Centre Universitaire De Naama SALHI Ahmed

Département Science et Technologie

Projet de fin d'étude de master

Etude du chauffage passif dans une cavité par convection naturelle

Réalisé par :

MORSLI Abderrahmane
HASHAS Aymane

Encadré par :

Mr. MDJAHED Driss

Promotion 2019/2020

ETUDE DE CHAUFFAGE PASSIF DANS UNE CAVITE CARREE PAR CONVECTION NATURELLE

Juil 2020

Remerciement

Je remercie tout d'abord Dieu le tout puissant qui nous éclaire le bon chemin

Je tiens tout d'abord remercier en premier lieu mes encadreurs, MDJAHED DRISS ,pour leur soutien scientifique et pour leurs conseils promulgues

J'adresse mes remerciements sincères à tous les membres de jury d'accepter de discuter ce mémoire, et pour le temps qui ont pris l'examiner.

Je remercie tous mes collègues de 2ème Master mécanique énergétique ainsi que tous les enseignants et les responsables.

De´dicace

A   ma chere mère samira bouziane
A mon père abdellah morsli
A tout les gens m aiment : amine azize reyad kada belkacem…

morsli abderrahmane

A mon epouse mohamed amine et a tout mes amis
A mes parènts azzedine hashas et karima et merci pour tout

aymen hashas

Abstract

Heating in the building is essential to establish thermal comfort, it is for this reason that a study of a natural system at a low cost attracts the attention of several researchers recently. The heating of a wall which is in an air room allows us to realize such a system. In this study, we will simulate a simplified model for heating a room in a passive way. Natural convection has been studied in a square cavity. Several parameters were examined and their effects were discussed

Key-words : *Natural convection, Passive heating, Wall TROMBE, NAVIER-STOKS, BOUSSINESQ*

Résumé

Le chauffage dans le bâtiment est primordial pour établir le confort thermique, c'est pour cette raison qu'une étude d'un système naturelle à un cout quasiment faible attire l'attention de plusieurs chercheurs récemment. Le chauffage d'une parois qui se trouve dans un local d'air nous permet de réaliser un tel système. Dans cette étude, on va simuler un modèle simplifie pour réaliser un chauffage d'un local d'une manière passive. La convection naturelle a été étudié dans une cavité carrée. Plusieurs paramètres ont été examinés et leurs effets ont été discutés

Mots-clés :*Convection naturelle, Chauffage passif,Mur TROMBE, NAVIER-STOKS, BOUSSINESQ*

ملخص

يعد التسخين في المبنى ضروريًا لتوفير الراحة الحرارية ، ولهذا السبب فإن دراسة النظام الطبيعي بتكلفة منخفضة تقريبًا تجذب انتباه العديد من الباحثين مؤخرًا. يتيح لنا تسخين الجدار الموجود في غرفة الهواء تحقيق مثل هذا النظام. في هذه الدراسة ، سنقوم بمحاكاة نموذج مبسط لتحقيق التسخين في الفضاء بطريقة سلبية. تم دراسة الحمل الحراري الطبيعي في تجويف مربع. تم فحص العديد من المعلمات ونوقشت آثارها

الكلمات الرئيسية: الحمل الحراري الطبيعي ، التسخين السلبي ، الجدار المربوط ، NAVIER-STOKS ،BOUSSINESQ

Table des matières

Table des figures

Symbols et Abbreviations

Symbols

C_p	:	Chaleur spécifique (J/kg K)
g	:	Accélération de la pesanteur (m/s2)
p	:	Pression dimensionnelle (Pa)
u, v	:	Composantes des vitesses (m/s)
T	:	Température dimensionnelle (c)
x, y	:	Coordonnées d'espace dimensionnelles (m)
ρ	:	Masse volumique (kg/m3)
a	:	Diffusivité thermique(m2/s)
ν	:	Viscosité cinématique (m2/s)
μ	:	Viscosité dynamique (kg m-1 s-1)
β	:	Coefficient d'expansion thermique à pression constante(1/K)
ΔT	:	Différence de température [C]
φ	:	Variable dépendante générale
$()^*$	:	Valeur estimée
$()'$	:	Valeur corrigée
$()_e, ()_w, ()_n, ()_s$	:	Évalué sur la face correspondante du volume de contrôle entourant le po
$()_E, ()_W, ()_N, ()_S$	:	Évalué sur le point correspondant entourant le point P.

Plan du Mémoire

Dans le deuxième chapitre, on a présenté les différents equation qui gouverne l'écoulement du fluide. Des hypothèses simplificatrice sont considérées. Une adimensionnalisation des equations est faite a fin d'obtenir un modèle représentatif pour une gamme plus large des cas.

Dans le troisième chapitre, on a présenté les méthode et les schémas numériques utilisées pour la résolution des équations présentés dans le premier chapitre

Dans le quatrième chapitre, on a présenté le logiciel de calcule (Fluent), la description de problème étudie et les différents paramétrés utilisés

Dans le cinquième chapitre, on a présente les résultats obtenues pour les différents paramétrés étudiés avec les remarques et les discussions nécessaires.

En fin, une conclusion générale est tirée dans le dernier chapitre avec des perspectives qu'on va les étudier dans les prochains études

Chapitre I

CONVECTION NATURELLE ET CHAUFFAGE PASSIF

Contents

1 Introduction

Le confort thermique dans les bâtiment est un sujet très important dans la vie humaine. Il fait l'objet de plusieurs recherches. Actuellement, en peut assurer ce confort via plusieurs moyennes technologiques, qui peuvent être couteuses. Une orientation vers des techniques simples, économiques et non polluantes avec un rendement relativement élevé tient une spéciale attention. Dans ce contexte le chauffage passif (par convection naturelle)tient une grande importance dans les cotés énergétiques et économiques des bâtiments

2 Notions générales

2.1 Convection naturelle

En convection naturelle, le mouvement du fluide se produit par des moyens naturels tels que la flottabilité. La vitesse du fluide associée à la convection naturelle étant relativement faible, le coefficient de transfert de chaleur rencontré en convection naturelle est également faible[1].

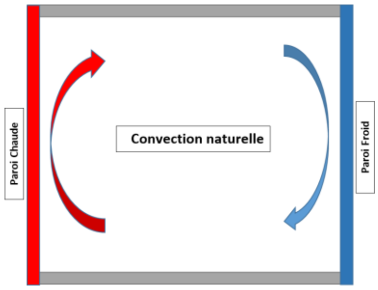


FIGURE I.1 – *Convection naturelle*

2.2 Mécanismes de convection naturelle

Considérons un objet chaud exposé à l'air froid. La température de l'extérieur de l'objet chute (en raison du transfert de chaleur avec l'air froid) et de la température de l'air adjacent à l'objet va augmenter. Par conséquent, l'objet est entouré d'une fine couche d'air plus chaud et la chaleur sera transférée de cette couche aux couches extérieures de l'air. La température de l'air adjacent à l'objet chaud est plus élevée, donc sa densité est plus basse. Comme En conséquence, l'air chauffé monte.
Ce mouvement s'appelle le courant de convection naturel. Remarque qu'en l'absence de ce mouvement, le transfert de chaleur se ferait uniquement par conduction et son taux serait beaucoup plus bas[1].

2.3 Chauffage passif

Le chauffage solaire passif consiste a Utiliser au mieux l'énergie du rayonnement solaire entrant dans le bâtiment, ces apports solaires dépendent de l'ensoleillement local, de l'orientation des surfaces insolées, de l'ombrage permanent et des caractéristiques de transmission et d'absorption solaire de ces surfaces. Ils peuvent apporter des besoins en chauffage du bâtiment, voire la totalité pour un bâtiment bien conçu si le climat est adéquat ; cette part est non négligeable en climat tempéré ; elle atteint 10% des besoins d'un bâtiment courant ; mais elle peut dépasser 50% dans les bâtiments bien conçus. Le chauffage solaire passif peut évidemment assurer entièrement les besoins en chauffage en climat clément. De plus, les caractéristiques du bâtiment nécessaires à l'utilisation optimale des gains solaires en font un bâtiment confortable été comme hiver, caractérisé par une grande ouverture sur l'extérieur.

Ce mode de faire présente de nombreux avantages, en particulier la source d'énergie et gratuite, renouvelable et non polluante. Pour une efficacité optimale, il convient de suivre les quelques mesures architecturales et constructives simples[2].

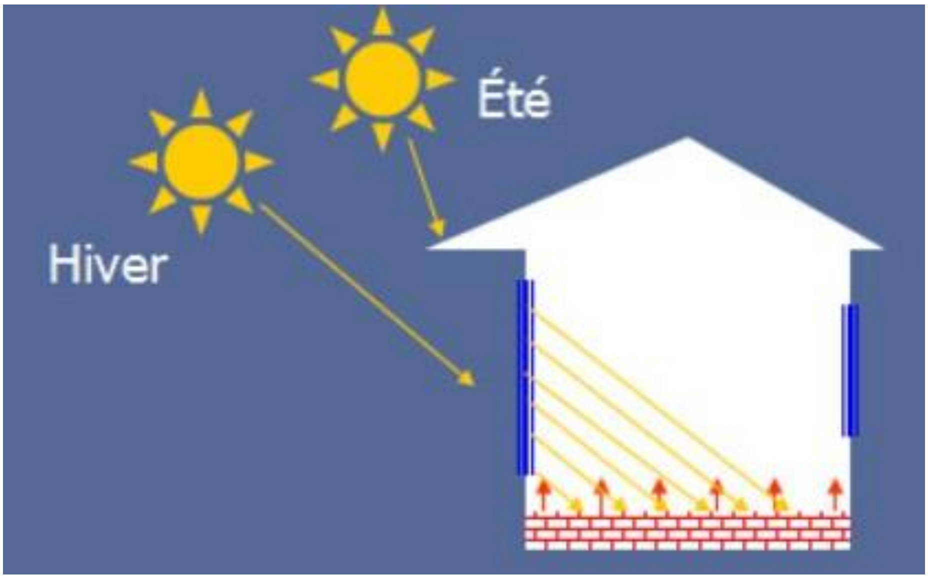


FIGURE I.2 – *Chauffage passif*

2.4 Mur Trombe

2.4.1 Le fonctionnement d'un mur Trombe

Le mur Trombe, mis au point par l'ingénieur Félix Trombe dans sa maison à Odeillo (Pyrénées-Orientales) en 1962, est connu comme système de chauffage solaire en hiver ne compromettant pas le confort thermique en été. Il s'agit d'une variante des murs capteurs accumulateurs.

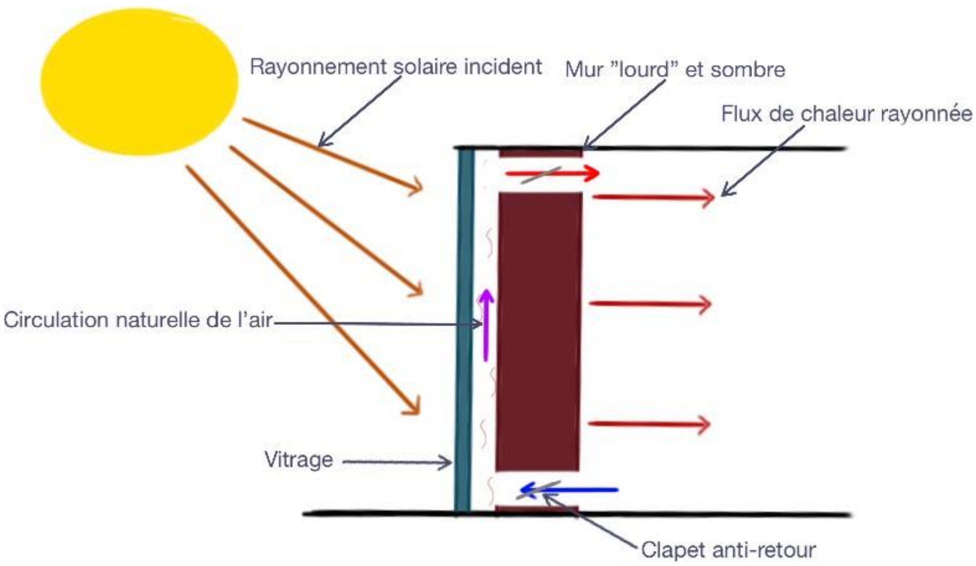


FIGURE I.3 – *Mur trombe*

2.4.2 Le principe des murs capteurs accumulateurs

Les murs capteurs accumulateurs, qui sont en général des portions de mur orienté au Sud, sont composés d'une vitre placée devant un élément de maçonnerie lourde (mur en brique ou en béton) de couleur sombre. La vitre permet de capter et amplifier le rayonnement solaire, sur le même principe qu'une serre. Cette énergie thermique pourra ensuite chauffer le mur placé à l'intérieur. Comme il s'agit d'un mur "lourd" et de couleur sombre, la chaleur sera absorbée, accumulée puis rayonnée à l'intérieur du bâtiment avec un certain déphasage qui dépend de la nature du mur [3].

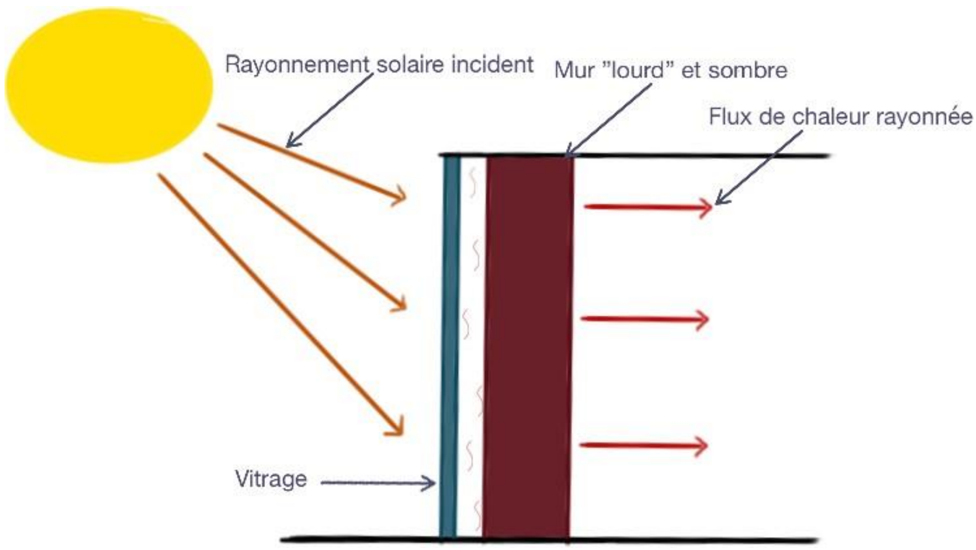


FIGURE I.4 – *Mur capteur*

3 Bibliographie

Les dispositifs Mur Trombe ont fait l'objet de nombreuses études en climat tempéré et ont prouvé leur efficacité en tant que système de chauffage passif . les murs capteurs stockeurs s'avèrent pouvoir améliorer notablement les conditions de confort En utilisant des sorties spécifiques (débits enthalpiques, apports par conduction, indices de confort, ...), une analyse de l'efficacité du dispositif est menée et démontre les avantages de ce mode de chauffage passif et **peu onéreux** (Boyer et al [4]).

La réduction de la consommation des bâtiments passe par : l'économie d'énergie, l'efficacité énergétique et le recours aux énergies renouvelables notamment pour la production d'électricité. Dans ce contexte, Christophe [5] a fait une étude expérimentale de la convection naturelle en canal vertical à flux de chaleur imposé.

Hami et al [6] ont étudié la modélisation de la convection naturelle en régime laminaire dans un local chauffé par la technique d'un mur Trombe ventilé. adaptait au site de la ville de Béchar (sud oust de l'Algérie), d'une journée type d'hiver.

Vincent Basecq [7] a étudié la Développement d'un mur capteur-stockeur solaire pour le chauffage des bâtiments à très basse consommation d'énergie.

Sarris et al [8] ont fait une étude pour mieux comprendre certain notions sur la convection naturelle dans les réservoirs rectangulaires chauffés localement en bas.

BOUALI et al [9] ont étudié Les effets provoqués par le transfert thermique radiatif sur la distribution de température, l'écoulement d'air et le transfert de chaleur dans une serre contenant un bloc solide carré, isotherme et chaud.

Stéphane et Bruno [10] ont étudié un bâtiment constitué de deux maisons individuelles mitoyennes, répondant au standard allemand "Passivhaus ", qui a été réalisé en 2007 à Formerie (Oise). Ce bâtiment a été modélisé et son comportement thermique simulé à l'aide du Logiciel de simulation dynamique des bâtiments COMFIE.

Bennacer et al [11] ont étudié la convection naturelle Thermosolutale dans une Cavité Poreuse Anisotrope (Formulation de Darcy-Brinkman). Ils ont présenté une étude numérique et analytique concernant le transfert combiné de chaleur et de masse dans un milieu poreux. Ce milieu est globalement homogène et présente une anisotropie thermique. Les simulations numériques sont présentées pour une cavité carrée en faisant varier une large gamme de paramètres.

Draoui et al [12] ont présenté l'étude de la convection naturelle en régime laminaire transitoire à l'intérieur d'une serre tunnel chauffée par le bas (flux) non cultivée.

Manar et al [13] ont fait une étude numérique sur la convection thermosolutale en phase fluide d'une cavité de croissance cristalline de type Bridgman verticale. Le but était d'étudier numériquement la convection naturelle au sein d'une cavité carrée avec chauffage et refroidissement variables.

ZOUIRI et al [14] ont fait une étude Convection naturelle au sein d'une cavité carrée, ils ont traité l'analyse numérique de la convection naturelle laminaire au sein d'une cavité carrée dont les parois verticales sont maintenues à une température constant, Ils ont pris une enceinte fermé avec deux parois horizontales qui sont isolées thermiquement , à l'exception d'une fraction occupant 20% à 80% de la surface inférieure de l'enceinte et centrée par rapport à celle-ci, qui est maintenue à une température constante et uniforme , supérieure à celle des parois latérales (chaude) et ce, grâce à une source de chaleur placée en contact de cette paroi.

Durastanti et al [15] ont intéressé dans leur étude à la convection naturelle en régime stationnaire dans une cavité carrée, pour laquelle l'influence du nombre de Rayleigh est déterminante.

Valencia A., Frederick R.L.,[16] ont présenté une étude numérique sur la convection naturelle de l'air dans des cavités carrées avec des parois verticales à moitié adiabatiques, pour des nombres de Rayleigh entre 10^3et 10^7. Ce problème est relié aux applications solaires et au refroidissement des composants électroniques.

Btissam et al [17] ont étudié numériquement la convection naturelle laminaire dans une enceinte carrée soumise à différents modes de chauffage par les côtés. La température de la paroi chauffée varie de façon sinusoïdale dans le temps

Penot[18] a étudié la modélisation par le calcul numérique des écoulements de convection naturelle qui se développent au sein d'une cavité rectangulaire, chauffée à température constante et ouverte sur une de ses faces.

Hendro Tjahajono [19] a présenté un étude sur la convection naturelle dans une conduite horizontale chauffée a une extrémité.

Imessad et Belhamel [20] qui font une étude technico-économique d'un système de chauffage solaire passif.

Chapitre II

FORMULATION DU PROBLEME

Dans ce chapitre, différents equation qui gouverne l'écoulement du fluide sont présenté. Des hypothèses simplificatrice sont considérées. Une adimensionnalisation des equations est faite a fin d'obtenir un modèle représentatif pour une gamme plus large des cas.

.

Contents

1 introduction

Dans ce chapitre en va étudiée un mode de Transfert de chaleur : la convection combinée avec la diffusion. Ce sont les problèmes dites de convection-diffusion . Les équations régissant l'écoulement sont l'équation de continuité, de mouvement et l'équation d'énergie. Pour une formulation simple du problème, nous avons considéré une approximation de Boussinesq.

2 Équations générales en régime laminaire transitoire

Nous trouvons dans le domaine de mécanique de fluide des nombreuses études et recherches pour étudier la convection naturelle résultant du transfert de chaleur proximité des surfaces chauffé à grande échelle en théorie et en expérimentation. L'écoulement du fluide est gouverné par les equation et les lois de conservation qui sont :

- la Loi de conservation de la masse (equation de continuité)
- Principe de conservation de quantité de mouvement (equation de quantité de mouvement).
- la loi de conservation d'énergie (1^{er} principe de la thermodynamique ; équation d'énergie).

Dans le cas laminaire , les problèmes d'écoulement sont contrôlé par l'équation de continuité, l'équation de quantité de mouvement et equation d'énergie . Nous allons dans ce qui suit étudier quelques cas particuliers de l'équation générale de conservation de continuité ,de quantité de mouvement et d'énergie [21].

2.1 Équation de continuité

l'équation de continuité doit traduire et exprime la loi de conservation de la masse dans volume de contrôle.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \qquad \text{(II.1)}$$

2.2 Équation de quantité de mouvement

Le principe de conservation de quantité de mouvement permet d'établir des relation entre les propriété du fluides pendant le mouvement est les causes qui les produisent cela signifie que la taux de variation de quantité de mouvement contenu dans le volume de contrôle est égal à la somme de touts les forces externes qui lui appliqués
Elle exprime mathématique sous la forme suivant :

$$\frac{DV}{Dt}(\rho V) = -\rho \nabla P + \mu \nabla^2 V + \rho F \qquad \text{(II.2)}$$

2.3 Équation d'énergie

Nous arrivons a léquation de la conservation de l'énergie à travers le 1^{er} principe de la thermodynamique .
l'équation est écrite comme suit :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + \upsilon\frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \qquad \text{(II.3)}$$

3 Hypothèse simplificatrices

Pour la formulation mathématique simple des equation régissant le mouvement d'air et le transfert de chaleur a l'interner du local , qui décrit la physique problème, donc adopte les hypothèses suivant :
L'écoulent et le transfert de chaleur son bidimensionnelle ($2D$) et in-stationnaire.
Le fluide est Newtonien et incompressible (l air) .

L'écoulement est laminaire compte tenu des dimension et faibles gradients de température rencontré généralement en thermique des bâtiment Les propriété thermophysique de l'air sont indépndantes des l'air dans le terme de poussée ;ou celle-ci varier linéairement en fonction de latemperature est donné par la relation suivant :

$$\rho = \rho_0 \beta (T - To) \tag{II.4}$$

4 Approximation de Boussinesq

Comme écoulement de la convection naturelle présente un fort couplage entre le champ de la température et celui de la vitesse, les équations (équations NS et celle de l'énergie) régissant l'écoulement sont d'une complexité considérable ,Comme l'écoulement de la convection naturelle présente un fort couplage entre le

champ de la température et celui de la vitesse, les équations (équations N-S et celle de l'énergique) régissant l'écoulement sont d'une complexité considérable [22]. Pour obtenir une solution à ces équations, on se trouve face à un autre problème lié à l'inévitable variation de la densité avec la température (et/ ou la concentration).
Plusieurs approximations sont généralement utilisées pour simplifier ces équations ; parmi celles-ci,
on trouve la plus importante approximation de Boussinesq.

L'approximation de Boussinesq utilise deux aspects :

- La variation de la densité dans l'équation de la continuité est négligée, donc :

$$\vec{\nabla} u = 0 \tag{II.5}$$

- La différence de densité qui implique l'écoulement est approximée comme une pure température ou concentration (l'effet de la pression sur la densité est négligé et par conséquent, celle-ci ne dépend que de la température ou de la concentration ou des deux à la fois selon le cas qui se présente).

En cas de présence de la poussée thermique uniquement, la différence de densité est estimée par la formule suivante :

$$\rho_0 - \rho = \rho_0 \beta (T - T_f) \qquad \text{(II.6)}$$

d'où :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta (T - T_f)] \qquad \text{(II.7)}$$

avec :

$$\beta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_p \qquad \text{(II.8)}$$

Cette approximation est très utilisée dans les problèmes de la convection naturelle et sa validité repose sur l'importante condition :

$$\beta (T - T_0) << 1 \qquad \text{(II.9)}$$

D'après cette formule, il est tout à fait clair que l'approximation de Boussinesq n'est donc valide que pour un écart de température suffisamment petit et dans la mesure où β est essentiellement constant.

5 Équations du problème

Les équations différentielles de la continuité, de la quantité de mouvement et de l'énergie forment le modèle mathématique de l'écoulement de la convection naturelle laminaire.

Après introduction des hypothèses données ci-dessus, on peut établir les différentes équations nécessaires à la résolution du problème considéré dans cette étude comme suit :

5.1 Équation de continuité

L'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad \text{(II.10)}$$

5.2 Équation de quantité de mouvement

Les équations de conservation du mouvement suivant x et y deviennent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \qquad \text{(II.11)}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) + g\beta(T - T_0) \qquad \text{(II.12)}$$

5.3 Équation d'énergie

L'équation de conservation d'énergie devient :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \quad \text{(II.13)}$$

6 Adimonsionnalisation des équations

Cette technique consiste à faire apparaître des groupements de nombres qui n'ont pas de dimension dans les équations.

Selon la valeur des groupements, il est possible de déterminer les effets prépondérants dans le phénomène traité et ainsi de ne résoudre que les parties correspondantes dans les équations. Cette technique permet aussi de présenter les résultats expérimentaux de façon à s'affranchir des paramètres spécifiques utilisés (les différentes propriétés des fluides, les conditions aux limites,...).

De façon a rendre les équations précédentes adimensionnelles, elles seront transformés par les relation suivantes[23] :

$$x' = \frac{x}{H};\; t' = \frac{at}{H^2};\; u' = \frac{uH}{a};\; p' = \frac{pH^2}{\rho a^2};\; T' = \frac{T - T_f}{T_c - T_f}$$

Après remplacement de ces grandeurs sans dimensions dans les equations de conservation (de la masse, de quantité mouvement et d'énergie).

On obtins pour les equation suivant :

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{y'} = 0 \quad \text{(II.14)}$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t'} + u'\frac{\partial u'}{\partial x'} + v'\frac{\partial u'}{\partial y''} = \frac{1}{\rho} - \frac{\partial P'}{\partial x'} + P_r \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{} \right) \quad \text{(II.15)}$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t'} + u'\frac{\partial v'}{\partial x} + v'\frac{\partial v'}{\partial y'} = \frac{1}{\rho} - \frac{\partial P'}{\partial y'} + P_r \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{} \right) + \qquad (II.16)$$

$$\left(\frac{\partial T'}{\partial t'} + u'\frac{\partial T'}{\partial x'} + v'\frac{\partial T'}{\partial y'} \right) = \left(\frac{\partial^2 T'}{\partial x'^2} \quad \frac{\partial^2 T'}{\partial y'} \right) \qquad (II.17)$$

Les grandeurs P_r et R_a,est sont définis par les relations suivant :

6.1 Paramètres caractéstiques de la convection naturelle

L'utilisation de la méthode l'analyse dimensionnelle dans la résolution des équations aux dimensions, propres à la convection a fait apparaitre des nombres adimensionnels utiles dans l'étude de la mécanique des fluides et en a particulier dans les phénomènes convectifs. Ces nombres adimensionnels sont en particulier.

Les grandeurs P_r et R_a,est sont définis par les relations suivant :

6.1.1 Nombre de Prandtl (Pr) :

Ce nombre adimensionnel caractérise la distribution des vitesses par rapport à la distribution de la température ; il est défini par :

$$P_r = \frac{v}{a}$$

6.1.2 Nombre de Grashof (Gr) :

Ce nombre adimensionnel caractérise la force de viscosité du fluide ; il est exprimé par la relation :

$$G_r = \frac{g\beta h^3(T_c - T_0 f)}{\nu^2}$$

6.1.3 Nombre de Rayleigh (Ra) :

Le nombre de Rayleigh est un nombre adimensionnel utilisé en mécanique des fluides et caractérise le transfert de chaleur au sein d'un fluide ; il est donc le paramètre majeur du contrôle de la convection naturelle.

L'écoulement de la convection naturelle peut être de régime laminaire, transitoire ou turbulent. Le passage d'un régime à un autre est caractérisé par le nombre de Rayleigh qui est défini comme suit :

$$R_a = P_r G_r$$

L'expérience montre que pour Ra inférieur à une valeur critique Rac , le transfert d'énergie thermique s'opère essentiellement par conduction ; la convection naturelle ne s'initialise que si le nombre de Rayleigh dépasse cette valeur critique.

La source de chaleur à une température constante Rayleigh :

$$G_R = \frac{g\beta h^3(T_c - T_0 f)}{\nu a}$$

7 Conclusion

Dans ce chapitre on a présentée les équation régissant les problème de convection-diffusion . Pour une étude plus générale des problèmes, des équation adimension-nelle sont inspirer des équations originales en utilisant des paramètres référentielles. Pour résoudre ces problèmes l'utilisation des méthode numérique et indispensable, la présentation de ces méthode fait l'objet de chapitre suivant.

Chapitre III

MODELISATION ET RESOLUTION

Dans ce chapitre, les méthode et les schémas numériques utilisées pour la résolution des équations présentés dans le premier chapitre, sont présentées

Contents

1 Introduction

Les problèmes physiques rencontrés dans notre quotidien (ex : les problèmes de convection naturelle, Les écoulements dans cavité ...) sont décrits par des équations aux dérivées partielles fortement couplées et non linéaires. En général, Ces équations n'admettent pas de solutions analytiques sauf dans des cas très simplifiés. C'est pourquoi un recours aux méthodes de résolution numériques s'avère nécessaire. Parmi ces méthodes : Méthode des volumes finis.

2 Méthode des volumes finis

Méthode des volumes finis (ou volume de contrôle) est développé en basant sur le processus de l'équation du transport[24,25].

cette dernier peut s'écrit sous forme générale suivant :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi)}_{T} + \underbrace{\sum_{j=1}\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varphi)}_{C} = \underbrace{\sum_{j=1}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\rho \frac{\partial \varphi}{\partial x_j}\right)}_{D} + \underbrace{S_\varphi}_{S} \qquad \text{(III.1)}$$

T : terme transitoire

C : terme convection

D : terme diffusion

S : terme source

ou est tableau

Les termes de l'équation de transport.

Dans ce chapitre on s'intéresse à la discrétisation de l'équation d'énergie (les équations

TABLE III.1 – Les termes de l'équation de transport.

Grandeur transportée	φ	Γ	S_φ
Conservation de lamasse	1	0	0
Quantité de mouvement suivant x	U	P_r	$\frac{\partial P}{\partial x}$
Quantité de mouvement suivant y	V	P_r	$\frac{\partial P}{\partial y} P_r R_a$
Énergie	T	1	

de continuité et du mouvement Peuvent être étudiées d'une façon similaire en respectant le tableau précédant.

L'équation de convection-diffusion, on régime transitoire peut facilement être déduite de l'équation général du transport

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} + div(\rho T u) = div(\Gamma gradT) + S_T \tag{III.2}$$

dans le cas de la diffusion pure en régime stationner l'équation précédant devient :

$$div(\Gamma gradT) + S_T = 0 \tag{III.3}$$

L'intégration sur le volume de contrôle ; qui constitue l'étape clé de la méthode du volume fini et la distingue de toutes les autres méthodes. la forme intégrale de l'équation peut s'écrire :

$$\int_{cv} div(\Gamma gradT)dv + \int_{cv} S_T dv = \int_A n.(\Gamma gradT)dA + \int_{cv} S_T dv = 0 \tag{III.4}$$

2.1 Méthode de volume finit bidimensionnel

Nous avons étendu La méthodologie utilisée pour dériver des équations discrétisées dans le cas unidimensionnel étendue aux problèmes bidimensionnels. à illustrons cette technique, considérons l'état stable bidimensionnel équation de diffusion donnée par :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\Gamma\frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial T}{\partial y}(\Gamma\frac{\partial T}{\partial y}) + S_T = 0 \tag{III.5}$$

Une partie de la grille bidimensionnelle utilisée pour la discrétion est montrée dans figure suivant :

(E), East, (W) ouest ; (N) Nord ; (S) Soude

Lorsque l'équation ci-dessus est fondamentalement intégrée sur le volume de contrôle, nous obtenons

$$\int \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma\frac{\partial T}{\partial x})dxdy + \int \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma\frac{\partial T}{\partial y})dxdy + \int S_T\, dv \qquad \text{(III.6)}$$

Donc, notant que $Ae = Aw = \Delta y$ and $An = As = \Delta x$, , Nous obtenons

$$\Sigma\, \Gamma_e A_e(\frac{\partial T}{\partial x})_e - \Gamma_w A_w(\frac{\partial T}{\partial x})_w \;\Sigma\; + \;\Sigma\; \Gamma_n A_n(\frac{\partial T}{\partial y})_e - \Gamma_s A_s(\frac{\partial T}{\partial y})_s \;\Sigma\; + S\Delta v = 0 \qquad \text{(III.7)}$$

Cette équation représente le solde de la génération de (T) dans (a) Contrôler le volume et les flux à travers ses faces cellulaires. En utilisant les approximations introduites dans la section précédente, nous pouvons écrire des expressions pour le flux par le biais de faces de volume de contrôle :

Flux sur la face ouest

$$\Gamma_w A_w(\frac{\partial T}{\partial x})$$

Flux sur la face east

$$\Gamma_e A_e(\frac{\partial T}{\partial x})$$

Flux sur la face Nord

$$\Gamma_n A_n(\frac{\partial T}{\partial y})$$

Flux sur la face soude

$$\Gamma_s A_w s(\frac{\partial T}{\partial y})$$

En substituant les expressions ci-dessus dans l'équation

$$\Sigma\, \Gamma_e A_e \text{ - } \frac{T_E - T_p}{\delta x} \Sigma - \Gamma_w A_w \text{ - } \frac{T_P - T_W}{\delta x} \Sigma + \Gamma_s A_s \text{ - } \frac{T_S - T_p}{\delta y} \Sigma - \Gamma_n A_n \text{ - } \frac{T_P - T_N}{\delta y} \Sigma\Sigma$$

(III.8)

Lorsque le terme source est représenté sous la forme linéarisée $S\Delta V = Su + S_p T_P$,cette équation peut être réorganisée comme

$$\frac{\Gamma_w A_w}{\delta x} + \frac{\Gamma_e A_e}{\delta x} + \frac{\Gamma_s A_s}{\delta y} + \frac{\Gamma_n A_n}{\delta y} T_P = \frac{\Gamma_w A_w}{\delta x} T_W = \frac{\Gamma_e A_e}{\delta x} T_E + \frac{\Gamma_s A_s}{\delta y} T_S + \frac{\Gamma_n A_n}{\delta y} T_N + s_u$$

(III.9)

L'équation (6). est maintenant exprimée sous la forme d'équation discrétisée générale pour nœuds intérieurs :

$$a_p T_P = a_W T_W + a_E T_E + a_S T_S + a_N T_N + S_u \qquad \text{(III.10)}$$

ou

a_W	a_E	a_S	a_N	a_P
$\frac{\Gamma_W A_W}{\delta x}$	$\frac{\Gamma_E A_E}{\delta x}$	$\frac{\Gamma_S A_S}{\delta y}$	$\frac{\Gamma_N A_N}{\delta y}$	$a_W + a_E + a_S + a_N + S_P$

3 Problème de convection-diffusion

De même façon, en peut être ajouté les termes cerespondant au conviction donc les équation du problème convection-diffusion peut être écrite comme suit [24,25] :

$$\rho C\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x}(\rho uT) + \frac{\partial T}{\partial y}(\rho uT) = k\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + S \qquad \text{(III.11)}$$

Considérant le volume du contrôle présenté la figure (3.1) l'intégration de les equation

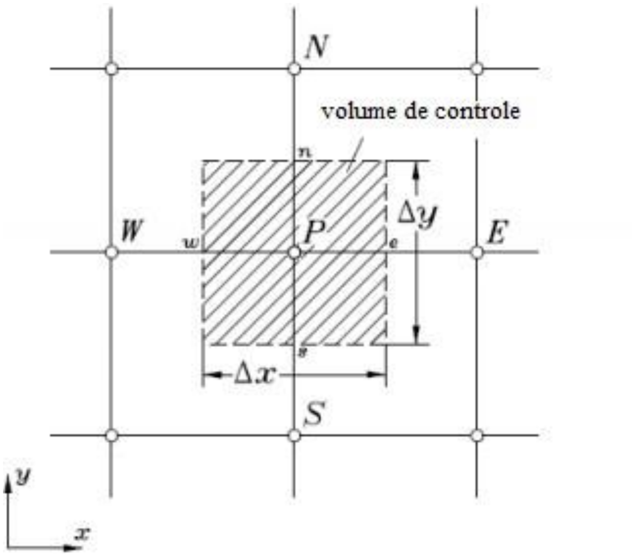


FIGURE III.1 – *volume de contrôle bidimensionnelle*

présidant sur le volume du contrôle dans le temps donne :

$$\int_t^{t+\delta t}\left[\int_w^e \rho c\frac{\partial T}{\partial t}\right]dt + \int_t^{t+\delta t}\left[\int_w^e \frac{\partial}{\partial x}(\rho uT)A_x dx + \int_s^n \frac{\partial}{\partial y}(\rho uT)A_y dy\right]dt = \int_t^{t+\delta t}\lambda\left[\int_w^e \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial x}dx + \int_s^n \frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial y}dy\right]dt \qquad \text{(III.12)}$$

Terme transitoire s'écrire comme suivant :

$$\int_w^e \int_t^{t+\delta t} \rho c \frac{\partial T}{\partial t}\, dt dv = \rho C \left(T_P - T_P^0\right) \delta v \qquad \text{(III.13)}$$

Alors l'équation (3.12) devient :

$$\rho C \left(T_P - T_P^0\right)\delta v + \int_t^{t+\delta t} [(\rho u T)_e A_e - (\rho u T)_w A_w]\, dt + \int_t^{t+\delta t} [(\rho u T)_n A_n - (\rho u T)_s A_s]\, dt$$
$$= \int_t^{t+\delta t} \left[\left(\lambda_e A_e \frac{T_E - T_P}{\delta x}\right) - \left(\lambda_w A_w \frac{T_P - T_W}{\delta x}\right)\right] dt$$
$$+ \int_t^{t+\delta t} \left[\left(\lambda_n A_n \frac{T_N - T_P}{\delta y}\right) - \left(\lambda_s A \frac{T_P - T_S}{\delta y}\right)\right] dt + \int_t^{t+\delta t} S \delta V\, dt \qquad \text{(III.14)}$$

Avec $A_w = A_e = A_n = A_s = A$.

Dans notre cas en néglige le terme de génération du énergie, $S\delta V = 0$

$$I_T = \int_t^{t+\delta t} T_P\, dt = [T_P + (1-)\, T_P^0]\, \delta T \qquad \text{(III.15)}$$

$$\rho C \frac{(T_P - T_p^0)}{\Delta T} \Delta v + [\theta ((\rho u T)_e - (\rho u T)_w + (\rho u T)_n - (\rho u T)_s)] +$$
$$(1-\theta)\left((\rho u T^0)_e \Delta y - (\rho u T^0)_w \Delta y + (\rho u T^0)_n \Delta x - (\rho u T^0)_s \Delta x\right)$$
$$= \theta \left(\lambda_e \frac{T_E - T_p}{\delta x} - \lambda_w \frac{T_P - T_W}{\delta x} + \lambda_n \frac{T_S - T_p}{\delta y} - \lambda_s \frac{T_P - T_N}{\delta y}\right) +$$
$$(1-\theta)\left(\lambda_e \frac{T_E^0 - T_p^0}{\delta x} - \lambda_w \frac{T_P^0 - T_W^0}{\delta x} + \lambda_n \frac{T_N^0 - T_p^0}{\delta y} - \lambda_s \frac{T_P^0 - T_S^0}{\delta y}\right) \qquad \text{(III.16)}$$

Pour obtenir les équations estimées pour le problème de la propagation de la convection nous prenons :

$$F_x = \rho u;\ F_y = \rho v \ et\ D_x = \frac{\lambda}{dx};\ D_y = \frac{\lambda}{dy}$$

Alors :

$$F_w = (\rho u)_w;\ F_e = (\rho u)_e;\ F_n = (\rho u)_n;\ F_s = (\rho u)_s$$
$$D_w = \frac{\lambda_w}{dx};\ D_e = \frac{\lambda_e}{dx};\ D_s = \frac{\lambda_s}{dy};\ D_n = \frac{\lambda_n}{dy}$$

Équation du problème devient

$$\rho C \frac{(T_P - T_p^0)}{\Delta T} \Delta v + [\theta (F_e T_e - F_w T_w + F_n T_n - F_s T_s)] + (1-\theta)\left(F_e T_e^0 - F_w T_w^0 + F_n T_n^0 - F_s T_s^0\right)$$
$$= \theta\, [D_e (T_E - T_p) - D_w (T_P - T_W) + D_n (T_S - T_p) - D_s (T_P - T_N)] +$$
$$(1-\theta)\left(D_e (T_E^0 - T_p^0) - D_w (T_P^0 - T_W^0) + D_n (T_N^0 - T_p^0) - D_s (T_P^0 - T_S^0)\right) \qquad \text{(III.17)}$$

4 Les schémas

4.1 Schéma de déférence centrée

Pour évalue les termes convective ; le schéma des déférences centrées utilise les expressions consistantes suivantes[24,25] :

$$T_e = \frac{T_P - T_E}{2}\ ;\ T_w = \frac{T_W - T_P}{2}\ ;\ T_n = \frac{T_P - T_N}{2}\ ;\ T_s = \frac{T_S - T_P}{2}$$

D'où l'équation devient comme suit :

$$\rho C\frac{(T_P - T_p^0)}{\Delta T}\Delta v + \theta\left[F_e\frac{T_P + T_E}{2} - F_w\frac{T_W + T_p}{2} + F_n\frac{T_P + T_N}{2} - F_s\frac{T_S + T_p}{2}\right]\Delta x + (1-\theta)\left[F_e\frac{T_P^0 + T_E^0}{2} - F_w\frac{T_W^0 + T_p^0}{2} + F_n\frac{T_P^0 + T_N^0}{2} - F_s\frac{T_S^0 + T_p^0}{2}\right]\Delta x$$

$$= \theta\left[D_e(T_E - T_P) - (D_w(T_p - T_W)) + (D_n(T_N - T_P)) - (D_s(T_p - T_S))\right] + (1-\theta)\left[D_e\left(T_E^0 - T_p^0\right) - D_w\left(T_p^0 - T_W^0\right) + D_n\left(T_N^0 - T_p^0\right) - D_s\left(T_p^0 - T_S^0\right)\right] \quad \text{(III.18)}$$

Cette equation peut être arrangée comme suit

$$\left[\rho C\frac{\Delta v}{\Delta t} + \left(\frac{F_e}{2} - \frac{F_w}{2} + \frac{F_n}{2} - \frac{F_s}{2} + D_e + D_w + D_n + D_s\right)\right]T_P$$

$$= -\frac{F_e}{2}\left[\theta T_E + (1-\theta)T_E^0\right] + \frac{F_w}{2}\left[\theta T_W + (1-\theta)T_W^0\right] - \frac{F_n}{2}\left[\theta T_N + (1-\theta)T_N^0\right]$$

$$+\frac{F_s}{2}\left[\theta T_S + (1-\theta)T_S^0\right] + \frac{D_e}{2}\left[\theta T_E + (1-\theta)T_E^0\right] + \frac{D_w}{2}\left[\theta T_W + (1-\theta)T_W^0\right]$$

$$+\frac{D_n}{2}\left[\theta T_N + (1-\theta)T_N^0\right] + \frac{D_s}{2}\left[\theta T_S + (1-\theta)T_S^0\right]$$

$$= \left[-\frac{F_e}{2} + D_e\right]\left[\theta T_E + (1-\theta)T_E^0\right] + \left[\frac{F_w}{2} + D_w\right]\left[\theta T_W + (1-\theta)T_W^0\right]$$

$$+\left[-\frac{F_n}{2} + D_n\right]\left[\theta T_N + (1-\theta)T_N^0\right] + \left[-\frac{F_s}{2} + D_s\right]\left[\theta T_S + (1-\theta)T_S^0\right]$$

$$+\left[\rho C\frac{\Delta v}{\Delta t} + (1-\theta)\left(-\frac{F_e}{2} + \frac{F_w}{2} - \frac{F_n}{2} + \frac{F_s}{2} - D_e - D_w - D_n - D_s\right)\right]T^0 \quad \text{(III.19)}$$

L'équation devient

$e \quad w \quad n \quad s \quad P$

$$a_p T_P = a_W \Sigma \theta T_W (1 - \theta) T_W^0 \Sigma + a_E \Sigma \theta T_E (1 - \theta) T_E^0 \Sigma + a_N \Sigma \theta T_N (1 - \theta) T_N^0 \Sigma + a_S \Sigma \theta T_S (1 - \theta) T_S^0 \Sigma \qquad \text{(III.20)}$$

4.2 Upwind schéma

L'un de plus grand inconvénient du schémas centrée est sa incurabilité identifiée la direction d'écoulement.pour cela on a recoure au schémas "upwind" qui prend en considération la direction d'écoulement.

Si l'écoulement suivant Y et X est positif

$$u_w > 0;\, u_e > 0$$

$$u_n > 0;\, u_s > 0$$

Alors

$$T_w = T_W\,;\, T_e = T_P$$

$$T_n = T_P\,;\, T_s = T_S$$

Équation du problème devient

$$\rho C \frac{(T_P - T_p^0)}{\Delta T}\Delta v + [\theta(F_e T_P - F_w T_W + F_n T_P - F_s T_S)] + (1-\theta)\left(F_e T_P^0 - F_w T_W^0 + F_n T_P^0 - F_s T_S^0\right)$$

$$= \theta\,[D_e\,(T_E - T_p) - D_w\,(T_P - T_W) + D_n\,(T_S - T_p) - D_s\,(T_P - T_N)] +$$
$$(1-\theta)\left(D_e\left(T_E^0 - T_p^0\right) - D_w\left(T_P^0 - T_W^0\right) + D_n\left(T_N^0 - T_p^0\right) - D_s\left(T_P^0 - T_S^0\right)\right) \quad \text{(III.21)}$$

Sinon

$$u_w < 0;\, u_e < 0$$

$$u_n < 0;\, u_s < 0$$

Alors

$$T_w = T_P\,;\, T_e = T_E$$

$$T_s = T_P\,;\, T_n = T_N$$

Équation du problème devient

$$\rho C \frac{(T_P - T_p^0)}{\Delta T}\Delta v + [\theta(F_e T_E - F_w T_P + F_n T_N - F_s T_P)] + (1-\theta)\left(F_e T_E^0 - F_w T_P^0 + F_n T_N^0 - F_s T_P^0\right)$$

$$= \theta[D_e(T_E - T_p) - D_w(T_P - T_W) + D_n(T_N - T_p) - D_s(T_P - T_S)] + (1-\theta)[D_e(T_E^0 - T_p^0) - D_w(T_P^0 - T_W^0) + D_n(T_N^0 - T_p^0) - D_s(T_P^0 - T_S^0)]$$

En générale,l'équation peut s écrire sous la forme

$$a_P T_P = a_w[\theta T_W + (1-\theta)T_W^0] + a_E[\theta T_E + (1-\theta)T_E^0] + a_S[\theta T_S + (1-\theta)T_S^0] + a_N[\theta T_N + (1-\theta)T_N^0] \quad \text{(III.22)}$$

la coefficient de cette equation peuvent être donnés selon la direction de l'écoulement ,comme il est montré dans les tableaux ci-dessous :

	a_w	a_E
$u_w > 0; u_e > 0$	$D_w + F_w$	D_e
$u_w < 0; u_e < 0$	D_w	$D_e - F_e$

	a_S	a_N
$v_s > 0; v_n > 0$	$D_s + F_s$	D_n
$v_s < 0; v_n < 0$	D_s	$D_n - F_n$

4.3 Schémas Pawer-Law

différence schémas de POWER-LOW" de PATANKAR est une approximation plus précise de la solution exacte bidimensionnelle et produit de meilleurs résultats que le schéma hybride dans ce schéma, la diffusion est à zéro si p_e égala 10

si $0 < p_e < 10$ le flux est évalué en utilisant une expression polynomiale,par exemple, le flux net par zone sur les faces du volume de contrôle ouest est évalué à l'aide de[24,25]

$$q_w = F_W[T_W - \beta_w(T_P - T_W)]$$

pour $0 < P_e < 10$

$$\beta = (1 - 0.1p_{ew})^5 / p_{ew}$$

et

$$q_w = F_W T_W$$

Pour $P_e > 10$

a_W	a_E

$D_w max[0,(1-0,1/P_{ew})^5] + max[F_w, 0]/$	$D_e max[0,(1-0,1/P_{ee})^5] + max[F_e, 0]$

5 Procédure de résolution

Le résulta de la discrétisation des équations différentielles de transport est un ensemble d'équation algébriques non linéaires. Si on divise le domaine de calcul en N mailles selon x et en M mailles selon y, on aura un système NxM équations algébriques non linéaire pour chaque variable φ considérée. Rappelons que les variables φ, dans notre problème,sont la température T, les deux composantes de la vitesse u et v. Un problème subsiste du fait qu'il n'existe pas d'équation donnant directement le champ de pression. Il faut faire à une méthode itérative.
on utilise un algorithme de correction de appelé SIMPLE.

5.1 Algorithme SIMPLE

l'algorithme simple (Semi-Implicite-Méthode for Pressure-Linked Équations) a Proposé par Patanker et Spalding (1972)[24,25],

On considéré les deux grilles décales vers la droite et vers la haute présenté de la figure :
la discrétisation des équation de conservation de la quantité de mouvement sur les deux grilles donnent respectivement :

$$a_e u_e = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + b(P_p - P_E) + A_e$$
$$a_n u_n = \sum_{nb} a_{nb} v_{nb} + b(P_p - P_N) + A_n \qquad \text{(III.23)}$$

Les équations de mouvement peuvent être résolus uniquement si la pression est donnée au estimée. Mais les valeurs des vitesses obtenues peuvent né pas satisfier l'équation continuité pour cela on va écrire les équation de mouvement en valeur du vitesse estimée comme suit[] :

$$a_e u_e = \sum_{nb} a_{nb} u^*_{nb} + b(P_{p^*} - P_{E^*}) + A_e$$
$$a_e u_e = \sum_{nb} a_{nb} v^*_{nb} + b(P_{p^*} - P_{N^*}) + A_n \qquad \text{(III.24)}$$

pour corriger les valeur de pression et vitesse ou va introduire les expression suivant :

$$p = p^* + p'$$

$$u = u^* + u'$$

$$v = v^* + v'$$

Si au fait la soustraction équation (3.23) et (3.24)

$$a_e u'_e = \sum_{nb} a_{nb} u'_{nb} + b(P'_p - P'_E) + A_e$$

$$a_n V v'_n = \sum_{nb} a_{nb} v'_{nb} + b(P'_p - P_N') + A_n \qquad \text{(III.25)}$$

En négligeant le terme $\sum a_{nb} u'_{nb}$ l'équation (3.25) écrit comme suivant :

$$a_e u'_e = (P'_p - P_E') + A_e$$

$$a_n v'_n = (P'_p - P_N') + A_n \qquad \text{(III.26)}$$

ou

$$u'_e = (P'_p - P'_E)$$

$$v'_n = (P'_p - P'_N) \qquad \text{(III.27)}$$

$$d_e = \frac{A_e}{u'_e}$$

$$d_n = \frac{A_n}{u'_n}$$

remplaçant l'équation (3.27) dans l'équation correction :

$$u'_e = u^*_e + d_e(P'_p - P_E')$$

$$v'_e = v^*_e + d_e(P'_p - P_N') \qquad \text{(III.28)}$$

L'équation de continuité intégrée sur le volume de contrôle montré dans la figure

$$(\rho u A)_e - (\rho u A)_w + (\rho v A)_n - (\rho v A)_s = 0 \qquad \text{(III.29)}$$

Cette equation peut être écrite, en remplaçant les expression des vitesses de () et en regroupant les différents termes, sous la forme suivant :

$$a_p T_p^{\rm J} = a_E T_E^{\rm J} + a_W T_W^{\rm J} + a_N T_N^{\rm J} + a_S T_S^{\rm J} + b \qquad \text{(III.30)}$$

Avec

$a_E = (\rho A d)_e$; $a_W = (\rho A d)_w$; $a_N = (\rho A d)_n$; $a_S = (\rho A d)_s$

Et

$a_P = a_P + W_P + a_N + a_S$

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

Boucle de solution (SIMPLE)

Les tapes important du exécution l'algorithme SIMPLE sont :

1) Estimation de valeur de p^*

2) Résolution des equation de mouvement pour inconnue u^* ; v^*

3) Résoudre p l'équation

4) Calculer la pressions p pour l'équation en ajoutant $p^{\rm J}$ a p^*

5) Calcule la vitesse u,v pour les expression de correction

6) Résoudre les equation pour les autres variable (température).

7) Utilisation de valeur calculé p^* et roture à l'étape (2), répétition de la boucle jusque à la convergence .

6 Conclusion

Dans ce chapitre, on présente les méthodes numériques nécessaires pour la résolution des problèmes convection diffusion. Différent schémas sont discutés pour l'évaluation des termes convective.

Chapitre IV

Simulation Numérique

Dans ce chapitre, le logiciel de calcule (Fluent), la description de problème étudie et les différents paramétrés utilisés sont présentés

Contents

1 Introduction

FLUENT est un code de calcul pour modéliser les écoulements des fluides et les transferts thermiques dans des géométries complexes. Il peut résoudre des problèmes d'écoulement avec des mailles non structurées, qui peuvent être produites pour des géométries complexes, avec une relative facilité [21].

2 Étapes a suivre pour la modélisation numérique par fluent

La résolution numérique par Fluent d'une manière générale, suit les étapes suivantes :

1. Création de la géométrie sous le Logiciel GAMBIT ;
2. Choix de la stratégie de maillage et création de plusieurs grilles ;
3. Définition des conditions aux limites dans GAMBIT ;
4. Définition du problème sous le logiciel FLUENT, étude des différentes grilles de maillage et sélection du maillage retenue ;
5. Calcul avec FLUENT pour les différents cas retenus ;
6. Analyse des résultats obtenus.

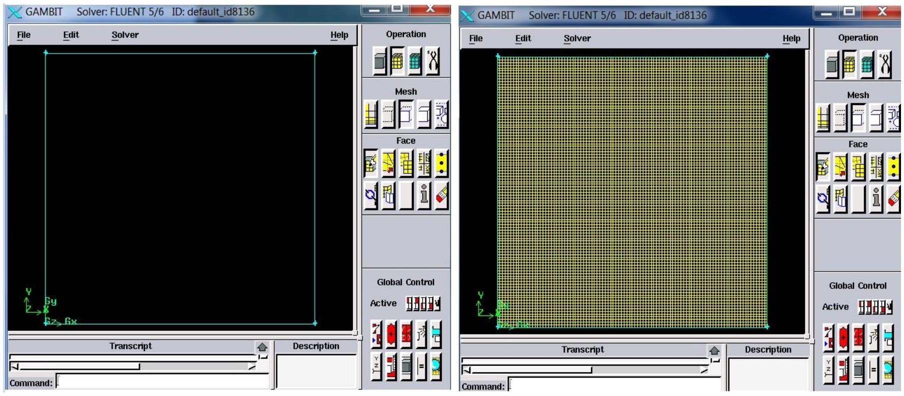


FIGURE IV.1 – *Les étapes de Gambit*

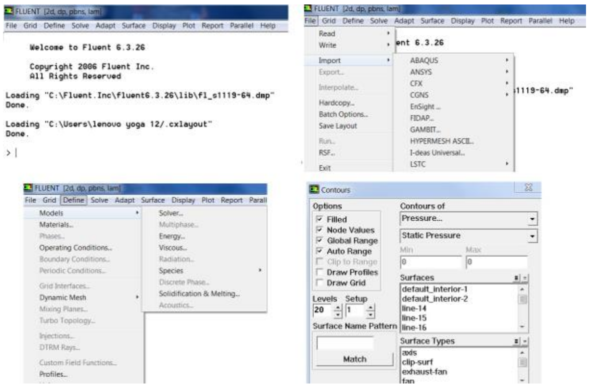


FIGURE IV.2 – *Les étapes de Fluent*

3 Description du problème

Dans ce travaille on s'intéresse à l'étude de convection naturelle dans une cavité carrée. La configuration étudié est une géométrie carrée de dimensionne (1x1) contenue un mur vertical avec deux ouvertures (c). Ce mur est en béton est le fluide à l'intérieure de cavité est de l'air. Les parois verticales de cavité sont froides et les parois horizontales sont adiabatiques, le mur est positionné à une distance (a=lame d'air) de la parois froide gauche. Le mur est maintenu à une température chaude (Tc) dans sa face gauche, et les autres faces sont adiabatiques.

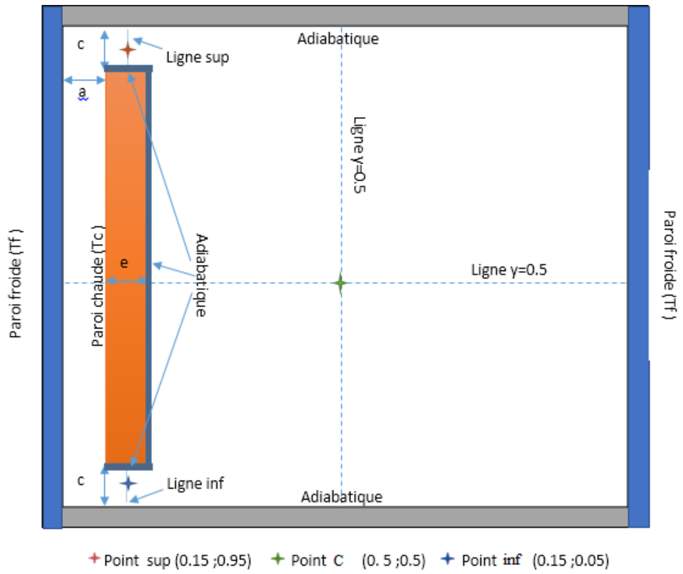


FIGURE IV.3 – *Description du problème)*

4 Paramètres utilisés

Dans notre étude les propriété matériau utilisée pour le fluide et le solide, après adimensionionnalisation, sont présenté dans les deux figures suivants :

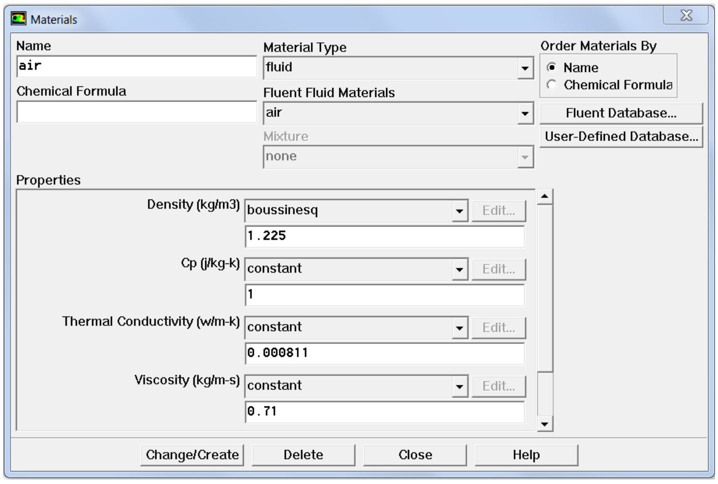


FIGURE IV.4 – *Choix des paramètres de fluide*

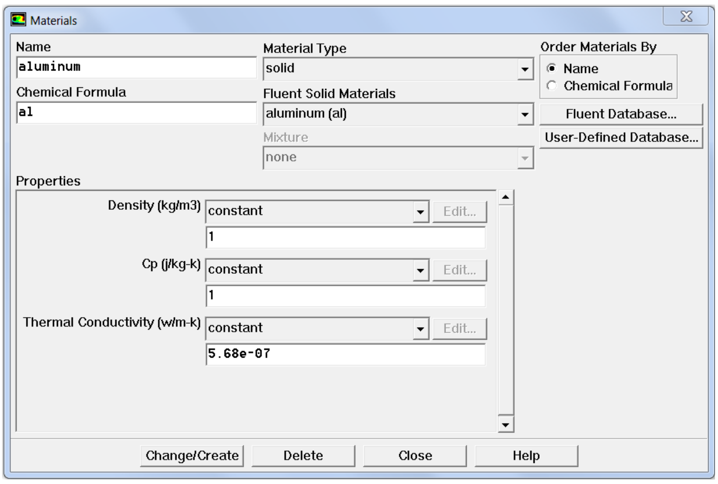


FIGURE IV.5 – *Choix des paramètres de fluide*

Les méthodes et les algorithmes utilisée pour la résolution numérique sont présenté dans le tableau suivant :

TABLE IV.1 – Méthodes et algorithmes utilisées pour la résolution numérique.

	Méthodes ou algorithmes de résolution
Discrétisation	Volumes finis
Couplage (pression – vitesse)	Algorithme SIMPLE
Schéma d'interpolation	Pression : Body force weighted Quantité de mouvement : Power law Énergie : Power law
Facteur de sous-relaxation	Equation de quantité de mouvement = 0.5 Équation de l'énergie = 0.7 Équation de continuité = 0.3
Résolution du système d'équations discrétisées	Méthode itérative de Gauss – Seidel pour un système linéaire
Contrôle de la Convergence (résidus)	Continuité = 10^{-3} Quantité de mouvement = 10^{-3}
	Energie = 10^{-6}

Chapitre V

Résultats et discussions :

Dans ce chapitre, on a présente les résultats obtenues pour les différents paramétrés étudiés avec les remarques et les discussions nécessaires.

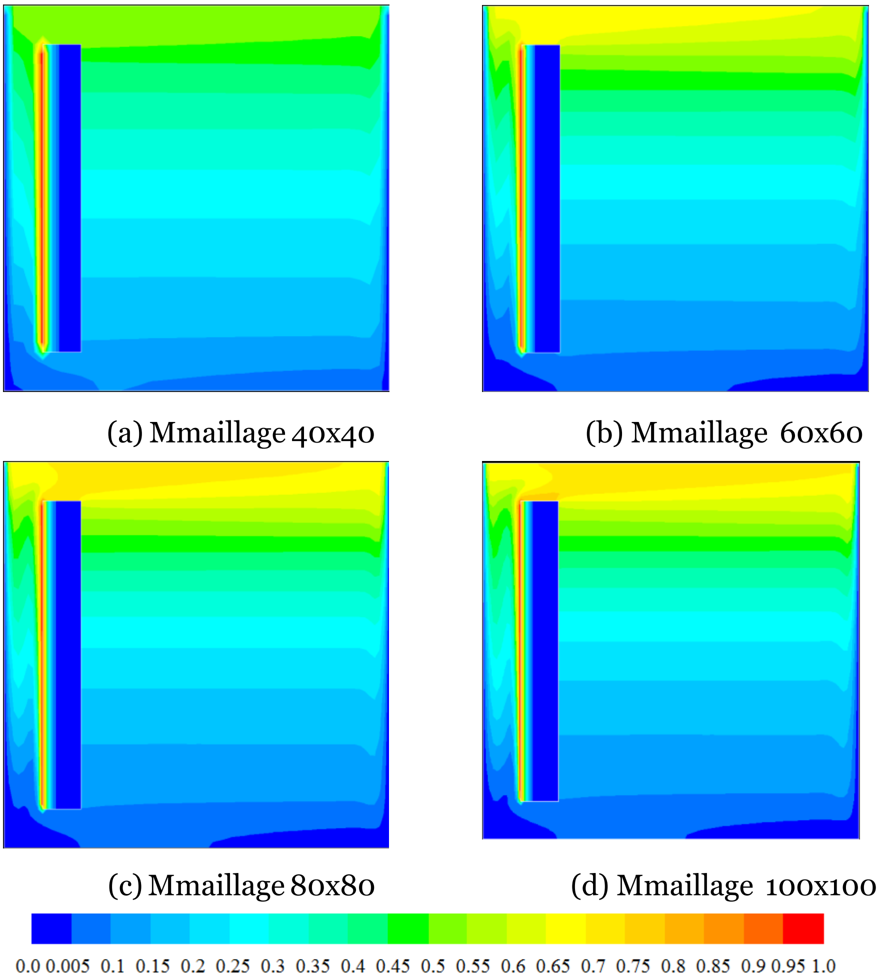
1 Introduction

Dans cette étude, notre objectif et de voire l'effet des différents paramètres sur la distribution de température dans la cavité. Les paramètres étudie sont :

1. Maillage ;
2. Nombre de Rayleigh (Ra) ;
3. Ouverture (c) ;
4. Lame d'air (a) ;
5. Épaisseur. (e) ;

2 Effet du maillage

Différents maillages sont utilisées (40x40 ;60x60 ;x80x80 ;100x100 ;). Comme il est montré dans Fig (V.1) , la distributions de température Varie en fonction du maillage utilisé . Avec un maillage (40x40), on a trouvé un résultat loin par rapport aux autres maillages . Plus le maillage est raffiné, plus on converge vers un résultat plus précis.



(a) Mmaillage 40x40 (b) Mmaillage 60x60

(c) Mmaillage 80x80 (d) Mmaillage 100x100

FIGURE V.1 – *Effet du Maillage : Distribution de la Température dans la cavité au temps t'=300*

Fig.V.2 illustre la variation de nombre du Nusselt en fonction de maillage. Fig.V.3 montre qu'à partir d'un maillage (80x80),les résultats sont proches , fig.V.4 illustre qu' il y a une différence remarquable entre les quatre maillage.

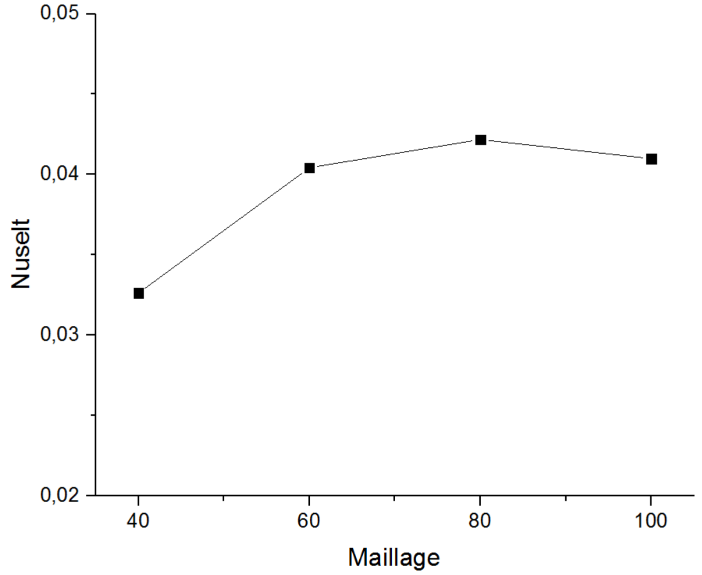


FIGURE V.2 – *Effet du Maillage :Variation de nombre du Nusselt*

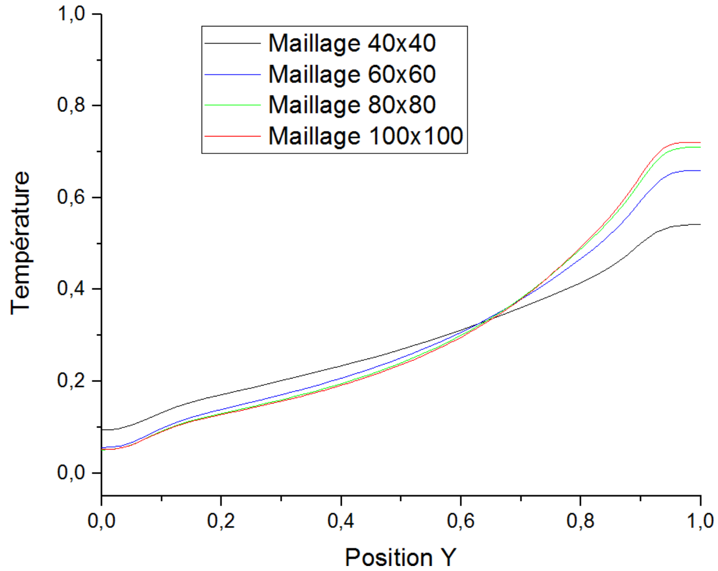


FIGURE V.3 – *Effet du Maillage :Variation de température le long de x=0.5*

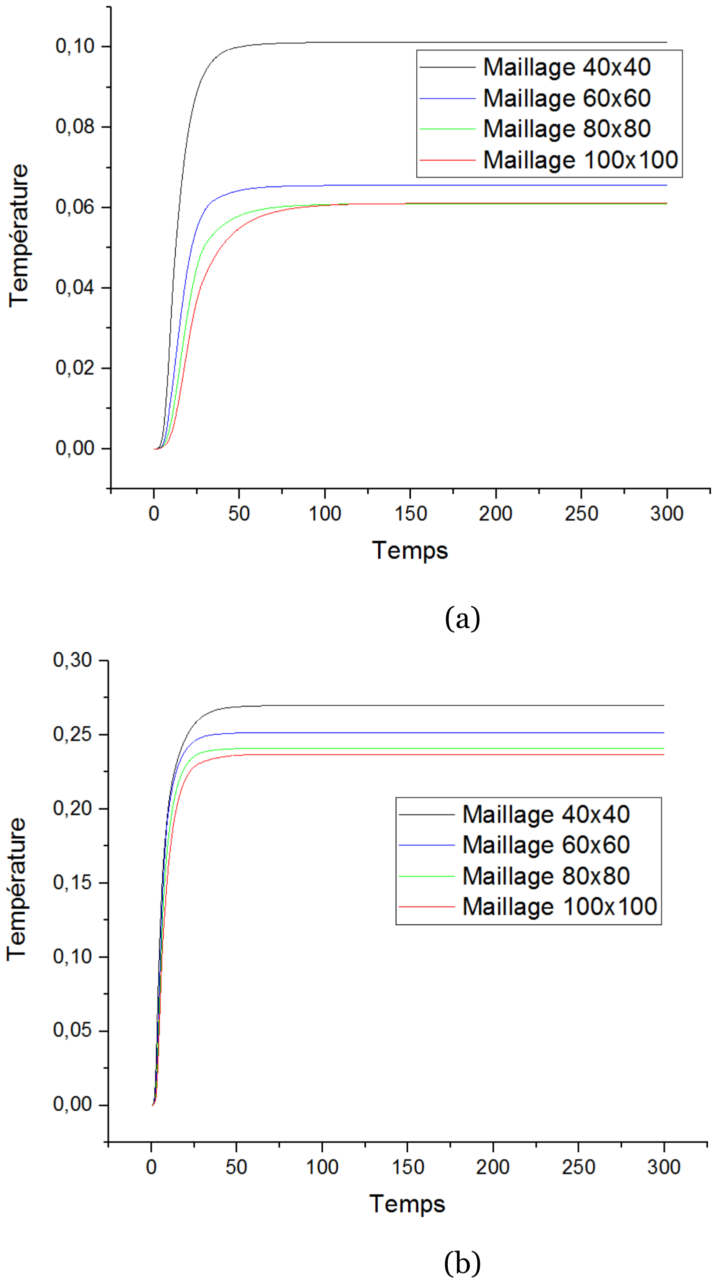


FIGURE V.4 – *Effet du Maillage :Variation de température des points (a) p-inf et (b) p-C en fonction du temps*

TABLE V.1 – Variation de T_{p-sup}, $V_{max} et LC_{max}$ dans le temps

	T_{p-sup}	V_{max}	LC_{max}
0,1	0.0989	4.5	1.69
0,5	0.2138	6.2	2.1
1	0.2835	5.42	1.6
30	0.6767	2.63	0.837
60	0.6833	2.6	0.836
300	0.6845	2.59	0.836

Après la visualisation les résultats précédents, on a choisi le maillage (100x110) pour le reste des simulation.

En utilisant le maillage (100x100), visualisant les isothermes dans la Fig(V.5), les lignes de courant dans la Fig(V.6) et les vecteurs vitesse(Fig.(V.7)) dans la cavité au cour du temps : (t'=0.1 ;0.5 ;1 ;30 ;60 ;30), on remarque que le différent résultats convergent vers un situation stationnaire après (t=300) . Le tableau V.1 montre que les résultats de (t=60) sont proche de ceux de (t=300)

Pour les prochaines simulations on s'intéresse aux états des contours des différents paramètres (Température ; ligne du courant et vitesse) dans la situation stationnaire (t=300)

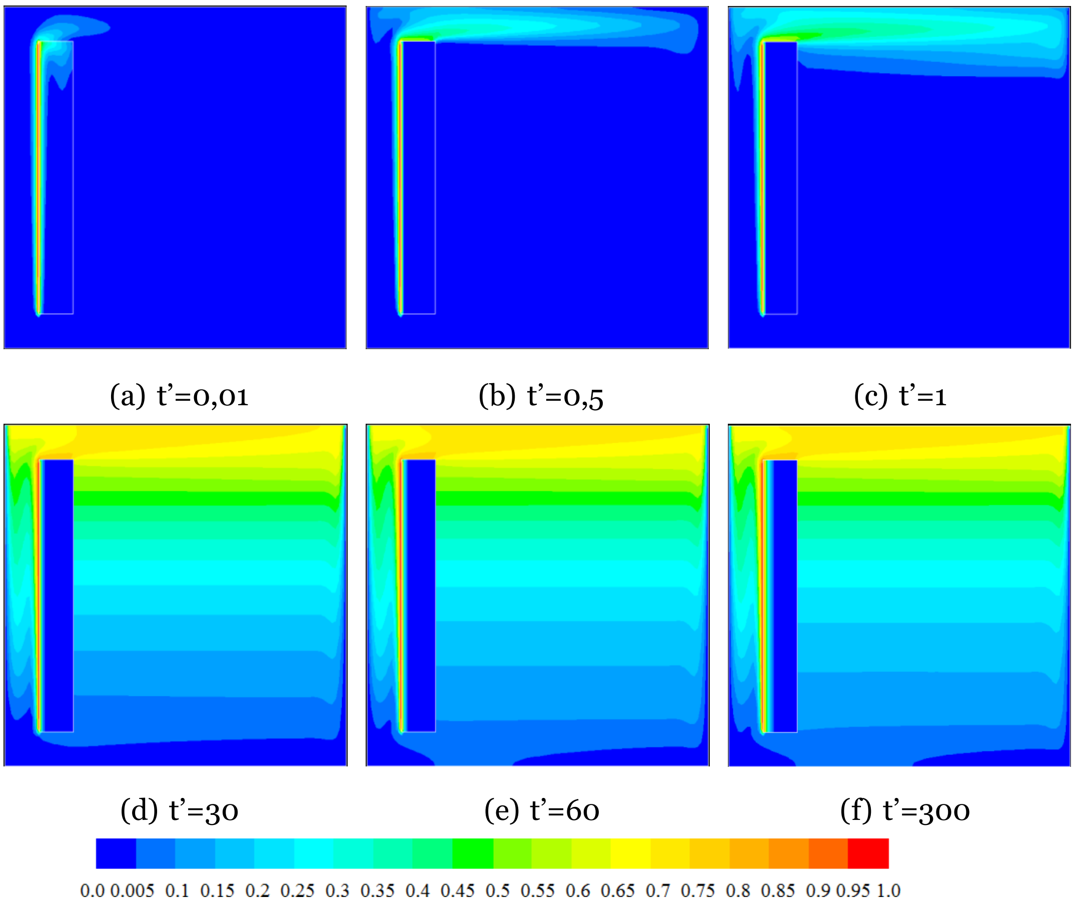
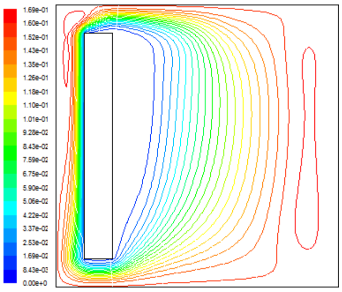
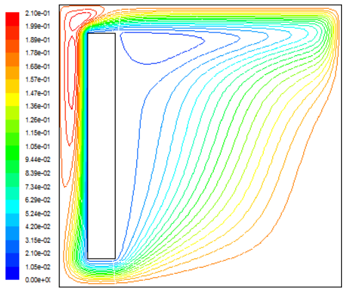


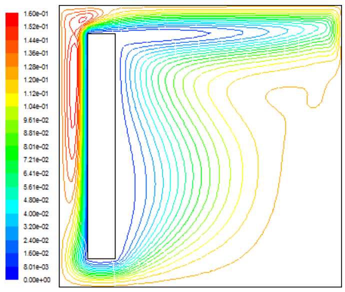
FIGURE V.5 – *Distribution de la température dans la cavité au cours du temps (Maillage 100x100)*



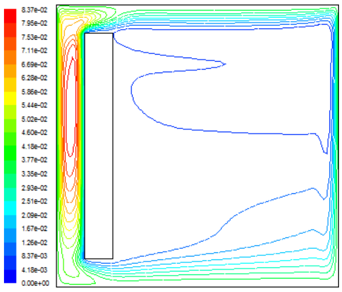
(a) t'=0,01



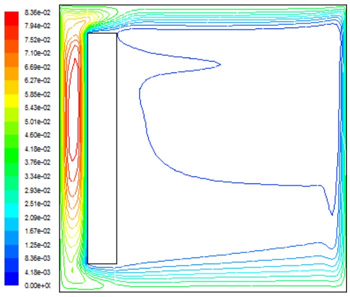
(b) t'=0,5



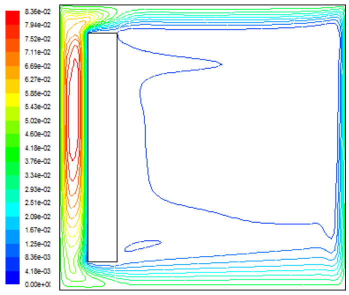
(c) t'=1



(d) t'=30

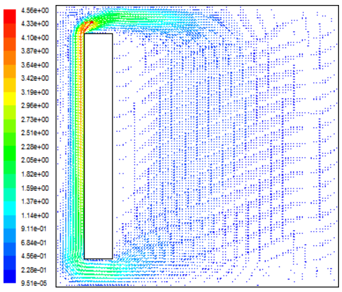


(e) t'=60

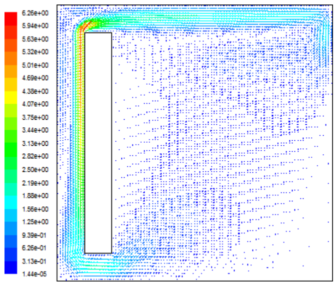


(f) t'=300

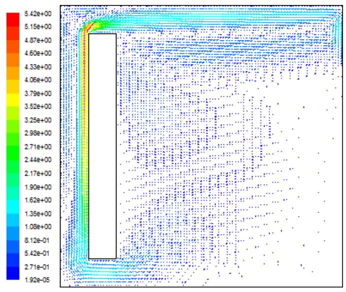
FIGURE V.6 – *Lignes de courant dans la cavité au cours du temps (Maillage 100x100)*



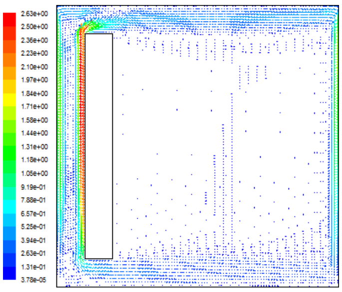
(a) t'=0,01



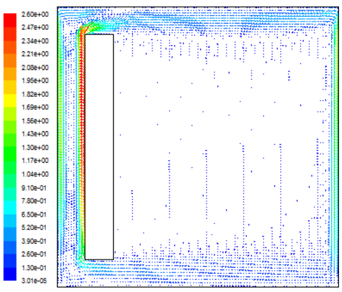
(b) t'=0,5



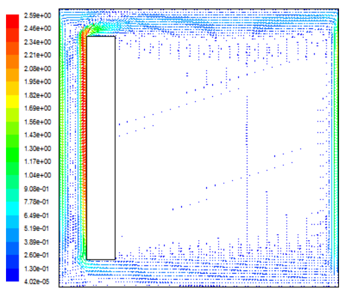
(c) t'=1



(d) t'=30



(e) t'=60

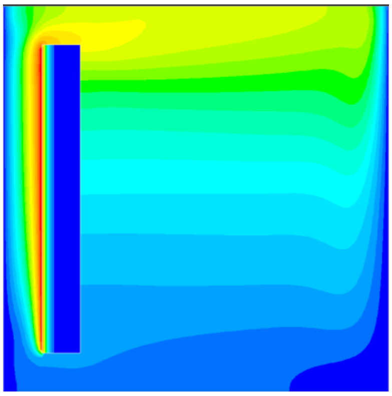


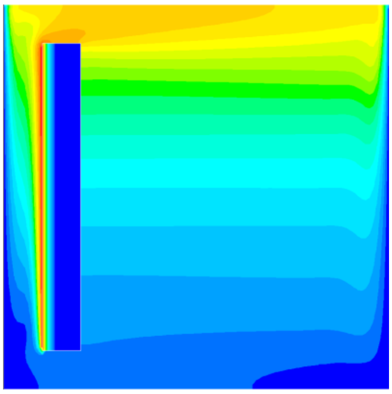
(f) t'=300

FIGURE V.7 – *Vecteurs des vitesses dans la cavité au cours du temps (Maillage 100x100)*

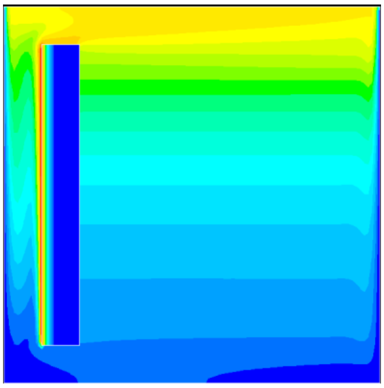
3 Effet du nombre de Rayleigh

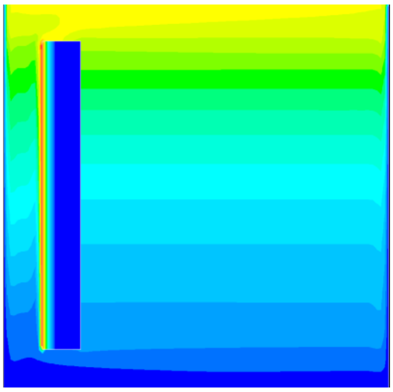
Différents nombres de Rayliegh sont utilisé : ($Ra = 10^3 et Ra = 10^4$; $Ra = 10^5$; $Ra = 10^6$). Visualisant la Fig(V.8) l'effet de Rayliegh est claire a (t=300). Les isothermes dans le cas Rayliegh ($Ra = 10^3$) sont déformé (courbé) et la température est relativement faible. Plus le nombre de Rayliegh augmente plus les isothermes devient des lignes horizontales et la température descend couche par couche .

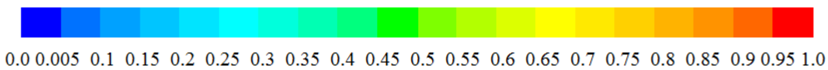




(a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$



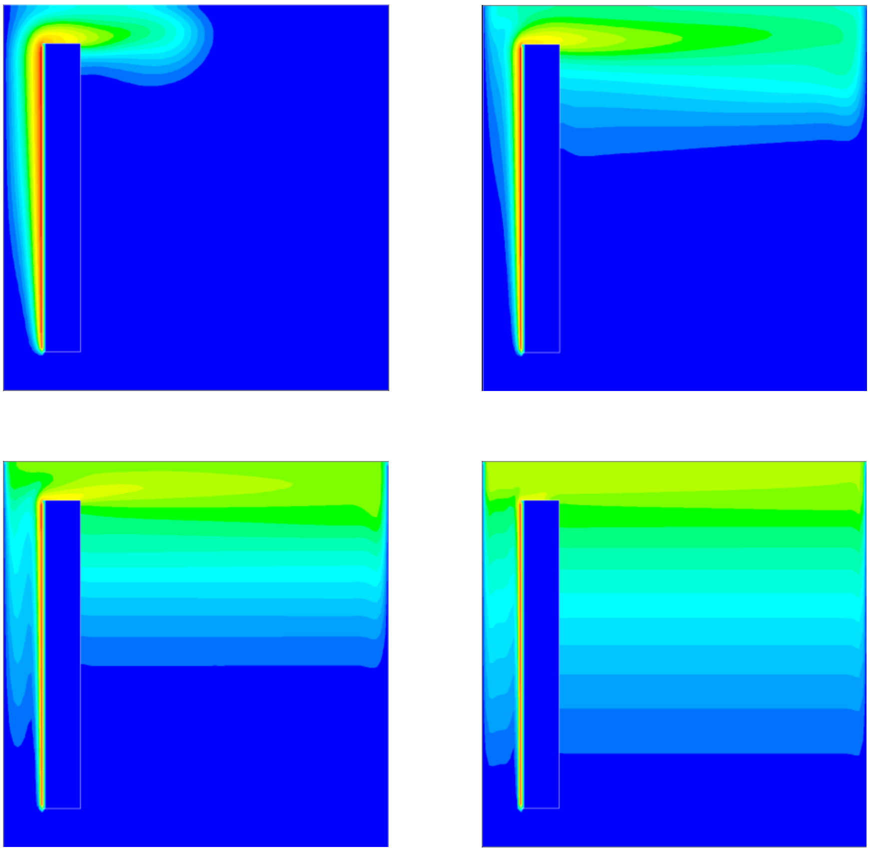




(c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$

FIGURE V.8 – *Effet du nombre de Rayleigh : Distribution de la température dans la cavité au temps t'=300*

Pour plus des éclaircissements sur l'effet du nombre de Rayleigh, Fig(V.9) présent les contours des températures a (t'=5) , la température se propage rapidement dans le cas de grand nombre de Rayliegh ($Ra = 10^6$)



(a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$

(c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$

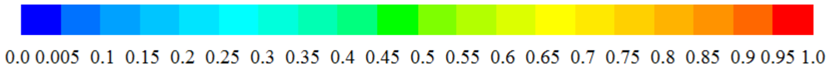
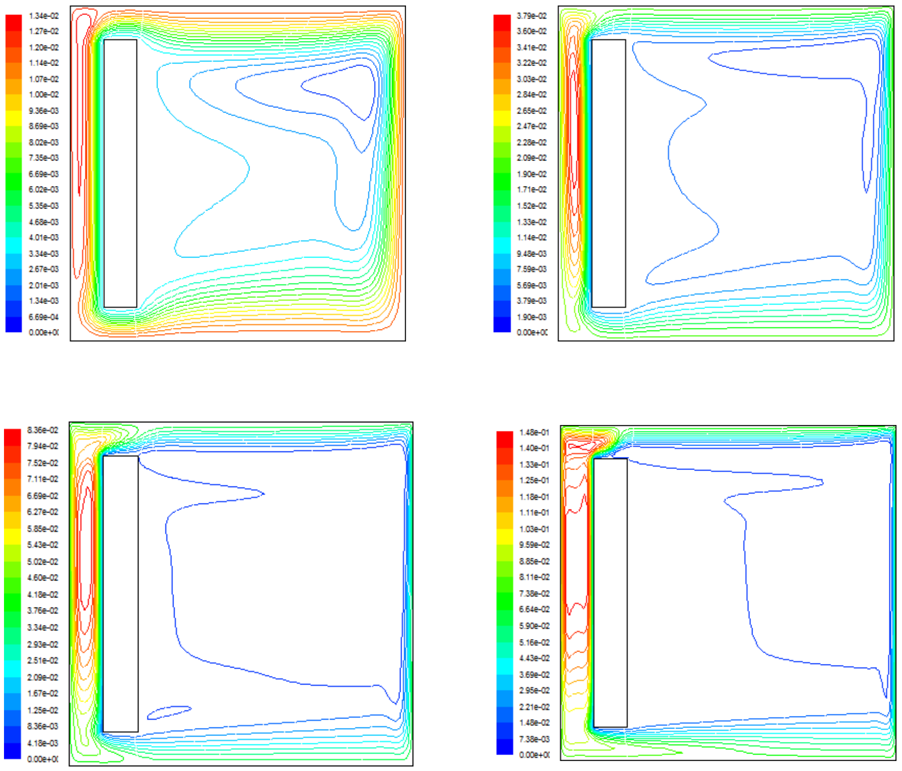


FIGURE V.9 – *Effet du nombre de Rayleigh : Distribution de la température dans la cavité au temps t'=5*

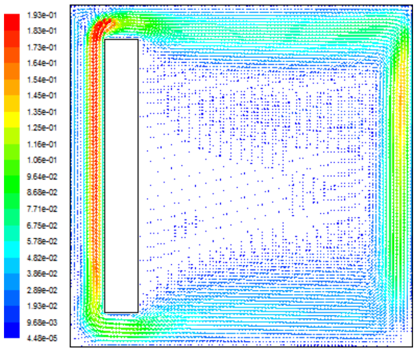


(a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$

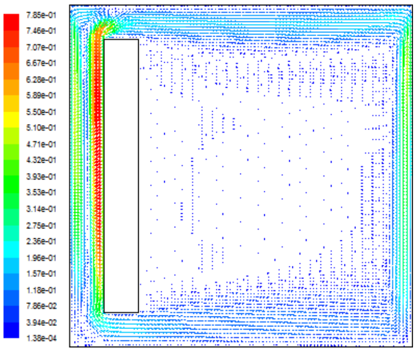
(c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$

FIGURE V.10 – *Effet du nombre de Rayleigh : Lignes de courant dans la cavité au temps t=300*

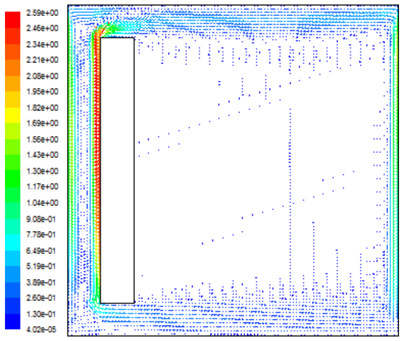
L’effet du nombre de Rayliegh et très remarquable dans les Figeurs de linge de courant (Fig.V.10) et vecture de vitesse (Fig.V.11).



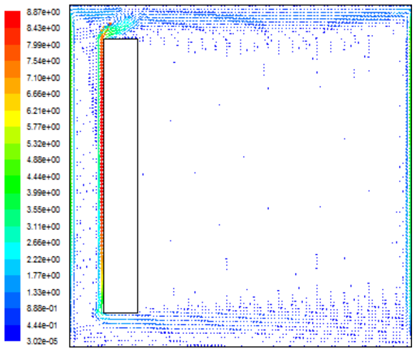
(a) $Ra = 10^3$



(b) $Ra = 10^4$



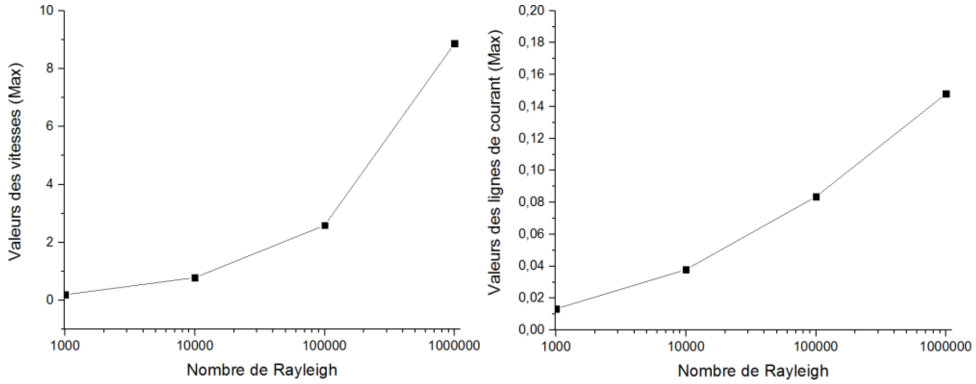
(c) $Ra = 10^5$



(d) $Ra = 10^6$

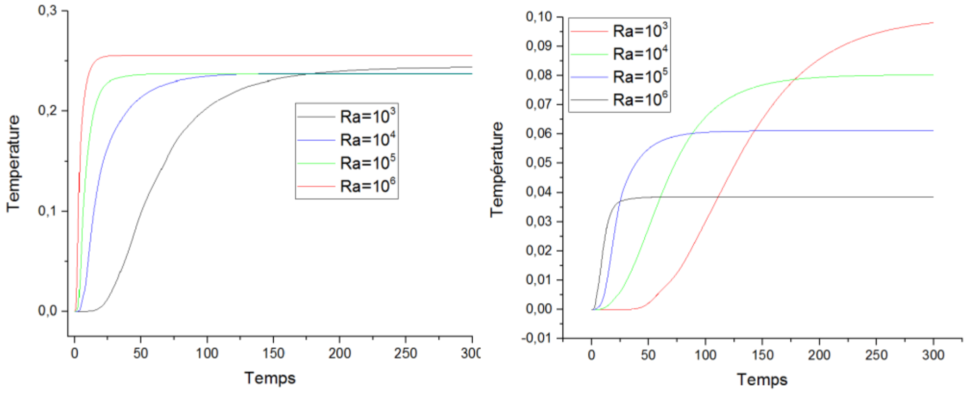
FIGURE V.11 – *Effet du nombre de Rayleigh : Vecteurs des vitesses dans la cavité au temps t’=300*

Comme il est montrée dans les (Fig.V.12) ; les valeurs max de vitesses et lignes de courant croient avec le nombre de Rayliegh . Plus le nombre de Rayliegh est grand plus la vitesse max est grande.



(a) (b)

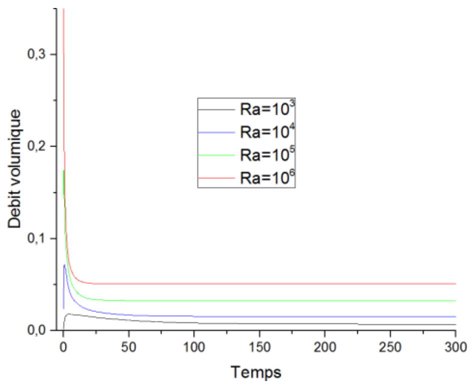
FIGURE V.12 – *Effet du nombre de Rayleigh : Valeurs maximales des vitesses et lignes de courant dans la cavité*



(a) (b)

FIGURE V.13 – *Effet du nombre de Rayleigh : Variation de température des points (a) p-C et (b) p-inf en fonction du temps*

(Fig.V.13) confirme que la vitesse de propagation de Température varie proportionnellement avec le nombre de Rayliegh, de même façon il est claire que, d'après la (Fig.V.14) , le débit volumique de l'ouverture supérieure varie proportionnellement, avec nombre de Rayliegh



(a)

FIGURE V.14 – *Effet du nombre de Rayleigh : Variation du débit volumique de l'ouver- ture sup. en fonction du temps*

4 Effet de l'ouverture

Différent dimension de ouverture sont étudie : (c=0.025 ; c=0.05 ;c=0.075 ;c=0.1) Visualisant la (Fig.V.15) en remarque que la propagation du température dans la cavité et presque semblable pour les quatre cas d'ouverture, avec une légère variation de température inversement proportionnellement avec la section de l'ouverture.
Les isothermes sont presque des lignes horizontales et la température se propage vars la bas couche par couche. (Fig .V.16) présent les lignes des courant dans la cavité. Ces lignes sont de forme elliptique situées enter la paroi chaude et la parois froide ce qui signifie qu'il y a un écoulement fort dans la lame d'air à cause de l'existence des grand gradients de température dans cette zone.

Les lignes de courant dans le reste de la cavité suivent les parois et laisse une zone morte au milieu (Fig.V.17) présente les vecteurs de vitesses de l'écoulement dans la cavité pour les quatre cas de l'ouverture.
Comme il est montré dans la (Fig.V.18) la vitesse de l'écoulement au niveau de l'ouverture inférieur est très forte dans le cas de L'ouverture (c=0.025) et elle démunie avec l'augmentation de la section de l'ouverture, la(fig.V.20) présente la variation de la température de point-sup en fonction du temps. La température varie inversement

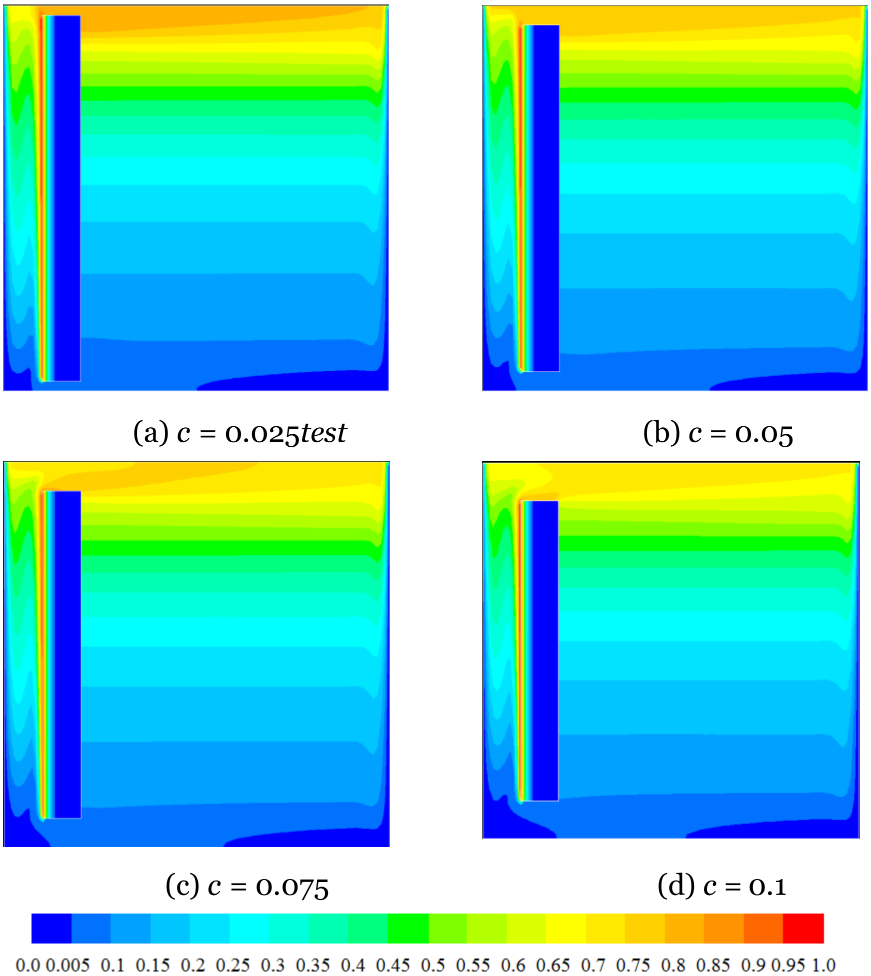
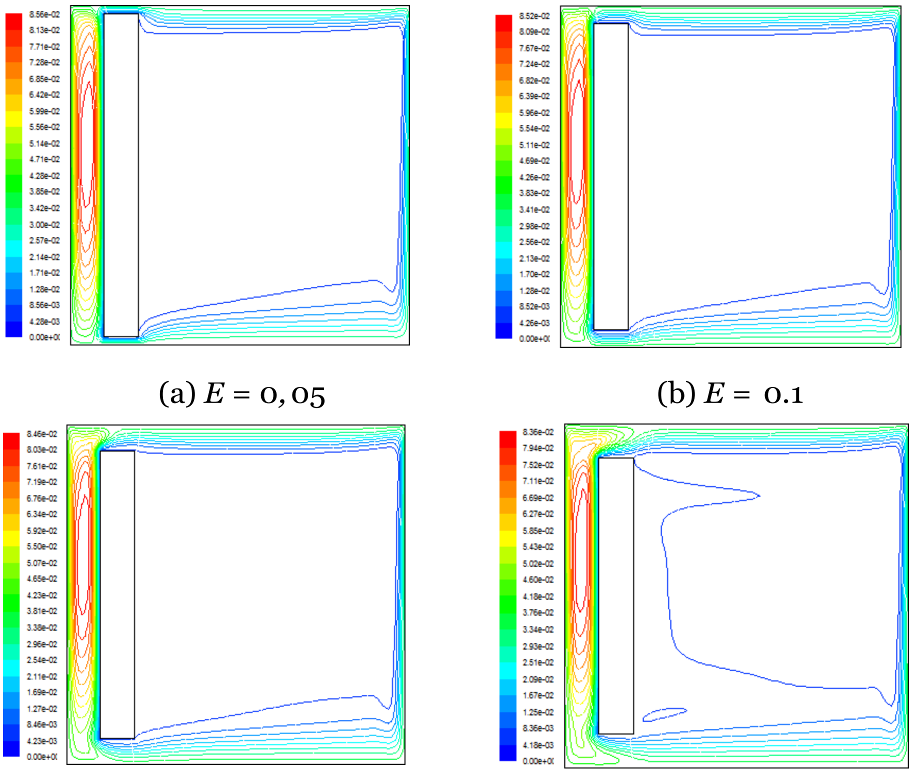


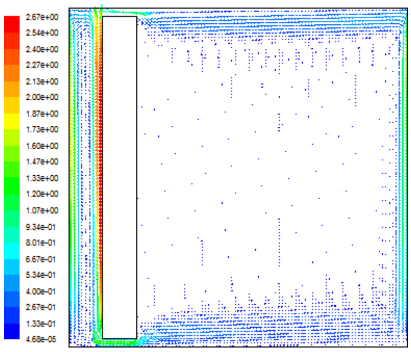
FIGURE V.15 – *Effet de l'ouverture : Distribution de la Température dans la cavité au temps t'=300*



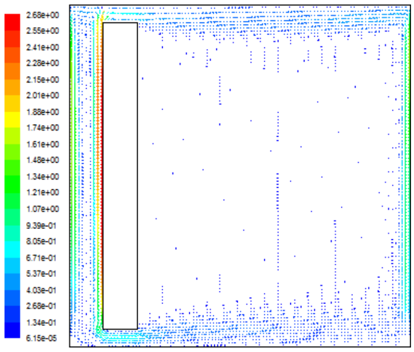
(a) $E = 0,05$ (b) $E =$ 0.1

(c) 0, 15 (d) (c=0.05

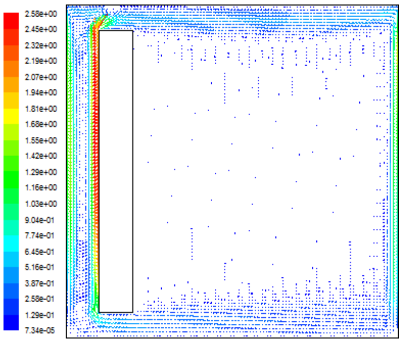
FIGURE V.16 – *Effet de l'ouverture : Lignes de courant dans la cavité au temps t=300*



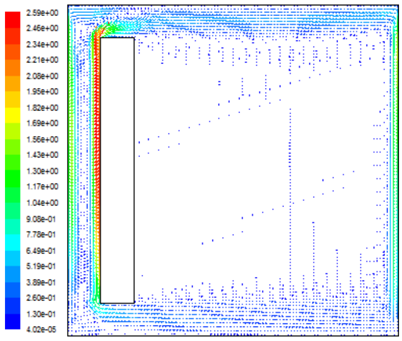
(a) $E = 0,05$



(b) $E =\ 0.1$



(c) 0, 15



(d) 0, 2

FIGURE V.17 – *Effet de l'ouverture : Vecteurs des vitesses dans la cavité au temps t'=300*

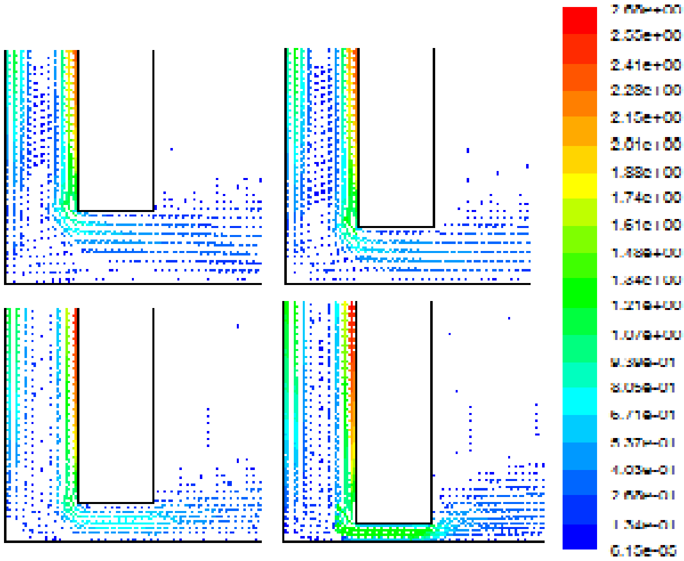


FIGURE V.18 – *Effet de l'ouverture : Vecteurs des vitesses dans la cavité au temps t'=300 (Zoom de l'ouverture Inf.)*

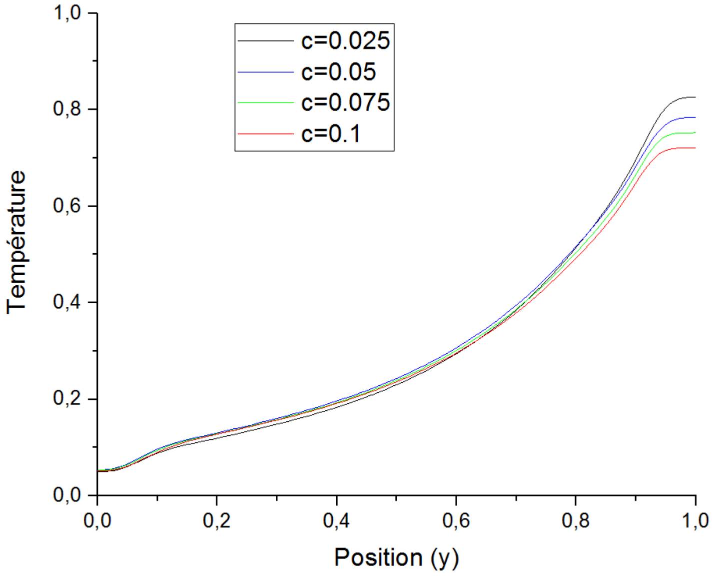


FIGURE V.19 – *Effet de l'ouverture : Variation de température le long de x=0.5*

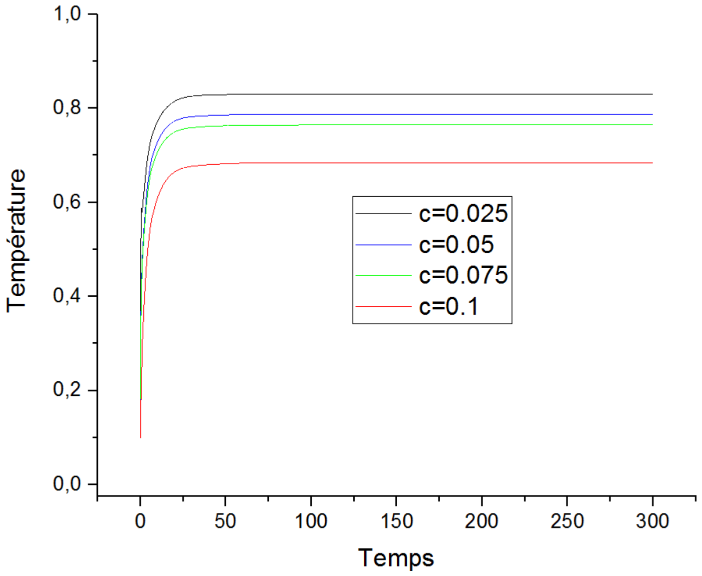


FIGURE V.20 – *Effet de l'ouverture : Variation de température du point p-sup en fonc- tion du temps*

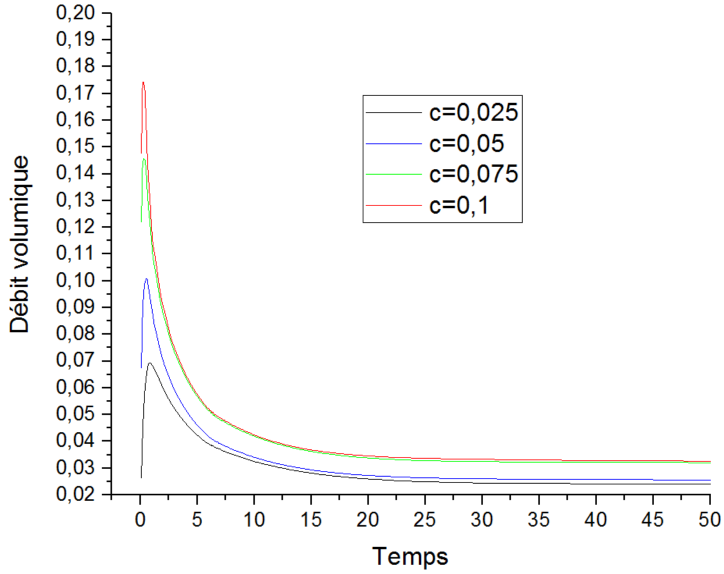


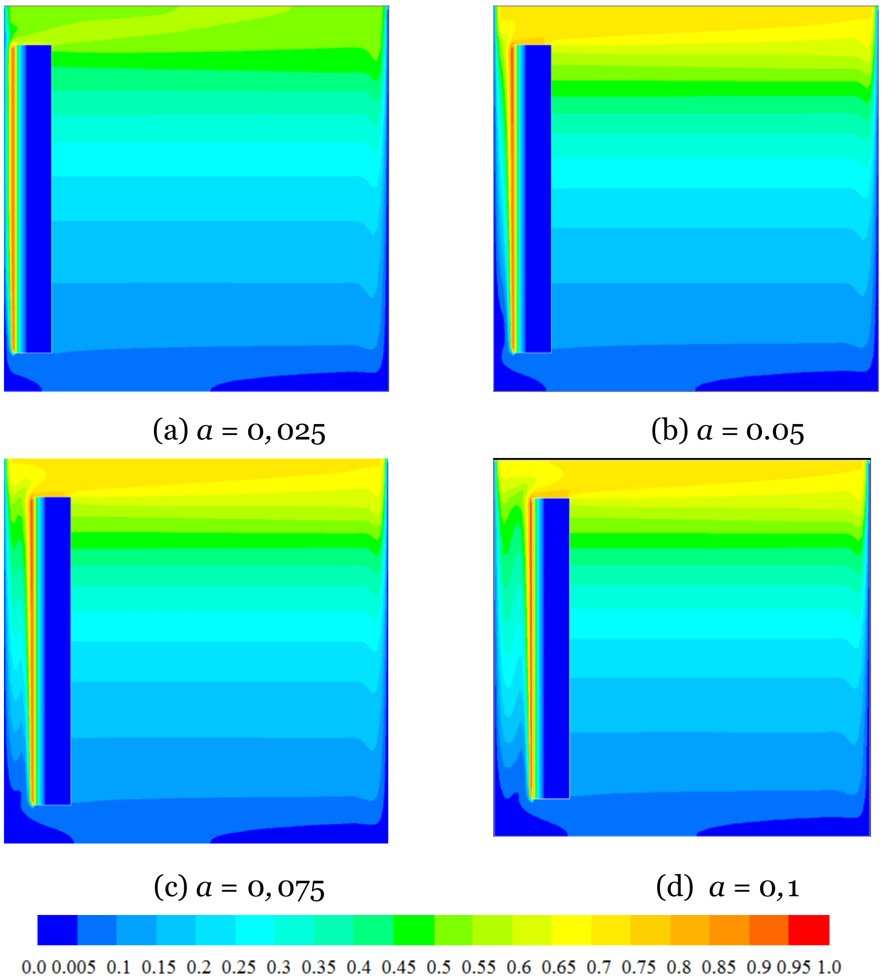
FIGURE V.21 – *Effet de l'ouverture : Variation du débit volumique de l'ouverture sup. en fonction du temps*

proportionnelle avec la section de l'ouverture.

(Fig.V.21) montre qu'il y a une relation proportionnelle entre le débit volumique et la section de l'ouverture.

5 Effet de la lame d'air

Différent dimension de lame d'air sont étudiées (a=0.0025 ;a=0.05 ;a=0.075 ;a=0.1) La (Fig.V.22) présent la distribution de la température dans la cavité pour les différents cas de lame d'air. La forme des isothermes sont similaires pour les différents cas avec une relation inversement proportionnelle enter la température est la section de lame d'air.

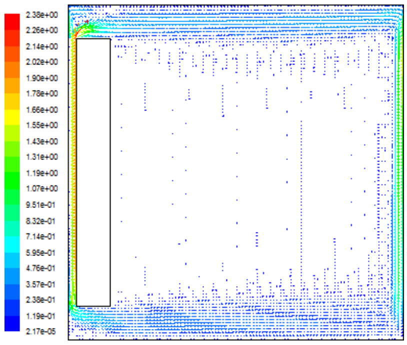


(a) $a = 0,025$ (b) $a = 0.05$

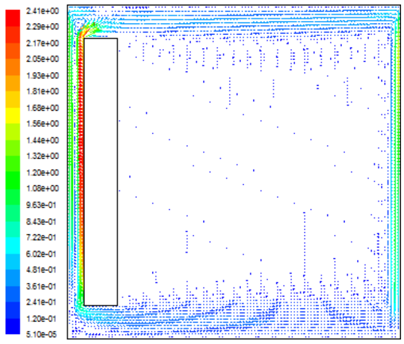
(c) $a = 0,075$ (d) $a = 0,1$

FIGURE V.22 – *Effet de la lame d'air : Distribution de la Température dans la cavité au temps t'=300*

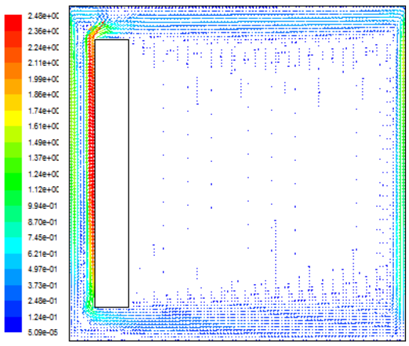
(Fig.V.23) présent vecteurs des vitesses dans la cavité. Il est claire que la valeur maximale de vitesse se trouve dans le cas de lame d'air plus grand , cela peut être explique par la quantité importante de fluide entrant dans la lame d'air.



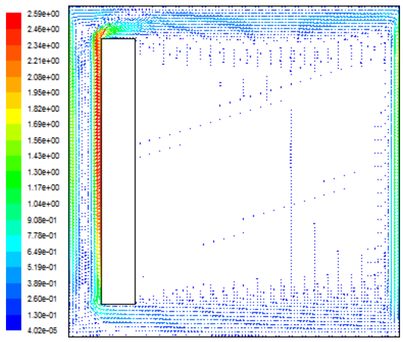
(a) $a = 0,025$



(b) $a = 0.05$



(c) $a = 0,075$

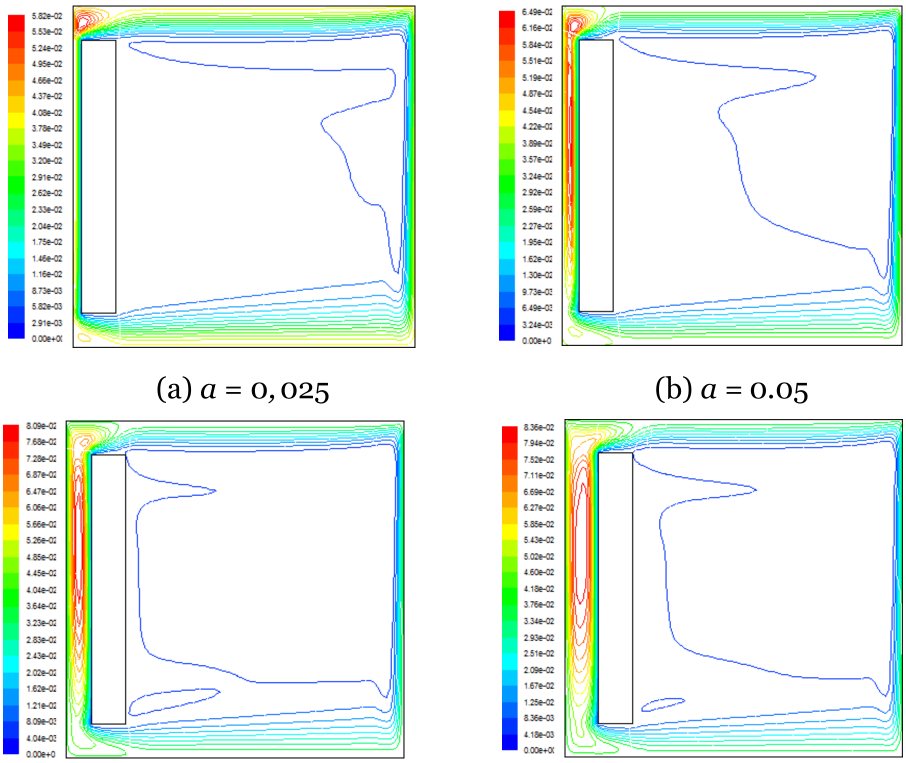


(d) $a = 0,1$

FIGURE V.23 – *Effet de la lame d'air : Vecteurs des vitesses dans la cavité au temps t=300*

(Fig.V.24) présent les lignes de courant de l'écoulement dans la cavité . Ces dernières sont de forme elliptique situées entre la parois chaude (mur Trombe) et la parois froide (gauche).

Ces contours sont claire dans le cas de lame d'air (a=0.1) et ils sont démunie avec la diminution de la section de la lame d'air jusqu'à qui ils sont disparue dans le cas de lame d'air (a=0.025), ou des trublions sont créés dans l'entrée et la sortie de la lame d'air .Les lignes de courant dans le reste de la cavité suivent les parois et laisse une zone morte au milieu.



(a) $a = 0,025$ (b) $a = 0.05$

(c) $a = 0,075$ (d) $a = 0,1$

FIGURE V.24 – *Effet de la lame d'air : Lignes de courant dans la cavité au temps t=300*

Fig.V.25 montre qu'il y a une relation inversement proportionnelle entre la vitesse de l'écoulement au sein de lame d'aire et la section de cette dernière.

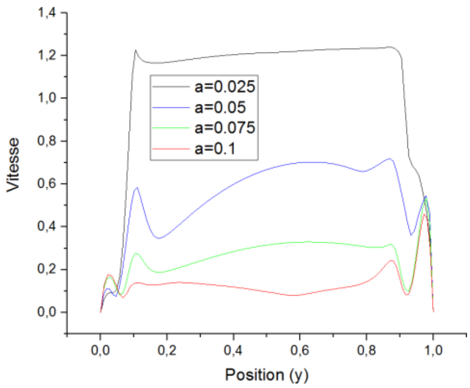


FIGURE V.25 – *Effet de la lame d'air : Profile de vitesse le longe de x=centre de lame d'air*

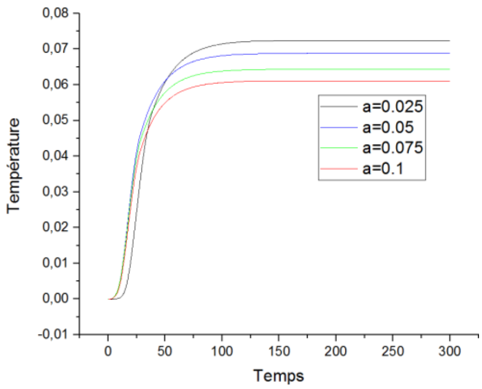


FIGURE V.26 – *Effet de la lame d'air : Variation de température du point p-inf en fonction du temps*

(Fig.V.27) présente la variations de débit volumique en fonction de temps dans les différent cas de lame d'air.

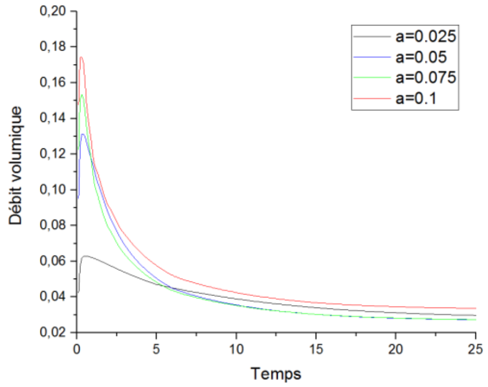
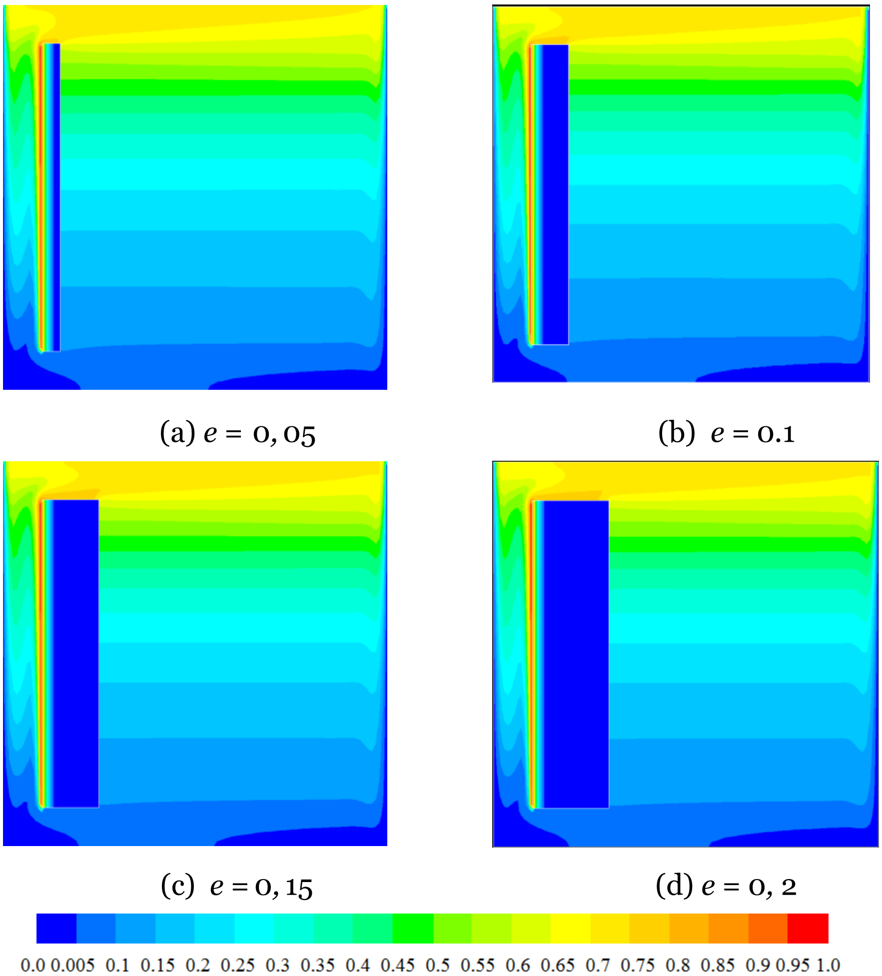


FIGURE V.27 – *Effet de la lame d'air : Variation du débit volumique de l'ouverture sup. en fonction du temps*

6 Effet de l'épaisseur du mur

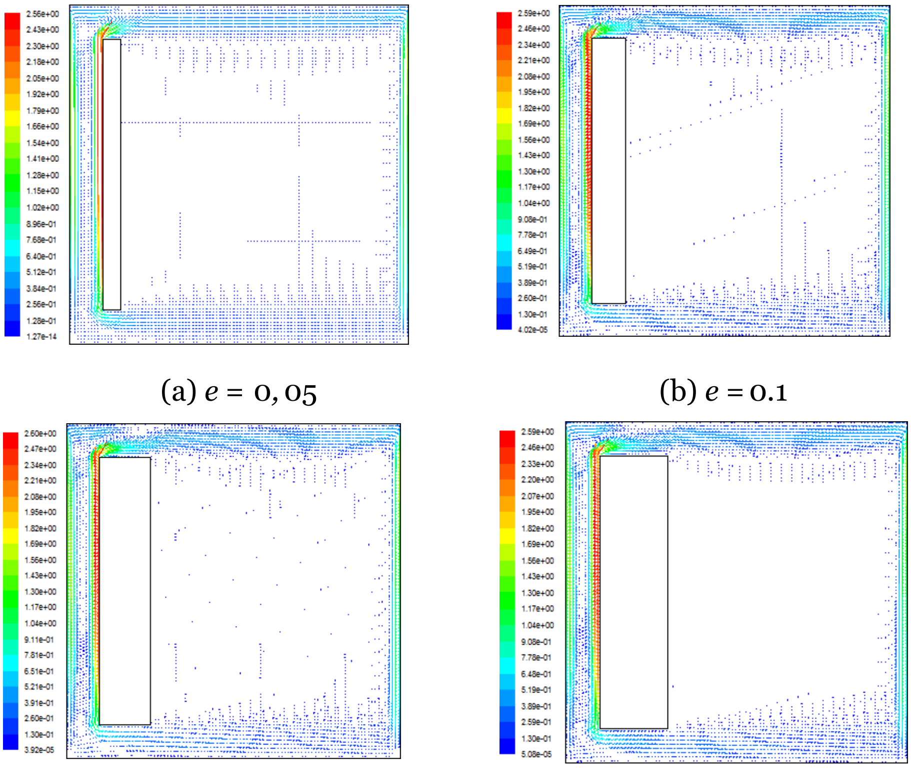
Différent épaisseur du mur sont considérées : (e=0.05 ;e0.1 e=0.15 ; e=0.2) (Fig ;V.28) montre que les isotherme de température dans la cavité sont de même forme (presque des lignes horizontales pour les différents cas ,(Fig.V.29 et V.30) montre que les vecteurs vitesse et les lignes de courant sont similaires pour les différent cas d'épaisseur. De même façon , (fig.V.32) Illustre qui il n'y a pas d'effet de l'épaisseur sur la variation de température et du débit volumique



(a) $e = 0,05$ (b) $e = 0.1$

(c) $e = 0,15$ (d) $e = 0,2$

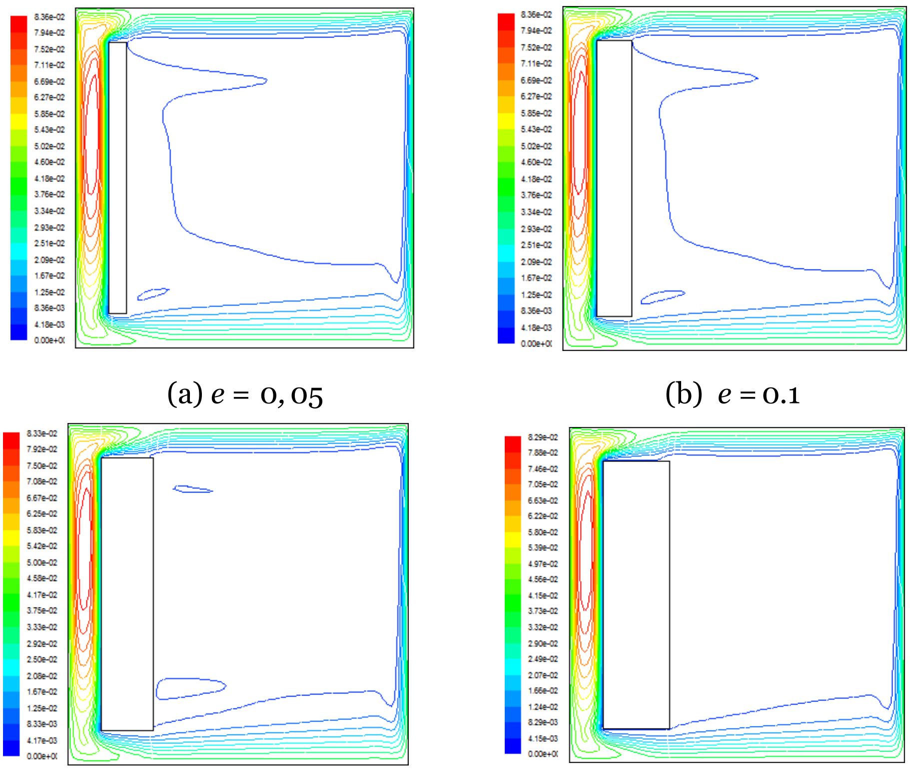
FIGURE V.28 – *Effet de l'épaisseur : Distribution de la Température dans la cavité au temps t'=300*



(a) $e = 0,05$ (b) $e = 0.1$

(c) $e = 0,15$ (d) $e = 0,2$

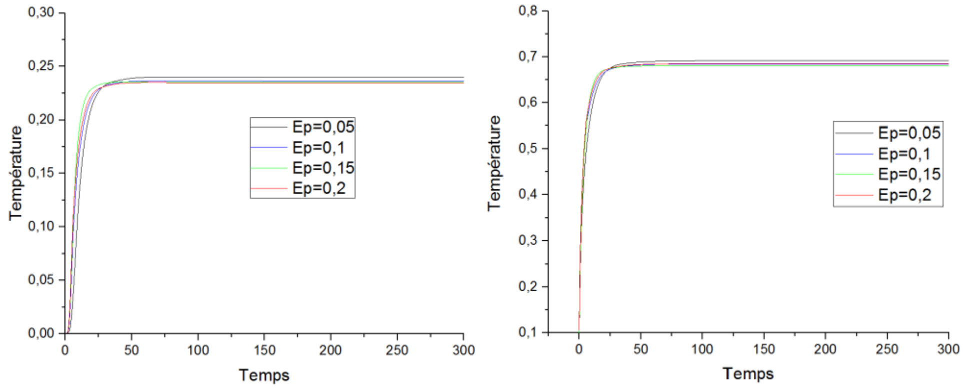
FIGURE V.29 – *Effet de l'épaisseur : Vecteurs des vitesses dans la cavité au temps t'=300*



(a) $e = 0,05$ (b) $e = 0.1$

(c) $e = 0,15$ (d) $e = 0,2$

FIGURE V.30 – *Effet de l'épaisseur : Lignes de courant dans la cavité au temps t=300*



(a) (b)

FIGURE V.31 – *Effet de l'épaisseur : Variation de température des points (a) p-C et (b) p-sup en fonction du temps*

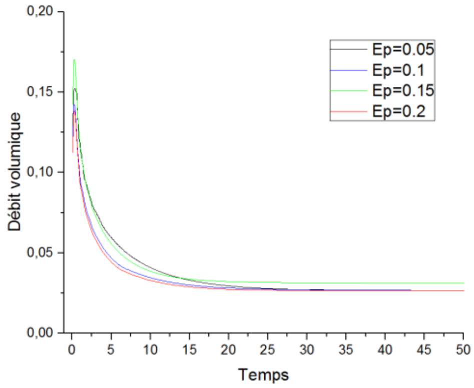


FIGURE V.32 – *Effet de l'épaisseur : Variation du débit volumique de l'ouverture sup. en fonction du temps*

Chapitre VI

Conclusion General

1 Conclusion

Dans ce travail de recherche, nous avons fait une étude sur la convection naturelle dans une cavité carrée (fermé). Plusieurs paramètres sont étudiés : Maillage, Nombre de Rayleigh, Ouverture dans le mur, Lame d'air et épaisseur du mur. Le processus de l'écoulement dans la cavité qu'on a trouvé peut-être résumé comme suit : La chaleur émise par la paroi chaude est transportée par convection vers le haut de la cavité et se déplace vers la paroi supérieure adiabatique. Une partie se dirige vers la paroi froide gauche et le reste se dirige vers la paroi froide droite. Lorsque le fluide rencontre la paroi froide, sa température est chutée et il se déplace vers le bas et se dirige vers l'ouverture inférieur du mur. La circulation du fluide dans cette cycle se fait au cour du temps jusqu'à que l'état d'écoulement du fluide devient stationnaire.

A partir de notre étude, on peut tiré plusieurs conclusions sur l'effet des différents paramètres sur le phénomène :

- Les températures les plus élevées sont celles du fluide qui circule parallèlement à la paroi chauffée ;
- Les températures les plus basses sont celles du fluide qui circule parallèlement aux parois froides
- Le fluide s'échauffe en contact de la région chauffée, se refroidit en contact des

parois froides.

- Plus le maillage est raffiné, plus on converge vers un résultat plus précis.
- On a trouvé que l'écoulement en régime transitoire du fluide au sein de cavité fermé converge après certain temps vers une situation stationnaire. Le temps de convergence vers l'état stationnaire varie en fonction des plusieurs paramètres (Ra, section de l'ouverture, section de lame d'aire ...)
- Le débit volumique de l'ouverture supérieure varie proportionnellement, avec nombre de Rayliegh, section de l'ouverture et section de lame d'aire.
- On remarque que pour $10^3 < Ra < 10^4$, la valeur maximale de température en haut de la cavité augmente avec l'augmentation de Ra, et pour $Ra > 10^4$ la valeur maximale de température en haut de la cavité diminue avec l'augmentation de Ra.
- La vitesse de propagation de Température varie proportionnellement avec le nombre de Rayliegh - Les valeurs max de vitesses et lignes de courant croient avec le nombre de Rayliegh
- Plus la section de l'ouverture est étroite, l'écoulement de vient fort dans la lame d'air à cause de l'existence des grands gradients de température.
- La température varie inversement proportionnelle avec la section de l'ouverture.

- Il y a une relation inversement proportionnelle entre la vitesse de l'écoulement au sein de lame d'aire et la section de cette dernière.
- L'effet de l'épaisseur n'est claire sur la variation de température et, plus générale, sur le phénomène de la convection naturelle dans la cavité fermée. Nous croyons que l'effet de l'épaisseur du mur peut visualiser dans le cas d'étude du stockage de chaleur avec une fonction ou source de chaleur varie en fonction du temps et non pas dans le cas de température constante imposée.

2 Perspectives

Dans le but de s'approcher réellement du problème physique du chauffage passif il est recommandé d'étudier le même problème en tenant compte des condition suivantes comme perspectives.

1. La température du mur n'est pas imposée constante, elle doit être introduite sous forme de flux du rayonnement solaire selon la région à étudier
2. Il est préférable de créer des ouvertures d'entrée et sortie a fin de faire circuler de l'air à l'intérieur du local.(chauffage et ventilation).
3. Étude de la restitution de la température emmagasinée dans le mur pendant la nuit lorsque le flux du rayonnement s'annule.
4. Étude de la turbulence dans la cavité . est nécessaire sur tout lorsque le Ra est très grand .
5. Étude tridimensionnelle afin de représenter réellement le local à étudier .
6. Étude expérimental par des capteur de température (thermocouple)

References

1 Yunus A, Cengel,(2008) ,"Introduction to thermodynamics and heat transfer",2eme edition McGrw-HiLL.

2 Roulet, Claude-Alain. (2012). Eco-confort - Pour une maison saine et à basse consommation d'énergie.

3 Courgey, S., Oliva, J.-P. (2006,2007). La Conception Bioclimatique . Mens, France : Terre Vivante.

4 Harry Boyer, Franck Lucas, Frédéric Miranville, Alain Bastide, Dominique Morau. Simulations de dispositifs du type Mur Trombe avec CODYRUN. ESIM 2006, May 2006, Toronto, Canada. pp.81- 233.

5 Christophe Daverat. (2012.), "Etude expérimentale de la convection naturelle en canal vertical à flux de chaleur imposé : application au rafraîchissement passif de composants actifs de l'enveloppe des bâtiments", INSA de Lyon.

6 K. Hami , B. Draoui et O. Hami (2010) ," Modélisation d'un système de chauffage passif dans la région de Béchar", Revue des Energies Renouvelables Vol. 13 N 2 : 355 – 368

7 Vincent Basecq (2015).," Développement d'un mur capteur-stockeur solaire pour le chauffage des bâtiments à très basse consommation d'énergie", Université de La Rochelle.

8 I.E. Sarris, I. Lekakis, N.S. Vlachos (2004), Natural convection in rectangular tanks heated locally from below, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 : 3549–3563

9 Hicham Bouali, Ahmed Mezrhab, Larbi Elfarh, Chérifa Abid, Marc Medale (2007)."

Simulation numérique des transferts thermiques dans une serre agricole chauffée par un bloc solide isotherme". JITH 2007, Albi, France.

10 Stéphane Thiers, Bruno Peuportier (2008), Bilans énergétique et environnemental simulés d'un bâtiment passif équipé d'un échangeur air-sol, en Picardie , CONFERENCE IBPSA FRANCE – LYON .

11 R. Bennacer, A. Tobbal et H. Beji, (2002) , Convection naturelle Thermosolutale dans une Cavité Poreuse Anisotrope : Formulation de Darcy-Brinkman , Rev. Energ. Ren. Vol. 5 :1-21

12 B. Draoui, M. Benyamine, Y. Touhami et B. Tahri(1999)," Simulation Numérique de la Convection Naturelle en Régime Laminaire Transitoire dans une Serre Tunnel Chauffée par le Bas (Flux)", Rev. Energ. Ren. : Valorisation :141-145

13 S. Manar , H. Rouijaa , E.A. Semma et M. El Alami (2014) ," Etude numérique de la convection naturelle au sein d'une cavité carrée avec chauffage et refroidissement variables Revue des Energies" Renouvelables Vol. 17 N 2 323 – 334

14 F. ZOUIRI, M.A. OULMANE, N. LABSI, Y.K. BENKAHLA, A. BOUTRA (2017) , "Convection naturelle au sein d'une cavité carrée munie d'une source chauffante placée sur sa paroi inférieure ", 23 ème Congrès Français de Mécanique Lille, 28 Août au 1er Septembre 2017.

15 Jean Félix Durastanti, Raouf Khelalfa, Youssef Sfaxi (),Etude de la convection naturelle dans une cavité par une méthode de réanalyse , IUT de Sénart- Université de PARIS EST

16 A. Valencia, R.L. Frederick (1989.) , " Heat transfer in square cavities with partially active vertical walls", Int. J. Heat Mass Transfer 32, pp. 1567–1574.

17 Btissam Abourida ,Mohammed Hasnaoui ,Samira Douamna,(1998) Natural convection in a square cavity with vertical boundaries submitted to periodic temperatures",Revue Générale de Thermique Volume 37, Issue 9, Pages 788-800.

18 F. Penot et A.-M. Dalbert(1982). "Convection naturelle mixte et forcée dans un thermosiphon vertical chauffé à flux constant". International Journal Heat Mass Transfer, 26 :1639–1647.

19 HENDRO TJAHJONO (1991), ETUDE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS UNE CONDUITE HORIZONTALE CHAUFFEE A UNE EXTREMITE, Thèse de doctorat, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble

20 K. Imessad et M. Belhamel,((2001)) Analyse Thermique d'un Système de Chauffage Solaire Passif ,Rev. Energ. Ren. Vol. 4 ; 61 - 67.

21 GUESTAL Mabrouk(2010),"Modélisation de la Convection Naturelle Laminaire dans Une Enceinte Avec Une Paroi Chauffée Partiellement ",tehes de magistère, Université de MENTOURI CONSTANTINE

22 A. Bejan et A. Krauss(2003)," Heat transfer handbook, chapter 7 natural convection", 525-556

23 Charles R.Doering, J.D.Gibbon,(2004)"applied analysis of the Navier-stokse equation"Cambridge university press

24 H K Versteeg and W Malalasekera (1995),"An Introductionto Computational Fluid DynamicS,THE FINITE VOLUME METHOD",Second EditionPearson Education Limited

25 SuhasV.Patankar (1980)"numerical heat transfer and fluid flow ",series computation and processes in mechaics and thermal science, taylorfrancis.