⁻³]	C_p [J/kg. K]	λ [W/m. s]	μ [Kg/m. s]	β [1/K]	Pr	Le
1,16	1006,9	$2,63.10^{-2}$	$1,85.10^{-5}$	$3,33.10^{-3}$	0,71	1

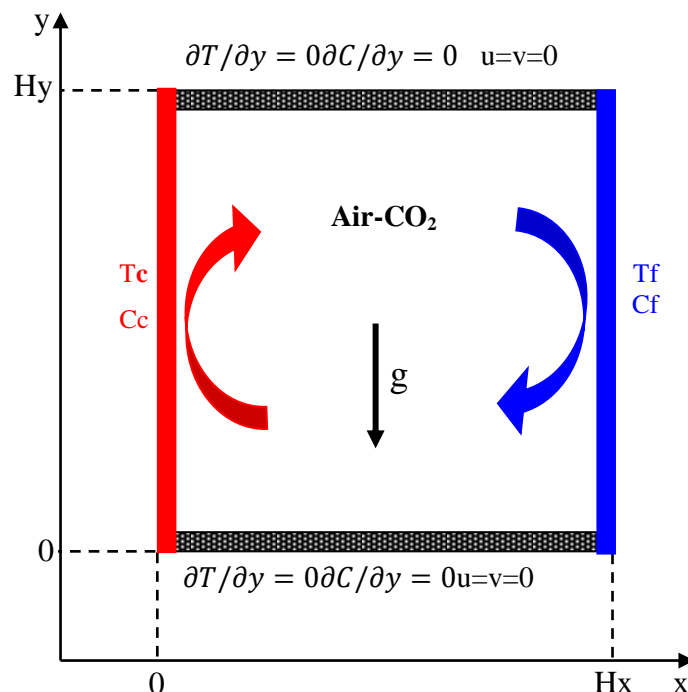


Figure IV.3. Modèle physique des travaux de Koufi et al.(2019).

IV.2.2.1. Validation qualitative

Les résultats sont comparés pour le cas du transfert de chaleur et de masse pour $Ra = 10^7$ en fonction du rapport de flottabilité ($N=1$ et -5) dans une cavité carrée de rapport d'aspect $AR=1$, où les résultats de calcul, concernant une visualisation d'écoulement pour les isothermes, les lignes de courant et les iso-concentrations, sont comparés avec ceux obtenus par **Koufi et al.(2019)**, comme le montre la figure (IV.4).

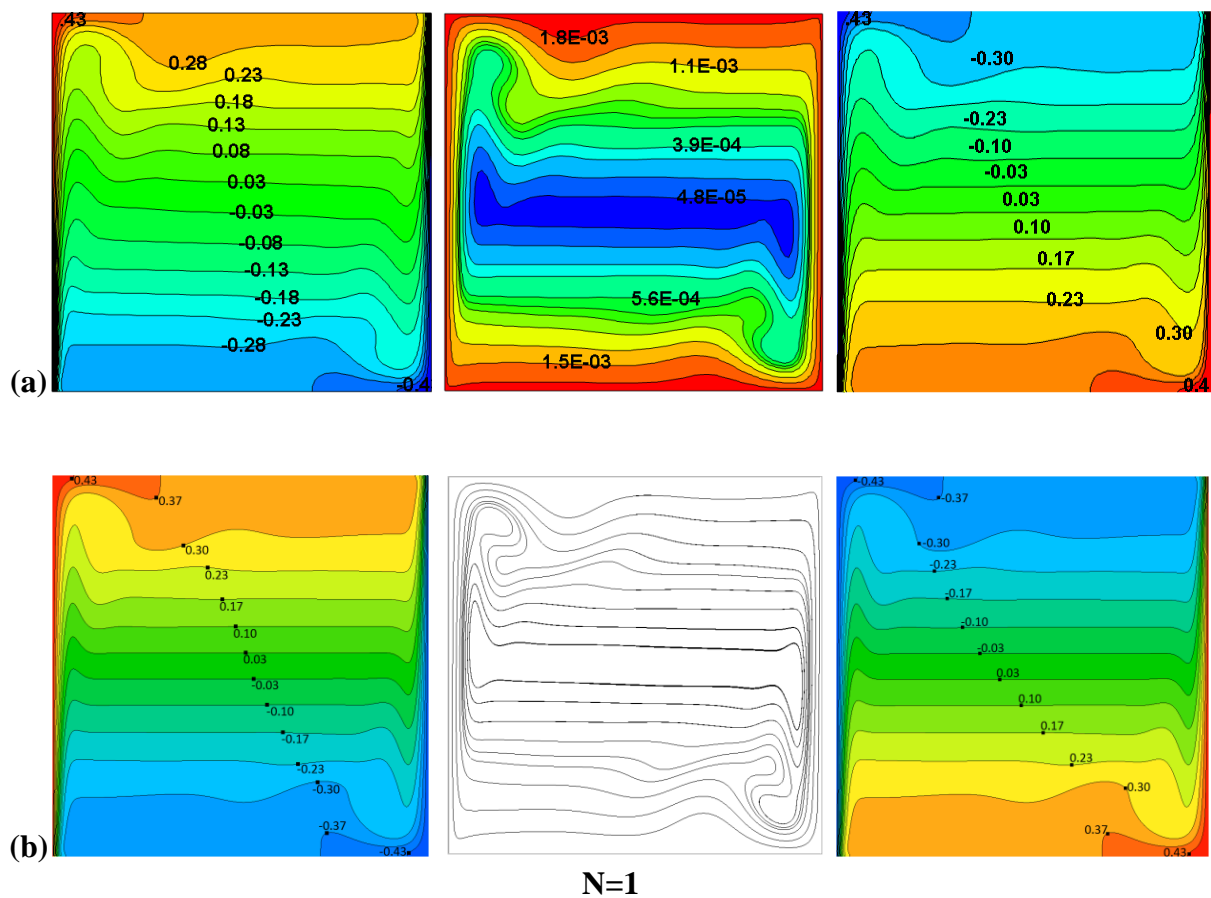


Figure IV.4. Validation qualitative; Comparaison des lignes isothermes(Gauche), des lignes de courant(Centre) et des lignes iso-concentrations(Droite) pour $N=1$ et -5 , et $Ra = 10^7$; **(a)** Présente étude, **(b)** Résultats de **Koufi et al.(2019)**.

Suite de la figure IV.4

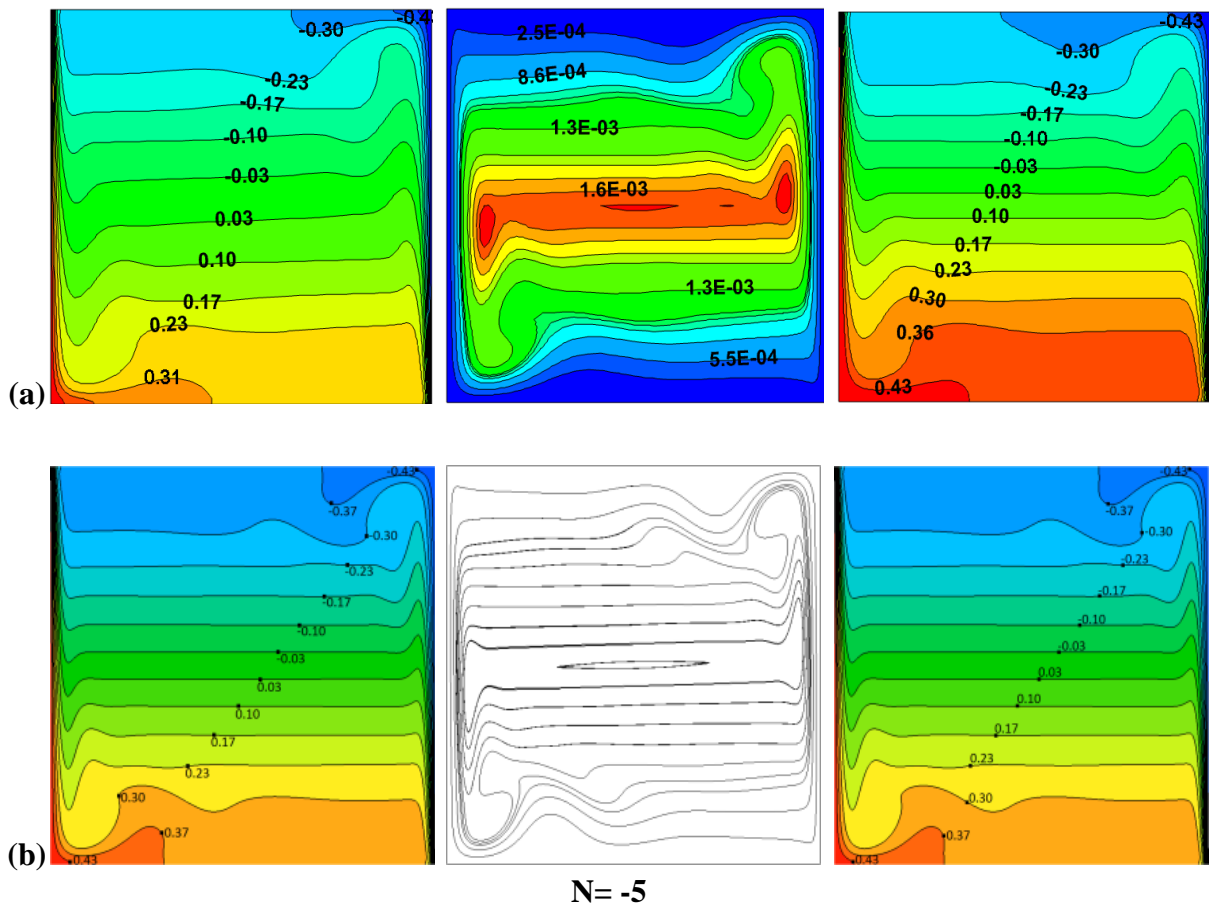


Figure IV.4. Validation qualitative; Comparaison des lignes isothermes(Gauche), des lignes de courant(Centre) et des lignes iso-concentrations(Droite) pour $N=1$ et -5 , et $Ra = 10^7$; (a) Présente étude, (b) Résultats de Koufi et al.(2019).

IV.2.2.2. Validation quantitative

Une validation quantitative a été investiguée avec les résultats existants dans la littérature; Béghein et al. (1992), Sezai et Mohamad (2000), Xamán et al. (2009) et Koufi et al. (2019) concernant le nombre de Nusselt en fonction du coefficient de flottabilité N .

Les validations sont satisfaisantes et présentent de bons accords, (voir le tableau IV.4).

Tableau IV.4. Validation quantitative; Nombre de Nusselt en fonction du taux de flottabilité N.

N	Nu		
	-0,5	-0,8	-5,0
Béghein et al. (1992)	13,6	10,6	23,7
Sezai et Mohamad (2000)	13,5	10,5	23,7
Xamán et al. (2009)	13,6	10,6	23,7
Koufi et al. (2019)	13,6	10,6	23,7
Présente étude	13,6	10,3	23,2
Err % Koufi et al. (2019)	0,0%	2,8%	2,1%

IV.3. PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES

Nous étudions de manière paramétrique l'effet des rapports de forme ($AR = 0,5, 1$ et 2) et de nombre de Rayleigh ($10^6 < Ra < 10^{13}$) sur le transfert de chaleur et de masse du flux d'air humide à l'intérieur d'une enceinte ouverte. Les propriétés thermophysiques du fluide de travail sont illustrées dans le tableau IV.5.

Tableau IV.5. Propriétés thermophysiques du l'air humide à $T_{ref}=303K$, Poling et al. (2001)

ρ_0 [Kg. m ⁻³]	C_{p0} [J. Kg ⁻¹ . K ⁻¹]	λ_0 [W. m ⁻¹ . s ⁻¹]	μ_0 [Kg. m ⁻¹ . s ⁻¹]	D [m ² . s ⁻¹]
1,15	1005	$2,65 \cdot 10^{-2}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$2,59 \cdot 10^{-5}$

IV.4. Etude de maillage

Le choix du maillage convenable est très important, car le meilleur maillage est celui qui donne des résultats plus précis en moins de temps de calcul.

Nous avons utilisé différents maillages de calcul pour l'exécution d'une simulation dans un maillage qui demande un raffinement supplémentaire dans les côtés verticaux.

Ces maillages ont les tailles suivantes ; (140×140), (160×160), (180×180) et (200×200) nœuds.

Le tableau (IV.6) montre l'effet de raffinement du maillage afin de déterminer le maillage à utiliser dans la thèse. On observe qu'à partir d'un maillage de (180×180) la différence en pourcentage des vitesses maximales (U_{\max} , V_{\max}) et la température maximale (T_{\max}) sont respectivement de 0.00%, 0.02%, 0.001%. Ces pourcentages sont faibles. On peut voir qu'il n'y a pas de changement significatif dans la valeur de la variable. Par conséquent, Le maillage (180×180) nœuds sera sélectionné et adoptée dans tous les calculs de notre étude.

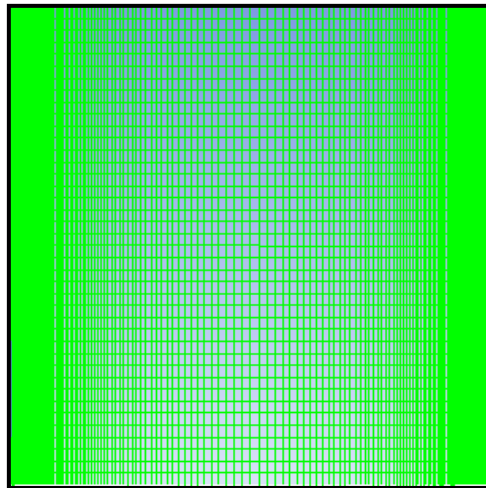


Figure IV.5. Maillage (180×180) nœuds de la cavité (AR=1).

Tableau IV.6. Effet du raffinement du maillage sur différentes variables; U_{\max} , V_{\max} et T_{\max} .

Nœuds	140×140	%	160×160	%	180×180	%	200×200
U_{\max}	0,100652	0,03	0,100668	0,01	0,100673	0,00	0,100678
V_{\max}	0,087004	0,05	0,086937	0,03	0,0869814	0,02	0,086962
T_{\max}	304,914	0,005	304,92	0,003	304,9246	0,001	304,929

(%) Différence en pourcentage par rapport au maillage suivant.

IV.5. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans le but d'étudier le transfert thermique et massique par convection naturelle dans une cavité ouverte à travers laquelle passe de l'air humide. Une série de simulations ont été effectuées dans laquelle le nombre de Rayleigh et rapport de forme représentent des facteurs clés.

Des simulations faites pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$), et pour différents rapports de forme (AR=0.5, 1 et 2), pour voir l'effet du nombre de Rayleigh et du rapport de forme sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur et de masse.

IV.5.1. Effet du Rayleigh (Ra) et rapport d'aspect (AR) sur les champs thermiques, les lignes de courant et les iso-concentrations

Les figures (IV.6), (IV.7) et (IV.8) montrent les contours de température, les lignes de courant et les contours de concentration, pour un nombre de Rayleigh variant de 10^6 à 10^{13} et un rapport de forme (AR=0.5, 1, et 2).

Nous pouvons clairement voir que le flux principal monte près de la paroi verticale droite jusqu'à la surface libre dans une direction quasi-perpendiculaire, un modèle de recirculation est généré sous le niveau de l'ouverture d'entrée qui s'étend jusqu'à la paroi verticale droite (près de la paroi inférieure), ce qui forme un fort vortex sur l'inférieure de la paroi droite de chaque configuration.

Pour des nombres de Rayleigh élevés, un petit changement dans le champ thermique, où la stratification thermique dans les cavités est mal apparente et que l'intensité du vortex devient vigoureuse, cela signifie que le transfert de chaleur est accéléré. Pour AR = 0.5, la petite cellule trouvée à la surface libre médiane est perdue par l'effet des forces de flottabilité accrues. Un autre petit vortex rotatif dans le sens des aiguilles d'une montre a été créé sur la paroi inférieure gauche, où sa taille devient de plus en plus puissante, tandis que les températures élevées sont localisées dans des espaces proches près de la paroi gauche humide, ce qui correspond à la concentration de la couche limite thermique. Pour une enceinte carrée, trois cellules ont commencé à se développer par rapport à AR = 2.

D'autre part, les contours de la fraction massique (H_2O) pour tous les cas de rapport de forme montrent que le transfert de masse domine davantage lorsque le nombre de Rayleigh diminue. La concentration de (H_2O) montre des schémas presque similaires lorsque le nombre de Rayleigh est supérieur à 10^{12} et augmente considérablement sur la paroi gauche de l'enceinte, en particulier pour l'enceinte de ($AR = 2$). Aussi, il a été remarqué que le processus de transfert de masse et de chaleur était moins concentré sur la surface libre supérieure.

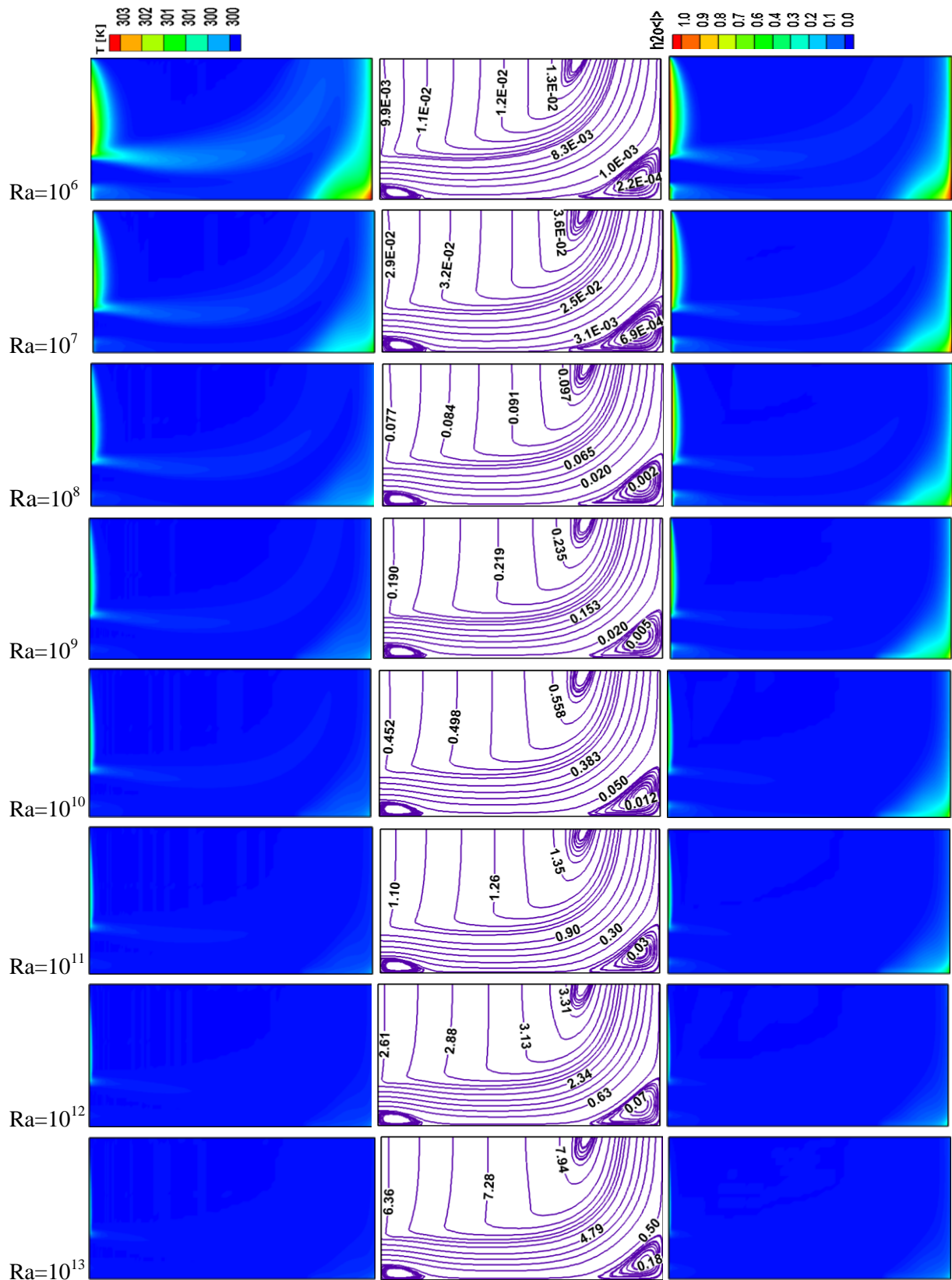


Figure IV.6. Contours des isothermes(Gauche), des lignes de courant(Centre) et des iso-concentrations(Droite) pour différents nombres de Rayleigh et $AR = 0,5$.

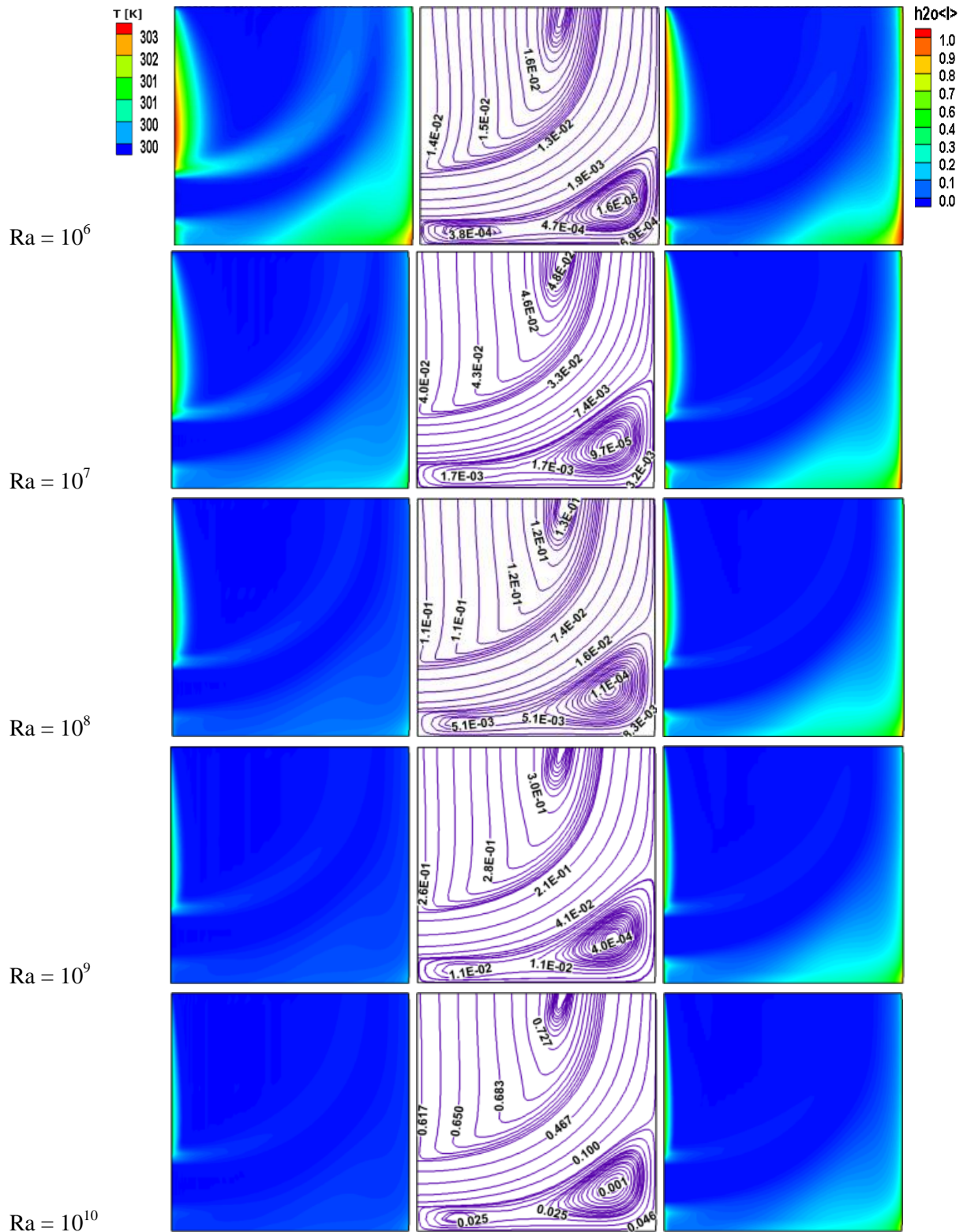


Figure IV.7. Contours des isothermes (Gauche), des lignes de courant (Centre) et des iso-concentrations (Droite) pour différents nombres de Rayleigh et $AR = 1$.

Suite de la figure IV.7

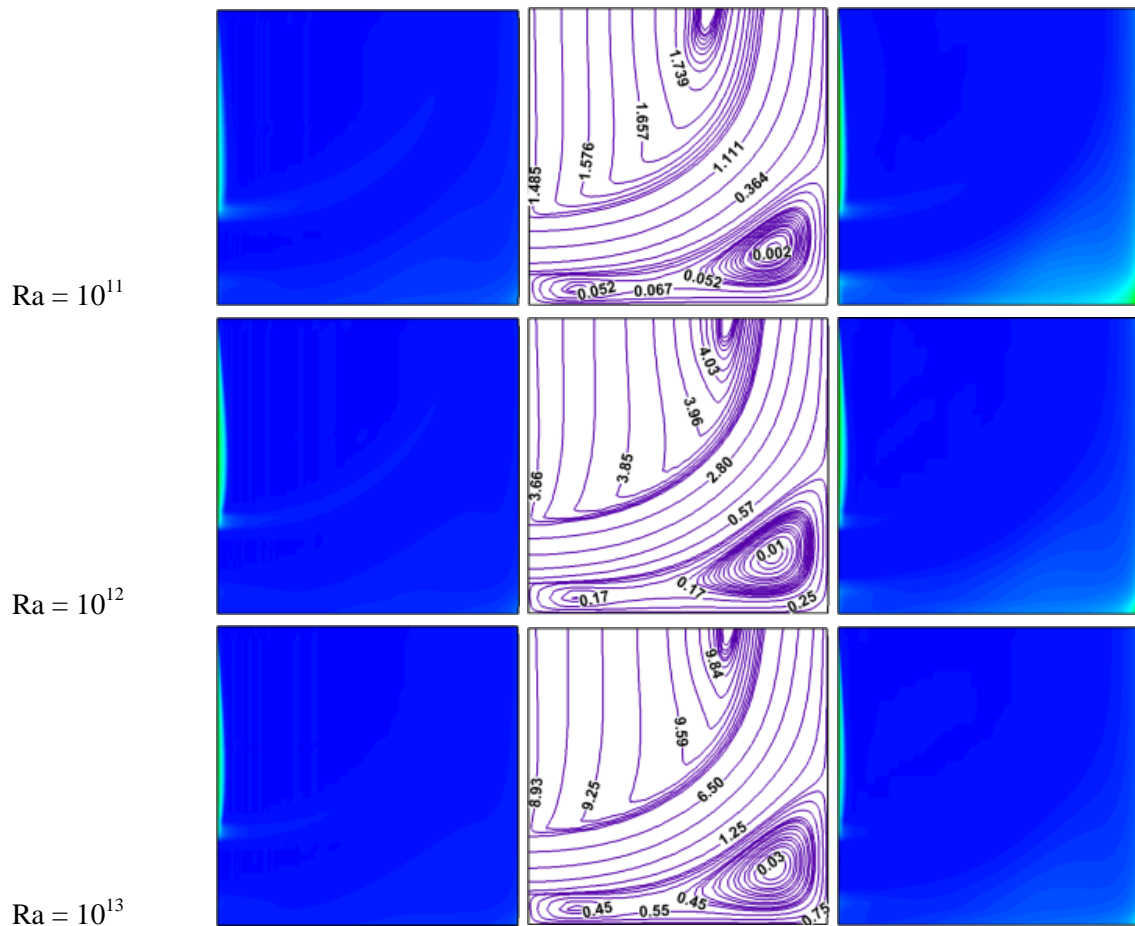


Figure IV.7. Contours des isothermes (Gauche), des lignes de courant (Centre) et des iso-concentrations (Droite) pour différents nombres de Rayleigh et $AR = 1$.

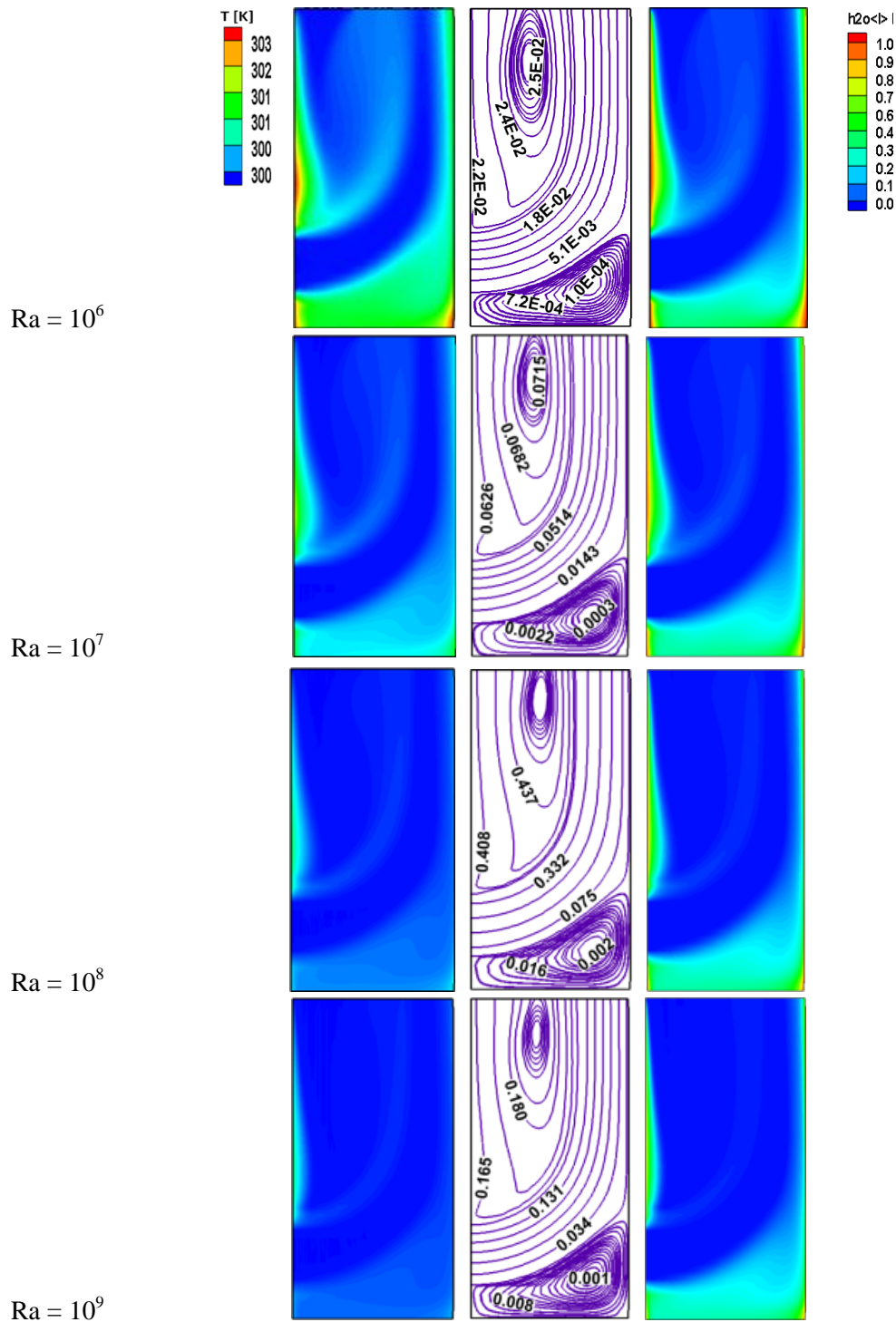


Figure IV.8 : Contours des isothermes (Gauche), des lignes de courant (Centre) et des iso-concentrations (Droite) pour différents nombres de Rayleigh et $AR = 2$.

Suite de la figure IV.8

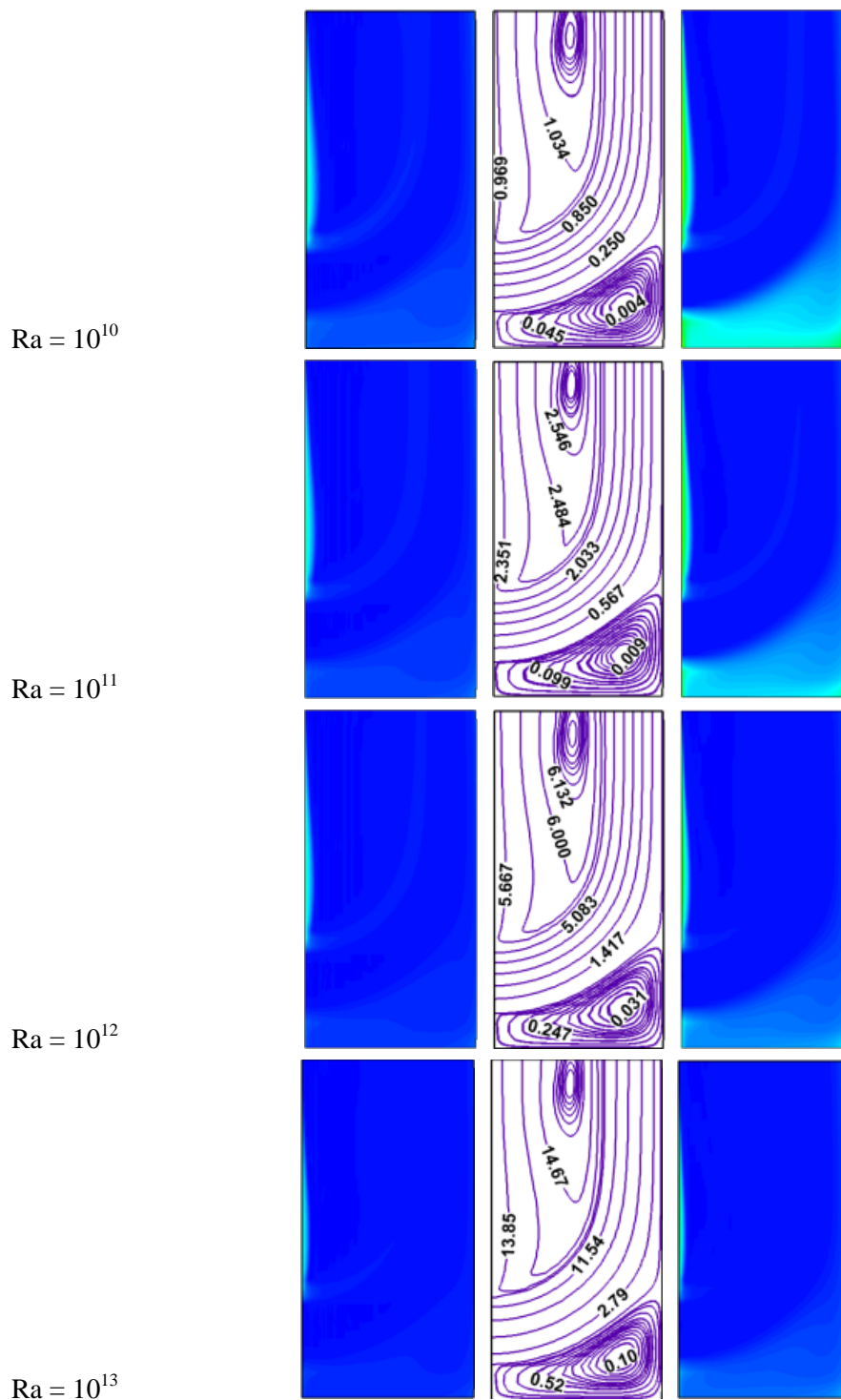


Figure IV.8. Contours des isothermes (Gauche), des lignes de courant (Centre) et des iso-concentrations (Droite) pour différents nombres de Rayleigh et $AR = 2$.

IV.5.2. Effet du nombre Rayleigh (Ra) et le rapport d'aspect (AR) sur les profils de vitesse

Les figures (IV.9), (IV.10) et (IV.11) présentent la distribution des vitesses u/u_{\max} à la ligne de centre de cavité horizontal ($Y = 0.5$), pour différents nombres de Rayleigh et rapport d'aspect ($AR = 0.5, 1$ et 2).

Nous pouvons voir clairement que la composante horizontale u/u_{\max} de la vitesse diminue progressivement avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, avant d'atteindre le centre de la cavité ($X = 0.5$). Et Après, le maximum du vitesse u/u_{\max} qui se rapproche du paroi droite, dans tous les nombres de Rayleigh. Ce qui conduit au développement du tourbillon secondaire comme on peut le voir sur les contours (figures IV.6-IV.8).

Pour $AR = 0.5$ et 1 , les profils de vitesse horizontaux montrent que l'écoulement est dans le sens négatif près de la paroi latérale gauche. Ceci révèle que le flux secondaire est généré et qu'il est plus ou moins important selon les valeurs du nombre de Rayleigh et du rapport d'aspect.

L'impact d'AR sur l'écoulement à la ligne de centre de cavité horizontal en fonction de nombre de Rayleigh est présenté dans les figures (IV.12), (IV.13) et (IV.14).

La vitesse d'écoulement vertical du fluide au niveau du centre de la cavité pour différents nombres Rayleigh

Les profils deviennent presque identiques aux vitesses maximales dans la ligne horizontale centrale par rapport à l'ouverture. Les vitesses régressent vers des valeurs négatives (sauf $AR=2$), indiquant la présence d'une zone de recirculation dans la cavité.

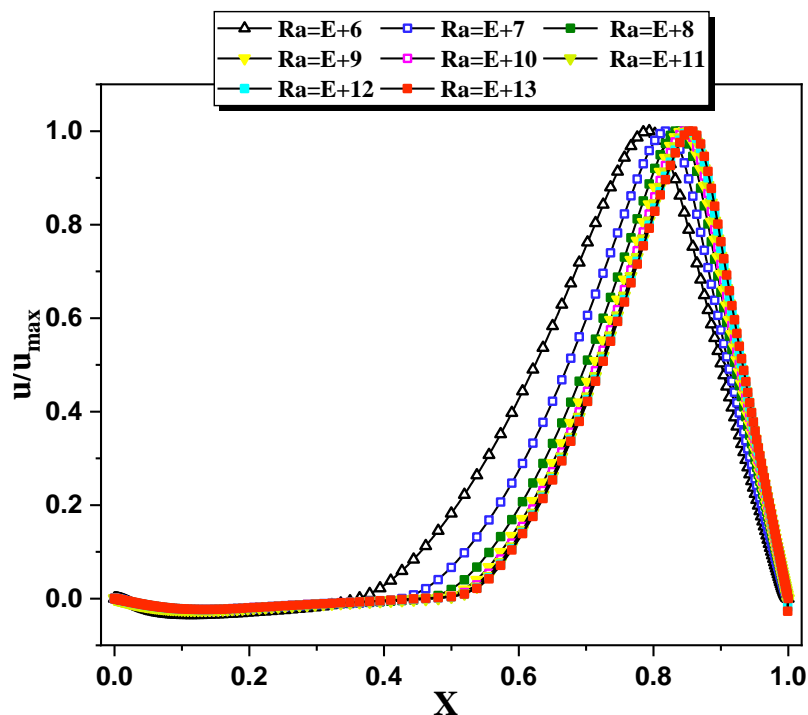


Figure IV.9. Distribution des vitesses u/u_{\max} à $Y = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 0,5$.

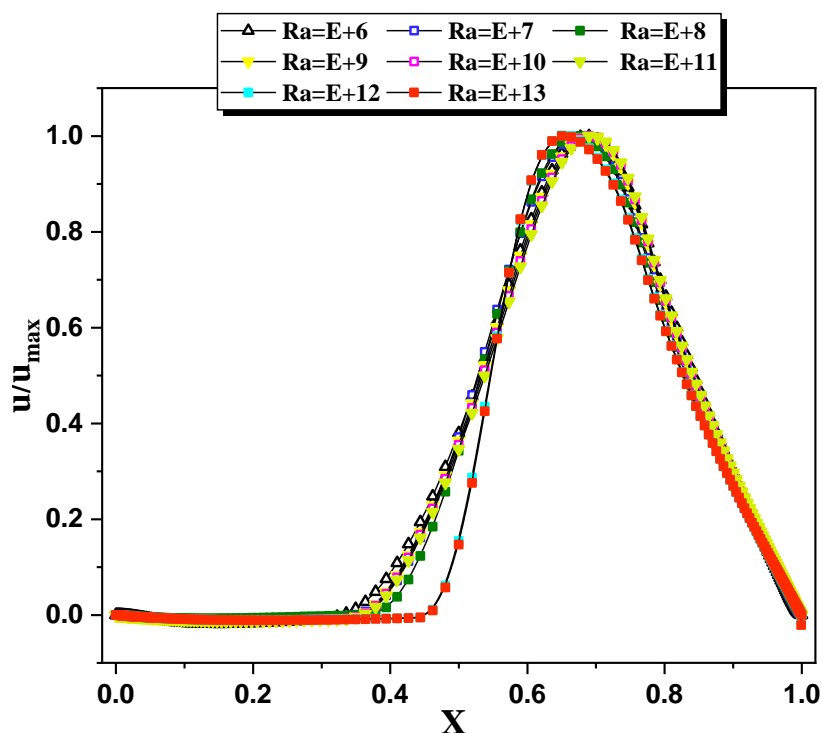


Figure IV.10. Distribution des vitesses u/u_{\max} à $Y = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 1$.

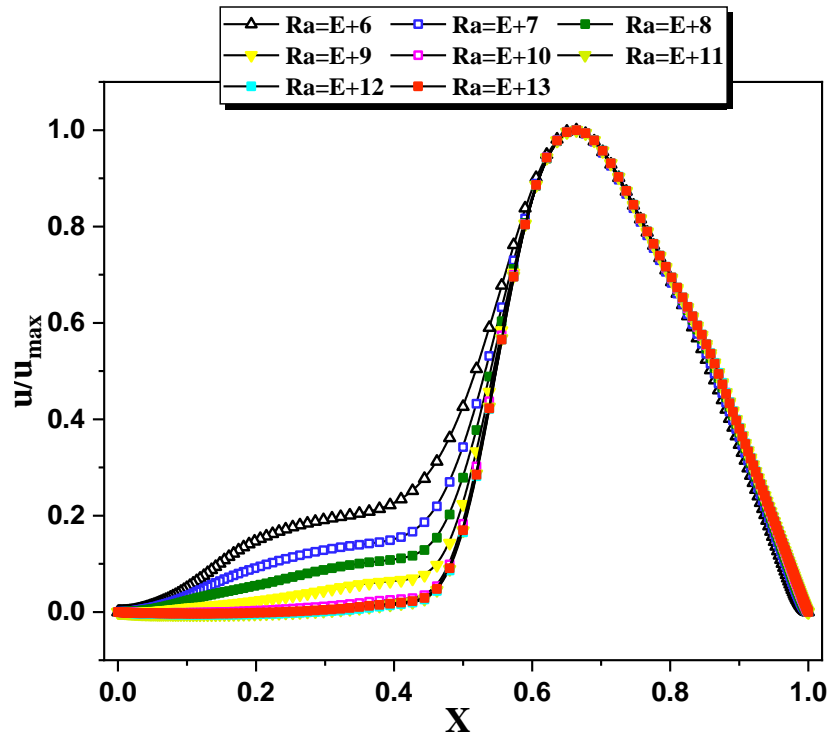


Figure IV.11. Distribution des vitesses u/u_{\max} à $Y = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 2$.

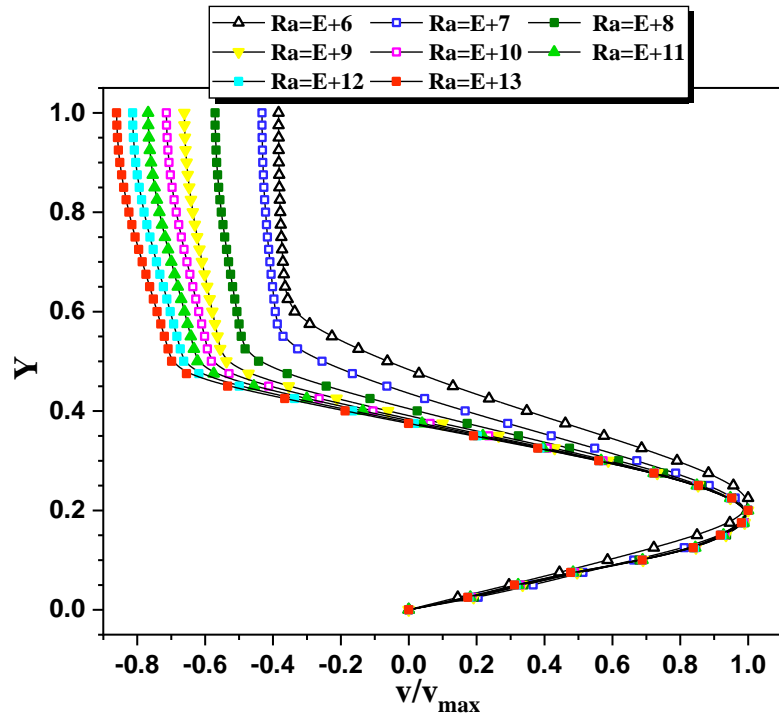


Figure IV.12. Distribution des vitesses v/v_{\max} à $X = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 0,5$.

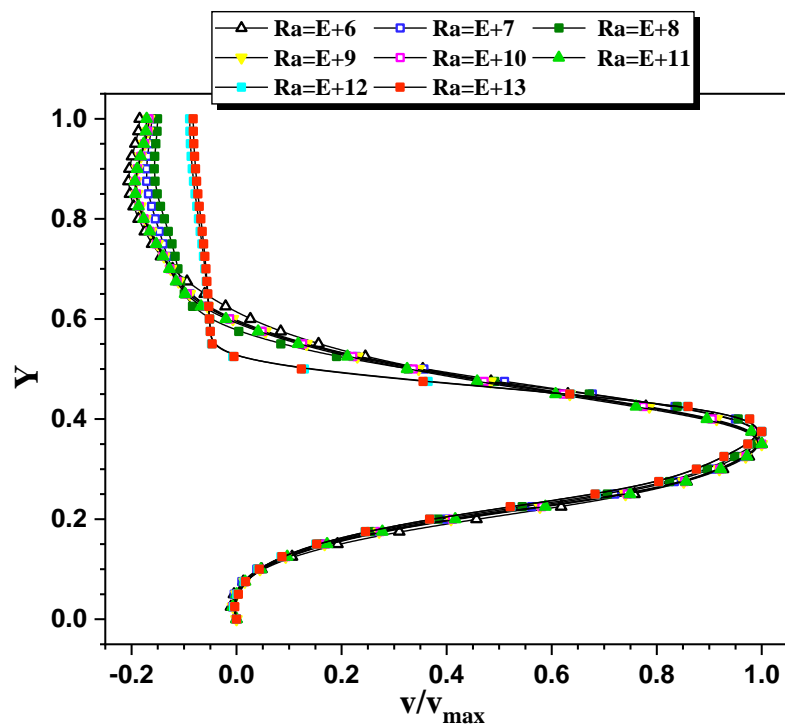


Figure IV.13. Distribution des vitesses v/v_{\max} à $X = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 1$.

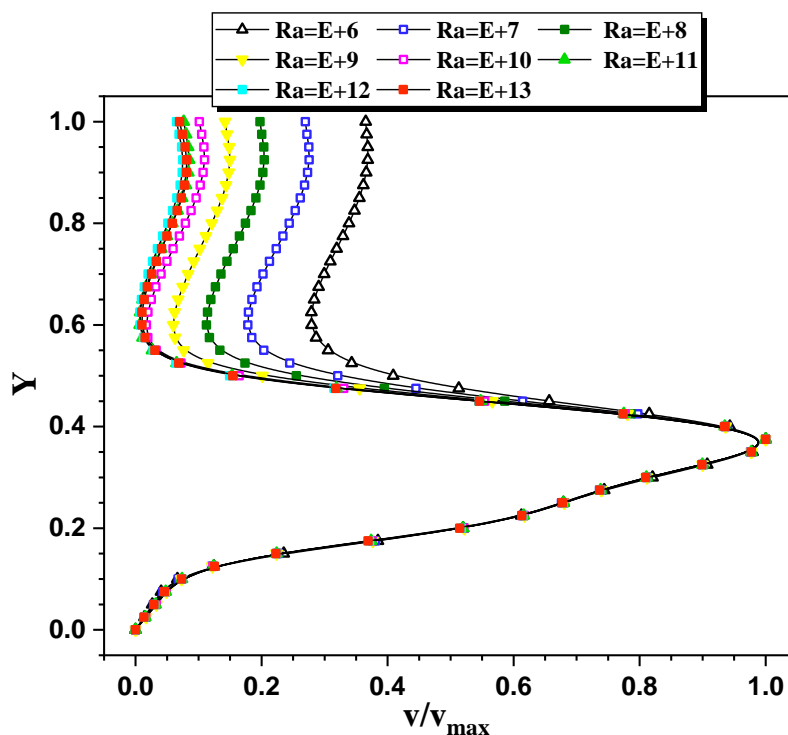


Figure IV.14. Distribution des vitesses v/v_{\max} à $X = 0,5$ pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) et $AR = 2$.

Pour comprendre le comportement de l'écoulement secondaire à l'intérieur des enceintes, l'effet du rapport de forme sur le champ dynamique de l'écoulement du fluide pour différents nombres de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) est présenté sur les figures (IV.15) et (IV.16).

On peut observer que l'intensité des vitesses est fortement dominante lorsque le nombre de Rayleigh augmente pour tous les cas de rapport de forme. Parce que la configuration de (AR=2) a la plus grande hauteur par rapport aux autres géométries, un fort écoulement complet a été créé de l'ouverture à la surface libre supérieure avec un vortex vigoureux créé sur le côté inférieur. A partir de figure (IV.15), nous remarquons que la vitesse d'écoulement augmente vers le côté droit, et la vitesse maximale est plus proche de la paroi verticale dans le cas de (AR=0.5), en raison de l'effet de la force centrifuge dans la cavité.

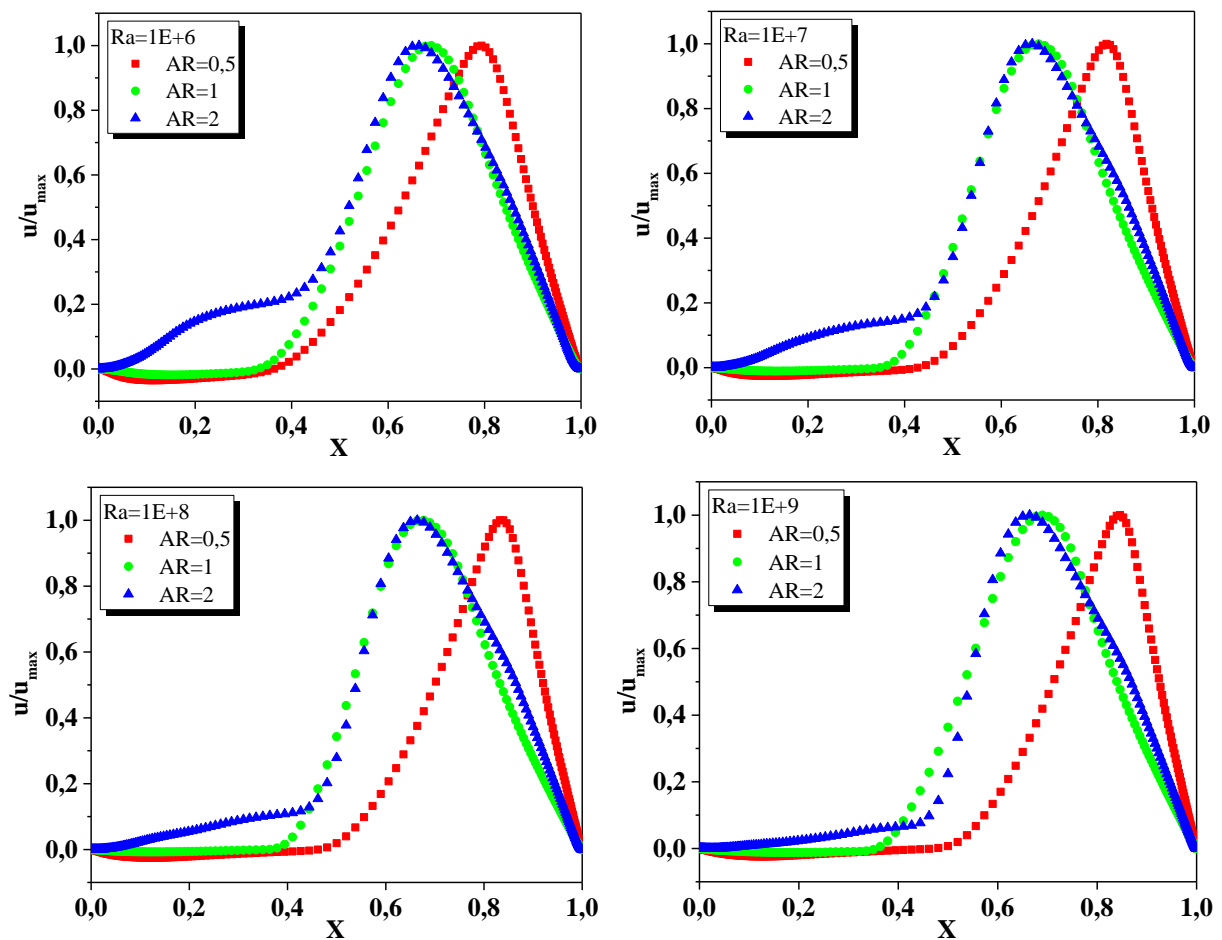


Figure IV.15. Distribution des vitesses u/u_{\max} à $Y = 0,5$ pour différents rapport de forme (AR = 0,5, 1 et 2) en fixant le nombre de Rayleigh.

Suite de la figure IV.15

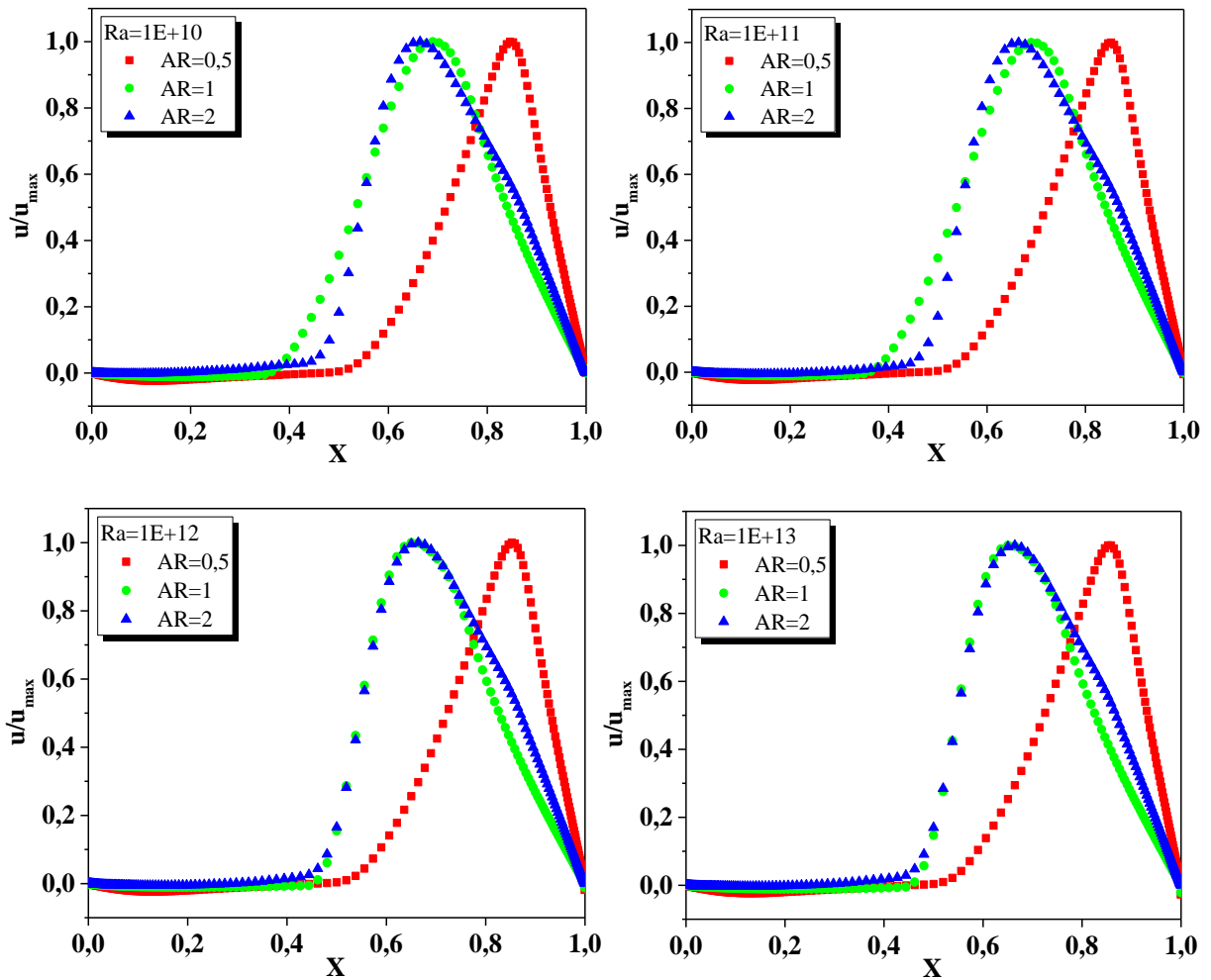


Figure IV.15. Distribution des vitesses u/u_{\max} à $Y = 0,5$ pour différents rapport de forme ($AR = 0,5, 1$ et 2) en fixant le nombre de Rayleigh.

La figure (IV.16) présente la variation de la composante verticale de la vitesse en fonction de rapport d'aspect et différents nombre de Rayleigh. On remarque que pour un nombre de Rayleigh $Ra = 10^6$, et pour $AR = 1$, la vitesse verticale est de (0,201 m/s), soit quatre fois la vitesse en $AR = 0,5$ (0,052 m/s) au même nombre de Rayleigh. Pour un nombre de Rayleigh $Ra = 10^{13}$, et pour $AR = 1$, la vitesse verticale est de (5,767 m/s), alors qu'elle augmente à (9.002 m/s) lorsque $AR=2$, avec un taux d'accroissement de 56%, (voir le tableau IV.7).

Tableau IV.7. Valeurs de (U_{\max}) et (V_{\max}) pour différents nombres de Rayleigh et ($AR=0.5, 1$ et 2).

Ra	U_{\max}			V_{\max}		
	AR=0,5	AR=1	AR=2	AR=0,5	AR=1	AR=2
10^6	0,189748	0,254873	0,157089	0,0528121	0,201937	0,348531
10^7	0,468168	0,668727	0,394361	0,105762	0,514037	0,841501
10^8	0,84496	1,28049	0,749006	0,144979	0,978768	1,56464
10^9	1,23234	1,86524	1,13224	0,184657	1,4195	2,345
10^{10}	1,65741	2,54293	1,55376	0,23321	1,93245	3,20412
10^{11}	2,29298	3,56115	2,19528	0,306113	2,7038	4,51251
10^{12}	3,1444	5,29565	3,06409	0,402299	4,02203	6,28993
10^{13}	4,4207	7,59851	4,38236	0,546237	5,76765	9,00213

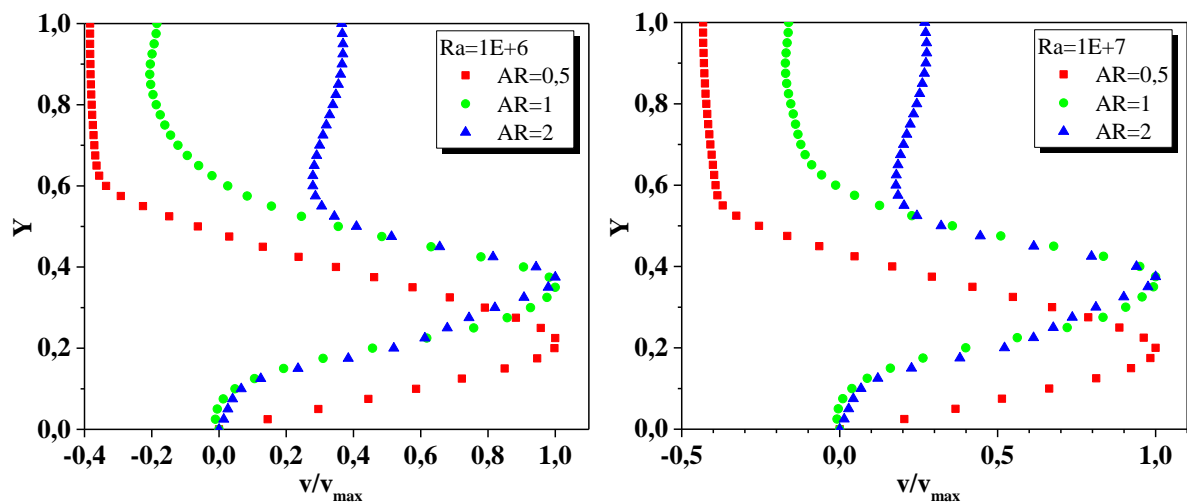


Figure IV.16. Distribution des vitesses V/V_{\max} à $X = 0,5$ pour différents rapport de forme ($AR = 0,5, 1$ et 2) en fixant le nombre de Rayleigh.

Suite de la figure IV.16

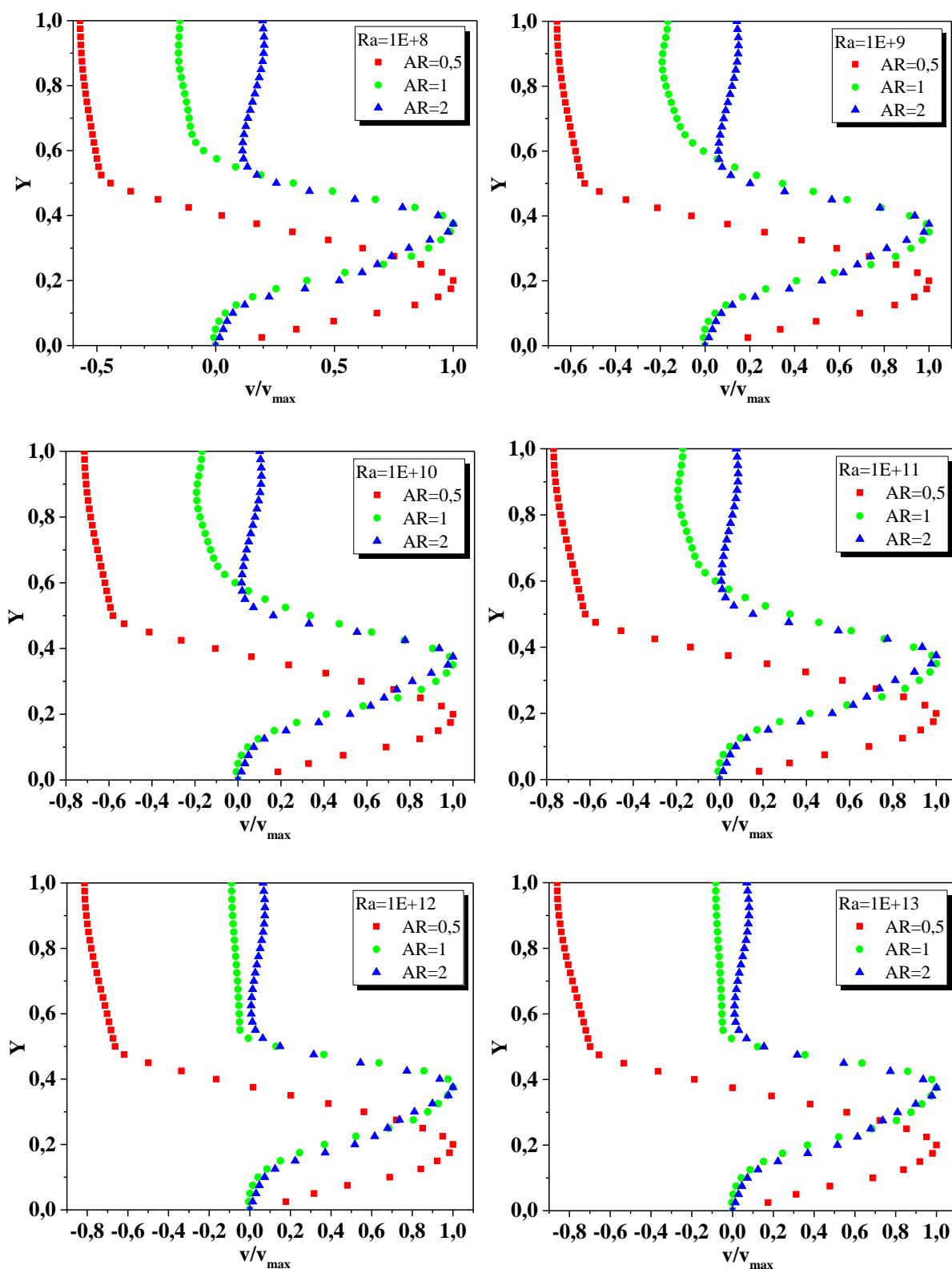


Figure IV.16. Distribution des vitesses V/V_{\max} à $X = 0,5$ pour différents rapport de forme ($AR = 0,5, 1$ et 2) en fixant le nombre de Rayleigh.

IV.5.3. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et le rapport d'aspect (AR) sur les profils de température

Le mouvement d'écoulement de la convection naturelle est initialisé par la différence de température entre les parois verticales. Ainsi, le profil de température est un aspect important pour comprendre la dynamique de l'écoulement.

La figure (IV.17) représente les profils de température sans dimension à $Y=0.5$ pour différents nombres de Rayleigh en fixant le rapport de forme (AR). Pour un faible nombre de Rayleigh, le transfert de chaleur est considérablement amélioré pour le cas de rapport de forme est égal à 2, où le flux de chaleur se concentre sur les parois verticales. Le flux de chaleur est presque négligeable au milieu de l'enceinte, comme le montre la température adimensionnelle qui est nulle.

La couche limite thermique peut être vue près des parois verticales où son épaisseur varie considérablement pour tous les rapports de forme, en particulier pour les nombres de Rayleigh inférieurs à 10^{10} . De forts gradients de température apparaissent près de la paroi gauche avant qu'elle n'atteigne le minimum. Ici, la température est presque constante et approximativement égale à la température moyenne, puis ces gradients commencent à augmenter près de la paroi droite mais avec des valeurs plus faibles à partir de la paroi gauche.

Pour comprendre l'effet du rapport de forme sur le champ thermique à l'intérieur des enceintes, la figure (IV.18) présente les profils de température sans dimension au centre de cavité pour différents rapports de forme en fixant le nombre de Rayleigh. Il est noté que la couche limite thermique près des deux parois verticales dans la géométrie $AR = 2$, est plus épaisse que les deux autres géométries.

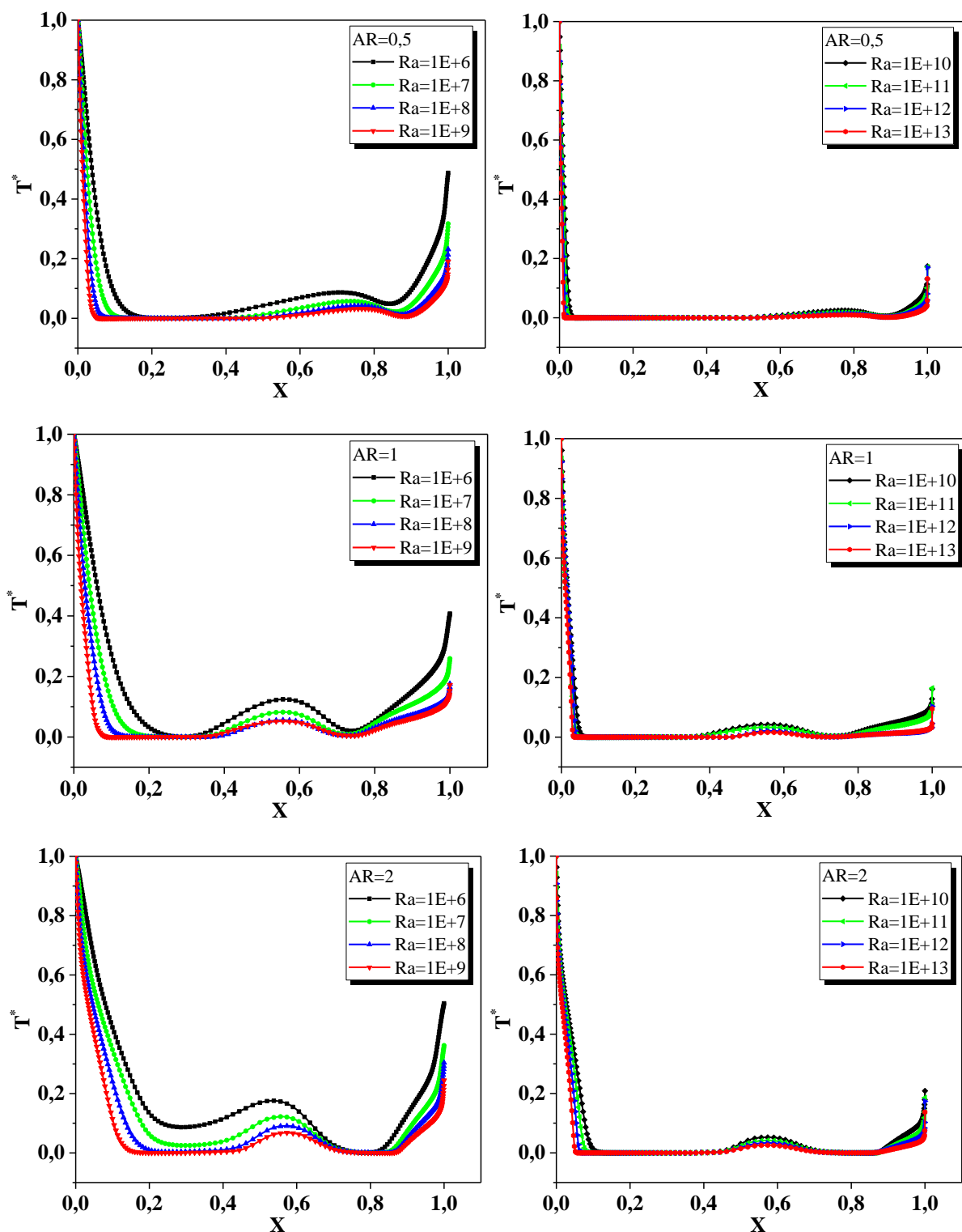


Figure IV.17. Profils de température sans dimension à ($Y=0.5$) pour différents nombres de Rayleigh en fixant le rapport de forme (AR).

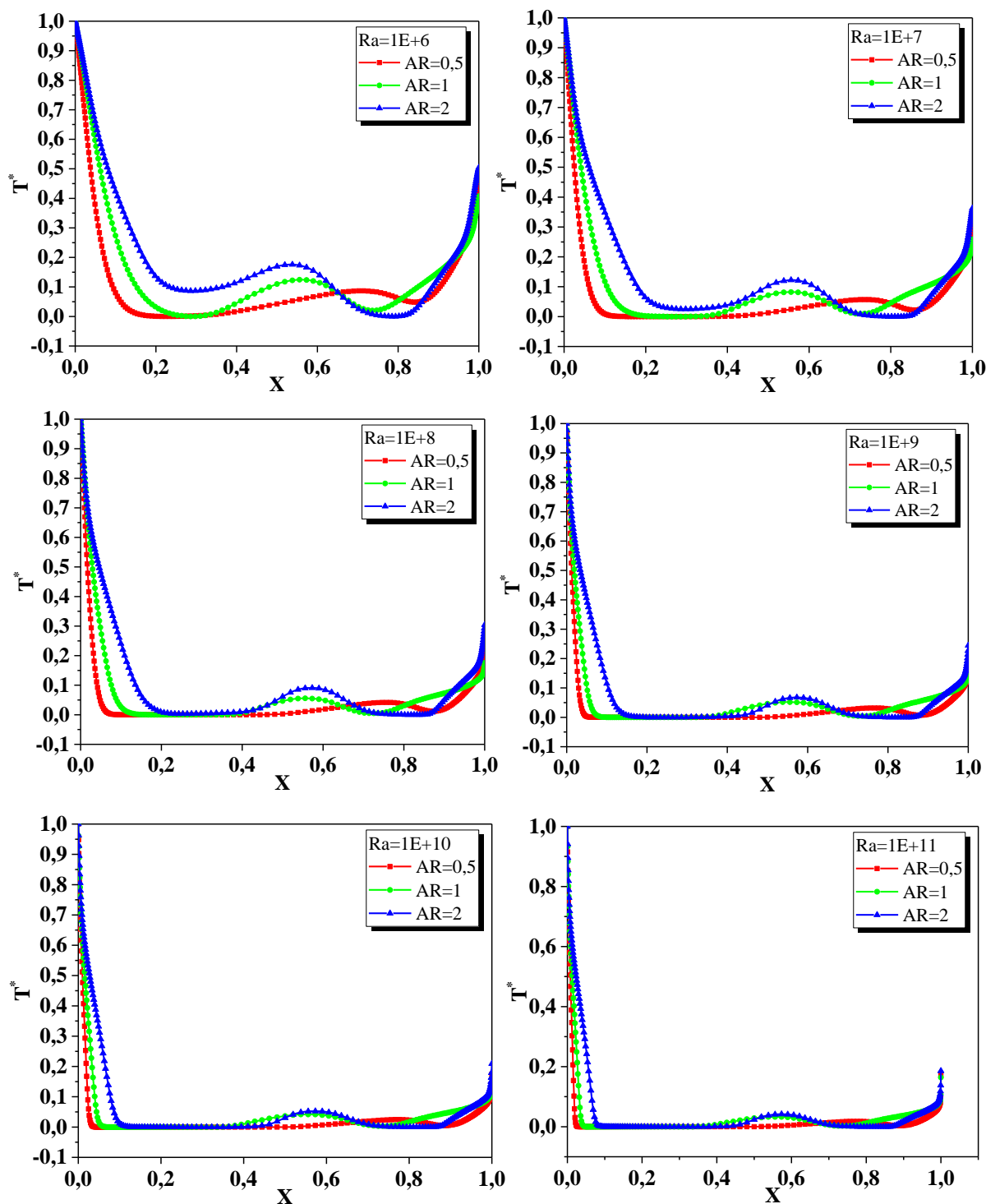


Figure IV.18. Profils de température sans dimension à ($Y=0.5$) pour différents rapports de forme en fixant le nombre de Rayleigh.

Suite de la figure IV.18

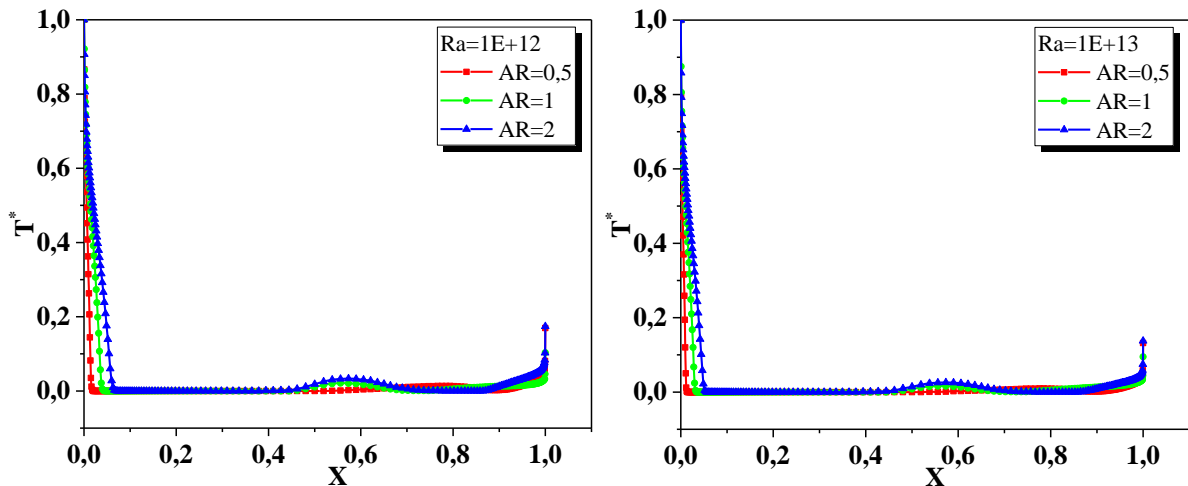


Figure IV.18. Profils de température sans dimension à ($Y=0.5$) pour différents rapports de forme en fixant le nombre de Rayleigh.

IV.5.4. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et le rapport d'aspect (AR) sur le Nusselt local et la fraction massique

Il est important d'avoir un transfert de chaleur avec un processus de transport rapide. Cependant, ces deux phénomènes sont généralement opposés car un débit plus élevé (transport) ne permet pas un temps de séjour adéquat requis pour un bon transfert et vice versa. L'effet du nombre de Rayleigh avec le flux thermique de paroi fixe sur l'amélioration du flux thermique et du transfert de masse est présenté respectivement sur les figures (IV.19- IV.20). Le nombre de Nusselt local et la fraction massique indiquent l'efficacité du processus de transfert de chaleur et de masse. Parce que la hauteur de la cavité a un rôle important, la chaleur et le transfert de masse plus lourds ont été trouvés à la géométrie de rapport de forme $AR=2$. Pour les faibles valeurs du nombre de Rayleigh, la fraction massique de l'air humide augmente tandis que le nombre de Nusselt diminue en raison du fluide en mouvement lent. Le transfert de chaleur augmente avec les augmentations de nombre de Rayleigh, montre des performances thermiques optimales en raison du flux turbulent vigoureux.

D'après les figures (IV.19-20), on peut clairement voir que le maximum Nusselt local (Nu_L) et la fraction massique d' H_2O se produisent pour ($AR = 2$). Comme le transfert de chaleur et de masse le plus faible se produit lorsque ($AR = 0,5$) est pris en compte. Le taux de transfert de masse diminue légèrement tandis que le taux de transfert

de chaleur augmente de manière significative pour l'augmentation du nombre de Rayleigh.

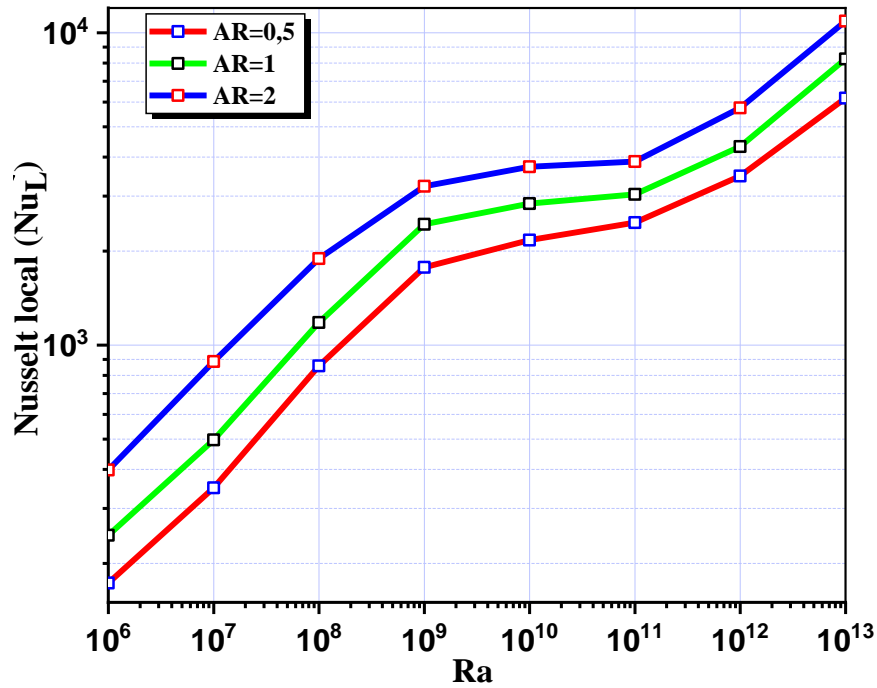


Figure IV.19. Evolutions du Nusselt local en fonction du nombre de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) avec différents rapports de forme.

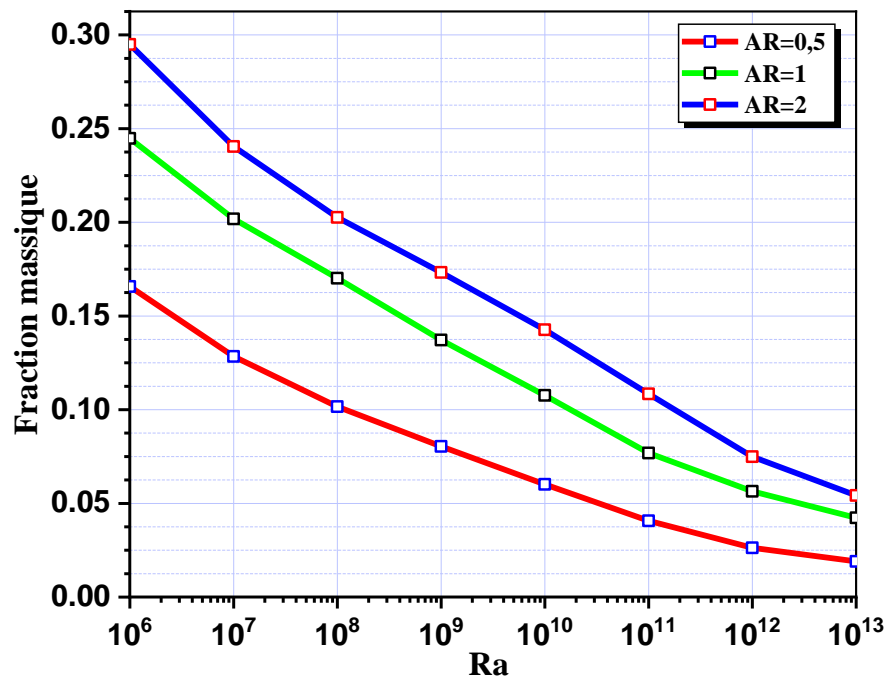


Figure IV.20. Evolutions de la fraction massique en fonction du nombre de Rayleigh ($10^6 \leq Ra \leq 10^{13}$) avec différents rapports de forme.

IV.5.5. Effet du nombre de Rayleigh (Ra) et le rapport d'aspect (AR) sur la fonction de la densité de la probabilité (PDF)

Le transfert de masse a été évalué par la distribution de la fraction massique comme s'est montré précédemment dans la figure (IV.20). Un autre critère important est utilisé pour vérifier l'homogénéisation de la distribution de fraction massique en surfaces des cavités. La figure (IV.21) représente la fonction de densité de probabilité PDF (%) de la fraction massique du vapeur d'eau pour différentes configurations (AR = 0,5, 1 et 2) pour les nombres de Rayleigh (10^6 à 10^{13}).

Dans tous les rapports d'aspect, on peut observer que la fraction massique de vapeur d'eau égale à (0,1) domine sur une large plage de surface atteignant un maximum au nombre de Rayleigh ($Ra=10^{13}$), environ ; 95%, 90%, 85% pour rapport d'aspect AR = 0,5, 1 et 2, respectivement. Alors que les valeurs de fraction massique qui vont de (0,7 à 1) disparaissent progressivement avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, et cela indique l'accélération du processus de transfert de masse sur les surfaces des cavités.

Pour AR = 2, la fraction massique est la meilleure par rapport à AR = 1 et 0,5. Ainsi, la fonction de densité de probabilité PDF au niveau des parois verticales (zone humide) a les valeurs maximales qui correspondent au transfert de masse préféré par rapport aux faibles nombres de Rayleigh.

On peut observer que la configuration de (AR = 0,5) n'a pas été réalisée sur le processus de transfert de masse par rapport aux autres formes. Ceci indique que l'utilisation de cette cavité dans le transfert de masse n'est pas un choix satisfaisant pour le régime turbulent.

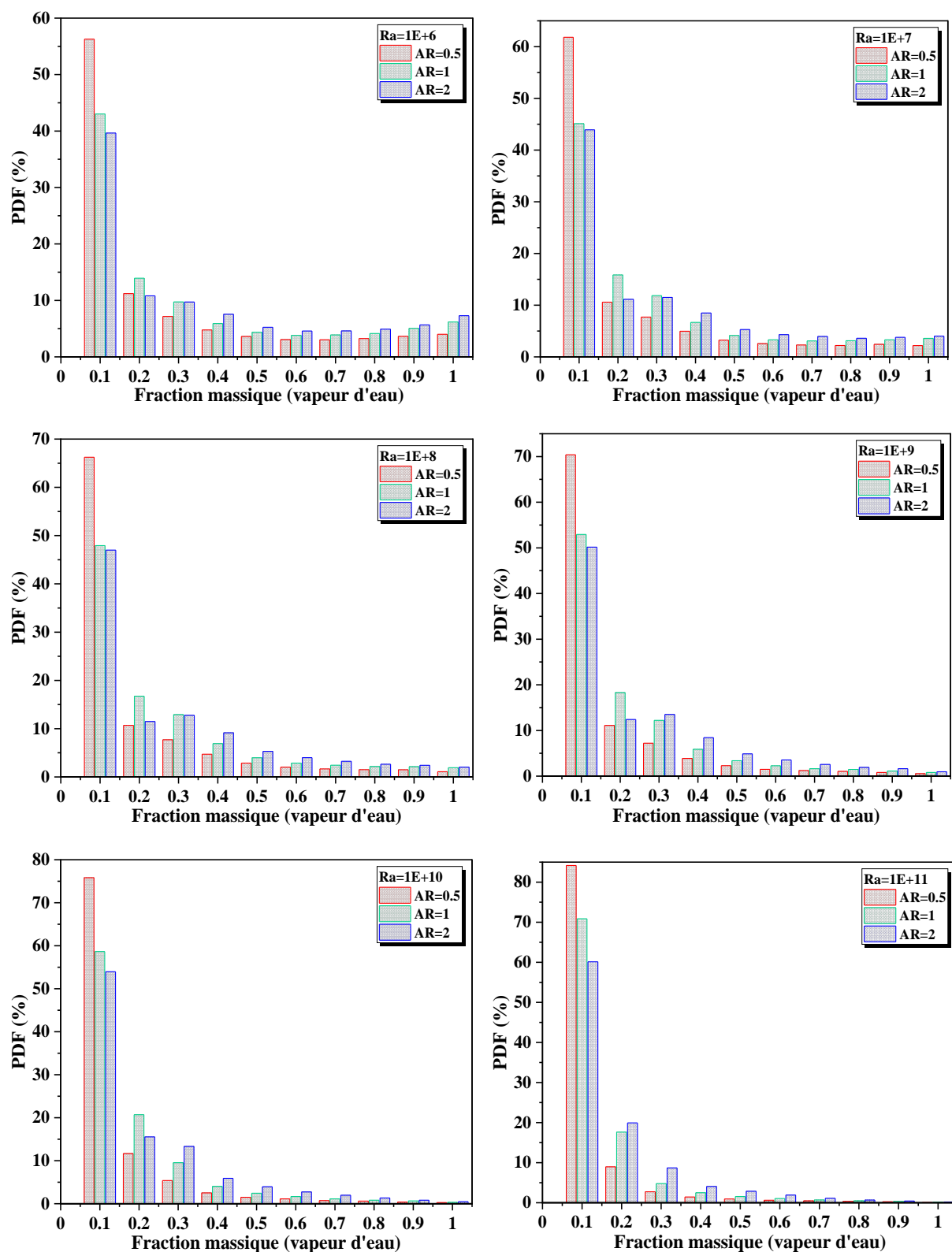


Figure IV.21. La fonction de densité de probabilité PDF (%) en fonction de la fraction massique pour différentes configurations (AR=0.5, 1 et 2) en fixant le nombre de Rayleigh.

Suite de la figure IV.21

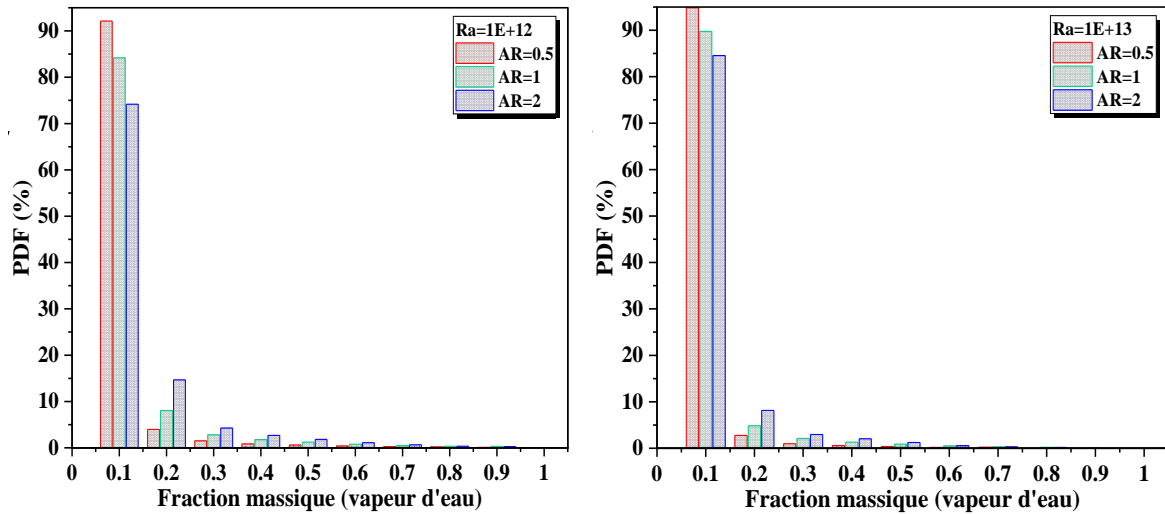


Figure IV.21. La fonction de densité de probabilité PDF (%) en fonction de la fraction massique pour différentes configurations (AR=0.5, 1 et 2) en fixant le nombre de Rayleigh.

IV.5. CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons adopté un modèle pour la simulation numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur au sein d'une cavité carrée fermée à l'aide du code commercial Fluent. Le modèle a été validé pour des travaux numériques et expérimentaux en régime d'écoulement turbulent dans une cavité carrée fermée par rapport aux données disponibles dans la littérature. Les résultats obtenus à l'aide de la simulation numérique, montrent leur excellente concordance avec les données théoriques et expérimentales et ils constituent une bonne validation du modèle élaboré.

Ainsi, l'effet du nombre de Rayleigh et du rapport de forme sur la structure de l'écoulement et du transfert de chaleur a été investigué. Le transfert de masse a été évalué par la fonction de densité de probabilité PDF (%), et celle-ci montre clairement que la configuration AR = 2, donne la meilleure distribution de la fraction massique par rapport à AR = 1 et 0,5, la cartographie de la fonction PDF au niveau des parois verticales présente les valeurs maximales qui correspondent au transfert de masse préféré.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Le but de ce travail, est d'examiner les performances de l'efficacité de transfert de chaleur et de masse pour la convection naturelle à l'intérieur d'une enceinte ouverte.

Le problème de la convection naturelle (thermique et massique) turbulente dans une enceinte ouverte a été numériquement résolu en utilisant le logiciel commercial (CFD Fluent) basé sur la méthode des volumes finis qui est largement utilisée dans le domaine de transfert thermique et mécanique des fluides, lorsqu'il y a un couplage entre les champs de vitesse et de température tel est la convection naturelle.

Après la validation quantitative et qualitative du modèle pour évaluer l'approche que nous avons adoptée, et comparer nos résultats, issus de la simulation numérique, avec ceux de la littérature pour les études numériques et expérimentaux. Le travail a été poursuivi par la simulation du problème de la cavité ouverte à différents rapport d'aspect (AR=0.5, 1 et 2) et large gamme de nombre de Rayleigh (10^6 à 10^{13}).

Pour mieux suivre l'impact du nombre de Rayleigh et du rapport de forme sur la structure de l'écoulement et du transfert de chaleur. La structure de l'écoulement a été présentée sous forme d'isothermes, des lignes de courant et d'isoconcentrations, nous avons aussi tracé les profils de température et des composantes de vitesse au centre de la cavité (pour suivre le développement des champs thermique et hydrodynamique). La variation du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Rayleigh a été présentée. Enfin, Le transfert de masse a été évalué par la fraction massique de vapeur d'eau, et la fonction de densité de probabilité PDF (%).

La résolution du problème à simuler révèle que l'écoulement de la convection naturelle thermique et massique dans une cavité ouverte est pertinemment lié à la fois à la variation du rapport d'aspect et au nombre de Rayleigh :

- ❖ Plus le nombre de Rayleigh augmente, plus l'écoulement du fluide est plus rapide favorisant ainsi un transfert de chaleur meilleur ;

- ❖ L'efficacité du transfert de chaleur pour la convection naturelle d'un air humide à l'intérieur d'enceintes ouvertes est influencée par le nombre de Rayleigh au niveau des parois latérales pour tous les cas de rapport d'aspect. Alors que le transfert de masse diminue, à cause de la vaporisation ;
- ❖ Plus le rapport d'aspect augmente, plus la force de flottabilité augmente, en permettant ainsi une amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité ;
- ❖ Au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh augmente, la visualisation du flux a révélé que la vorticité crée dans chaque enceinte a une intensité plus vigoureuse. La surface d'ouverture a un avantage d'amélioration pour le transfert de masse, tandis que la paroi inférieure était la plus stable pour quelques transferts de masse ;
- ❖ Il a été constaté que pour une valeur élevée du rapport d'aspect, le transfert de masse est réduit pour la cavité carrée par rapport à l'enceinte préférable. De plus, les taux le plus élevés du nombre de Rayleigh ont plus d'effets pour augmenter le taux d'amélioration thermique et diminuer la fraction massique de la vapeur.

En conséquence, les performances de transfert thermique et massique de l'air humide pour $AR=2$, sont plus importantes par rapport aux autres configurations.

Comme perspectives, cette étude peut désormais s'étendre sur l'analyse des transferts de masse et de chaleur dans une cavité tridimensionnelle, et ce ;

- ◆ Etudier le même problème expérimentalement pour différentes géométries ;
- ◆ Considérer le même travail pour différents emplacements d'entrée et de sortie ;
- ◆ En tenant compte de couplage convection–Rayonnement ;
- ◆ Ou encore, avec d'autres géométries plus complexes ;
- ◆ En y rajoutant des chicanes ;
- ◆ En utilisant des parois modifiées;
- ◆ Considérer le même travail pour la magnétohydrodynamique (MHD).

Ces considérations présentent sans doute une étude intéressante pour compléter notre étude.

REFERENCES

A

- Abidi. A and M. N. Borjini (2020).** Effects of microstructure on three-dimensional double diffusive natural convection flow of micropolar fluid. *Heat Transfer Engineering*, vol. 41 (4).
- Adjlout. L, O. Imine, A. Azzi, and M. Belkadi (2002).** Laminar natural convection in an inclined cavity with a wavy wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45, 2141-2152.
- Ahmed Zineddine. D.** Cours des équations de Navier – Stokes, pp. 1-84 (2012 – 2013). Université d’Oran 2.
- Akrour. D (2000).** Effet d’hystérésis en convection thermosolutale avec des gradients croisés: Etang de stockage. *Rev. Energ. Ren*, vol. 3, pp. 39- 47.
- Akrour. D, M. Betrouni, D. Kalache, S. Hamaili and N. Chabane-Chaouche (2000).** Etude instationnaire d’écoulement en double diffusion avec gradient opposé en température et en concentration. *Rev. Energ. Ren*, pp. 99-104.
- Al-Kouza. W, B. Khalid, B. Saleem and A. Chamkha (2020).** Numerical investigation of rarefied gaseous flows in an oblique wavy sided walls square cavity. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 116, 104719.
- Altaç. Z and N. Ugurlubilek (2016).** Assessment of turbulence models in natural convection from two- and three-dimensional rectangular enclosures. *International Journal of Thermal Sciences*, 107, 237-246.
- Alvarado-Juárez. R, G. Álvarez, J. Xamán and I. Hernández-López (2015).** Numerical study of conjugate heat and mass transfer in a solar still device. *Desalination*. 325, pp. 84-94.
- Ampofo. F. and T. G. Karayiannis (2003).** Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46, 3551–3572.
- Anil L. S. and C. Reji (2009).** Numerical prediction of natural convection in vented cavities using restricted domain approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 724–734.

- Aou-nallah. M, Y. Addad, S. Benhamadouche, O. Imine, L. Adjlout and D. Laurence (2007).** Numerical investigation of turbulent natural convection in an inclined square cavity with a hot wavy wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50, pp. 1683–1693.
- Arbin. N and I. Hashim (2014).** Partial heating and partial salting on double-diffusive convection in an open cavity. *AIP Conference Proceedings*, 1614, pp. 891-897.

B

- Bairi. A. (2008).** Nusselt–Rayleigh correlations for design of industrial elements: Experimental and numerical investigation of natural convection in tilted square air filled enclosures. *Energy Conversion and Management*, 49, pp. 771–782.
- Barakos. G., E. Mitsoulis (1994).** Natural convection flow in a square cavity revisited: laminar and turbulent models with wall functions. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 18, 695-719.
- Barletta. A., E. Nobile, F. Pinto, E. R. Schio and E. Zanchini (2006).** Natural convection in a 2D-cavity with vertical isothermal walls: Cross-validation of two numerical solutions. *International Journal of Thermal Sciences*. 45, pp. 917–922.
- Béghein. C., F. Haghghat and F. Allard (1992).** Numerical study of double diffusive natural convection in a square cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35, pp. 833-846.
- Bello-Ochende. F. L (1988).** A heat function formulation for thermal convection in square cavity. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 15, pp. 193-202.
- Benchabi. R and A. Lanani (2017).** Two-Dimensional numerical simulation of natural convection in a square cavity. *MECHANIKA*, vol. 23(4): 545-551.
- Benissaad. S., M. Afrid and Z. Nemouchi (2007).** Simulation tridimensionnelle de la convection naturelle à double diffusion dans le cas opposant. *Sciences and Technology*, vol. 25, pp. 37-47.
- Bennacer. R and D. Gobin (1996).** Cooperating thermosolutal convection in enclosures. Scale analysis and mass transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 39(13), pp. 2671-2681.

- Ben Yedder. R and E. Bilgen (1995).** Turbulent natural convection and conduction in enclosures bounded by a massive wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38; 1879–91.
- Bilgen. E and H. Oztop (2005).** Natural convection heat transfer in partially open inclined square cavities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, pp.1470-1479.
- Boussinesq. J.** Essai sur la théorie des eaux courantes, 1877.djvu, Paris.
-
-

C

- Chan. Y. L and C. L. Tien (1985).** A numerical study of two-dimemional natural convection in square open cavities. *Numerical Heat Transfer*, vol. 8, pp. 65-80.
- Chan. Y. L and C. L. Tien (1986).** Laminar natural convection in shallow open cavities. *Journal of Heat Transfer*, 108, pp. 305-309.
- Choudhary. R, A. Saini¹ and S. Subudhi (2019).** Oberbeck-Boussinesq approximations and geometrical confinement effects of free convection in open cavity. *Journal of Heat Transfer*, 55, pages; 2095–2102.
- Corcione. M (2003).** Effects of the thermal boundary conditions at the sidewalls upon natural convection in rectangular enclosures heated from below and cooled from above. *International Journal of Thermal Sciences*, 42, 199–208.
- Costa.V. A. F (1997).** Double diffusive natural convection in a square enclosure with heat and mass diffusive walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 40, pp. 4061-4071.
-
-

D

- Dalal. M and K. Das (2005).** Laminar natural convection in an inclined complicated cavity with spatially variable wall temperature. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, 2986-3007.
- Das. P. K and S. Mahmud (2003).** Numerical investigation of natural convection inside a wavy enclosure. *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 42, pp. 397 – 406.
- De Vahl Davis. G (1983).** Natural convection of air in a square cavity: A bench mark solution. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 3, pp. 249-264.
-

Djatout. A, Douha. M, Hami. O and B. Mebarki (2010). Etude de la convection naturelle en régime laminaire dans une cavité carrée inclinée d'un angle α . *Journal of Scientific Research*, vol.1 N°0.

E

El-Gendi. M (2018). Numerical simulation of unsteady natural convection flow inside a pattern of connected open square cavities. *International Journal of Thermal Sciences*, 127, 373–383.

El-Gendi. M (2018). Transient turbulent simulation of natural convection flows induced by a room heater. *International Journal of Thermal Sciences*, 125, pp. 369–380.

El-Gendi. M. M. and A. A. Abd-Allah (2017). Numerical simulation of natural convection using unsteady compressible Navier-Stokes equations. *International Journal of Numerical Methods in Heat and Fluid Flow*. 27, pp. 2508–2527.

Elsayed. M. M and W. Chakroun (1999). Effect of aperture geometry on heat transfer in tilted partially open cavities. *Journal of Heat Transfer*, 121(4); 819-827.

F

Frederick. R. L (1999). On the aspect ratio for which the heat transfer in differentially heated cavities is maximum. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 26 (4), pp. 549–558.

Fusegi. T, J. M. Hyun and K. Kuwahara (1991). Transient three-dimensional natural convection in a differentially heated cubical enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34, 6, pp.1543-1557.

H

Hasan. M. N, Suvash C. Saha and Y.T. Gu (2012). Unsteady natural convection within a differentially heated enclosure of sinusoidal corrugated side walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, pp. 5696–5708.

Hasnaoui. M, E. Bilgen and P. Vasseur (1992). Natural Convection Heat Transfer In Rectangular Cavities Partially Heated From Below. *Journal Thermophysics and Heat Transfer*, 6, pp. 255-264.

- Heindel. T. J, S. Ramadhyani and F. P. Incropera (1994). Assessment of turbulence models for natural convection in an enclosure. *Numerical Heat Transfer*, Part B, 26: 147-172.
- Henkes. R. A. W. M. and C. J. Hoogendoorn (1994). Scaling of the turbulent natural convection in a heated square cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 116(2), pp. 400-408.
- Hernández-lópez. I, J. Xamán, G. Álvarez, Y. Chávez and J. Arce (2016). Analysis of laminar and turbulent natural, mixed and forced convection in cavities by heatlines. *Arch. Mech.* 68, 1, pp. 27–53.
- Hess. C. F and R. H. Henze (1984). Experimental investigation of natural convection losses from open cavities. *Journal of Heat Transfer*, 106, pp. 333–338.
- Hu. J. T, X. H. Ren, D. Liu, F. Y. Zhao and H. Q. Wang (2017). Natural convective heat and moisture transfer in an inclined building enclosure with one slender wall of finite thickness: Analytical investigation and non-unique steady flow solutions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 104, pp. 1160-1176.

I

- Iyi. D and R. Hasan (2019). Numerical investigation of the effect of moisture on buoyancy-driven low turbulence flow in an enclosed cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 136, pp. 543-554.

J

- Jang. J. H, W. M. Yan and H. C. Liu (2003). Natural convection heat and mass transfer along a vertical wavy surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp. 1075-1083
- Jeng. D. Z, C. S. Yang and C. Gau (2009). Experimental and numerical study of transient natural convection due to mass transfer in inclined enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 181-192.
- Jiang. N, E. Studer and B. Podvin (2020). Physical modeling of simultaneous heat and mass transfer: species interdiffusion, Soret effect and Dufour effect. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 156, 119758.
- Josephs. K. K, G. W. Gachigua and F. K. Gatheri (2018). A numerical investigation of turbulent natural convection in a 3-D cavity using the k- ω SST model and the

SIMPLEC method. *International Journal of Engineering Sciences and Research Technology*. DOI: 10.5281/zenodo.1135410.

K

- Kamotani, Y., L. W. Wang, S. Ostrach and H. D. Jiang (1985)**. Experimental study of natural convection in shallow enclosures with horizontal temperature and concentration gradients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 28, pp. 165-173.
- Karatas, H and T. Derbentli (2019)**. Natural convection in differentially heated rectangular cavities with time periodic boundary condition on one side. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.129(2) ,pp. 224-237.
- Keshtkar, M, M. Eslami and K. Jafarpur (2020)**. A novel procedure for transient CFD modeling of basin solar stills: Coupling of species and energy equations. *Desalination*, 481,114350.
- Koufi, L, Y. Cherif, Z. Younsi and H. Naji (2019)**. Double-diffusive natural convection in a mixture filled cavity with walls; Opposite temperatures and concentrations. *Heat Transfer Engineering*, 40, 15.
- Koufi, L, Z. Younsi, Y. Cherif and H. Naji (2017)**. Numerical investigation of turbulent mixed convection in an open cavity: Effect of inlet and outlet openings. *International Journal of Thermal Sciences*, 116, 103-117.
- Kumar, R, J. Behera and P. K. Jena (2018)**. Study on effects of slots on natural convection in a rectangular cavity using CFD. *Numerical HeatTransfer and Fluid Flow*, <https://doi.org/10.1007/978-981-13-1903-7-41>.
- Kushawaha, D, S. Yadav and D. K. Singh (2020)**. Thermo-solute natural convection with heat and mass lines in a uniformly heated and soluted rectangular enclosure for low Prandtl number fluids. *International Journal of Thermal Sciences*, 148, 106-160.
- Kuznetsov, G. V. and M. A. Sheremet (2011)**. A numerical simulation of double-diffusive conjugate natural convection in an enclosure. *International Journal of Thermal Sciences*, 50, 1878-1886.
-
-

L

- Laguerre, O, D. Remy and D. Flick (2009)**. Air flow, heat and moisture transfers by natural convection in a refrigerating cavity. *Journal of Food Engineering*, 91 (2), 197-210.
-

- Laguerre. O, S. Benamara and D. Flick (2010).** Numerical simulation of simultaneous heat and moisture transfer in a domestic refrigerator. *International Journal of Refrigeration*, 33 (7), 1425-1433.
- Lee. J. W and J. M. Hyun (1991).** Time-dependent double diffusive in a stably stratified fluid under lateral heating. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34 (9), pp. 2409-2421.
- Lee. J. W and J. M. Hyun (1990).** Double diffusive convection in a rectangle with opposing horizontal temperature and concentration gradients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 33(8), pp. 1619-1632.
- Lee. J. W and J. M. Hyun (1990).** Double diffusive convection in a rectangle with cooperating horizontal temperature and concentration gradients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 33(8), pp. 1605-1617.

M

- Mahmud. S, P. K. Das, N. Hyder and I. Akms (2002).** Free convection heat transfer in an enclosure with vertical wavy walls. *International Journal of Thermal Sciences*, 41, 440–446.
- Mamun. M. A. H, W. H. Leong, K. G. T. Hollands, D. A. Johnson (2003).** Cubical-cavity natural convection benchmark experiments: an extension. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.46, pp. 3655–3660.
- Markatos. N. C and K. A. Pericleous (1984).** Laminar and turbulent natural convection in an enclosed cavity. *International Journal of Heat Transfer*, 27, pp. 755-772.
- Maytorena. V. M, A. Piña-Ortiz and J. F. Hinojosa (2015).** Experimental and numerical study of turbulent natural convection in an open cubic cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, pp. 1205–1217.
- Mergui. S. (1993).** Caractérisation expérimentale des écoulements d'air de convection naturelle et mixte dans une cavité fermée. *Thèse de doctorat* (Université de Poitiers).
- Mergui. S and F. Penot (1996).** Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée: investigation expérimentale at $Ra = 1,69 \times 10^9$. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39 (3); 563-574.

- Miyamoto. M, T. H. Kuehn, J. Goldstein and Y. Katoh (1989). Two dimensional laminar natural convection heat transfer from a fully or partially open square cavity. *Numerical Heat Transfer, A* ;15, pp. 411–430.
- Mohamad. A (1995). Natural convection in open cavities and slots. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 27:705-716.
- Mohammed. A. A. and A. S. Dawood (2015). Numerical investigation of unsteady mixed convection heat transfer in ventilated enclosure with different aspect ratio. *Al-Rafidain Engineering*, vol. 23 N° : 4.
- Muthamilselvan. M, K. Periyadurai and D. H. Doh (2017). Impact of non-uniform heated plate on double-diffusive natural convection of micropolar fluid in a square cavity with Soret and Dufour effects. *Advanced Powder Technology*, 29(1), 66-77.
- Nikbakhti. R. and A. B. Rahimi (2012). Double-diffusive natural convection in a rectangular cavity with partially thermally active side walls. *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*, 43 (4), 535-541.

O

- Olazo-Gomez .Y, J. Xaman, M. Gijon-Rivera, F. Noh-Pat, E. Sima and Y. Chavez (2020). Mathematical modelling of conjugate laminar and turbulent heat transfer in a cavity: Effect of a vertical glazed wall. *International Journal of Thermal Sciences*, 152, 106310.
- Oztop. H. F, I. Dagtekin and A. Bahloul (2004). Comparison of position of a heated thin plate located in a cavity for natural convection. *International Communications In Heat And Mass Transfer*, Vol. 31, No. 1, pp. 121-132.

P

- Padet. J. Fluides en écoulement Méthodes et modèles, *Seconde édition revue et augmentée*, pp.115-165 (10/1990).Université de Reims.
- Polat. O. and E. Bilgen (2002). Laminar natural convection in inclined open shallow cavities. *International Journal of Thermal Sciences*, 41, 360–368.
- Poling. B. E, J. M. Prausnitz and J. P. O’Connell (2001).The properties of gases and liquids. 5th ed. New York: Mc. Graw-Hill.

- Prakash. M, S.B. Kedare and J.K. Nayak (2012).** Numerical study of natural convection loss from open cavities. *International Journal of Thermal Sciences*, 51, 23-30.
- Prasopchingchana. U, W. Pirompugd, P. Laipradit and K. Boonlong (2013).** Numerical study of natural convection of air in an inclined square enclosure. *International Journal Materials, Mechanics and Manufacturing*, 1, 2.

R

- Rahmani. K, A. Bentebbiche and B. Draoui (2013).** Numerical investigation of turbulent natural convection for a cavity having sinusoidal protuberances on a vertical wall. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, vol. 6, No. 4, pp. 491-499.
- Rebhi. M, A. Belkacem, A. Touhami and K. Bouhadedf (2005).** Simulation numérique de la convection naturelle dans une cavité a fond sinusoïdal, *12èmes Journées Internationales de Thermique*, Tanger, Maroc.
- Rodríguez Muñoz. N. A, J. F. H. Palafox and K. Kohlhof (2011).** Numerical study of heat transfer by free and forced convection in a ventilated cavity. *Sustainability in Energy and Buildings*, SIST. 7, pp. 91–99.

S

- Salat. J, S. Xin, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot and P. Le Quéré (2004).** Experimental and numerical investigation of turbulent natural convection in a large air-filled cavity. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 824–832.
- Saleem. K. B, L. Koufi, A. K. Alshara and L. Kolsi (2020).** Double-diffusive natural convection in a solar distiller with external fluid stream cooling. *International Journal Mechanical Sciences*, 181, 105728.
- Serrano-Arellano. J. and M. Gijón-Rivera (2014).** Conjugate heat and mass transfer by natural convection in a square cavity filled with a mixture of Air–CO₂. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 70, 103-113.
- Serrano-Arellano. J, J. Xamán, G. Álvarez and M. Gijón-Rivera (2013).** Heat and mass transfer by natural convection in a square cavity filled with a mixture of Air–CO₂. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 64, 725-734.

- Séveléder. V. and J. P. Petit (1989).** Flow structures induced by opposing forces in double diffusion natural convection in a cavity. *Numerical Heat and mass Transfer Part A*, vol. 15, pp. 431-444.
- Sezai. I and A. A. Mohamad (2000).** Double diffusive convection in a cubic enclosure with opposing temperature and concentration gradient. *Physics of Fluids*, vol. 12, pp. 2210-2223.
- Sezai. I and A. A. Mohamad (1998).** Three-dimensional simulation of natural convection in cavities with side opening. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, vol 8(7), pp. 800-813(14).
- Sharma. A, K. Velusamy and C. Balaji (2007).** Turbulent natural convection in an enclosure with localized heating from below. *International Journal Thermal sciences*, vol.46, pp. 1232-1241.
- Sheard. G. J and M. P. King (2011).** Horizontal convection: Effect of aspect ratio on Rayleigh number scaling and stability. *Applied Mathematical Modeling*, 35, 1647–1655.
- Skok. H, S. Ramadhyani and R. J. Choenhals (1991).** Natural convection in side-facing open cavity. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 12: 36-45.
- Slimani. A, M. Rebhi, A. Belkacem and K. Bouhadeb (2007).** Natural convection in a horizontal wavy enclosure. *Journal of Applied Sciences*, 7(3), pp. 334 – 341.
- Stewart. M. J and F. Weinberg (1972).** Fluid flow in liquid metals. *Theoretical analysis Journal Crystal Growth*, vol. 12, pp. 217-227.
- Sun. H, G. Lauriat and X. Nicolas (2011).** Natural convection and wall condensation or evaporation in humid air-filled cavities subjected to wall temperature variations. *International Journal of Thermal Sciences*, 50 (5), 663-679.

T

- Terrell Jr. W and T. A. Newell (2007).** Experimental techniques for determining heat and mass transfer due to condensation of humid air in cooled, open cavities. *Applied Thermal Engineering*, 27, 1574-1584.
- Tian Y. S and T. G. Karayiannis (2000).** Low turbulence natural convection in an air filled square cavity, Part II: The turbulence quantities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43, pp. 867-884.

- Tian Y. S and T. G. Karayiannis (2000).** Low turbulence natural convection in an air filled square cavity, Part I: The thermal and fluid flow fields. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43, pp. 849-866.
- Trevisan. O. V. and A. Bejan (1987).** Combined heat and mass transfer by natural convection in a vertical enclosure. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 104–112.
- Trias. F. X, A. Gorobets, M. Soria and A. Oliva (2010).** Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part I: Numerical methods and time-averaged flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53, 674-683.
- Trias. F. X, A. Gorobets, M. Soria and A. Oliva (2010).** Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part II: Heat transfer and flow dynamics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53, 665-673.
- Trias. F. X, M. Soria, A. Oliva and C. D. Pérez-Segarra (2007).** Direct numerical simulations of two- and three-dimensional turbulent natural convection flows in a differentially heated cavity of aspect ratio 4. *Journal of Fluid Mechanics*, 586, 259–293.

V

- Valencia. A. and R. L. Frederick (1989).** Heat transfer in square cavities with partially active vertical walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 32, pp. 1567-1574.
- Varol. Y, M. Hakan and F. Oztop (2006).** Free convection in a shallow wavy enclosure. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 33; 764-771.
- Vasiliev. A, A. Sukhanovski, P. Frick, A. Budnikov, V. Fomichev, M. Bolshukhin and R. Romanov (2016).** High Rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 102, 201–212.

W

- Wang. Q, W. Li, Z. Chen and D. J. Kukulka (2019).** Numerical analysis on natural convection in various enclosures. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*.
<https://doi.org/10.1080/10407782.2019.1701347>

Wang. Z, Z. Zhou and M. Yang (2020). Double diffusive natural convection in an open cavity under the Soret and Dufour effects. *Frontiers in Heat and Mass Transfer (FHMT)*, 14, 13.

X

Xamán. J, A. Ortiz, G. Álvarez and Y. Chávez (2011). Effect of a contaminant source (CO₂) on the air quality in a ventilated room. *Energy*, 36, 3302-3318.

Xin. S and P. Le Quéré (1995). Direct numerical simulations of two-dimensional chaotic natural convection in a differentially heated cavity of aspect ratio 4, *Journal Fluid Mechanics*, 304-1, 87-118

Z

Zamora. B and A. S. Kaiser (2012). Influence of the variable thermophysical properties on the turbulent buoyancy-driven air flow inside open square cavities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, pp. 35–53.

Zemani. F, A. S. Bendehina and M. Boussoufi (2014). Numerical investigation of natural convection in air filled cubical enclosure with hot wavy surface and partial partitions. *Procedia Computer Science*, 32, pp. 622 – 630.

Zhao. F. Y, D. Liu and G. F. Tang (2007). Application issues of the streamline, heatline and massline for conjugate heat and mass transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, nos. 1-2, pp. 320-334.

Zhou. L, S.W. Armfield, N. Williamson, M.P. Kirkpatrick, W. Lin.(2020). Natural convection in a cavity with time-varying thermal forcing on a sidewall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.150, 119234.