République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Yahia Farès de Médéa



Faculté des Sciences et de Technologie

Mémoire présenté par :

Laouche Nassim

Pour l'obtention du diplôme de magister
En

SPÉCIALITÉ : GÉNIE MÉCANIQUE
OPTION : ENERGÉTIQUE

CONTRIBUTION A L'ETUDE NUMERIQUE DE LA CONVECTION MIXTE DANS UN CANAL AVEC DES CONDITIONS AUX LIMITES PERIODIQUES

Devant le jury composé de :

Pr : A. Abdellah Elhadj	**Professeur, Université de Médéa**	**Président**
Pr : S. Hanini	**Professeur, Université de Médéa**	**Examinateur**
Dr : M. Anoun	**Maitre de Conférences A, UYFM**	**Examinateur**
Dr :A. Korichi	**Maitre de Conférences A, UYFM**	**Directeur de Mémoire**

Promotion, 2014

Remerciement

Tout d'abord je remercie infiniment mon dieu le tout puissant de la bonne santé, la volonté et la patience qu'il m'a donné tout le long de mes études.

Au terme de ce travail, j'exprime mes particuliers remerciements à Monsieur Korichi Abdelkader. Maitre de conférences A à U.Y.F.M pour m'avoir guidé de mener à bien mes études, par sa confiance, son soutien, son esprit d'analyse, et ses encouragements.

Je remercie également les membres du jury qui ont acceptés d'honorés par leur présence ma soutenance afin de juger mon travail :

- *Monsieur Abdellah Elhadj. A Professeur à U.Y.F.M*
- *Monsieur Hanini. S Professeur à U.Y.F.M*
- *Monsieur Anoun. M Maitre de conférences A à U.Y.F.M*

A ces remerciements, j'ajoute ceux de mes parents, mes frères, mes sœurs et ma femme pour tous ceux qu'ils ont fait pour moi, leur compréhension, et leur soutien total.

Sans oublier mes amis, collègues et tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin à réaliser ce travail.

Dédicace

Il me fait le plaisir de dédier ce modeste travail qui ne sera pas réalisé sans l'aide d'Allah le tout puissant.

À la mémoire de mes grands parents et mon père qui me fait toujours le courage de continuer mes études ainsi à mon frère qu'Allah les gardes dans sa vaste paradis.

À la femme la plus importante du monde à celle qui hante mon cœur, mon âme, et ma raison, ma très chère mère qu'Allah la garde.

A ma femme, qui m'encourage de poursuivre mes études et son aide de réaliser ce travail.

À mes chers frères et mes chères sœurs.

À toute ma famille

À tout mes amis.

Résumé

Ce travail étudie numériquement l'écoulement de fluide et le transfert de chaleur par convection mixte stationnaire lors de l'écoulement de l'air dans un canal équipé des sources de chaleur discrètes montées sur l'une des parois sous différentes conditions. Le système d'équations aux dérivées partielles régissant le phénomène est résolu par la méthode des volumes finis au moyen du code de calcul OpenFoam.

L'étude est effectuée pour différentes combinaisons des paramètres intervenant dans le phénomène à savoir le nombre de Reynolds, de Grashof et l'angle d'inclinaison en balayant les régimes de convection libre dominante au régime convection forcée dominante et la position du canal de l'horizontale à la verticale. Les deux cas de convection, assistée et contrariée ont été considérés. L'incidence de quelques paramètres géométriques comme la longueur des sources ainsi que leurs espacements est étudié.

Les résultats ont montré que le cas de convection libre assistée est similaire au cas de la convection forcée dominante. Cependant en convection libre contrariée, le phénomène est complexe et peut donner naissance à un écoulement inverse qui modifie le transfert de chaleur mis en jeu. Aussi, il a été trouvé que les paramètres (Re, Gr, b et S), influent sur la vitesse de l'écoulement, les épaisseurs des couches limites thermique et dynamique ainsi que sur le transfert de chaleur.

Mots clé : Convection mixte, assisté, contrarié, transfert de chaleur, composants électroniques, Méthode des volumes finis, OpenFoam.

Abstract

This work studies numerically fluid flow and heat transfer in the steady state mixed convection regime in channel with discrete heat sources attached to one wall under different conditions. The system of partial differential equations governing the phenomenon was solved by the finite volume method by means of OpenFoam code.

The study is carried out for various combinations of parameters intervening in the phenomenon as Reynolds number, Grashof number and the inclination angle from dominated free convection to dominated forced convection flow regime and inclination from horizontal to vertical channel position. The two cases, assisted and opposed convection mode were considered. The incidence of some geometrical parameters as the heat sources length and spacing is studied.

The results showed that assisted free convection case is similar to the dominated forced convection case. However in opposed free convection case, the phenomenon is more complex and can give rise to a reversal flow which modifies the flow structure and heat transfer. Also, it was found that the parameters (Re, Gr, b and S) affect the flow velocity, dynamic and thermal boundary layers thicknesses and heat transfer rate.

Key words: mixed Convection, assisted, opposed, heat transfer, electronic components, finite volume method, OpenFoam.

ملخـــــص

هذا العمل يدرس حسابيا انتقال الحرارة في حالة الحمل المختلط لسيلان الهواء في قناة ركبت على إحدى جدرانها عناصر حرارية عند درجة حرارة ثابتة،المعادلات المتحكمة في هذه الدراسة حلت بطريقة الحجوم المنتهية كما استعمل برنامج OpenFoam كوسيلة حساب.

الدراسة أنجزت من أجل عدة تراكيب للوسطاء مثل قيم عدد Reynolds،عدد Grashof وزاوية ميل القناة على مجال يمتد من الحمل الحراري الطبيعي إلى الحمل الحراري القصري ووضعية القناة من العمودي إلى الأفقي،أخذت بعين الاعتبار حالتي الحمل الحراري المساعد والمضاد،تأثير بعض وسطاء الهندسية مثل طول عناصر الحرارية والمسافة بينهم.

كشفت النتائج أن الحمل الحراري الطبيعي المساعد متشابه مع الحمل الحراري القصري، في المقابل حالة الحمل الحراري الطبيعي المضاد،الظاهرة معقدة ويمكن ظهور سيلان معاكس الذي يغير انتقال الحرارة،كذلك وجد أن الوسطاء (S, b, Gr, Re) تأثر على سرعة السيلان وسمك الطبقات المحاذية الديناميكية والحرارية أيضا التدفق الحراري.

الكلمات المفتاحية :الحمل الحراري المختلط،المساعد،المضاد،العناصر الإلكترونية،طريقة الحجوم المنتهية.

Sommaire

Résumé iii

Sommaire v

Liste des tableaux ix

Liste des figures x

Nomenclature ix

Introduction générale 1

Chapitre I : Généralités et Etude bibliographique 3

I.1. Introduction 3

I.2. Phénomène physique 3

I.2.1. Notions sur la Convection et l'écoulement 3

I.2.2. Convection forcée 3

I.2.3. Convection naturelle 4

I.2.4. Convection mixte 8

I.3. Revue bibliographique 8

I.4. Objectifs 24

Chapitre II : Modèles Mathématiques 25

II.1 Introduction 25

II.2 Modèle physique 25

II.3. Equations de conservations 26

II.3.1 Equation de continuité 26

II.3.2 Equation de quantité de mouvement 26

II.3.3 Equation de l'énergie 27

II.4. Hypothèses 27

II.4.1. Mise en équations du problème 29

II.4.1.1. Equation de continuité 29

II.4.1.2. Equation de conservation quantité de mouvement 29

II.4.1.3. Equation de l'énergie 30

II.4.2. Equations adimensionnelles 30

II.5. Conditions aux limites 33

II.6. Conclusion 33

Chapitre III : Méthodes Numériques et présentation du code OpenFoam 34

III.1 Introduction 34

III.2 Maillage 35

III.3 Discrétisation de l'équation générale de transport 37

III.3.1. les schémas d'interpolation 40

III.3.2. Application d'un schéma numérique 41

III.4. Présentation du code OpenFoam 43

III.4.1 Fonctionnalités d'OpenFoam. 46
III.4.1.1. Génération du maillage 46
III.4.1.2. Calcul CFD 47
III.4.13. Post-traitement des résultats 47
III.4.2. Fonctionnement du code 47
III.4.3. Description des fichiers 49
a. Le dossier 0 49
b. Le dossier constant 51
c. Le dossier system 52
III.4.4. Outil de visualisation et Post-traitement 55
III.5. Conclusion 55

Chapitre IV : Résultats et discussion **56**
IV.1. Introduction 56
IV.2. Validation de code de calcul 56
IV.3. Choix du maillage 57
IV.4 Résultats et Discussions 59
IV.4.1 Champ dynamique 60
IV.4.2 Champ thermique 62
IV.4.3 Nombre de Nusselt 64
IV.4.4 Etude paramétrique 65
IV.4.4.1 Ecoulement assisté 65
a. Effet du nombre de Reynolds 65
b. Effet du nombre de Grashof 69
c. Effet de la longueur des sources ‘b’ 72
d. Effet de la distance entre les sources de chaleur ‘S’ 76
IV.4.4.2. Ecoulement contrarie 79
a. Effet du nombre de Reynolds 79
b. Effet de nombre de Grashof 83
IV.4.4.3 Effet de l’inclinaison du canal 87
a. Pour différentes valeurs de Reynolds 87
b. Pour différentes valeurs de Grashof 92

Conclusion générale **98**

Références bibliographiques

Annexes

Liste des tableaux

Tableau II.1. Identification des équations par rapport à l'équation générale de transport selon la variable indépendante, le coefficient de diffusion et le terme de source 32

Tableau III.1 : Les expressions de la fonction A (|P|) pour différents schémas numériques, **Patankar, 1980.** 43

Tableau III.2. Solveurs destiné aux écoulements non-isothermes, **OpenFoam, (2011).** 45

Tableau III.3 : description les types des conditions aux limites à implantées pour les grandeurs physiques dans le dossier 0. 51

Tableau III.4 : Mots-clés principaux utilisés dans fvSchemes. 54

Tableau IV.1. Paramètres physiques utilisés dans notre étude. 60

Liste des figures

Figure I.1. *Schéma de l'expérience de Rayleigh-Bénard.* 7

Figure. I.2. *Schéma de principe de la convection de Rayleigh-Bénard.* 7

Figure I.3. *Schéma du dispositif expérimental utilisé par* ***Baskaya et al. (2005)*** 10

Figure I.4. *Schéma du dispositif expérimental utilisé par* ***Dogan et al. (2006)*** 10

Figure I.5. *Configuration étudiée par* ***Choi et Kim. (1996)*** 11

Figure I.6. *Configuration étudiée par* ***Wang et Jaluria, (2002)*** 12

Figure I.7. *Configuration étudiée par* ***Wang et Jaluria, (2004)*** 12

Figure I.8. *Configuration étudiée par* ***Gururaja Rao et al. (2005)*** 13

Figure I.9. *Configuration étudiée par* ***Bazylak et al. (2006)*** 14

Figure I.10. *Configuration étudiée par* ***Bazylak et al. (2007).*** 14

Figure I.11. *Schéma du dispositif expérimental utilisé par* ***Manca et al. (2002)*** 15

Figure I.12. *Configuration étudiée par* ***Guimarães et Menon, (2008)*** 16

Figure I.13. *Configuration étudiée par* ***Tsay, 1999*** 17

Figure I.14. *Configuration étudiée par* ***Gururaja Rao et all, (2002)*** 18

Figure I.15. *Configuration étudiée par* ***Mathews et Balaji, (2007)*** 19

Figure I.16. *Configuration étudiée par* ***Martinez-Suâstegui et Trevino, (2008)*** 20

Figure I.17. *Configuration étudiée par* ***Sawant et Gururaja Rao, (2008).*** 21

Figure I.18. *Configuration étudiée par* ***Gururaja Rao et al. (2009)*** 22

Figure I.19*. Configuration étudiée par* ***Dritselis et al. (2013)*** 23

Figure II.1. *La géométrie de problème considéré, (a) écoulement assisté et (b) écoulement contrarie.* 25

Figure III.1 *: Schéma des différents volumes de contrôle* 35

Figure III.2 *: Volume de contrôle typique* 36

Figure III.3 *: Volume de contrôle décalé vers la droite* 36

Figure III.4 *: Volume de contrôle décalé vers le haut* 37

Figure III-5 : *la valeur de A (|P|) pour chaque schéma.* 41

Figure III.6. *Structure d'un répertoire contenant un cas a étudié dans OpenFoam.* 49

Figure IV-1 : *Profile de la vitesse au niveau y(m) = 0.18, 0.3, 0.6 et 1.35 de canal pour Re = 300 et Gr = 1.59 x* 10^5 57

Figure IV-2 : *Profile de la température au niveau y(m) = 0.18, 0.3, 0.6 et 1.35 de canal pour Re = 300 et Gr = 1.59 x* 10^5**.** 57

Figure IV-3 : *Evaluation du nombre de Nusselt local dans les sources de chaleurs pour les différents maillages.* 58

Figure IV-4 : *Evaluation du nombre de Nusselt moyen dans les sources de chaleurs pour les différents maillages.* 59

Figure IV.5. : *Profile de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour Re = 200 et Gr = 4×*10^4*(écoulement assisté).* 61

Figure IV.6. *Lignes de courants pour Re = 200 et Gr = 4 ×*10^4*(écoulement assisté).* 62

Figure IV.7 *Conteurs de la vitesse longitudinale pour Re=200 et Gr=4×*10^4 *(écoulement assisté).* 62

Figure IV.8. : *Profile de la température aux extrémités des sources de chaleur pour Re = 200 et Gr = 4 ×* 10^4*(écoulement assisté).* 63

Figure IV.9. *Conteurs de la température pour Re = 200 et Gr = 4 ×*10^4*(écoulement assisté).* 63

Figure IV.10. *Evolution du nombre de Nusselt local dans les sources de chaleur pour Re = 200 et Gr = 4×*10^4 *(écoulement assisté)..* 64

Figure IV.11*. Lignes du courant pour Gr = 4×*10^4 *et différents valeurs de Reynolds (écoulement assisté).* 66

Figure IV.12*. Distribution de la vitesse longitudinale pour Gr = 4×*10^4 *et différentes valeurs de Reynolds (écoulement assisté).* 66

Figure IV.13*. Conteurs de la température pour Gr = 4×*10^4 *et différentes valeurs de Reynolds (écoulement assisté).* 67

Figure IV.14*. Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt pour Gr = 4×*10^4*(écoulement assisté).* 68

Figure IV.15*. Lignes du courant pour Re =200 et différents valeurs de Grashof (écoulement assisté).* 69

Figure IV.16. *Distribution de la vitesse longitudinale pour Re =200 et différents valeurs de Grashof (écoulement assisté).* 70

Figure IV.17. *Conteurs de température pour Re =200 et différentes valeurs de Grashof (écoulement assisté).* 71

Figure IV.18. *Effet du nombre de Grashof sur le nombre de Nusselt le long des sources de chaleur pour Re=200 (écoulement assisté).* 72

Figure IV.19. *Les profils de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour Re =200, Gr = 4×10^4 et différentes longueurs des sources de chaleur (écoulement assisté).* 73

Figure IV.20. *Distribution de la vitesse longitudinale pour Re =200, Gr = 4×10^4 et différentes longueurs des sources de chaleur («écoulement assisté).* 74

Figure IV.21. *Conteurs de température pour Re =200, Gr = 4×10^4 et différentes longueurs des sources de chaleur (écoulement assisté).* 75

Figure IV.22. *Évolution du Nusselt moyen pour Re=200, Gr = 4×10^4 et différents longueur des sources de chaleur (écoulement assisté).* 75

Figure IV.23. *Les profils de la vitesse transversale après chaque source pour Re =200, Gr= 4×10^4 et différentes espaces entre les sources de chaleur (écoulement assisté).* 76

Figure IV.24. *Distribution de la vitesse longitudinale pour Re =200, Gr = 4×10^4 et différentes espaces entre les sources de chaleur (écoulement assisté).* 77

Figure IV.25. *Conteurs de température pour Re =200, Gr = $4x10^4$ et différentes espaces entre les sources de chaleur (écoulement assisté).* 78

Figure IV.26. *Évolution du Nusselt moyen pour Re=200, Gr= 4×10^4 et différentes espace entre les sources de chaleur (écoulement assisté).* 78

Figure IV.27. *Lignes du courant pour Gr = 4×10^4 et différents valeurs de Reynolds (écoulement contrarie).* 80

Figure IV.28. *Conteurs de la température pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Reynolds (écoulement contrarie).* 81

Figure IV.29. *Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt local pour Gr = 4×10^4(écoulement contrarie).* 82

Figure IV.30. *Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt moyen pour Gr = 4×10^4(écoulement contrarie).* 83

Figure IV.31. *Lignes du courant pour Re =200 et différents valeurs de Grashof (écoulement contrarie).* 84

Figure IV.32. *Conteurs de la température pour Re =200 et différents valeurs de Grashof (écoulement contrarie).* 85

Figure IV.33. *Effet du nombre de Grashof sur l'évolution du nombre de Nusselt local pour Re = 200(écoulement contrarie).* 86

Figure IV.34. *Effet du nombre de Grashof sur l'évolution du nombre de Nusselt moyen pour Re = 200(écoulement contrarie).* 86

Figure IV.35. *Lignes du courant pour Re =100, 200 et 400 et γ =0°, 45° et 90° à Gr= 4×10^4.* 88

Figure IV.36. *Conteurs de la température pour Re =100, 200 et 400 et γ=0°, 45° et 90° à Gr = 4×10^4.* 90

Figure IV. 37. *Evolution du nombre de Nusselt pour Re = 100, 200 et 400 et γ= 0°, 45° et 90° à Gr = 4×10^4.* 92

Figure IV.38. *Lignes du courant pour Gr = 24×10^4, 4×10^4 et 2×10^5 ; γ=0°, 45° et 90° à Re =200* 93

Figure IV.39. *Conteurs de la température pour Gr = 2×10^4, 4×10^4 et 2×10^5 et γ=0°, 45° et 90° à Re = 200* 95

Figure IV. 40. *Evolution du nombre de Nusselt pour Gr = 2×10^4, 4×10^4 et 2×10^5 et γ= 0°, 45° et 90° à Re = 200.* 97

Nomenclature

A_E, A_W, A_N, A_S, A_P	Coefficients correspondants, respectivement, aux nœuds est, ouest, nord, sud et centre du volume de contrôle.	[-]
$A\ (\|P\|)$	Fonction d'un schéma numérique	[-]
a	Coefficient utilisé dans les équations discrétisées	[-]
b	Terme constant utilisé dans l'équation discrétisée	[-]
b	Longueur des sources de chaleur	[m]
C_p	Capacité calorifique du fluide à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
D_e, D_w, D_n, D_s	Termes diffusifs correspondants, respectivement, aux faces est, ouest, nord et sud	[-]
F_e, F_w, F_n, F_s	Termes convectifs correspondants, respectivement, aux faces est, ouest, nord et sud	[-]
F_i	Force suivant la direction i par unité de volume	$[N.m^3]$
Gr	Nombre de Grashof	[-]
g	Accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
H	Hauteur caractéristique du canal	[m]
h	Coefficient de convection	$[w.\ m^{-2}.K^{-1}]$
k	Conductivité thermique dimensionnelle	$[w.\ m^{-1}.K^{-1}]$
L	Longueur du canal	[m]
L_e	Longueur du canal avant la première source	[m]
L_s	Longueur du canal après la dernière source	[m]
M_f	Masse du fluide	[kg]
Nu	Nombre de Nusselt	[-]
$\overline{Nu}$	Nombre de Nusselt moyen	[-]
P	Pression adimensionnelle	[-]
p	Pression dimensionnelle	[Pa]
P*	Pression motrice	[Pa]
P_A	Poussé d'Archimède	[N]
Pe	Nombre de Peclet	[-]
Pr	Nombre de Prandtl	[-]
P_e, P_w, P_n, P_s	R apports du flux convectif au flux diffusif aux différentes faces du volume de contrôle.	[-]
q	Génération de chaleur volumétrique	$[W.\ m^{-3}]$

Ra	Nombre de Rayleigh	[-]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
Ri	Nombre de Richarson	[-]
S	Terme source de l'équation de transport discrétisée	[-]
S	Distance entre les sources de chaleur	[m]
T_0	Température de reference	[K]
T_∞	Temperature de fluide loin de la paroi	[K]
T_p	Température de la paroi	[K]
Tw	Température de chaque composant	[K]
U,V	Composantes de la vitesse adimensionnelle	[-]
u_0	Vitesse caractéristique de fluide a l'entrée du canal	[m. s^{-1}]
V	Volume du fluide	[m^3]
X,Y	Coordonnées cartésiennes adimensionnelles	[-]
x, y	Coordonnées cartésiennes dimensionnelles	[m]

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique	[$m^2.s^{-1}$]
β	Coefficient d'expansion thermique	[K^{-1}]
Γ	Coefficient de diffusion général	[-]
ΔT	Différence de température	[k]
ΔX	Dimension d'un volume de contrôle suivant x	[m]
ΔY	Dimension d'un volume de contrôle suivant y	[m]
φ	Variable dépendante générale	[-]
φ_E , φ_W, φ_N, φ_S	Sont respectivement les valeurs de la variable φ aux faces Est, Ouest, Nord, Sud, du volume de contrôle	[-]
θ	Température adimensionnelle	[-]
μ	Viscosité dynamique	[$kg.m^{-1}.s^{-1}$]
ν	Viscosité cinématique	[$m^2.s^{-1}$]
ρ	Masse volumique	[$kg.m^{-3}$]
γ	Angle d'inclinaison	[°]

Indices

cr	Valeur critique
E	Noeud Est adjacent au P
W	Noeud Ouest adjacent au P
N	Noeud Nord adjacent au P
S	Noeud Sud adjacent au P
P	Point au centre du volume de contrôle
e	Face Est du volume de contrôle
w	Face Ouest du volume de contrôle
n	Face Nord du volume de contrôle
s	Face Sud du volume de contrôle

INTRODUCTION GENERALE

Introduction Générale

Le transfert de chaleur par convection, forcée naturelle ou mixte, trouve une large application dans des différents domaines, telles que les échangeurs de chaleur, les capteurs solaire, le stockage de l'énergie et le refroidissent électroniques, ... En effet, la maitrise et la compréhension des transferts de chaleur, notamment par convection mixte, joue un rôle important dans la conception et le dimensionnement des systèmes électroniques. La technologie actuelle s'intéresse de plus en plus à la miniaturisation et l'augmentation de la puissance de systèmes électroniques. Une optimisation des dimensions des composants et leurs dispositions sont avérées décisives.

L'objectif de ce travail rentre dans cette optique et tente à contribuer à la compréhension des mécanismes de transfert de chaleur dans ce genre de systèmes et d'apporter certaines réponses qui peuvent être utiles pour la conception de ce genre de systèmes.

En effet, ce travail s'intéresse au transfert de chaleur par convection mixte dans un canal en présence de sources de chaleur discrètes uniformément réparties sur l'une des parois. L'incidence des paramètres les plus importants sur le phénomène sera étudiée. Notamment, le nombre de Reynolds qui caractérise la vitesse de ventilation et le nombre de Grashof qui caractérise à son tour l'intensité du chauffage. Aussi, la longueur des sources, leurs espacements, le sens de l'écoulement et l'inclinaison du canal seront étudiés.

Cette étude sera réalisée numériquement au moyen du code de calcul libre OpenFoam, qui est un outil de simulation numérique orientée objet écrit en langage C++ (open source) et basé également sur la méthode des volumes finis. Avant l'utilisation de ce code, une étude de faisabilité sera nécessaire afin de tester aussi bien l'efficacité de prédiction de ce code que nos capacités à l'utiliser pour un problème aussi complexe.

Afin de mener à bien ce travail, nous avons opté à deviser ce mémoire en quatre chapitres qui sont structurés de la manière suivante :

- Un premier chapitre qui sera dédié aux généralités en rapport avec le phénomène et sera suivie d'une revue bibliographique synthétisant les principaux travaux en rapport avec le sujet.

- Dans le deuxième chapitre nous présentons la configuration physique qui sera étudié, les équations des bilans régissant le phénomène ainsi que les conditions aux limites associées.
- La méthode numérique choisie « méthode des volumes finis » et une description du code de calcul « OpenFoam » seront présentés dans le troisième chapitre.
- Le quatrième chapitre sera consacré, après une validation du code et à l'indépendance du maillage, à la présentation et discussions des résultats.
- Enfin, nous conclurons ce mémoire en rappelant les principaux résultats obtenus et en proposant des perspectives et recommandations pour des futurs travaux, si les conditions le permettront.

CHAPITRE I

GENERALITE ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1. Introduction

A travers ce chapitre on tente, en premier lieu, à présenter le principe et les lois fondamentales du transfert de chaleur par convection dans les deux régimes d'écoulement forcé et naturel ainsi que le régime de coexistence/superposition des deux régimes qui peuvent avoir lieu en géométrie confinée (convection interne). Dans un second lieu, une revue bibliographique du transfert de chaleur par convection dans un canal avec des sources de chaleurs discrètes simulant le refroidissement de cartes à composant électroniques, sera présenté.

I.2. Phénomène physique

I.2.1. Notions sur la Convection et l'écoulement

Le transfert de chaleur par convection se produit entre deux phases dont l'une au moins est mobile, en présence d'un gradient de température. Par suite de l'existence du transfert de chaleur d'une phase à l'autre, il existe dans la phase mobile des fractions du fluide (ou agrégats) ayant des températures différentes. Le mouvement du fluide peut résulter de la différence de masse volumique due aux différences de températures (on parle alors de convection libre ou naturelle) ou à des moyens purement mécaniques (on parle alors de convection forcée).

Lorsqu'un fluide est en écoulement, une partie du transfert de chaleur dans le fluide se fait également par conduction et, dans le cas d'un fluide transparent, un transfert de chaleur par rayonnement peut accompagner les deux transferts précédents, **Kreith et Khodja (1967).**

I.2.2. Convection forcée

Lorsqu'un fluide est mis en mouvement par un moyen mécanique (ventilateur, pompe…) indépendamment des sources thermiques existantes dans le système physique considéré, la convection est dite forcée. Dans ce cas le fluide échange de la chaleur ; mais son mouvement n'est pratiquement pas influencé par les différences de température. Pour ce mode de convection, c'est le nombre de *Reynolds* qui gouverne l'écoulement, **Favre-Marinet (1990)**.

$$Re = \frac{forces\ d'enrtie}{force\ de\ dissipation\ visqueuse}$$

$$Re = \frac{u_0 \cdot H}{\nu} \qquad (I.1)$$

Avec :

u_0 : vitesse caractéristique du fluide ;

H : dimension caractéristique ;

υ **:** viscosité cinématique du fluide.

I.2.3. Convection naturelle

La convection naturelle est une instabilité thermo-hydrodynamique qui apparaît lorsqu'une particule fluide devient suffisamment moins dense que le fluide qui l'entoure. La force d'Archimède est alors susceptible de mettre en mouvement le fluide, initialement au repos. Le moyen le plus commode pour faire varier localement la densité du fluide est de modifier sa température, les autres paramètres physiques étant fixés. Cette situation peut être rencontrée dans la vie courante dans nombreuses situations. Au-delà des rouleaux convectifs apparaissant dans une casserole d'eau posée sur le feu, les phénomènes convectifs sont aussi impliqués dans certaines technologies de refroidissement : les échangeurs de chaleurs, la biochimie, les installations nucléaires et particulièrement dans le refroidissement des composants électroniques.

Etant donné son importance, la convection thermique a fait l'objet d'une première publication de Thomson (1882). Dans le même temps, Bénard poursuivait des études qui firent l'objet d'un article en 1900, intitulé "Les tourbillons cellulaires dans une nappe de liquide". Il y décrit la circulation induite dans une fine couche de fluide chauffée par le dessous, la surface supérieure étant libre. Mais c'est Lord Rayleigh (1916) qui définira l'expérience modèle permettant d'étudier cette instabilité, suite à son travail qu'il place lui-même dans la continuité de celui de Bénard.

- ***Formulation du théorème d'Archimède***

« Tout corps plongé dans un fluide au repos, entièrement mouillé par celui-ci ou traversant sa surface libre, subit une force verticale, dirigée du bas en haut et opposée au poids du volume de fluide déplacé ; cette force est appelée poussée d'Archimède. »

Pour que le théorème s'applique il faut que le fluide immergeant et le corps immergé soient au repos. Il faut également qu'il soit possible de remplacer le corps immergé par du fluide immergeant sans rompre l'équilibre, le contre exemple étant le bouchon d'une baignoire remplie d'eau : si celui-ci est remplacé par de l'eau, il est clair que la baignoire se vide et que le fluide n'est alors plus au repos. Le théorème ne s'applique pas puisque nous sommes dans un cas où le bouchon n'est pas entièrement mouillé par le liquide et ne traverse pas sa surface libre.

Une fois les conditions précédentes respectées, dans un champ de pesanteur uniforme, la poussée d'Archimède P_A est donnée par la formule suivante :

$$\overrightarrow{P_A} = -M_f \cdot \vec{g} \quad (I.2)$$

Où M_f est la masse du fluide contenu dans le volume V déplacé, et g la valeur du champ de pesanteur.

Si la masse volumique ρ du fluide est elle aussi uniforme, on aura :

$$\overrightarrow{P_A} = -\rho \cdot V \cdot \vec{g} \quad (I.3)$$

Ou encore, si l'on considère les normes des forces :

$$\left\|\overrightarrow{P_A}\right\| = \rho \cdot V \cdot \vec{g} \quad (I.4)$$

On dit que convection est libre quand le mouvement est provoqué par les forces d'origine thermique. Par exemple au contact d'un corps chaud, la température de l'air augmente et sa masse volumique diminue ; cet air chaud subit alors une poussée d'Archimède du fait de l'air environnant plus froid. Il se met en mouvement en transportant l'énergie fournie par le corps. Celui ci est remplacé par l'air plus froid qui s'échauffe à son tour et le processus continu. L'échange dans ce cas ne fait intervenir que les forces de gravité. Cette forme d'échange dépend principalement du nombre *de Rayleigh* ou du nombre de *Grashof*.

$$Ra = \frac{poussée\ d'archimède}{force\ de\ trainée\ visqueuse\ \times\ taux\ de\ diffusion\ de\ la\ chaleur}$$

$$Ra = \frac{g \cdot \beta \cdot H^3 \cdot \Delta T}{\nu \cdot \alpha} = Gr \cdot Pr \quad (I.5)$$

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot H^3 \cdot \Delta T}{\nu^2} \quad (I.6)$$

$$Pr = \frac{\mu \cdot C_p}{k} \quad (I.7)$$

$$\alpha = \frac{k}{\rho \cdot C_p} \quad (I.8)$$

$$\mu = \rho \cdot \nu \quad (I.9)$$

$$\Delta T = T_p - T_\infty \quad (I.10)$$

Avec

- ***Gr*:** nombre de Grashof ;
- ***Pr*:** nombre de Prandtl ;
- ***g*:** accélération de la pesanteur;
- ***L* :** longueur caractéristique ;
- T_p **:** température de la paroi ;
- T_∞ **:** température du fluide loin de la paroi ;
- β **:** coefficient de dilatation thermique volumétrique ;
- ν **:** la viscosité cinématique ;

- $\boldsymbol{\rho}$ **:** la masse volumique;
- $\boldsymbol{\alpha}$ **:** la diffusivité thermique ;
- $\boldsymbol{\mu}$ **:** la viscosité dynamique ;
- $\boldsymbol{C_p}$ **:** la capacité thermique massique ;
- $\boldsymbol{k}$ **:** la conductivité thermique ;

- ***L'approximation de Boussinesq :***

La résolution d'un problème en mécanique des fluides n'est possible que si l'on associe des hypothèses simplificatrices. D'après **Zeytounian (2003),** entre 1901 et 1903, Gauthier-Villars éditait à Paris le traité de Joseph Boussinesq intitulé : « Théorie Analytique de la Chaleur» dans laquelle on retrouve le fragment suivant : «…il fallait encore observer que, dans la plupart des mouvements provoqués par la chaleur sur nos fluides pesants, les volumes ou les densités se conservent à très peu près, quoique la variation correspondante du poids de l'unité de volume soit justement la cause des phénomènes qu'il s'agit d'analyser. De là résulte la possibilité de négliger les variations de la densité, là où elles ne sont pas multipliées par la gravité g, tout en conservant, dans les calculs, leur produit par celle-ci... ».
Cela conduit à l'hypothèse la plus utilisée en convection naturelle ou mixte et qui s'appelle « l'approximation de Boussinesq **(1903)**». Cela signifie que la masse volumique est supposée constante sauf dans le terme de gravitation de l'équation de quantité de mouvement. La littérature nous révèle que la grande majorité des études théoriques sur la convection mixte interne se limite à des situations particulières. En effet, dans ces travaux sont généralement employés différents types de conditions aux limites à la paroi : température ou flux imposée (constante ou variable). Elles s'expriment grâce à l'équation d'état du fluide sous la forme suivante :

$$\rho(T) = \rho_0 \cdot \left(1 - \beta(T - T_0)\right) \qquad (I.11)$$

Où :

ρ : La masse volumique à la température *T;*

ρ_0 : La masse volumique à une température de référence T_0 ;

β : le coefficient de dilatation thermique isobare du fluide.

$$\beta = \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p \qquad (I.12)$$

- ***Cas particuliers : Convection de Rayleigh-Bénard***

Rayleigh, à la différence du dispositif expérimental de Bénard, fait l'hypothèse que le fluide est contenu entre deux plaques parallèles horizontales et infiniment grandes. Elles sont

maintenues à des températures uniformes, la plaque du bas étant plus chaude que celle du haut. A la différence de l'expérience de Bénard, l'instabilité est due à la force d'Archimède et non à des gradients de tension inter-faciale dus aux inhomogénéités de température. Rayleigh ouvre alors la voie pour de nombreuses études, qui sont encore d'actualité compte tenu de la multiplicité des comportements possibles. Une cellule de Rayleigh-Bénard typique est présentée sur la *figure I.1et figure I.2,* **Trainoff (1997)**.

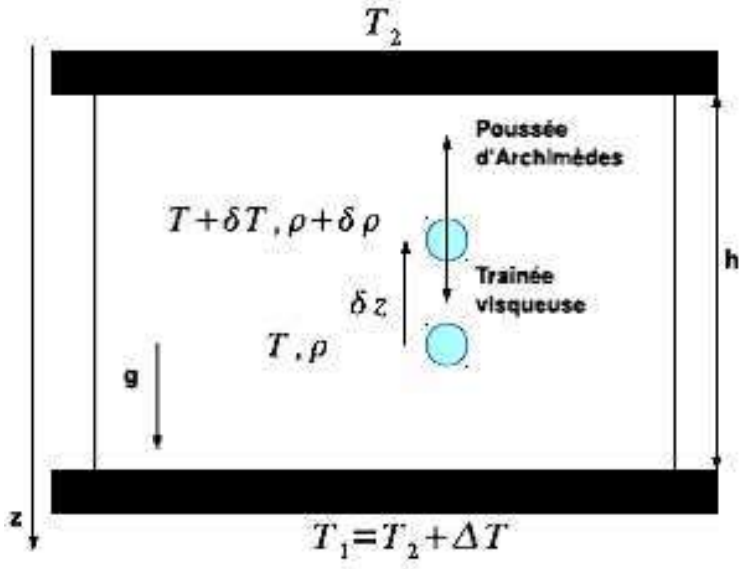


Figure I.1. *Schéma de l'expérience de Rayleigh-Bénard.*

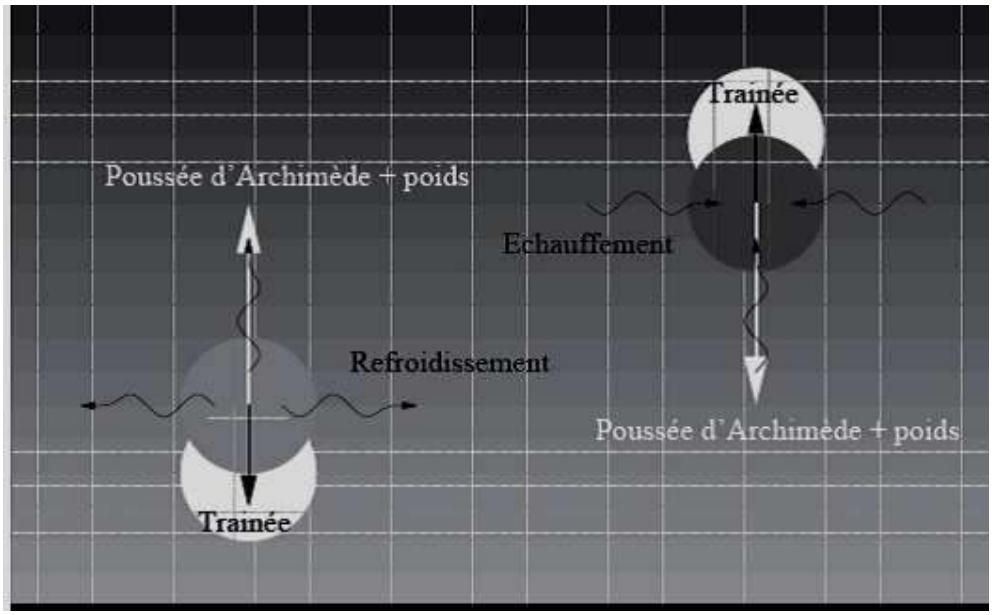


Figure. I.2. *Schéma de principe de la convection de Rayleigh-Bénard.*

- Les flèches blanches donnent les poussées d'Archimède différentielles, moteur du mouvement.

- les flèches noires les diffusions de quantité de mouvement par viscosité et de chaleur par conduction, entraves au mouvement.

I.2.4. Convection mixte

Selon l'importance des effets des gradients thermiques par rapport à ceux des gradients de pression, caractérisés par le rapport Gr/Re^2, le transfert se fait par la convection naturelle, forcée ou mixte. La distinction entre ces trois formes d'échange thermique se fait sur l'origine des mouvements permettant le transfert de chaleur d'une région à une autre.

Ce mode de transfert, très fréquent, est un régime où les phénomènes de convection libre coexistent avec ceux de la convection forcée. Ce problème de convection est généralement tridimensionnel ; dans certain cas d'hypothèse; il peut se restreindre au cas bidimensionnel. La convection mixte dépend essentiellement du nombre de *Richardson,* **Incropera et DeWitt (1996)**.

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \qquad (I.13)$$

Ri >> 1 la convection naturelle est dominante ;

Ri << 1 la convection forcée est dominante ;

Ri ≈ 1 la convection est dite mixte.

Dans la plupart des traités de convection thermique, la convection mixte occupe (si elle n'est pas purement et simplement omise) une place modeste après la convection forcée, puis la convection naturelle. C'est qu'il s'agit d'un sujet encombrant et complexe, sur lequel on manque d'éléments pour en présenter une vue générale et cohérente.

I.3. Revue bibliographique

Lorsqu'un composant électronique est parcouru par un courant électrique crée par des porteurs de charges, ces derniers interagissent avec les atomes du composant, ce qui induit une résistance au déplacement. Ainsi, pour contrer cette résistance, il faut fournir une puissance suffisante qui est ensuite dissipée sous forme de chaleur lors des interactions entre atomes : c'est l'effet de joule. Cette chaleur doit être évacuée. Alors, la température des composants pourra être contrôlée. Les problèmes de dissipation thermique revêtent un grand intérêt dans l'emboîtement des circuits intégrés. Ne pas les considérer et ne pas les maîtriser revient à fabriquer des modules n'offrant pas toutes les garanties de fonctionnement et de fiabilité. Une mauvaise ou insuffisante évacuation de chaleur a des effets néfastes sur le bon fonctionnement du circuit et sur sa durée de vie.

Ce travail s'intéresse au refroidissement des composants électroniques de type sources discrètes lisses à l'opposé de sources protubérants ou saillants où la forme géométrique modifie la structure de l'écoulement et par conséquent le transfert de chaleur. Dans ce qui suit, un tour d'horizon sur les recherches en écoulements thermo-convectifs dans ces géométries, sera exposé. Une attention particulière sera donnée aux travaux traitant la convection mixte.

Durant les dernières décennies, un nombre important de travaux scientifiques traitant le transfert de chaleur dans un canal en présence de sources de chaleur discrètes ont été publiés.
Parmi ces travaux, nous citons :

Des expériences effectuées par **Bhowmik et al. (2005)** et s'intéressent au transfert de chaleur par convection dans un canal horizontal contient quatre sources de chaleur situées sur l'une de ces parois simulées les composants électroniques. L'eau est utilisée comme fluide de refroidissement. Les données expérimentales couvrent un une large gamme du nombre de *Reynolds* de *40* à *2220* et un flux de chaleur de *0.1 à 0.6 W/cm*^{2}. Cette plage de donnée s'étend à la convection naturelle, forcée et mixte. Les effets du flux de la chaleur, du débit et des paramètres géométriques tels que le nombre de sources ont été étudiés. Les résultats expérimentaux ont indiqué que le coefficient de transfert de chaleur est fortement affecté par le nombre de *Reynolds*. Des corrélations empiriques donnant le nombre de *Nusselt* en fonction du nombre de *Reynolds* et celui de *Grashof* sont développées.

Baskaya et al. (2005), ont mené une investigation expérimentale sur l'amélioration du transfert de chaleur en convection mixte autour de *8×4* sources de chaleur discrètes disposées sur la surface inférieure d'un canal rectangulaire horizontal (*fig. I.3*). L'étude paramétrique a été faite pour un rapport d'aspect égale à *10*, le nombre de *Reynolds* (Re_{Dh}) variant de *241* à *980* et le nombre de *Grashof* modifie *(Gr *)* allant de *9,53. 10*^{5} à *1,53. 10*^{7}. À partir des mesures expérimentales, les distributions de température de surfaces des sources de chaleur discrètes ont été obtenues et les effets des nombres de *Reynolds* et de *Grashof* sur ces températures ont été étudiés. En outre, la distribution du nombre de *Nusselt* a été calculée pour différents nombres de *Reynolds* et de *Grashof*. Les résultats ont montré que les températures de surface augmentent avec le nombre croissant de *Grashof* et diminuent avec l'augmentation du nombre de *Reynolds*. Cependant, avec l'augmentation de la flottabilité, l'instabilité apparaît. Il s'agit de l'effet des forces de flottabilité qui devient assez fort pour déstabiliser la couche limite où un écoulement secondaire est développé. En conséquence, une augmentation du nombre de *Nusselt* est observée, les températures se stabilisent et même

baissent en raison de l'amélioration du transfert de chaleur.

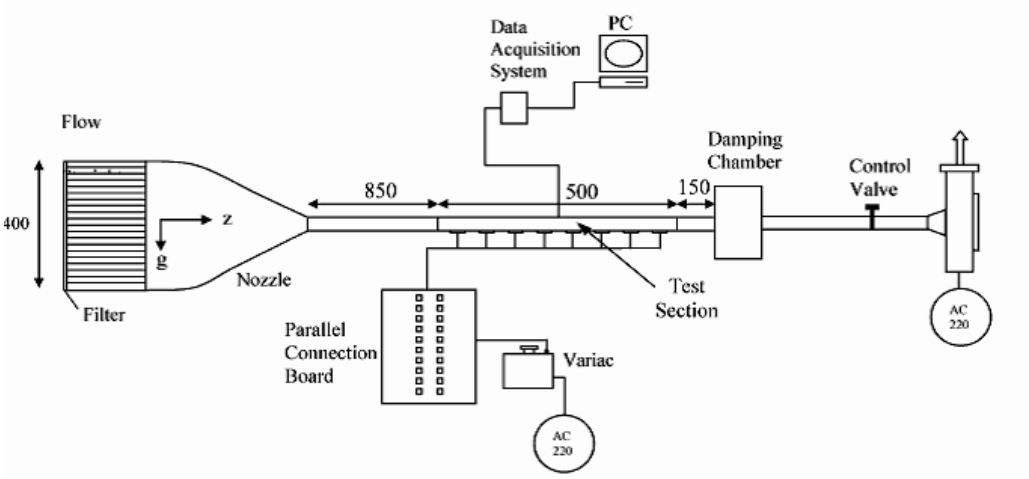


Figure I.3. *Schéma du dispositif expérimental utilisé par* ***Baskaya et al. (2005).***

Dans une récente étude, **Dogan et al. (2006),** ont conduit une série d'expériences sur les transferts thermiques générés par convection mixte dans un canal horizontal dont les deux parois sont munies de blocs chauffants (*fig. I.4*). Les paramètres expérimentaux étudiés sont le rapport de forme du canal et les nombres de *Reynolds* et *Grashof*. Les distributions de la température et les nombres de *Nusselt* ont été déterminés expérimentalement. Ils ont constaté que la température moyenne à la surface des blocs augmente avec le nombre *Grashof* et que, pour des valeurs élevées de ce paramètre qui permettent la domination de la convection naturelle *($Gr/Re^2>>1$)*, la température des blocs situés en haut peut avoir des valeurs beaucoup plus élevées. Cette étude a conduit également de conclure que, sous certaines conditions, les blocs situés en haut sont plus affectés par l'écoulement de la convection forcée.

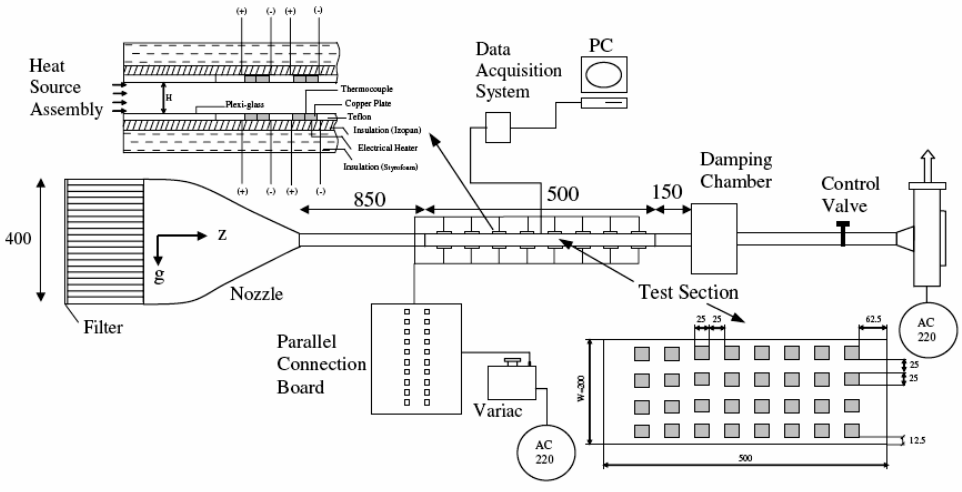


Figure I.4. *Schéma du dispositif expérimental utilisé par* ***Dogan et al. (2006)****.*

La convection mixte conjuguée tridimensionnelle dans un canal rectangulaire a été étudiée par **Choi et Kim (1996).** Ils se sont basés sur les effets de la flottabilité locale produite par une source de chaleur discrète montée sur une paroi du canal (*fig. I.5).* Les calculs couvrent une gamme assez large du nombre de *Reynolds* et de *Grashof*; $0.126 \leq Re \leq 1260$, *Gr égal à* 7.8789×10^{7}, $1 \leq k \leq 100$, *et* $Pr = 0.71$. En régime de convection mixte, le nombre de *Nusselt* local à la surface supérieure de la source donne une forme très différente de celle à la surface basse. Ils ont observé aussi que le nombre de *Nusselt* au centre de la source de chaleur indique des effets tridimensionnels. Une corrélation pour $\theta_{max} / K^{1/2}$ est proposée, et le régime de convection mixte s'est manifesté pour $1.81\times10^{-3} \leq Re/Gr^{1/2} < 2.80\times10^{-2}$.

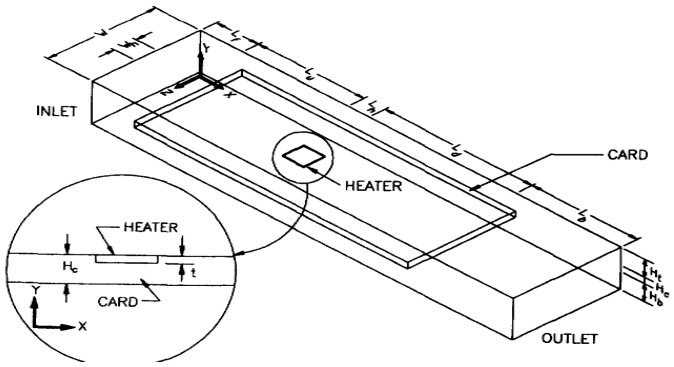


Figure I.5. *Configuration étudiée par* ***Choi et Kim (1996).***

La convection mixte stationnaire dans un canal horizontal rectangulaire à faible nombres de *Reynolds* a été étudiée numériquement par **Wang et Jaluria (2002).** De multiples sources de chaleur discrètes (simulant les composants électroniques), sont montées sur la surface du fond du canal (*fig. I.6*). Le fluide considéré est de l'air. Leurs résultats ont montré l'existence de quatre types d'écoulements, des rouleaux longitudinaux, transversaux, mixtes et en écoulement chaotique. Les rouleaux stationnaires transversaux n'ont pas été observés même à des valeurs sous critique du nombre de *Rayleigh.* Les rouleaux longitudinaux et transversaux coexistent pour des nombres de Reynolds supérieurs à *3* et des nombres de *Grashof* de l'ordre de 10^{4}. L'écoulement devient chaotique pour des nombres de *Reynolds* $Re<3$ et des nombres de *Grashof (Gr)* très élevés. L'écoulement secondaire améliore le mélange entre les fluides chauds et froids, de sorte que le nombre de *Nusselt* le long des sources de chaleur en aval peut être plus important que celle des sources de chaleur en amont.

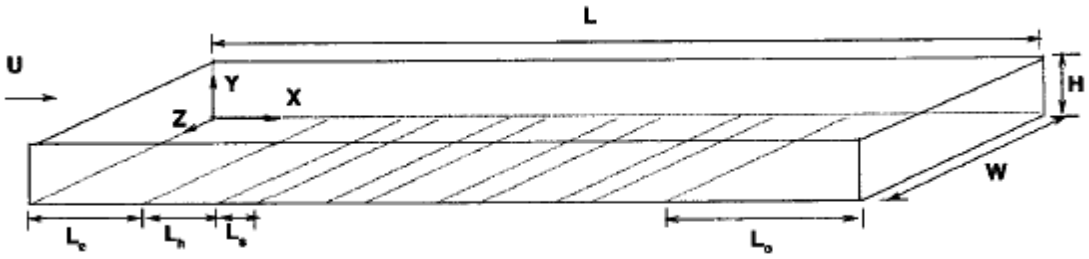


Figure I.6. *Configuration étudiée par* ***Wang et Jaluria (2002).***

Le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal rectangulaire avec deux sources de chaleur discrètes (*fig. I.7*) a été étudié numériquement par **Wang et Jaluria (2004).** Le nombre de *Grashof* est fixé à 10^6 *et* $100<Re<1000$. Les résultats ont montré que le nombre de *Reynolds*, l'arrangement spatial des sources de chaleur et le rapport des conductivités thermiques $(K=K_s/K_{air})$ ont un effet considérable sur l'amélioration du transfert de chaleur, ce qui conduit à une température moyenne plus faible pour les deux sources de chaleur. Les auteurs précisent que la possibilité d'optimiser l'arrangement spatial des sources pour le transfert thermique maximal est évidente d'après ces résultats. Les magnitudes de la conduction et de la convection ont été comparées pour différentes combinaisons paramétriques.

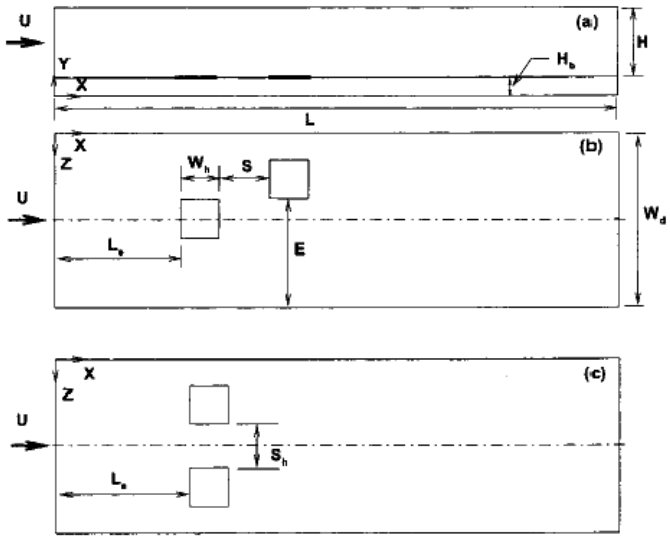


Figure I.7. *Configuration étudiée par* ***Wang et Jaluria (2004).***

Une simulation numérique présentée par **Gururaja Rao et al. (2005)** du problème de transfert de chaleur par ces différents modes dans un dispositif électronique de forme carrée équipé de trois sources de chaleur discrètes identiques (*fig. I.8*). L'air est le fluide de

refroidissement. La chaleur produite dans les sources de chaleur discrètes est d'abord transférer par conduction à travers le socle, avant d'être absorbée par convection et rayonnement de la surface. Les équations aux dérivées partielles régissant la distribution de la température sont résolues par la méthode des volumes finis basée. Les effets de tous les paramètres influents y compris la génération volumique de la chaleur, la conductivité thermique, le coefficient de transfert thermique de convection, et l'émissivité extérieure, sur les différentes grandeurs importantes, telles que la distribution locale de la température, la température maximale du dispositif. Les contributions relatives de la convection et du rayonnement de la surface à la dissipation thermique du dispositif sont étudiés en détail.

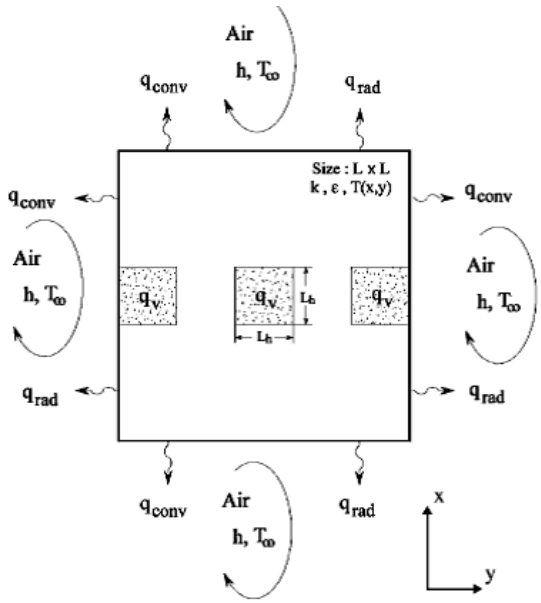


Figure I.8. *Configuration étudiée par* ***Gururaja Rao et al. (2005).***

Bazylak et al. (2006) ont présenté une analyse numérique du transfert de chaleur due à un ensemble de sources de chaleur reparti sur la paroi du fond d'une enceinte horizontale (*fig. I.9*). Les sources de chaleur sont modelées en tant que sources encastrées avec des conditions aux limites de type flux de la chaleur. Des taux optimaux de transfert thermique et l'apparition de l'instabilité thermique de déclenchement de divers régimes se sont avérés régis par la longueur, l'espacement des sources, l'allongement de la largeur et de la hauteur de la paroi. En ce qui concerne l'espacement des sources, ils ont constaté qu'un espacement égal à la longueur de la source qui a permis de fournir le transfert de chaleur par convection le plus efficace, et l'augmentation de l'espacement des sources ne conduit pas à des améliorations significatives. La transition d'un régime de conduction dominé à un régime convection

dominé s'est avérée caractérisé par une chaîne des nombres de *Rayleigh*, contrairement au problème classique de chauffage de la paroi du bas.

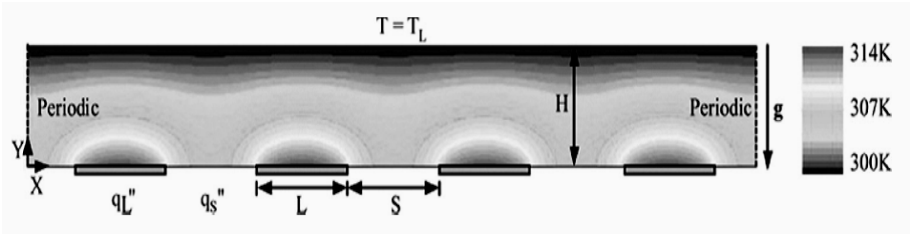


Figure I.9. *Configuration étudiée par* ***Bazylak et al. (2006).***

Bazylak et al. (2007), ont présenté un nouvel éclairage sur les effets des conditions aux limites modulées sur le transfert de chaleur d'une infinité de sources de chaleurs encastrées et uniformément reparties sur la paroi inférieure d'un canal horizontal (*fig. I.10*). Ils ont constaté que le nombre de *Nusselt* et la vitesse maximale diminuent avec l'augmentation d'amplitude d'oscillation, alors que la différence de température, entre la température de la paroi supérieure froide et la température moyenne de la source, diminue. Cette diminution de la différence de température indique une amélioration du transfert de chaleur global à partir des sources.

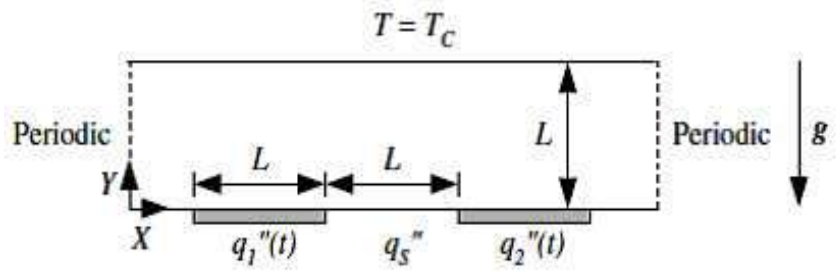


Figure I.10. *Configuration étudiée par* ***Bazylak et al. (2007).***

Manca et al. (2002) ont réalisé une étude expérimentale sur l'effet de la convection naturelle dans un canal avec des sources discrètes (*fig. I.11*). La distribution de la température de la paroi en fonction de la largeur du canal, de l'angle d'inclinaison, du flux de chaleur des sources, du nombre et de l'arrangement des sources de chaleur a été présentée. L'analyse a montré que, pour un angle d'inclinaison peu plus grande que *85°*, l'augmentation de la largeur du canal ne réduit pas la température de la paroi. Pour un angle largement supérieur à *85°*, le résultat obtenu est totalement opposé.

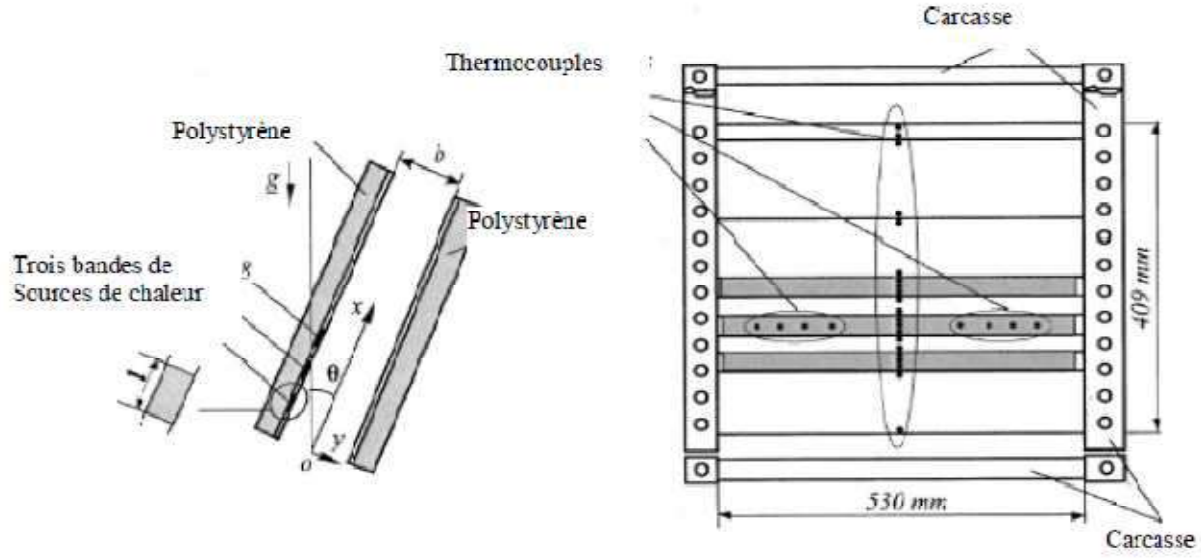


Figure I.11. *Schéma du dispositif expérimental utilisé par* ***Manca et al. (2002).***

Rheault et Bilgen (1993) ont étudié numériquement la convection mixte laminaire dans un canal incliné avec des conditions asymétriques de chauffage. Les auteurs ont révélé que le renversement de l'écoulement peut avoir lieu pour des nombres de *Peclet* variant de *10* à *150*, où l'effet de la diffusion axiale devient critique. Encore plus les résultats ont montré que le l'inversement de l'écoulement près de la paroi froide et/ou au centre du canal devient plus accentué pour de larges valeurs de Gr/Re^2 et que le transfert de chaleur croît généralement avec l'augmentation de Gr/Re^2 et de l'angle d'inclinaison.

Straatman *et Al.* (1994) ont étudié l'effet de l'angle d'inclination sur le transfert thermique en convection naturelle dans un canal avec des parois isothermes. Leurs résultats ont mis en évidence que le transfert thermique global diminue avec l'augmentation de l'angle d'inclination. La quantité de diminution du transfert thermique est proportionnelle au cosinus de l'angle d'inclination. La distribution de flux de la chaleur le long de chaque paroi a été présentée. Ils n'ont observé aucun champ thermique asymétrique significatif dans la gamme des paramètres considérés.

Orfi et al. (1997) ont étudie numériquement le transfert de chaleur et l'écoulement d'un fluide incompressible dans un tube incliné par rapport a l'horizontale et soumis a un flux de chaleur uniforme sur sa surface extérieure. Les résultats obtenus pour l'eau et sous différentes combinaisons du nombre de *Grashof* et de l'inclinaison du tube ont montrés une amélioration du transfert de chaleur moyen avec une augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale par rapport à un écoulement forcé pur.

Barletta et al. (2001) ont étudie analytiquement la convection mixte laminaire avec dissipation visqueuse dans un canal incliné dont les parois sont maintenues respectivement aux températures T_1 et T_2. Deux cas sont considérés : en premier lieu, la convection forcée avec dissipation visqueuse et les effets des forces de flottabilité pour des valeurs fixes du nombre de *Brinkman* $Br = \Delta T/(T_2 - T_1)$ (avec $\Delta T = \mu U_0^2/k$ est la différence de température de référence, U_0 est la vitesse a l'entrée, μ est la viscosité dynamique du fluide et k est la conductivité thermique). En second lieu, la convection mixte sans dissipation visqueuse et les effets du nombre de *Brinkman* pour des valeurs fixes du nombre de *Grashof* ont été analysés. Les résultats ont montré que la dissipation visqueuse améliore les effets des forces de flottabilité.

Said et al. (2005) ont étudié numériquement la convection naturelle en régime turbulent dans un canal formé de deux plaques planes isothermes et inclinées. Leurs résultats ont montré que le nombre de Nusselt subit une diminution quand le nombre de *Rayleigh* augmente. Les auteurs ont établi une corrélation pour le calcul du nombre de *Nusselt* en fonction du nombre de *Rayleigh* et de l'inclinaison du canal.

Guimarães et Menon (2008) ont simulé la convection mixte dans un canal rectangulaire incliné contenant trois sources de chaleur discrètes placées sur la surface inférieure du canal *(fig. I.12).* Les effets du nombre de *Reynolds*, de *Grashof* et de l'inclinaison de canal sont étudiés. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques a été faite. Les résultats ont montré qu'un bon accord entre les résultats est observé. En général, l'angle d'inclinaison a un effet important sur le taux de transfert de chaleur échangé pour les faibles valeurs du nombre de *Reynolds*.

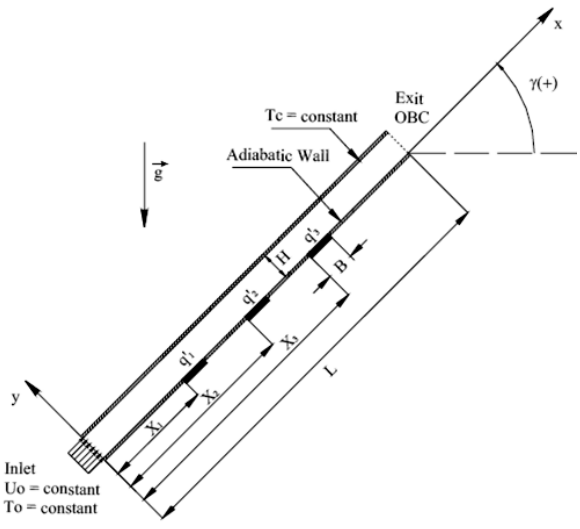


Figure I.12. *Configuration étudiée par* ***Guimarães et Menon (2008).***

Tsay (1999) a effectué une étude numérique du transfert de chaleur conjugué de la convection mixte dans un canal vertical dont l'une de ces parois soudainement soumis à condition de type isoflux ou aux sources de chaleur discrètes isothermes (*fig. I.13*). Il a étudié les effets paramétriques adimensionnels de la longueur des sources de chaleurs et l'espacement entre elles, la longueur du canal et le rapport des conductivités des parois-fluide, ainsi que le rapport du nombre de *Grashof* au nombre de *Reynolds Gr/Re* sur le taux de transfert de chaleur à l'interface, le nombre de *Nusselt* et la température fluide. Les résultats présentés confirment que le chauffage discret peut inverser la direction du transfert de chaleur au cours de la période transitoire.

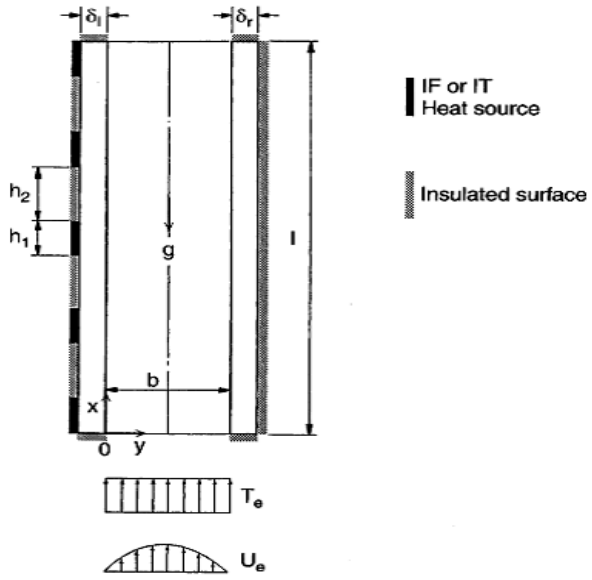


Figure I.13. *Configuration étudiée par* ***Tsay, 1999.***

Gururaja Rao et al. (2002) ont étudié numériquement le problème de l'effet combiné du rayonnement de la surface et transfert de chaleur par convection mixte dans un canal vertical équipé par une source de chaleur montée sur chaque paroi du canal (*fig. I.14*). L'écoulement est incompressible et laminaire, l'air est considéré comme le fluide de refroidissement. Les équations sont résolues par un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis. L'effet de l'émissivité extérieure, de l'allongement, de la position des sources de chaleur discrètes et du nombre de *Richardson* modifié sur le transfert de chaleur est exploré. Des corrélations pour évaluer la température maximale des parois (gauche et droite), le coefficient de frottement moyen et le coefficient de transfert de chaleur par convection sont présentées.

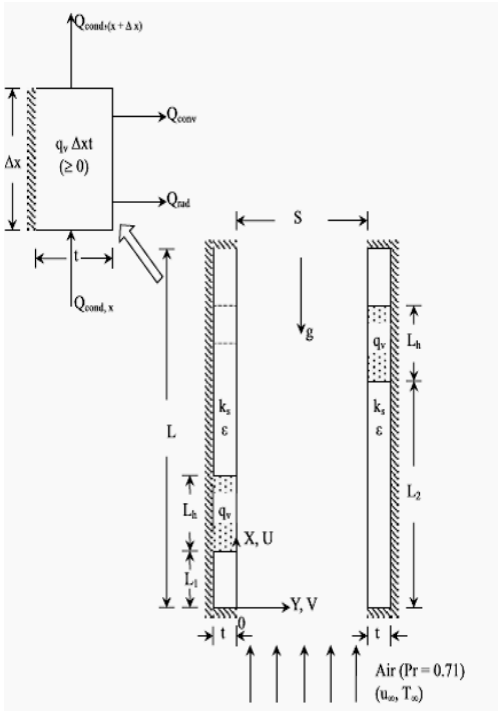


Figure I.14. *Configuration étudiée par* ***Gururaja Rao et al. (2002).***

Une étude numérique par **Dias et Milanez (2004)** en *2D* et en *3D* de la convection naturelle dans un canal vertical contenant des sources de chaleurs discrètes montées sur l'une de ces surfaces adiabatique. L'écoulement est assumés incompressible et laminaire avec des propriétés constantes et l'approximation *Boussinesq* est supposée. Les équations elliptiques régissant sont discrétisées par la méthode des volumes finis. Les résultats présentés ont confirmé le comportement théorique et ont montré l'existence d'une transition, qui souligne la complexité de ce genre d'écoulement.

Deux études numérique analysant la convection mixte turbulente dans un canal vertical par présentées par **Mathews et Balaji (2006, 2007).** Dans la première étude, ils ont étudié le cas d'un canal vertical contenant une source de chaleur discrète montée sur chaque paroi du canal. Dans la seconde, Ils ont considéré le cas de quatre sources de chaleurs discrètes montées à l'une de paroi du canal (*fig. I.15*). Le problème de transfert de chaleur conjugué est étudié pour différents paramètres comme la conductivité thermique du matériau de mur *(k_s)*, la conductivité thermique de la source de chaleur discrète *(k_c)*, le nombre de *Reynolds (Re)*, le nombre de *Richardson* modifié (*Ri**) et l'allongement du canal (*AR*). La modèle de turbulence de (*k- e*) modifié en incluant des effets de flottabilité (sans lois de parois) a été utilisée. Les équations régissant le problème sont discrétisées en utilisant la méthode des volumes finis. Parmi les résultats obtenues, l'épaisseur de la couche limite

dynamique décroît avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement et que les températures maximales augmente linéairement avec *Ri*.

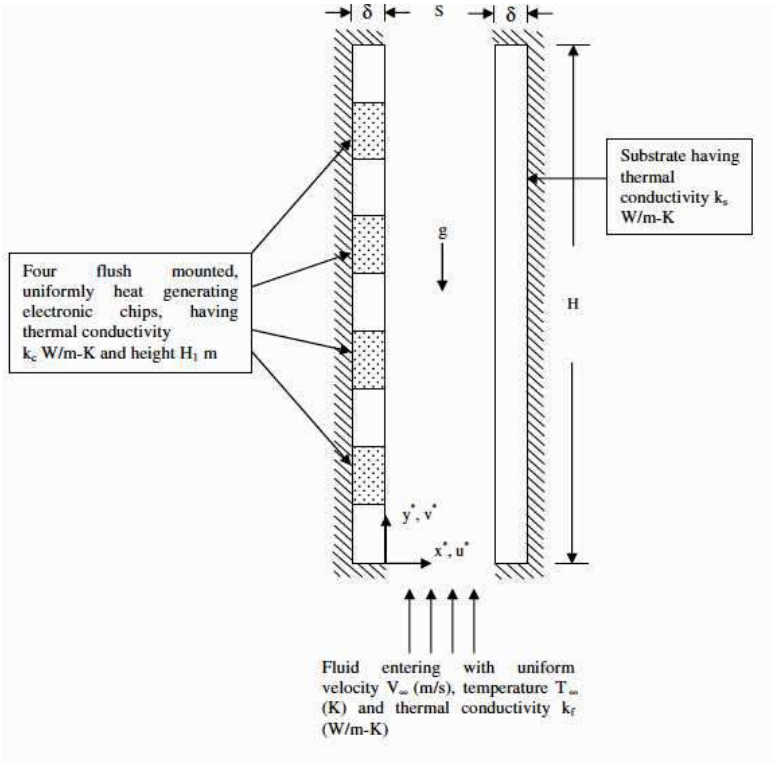


Figure I.15. *Configuration étudiée par* ***Mathews et Balaji (2007).***

Une étude numérique menée par **Ermolaev et Zhbanov (2009),** qui s'est intéressée à la convection mixte dans un canal vertical, en *2D*, avec deux sources de chaleur situées sur l'une des parois de canal. La méthode des éléments finis est utilisée pour la discrétisation des équations elliptiques du problème avec l'approximation de *Boussinesq* en pour exprimer les forces de flottabilité. L'effet de la distance entre les sources de chaleur sur le l'écoulement et sur le champ de la température est étudié. Les calculs sont effectués pour des nombres de *Grashof* et de *Reynolds* qui s'étendent de *0 à* 10^5 et de *0 à 10*, respectivement, à un nombre de *Prandtl* de *0,7*. Les résultats ont montré que l'effet de la poussée et le l'air produite par l'effet de flottabilité conduit à la formation d'un écoulement secondaire, sous la forme d'un tourbillon transversal et son intensité varie en fonction du nombre de *Re*, du nombre *Gr* et de la distance entre les sources.

La convection mixte laminaire bidimensionnelle dans un canal vertical dont les parois sont non adiabatiques avec une source de chaleur discrète et isotherme (*fig. I.16*) est étudiée par **Martinez-Suâstegui et Trevino (2008)**. Les équations de conservations (Navier – Stocks

et équation d'énergie) sont discrétisées par la méthode des différences finies et le schéma upwind est utilisé pour l'interpolation des thermes convectifs. Les résultats ont illustrés les effets du nombre de *Richardson* et celui de *Reynolds* sur la nature des écoulements (laminaire ou transitoire) et sur le transfert thermique (nombre de *Nusselt*) le long de la partie chauffée. La limite du passage régime stationnaire-oscillatoire en fonction du nombre de *Richardson* et de *Reynolds* est obtenue.

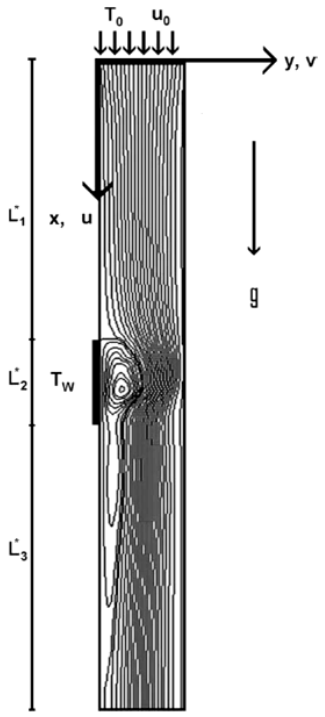


Figure I.16. *Configuration étudiée par* ***Martinez-Suâstegui et Trevino (2008)***.

Une étude numérique du problème de la convection mixte combinée avec le rayonnement dans un canal vertical équipé de trois sources de chaleurs discrètes identique (*fig. I.17*) par **Sawant et Gururaja Rao (2008).** L'air est considéré comme fluide de refroidissement. Les équations régissant le problème sont discrétisées par la méthode de différences finies. Les effets de nombreux paramètres, tels que le nombre de *Richardson* modifié, l'émissivité extérieure et la conductivité thermique sur la distribution de la température le long du canal, température maximale de contributions relatives de la convection et du rayonnement combiné à la dissipation thermique sont étudiés en détail.

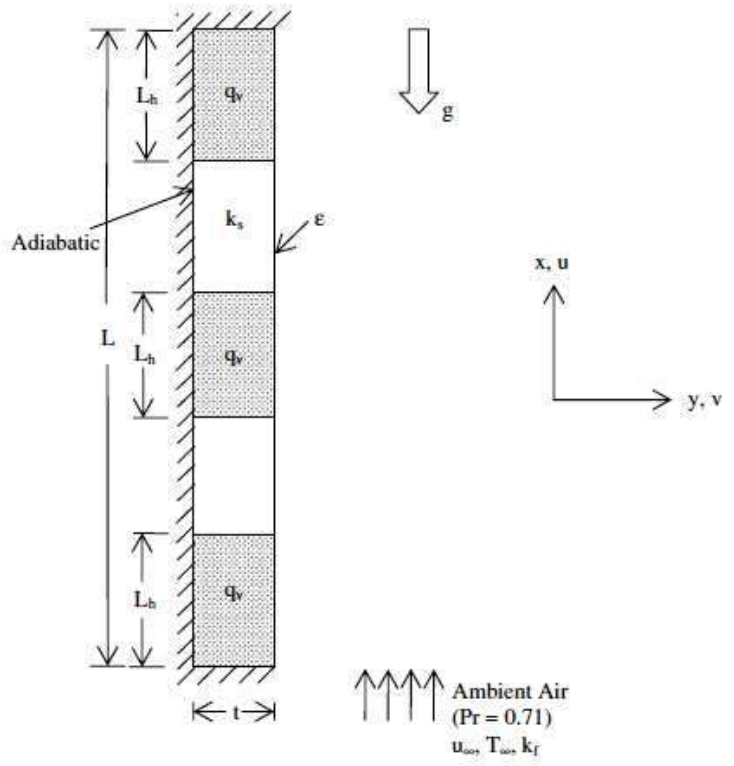


Figure I.17. *Configuration étudiée par* ***Sawant et Gururaja Rao (2008).***

Desrayaud et Lauriat (2009) ont étudié numériquement le renversement de l'écoulement laminaire en convection mixte dans canal vertical. Ce canal est formé de deux plaques planes parallèles soumises à une température uniforme. L'approximation de *Boussinesq* a été adoptée et le modèle numérique est basé sur l'algorithme *SIMPLE*. Les résultats obtenus ont montré que dans le cas des forces de gravité assistées, le renversement de l'écoulement se produit au centre du canal près de l'entrée (soit $x/(D_h\, Re)|crit. \approx 0.007$). De plus les auteurs ont remarqué que la longueur du canal n'a pas d'effet sur la forme et la taille des cellules de renversement pour un canal suffisamment long $(L/2b > 10)$.

L'interaction combinée du rayonnement, de la conduction et de la convection d'une géométrie en L équipé de trois sources de chaleurs discrètes identiques montées sur sa paroi gauche (*fig. I.18*) est étudiée par **Gururaja Rao et al. (2009).** La chaleur produite dans les sources de chaleur conduite le long des deux parois du dispositif avant d'être dissipée par la convection et le rayonnement dans l'air qui est considéré comme fluide de refroidissement. Les équations régissant la distribution de la température sont obtenues par l'établissement d'un bilan énergétique approprié entre la chaleur produite par conduction, convection et rayonnement. Les équations partielles non linéaires obtenues sont ainsi converties en

équations algébriques en utilisant une formulation en différence finie. Les effets de l'émissivité extérieure, du coefficient de transfert de chaleur par convection, de la conductivité thermique et l'allongement sur la distribution de la température locale, la température maximale du dispositif et les contributions relatives de la convection et le rayonnement à la dissipation thermique sont étudiés en détail. Les résultats de l'étude ont révélés la nécessité de prendre en compte la contribution du transfert par rayonnement de la surface dans ce genre de problèmes si la surface est traitée afin d'augmenter l'émissivité.

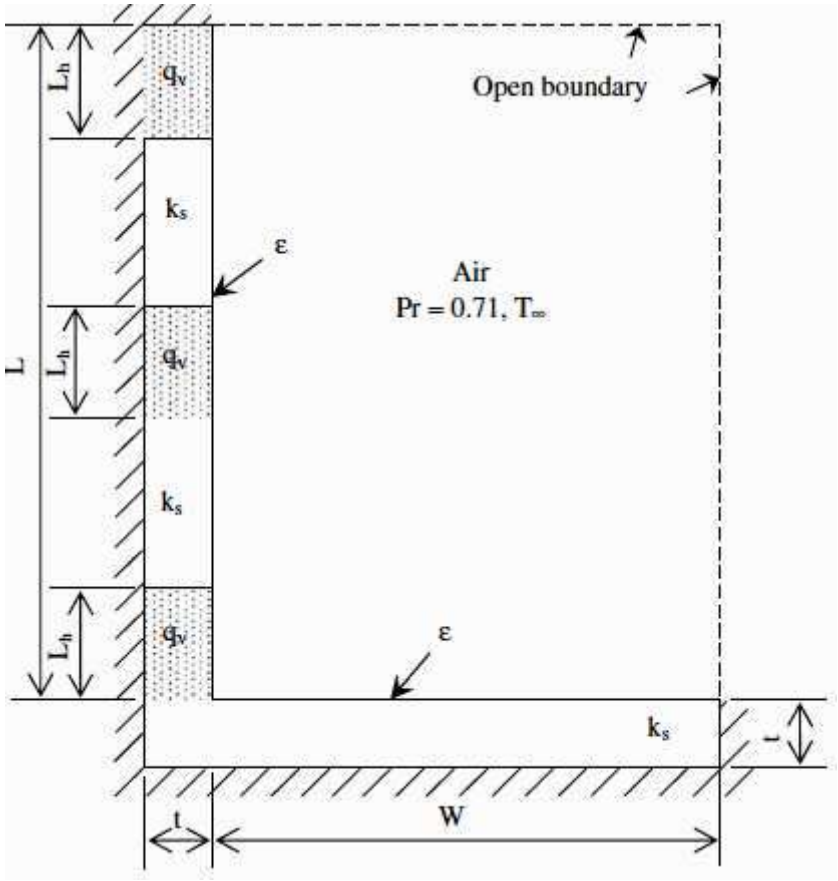


Figure I.18. *Configuration étudiée par* ***Gururaja Rao et al. (2009).***

Laaroussi et al. (**2009)** ont mené une étude numérique de la convection mixte laminaire dans un canal vertical constitué de deux plaques planes parallèles sur lesquelles ruisselle un film de liquide. Les plaques sont maintenues à une température constante et le film liquide est supposé d'épaisseur négligeable. L'écoulement d'air est descendant et le film liquide est soit de l'eau ou de l'hexane. Les auteurs ont particulièrement comparé les résultats obtenus avec un modèle mathématique sous propriétés constantes (modèle de *Boussinesq)* et ceux obtenus en considérant des propriétés variables. Ils ont conclu que le premier modèle n'est valable que pour des températures et des concentrations assez faibles. Aussi, ils ont

observés que la diffusion massique produit à la fois une forte accélération de l'écoulement dans les couches limites et des recirculations de l'écoulement sur l'axe du canal pour des grandes vitesses d'évaporation.

Dritselis et al. (2013) ont présenté un modèle numérique par l'analyse la convection mixte dans un canal vertical avec une température de paroi varie périodiquement (*fig. I.19*), les paramètres de l'écoulement ont été maintenus à des valeurs relativement faibles pour assurer un écoulement laminaire à l'état stationnaire et pour éviter les instabilités. Ils ont montrés que la périodicité de la température produit des recirculations locales. Les champs de vitesse et de température présentent une allure périodique. En revanche, la température du fluide diminue de manière monotone quand on se déplace de la paroi chaude vers la paroi froide. Le nombre de zones de recirculation locales est cohérent avec le nombre d'ondes de la température de la paroi spatialement périodique, tandis que leur étendue dans la direction verticale est ajustée pour tenir compte les variations de la longueur d'onde. En outre, le taux de transfert de chaleur à la paroi diminue d'abord pour atteindre son minimum local. Ensuite, il augmente avec l'augmentation de rapport *Gr/Re*, tandis qu'il diminue avec l'augmentation de la longueur du canal.

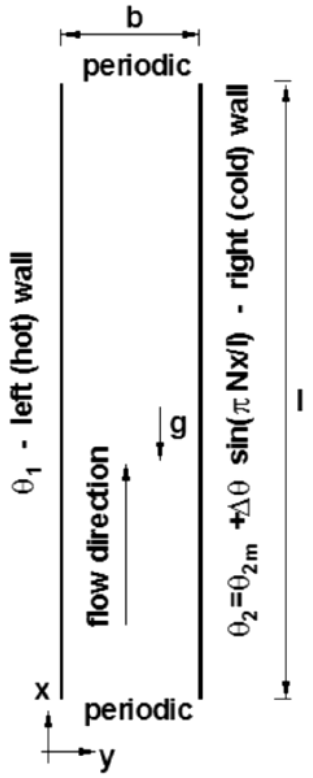


Figure I.19**. Configuration étudiée par* ***Dritselis et al. (2013).

I.4. Objectifs

L'objectif de notre travail consiste en l'analyse et la compréhension des mécanismes de l'écoulement et du transfert de chaleur dans un canal avec des sources discrètes simulant des composants électroniques. Ensuite une étude paramétriques pour tester l'incidence de quelques paramètres décisifs sur le phénomène, à savoir, le sens relative de l'écoulement, l'inclinaison du canal, la longueur des sources, leurs espacement, le nombre de *Reynolds* et du *Grashof*. Cette analyse nous permettra de trouver la manière adéquate pour assurer le refroidissement optimal de ces composants.

Notre étude permettra aussi de donner des informations qui peuvent être prises en compte par les expérimentateurs et industriels dans la conception des systèmes électroniques afin d'assurer leur bon fonctionnement et permettre ainsi la prolongation de leurs durées de vie.

CHAPITRE II

MODELES MATHEMATIQUE

II.1. Introduction

Le présent travail a pour but la prédiction de l'écoulement et du transfert de chaleur par convection mixte dans un canal en position verticale et inclinée. L'étude d'un tel phénomène nécessite un couplage entre les équations de la dynamique des fluides et celle de l'énergie. De ce fait une parfaite maitrise des équations ainsi que celle des paramètres y intervenant est nécessaire avant la sélection de la procédure à entreprendre pour la résolution. Ce chapitre est consacré à la présentation des équations régissant le phénomène et à l'identification des paramètres influant sur le phénomène.

II.2. Modèle Physique

Le modèle physique traité dans le cadre de ce mémoire est illustré par la *figure II.1*. Il est consiste en un canal rectangulaire constitué de deux plans parallèles de longueur ***L,*** très larges, séparés par une distance *H*. Une des parois est chauffée périodiquement, à température constante, par des sources de chaleur discrètes de longueur *b* tandis que l'autre paroi est supposée adiabatique. Les espacements entre les sources, de distance *S*, sont isolés. Le fluide considéré dans cette étude est l'air ***(****Pr= 0.7)* qui entre avec une vitesse uniforme u_0 et à la température ambiante T_0.

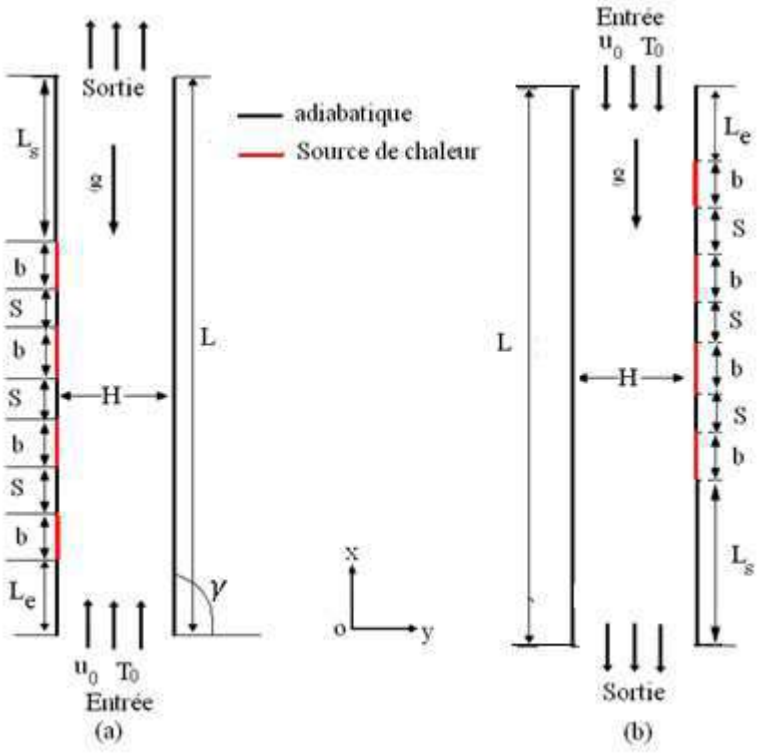


Figure II.1. *La géométrie de problème considéré, (a) écoulement assisté et (b) écoulement contrarie.*

II.3. Equations de conservations

La modélisation mathématique du phénomène du transfert convectif repose sur la résolution des équations liant les paramètres physiques essentiels à savoir : la pression, la vitesse et la température. Ces équations sont obtenues à partir des équations de continuité (équation de conservation de la masse), équations de Navier-Stockes (équations de conservation de quantité de mouvement) ainsi l'équation de conservation de l'énergie.

II.3.1. Equation de continuité

Elle est déduite d'après le premier principe de conservation de la masse, elle s'écrit se forme de la relation suivante, **Patankar (1980):**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\,(\rho u) = 0 \qquad (II.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j\right) = 0 \qquad (II.2)$$

Où j représente l'indice de sommation pour le nombre de dimensions (unidimensionnelle, bidimensionnelle et tridimensionnelle).

II.3.2. Equation de quantité de mouvement

D'après la deuxième loi de Newton qui stipule que la dérivée par rapport au temps de la quantité de mouvement est égale à la somme des forces extérieures agissant sur le volume de fluide. La projection de l'équation vectorielle obtenue selon les axes donne un système d'équation aux dérivées partielles connues sous le nom des équations de Navier-Stokes. Elles s'écrivent sous la forme suivante, **Bejan (1993):**

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right] \qquad (II.3)$$

Où :

$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i)$ **:** représente le taux de variation de quantité de mouvement par rapport au temps.

$\frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j}$ **:** représente le taux net de transport de quantité de mouvement suivant la direction i.

F_i : représente les forces de volume suivant la direction i.

$$F_i = \rho \times g_i$$

g_i : la gravité

$\frac{\partial P}{\partial x_i}$ **:** représente les forces dues à la pression.

$\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]$ **:** Les forces nettes de viscosité.

II.3.3. Equation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est obtenue à partir de l'application du premier principe de la thermodynamique sur un domaine fluide. Pour un fluide visqueux, elle s'écrit sous la forme suivante, **Bejan, (1993)** :

$$\rho C_p\left(\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(U_j T\right)\right)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(k\frac{\partial T}{\partial x_j}\right)+q+\mu\Phi \qquad (II.4)$$

Avec:

k : conductivité thermique

C_p : chaleur massique à pression constante

ρ: masse volumique

q : génération de la chaleur par unité de volume (densité de chaleur volumétrique)

μ : viscosité dynamique du fluide

Φ : dissipation visqueuse.

II.4. Hypothèses

Les équations présentées dans la section précédente forment un système d'équations aux dérivées partielles non linéaires à cinq variables dont la pression qui ne possède pas d'équation explicite. Ces spécifiées rendent la résolution très difficile, voir même impossible dans beaucoup de cas. De ce fait une simplification basée sur des hypothèses réalistes s'avère

nécessaires pour permettre une résolution aisée sans éloigner la situation physique réelle à étudier. En se basant sur les expériences en rapport, les hypothèses émises pour le phénomène étudié sont énumérées comme suit:

- fluide newtonien, visqueux et incompressible ;
- écoulement bidimensionnel (suivant x et y);
- régime laminaire ;
- transfert de chaleur par rayonnement négligé ;
- dissipation visqueuse négligeable *($\mu\ \Phi = 0$)* **;**

• Toutes les propriétés physiques (C_p, μ *et* k…etc.) sont supposées constantes et sont évaluées à la température moyenne sauf la masse volumique, ρ, dans le terme des forces volumiques dans les équations de mouvement où l'approximation de *Boussinesq* est supposée **Boussinesq (1903)**.

L'approximation de *Boussinesq* consiste à considérer que les variations de la masse volumique sont négligeables au niveau de tous les termes des équations de quantité de mouvement ($\rho = \rho_0$), sauf au niveau du terme de gravité. De plus, les écarts de température sont souvent faibles devant une température absolue de référence. De ce fait il est encore possible de simplifier les équations de quantités de mouvement, ce qui conduit aux approximations de ***Boussinesq.*** La variation de ρ en fonction de la température est donnée comme par, **Gray et Giorgini (1976) :**

$$\rho = \rho_0 \times \left(1 - \beta(T - T_0)\right) \qquad (II.5)$$

$$\beta = \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p$$

Avec :

T_0 : la température de référence ;

β: le coefficient d'expansion thermique à pression constante ;

ρ_0 : la masse volumique déterminée à une température de référence T_0 ;

II.4.1. Mise en équations du problème

Le système d'équations gouvernant le phénomène, à savoir, les équations de continuité, de quantité de mouvement et après l'introduction des hypothèses simplificatrices se ramènent aux équations présentées dans les sections suivantes.

II.4.1.1. Equation de continuité

C'est l'équation qui exprime le principe de conservation de la masse. Elle est donnée par la formule (II.2), en tenant compte des hypothèses précédentes, en coordonnées cartésiennes l'équation devient, **Fox et McDonald (1978)** :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\delta v}{\delta y} = 0 \qquad \textit{(II.6)}$$

II.4.1.2. Equation de conservation de quantité de mouvement

En convection mixte, l'introduction de l'hypothèse de Boussinesq dans le terme des forces de volumes fait intervenir la température dans les équations de mouvement. Les forces de volumes varient en fonction de la température inertielles et les forces de flottabilités. Leurs projections selon les axes donnent:

Selon ox : $F_x = \rho_0 \times g_x \times \sin(\gamma)$

Selon oy : $F_y = \rho \times g_y \times cos(\gamma)$

La projection de l'équation de la quantité de mouvement selon ox et oy, on obtient :

Selon ox :

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(uu) + \frac{\partial}{\partial y}(vu)\right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right] \pm \rho_0 g\big(1 - \beta(T - T_0)\big).\sin(\gamma) \qquad \textit{(II.7)}$$

Selon oy :

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(uv) + \frac{\partial}{\partial y}(vv)\right] = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right] \pm \rho_0 g\big(1 - \beta(T - T_0)\big).\cos(\gamma) \qquad \textit{(II.8)}$$

Le signe du terme des forces de flottabilités, dans les équations est positif dans le cas où l'effet de la convection naturelle assisté et négatif dans le cas contraire.

II.4.1.3. Equation de l'énergie

L'application des hypothèses précédentes dans l'équation II.4 donne l'équation suivante:

$$\frac{\partial}{\partial x}(uT) + \frac{\partial}{\partial y}(vT) = \alpha\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right] \qquad (II.9)$$

$$\alpha = \frac{k}{\rho \times C_p}$$

Avec :

α: la diffusivité thermique de fluide.

II.4.2 Equations adimensionnelles

La transformation des équations gouvernantes présentées vers la forme adimensionnelle permet de simplification de la résolution des systèmes d'équations et faire apparaitre les grandeurs et les paramètres sans dimension influent sur le phénomène. Pour permettre d'introduire les paramètres de contrôle du problème à étudie, il est nécessaire d'introduire des grandeurs physiques de référence pour chaque catégorie de variables. Les variables adimensionnelles utilisées sont les suivantes :

$$X = \frac{x}{H}; Y = \frac{y}{H}; U = \frac{u}{v_0};\ V = \frac{v}{v_0}; P = \frac{p^*}{\rho \times v_0^2};\ \theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}$$

Avec :

H : hauteur caractéristique ;

ρv_0^2: Pression caractéristique ;

T_0 : Température caractéristique à l'entrée de canal ;

T_w : Température caractéristique des sources de chaleur ;

v_0 : Vitesse caractéristique à l'entrée de canal.

Les nombres adimensionnels apparus dans les équations sont :

- Le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{u_0 \times H}{\nu};\ \nu = \frac{\mu}{\rho}$$

- Le nombre de Grashof :

$$Gr = \frac{g \times \beta \times (T_w - T_0) \times H^3}{\nu^2}$$

- Le nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\mu \times C_p}{k}$$

- Le nombre de Richardson :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2}$$

- Le nombre de Peclet :

$$Pe = Re \times Pr$$

Après les transformations en fonction de ces grandeurs, les équations précédentes peuvent s'écrire sous la forme suivante :

- **Equation de continuité :**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \qquad \textit{(II.10)}$$

- **Equation de quantité de mouvement :**

Selon OX :

$$U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re}\left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right] \pm Ri.\theta.\sin(\gamma) \qquad \textit{(II.11)}$$

Selon OY :

$$U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\frac{1}{Re}\left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right]\pm Ri.\theta.\cos(\gamma) \qquad (II.12)$$

- **Equation de l'énergie :**

$$U\frac{\partial \theta}{\partial X}+V\frac{\partial \theta}{\partial Y}=\frac{1}{Pe}\left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right] \qquad (II.13)$$

Les équations *(II.11), (II.12), (II.13) et (II.14)* forment un système d'équations qui régit le problème. Ces équations peuvent s'écrire sous la forme d'une équation générale dite de transport, elle est de la forme:

$$U\frac{\partial \varphi}{\partial X}+V\frac{\partial \varphi}{\partial Y}=\Gamma_{\varphi}\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \varphi}{\partial Y^2}\right]+S_{\varphi} \qquad (II.14)$$

Avec :

φ : la variable indépendante,

Γ_{φ} : le coefficient de diffusion

S_{φ} : le terme de source

Le tableau (II.1) représente le coefficient de diffusion et le terme de source relatif à la variable indépendante φ pour chaque équation (équation de la continuité, équation de quantité de mouvement et l'équation de l'énergie).

Tableau II.1. Identification des équations par rapport à l'équation générale de transport selon la variable indépendante, le coefficient de diffusion et le terme de source.

Equations		**Φ**	**Γ_{φ}**	**S_{φ}**
De continuité		1	0	0
De quantité de mouvement	**Selon X**	U	$1/Re$	$-\frac{\partial P}{\partial X}\pm Ri\ \times\theta\times\sin(\gamma)$
	Selon Y	V	$1/Re$	$-\frac{\partial P}{\partial Y}+Ri\ \times\theta\times\cos(\gamma)$
De l'énergie		θ	$\frac{1}{Pe}=\frac{1}{Re\ Pr}$	0

II.5. Conditions aux limites

Pour permettre la résolution du système d'équations précédentes, il est nécessaire d'associer des conditions aux limites correspondent au problème étudié, **Schlichting (1987).**

Les conditions aux limites adoptées pour notre cas sont les suivantes:

- **Entrée de canal**

$$T = T_0 \; ; u = u_0 ; v = 0$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

- **Sortie de canal :**

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0; \; \frac{\partial u}{\partial y} = 0; \; \frac{\partial v}{\partial y} = 0 ; p = p_{atm}$$

- **Les parois adiabatiques :**

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 ; u = v = 0$$

- **Les sections chauffées (les sources de chaleur)**

$$T = T_w ; u = v = 0$$

II.6. Conclusion

Au cours de ce chapitre, les équations régissante le phénomène de la convection mixte sont présentées. Ensuite les hypothèses et les équations simplifiées dans le cas d'un canal vertical en *2D*. La forme adimensionnelles des équations de conservation a permet de faire ressortir les paramètres gouvernantes à savoir, *Re, Gr, Pr et Ri*.

La résolution analytique de ces équations pour la configuration présentée dans cette étude est un impossible. Cette difficulté nous poussé à chercher une méthode adéquate capable de résoudre ce problème et capter les interactions entre les forces qui règnent dans le domaine.

CHAPITRE III

METHODE NUMERIQUE ET PRESENTATION DU CODE OPENFOAM

III.1. Introduction

Dans ce chapitre nous décrivons la méthode numérique et le code de calcul utilisé pour résoudre les équations de base formulées dans le chapitre II.

Depuis des années, le développement des ordinateurs a encouragé les scientifiques à résoudre des problèmes de plus en plus complexes pour lesquels des solutions analytiques ne peuvent être trouvées. Ces types de problèmes sont généralement modélisés par des équations aux dérivées partielles non linéaires. Pour obtenir une solution numérique, ces problèmes doivent être discrétisés en transformant les équations différentielles en systèmes d'équations algébriques linéarisés par une méthode de discrétisation avant de les résoudre par des méthodes directes ou itératives, **Popa, (2002)**. Parmi les méthodes de discrétisation les plus fréquemment utilisées dans les problèmes d'écoulements et de transfert de chaleur, on peut citer les méthodes des différences finies, d'éléments finis et des volumes finis.

La méthode des volumes finis, choisie par notre étude, a été développée par Spalding et Patankar (1980). Sa grande simplicité de mise en œuvre a fait qu'elle a connu un essor fulgurant depuis les années 1970-1980, elle est à l'origine de la majorité des codes de calculs.

La méthode des Volumes Finis consiste à intégrer, sur des volumes élémentaires, les équations écrites sous forme intégrale. C'est une méthode particulièrement bien adaptée à la discrétisation spatiale des lois de conservation, contrairement aux Eléments Finis, et est ainsi très utilisée en mécanique des fluides. Sa mise en œuvre est simple si les volumes élémentaires ou "volumes de contrôles" sont des rectangles en 2D ou des parallélépipèdes en 3D. Cependant, la méthode des Volumes Finis permet d'utiliser des volumes de forme quelconque et donc de traiter des géométries complexes, contrairement aux Différences Finies. Enfin, elle peut être utilisée avec des maillages relativement grossiers, ce qui permet la mise en œuvre de code pour un coût raisonnable, **Versteeg et Malalasekera (1995)**.

De nombreux codes de simulation numérique en mécanique des fluides reposent sur cette méthode : OpenFoam, Fluent, StarCD, Fine Turbo,

Les principes fondamentaux de la méthode des volumes finis sont brièvement rappelés ici. Pour plus de détail, on pourra se référer aux ouvrages de **Patankar (1980).**

III.2. Maillage

Le domaine de calcul est divisé en une série de sous domaines appelés volume de contrôle. Ces volumes de contrôle enveloppent tout le domaine de calcul sans chevauchement, de telle façon que la somme de leurs volumes soit égale exactement au volume du domaine de calcul. Le schéma du maillage adopté est du type décalé, proposé par **Patankar (1980).** Un point est positionné au centre de chaque volume est appelé centre du volume de contrôle, il sera noté P (figure III.1).

Les nœuds des volumes voisins seront notés suivant leurs positions *N*, *S*, *W* et *E* (North, South, West et East). Les faces d'un volume de contrôle sont localisées aux points '*e*, *w*, *n* et *s'*. Les quantités scalaires (pression et température) sont stockées aux centres des volumes finis. Par contre, les composantes de la vitesse sont localisées aux faces des volumes finis. Ce volume de contrôle est utilisé pour l'expression des bilans des grandeurs scalaires, appelé volume de contrôle principal (figure III.2), et pour l'expression des grandeurs vectorielles, on utilise un volume de contrôle décalé *(*figure III.3) et (figure III.4).

On utilise un maillage non uniforme dans lequel les mailles sont plus larges là où les gradients sont plus faibles.

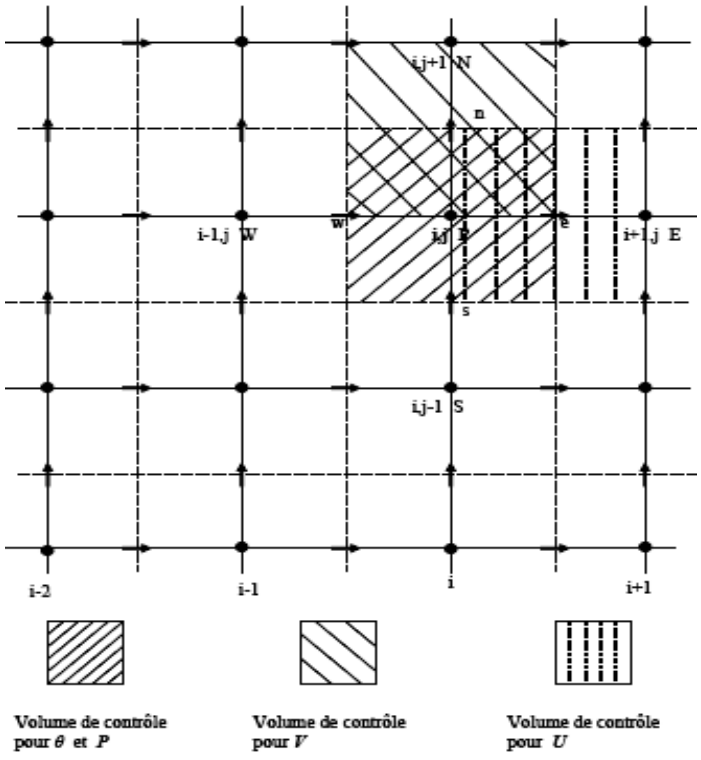


***Figure III.1** : Schéma des différents volumes de contrôle*

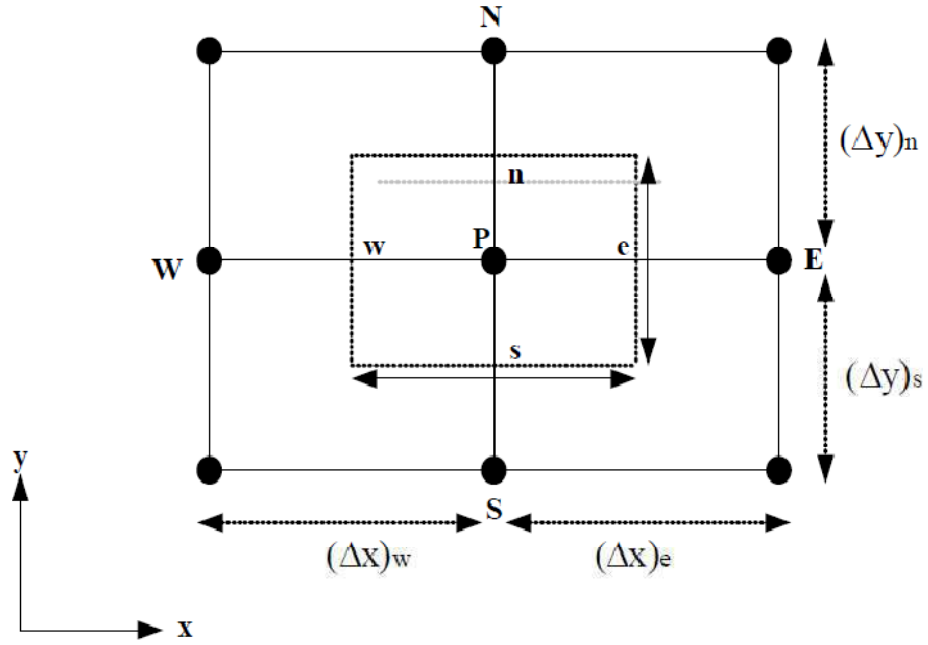


Figure III.2 *: Volume de contrôle typique*

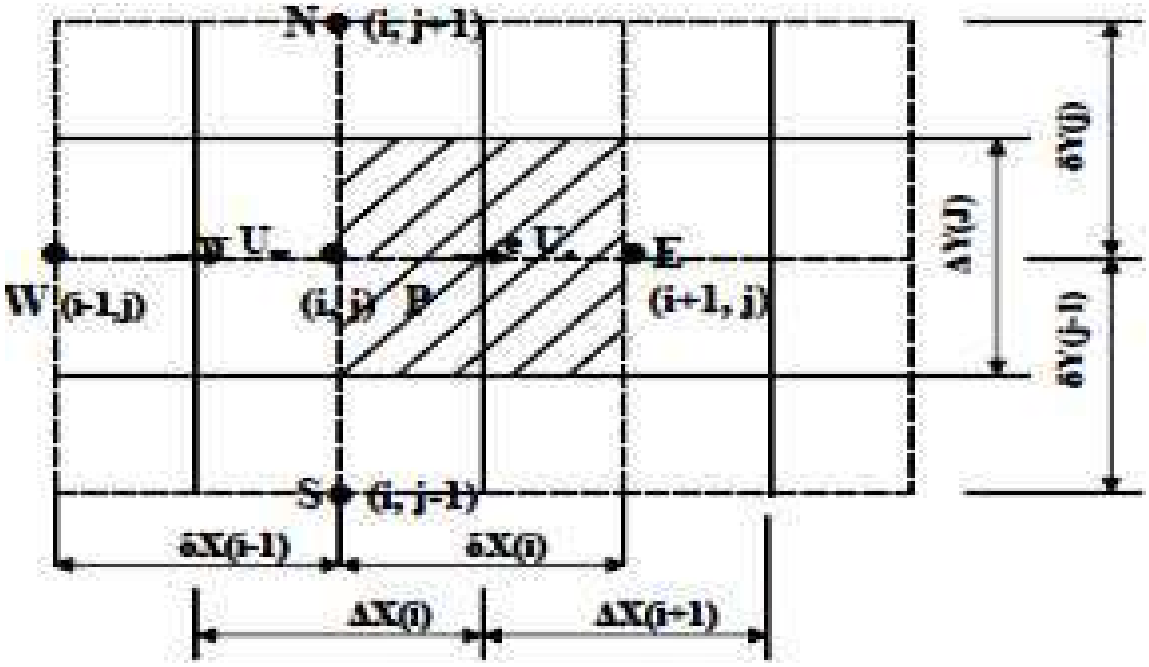


Figure III.3 *: Volume de contrôle décalé vers la droite*

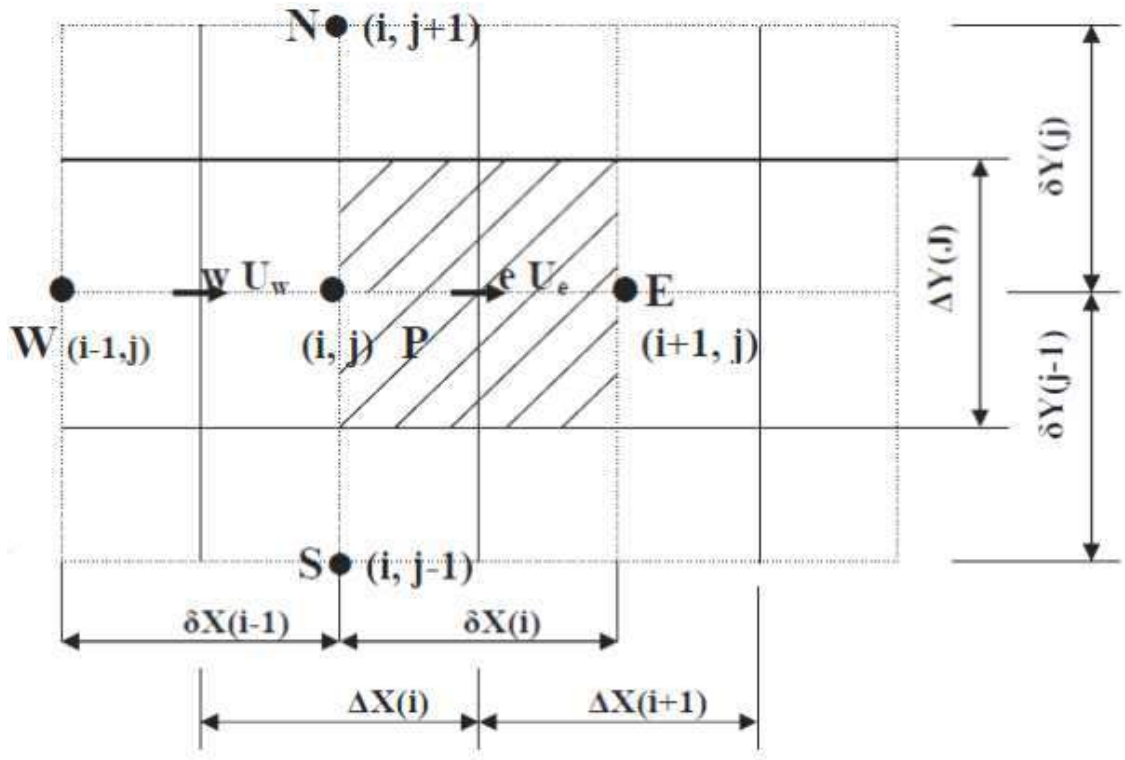


Figure III.4 *: Volume de contrôle décalé vers le haut*

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

Les phénomènes physiques impliquant l'écoulement d'un fluide et le transfert de chaleur sont régis par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ces équations se présentent sous la forme générale d'une équation de transport **(équation II.14)**, soit :

$$U\frac{\partial \varphi}{\partial X} + V\frac{\partial \varphi}{\partial Y} = \Gamma_{\varphi}\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial Y^2}\right] + S_{\varphi} \qquad (III.1)$$

On peut l'écrire sous une forme simplifier, par :

$$div(\bar{V}\varphi) = \Gamma_{\varphi}(\nabla^2 \varphi) + S_{\varphi} \qquad (III.2)$$

Tel-que :

$div(\bar{V}\varphi)$: Le terme de transport par convection

$\Gamma_{\varphi}(\nabla^2 \varphi)$ **:** Le terme de transport par diffusion

S_φ **:** Le terme de source.

Le tableau précédent (II.1), nous donnons la définition de φ, Γ et S_φ, pour les équations qui gouvernent notre problème général.

L'équation de transport *(III.2)* a été intégrée sur le volume de contrôle *ΔV = ΔX. ΔY.1 (figure III.2).*

$$\oint_{CV} div(\bar{V}\varphi)\, dX\, dY = \oint_{CV} (\Gamma_\varphi(\nabla^2\varphi) + S_\varphi)\, dX\, dY \qquad (III.3)$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X}(U\varphi) dX\, dY + \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial Y}(V\varphi) dX\, dY = \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial X}\right) dX\, dY + \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial Y}\right) dX\, dY + \int_s^n \int_w^e S_\phi dX\, dY \qquad (III.4)$$

- **Le terme convectif :**

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X}(U\varphi) dX\, dY =$$

$$\int_s^n [U\varphi]_w^e\, dY = [(U\varphi)_e - (U\varphi)_w]\Delta Y \qquad (III.5.a)$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X}(V\varphi) dX\, dY = \int_w^e [V\varphi]_s^n\, dX = [(V\varphi)_n - (V\varphi)_s]\, \Delta X \qquad (III.5.b)$$

- **Le terme diffusif :**

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial X}\right) dX\, dY = \int_s^n \left[\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial X}\right]_x^e \Delta Y$$

$$= \left[\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial X}\right)_e - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial X}\right)_w\right]\Delta Y \qquad (III.6.a)$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{Y}}\right) dX\, dY = \int_w^e \left[\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{Y}}\right]_s^n \Delta X$$

$$= \left[\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{Y}}\right)_n - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{Y}}\right)_s\right] \Delta X \qquad (III.6.b)$$

- **Le terme source :**

$$\int_s^n \int_w^e S_\phi dX\, dY = \overline{S_\varphi}\, \Delta X\, \Delta Y \qquad (III.7)$$

Alors l'équation (III.3) s'écrira sous :

$$[(U\varphi)_e - (U\varphi)_w]\Delta Y + [(V\varphi)_n - (V\varphi)_s]\, \Delta X = \left[\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{X}}\right)_e - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{X}}\right)_w\right] \Delta Y + \left[\left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{Y}}\right)_n - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{Y}}\right)_s\right] \Delta X + \overline{S_\varphi}\, \Delta X\, \Delta Y \qquad (III.8)$$

Pour que l'équation (III.8) prenne la forme linéaire et la solution sera ainsi simplifier, le terme source doit être linéaire dans toute équation de conservation, donc en le mettre sous la forme suivante :

$$\overline{\boldsymbol{S_\varphi}} = S_c + S_p$$

Avec S_p doit être négatif afin de répondre aux règles de la méthode des volumes finis et facilité la convergence du système (la diagonale de la matrice du système à résoudre devient dominante), **Patankar, 1980.**

S_p : la partie variable de terme source en fonction de **φ_p** ;

S_c : la partie constante de terme source qui ne dépond pas de **φ_p.**

Si on pose :

$$J_e = \left[(U\varphi)_e - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{X}}\right)_e\right]\Delta Y \qquad (III.9.a)$$

$$J_w = \left[(U\varphi)_w - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{X}}\right)_w\right]\Delta Y \qquad (III.9.b)$$

$$J_s = \left[(U\varphi)_s - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{X}}\right)_s\right]\Delta X \qquad (III.9.c)$$

$$J_n = \left[(U\varphi)_n - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{X}}\right)_n\right]\Delta X \qquad (III.9.d)$$

Les quantités J_e, J_w, J_n et J_s sont les flux aux interfaces (e, w, n, s). Le terme S_φ est supposé être constant dans le volume de contrôle (CV). $\overline{\boldsymbol{S_\varphi}}$ est évalué au centre de volume de contrôle.

On remplace les équations *(III.9.a, III.9.b, III.9.c et III.9.d)* dans l'équation *(III.8),* on obtient :

$$J_e - J_w + J_n - J_s = S_\varphi \qquad (III.10)$$

III.3.1. Les schémas d'interpolation

Nous introduisons maintenant quelques schémas d'interpolation servant à déterminer la valeur de la variable dépendante φ aux interfaces du volume de contrôle, Parmi ces schémas, on distingue le schéma aux différences centrées (Central Différence Schème) qui utilise une procédure d'interpolation linéaire mais qui reste, cependant, limite pour des valeurs de |P| < 2.

Une autre alternative à ce schéma est la procédure aux différences décentrées (Upwind

Schème). Ce schéma est moins précis que celui aux différences centrées pour les écoulements qui ne sont pas a convection dominée. Par conséquent, un certain nombre d'auteurs ont propose des combinaisons des deux schémas précédents. Spalding a développé le schéma hybride (Hybrid Schème) qui rejoint le schéma aux différences centrées pour |P| < 2 et le schéma aux différences décentrées pour |P| > 2, **Patankar (1980).**

L'inconvénient majeur du schéma hybride est l'erreur introduite au voisinage de |P| = 2, (Figure III-5). Ainsi, un certain nombre de méthodes ont été développées afin de présenter un changement plus graduel et qui sont en bon accord avec la solution exacte d'un problème monodimensionnel. Patankar propose le schéma d'approximation de la loi de puissance (Power Law Schème) qui s'avère très efficace puisqu'il approche beaucoup mieux la solution exacte. Ce schéma a été développé a partir du schéma exponentiel exact (Exponential Schème). Ce dernier n'a pas été utilise a cause du temps de calcul important nécessaire au calcul des exponentielles, **Baliga et Patankar (1983).**

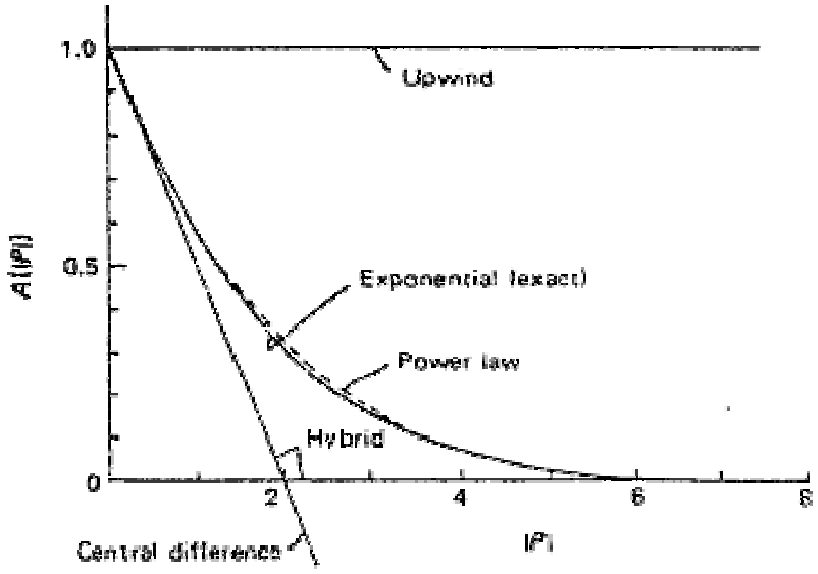


Figure III-5 : *la valeur de A (|P|) pour chaque schéma.*

III.3.2. Application d'un schéma numérique

Si on fait une discrétisation pour l'équation de transport, on aura un système d'équations dont la forme algébrique générale suivante :

$$A_P\varphi_P = A_E\varphi_E + A_W\varphi_W + A_N\varphi_N + A_S\varphi_S + b \qquad (III.11)$$

Avec :

$$\begin{cases} A_E = D_e A(|P_e|) + Max(-F_e, 0) \\ A_W = D_w A(|P_w|) + Max(F_w, 0) \\ A_N = D_n A(|P_n|) + Max(-F_n, 0) \\ A_S = D_s A(|P_s|) + Max(F_s, 0) \\ b = S_\varphi \Delta X \Delta Y \\ A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + (F_e - F_w + F_n - F_s) \end{cases} \quad (III.12)$$

- **Les flux convectifs :**

$$F_e = U_e \Delta Y, F_w = U_w \Delta Y, F_n = V_n \Delta X, F_s = V_s \Delta X \quad (III.13)$$

- **Les flux diffusifs**

$$D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta X_e} \Delta Y, D_w = \frac{\Gamma_w}{\delta X_w} \Delta Y, D_n = \frac{\Gamma_n}{\delta Y_n} \Delta X, D_s = \frac{\Gamma_s}{\delta Y_s} \Delta X \quad (III.14)$$

$$P_e = \frac{F_e}{D_e}, P_w = \frac{F_w}{D_w}, P_n = \frac{F_n}{D_n}, P_s = \frac{F_s}{D_s} \quad (III.15)$$

Où :

A_E, A_W, A_N, A_S, A_P: Coefficients correspondants, respectivement, aux nœuds est, ouest, nord, sud et centre du volume de contrôle ;

***F_e, F_w, F_n, F_s*:** termes convectifs correspondants, respectivement, aux faces est, ouest, nord et sud

b : est un terme de source

***D_e, D_w, D_n, D_s* :** termes diffusifs correspondants, respectivement, aux faces est, ouest, nord et sud.

***P_e, P_w, P_n, P_s* :** rapports du flux convectif au flux diffusif aux différentes faces du volume de contrôle.

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

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

Schéma	**Formule de la fonction**
Différences centrées	1-0.5 |P|
Upwind	1
Hybrid	Max [0,1-0.5|P|]
Exponentiel	Max [0, $(1-0.5\|P\|)^5$]

III.4. Présentation du code OpenFoam :

La boite à outils CFD à source ouverte OpenFOAM peut simuler des écoulements complexes impliquant des réactions chimiques, la turbulence et le transfert de chaleur, ainsi que la dynamique des solides et l'électromagnétisme. OpenFoam est un produit libre d'Open CFD Ltd.

La technologie de base du code OpenFoam est un ensemble de modules flexibles et efficaces écrits en C++. Ces modules sont utilisés pour construire des solveurs pour la simulation d'un problème spécifique, des utilités pour effectuer des tâches de pré et post traitement pour la manipulation des maillages et des données. L'environnement OpenFOAM utilise la méthode des volumes finis pour la résolution des systèmes d'équations aux dérivées partielles mise en œuvre sur nombre de maillages non structurés en 3D constitués de cellules polyédriques. Le parallélisme utilise la méthode de décomposition du domaine. Ce désigne est intégré à un niveau inférieur de sorte que les solveurs puissent être développés en parallèle sans avoir recours à une programmation supplémentaire, **OpenFoam, (2011)**.

Une discrétisation de type volume finis d'opérateurs implicite et explicite de deuxième et quatrième ordre sur surface courbée ou en 3D est implémentée dans cette boite à outils.

On peut traiter les opérateurs différentiels d'un champ (par exemple, ∇^2, ∇ et $\frac{\partial}{\partial t}$) comme un calcul de volume finis **(fvc)** ou des opérateurs de volume finis **(fvm).** La première

approche opère des dérivées explicites en rendant un champ. Les dérivées explicites calculées peuvent être utilisées quelle que soit la position dans le code. La deuxième fonction est une dérivation implicite convertissant l'expression en des coefficients de matrice du système linéaire à résoudre. En fait, les termes sources implicites du système linéaire peuvent aussi être définis en utilisant la fonction fvm. En conséquence, la fonction fvm fournit la discrétisation des équations aux dérivées partielles par l'utilisation de la méthode des volumes finis et de la construction de systèmes linéaires résultant, **Baudouin Debain et al. (2011).**

L'idée est de considérer les équations aux dérivées partielles comme une somme d'opérateurs différentiels simples qui peuvent être discrétisés séparément avec différents schémas.

Exemple :

- $fvm :: ddt = \frac{\partial}{\partial t}$;
- $fvm :: d2dt2 = \frac{\partial^2}{\partial t^2}$;
- $fvm :: div = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i}$;
- $fvm :: laplacian = \sum_i \frac{\partial^2}{\partial {x_i}^2}$

Ainsi, au sein du code OpenFoam, l'équation de conservation de la quantité de mouvement ci-après :

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla.(\rho UU) - \nabla.(\mu \nabla U) = -\nabla p \qquad (III.16)$$

Est discrétisée sous la forme, **OpenFoam, (2011)** :

Solve

(

fvm :: ddt (rho,U)

+fvm :: div (phi,U)

-fvm ::laplacian(mu,U)

==

-fvc ::grad(p)

) ;

L'exemple montre clairement que dans OpenFOAM on ne pense pas aux termes des cellules ou des faces mais aux objets (U, rho, phi, etc..) définis comme des valeurs de champs.

Ce logiciel présente une multitude de solveurs relatifs à différents domaines d'application, tels que les écoulements compressibles, les milieux multiphasiques, réactifs,...etc., nous en listons ceux qui sont les plus utilisés :

Tableau III.2. Solveurs destiné aux écoulements non-isothermes, **OpenFoam, (2011).**

Nom de l'application (solveur)	**Type des problèmes à traiter**
potentialFoam	Initialiser un écoulement potentiel simple avant de commencer la résolution.
icoFoam	Ecoulements laminaires, transitoires, incompressibles pour des fluides newtoniens
pisoFoam	Ecoulements incompressibles en régime transitoire.
LaplacianFoam	Résolution de l'équation de Laplace (ex: diffusion thermique).
SimpleFoam	Ecoulements stationnaires turbulents.
SonicFoam	Ecoulements laminaires ou turbulents pour des gaz compressibles.
bubbleFoam	Système de deux fluides incompressibles avec une phase dispersée.
reactingFoam	Ecoulements réactifs en combustion
buoyantBoussinesqSimpleFoam	Solveur adapté aux calculs thermiques pour des écoulements permanents, turbulents et compressibles.

OpenFoam contient aussi ce qu'on appelle des "utilités standards", qui ont pour rôles la génération du maillage (blockMesh, extrudeMesh,...), la conversion et manipulation du

maillage (ansysToFoam,fluent3DMeshToFoam,..), ainsi que d'autres outils pour le maillage et le post-processing (Post-processing graphics, Post-processing data converters,..). De plus, des bibliothèques "bibliothèques standards" sont à la disposition de l'utilisateur qui permettent de choisir le modèle qui l'intéresse, par exemple:

- Modèles thermodynamiques.
- Modèles pour les réactions chimiques.
- Modèles pour les transferts radiatifs.
- Modèles pour la vitesse laminaire de flamme,...etc.

Comme chaque code de calcul a ses limites, OpenFOAM en possède aussi. La principale faiblesse de ce code est qu'il ne possède pas une interface graphique, ce qui demande de l'expérience pour se familiariser avec un autre défaut, est qu'il faut avoir linux pour installer OpenFOAM, ce qui peut être gênant surtout quand on dispose des logiciels qui ne sont que sur Windows.

III.4.1. Fonctionnalités d'OpenFoam

OpenFoam est une bibliothèque rapide à mettre en place, large et évolutive, qui ne cesse jamais d'évoluer, puisque chaque utilisateur peut créer son propre solveur et son propre modèle. Ce code est un outil inédit qui a plusieurs fonctionnalités. Il permet à la fois de générer des maillages (ou de les importer), de faire de la CFD et offrir des outils pour la visualisation et le post-traitement des résultats, **Baudouin Debain et al. (2011).**

III.4.1.1. Génération du maillage :

Ce logiciel permet de générer des maillages non structurés à partir de deux outils, **Baudouin Debain et al. (2011).**

- blockMesh : générateur de maillage multi-block (c'est l'outil que nous utiliserons dans notre projet).
- snappyHexMesh : Cet outil est très important et permet un raffinement de maillage automatique.

OpenFOAM est capable d'utiliser des maillages faits avec d'autres maillures tels que Gambit, Ansys, CFX, Star-CD…

III.4.1.2. Calcul CFD :

OpenFoam en tant que code de calcul permet de résoudre un problème de mécanique des fluides via la méthode des volumes finis, quelque soit le problème étudié (stationnaire ou instationnaire, compressible ou incompressible, monophasique ou multiphasique..), en choisissant un solveur bien adapté au problème, en modifiant un solveur déjà existant ou même en créant un nouveau solveur qui décrit le mieux de problème étudié.

III.4.1.3. Post-traitement des résultats :

OpenFOAM fournit aussi des outils de post-traitement et de visualisation des résultats, le plus utilisé est Parafoam. Outil d'un grande utilité et puissance, qui permet de visualiser facilement les grandeurs qui intéressent l'utilisateur, leur évolution suivant n'importe quelle variables, et extraire les données désirées.

Après avoir présenté brièvement ce code de calcul ainsi que ses principales caractéristiques, nous allons par la suite expliquer en détail le fonctionnement de ce code, et les différentes étapes à suivre pour simuler un problème en mécanique des fluides sur ce logiciel.

III.4.2. Fonctionnement du code

Dans cette partie, nous allons expliquer en détail le fonctionnement d'OpenFOAM, les différents fichiers et dossiers qui permettent de lancer un calcul, ainsi que les différents outils de ce code.

Structure générale d'un cas OpenFoam :

Après avoir présenté le code OpenFoam en général, nous allons à présent expliquer la logique de ce code pour bien appréhender sa hiérarchie.

Ce code est une bibliothèque C++, qui permet de créer des exécutables appelés applications/. Ce code de calcul dispose d'énormes applications précompilées qui correspondent à toute catégorie de problèmes à étudier. L'une des questions fondamentales à

se poser pour étudier un cas avec OpenFoam, est celle de l'application (ou solveur) à utiliser. L'utilisateur n'a pas besoin de choisir les équations à résoudre, mais plutôt la bonne application à adopter (contrairement à Fluent) par L'utilisateur peut bien créer sa propre application (ou solveur), avec bien évidemment une connaissance préalable de la physique du problème et les techniques de programmation, l'un des points forts d'OpenFoam.

Les applications sont divisées en deux catégories :

- Solvers : Conçus pour simuler un problème donné.
- Utilities : destinées pour la manipulation des données.

Les équations à résoudre sont codées dans ces applications.

Avec OpenFoam, l'utilisateur n'a pas à sa disposition une interface graphique (contrairement à fluent par exemple) qui lui permet de rentrer les paramètres nécessaires pour lancer une simulation (Fluent par exemple), mais dispose plutôt d'un système de fichiers qui est plus au moins le même pour chaque solveur donné. La bonne maîtrise de ce système de fichiers est indispensable pour un utilisateur de ce code. La structure de ce système ainsi que l'utilité et la particularité de chaque dossier est illustrée dans l'arborescence suivante :

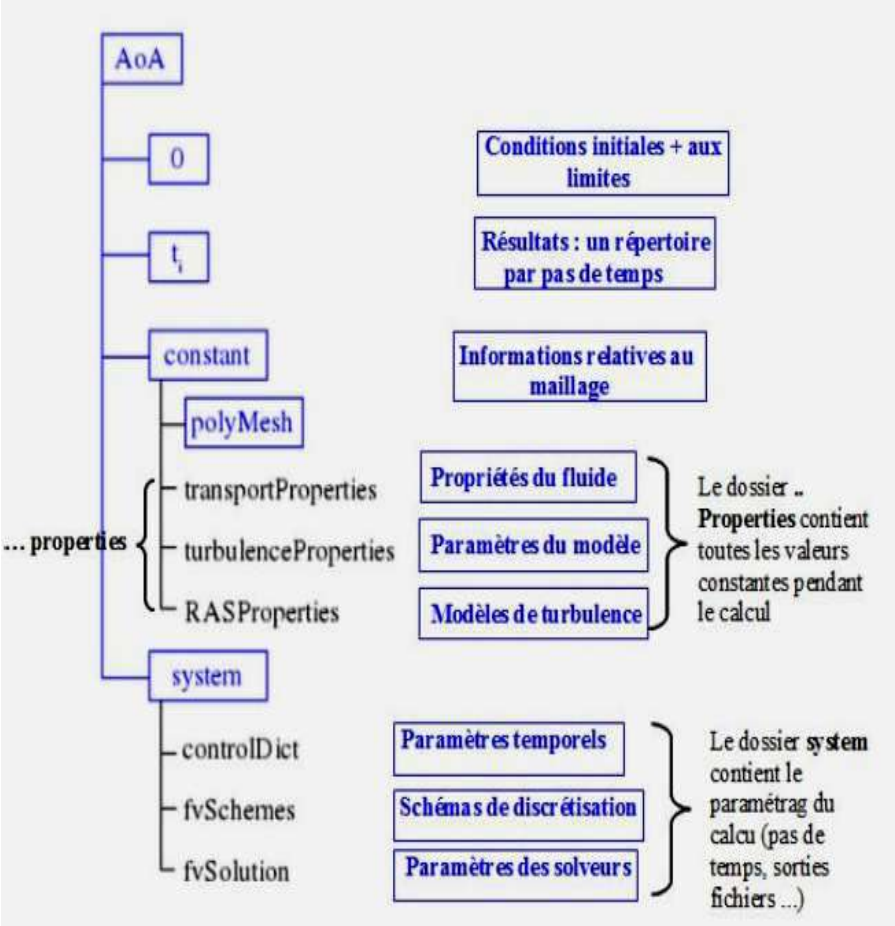


Figure III.6. *Structure d'un répertoire contenant un cas a étudié dans OpenFoam.*

III.4.3. Description des fichiers

a. Le dossier 0

Ce dossier contient les valeurs initiales et les conditions limites des différentes grandeurs.

Les conditions aux limites sous OpenFoam est le point le plus délicat. Leur rôle dans la modélisation n'est pas simplement dans la géométrie, mais représentent une partie intégrale de la solution. Dans cette partie nous allons nous focaliser sur ce point, et nous discuterons la façon dont elles sont traitées sous OpenFoam. Chaque grandeur à résoudre (U, p, k. T...) par le solveur doit être initialisée sur toutes les zones du cas ainsi qu'à l'intérieur du domaine.

Il faut bien noter que toute frontière est généralement divisée en un ensemble de ce qu'on appelle "patch". Chaque patch peut contenir une ou plusieurs zones fermées de la frontière en question, qui ne sont pas nécessairement connectées physiquement.

Il y a trois attributs qu'on peut associer à un "patch" :

- **Base type :** Cet attribut est purement géométrique. Il est défini dans le fichier boundary localisé dans le sous-dossier constant/polyMesh/. Il faut bien noter que pour cet attribut, tous les patches sont de type "patch", sauf ceux qui présentent une contrainte géométrique : empty, symmetryPlane, wall, wedge, cyclic,processor, ***voir l'annexe A.***

Brièvement nous allons expliquer ce que chaque type signifie.

- patch : Concerne une frontière qui ne contient aucune information géométrique ou topologique (par exemple une entrée ou une sortie).
- empty : Comme OpenFoam ne génère que des maillages 3D, quand l'utilisateur veut résoudre un problème 2D, il faut spécifier une condition particulière vide sur les frontières qui ne nécessitent aucune solution.
- cyclic : Permet de traiter deux patches comme étant connectés physiquement. Ceci est utile pour les géométries répétées (un faisceau de tubes par exemple).
- processor : Cette option permet de diviser le maillage, afin que chaque partie soit traitée par un processeur si le code tourne en parallèle, ce qui est pratique pour les géométries compliquées avec un maillage très lourd.

- **Primitive et Derived type :** Ces deux attributs sont spécifiés dans le dossier 0/ pour chaque grandeur. Bien évidemment ces types sont différents selon la grandeur. Une vitesse et une pression n'auront pas la même condition en la même frontière.

Il y a de nombreux types de zones possibles, les types classiques et leur description sont présentés dans le tableau suivant, *voir annexe B* :

Tableau III.3 : description les types des conditions aux limites à implantées pour les grandeurs physiques dans le dossier 0.

Type	Description
fixedValue	Valeur fixée par l'utilisateur.
zeroGradient	Gradient normal à la zone nul.
fixedGradient	Gradient normal à la zone fixé.
inletOutlet	fixedValue lorsque la zone est une inlet et zeroGradient dans le cas contraire.
totalPressure	La pression totale est constante, quand U changes, p est ajusté (vice-versa).
pressureInletVelocity	Quand p est connu à l'entrée, U est évaluée à partir du flux normal à la frontière en question.
pressureInletOutletVelocity	Combinaison de pressureInletOutlet et InletOutlet.
calculated	La grandeur est déduite des autres grandeurs.

b. Le dossier constant

Ce dossier contient les paramètres nécessaires pour le maillage et les constantes du problème (propriétés du fluide,....).

La génération du maillage se fait dans le sous-dossier polyMesh/ et la définition des constantes du problème se fait dans des fichiers ...properties/.

- ***Génération du maillage :***

Avant tout il faut bien noter qu'OpenFoam ne prend que des maillages 3D (Si le problème est 2D, il faut créer une maille d'épaisseur).

Comme nous l'avons déjà mentionné, OpenFoam offre deux outils de maillages : blockMesh et snappyHexMesh.

Le premier est destiné pour créer un maillage structuré à partir d'un ou plusieurs blocs géométriques juxtaposés les uns aux autres. Ce type de maillage se fait à partir du fichier blockMeshdict. blockMesh lit ce fichier, génère le maillage et écrit les données du maillage : les fichiers points, cells, boundary dans le même répertoire constant/polyMesh/.

Le principe de cet outil est de décomposer la géométrie du domaine en un ou plusieurs blocs hexaédriques tridimensionnels. Les bords des blocs peuvent être des lignes ou des arcs.

Chaque bloc de la géométrie est définie par 8 sommets, un à chaque côté de l'hexaèdre. Il est possible aussi de générer des blocs de moins de 8 sommets (en repliant une ou plusieurs paires de sommets), *voir l'annexe C.*

Cet outil est certes simple à manipuler, cependant, pour des géométries complexes, il s'avère impuissant et demande un travail et temps de calcul laborieux.

Le deuxième outil de maillage d'OpenFoam (snappyHexMesh) permet quant à lui de modifier un maillage déjà existant (fait par exemple par blockMesh) à l'aide d'une géométrie surfacique.

- ***Les fichiers ...properties/ :***

Ces fichiers permettent de renseigner le solveur quand aux propriétés de l'écoulement.

Nous pouvons classer ces fichiers en deux catégories :

- Les fichiers qui contiennent les propriétés physiques, thermiques et énergétiques de notre système, par exemple: Transportproperties, mixtureproperties, Thermophysicalmodel…etc. *voir l'annexe D.*
- Les fichiers qui contiennent des informations sur la modélisation de la turbulence.

Le fichier turbulenceproperties définie l'approche de modélisation adoptée (RANS, LES). Et si par exemple l'utilisateur choisit l'approche RANS, on spécifie dans le fichier RASproperties le modèle adopté (de même pour LES), *voir l'annexe E.*

c. Le dossier system

Ce dossier contient trois fichiers indispensables pour lancer une simulation par OpenFOAM.

- **Le fichier Controldict**

Ce fichier permet de paramétrer le pas de temps et la création de la base de données, *voir l'annexe F.*

Tout le contenu de ce fichier est détaillé dans les lignes suivantes :

- **Application :** Définie le solveur utilisé (par exemple : buoyantBoussinesqSimpleFoam).

- **Startfrom :** Le type sur lequel le solveur va s'accrocher.
- **Starttime :** Le temps pour lequel le solveur va s'accrocher pour commencer les itérations.
- **StopAt :** Détermine le type sur lequel le solveur va se baser pour arrêter les itérations.
- **endTime :** Le temps au bout dulequel le solveur va s'arrêter.
- **deltaT :** Définie le pas de temps de la simulation.
- **writecontrol :** Détermine le type pour générer un dossier temporel, par exemple générer un dossier tous les n pas de temps "timestep" ou les n secondes simulées "runtime".
- **writeinterval :** Détermine le nombre de pas de temps ou de secondes simulées entre deux dossiers temporels.
- **purgeWrite :** Permet de préciser le nombre de dossiers temporels à garder sur le disque dur au futur et à mesure des itérations.
- **writePrecision :** Permet de paramètrer la précision des données de sortie (un autre avantage par rapport à fluent par exemple).
- **writeCompression :** Permet de choisir si l'utilisateur veut générer des fichiers compressés en sortie ou non (gain de mémoire).
- **timeFormat :** Permet de choisir le format des noms des dossiers temporels.
- **runTimeModifiable :** Cette option intéressante permet de faire des modifications de ce fichier "controdict" en cours des itérations et instantanément.

- **Le fichier fvschemes**

Ce fichier permet de choisir les schémas numériques pour la résolution discrétisée des équations aux dérivées partielles. Dans ce fichier l'utilisateur détermine la méthode de résolution des opérateurs mathématiques (divergence, laplacian, gradient), ainsi que le type d'interpolation des valeurs. OpenFoam offre un large choix que ce soit pour le type d'interpolation (default linear par exemple), ou pour le type de discrétisation, *voir annexe G.*

Tableau III.4 : Mots-clés principaux utilisés dans *fvSchemes*.

Mot-clé	Catégorie des termes mathématiques
interpolationSchemes	interpolations point par point des valeurs
snGradSchemes	Composante de gradient normal à une face d'une cellule
gradSchemes	Le gradient ∇
divSchemes	La divergence $\nabla \bullet$
laplacianSchemes	Laplacian ∇^2
timeScheme	Dérivés première et deuxième par rapport au temps $\partial/\partial t$, $\partial^2/\partial t^2$
fluxRequired	Champs qui exigent la génération d'un flux

Les *annexes (J.1,……, j.5)* décrivent le choix des schémas pour chacune des catégories des termes du tableau III.4.

- **Le fichier fvSolution**

Le fichier fvSolution permet de préciser les critères de convergence des différentes grandeurs, *voir l'annexe H.*

En effet, dans ce fichier l'utilisateur peut fixer le solveur pour la discrétisation d'une grandeur donnée, la tolérance ainsi que les algorithmes de contrôle.

- La tolérance représente la valeur du résidu à partir duquel les itérations cessent.
- Le relTol représente le rapport du résidu final sur le résidu initial en dessous duquel les itérations s'arrêtent. En général ce paramètre est nul, ce qui veut dire que le résidu descend en dessous de la tolérance.

Avant de résoudre une équation pour une grandeur donnée, le résidu initial est basé sur les valeurs existantes de cette grandeur. Après chaque itération, le résidu est réévalué. Les itérations s'arrêtent si l'une des conditions suivantes est remplie :

- Le résidu est inférieur à la valeur de la tolérance du solveur.

- Le rapport du résidu courant sur le résidu initial descend en dessous du relTol.

- Le nombre d'itérations dépasse un nombre maximum maxiIter.

III.4.4. Outil de visualisation et Post-traitement

Le principal outil de post-traitement fourni par OpenFOAM est Parafoam, *voir annexe I.* Cet outil open source est en fait un script qui lance le module de lecture fourni par OpenFOAM. Il est exécuté comme l'un des utilities d'OpenFOAM seulement en tapant la commande parafoam dans le dossier du cas en question.

Cet outil s'avère très puissant, il permet d'afficher les champs, les vecteurs, les contours, les lignes de courants, ainsi, permet-il facilement de créer des animations et de suivre l'évolution d'une grandeur donnée le long le long d'une ligne quelconque dans le domaine d'étude. Il est également facile d'extraire sous format colonne et les exporter pour les traiter par un autre outil (Tecplot360 par exemple).

III.5. Conclusion

Au cours de ce chapitre, on a présenté les différentes méthodes de résolutions des systèmes d'équations obtenu au chapitre II, on a choisit la méthode des volumes finis où on passe à la discrétisation du maillage et l'intégration des équations de ce système sur les volumes de contrôles et une petite description du code de calcul OpenFoam qui sera utilisé pour faire une modélisation de problème de la convection mixte, qui est l'objectif de ce travail.

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus par simulation numérique du phénomène objet d'étude avec interprétation des résultats pour chaque cas.

En simulation numérique des problèmes physiques par la résolution des équations des bilans par les méthodes des volumes finies deux étapes sont cruciales. La première est la vérification des nos capacités à utiliser le code de calcul pour ce genre de problèmes. Cette étape permet aussi de tester le code quant à la résolution de ce problème. De ce fait une reproduction des résultats d'un cas similaire s'impose. La seconde étape, consiste en la vérification de l'indépendance des résultats vis-à-vis le maillage afin de choisir le maillage adéquat qui sera utilisé.

Une fois ces deux missions seront accomplies, une simulation du problème traité sera présentée pour un cas où les paramètres sont fixés. Ensuite une étude paramétrique sera présenté afin tester l'incidence des différents paramètres intervenant dans le phénomène.

IV.2. Validation de code de calcul

Afin de valider le code de calcul et tester notre capacité à l'utiliser pour la modélisation de la convection mixte, nous avons opté par reproduire les résultats d'un travail qui traite un problème similaire où les deux forces de flottabilités et inertielles coexistent. L'analyse de la bibliographie en rapport avec les sujet nous a permet de choisir le travail présenté par **Desrayaud et Lauriat (2009)** qui s'intéresse à la convection mixte dans la zone d'entrée d'un canal chauffée de manière asymétrique. Dans ce cas test, les profils de *vitesse* et de *température* ne sont pas développés et l'effet du chauffage pariétal d'une seule paroi modifie le profil classique de Poiseuille. Une comparaison des résultats obtenus par simulation avec ceux présenté par **Desrayaud et Lauriat (2009)** sous les mêmes conditions, à savoir $Re=300$, $Pr = 0.7$ et $Gr = 1.59\times10^5$ est effectuée. Les *figures IV.1 et IV.2* présentent, respectivement, les profils de vitesse et de température en différentes sections, à partir de l'entrée, avec ceux obtenus par **Desrayaud et Lauriat (2009).** A partir de ces deux figures, nous remarquons que les résultats obtenus dans la présente étude sont très proches de ceux du cas de référence. L'écart relatif entre les deux solutions n'excède pas *4.05%,* écart enregistré pour les profils de température en $y = 0,18m$. Pour les profils de vitesses, ils sont quasiment identiques à l'exception d'un petit écart observé au niveau de l'axe du canal aux sections $y=0,6$ et $y=0,35$. Cette comparaison nous permet de constater que nos prédictions sont dans des limites acceptables et pouvons ainsi étendre notre investigation à d'autres configurations similaires.

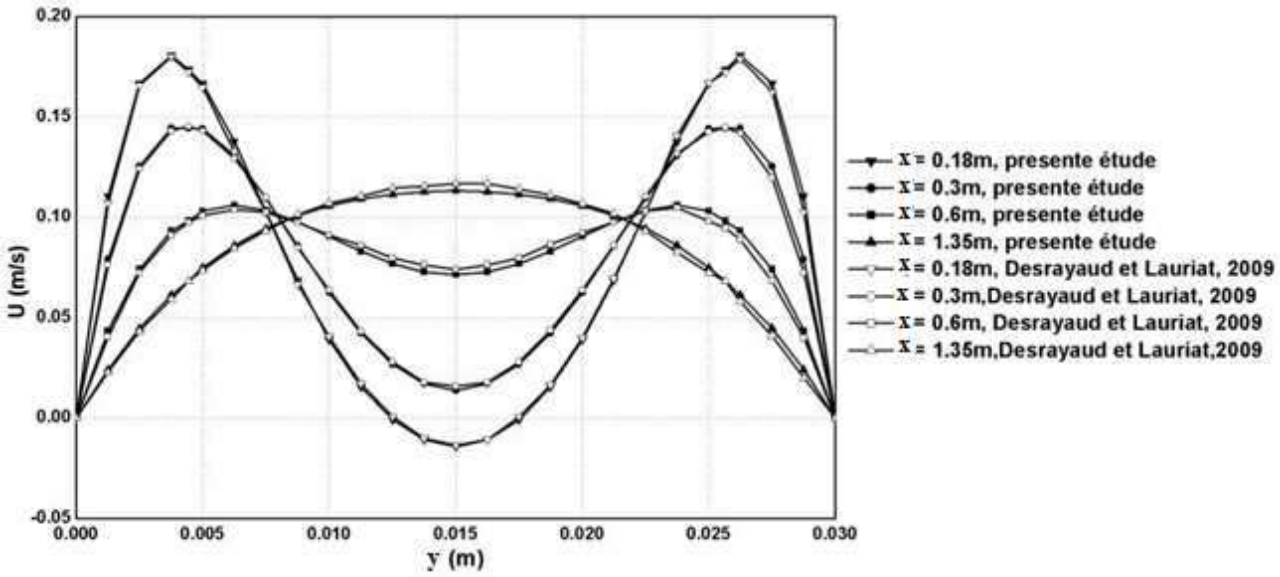


Figure IV-1 : *Profils de la vitesse au niveau x(m) = 0,18 ; 0,3 ; 0,6 et 1,35 de canal pour* $Re = 300$ *et* $Gr = 1{,}59 \times 10^5$.

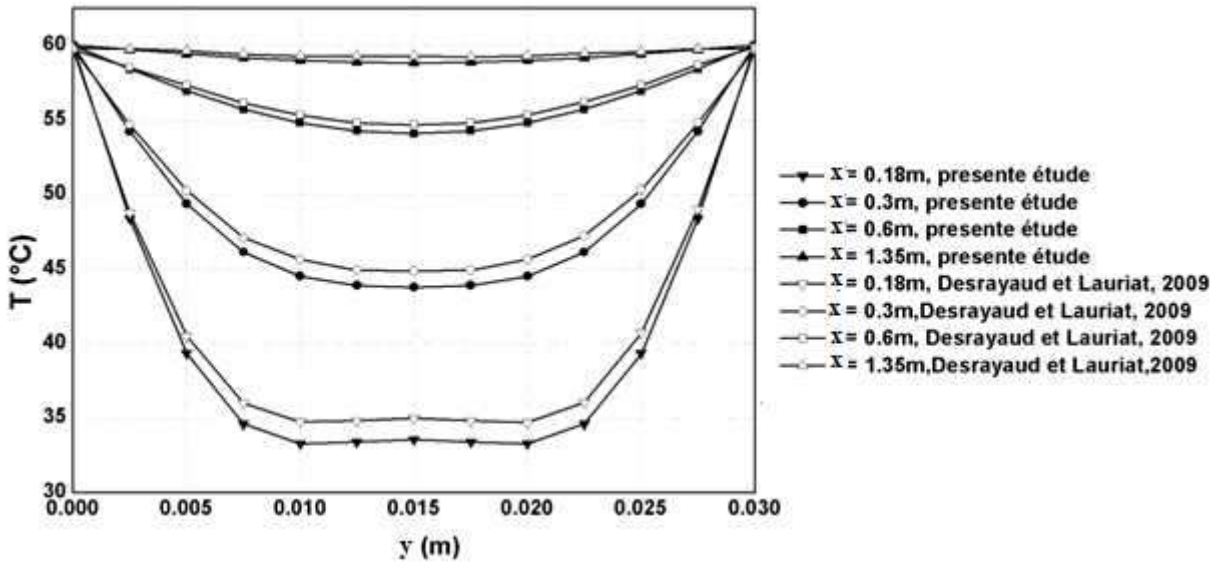


Figure IV-2 : *Profils de la température au niveau x(m) = 0,18 ; 0,3 ; 0,6 et 1,35 de canal pour* $Re = 300$ *et* $Gr = 1{,}59 \times 10^5$.

IV.3. Choix du maillage

Afin de procéder à l'analyse de l'influence du maillage sur la précision de la solution numérique et d'assurer ainsi l'indépendance des résultats vis-à-vis le maillage, nous avons effectué le calcul pour quatre maillages de différentes tailles, dont le nombre de grille varie à raison de facteur de 1,5, soit *180×40, 270×60, 360×80* et *450×100*. Les essais sur l'indépendance des résultats sont effectués pour un écart de température entre celle du fluide à l'entrée du canal et la température imposée à la paroi aux niveaux des zones chauffées est $\Delta T = 5$ °*K*. Cet écart correspond

à un nombre de *Grashof* de 4×10^4 et qui donne un nombre de *Richardson* égale à *1***.** Cette combinaison de *Re* et *Gr* est choisi car elle correspond à un cas où les forces de flottabilités et inertielles sont de même ordre.

L'évolution du nombre de *Nusselt* local obtenue par les trois maillages est présentée sur la *figure IV.3.* De même le nombre de *Nusselt moyen* pour chaque source est représenté sur la *figure IV.4.* On remarque que pour un maillage supérieur à *360×80,* les résultats sont quasiment identiques et l'écart maximum ne dépasse pas les 0,5%. Cependant un maillage de *450×100* nécessite un temps de calcul est multiplié par un facteur de *1,5* par rapport à celui utilisé pour la convergence des résultats pour un maillage de *360× 80.* On peut constater qu'un maillage de *360×80* assure un compromis entre la précision des résultats et le coût en temps de calcul. Ce maillage sera utilisé pour tous les cas traités dans ce travail.

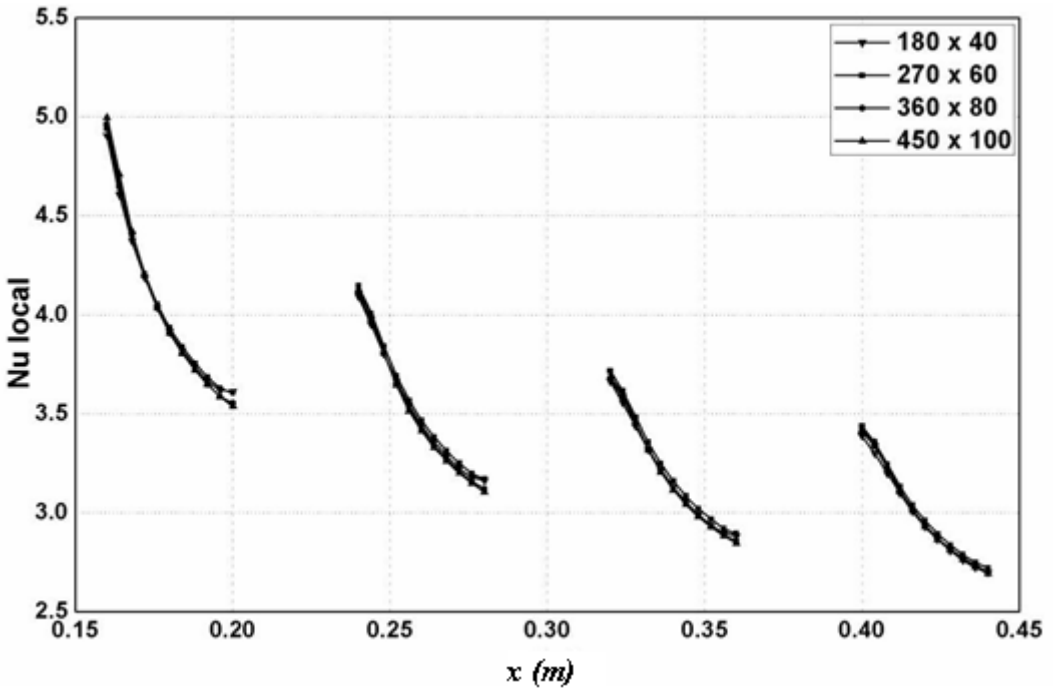


Figure IV-3 : *Evaluation du nombre de Nusselt local dans les sources de chaleurs pour les différents maillages.*

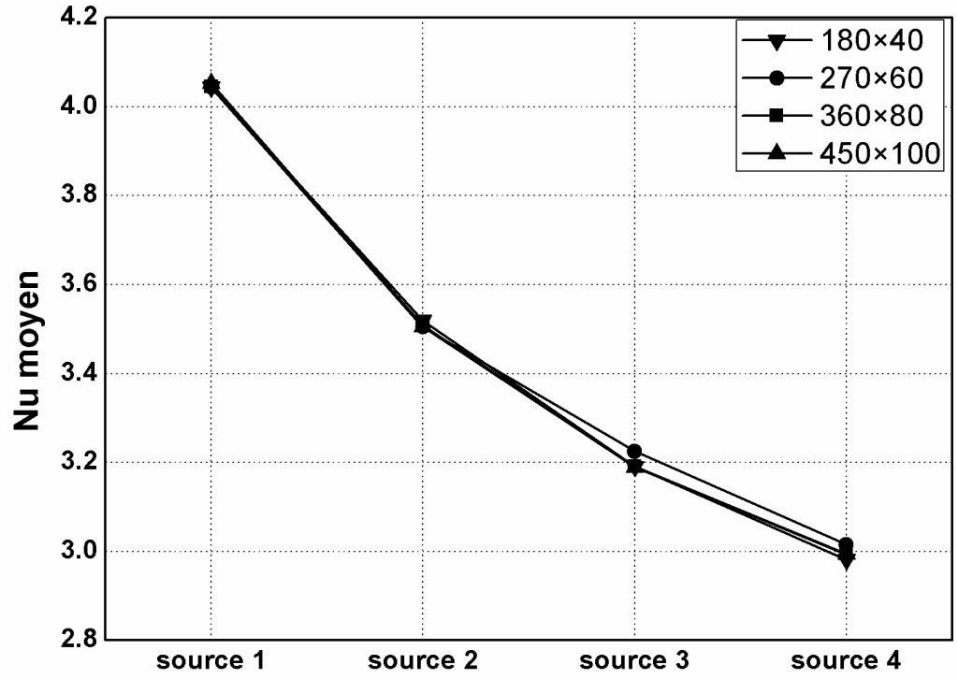


Figure IV-4 : *Evaluation du nombre de Nusselt moyen dans les sources de chaleurs pour les différents maillages.*

IV.4. Résultats et Discussions

Rappelons que la configuration géométrique utilisée est un canal rectangulaire d'une hauteur *L* et une largeur *H*, une paroi est totalement adiabatique, l'autre est munie de sources de chaleurs discrètes chauffées et maintenues à une température constante. Chaque source est de longueur *b* et la distance séparant les sources est *S*. Ces. La longueur de référence utilisée dans l'adimensionnement pour l'échelle des longueurs est *H=4cm*. Cette valeur correspond aux dimensions typiques utilisées dans les systèmes électroniques. Le reste des dimensions sont choisis en fonction de cette valeur. La longueur des sources *b* et leurs espacement *S* ont été variés dans l'intervalle *H/2* à *2H*. Une attention particulière est donnée au choix des zones d'entrée (L_e) et celle de sortie (L_s), car ces deux paramètres ont un effet sur le réalisme des conditions aux limites imposées. Les longueurs de ces deux distances sont choisies suffisamment larges afin que les conditions imposées à l'entrée du canal (vitesse constante) n'aient pas d'influence sur l'écoulement et qu'à la sortie du canal l'hypothèse des gradients nuls restes valables. En effet, de faibles distances, à l'entrée ne permettent pas à l'établissement du régime avant d'atteindre les sources et les gradients (de vitesse, de la pression et de la température) ne peuvent pas être nuls à la sortie. En se basant sur travaux antérieurs *(Dhiman et al. 2006),* nous avons pris $L_e=4H$ et $L_s=10H$.

La caractérisation de l'écoulement et du transfert de chaleur est réalisée pour valeurs caractéristiques typiques représentatives, ensuite une étude paramétrique pour examiner l'incidence

de ces paramètres sur le phénomène est effectuée. Les valeurs des différentes grandeurs sont choisies de tel sorte que les hypothèses émises précédemment restent applicables, à savoir un écoulement laminaire et l'effet des forces inertielles est toujours comparables à celui des forces de flottabilités *(0,25 ≤ Ri ≤ 5).*

Les deux paramètres adimensionnels fondamentaux qui gouvernent ce phénomène sont le nombre et le nombre de *Reynolds (Re*) et celui de *Grashof (Gr).* Ces deux paramètres sont regroupés en un seul à savoir le nombre de *Richardson (Ri).* Les intervalles des deux grandeurs *(Gr et Re)* ont été choisies de telle sorte que l'écoulement ne sort pas du régime laminaire et que les effets inertiels restent comparables aux effets de flottabilité *(0,1 < Ri < 10).* Le nombre de *Prandtl* qui caractérise les propriétés thermo-physiques du fluide est considéré constant *Pr = 0,71* (cas de l'air). Les différentes combinaisons des paramètres utilisées dans cette étude sont regroupées dans le tableau *IV.1*.

Tableau IV.1. Paramètres physiques utilisés dans notre étude.

N°	**Re**	**U** (m/s)	**T_∞** (°K)	**T_w** (°K)	**ΔT** (°K)	**Gr**	**Ri**
1	**200**	0,0785	300	302,61	2,61	**2×10^4**	**0,5**
2	**200**	0,0785	300	305,23	5,23	**4×10^4**	**1**
3	**200**	0,0785	300	310,46	10,46	**8×10^4**	**2**
4	**200**	0,0785	300	326,17	26,17	**2×10^5**	**5**
5	**100**	0,03925	300	305,23	5,23	**4×10^4**	**4**
6	**200**	0,0785	300	305,23	5,23	**4×10^4**	**1**
7	**400**	0,157	300	305,23	5,23	**4×10^4**	**0,25**

IV.4.1. Champ dynamique

Pour permettre une interprétation physique appropriée, nous avons commencé par présenter les profils de la composante transversale de la vitesse dans différentes sections, situées aux extrémités de chaque source. La figure *(figure IV.5*) présente ces profils pour *Re=200* et *$Gr=4\times10^4$*. Une observation globale nous permet de constater que prés de l'entrée, le profil est quasi-symétrique, ensuite et au fur et à mesure que le fluide avance, le profil perd de plus en plus cette symétrie. Avec l'avancement du fluide, le maximum de la vitesse, situé sur l'axe du canal dans le

cas de l'écoulement classique de Poiseuille, se déplace progressivement vers la paroi chauffée. Ceci peut être expliqué par le fait que le fluide près des sources de chaleur est plus chaud que le fluide qui se trouve ailleurs ; ce chauffage local induit une diminution de la densité du fluide dans la proximité des sources de chaleur et que cette variation de densité combinée avec le champ gravitationnel provoque une poussée d'Archimède vers le haut. Puisque l'écoulement forcé est dirigé vers le haut, la contribution de la convection naturelle s'ajoute à l'écoulement principale et conduit ainsi à une accélération du fluide du coté de la paroi chaude et on assiste ainsi à ce qu'on appelle cas de *convection mixte assistée*. Afin d'éclaircir mieux ce phénomène et mettre la lumière dans se qui passe dans tout le canal, nous avons présenté les lignes de courant et les contours de la vitesse sur les figures *IV.6* et *IV.7*, respectivement**.**

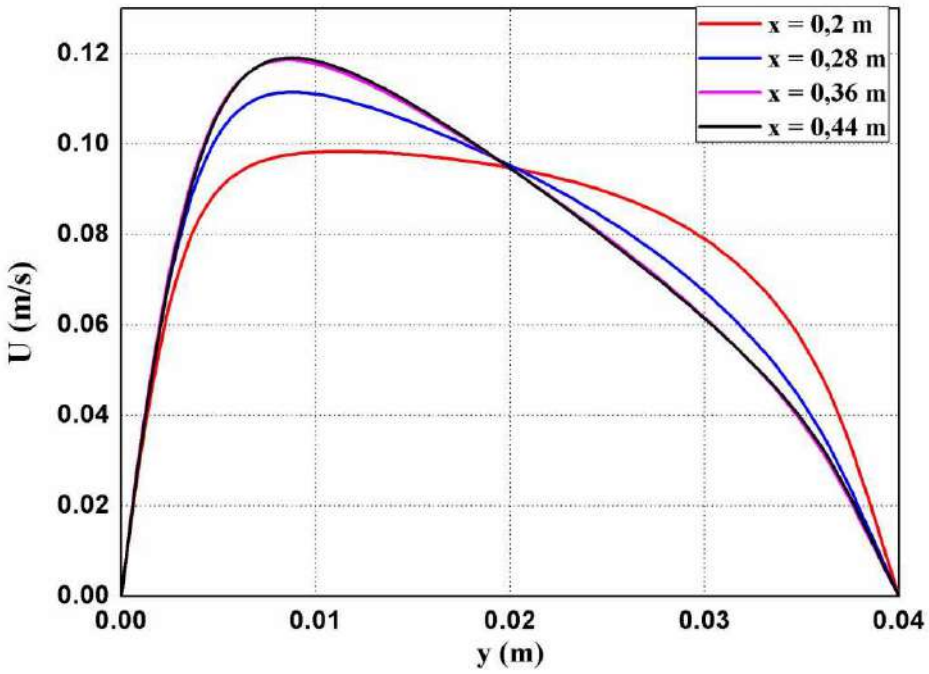


Figure IV.5. : *Profile de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour Re = 200 et Gr = 4×10^4(écoulement assisté).*

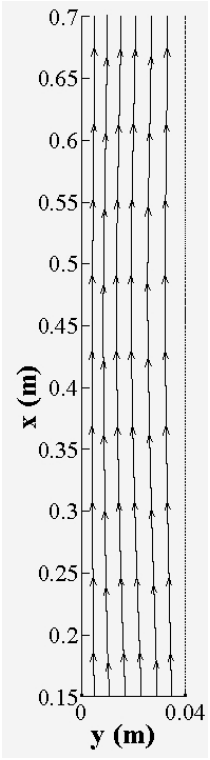


Figure IV.6. *Lignes de courants pour Re = 200 et Gr = 4 ×10^4(écoulement assisté).*

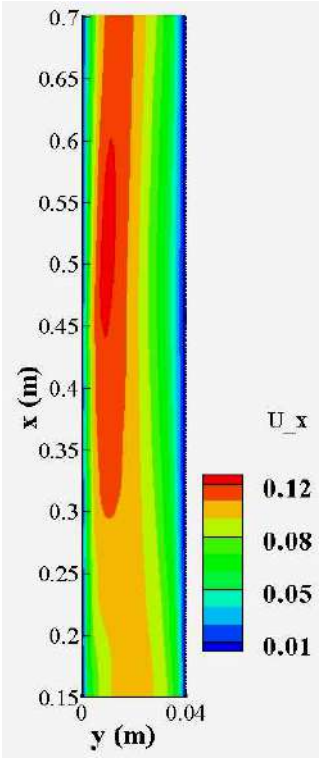


Figure IV.7. *Contours de la vitesse longitudinale pour Re = 200 et Gr = 4×10^4(écoulement assisté).*

D'après ces résultats on remarque que les lignes de courant sont parallèles équi-espacées prés de l'entrée ensuite elles se dévient vers la paroi chaude et se resserrent de plus en plus. A partir des contours des vitesses, on remarque que les vitesses maximales se déplacent à leurs tours vers la paroi chaude en réduisant ainsi l'épaisseur de la couche limite dynamique prés de cette paroi comparée à celle qui se trouve à la proximité de la paroi adiabatique. En aval de la zone contenant les sources, la couche limite reprend progressivement son développement classique au voisinage d'une paroi solide.

IV.4.2. Champ thermique

Les profils de température le long des sections précédentes et sous les mêmes conditions sont présentés sur la figure *IV.8.* A une même distance de la paroi, le fluide est plus chaud au voisinage d'une source que celui situé au voisinage d'une source en amont.

La figure *IV.9* présente les isothermes et les Contours de température dans le canal (écoulement assisté) pour un nombre de *Reynolds* égale à *200* et un nombre de *Grashof* égale à *4×10^4 (Ri =1).*

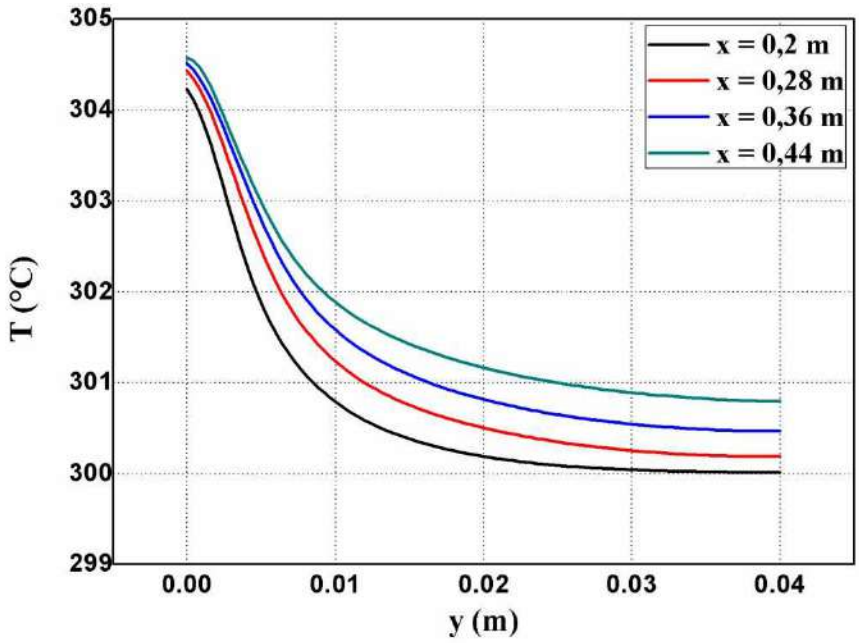


Figure IV.8. : *Profile de la température aux extrémités des sources de chaleur pour Re = 200 et Gr = 4 × 10^4(écoulement assisté).*

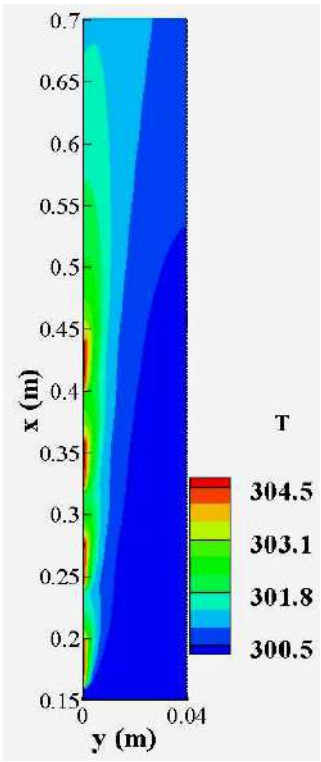


Figure IV.9. *Contours de la température pour Re = 200 et Gr = 4×10^4(écoulement assisté).*

On remarque aussi que les isothermes sont plus concentrées prés de la partie chauffée (les sources de chaleur) ce qui correspond à un gradient de température plus élevé dans ces zones. Ce gradient augmente en se déplaçant vers le haut d'une source à une autre. Dans la proximité immédiate de la paroi, près des sources, les contours de température sont quasi-parallèles à la paroi ce qui indique que le transfert par diffusion est importante. En s'éloignant de la paroi, la convection

prend part et contribue à la dissipation et la dispersion de la chaleur vers l'ensemble du canal. Ceci devient plus évident en aval de la dernière source où une température de *302°K* est observée au voisinage de la paroi adiabatique.

IV.4.3. Nombre de Nusselt

Afin de nous permettre de quantifier le transfert de chaleur par convection entre le fluide et la surface de sources, nous avons opté par introduire le nombre de *Nusselt* qui caractérise le rapport du transfert de chaleur par convection à celui par conduction (dans la phase fluide).

Le nombre de *Nusselt* local est donné par la relation

$$Nu_x = \frac{hH}{k} \qquad (IV.1)$$

Le nombre de *Nusselt moyen* pour une source est évalué par:

$$\overline{Nu} = \frac{1}{b}\int_0^b Nu_x \qquad (IV.2)$$

L'évolution du nombre de *Nusselt* le long des sources pour *Re = 200* et *Gr =4×10^4* est représenté sur la figure *IV.10*. Pour une source donnée, le nombre de *Nusselt* est élevé à l'entrée et diminue avec l'avancement du fluide au long de la source. Ceci est le résultat du fait que le fluide plus frais qui arrive à l'entrée de la source connecte plus de chaleur, ensuite avec l'augmentation de sa température l'écart diminue ce qui conduit à une diminution du gradient de la température et par conséquent la diminution du transfert de chaleur.

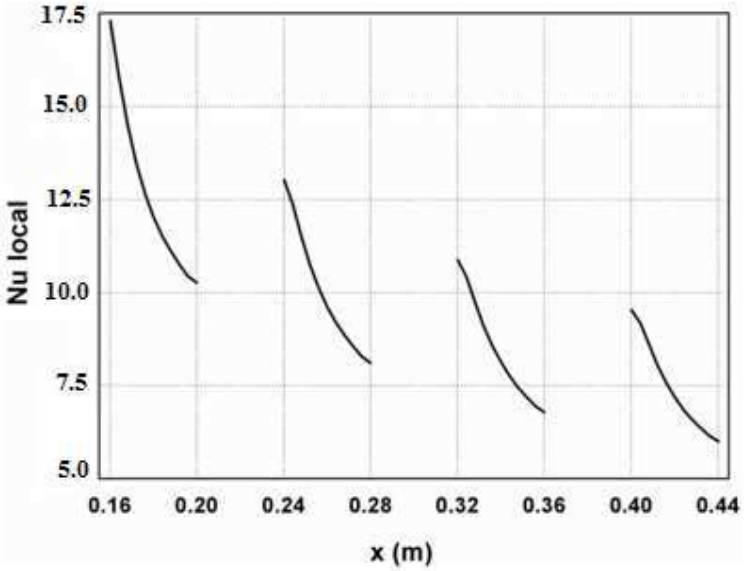


Figure IV.10. *Evolution du nombre de Nusselt local dans les sources de chaleur pour Re = 200 et Gr = 4×10^4(écoulement assisté).*

Comme on s'y attendait, on remarque que le nombre de *Nusselt* est très important dans la première source et diminue, dans le sens de l'écoulement, en passant d'une source à une autre. Pour la même raison que pour une source, le fluide en passant par une source, il emporte avec lui la chaleur connectée ce qui contribue à l'augmentation de sa température et par la suite une réduction du nombre de *Nusselt.*

IV.4.4. Etude paramétrique

Comme mentionné plus haut, d'après la littérature et aussi les équations sous forme adimensionnelle, nous avons constaté les deux paramètres les plus important qui régissent le phénomène, nous avons jugé intéressant de tester l'incidence de leurs variations et ce dans la limite du régime laminaire. D'autre paramètres non sont pas moins importants dans ce genre d'application à savoir l'espacement et la longueur des sources ainsi le sens de l'écoulement et l'inclinaison du canal. L'effet de l'ensemble de ces paramètres sera discuté séparément dans ce travail. Les intervalles de variations sont tirés des plages de variations de ces paramètres dans les applications au refroidissement des composants électroniques (Guimarães et Menon, (2008), Desrayaud et Lauriat, (2009) et Dritselis et al. (2013)).

IV.4.4.1. Ecoulement assisté (favorable)

Dans le cas où les deux forces sont dans le même sens : le gradient de pression motrice dû à la convection naturelle et qui peut s'exprimer par la relation : $\frac{\partial P}{\partial x} = g \cdot \beta \cdot \Delta T$, s'ajoute au gradient de pression qui génère l'écoulement forcé, on se trouve alors en convection mixte favorable *(figure II.1(a)).*

a. Effet du nombre de Reynolds

Les valeurs choisies pour ce paramètre sont de *100* à *400* pour un nombre de *Grashof* égal à 4×10^4 qui correspond à des valeurs du nombre de *Richardson* de *0,25, 1* et *4*. Elles sont choisies de telle sorte que ses valeurs ne dépassent pas la valeur critique de la transition vers le régime turbulent.

- ***Champ dynamique***

Les lignes de courant et les contours de la vitesse longitudinale pour *Re = 100, 200* et *400* et pour un nombre de *Grashof* constant égal à 4×10^4 sont présentés sur les figures *IV.11* et *IV.12*, respectivement. Ces valeurs correspondantes aux nombres de Richardson de *4 ; 1* et *0,25* respectivement.

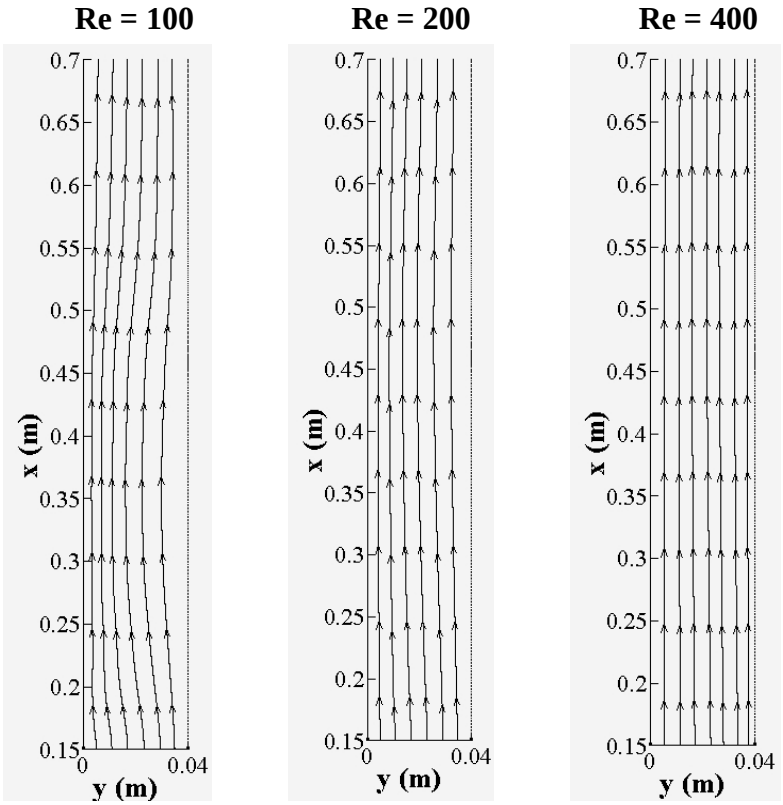


Figure IV.11. *Lignes du courant pour Gr = 4×10^4 et différents valeurs de Reynolds (écoulement assisté).*

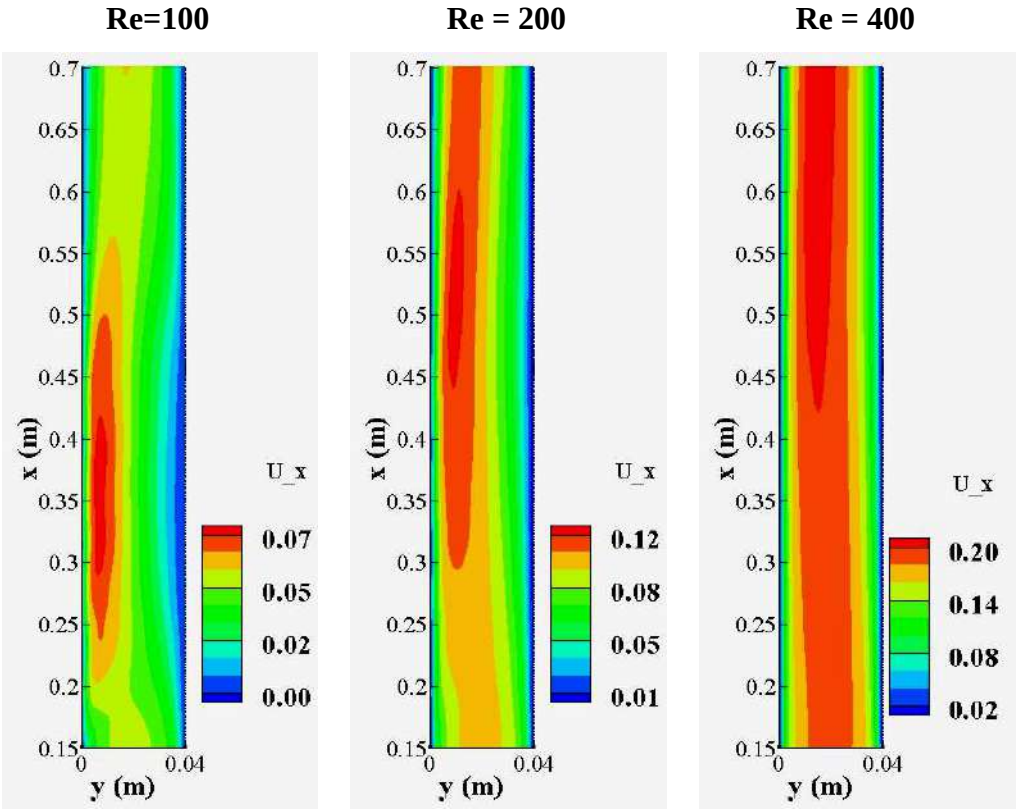


Figure IV.12. *Distribution de la vitesse longitudinale pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Reynolds (écoulement assisté).*

Ces figures montrent clairement que la vitesse de l'écoulement est fortement dépendante du nombre de *Reynolds*. Pour des valeurs élevées de *Re*, les lignes de courant sont représentées par des lignes quasi-parallèles verticales (*figure IV.11).* Avec la diminution de *Re*, l'effet des forces de flottabilités devient remarquable et les lignes de courant commencent à se dévier vers la paroi chauffée. Pour les contours de vitesse, la contribution de l'écoulement libre est remarquable. On assiste à un doublement de la vitesse dans la couche limite au voisinage de la dernière source (*figure IV.12)*

- ***Champ thermique***

Les contours des isothermes sont représentées sur la figure *IV.13* pour *Re=100*, *200* et *400* et $Gr=4\times10^4$.

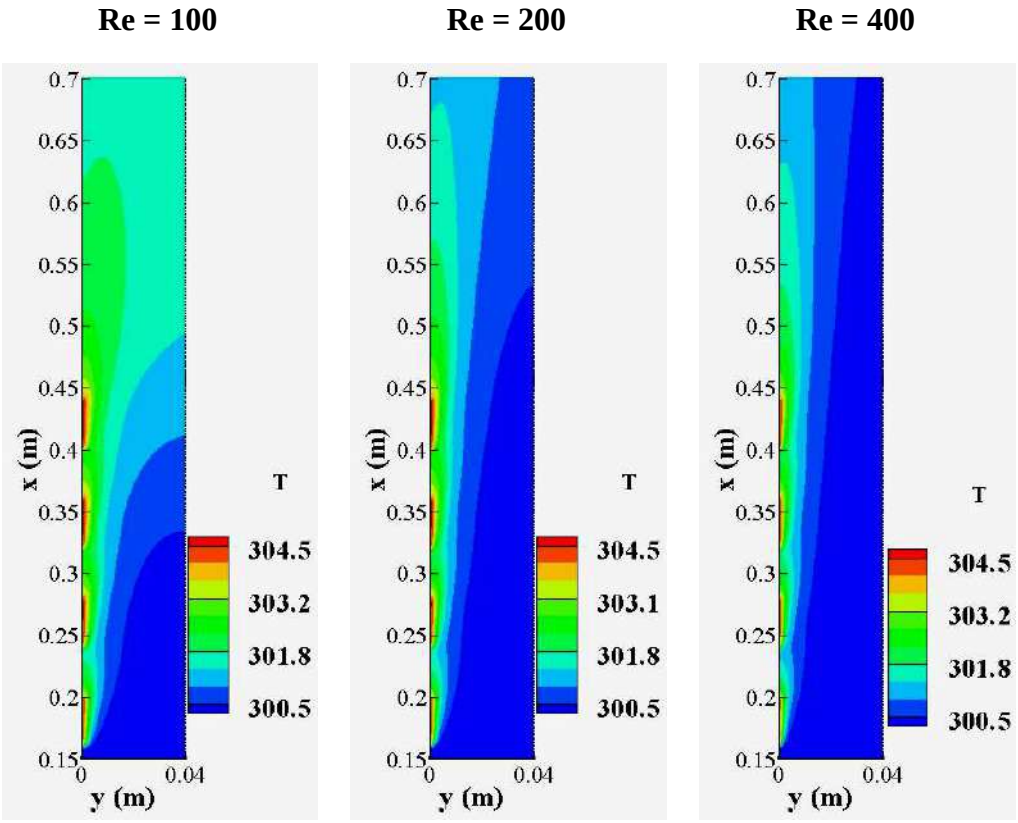


Figure IV.13*. Contours de la température pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Reynolds (écoulement assisté).*

Généralement on remarque que les isothermes sont concentrées prés de la partie chauffée. L'augmentation du nombre de *Reynolds* entraine une réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique, marquée par le resserrement des isothermes. A faible valeur du nombre de *Reynolds*, les contours des isothermes rejoignent la paroi opposée, ce qui explique que le transfert diffusif est important comparé au transfert convectif. Avec l'augmentation du nombre de *Reynolds*, les contours

suivent le sens de l'écoulement ce qui montre l'augmentation de la convection forcée par rapport à la diffusion et à la convection naturelle.

- ***Nombre de Nusselt***

La *figure IV.14* présente l'effet du nombre de *Reynolds* sur l'évolution du nombre de *Nusselt* le long des sources pour un nombre de *Grashof* fixe.

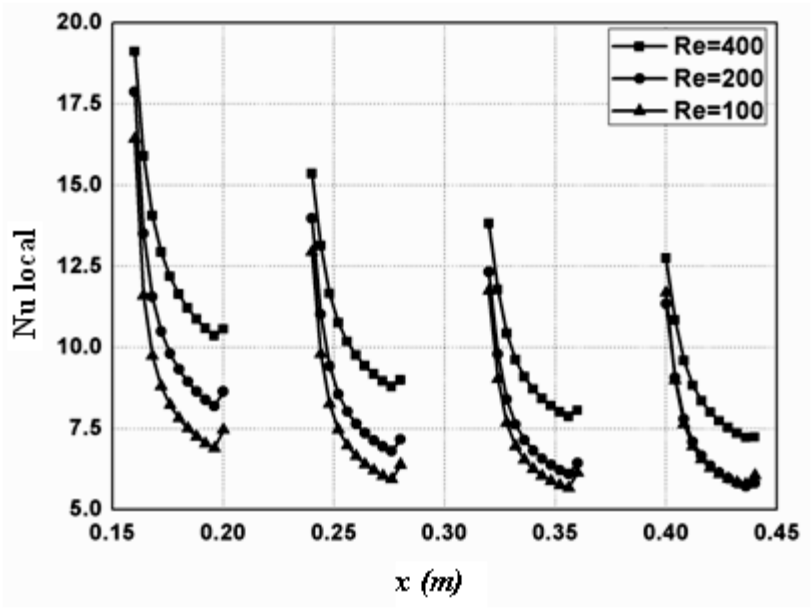


Figure IV.14. *Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt pour* $Gr = 4\times10^4$ *(écoulement assisté).*

Il est clair que l'augmentation du nombre de *Reynolds*, pour un nombre de *Grashof* constant, entraine une augmentation du nombre de *Nusselt* le long des zones chauffées. De même, cette augmentation de *Re* réduit la pente de décroissance du nombre de *Nusselt* pour chaque source, ceci est dû à la diminution de l'épaisseur de la couche limite et par conséquent augmentation du transfert de chaleur. Il est observé que l'écart entre le nombre de *Nusselt* obtenu pour *Re = 100* et *200* diminue d'une source à l'autre en allant vers le haut, jusqu'à ce que le nombre de *Nusselt* à l'extrémité de la dernière source pour *Re = 100* devient supérieur à celui obtenue pour *Re* = 200. Ceci peut être expliqué par le fait que pour des faibles valeurs de *Re*, la convection libre est dominante (*Ri >1*), l'accélération du fluide, par la contribution des forces de flottabilités, vers la fin de la zone chauffée devient plus importante que celle de l'augmentation de *Re* de *100* à *200*.

b. Effet du nombre de Grashof

L'effet du nombre de *Grashof* est illustré par la variation de celui-ci afin que les deux forces, de flottabilité et inertielle, coexistent et qu'elles soient comparables. Cette plage donnée correspond à un nombre de *Richardson* dans les limites de *0,1< Ri <10*. Pour un nombre de *Reynolds* constant égal à *200,* les valeurs du nombre de *Grashof* choisies pour cette étude sont 2×10^4, 4×10^4, 8×10^4 et 2×10^5 qui correspond à des nombres de *Richardson* de *0,5, 1, 2* et *5*, respectivement.

- ***sur le champ dynamique***

L'évolution du champ dynamique pour différentes valeurs de *Grashof* pour un nombre de *Reynolds* égal à *200* est représentée par les lignes de courant *(fig. IV.15)* et les contours de la composante longitudinale de la vitesse (*figure IV.16).*

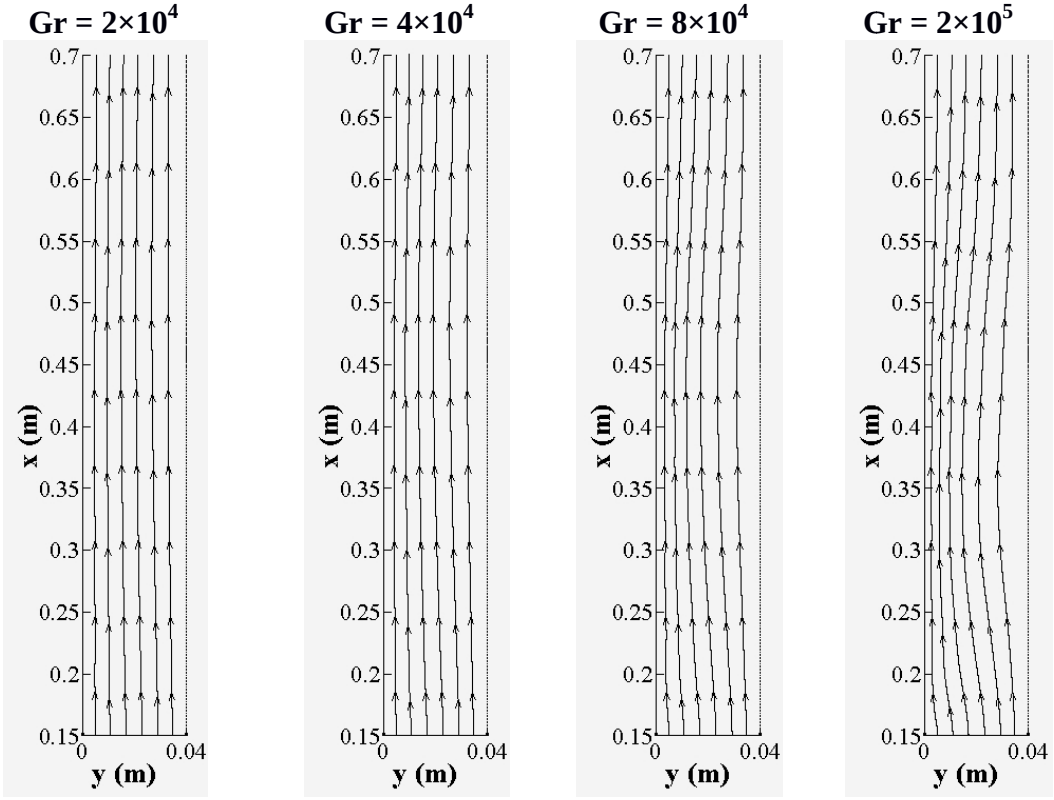


Figure IV.15*. Lignes du courant pour Re =200 et différentes valeurs de Grashof (écoulement assisté).*

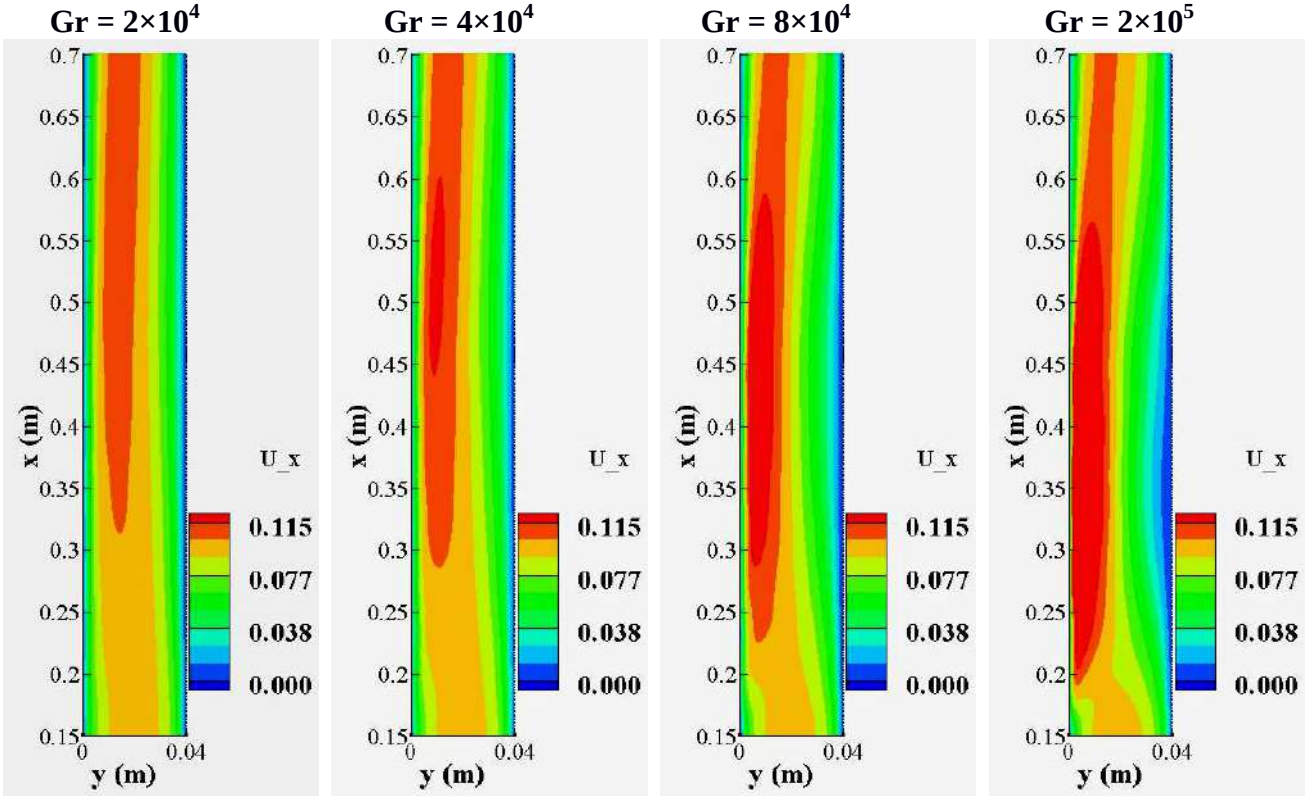


Figure IV.16*. Distribution de la vitesse longitudinale pour Re =200 et différents valeurs de Grashof (écoulement assisté).*

A faible nombre de *Grashof*, les forces inertielles sont dominantes par rapport aux forces de flottabilités (*la poussée d'Archimède*) et le phénomène correspond à un écoulement forcé, marqué par des lignes de courant quasi-parallèles. De même sous ces conditions la vitesse maximale est enregistré pars de l'axe du canal (*écoulement de Poiseuille*). Avec l'augmentation de l'intensité du chauffage, la diminution de la densité du fluide dans les zones à la proximité immédiate des sources ce qui accélère le mouvement du fluide. Cette accélération pariétale asymétrique entraine une déviation des lignes de courant vers la paroi chauffée. L'accélération du mouvement du fluide est illustrée par les contours de vitesse et une réduction remarquable de la couche limite dynamique. Cette accélération est plus prononcée au voisinage de la dernière source en particulier à nombre de *Grashof* élevé.

- ***Champ thermique***

L'effet du nombre de *Grashof* sur le champ thermique est illustré par les contours des isothermes pour les quatre valeurs de *Gr* et *Re=200* (*figure. IV.17*).

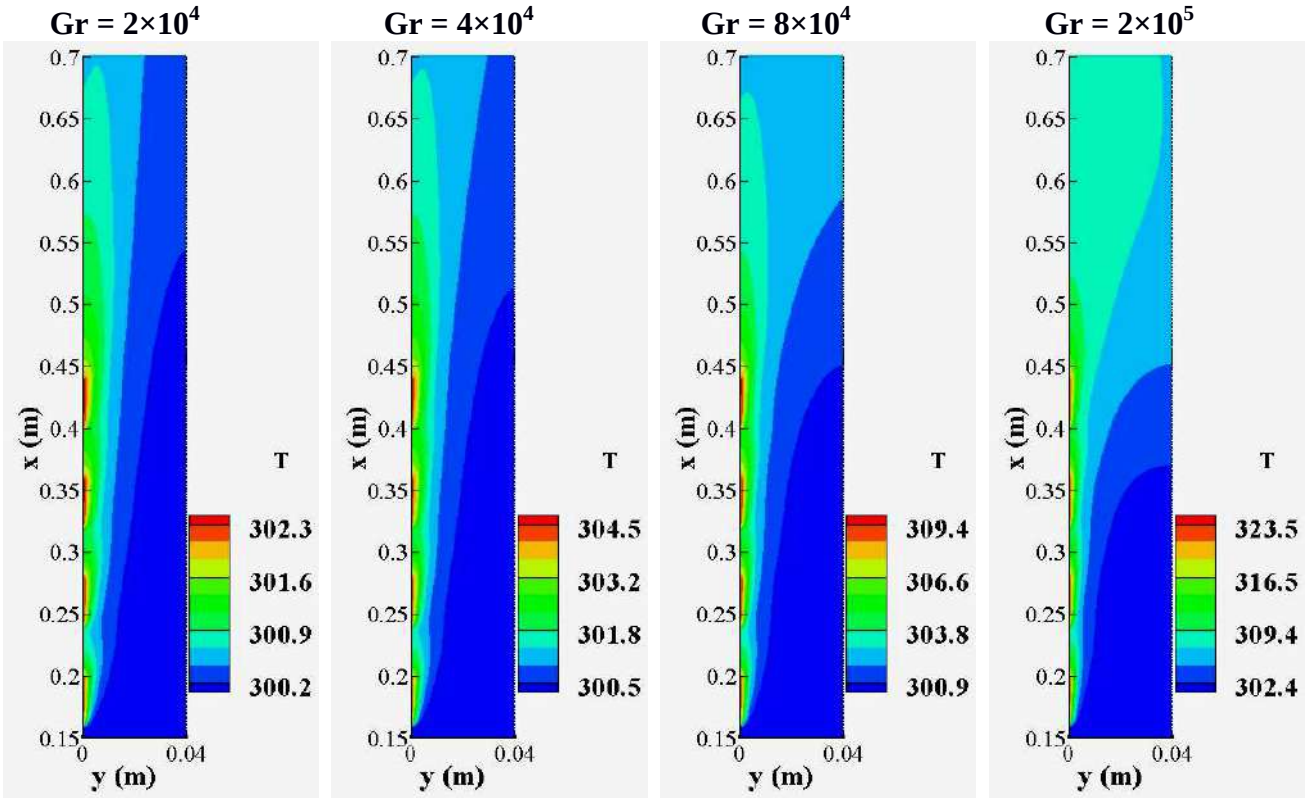


Figure IV.17*. Contours de température pour Re =200 et différentes valeurs de Grashof (écoulement assisté).*

D'après ces figures on remarque que les isothermes deviennent plus concentrées au voisinage des parties chauffées avec l'augmentation de *Gr*. Pour des valeurs élevées du nombre de *Grashof*, les isothermes s'élargissent et l'effet de la convection naturelle devient plus visible.

- ***Sur le nombre de Nusselt***

La *figure IV.18* présente l'évolution du nombre de *Nusselt* le long des sources de chaleurs pour différentes valeurs de *Gr* à *Re=200*. Il est évident que l'intensité du chauffage conduit en une augmentation du nombre de *Nusselt* pour toutes les sources. L'effet de *Gr* est plus prononcé au fur et mesure que nous avançons d'une source à l'autre dans le sens de l'écoulement. Ceci est expliqué par le fait que le fluide au voisinage d'une source quelconque est affecté par le chauffage causé par la source située en aval (accumulation de chaleur), et par conséquent une augmentation de la vitesse du fluide dans sens de l'écoulement.

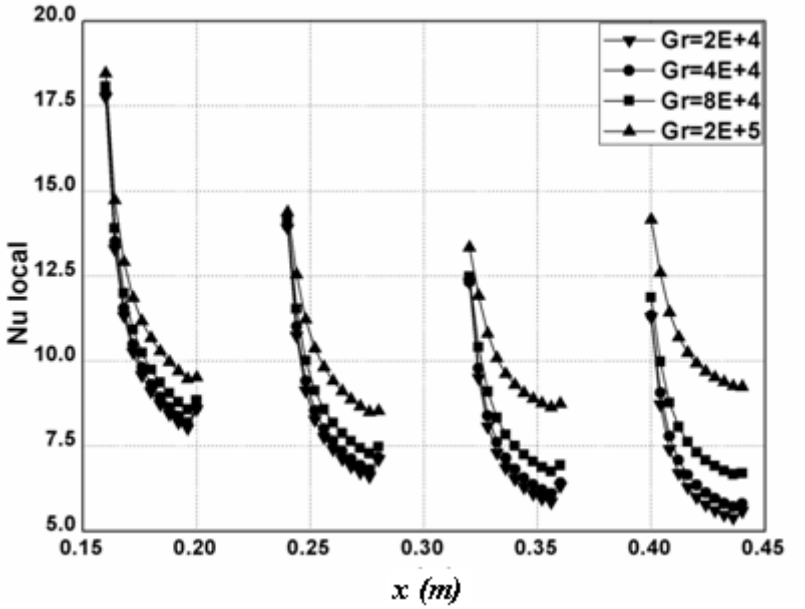


Figure IV.18. *Effet du nombre de Grashof sur le nombre de Nusselt le long des sources de chaleur pour Re=200 (écoulement assisté).*

c. Effet de la longueur des sources 'b'

Le choix de la longueur des sources "b" est très important dans le refroidissement des composants électroniques et a une influence sur la nature d'écoulement et sur le transfert thermique au sein du système. Afin d'examiner l'effet de ce paramètre, le calcul est effectué pour trois valeurs de *b (H/2, H* et *2H)* et pour *Re=200* et $Gr=4\times10^4$.

- ***sur le champ dynamique***

Les profils de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur sont présentés sur la figure *IV.19*. Il est évident que la longueur des sources est proportionnelle à la quantité de chaleur introduite au fluide. Par conséquent son augmentation conduit à une augmentation de l'intensité des forces de flottabilité qui conduit à son tour à une accélération du fluide du coté de la paroi chauffée et ainsi la dissymétrie est plus prononcée. L'accélération du fluide est visible pour sur les contours de vitesse (*figure IV.20*).

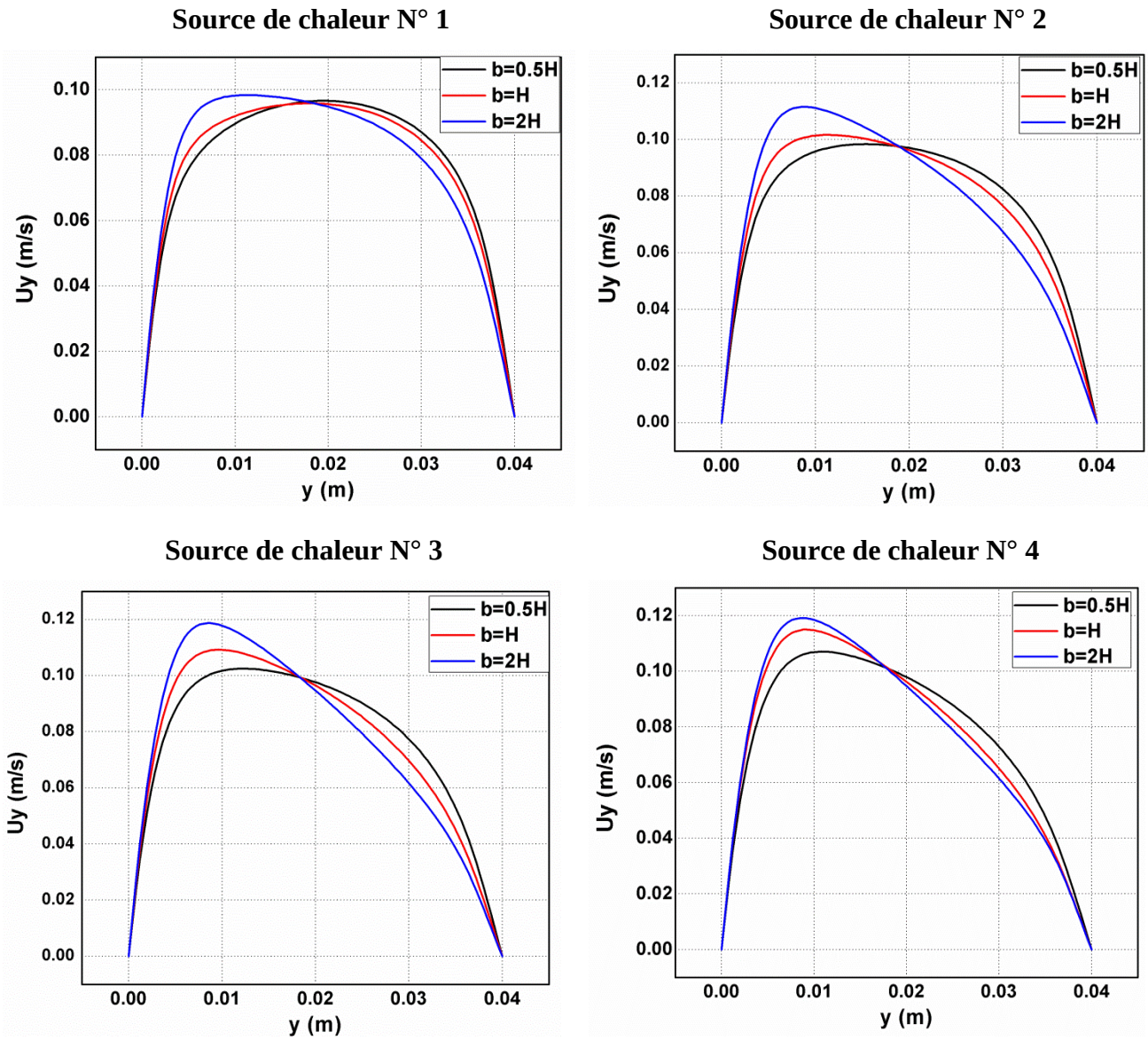


***Figure IV.19**. Les profils de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour Re =200, Gr = 4×10^4 et différentes longueurs des sources de chaleur (écoulement assisté).*

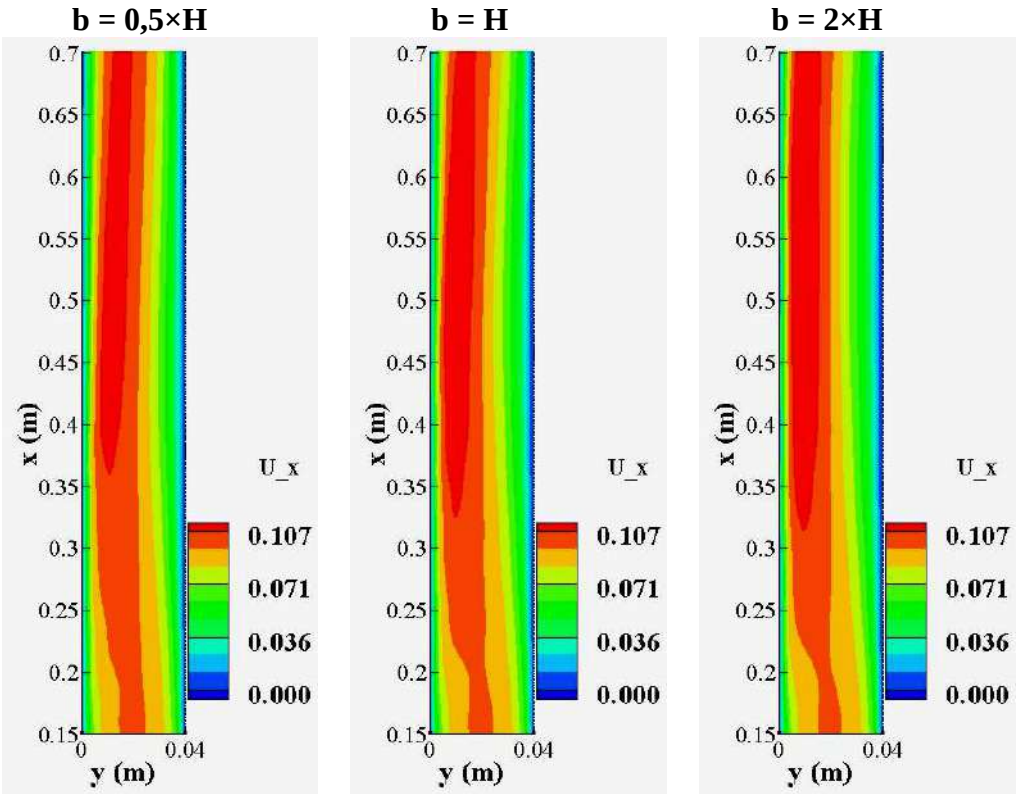


***Figure IV.20**. Distribution de la vitesse longitudinale pour Re =200, Gr = 4×10^4 et différentes longueurs des sources de chaleur («écoulement assisté).*

- ***Sur le champ thermique***

La *figure IV.21* montre les contours des isothermes pour les trois valeurs de la longueur *b*. comme mentionné plus haut, une augmentation du *b* est synonyme de l'augmentation de la quantité de chaleur introduite et par conséquent une élévation de la température du fluide dans le domaine.

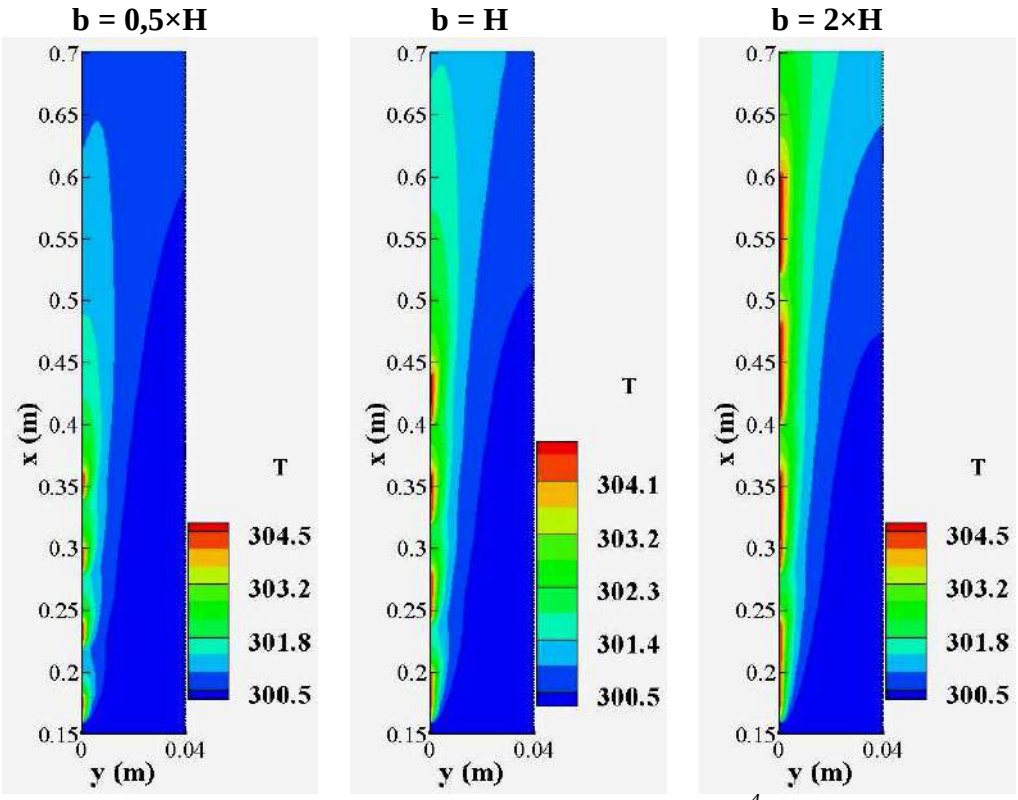


Figure IV.21. *Contours de température pour Re =200, Gr = 4×10^4 et différentes longueurs des sources de chaleur (écoulement assisté).*

- ***sur le nombre de Nusselt moyen***

L'effet de la longueur des sources de chaleur sur le nombre de *Nusselt* moyen est représenté sur la *figure IV.22* pour un nombre de *Reynolds* égal à *200* et un nombre de *Richardson* égal à *1*.

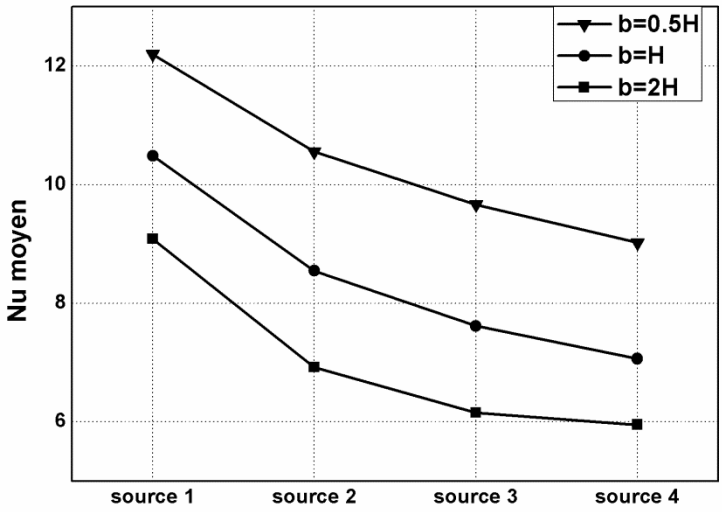


Figure IV.22. *Évolution du Nusselt moyen pour Re=200, Gr = 4×10^4 et différents longueur des sources de chaleur (écoulement assisté).*

L'augmentation de la quantité de chaleur introduite et par la suite une réduction de l'écart de température entre le fluide et la paroi résulte en une réduction du nombre de *Nusselt*.

d. Effet de la distance entre les sources de chaleur 'S'

L'espacement des composants électroniques est très important dans la conception des cartes électroniques. En effet un faible espacement peut entrainer la surchauffe des composants et un large espacement prend plus de volume et par conséquent le coût de fabrication et conduit aussi des appareils plus encombrants. Afin d'élucider l'incidence de ce paramètre, trois valeurs sont testées, $H/2 \leq S=H \leq 2\times H$.

- ***Sur le champ dynamique***

Les profils de la vitesse selon la largeur de canal aux extrémités des sources de chaleur et Contours de la composante longitudinale de la vitesse sont présentés sur les figures *IV.23 et IV.24*.

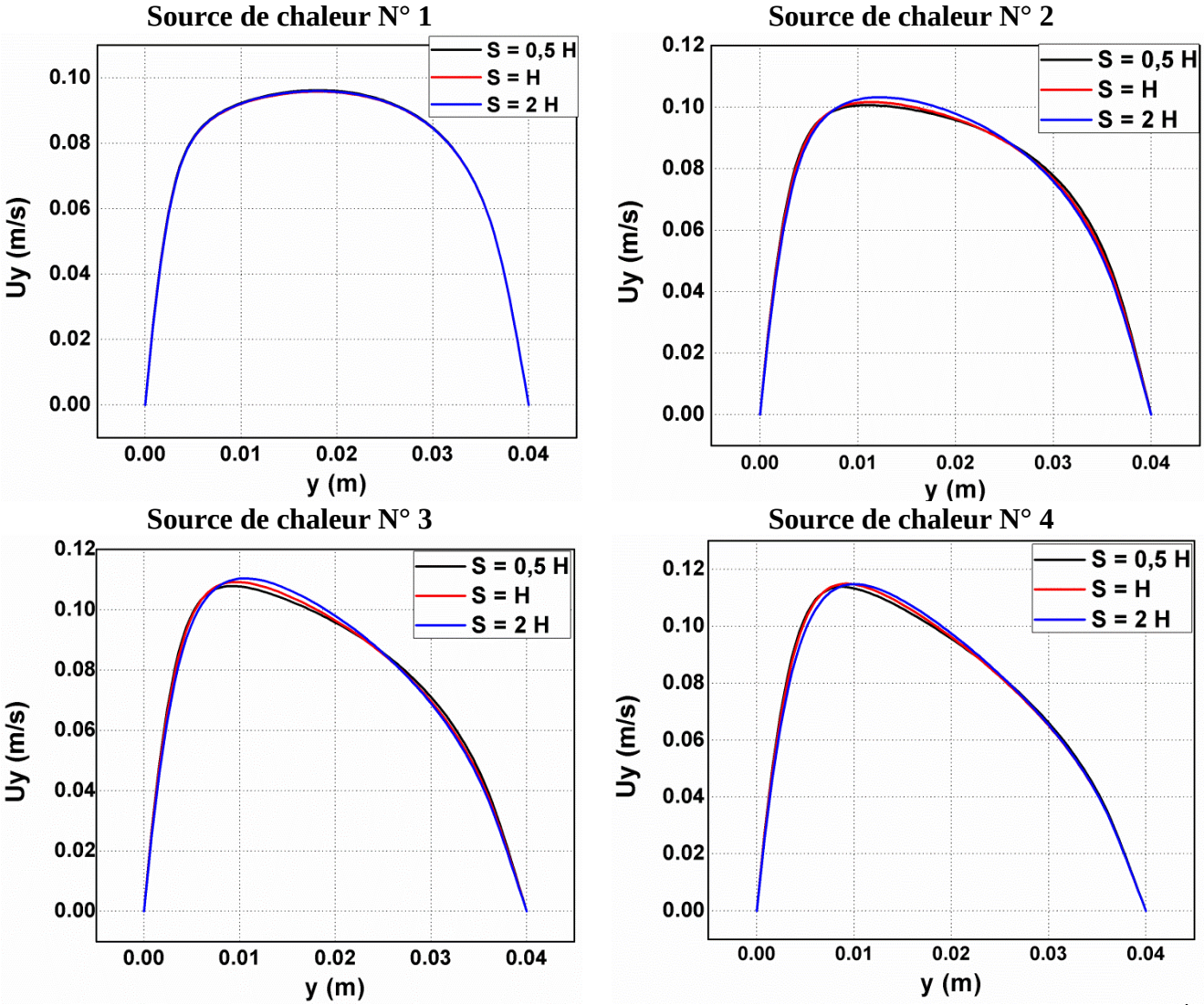


Figure IV.23. *Les profils de la vitesse transversale après chaque source pour Re =200, Gr= 4×10^4 et différentes espaces entre les sources de chaleur (écoulement assisté).*

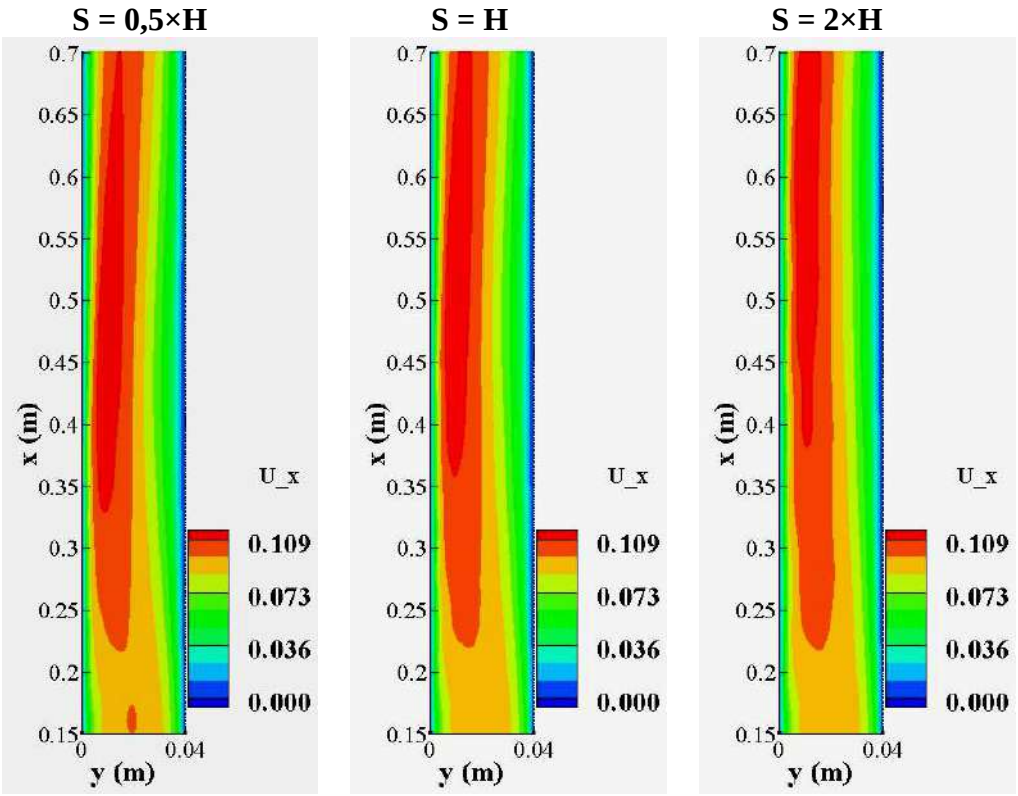


***Figure IV.24**. Distribution de la vitesse longitudinale pour Re =200, Gr = 4×10^4 et différentes espaces entre les sources de chaleur (écoulement assisté).*

L'augmentation de l'espacement permet au fluide de mieux se mélanger et réduit ainsi la dissymétrie observée auparavant (*figure IV.23*). De même, son augmentation réduit la taille de la zone à vitesse élevée (*figure IV.24).*

- ***sur le champ thermique***

L'augmentation de l'espacement donne plus de distance et pas conséquent du temps à se refroidi. Un large espacement entre les sources favorise le transfert par convection et par diffusion et réduit ainsi la température du fluide avant d'atteindre la source suivante *(figure IV.25).*

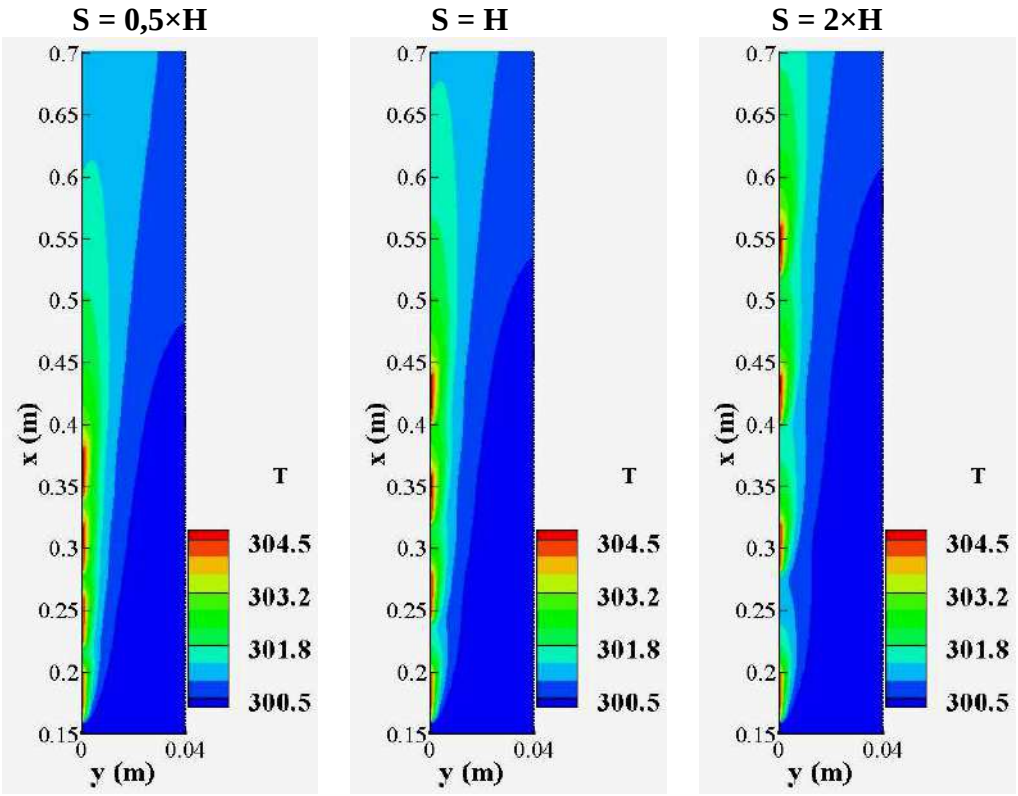


Figure IV.25. *Contours de température pour Re =200, Gr = 4x10^4 et différentes espaces entre les sources de chaleur (écoulement assisté).*

- ***sur le nombre de Nusselt moyen***

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, un large espacement favorise la diffusion thermique et conduit ainsi à la réduction de la température du fluide avant d'entrer en contact avec la source suivante. Cette réduction de la température du fluide à proximité de la paroi, se traduit à une augmentation de l'écart de température entre le fluide et la source et augmente ainsi le nombre de Nusselt (*figure IV.26).*

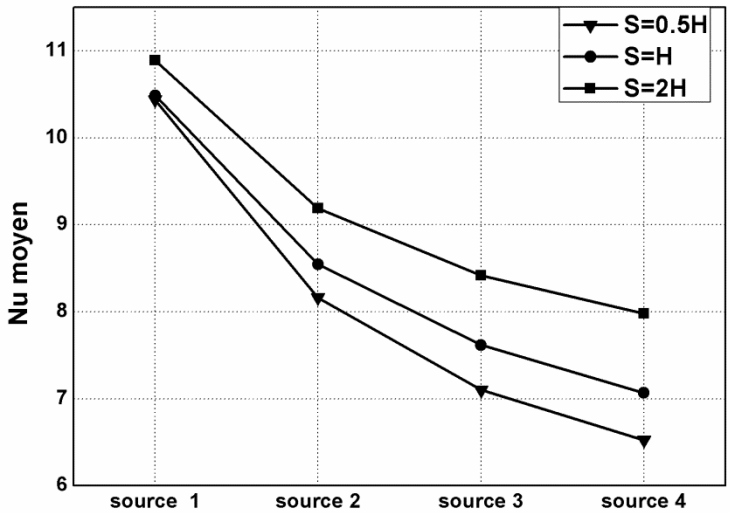


Figure IV.26. *Évolution du Nusselt moyen pour Re=200, Gr= 4×10^4 et différentes espace entre les sources de chaleur (écoulement assisté).*

IV.4.4.2. Ecoulement contrarie (défavorable)

Dans le cas où la poussée d'Archimède naissant du gradient de température s'oppose au gradient de pression motrice de l'écoulement forcé, on est alors en convection mixte défavorable. Dans ce cas, il en résulte souvent des décollements ou des recirculations, **Taine et Jean (1993)**. Dans ce cas le traitement du problème étudié, devient plus difficile qu'en convection mixte favorable. Puisque le sens de gravité est dirigé vers le bas, nous avons inversé le canal pour que l'entrée soit située en haut du canal et la vitesse imposée au niveau de cette limite est dirigée vers le bas. Avec cette combinaison, les forces inertielles sont dirigées vers le bas opposées au sens des forces flottabilités qui sont toujours dirigées vers le haut.

Nous présentons dans cette partie les résultats de l'étude numérique de la convection mixte dans le cas défavorable où la convection naturelle agit dans le sens inverse de la convection forcée pour l'air *(figure II.1. (B)).*

a. Effet du nombre de Reynolds

De même que le cas de l'écoulement favorable (assisté), les valeurs de *Reynolds* sont choisies de *100* à *400* pour un nombre de *Grashof* constant égal à 4×10^4.

- ***Champ dynamique***

Le champ dynamique est représenté sur la figure IV-27 par les lignes de courants pour *Re=100, 200* et *400* et pour un nombre de *Grashof* constant égal à 4×10^4. Ces valeurs correspondantes aux nombres de Richardson de *4, 1* et *0,2,* respectivement.

On remarque dans le cas de *Re=100 (Ri = 4),* la présence des zones de recirculation de l'écoulement au voisinage des parties chauffées. Au loin de ces parties, les lignes de courants deviennent de plus en plus quasi-parallèles est surtout prés de la paroi adiabatique. Pour des valeurs de Reynolds élevé *(Re > 100),* on observe l'absence de ces zones de recirculations et les lignes de courants sont quasi-parallèles dans tout le canal.

On remarque qu'une fois les forces de flottabilités devient supérieures celles inertielles (Ri>1), localement, on assiste à l'inversion de l'écoulement. C.à.d. au voisinage des sources les forces de flottabilité sont supérieures aux forces inertielles et par conséquent cela induit la formation d'un panache vers le haut. En s'éloignant de la source, ce panache se affronte l'écoulement principal et sous l'effet combiné de diffusion et de convection, la température du fluide (au niveau du panache) diminue, ce qui entraine l'atténuation progressive de la poussée

d'Archimède et par la suite la disparition de l'écoulement inverse. La répétition continue de ce phénomène donne naissance à des zones de recirculation de l'écoulement au voisinage des sources de chaleurs.

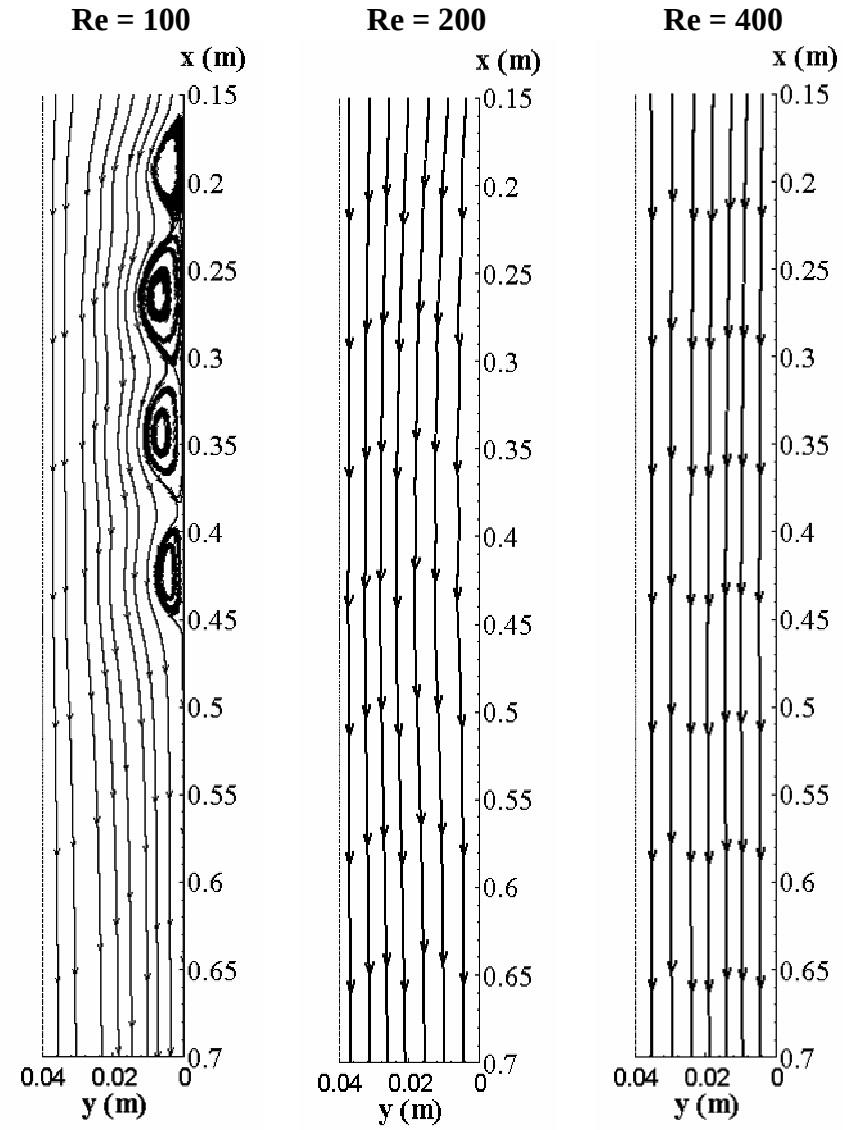


Figure IV.27*. Lignes du courant pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Reynolds (Écoulement contrarie).*

- ***Le champ thermique***

La figure IV.28 représente le champ thermique dans le canal pour *Gr = 4×10^4* et différents valeurs de *Reynolds.*

On remarque qu'à faible valeurs du nombre de Reynolds, les contours des isothermes sont de forme quasi-circulaire formées autours de sources et l'inversement de l'écoulement limite la convection vers le bas du canal. Sous ces conditions, les forces s'atténuent mutuellement ce qui rend

le transfert de chaleur par diffusion est non négligeable comparé à celui assuré par convection. Pour Ri ≤1, la convection forcée reprend le contrôle de l'écoulement et la chaleur est emportée par l'écoulement imposé vers le bas. Cela entraine aussi le resserrement les contours des isothermes et conduit ainsi à la réduction de la couche limite.

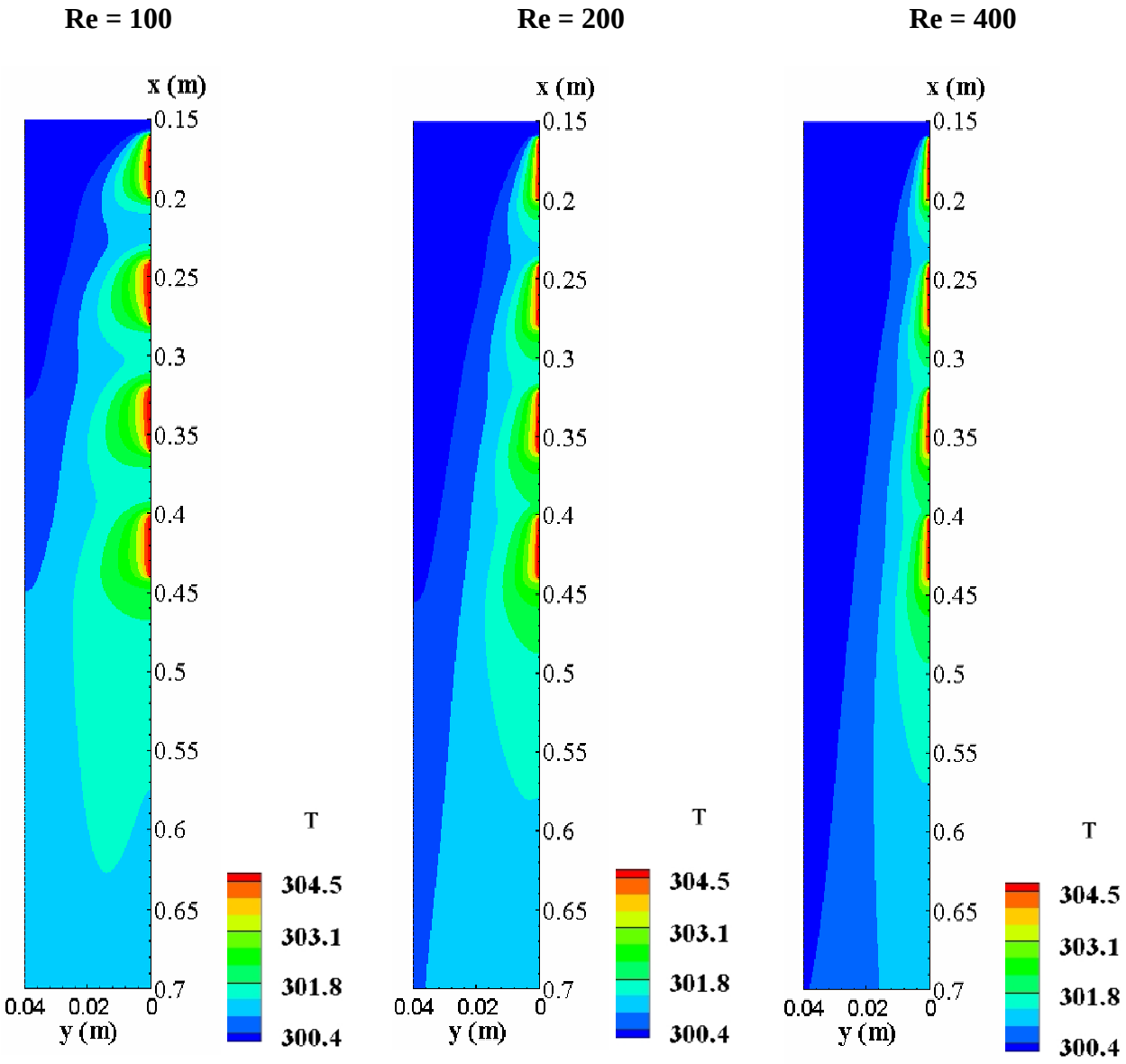


Figure IV.28*. Contours de la température pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Reynolds (écoulement contrarie).*

- ***sur le nombre de Nusselt***

La *figure IV.29* présente l'effet du nombre de *Reynolds* sur l'évolution du nombre de *Nusselt* local le long des sources pour un nombre de *Grashof* fixe. Contrairement au cas de la convection assistée, on remarque que pour Re≥1, le nombre de *Nusselt* est élevé au départ de chaque source puis diminue sur un tronçon pour atteindre un minimum local puis augmente en allant vers

l'extrémité de la source dans le sens de l'écoulement forcé. Vers l'extrémité avale de la source le nombre de *Nusselt* augmente à nouveau jusqu'à la limite de la source. Ce phénomène devient de plus en plus prononcé avec l'augmentation de *Ri*.

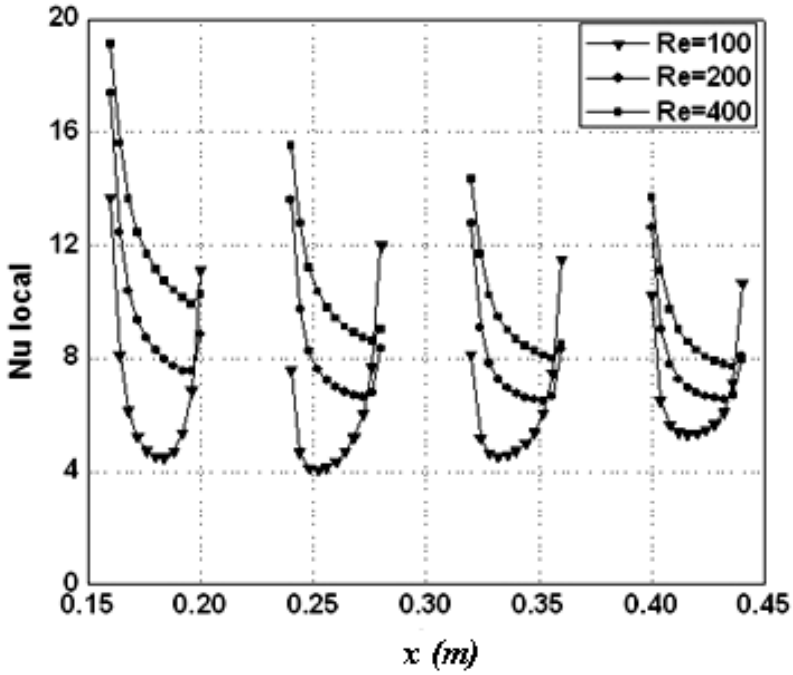


***Figure IV.29**. Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt local pour $Gr = 4\times10^4$(écoulement contrarie).*

Au point de départ de chaque source le fluide possède une température relativement faible et la densité du fluide est quasi-uniforme d'où le transfert est semblable à la convection forcée sur une partie de la source. Ensuite, au fur et à mesure que le fluide avance, sa température augmente par l'effet du chauffage local ce qui entraine une diminution de sa masse volumique qui conduit à son tour à la naissance de la poussée d'Archimède qui va ralentir l'écoulement en s'opposant à l'écoulement forcé. A l'extrémité de la source, le fluide se refroidie par diffusion (dominante dans cette partie) au contact du fluide en aval de la source ce qui permet à nombre *Nusselt* de reprendre son augmentation à nouveau.

En terme de nombre de Nusselt moyen par source (fig. IV 30, Pour $Ri\leq1$, l'évolution est similaire au cas de la convection forcée, c.à.d. le nombre de Nusselt moyen décroît en allant vers l'aval dans le sens de l'écoulement. Cependant pour $Ri\geq1$, au delà de la deuxième source le nombre de Nusselt moyen reprend sa croissance. Cela peut être expliqué si on revoit les lignes de courant (fig. IV.27), on remarque que la taille de la zone d'inversement de l'écoulement diminue à partir de la troisième source qui reflète la diminution de la couche limite.

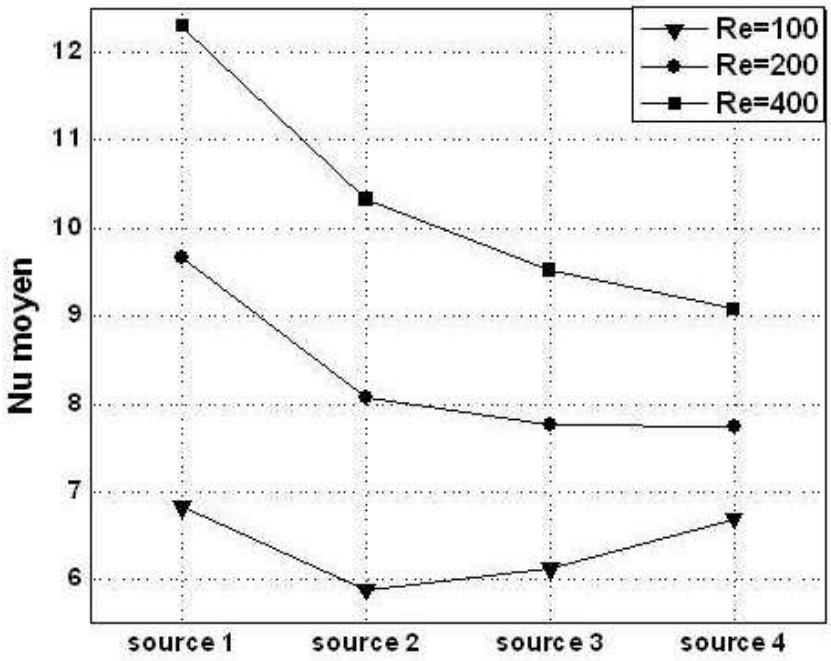


***Figure IV.30**. Effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt moyen pour $Gr = 4\times10^4$(écoulement contrarie).*

b. Effet du nombre de Grashof

L'effet du nombre de Grashof sur l'écoulement et sur le transfert de chaleur pour le cas de convection mixte contrariée est étudié en effectuant le calcul pour les mêmes valeurs de Gr dans le cas de convection assistée (IV.4.4.1.b) à savoir 2×10^4, 4×10^4, 8×10^4 et 2×10^5 et pour une valeur du nombre de Reynolds de 200.

- ***Sur le champ dynamique***

L'évolution du champ dynamique pour les différentes valeurs de *Grashof et* pour un nombre de *Reynolds* égal à *200* est représentée par les lignes de courant *(fig. IV.31).*

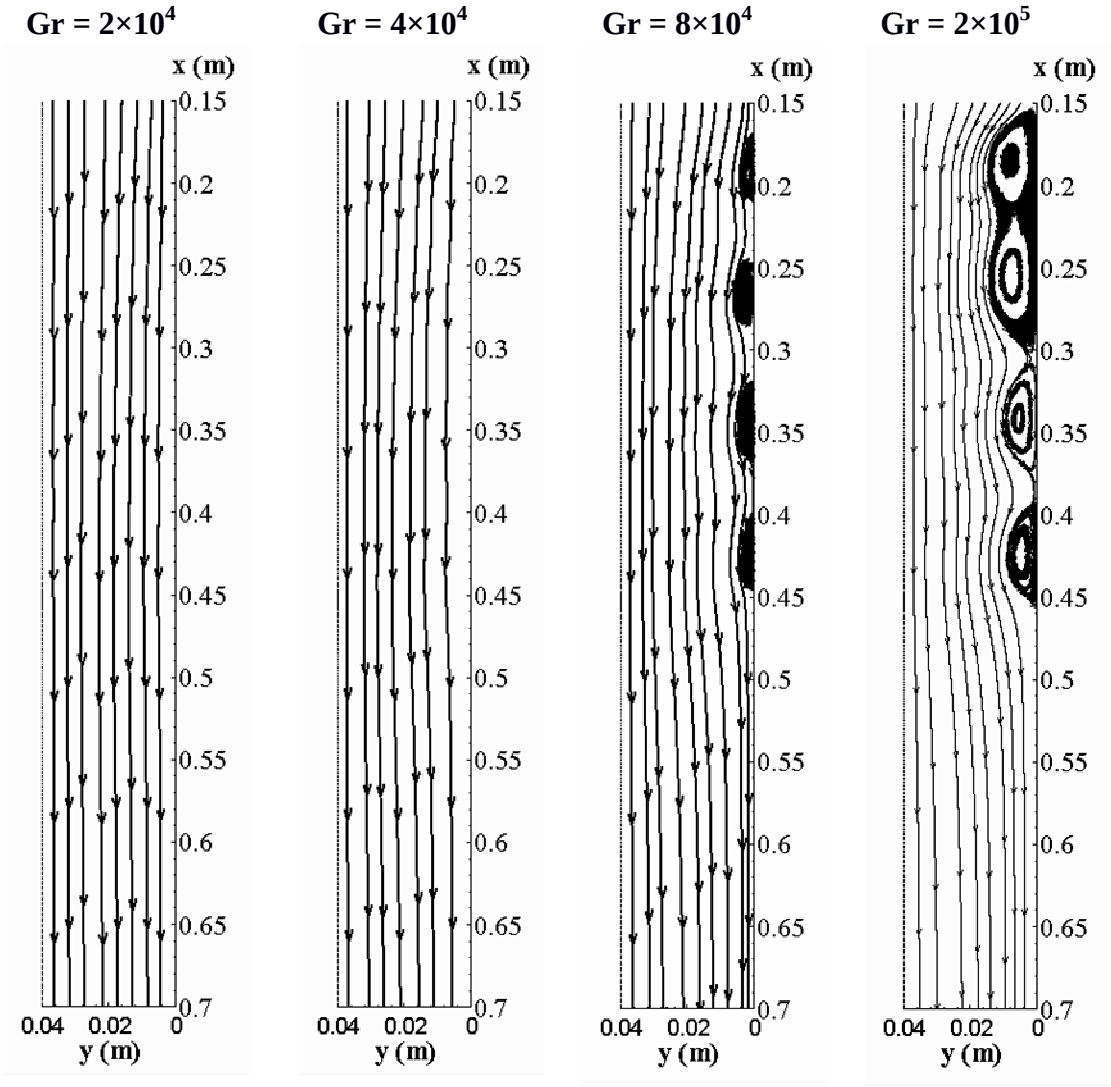


***Figure IV.31**. Lignes du courant pour Re =200 et différentes valeurs de Grashof (écoulement contrarie).*

On remarque le phénomène d'inversement de l'écoulement, observé précédemment, est visible à partir de Gr=8×10^4. Avec l'augmentation de Gr, les cellules de recirculation gagnent en espace et en intensité en particulier pour celles situées en aval dans le sens des forces de flottabilités jusqu'à l'interconnections des deux dernières.

- ***Sur le champ thermique***

Les contours de température sont représentés pour les mêmes valeurs de Gr sur la f*igure. IV.32*.

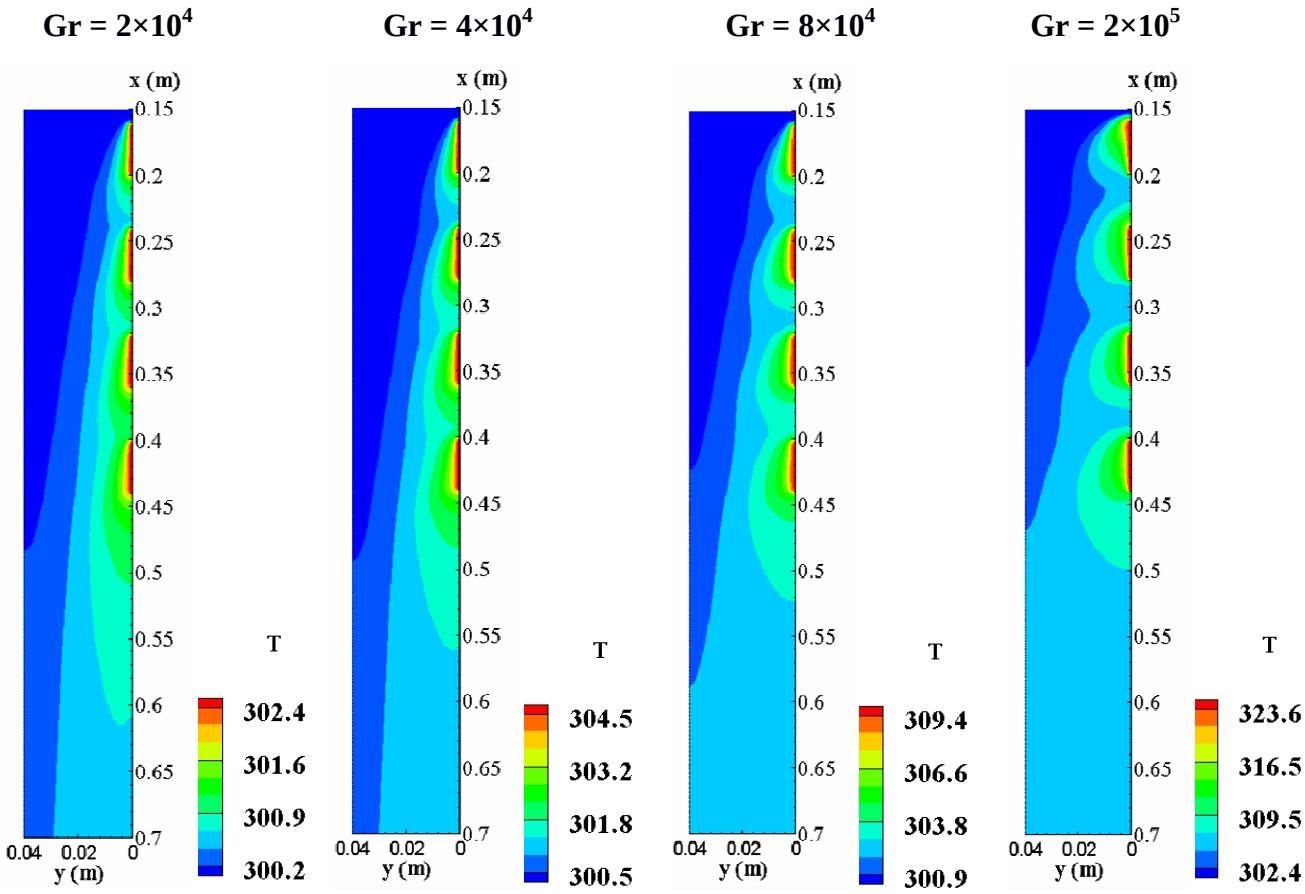


***Figure IV.32**. Contours de la température pour Re =200 et différentes valeurs de Grashof (écoulement contrarie).*

Pour des valeurs élevées de Ri, tend à surmonter l'écoulement inertiels au dessus des dernières sources et le fluide chaude imposé. On remarque d'après la *figure IV.32* que les isothermes sont concentrées prés des parties chauffées pour des faibles valeurs du nombre de *Grashof* et les forces visqueuses sont remarquables par rapport aux forces de flottabilités. Avec l'augmentation du nombre de *Grashof*, les isothermes s'élargies et entraine une augmentation de l'épaisseur de la couche limite thermique, l'effet de la convection naturelle est plus visible.

- ***sur le nombre de Nusselt moyen***

Les *figures IV.33* et *IV.34* présentent l'effet du nombre de *Grashof*, respectivement, sur l'évolution du nombre de *Nusselt* local et du nombre de Nusselt moyen, le long des sources pour un nombre de *Reynolds* fixe.

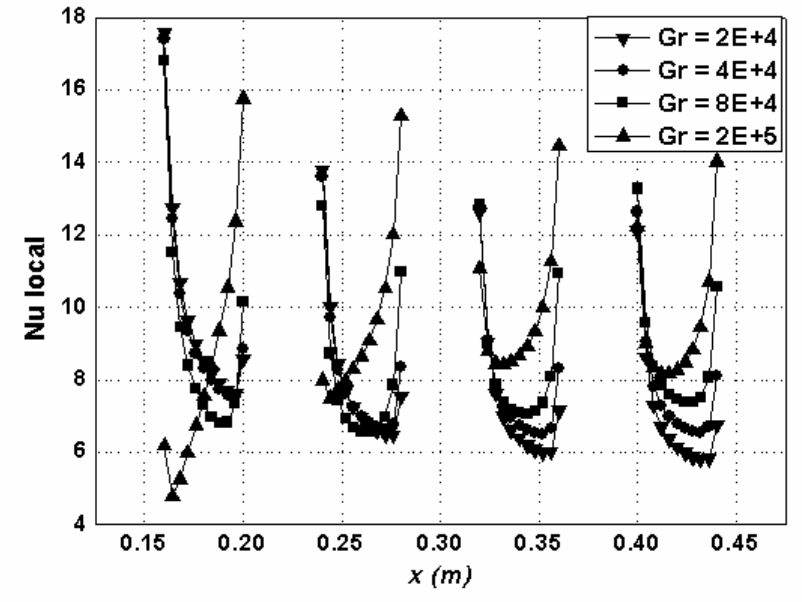


***Figure IV.33**. Effet du nombre de Grashof sur l'évolution du nombre de Nusselt local pour Re = 200(écoulement contrarie).*

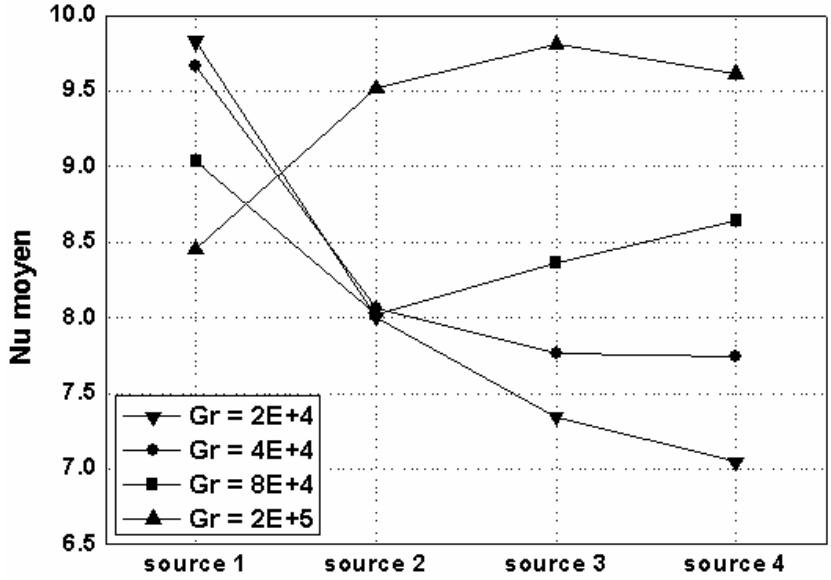


***Figure IV.34**. Effet du nombre de Grashof sur l'évolution du nombre de Nusselt moyen pour Re = 200(écoulement contrarie).*

D'après la figure IV.33, on remarque que l'allure de l'évolution du nombre du Nusselt est similaire pour des valeurs de $Gr \leq 8.10^4$. Il est élevé à l'entrée de chaque source puis décroit sur une partie de la distance ensuite une augmentation vers la fin de la distance. Avec l'augmentation du Gr, la position du minimum local se déplace vers l'arrière de chaque source. En revanche, l'allure est complètement différente pour $Gr \geq 2.10^5$ où le minimum local est pratiquement à l'entrée puis on assiste à une augmentation monotone jusqu'à la fin de chaque source. Ce comportement est le résultat que pour $Gr \geq 2.10^5$ la convection libre est dominante localement et par conséquent l'écoulement est inversé (l'entrée devient une sortie et vice-versa). Ce résultats devient plus

prononcé en allant vers les sources situées de plus en plus vers le haut où chaque source est affectée par celle qui se trouve en dessous.

En terme de nombre de Nusselt moyen et sous le mode de convection mixte, l'augmentation de Gr entraine une augmentation pour la troisième et la quatrième source et une diminution pour la première source. En convection libre dominante, après la source située à l'entrée, la variation du nombre de Nusselt moyen d'une source à l'autre est faible.

IV.4.4.3. Effet de l'inclinaison de canal

En convection mixte la direction relative de la poussée d'Archimède (dirigée vers le haut) par rapport au sens de l'écoulement forcé imposé, joue un rôle important. Dans le but de tester ce paramètre, nous avons effectué des calcul pour différent orientation du canal et ce en variant l'angle d'inclinaison. Trois valeurs de l'angle d'inclinaison sont considérées $\gamma = 0°, 45°$ et $90°$ pour différentes combinaison de Gr et de Re.

a. Pour différentes valeurs de Reynolds

- ***Champ dynamique***

Les lignes de courant obtenus pour les trois orientations et Re=100, 200 et 400 à Gr= 4×10^4 sont présentées sur la figure IV.35. D'après cette figure, il est claire que le champ dynamique dépend à la fois de la vitesse à l'entrée et de la l'angle d'inclinaison. Pour de faibles valeurs du nombre de Reynolds les lignes de courant sont légèrement espacées à coté de la paroi froide par rapport à celle contenant les sources pour la position horizontale. Cet espacement augmente avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison. L'espacement des lignes de courant signifie faible vitesse du coté de la paroi froide qui tente à équilibrer l'accélération de l'écoulement du coté de la paroi chaude provoquer par la variation de la masse volumique, car le débit massique imposé à l'entrée est constant. Pour des valeurs élevées de Re ($\geq$200), les lignes de courant deviennent pratiquement parallèles et l'écoulement est similaire à écoulement forcé. L'augmentation de l'angle d'inclinaison est synonyme de l'augmentation de la composante longitudinale de la poussée d'Archimède qui s'ajoute aux forces inertielles ce qui entraine une accélération de l'écoulement du coté de la paroi chaude.

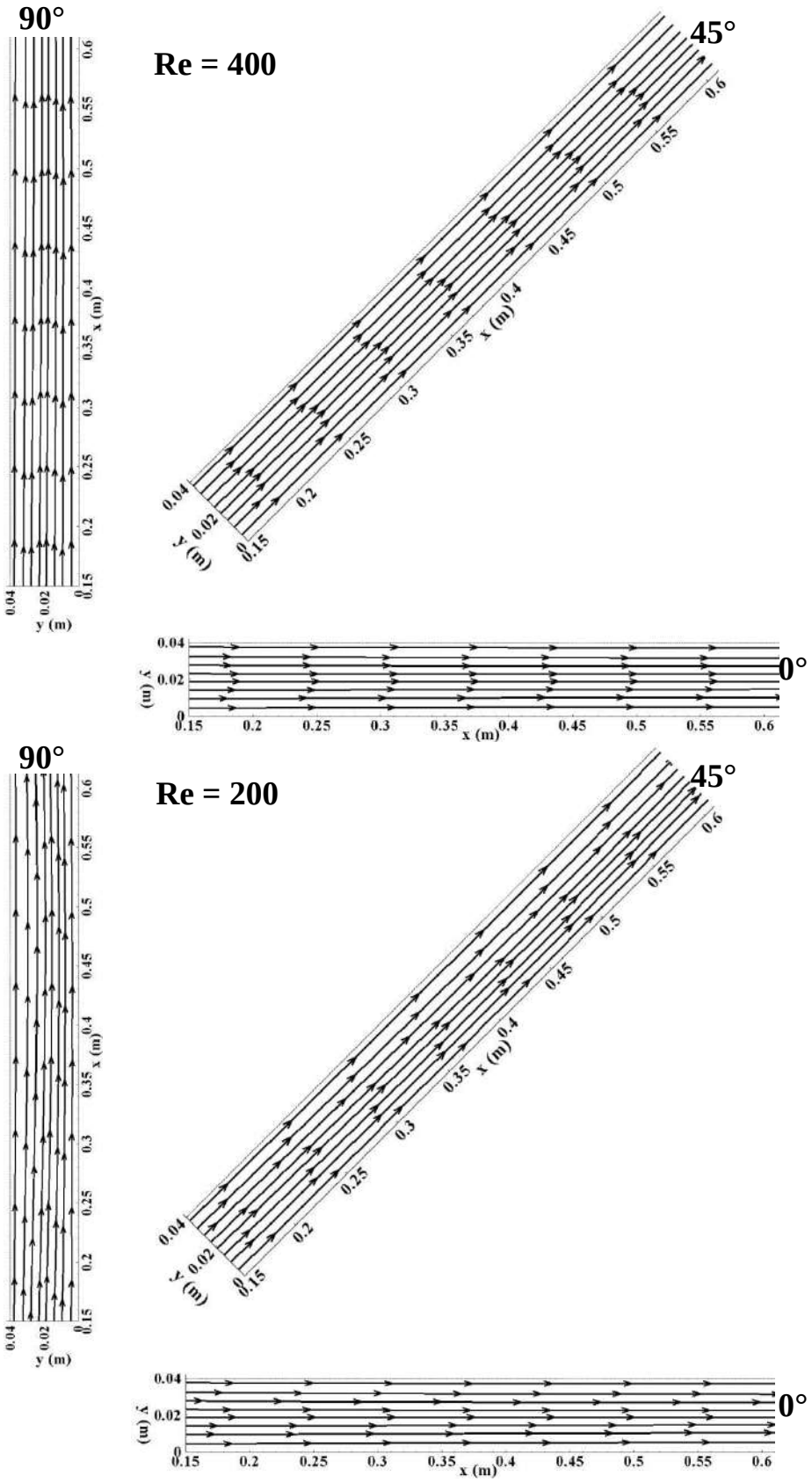


***Figure IV.35**. Lignes du courant pour Re =100, 200 et 400 et γ=0°, 45° et 90° à Gr= 4×10^4.*

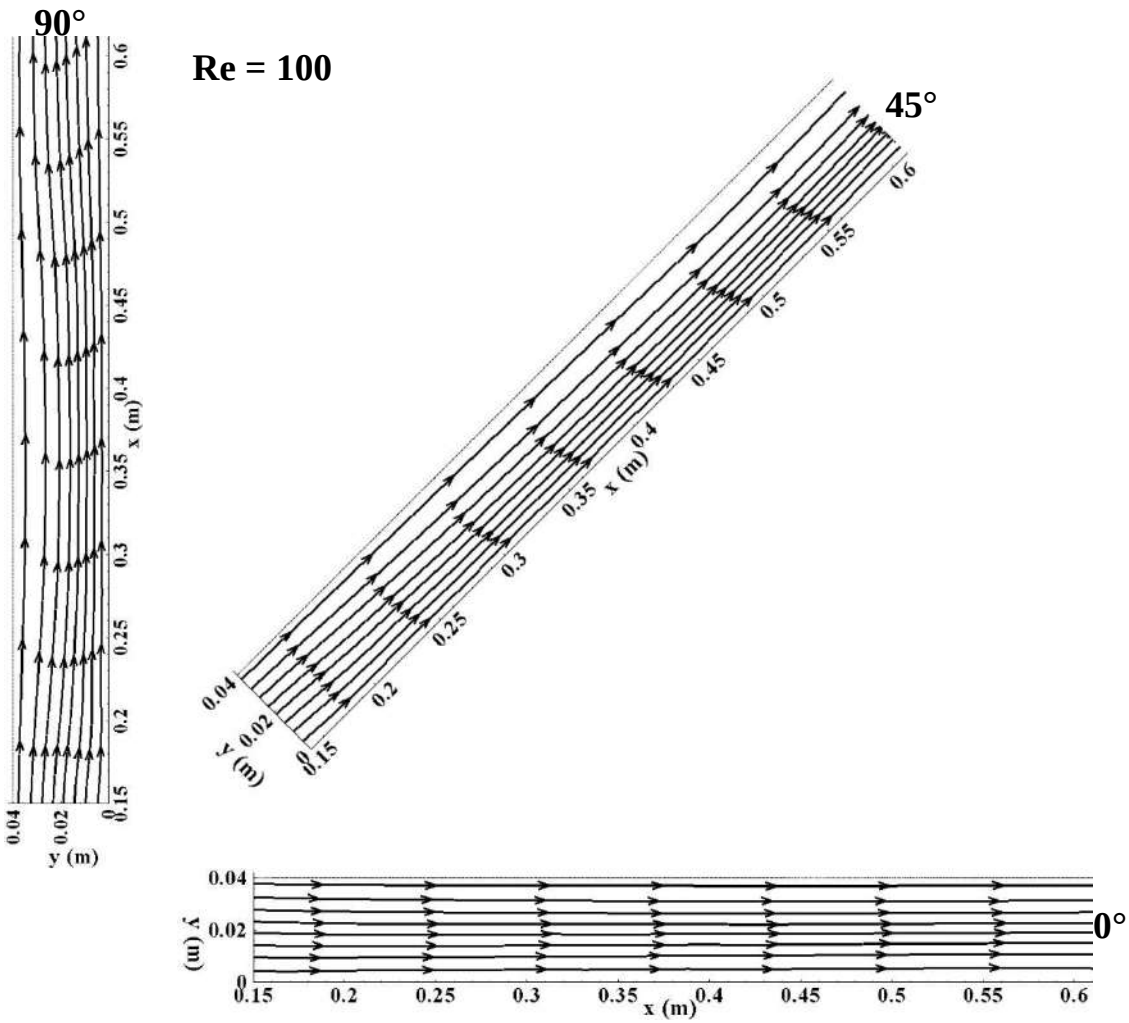


***Figure IV.35**. Lignes du courant pour Re =100, 200 et 400 et γ=0°, 45° et 90° à Gr= 4×10^4 (suite).*

- ***Sur le champ thermique***

La figure IV.36 présente l'effet de l'angle d'inclinaison sous différente valeurs de Re à un nombre de Grashof constant égale à 4×10^4.

On remarque d'après cette figure que pour Re = 100et γ = 0°, les isothermes sont concentrées prés des sources de chaleur et l'épaisseur de la couche limite thermique est épaisse, tandis que pour γ = 45° et 90°, les isothermes sont plus étirées vers l'arrière et l'épaisseur de la couche limite thermique devient moins épaisse. Si on augmente le nombre de Re, on remarque que les isothermes seront de plus en plus étirées avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison. ce qui entraine un étirement des contours de température.

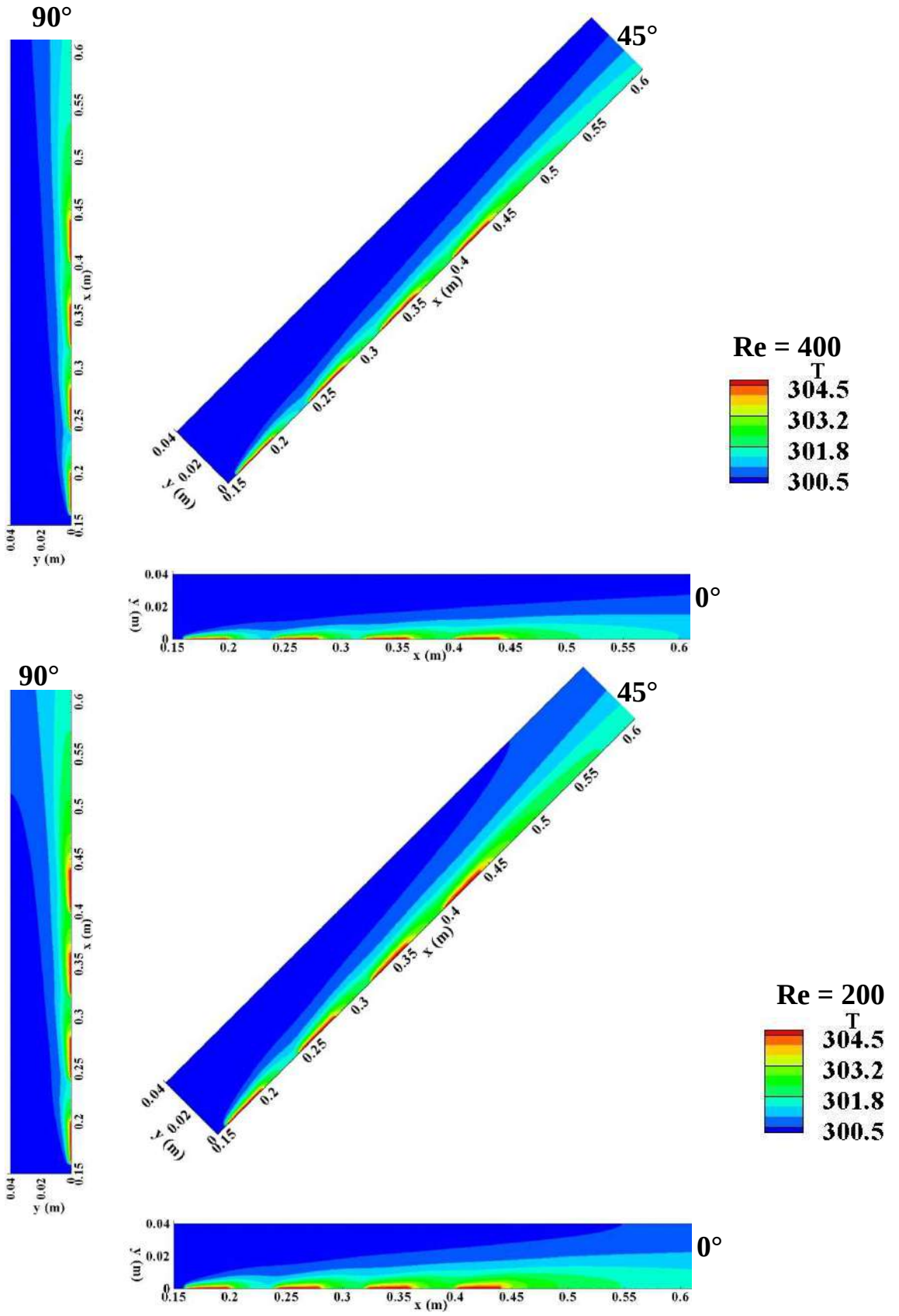


Figure IV.36*. Contours de la température pour Re =100, 200 et 400 et γ=0°, 45° et 90° à Gr = 4×10^4.*

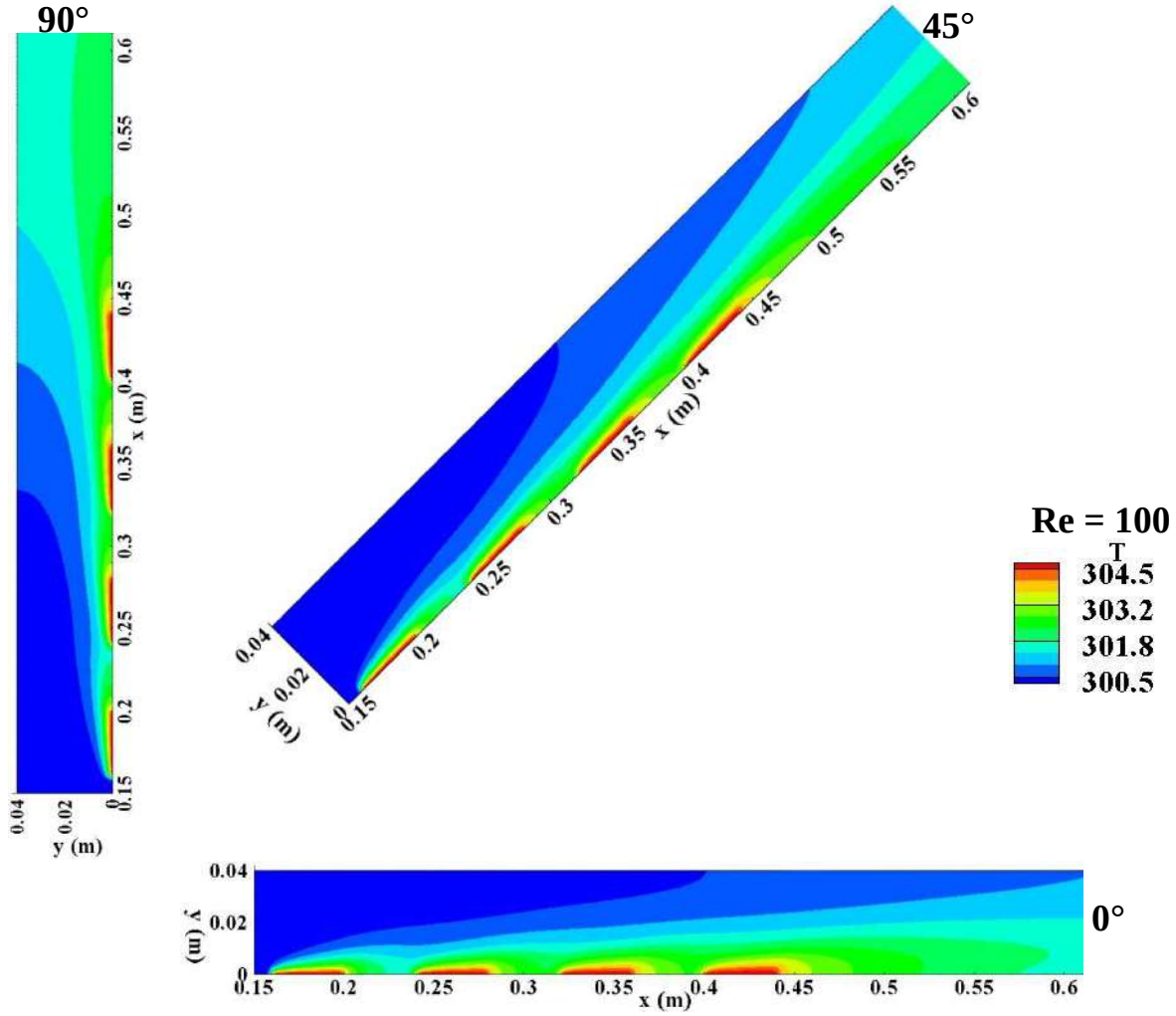


Figure IV.36*. Contours de la température pour Re =100, 200 et 400 et γ=0°, 45° et 90° à* $Gr = 4\times10^4$.

- ***Sur le nombre de Nusselt***

La *figure IV.37* présente l'effet de l'angle d'inclinaison pour différente valeurs du nombre de *Reynolds* sur l'évolution du nombre de *Nusselt* le long des sources pour un nombre de *Grashof* fixe.

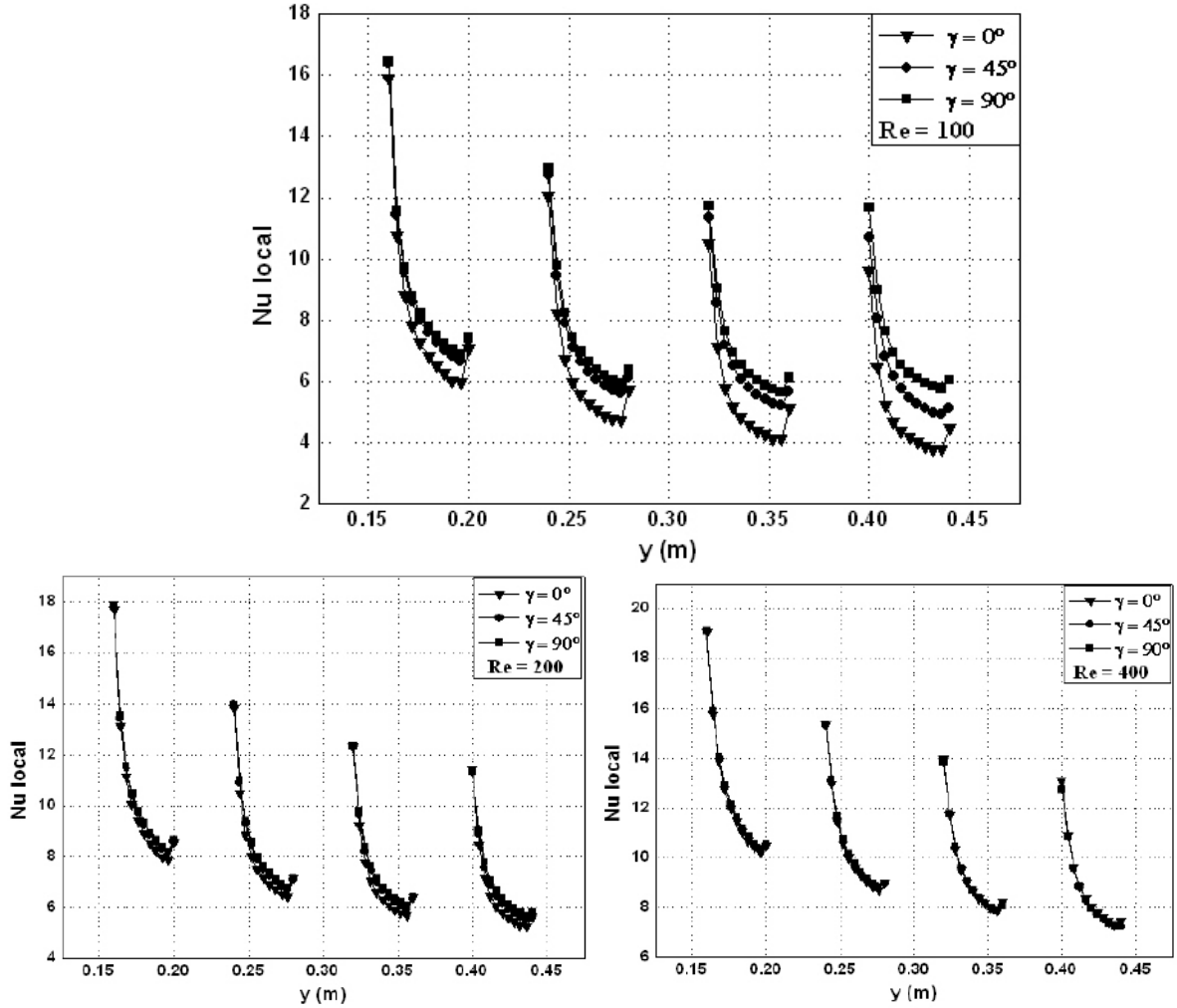


Figure IV. 37. *Evolution du nombre de Nusselt pour Re = 100, 200 et 400 et γ = 0°, 45° et 90° à Gr = 4×10⁴.*

On remarque d'après cette figure qu'à faible valeurs de Reynolds, le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, les effets inertielles sont dominants et l'écoulement devient forcé, par conséquent l'inclinaison n'a pas d'effet visible sur le transfert. Il est observé que l'écart entre le nombre de *Nusselt* obtenu pour *Re = 100 et γ = 45° et 90°* augmente d'une source à l'autre en allant vers le haut. Ceci peut être expliqué par le fait que pour des faibles valeurs de *Re*, la convection libre est dominante (*Ri >1*). Il est observé aussi qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds, il n'y aura pas d'effet majeur avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison. Dans ce cas la convection forcée est dominante pour des valeurs élevées de Reynolds.

b. Pour différentes valeurs de Grashof

Cet effet est testé pour une valeur de Reynolds égale à 200 et différentes valeurs de Grashof ($Gr = 2\times10^4$, 4×10^4 et 2×10^5) avec des angles d'inclinaison de canal de *γ=0°, 45° et 90°*.

- ***Sur le champ dynamique***

L'évolution du champ dynamique pour les différentes valeurs de *Grashof* et pour un nombre de *Reynolds* égal à 200 et différents angles d'inclinaison γ est représentée par les lignes de courant sur la figure IV.38.

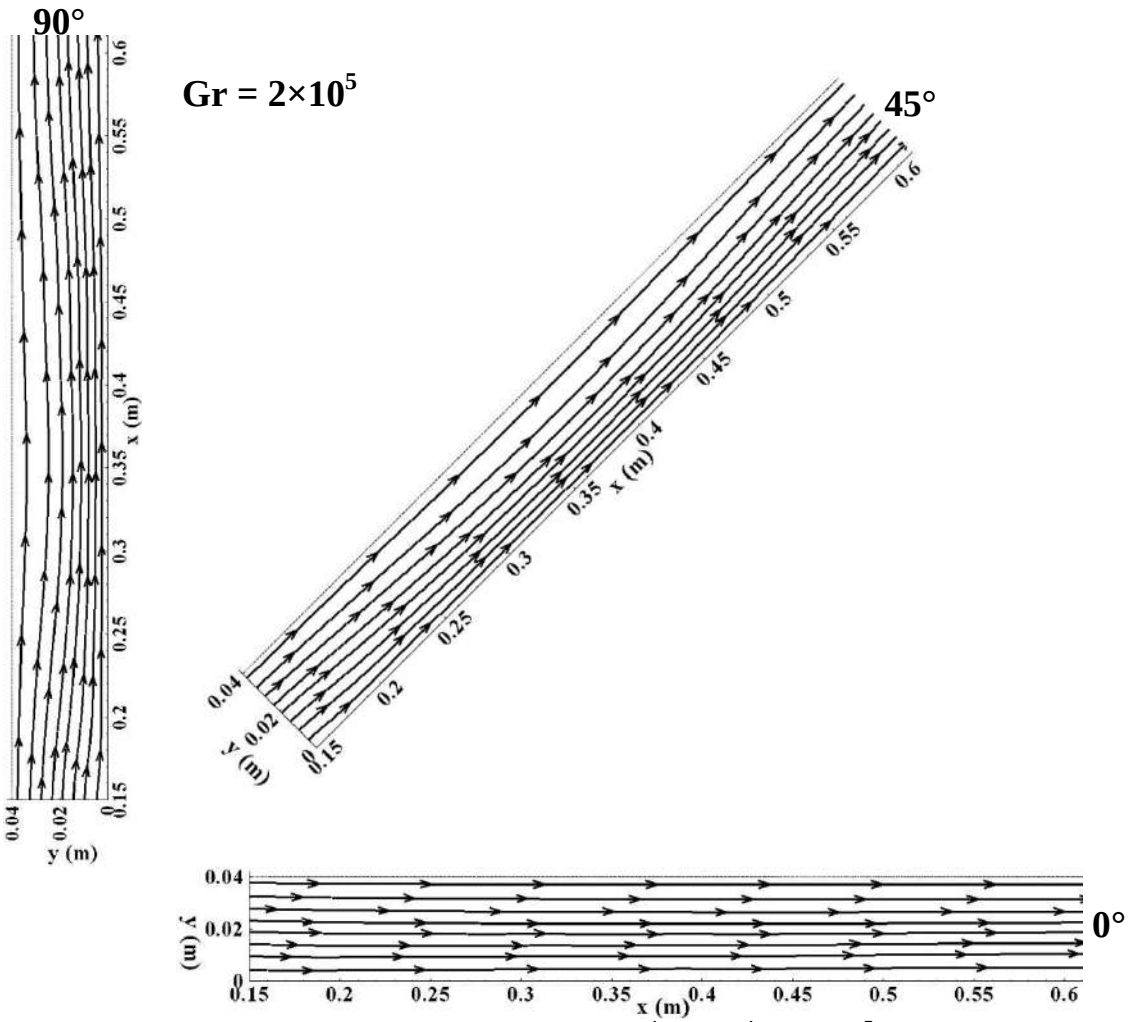


***Figure IV.38**. Lignes du courant pour Gr = 24×10^4, 4×10^4 et 2×10^5 et γ=0°, 45° et 90° à Re =200.*

A faible nombre de *Grashof* et angle d'inclinaison égale à 0°, les forces inertielles sont dominantes par rapport aux forces de flottabilités (*la poussée d'Archimède*) et le phénomène correspond à un écoulement forcé qui est marqué par des lignes de courant quasi-parallèles. Avec l'augmentation de l'intensité du chauffage et l'augmentation de l'angle d'inclinaison lignes de courant se devient de plus en plus vers la paroi chaude. On note dans ce cas que le profil de vitesse perd la forme symétrique observé dans le cas d'un écoulement forcé de Poiseuille. Cette dissymétrie est provoqué par l'accélération du fluide du coté de la paroi chaude.

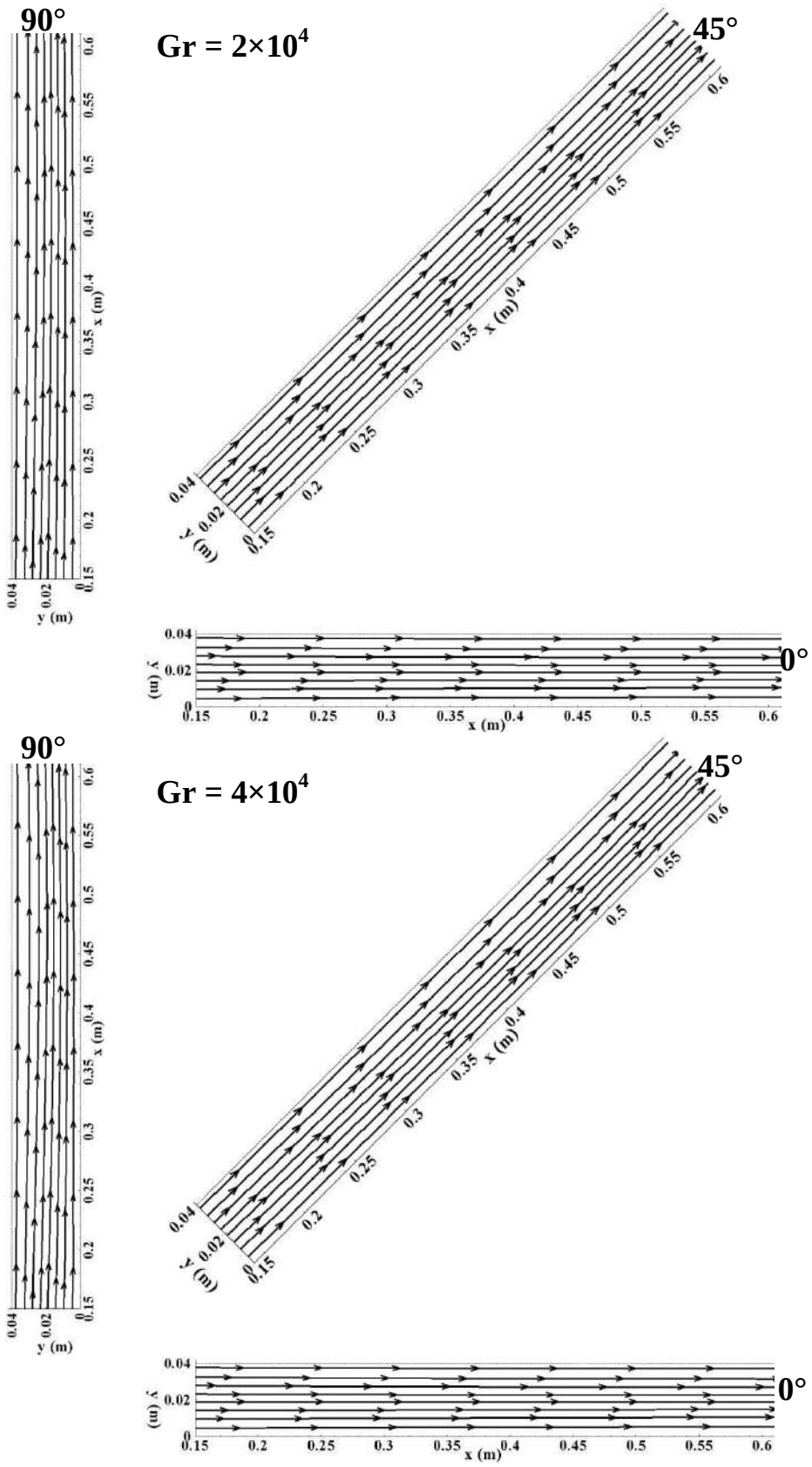


***Figure IV.38**. Lignes du courant pour Gr = 24×10^4, 4×10^4 et 2×10^5 et γ=0°, 45° et 90° à Re =200 (suite).*

- ***Sur le champ thermique***

La figure IV.39 représente l'effet de Grashof et l'angle d'inclinaison pour un nombre de Reynolds constant égale à 200.

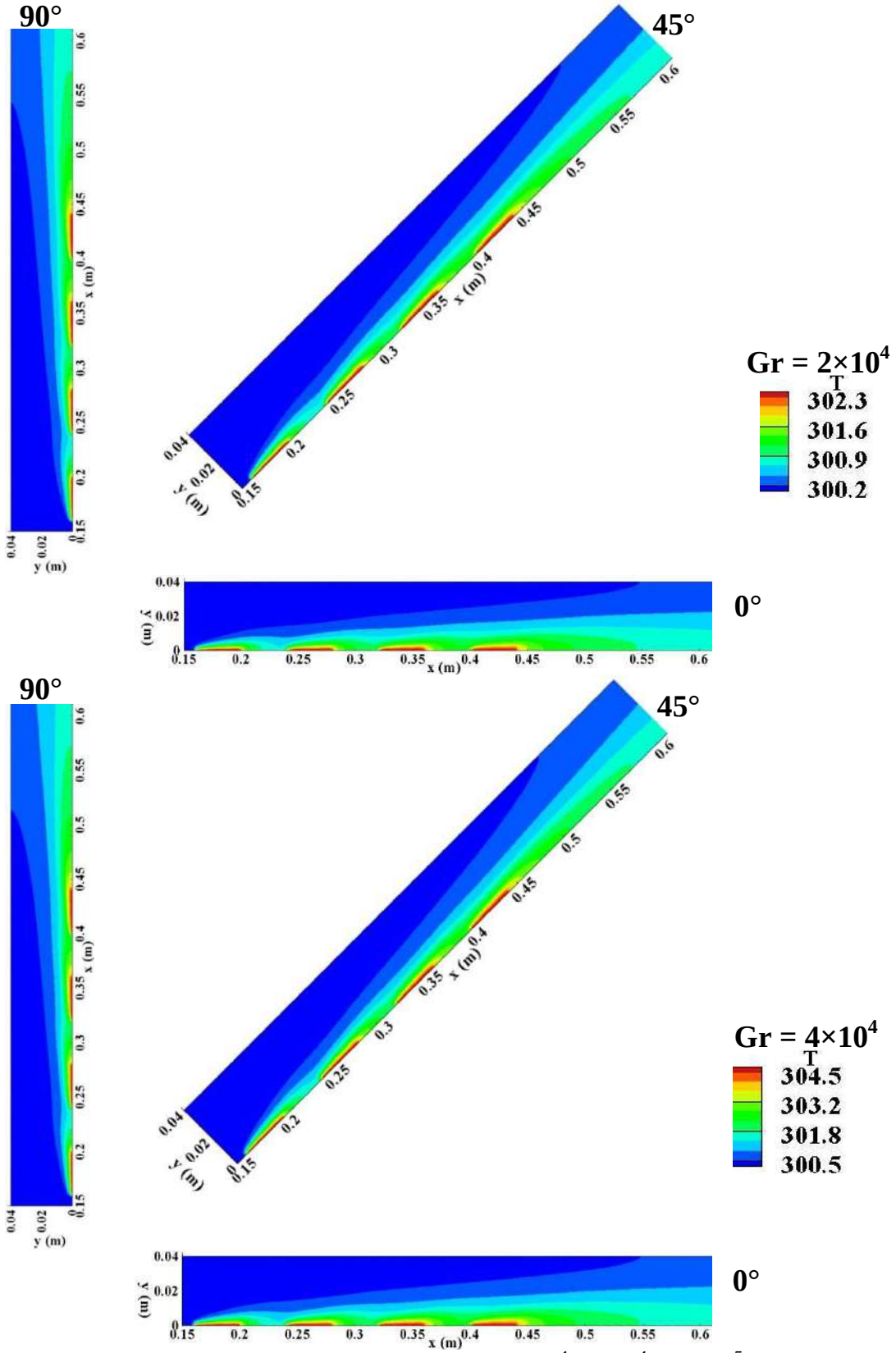


Figure IV.39. *Contours de la température pour Gr = 2×10^4, 4×10^4 et 2×10^5, et γ=0°, 45° et 90° à Re = 200*

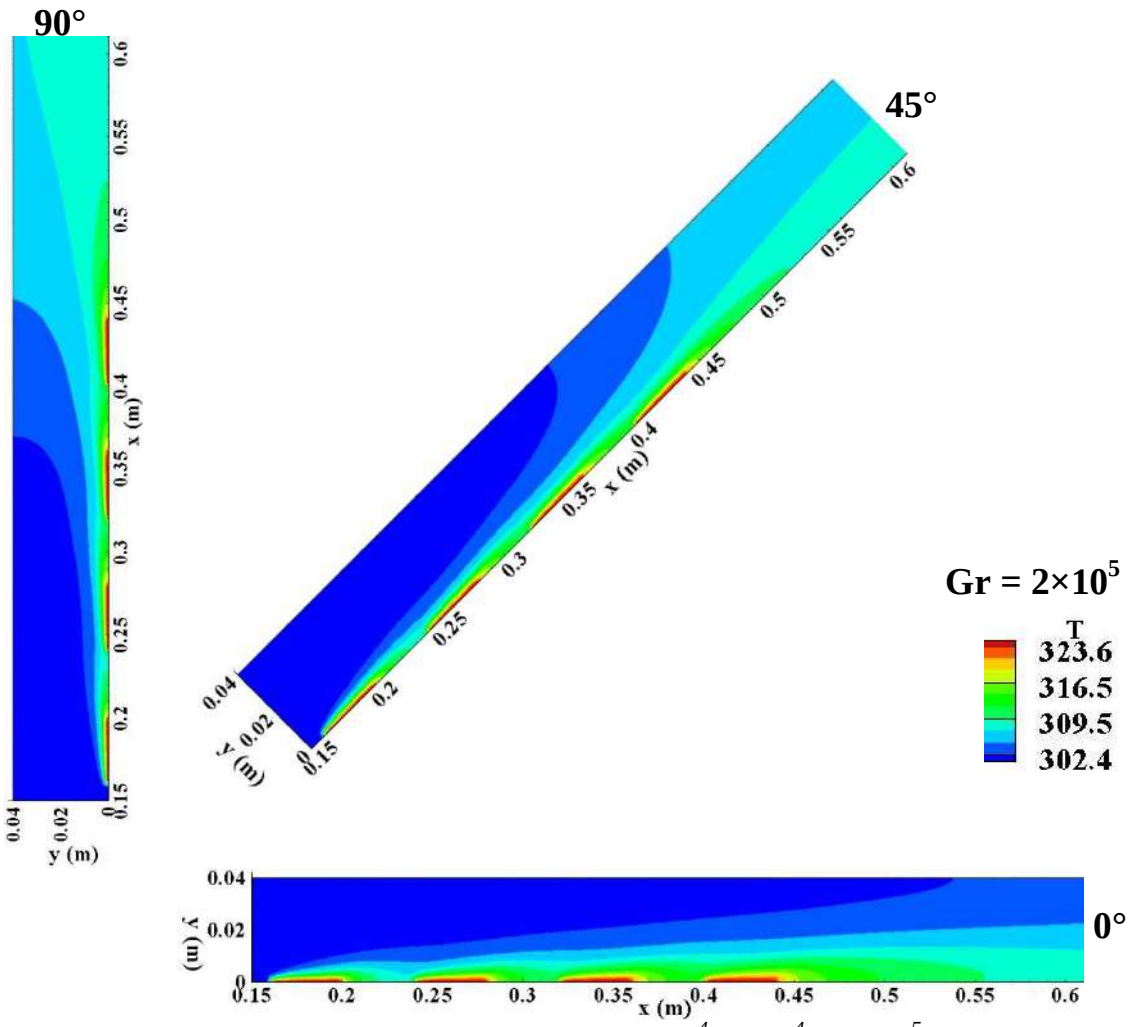


Figure IV.39. *Contours de la température pour Gr = 2×10^4, 4×10^4 et 2×10^5, et γ=0°, 45° et 90° à Re = 200 (suite)*

D'après cette figure, on remarque que les isothermes deviennent plus concentrées au voisinage des parties chauffées avec l'augmentation de *Gr* et l'augmentation de l'angle d'inclinaison. Pour des valeurs élevées du nombre de *Grashof* et de l'angle d'inclinaison, les isothermes s'élargissent et l'effet de la convection naturelle devient plus visible. En revanche la diminution de l'angle d'inclinaison entraine une domination de la convection forcée par rapport à la convection naturelle.

- ***Sur le nombre de Nusselt***

La *figure IV.40* présente l'évolution du nombre de *Nusselt* le long des sources de chaleur pour différentes valeurs de *Grashof* et angle d'inclinaison à *Re=200*.

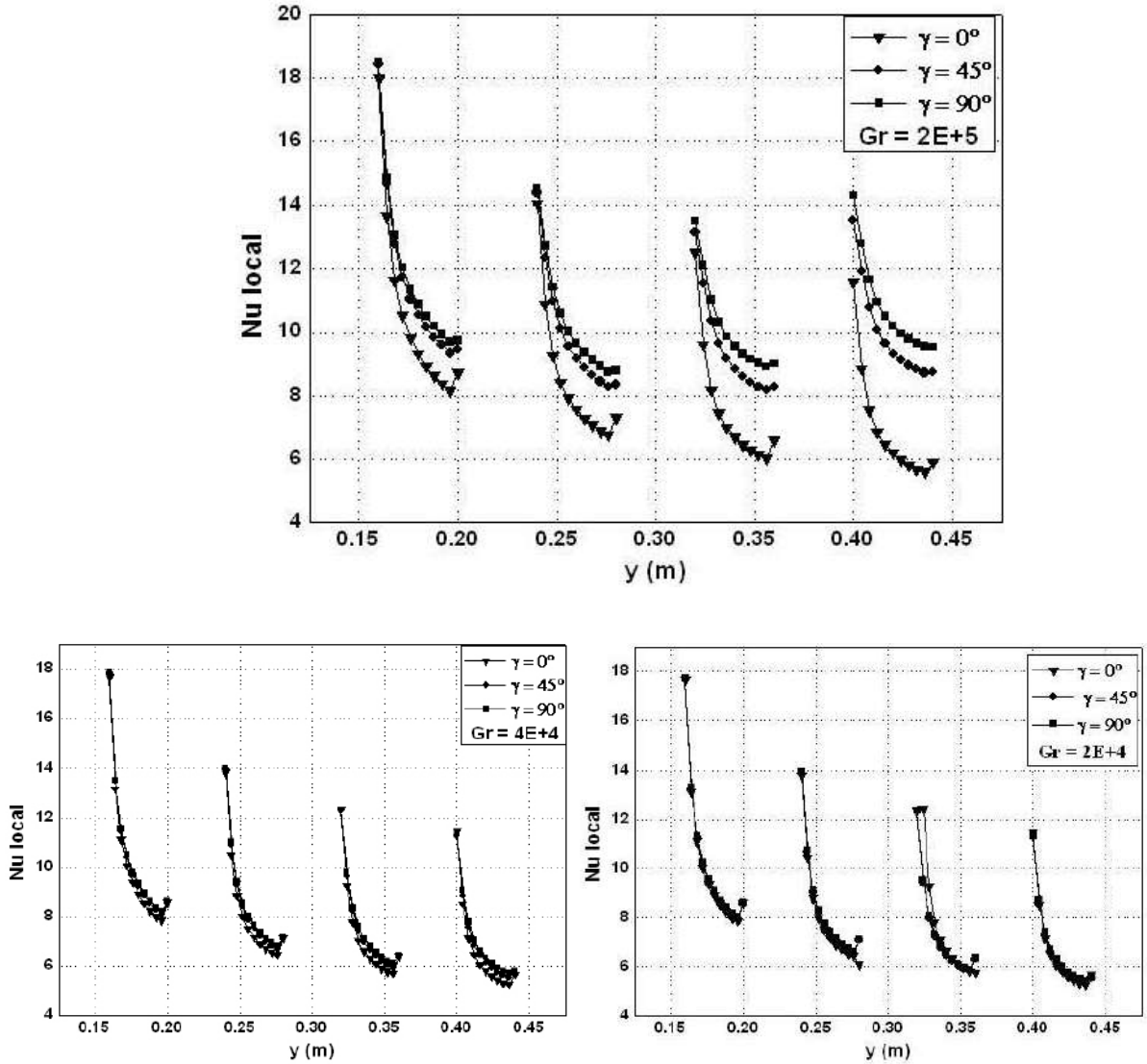


Figure IV. 40. *Evolution du nombre de Nusselt pour Gr = 2×10^4, 4×10^4 et 2×10^5 et γ= 0°, 45° et 90° à Re = 200.*

On remarque d'après cette figure que pour de faible valeurs de Gr, l'angle d'inclinaison n'as pas d'effet notable. Pour des valeurs élevées de Gr les forces de flottabilités augmentent avec l'augmentation de l'angle ce qui induit une augmentation du nombre de Nusselt. A un Gr élevé, l'effet de l'angle d'inclinaison est plus prononcé et l'écart sur le nombre de *Nusselt* augmente en allant vers l'arrière du canal.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

L'étude de la convection mixte laminaire bidimensionnelle dans un canal contenant des sources de chaleur discrètes, simulant des composants électroniques, est réalisée. Les équations gouvernant l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur mis en jeu sont discrétisées par la méthode des volumes finis et le code du calcul OpenFoam est utilisé pour la résolution.

Une validation du calcul est effectuée par l'étude d'un cas test de la littérature dont la comparaison des résultats a montré un bon accord.

Les simulations numériques ont été effectuées pour une large gamme de paramètres indépendants, tel que le nombre de *Grashof (Gr),* le nombre de *Reynolds (Re),* la longueur des sources de chaleur, leurs espacement ainsi que le sens d'écoulement de fluide et l'inclinaison de canal.

L'étude bibliographique a montré un intérêt croissant à ce sujet et a révélé aussi une difficulté pour capter les écoulements adverses.

Les simulations, nous ont permet de ressortir quelques résultats qui peuvent être exploités, notamment :

- L'augmentation de la valeur du nombre de *Reynolds (100 à 400)* provoque une amélioration importante de transfert de chaleur et par conséquent une efficacité de refroidissement des composants électroniques.
- L'augmentation de la valeur du nombre de *Grashof* de 2×10^4 *à* 2×10^5 provoque une domination de la convection naturelle par rapport à la convection forcée et entraine une augmentation de *Nusselt*. Cependant, cette augmentation du transfert de chaleur est accompagnée par une augmentation de la température moyenne au sein du domaine.
- L'augmentation des longueurs zones chauffées entraine une augmentation de la chaleur introduite et en résulte en échauffement du fluide au sein de la couche limite ce qui réduit le transfert de chaleur.
- L'espacement des zones chauffées favorise le refroidissement du fluide, par convection et par diffusion, avant d'atteindre la source suivante. Ceci induit une amélioration du transfert de chaleur. Néanmoins cette augmentation est synonyme de l'augmentation du volume des installations.

- Dans le cas d'un écoulement contrarié, les résultats obtenus se résument par : Lorsque la convection naturelle devient du même ordre de grandeur que la convection forcée ou supérieur, il se crée un écoulement inverse prés de la paroi ce qui provoque un décollement de la couche limite. Ces zones de recirculations augmentant avec l'augmentation du nombre de Grashof ou la diminution du nombre de Reynolds jusqu'à l'interconnections des zones pour toutes les sources.
- Le nombre de Nusselt augmente avec l'accroissement du nombre de Richardson (pour des faibles valeurs du nombre de Reynolds ou des valeurs élevées du nombre de Grashof) et avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison du canal ($\gamma = 0°$ à $90°$).

Les résultats obtenus dans cette étude peuvent être utiles pour le choix des paramètres adéquats afin d'assurer un bon refroidissement des composants électroniques, tels-que la vitesse d'entrée de l'écoulement de fluide, l'espace entre les composants et la longueur des composants.

Enfin, nous comptant étendre cette étude au régime instationnaire de la convection mixte et de tenir en compte la troisième dimension de l'espace en vue d'une approche plus réaliste du phénomène.

ANNEXES

Annexe A

Fichier continant les informations sur les conditions aux limites pour le cas a étudie

File: /home/nassim/Desktop/Re200V/Ri=1/constant/polyMesh/boundary

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
|  =======                 |                                                 |
|  \\      / F ield        | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|   \\    / O peration     | Version: 2.2.2                                  |
|    \\  / A nd            | Web: www.OpenFOAM.org                           |
|     \\/ M anipulation    |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/

FoamFile
{
    version 2.0;
    format ascii;
    class polyBoundaryMesh;
    location "constant/polyMesh";
    object boundary;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //
5
(
    inlet.....nom de la zone
{
    Type            patch;.....base type
    nFaces          80;.....autant de fois qu'il y a de zones dans le maillage
    startFace       57160;
}
    heated
{
    type            wall;
    nFaces          68;
    startFace       57972;
}
    frontAndBack
{
    type            empty;
    inGroups        1(empty);
    nFaces          57600;
    startFace       58040;
}
)
// ************************************************************************* //
```

Annexe B

Fichiers *0/U* pour les conditions aux limites de la vitesse

File: /home/nassim/Desktop/Re200V/Ri=1/0/U

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
|  =========                 |                                                 |
|  \\      / F ield          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|   \\    / O peration       | Version: 2.2.2                                  |
|    \\  / A nd              | Web: www.OpenFOAM.org                           |
|     \\/ M anipulation      |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
        version 2.0;
        format ascii;
        class volVectorField;
        location "0";
        object U;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //
dimensions          [ 0 1 -1 0 0 0 0 ];
internalField       uniform   (0.0785 0 0); ....la valeur initiale de la grandeur dans le domaine

boundaryField
{
        inlet.....nom de la zone
{
    type          fixedValue;.....type de la zone
    value          uniform (0.0785 0 0);
}
        outlet
{
    Type        zeroGradient;
}
    heated
{
    type          fixedValue;
    value          uniform ( 0 0 0 );
}
      frontAndBack
{

    type          empty;
}
}
// ************************************************************************* //
```

Annexe C

Les entrées du fichier dictionnaire *blockMeshDict*

File: /home/nassim/Desktop/Re200V/R…constant/polyMesh/blockMeshDict

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
|  =========                 |                                                 |
|  \\      / F ield          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|   \\    / O peration       | Version: 2.2.2                                  |
|    \\  / A nd              | Web: www.OpenFOAM.org                           |
|     \\/ M anipulation      |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
        version 2.0;
        format ascii;
        class dictionary;
        object blockMeshDict;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //
convertToMeters  0.001;.....spécifie le rapport d'échelle par lequel on multiplie les
                                        déférentes échelles
vertices
(
        (0 0 0) //0
        ..........
        (440 40 0.1) ..... définition des points du bloc
);
blocks
(
    hex (0 1 11 10 30 31 41 40) (68 40 1) simpleGrading (0.1  10 1)
         définitiondu bloc hexa   le nombre                 le coefficient
                                  de mailles dans           d'inflation
                                  chaque direction
);
edges
(
);
boundary
(
        inlet
{
        type   patch;
        faces
(
        (0 30 40 10).....définition des bords des zones de la géométrie
);
}
frontAndBack
{
```

```
type empty;.....pour un maillage 2D.
(
(0 10 11 1)
);
}
);
mergePatchPairs
 (
);
// ************************************************************************* //
```

Annexe D

Exemple d'entrées du dictionnaire *transportProperties*

File: /home/nassim/Desktop/Re200V/R…1/constant/transportProperties

```
/*---------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
|  =========                 |                                                 |
|  \\      / F ield          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|   \\    / O peration       | Version: 2.2.2                                  |
|    \\  / A nd              | Web: www.OpenFOAM.org                           |
|     \\/ M anipulation      |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
        version 2.0;
        format ascii;
        class dictionary;
        object transportProperties;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //
transportModel Newtonian;
// Laminar viscosity
Nu       nu [0 2 -1 0 0 0 0] 1.57e-05;
// Thermal expansion coefficient
beta     beta [0 0 0 -1 0 0 0] 3e-03;
// Reference temperature
TRef     TRef [0 0 0 1 0 0 0] 300;
// Laminar Prandtl number
Pr       Pr [0 0 0 0 0 0 0] 0.7;
// Turbulent Prandtl number
Prt      Prt [0 0 0 0 0 0 0] 0.7;
// ************************************************************************* //
```

Annexe E

Le fichier de choix de mode d'écoulement (laminaire ou turbulence)

File: /home/nassim/Desktop/Re200V/Ri=1/constant/RASProperties

```
/*---------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
|  =========                 |                                                 |
|  \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|   \\    /   O peration     | Version: 2.2.2                                  |
|    \\  /    A nd           | Web: www.OpenFOAM.org                           |
|     \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/

FoamFile
{
        version 2.0;
        format ascii;
        class dictionary;
        location "constant";
        object RASProperties;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

RASModel        kEpsilon;

turbulence      on;//off;

printCoeffs     on;//off;

// ************************************************************************* //
```

Annexe F

Cet Annexe représente les fichiers dictionnaires comprenant les entrées mots-clés spécifié par l'utilisateur.

File: /home/nassim/Desktop/Re200V/Ri=1/system/controlDict

```
/*---------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
|  =========                 |                                                 |
|  \\      / F ield          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|   \\    / O peration       | Version: 2.2.2                                  |
|    \\  / A nd              | Web: www.OpenFOAM.org                           |
|     \\/ M anipulation      |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/

FoamFile
{
        version 2.0;
        format ascii;
        class dictionary;
        location "system";
        object controlDict;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //
application     buoyantBoussinesqSimpleFoam;
startFrom       latestTime;
startTime       0;
stopAt          endTime;
endTime         990;
deltaT          0.001;
writeControl    timeStep;
writeInterval   5000;
purgeWrite      0;
writeFormat     ascii;
writePrecision  6;
writeCompression off;
timeFormat      general;
timePrecision   6;
runTimeModifiable true;
// ************************************************************************* //
```

Annexe G

Exemple d'un dictionnaire *fvSchemes* est montré ci-dessous

File: /home/nassim/Desktop/Re200V/Ri=1/system/fvSchemes

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
|  =========                 |                                                 |
|  \\      / F ield          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|   \\    / O peration       | Version: 2.2.2                                  |
|    \\  / A nd              | Web: www.OpenFOAM.org                           |
|     \\/ M anipulation      |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/

FoamFile
{
        version 2.0;
        format ascii;
        class dictionary;
        location "system";
        object fvSchemes;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //
ddtSchemes
{
        default         steadyState;
}
gradSchemes
{
        default         Gauss linear;
}
divSchemes
{
        default         none;
        div(phi,U) bounded Gauss blended 0;//bounded Gauss upwind; //linear, midPoint
        div(phi,T) bounded Gauss blended 0; //linear
        div(phi,k) bounded Gauss QUICK;//upwind;//quick
        div(phi,epsilon) bounded Gauss QUICK;//upwind;//quick
        div((nuEff*dev(T(grad(U))))) Gauss linear;
}
laplacianSchemes
```

```
{
        default         none;
        laplacian(nuEff,U)     Gauss linear corrected;
        laplacian(Dp,p_rgh)   Gauss linear corrected;
        laplacian(alphaEff,T) Gauss linear corrected;
        laplacian(DkEff,k)      Gauss linear corrected;
        laplacian(DepsilonEff,epsilon)  Gauss linear corrected;
        laplacian(DREff,R)    Gauss linear corrected;
}
interpolationSchemes
{
        default   linear;
}
snGradSchemes
{
default corrected;
}
fluxRequired
{
default no;
p_rgh ;
}
// ************************************************************************* //
```

Annexe H

Exemple d'entrées du dictionnaire *fvSolution pour le contrôle* des tolérances et les algorithmes d'équation

File: /home/nassim/Desktop/Re200V/Ri=1/system/fvSolution

```
/*---------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
|  =========                 |                                                 |
|  \\      / F ield          | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|   \\    / O peration       | Version: 2.2.2                                  |
|    \\  / A nd              | Web: www.OpenFOAM.org                           |
|     \\/ M anipulation      |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/
FoamFile
{
        version 2.0;
        format ascii;
        class dictionary;
        location "system";
        object fvSolution;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //
solvers
{
   p_rgh
   {
        solver                  PCG;
        preconditioner  DIC;
        tolerance               1e-08;
        relTol                  0.01;
   }
   "(U|T|k|epsilon|R)"
   {
        solver                  PBiCG;
        preconditioner  DILU;
        tolerance               1e-05;
        relTol                  0.1;
   }
}
```

```
SIMPLE
{
        nNonOrthogonalCorrectors    0;
        pRefCell                    0;
        pRefValue                   0;
        residualControl
        {
                p_rgh 1e-6;
                U 1e-6;
                T 1e-6;
                // possibly check turbulence fields
                "(k|epsilon|omega)" 1e-3;
        }
}
relaxationFactors
{
        fields
        {
        p_rgh 0.7;
        }
        equations
        {
        U 0.3;
        T 0.5;
        "(k|epsilon|R)" 0.7;
        }
}
// ************************************************************************* //
```

Annexe I

La figure Annexe I représente la façade principale de post-traitement Paraview.

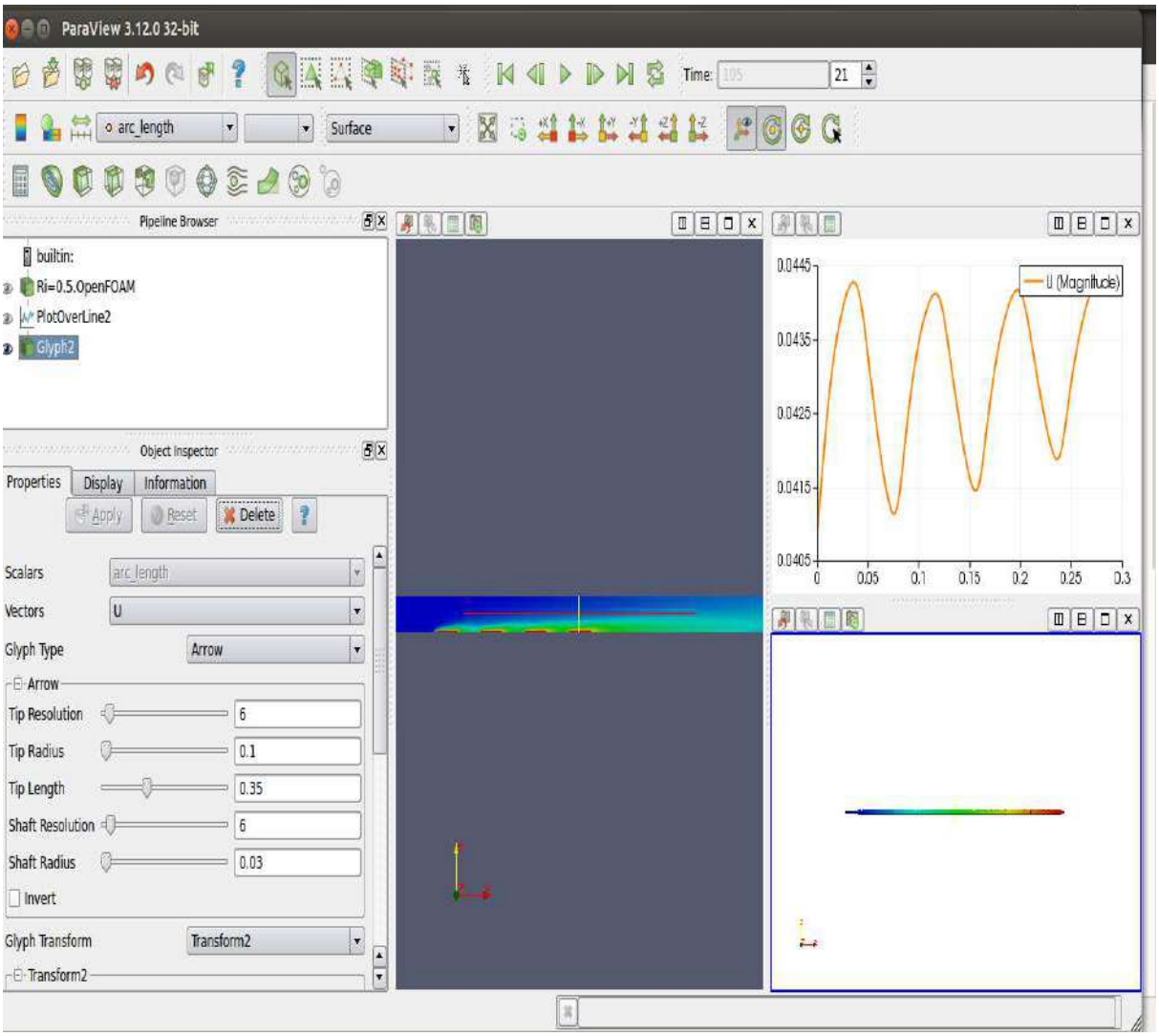


Figure Annexe I *: la façade principale de post-traitement Paraview.*

Annexe J

J.1. Les schémas d'interpolation

Le sous-dictionnaire *interpolationSchemes* contient les termes d'interpolation des valeurs typiquement du centre des cellules au centre des faces. Une sélection des schémas d'interpolation recommandés d'OpenFoam est énumérée dans le tableau 3.4, étant divisé en 4 catégories : une catégorie des schémas générale ; et trois catégories des schémas utilisés principalement en conjonction avec la discrétisation gaussienne.

Un schéma général est simplement spécifié en citant son mot-clé et l'entrée, par exemple un schéma linéaire est spécifié en tant que défaut par : *default linear ;*

Les schémas de convection-spécifique calculent l'interpolation en basant sur le flux de la vitesse d'écoulement. Les spécifications de ces schémas exigent le nom du champ de flux sur lequel l'interpolation est basée ; Parmi les catégories des schémas de convection-spécifique on distingue : Le schéma de différence upwind ; les schémas de variable normalisée (NV) ; et variation totale diminuante (TVD). Le schéma de différence upwind et le TVD sont spécifiés par le schéma et le flux, par exemple le schéma upwind basé sur un flux *phi* est spécifié en tant que *default* comme suit : *default upwind phi;*

- ***Schémas pour les champs scalaires strictement limité***

Il y a des versions de certains schémas limités pour les grandeurs scalaires qui nécessitent d'être strictement limité. Pour délimiter entre des limites spécifiées par l'utilisateur, le nom du schéma devrait être initialisé par le mot *limited* et suivi des limites inférieures et supérieures respectivement.

Par exemple, pour limiter le schéma *vanLeer* limité entre -2 et 3, on spécifie : *default limitedVanLeer -2.0 3.0;*

- ***Schémas pour des champs de vecteur***

Il y a des versions améliorées de certains schémas limités pour les champs de vecteur dont il est formulé pour tenir en compte la direction du champ. Ces schémas sont choisis en ajoutant `V` au nom du schéma général, c.-à-d. *limitedLinearV* pour *limitedLinear*. Les versions `V` sont disponibles pour les schémas suivants : *limitedLinearV, vanLeerV, GammaV, limitedCubicV* et *SFCDV*.

Tableau J.1 : Les schémas d'interpolation.

Les schémas centrés	
linear	Interpolation linéaire (différence central)
cubicCorrection	Schéma cubique
midPoint	Interpolation linéaire avec la pondération symétrique
Les schémas de convection Upwinded	
upwind	Schéma de différence upwind
linearUpwind	Schéma de différence upwind linéaire
skewLinear	Linéaire avec la correction d'obliquité
QUICK	Schéma de différence upwind quadratique
Les schémas TVD	

limitedLinear	différence linéaire limitée
vanLeer	limiteur de van Leer
MUSCL	Limiteur de MUSCL
limitedCubic	Limiteur cubique
Les schémas NVD	
SFCD	différence central Self-filtered
Gamma ψ	Différence gamma

J.2. Les schémas de gradient normal de surface

Le sous-dictionnaire *snGradSchemes* contient les termes de gradient normal de surface. Un gradient normal de surface est la composante normale évalué à la face des cellules du gradient de valeurs situées aux centres des 2 cellules dont la face est relié. Un gradient normal de surface peut être spécifié pour lui-même, et il est également exigé pour évaluer le terme de Laplacian en utilisant l'intégration gaussienne.

Les schémas disponibles sont énumérés dans le tableau 3.5 et sont spécifiés en citant simplement le mot-clé et l'entrée

Tableau J.2 : Schémas normaux extérieurs de gradient

Schéma	**Description**
corrected	Correction non-orthogonale explicite
uncorrected	Aucune correction non-orthogonale
limited ψ	Correction non-orthogonale limitée
bounded	Correction limitée pour des grandeurs scalaires positives
fourth	Quatrième ordre

J.3. Les schémas du gradient

Le sous-dictionnaire *gradSchemes* contient les termes de gradient. Le schéma de discrétisation pour chaque terme peut être choisi parmi ceux énumérés dans le tableau 3.6.

Tableau J.3 : Schémas de discrétisation disponibles pour *gradSchemes*.

Schéma de discrétisation	**Description**
Gauss <interpolationScheme>	Deuxième ordre, intégration gaussienne
leastSquares	Deuxième ordre, des moindres carrés
fourth	Quatrième ordre, des moindres carrés
limited <gradScheme>	Version limitée de l'un des schémas ci-dessus

Le mot-clé *gauss* spécifie la discrétisation par volume finie standard de l'intégration gaussienne qui exige l'interpolation des valeurs à partir du centre des cellules vers le centre des faces.

Par conséquent, l'entrée *gauss* doit être suivie du choix du schéma d'interpolation du tableau 3.4. Il serait extrêmement inhabituel de choisir n'importe quoi autre que des schémas d'interpolation générale et dans la plupart des cas le schéma *linear* est un choix efficace, par exemple : *grad(p) Gauss linear;*

J.4. Schémas de Laplacian

Le sous-dictionnaire *laplacianSchemes* contient les schémas des termes typique de Laplacian trouvée dans la dynamique des fluides, $\nabla\bullet(\nu\nabla U)$, dont la syntaxe est identifié par le mot clé *laplacian(nu,U)*. Le schéma de gauss est le seul choix pour la discrétisation et exige un choix d'un schéma d'interpolation pour le coefficient de diffusion, c-à-d ν dans notre exemple, et un schéma de gradient normal de surface, c-à-d ∇U. En résumé, les entrées exigées sont :

gauss <interpolationScheme> <snGradScheme>

Le schéma d'interpolation est choisi parmi le tableau 3.4, les choix typiques étant des schémas généraux (*linear* dans la plupart des cas). Le schéma de gradient normal de surface est choisi du tableau 3.5 ; le choix du schéma détermine le comportement numérique comme décrit dans le tableau 3.7. Une entrée typique pour notre exemple du terme de Laplacian serait :

laplacian(nu,U) Gauss linear corrected;

Tableau J.4 : Comportement des schémas normal de surface utilisés dans *laplacianSchemes*.

Schéma	Comportement numérique
corrected	Illimité, deuxième Ordre, conservatif
uncorrected	limité, premier Ordre, non-conservateur
limited ψ	Mélange de corrected et uncorrected
bounded	Premier Ordre pour des grandeurs scalaires limitées
fourth	Illimité, quatrième Ordre, conservatif

J.5. Les schémas de divergence

Le sous-dictionnaire *divSchemes* contient les termes de divergence. Il comporte la syntaxe de l'entrée de référence du terme typique de convection trouvée dans la dynamique des fluides $\nabla\bullet(\rho UU)$, exprimé dans OpenFOAM par la syntaxe *div (phi, U)*, où *phi* se rapporte au flux $\phi = \rho U$.

Le schéma de *gauss* est le seul choix de la discrétisation et exige la sélection du schéma d'interpolation pour le champ dépendant. Pour récapituler, les entrées exigées sont :

Gauss <interpolationScheme>

Le schéma d'interpolation est choisi parmi la gamme complète des schémas représenté dans le tableau 3.4. Le choix détermine en critique le comportement numérique comme décrit dans le tableau 3.8. La syntaxe ici pour la spécification des schémas d'interpolation de convection-spécifique n'inclut pas le flux puisque il est déjà connu pour le terme particulier, c-à-d pour *div(phi,U)*, nous savons que le flux est *phi* alors en le spécifiant dans le schéma d'interpolation causerait seulement une contradiction. Les spécifications de l'interpolation *upwind* dans notre exemple seraient donc : *div (phi, U) gauss upwind;*

Tableau J.5 : Comportement des schémas d'interpolation utilisés dans *divSchemes*.

Schéma	**Comportement numérique**
linear	Seconde ordre, illimité
skewLinear	Seconde ordre, (plus) illimité, correction d'obliquité
cubicCorrected	Quatrième ordre, illimité
upwind	Premier ordre, limité
linearUpwind	Premier/Seconde ordre, limité
QUICK	Premier/Seconde ordre, limité
TVD schemes	Premier/Seconde ordre, limité
SFCD	Seconde ordre, limité
NVD schemes	Premier/Seconde ordre, limité

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] Baliga. B. R et Patankar. S. V, (1983), *a control-volume finite element method for two dimensional fluid flow and heat transfer.* Numerical Heat Transfer,6 :245.261.

[2] Barletta A. et Zanchini. E (2001), *Mixed convection with viscous dissipation in an inclined channel with prescribed wall temperatures,* Int. Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 44, pp. 4267 – 4275.

[3] Baskaya. S, Ertuhan. U et Sivrioglu. M, (2005) , *Experimental investigation of mixed convection from an array of discrete heat sources at the bottom of horizontal channel* , Heat and Mass Transfer, Vol. 42, pp. 56-63.

[4] Baudouin Debain. M, William Tougeron. M et Renan Hilbert. M, (2001), *présentation, essai et validation du logiciel open-source* , Institut Polytechnique des Sciences Avancées.

[5] Bejan. A, (1993), *Heat Transfer*, John Wiley & Sons, Inc. New York.

[6] Bazylak. A, Djilali. N et Sinton. D, (2006), *Natural convection in an enclosure with distributed heat sources »,* Numerical Heat Transfer, Part A, Vol.49, pp. 655-667.

[7] Bazylak. A, Djilali. N et Sinton. D, (2007), *Natural convection with distributed heat source modulation,* International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.50, pp. 1649-1655.

[8] Bhowmik. H, Tso. C. P, Tou. K. W et Tan. F. L, (2005), *Convection heat transfer from discrete heat sources in a liquid cooled rectangular channel* , Applied Thermal Engineering, vol. 2, pp. 2532-2542.

[9] Boussinesq. J, (1903), *Théorie analytique de la chaleur* , vol. 2. Gathier-Villars, Paris.

[10] Choi. C. Yet Kim. S. J, (1996), *Conjugate mixed convection in a channel : modified five percent deviation rule* ,Heat and Mass Transfer, Vol. 39, No. 6, pp. 1223-1234.

[11] Desrayaud. G et Lauriat. G, (2009), *Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plate channels,* International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.48, pp. 2036-2045.

[12] Dias. T. Jr et Milanez. L. F, (2004), *Natural convection due to a heat source on a vertical plate* , International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.47, pp. 1227-1232.

[13] Dhiman A. K, Chhabra R. P et Eswaren V, (2008), Steady mixed convection across a confined square cylinder, International Communication in Heat and Mass Transfer vol. 35, pp. 47-55.

[14] Dogan, A, Sivrioglu. M et Baskaya. S, (2006), *Investigation of mixed convection heat transfer in a horizontal channel with discrete heat sources at the topn and at the bottom,* International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.49, pp. 2652-2662.

[15] Dritselis. C.D, Latridis. A. J, Sarris. I. E et Vlachos. N. S, (2013), *Buoyancy-assisted mixed convection in a vertical channel with spatially periodic wall temperature,* International Journal of thermal Sciences, Vol. 65, pp. 28-38.

[16] Ermolaev. I. A et Zhbanov. I,(2009), *Mixed convection in a vertical channel with discrete heat sources at the wall,* Fluid Dynamics, Vol. 44, No. 4, pp. 511-516.

[17] Favre- Marinet. M (1990), *Convection*, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[18] Fox RW et McDonald. AT (1978), *Introduction to Fluid Mechanics*. John Wiley and sons, New York.

[19] Gray. DD, Giorgini. A (1976), *The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases*. Int J Heat Mass Transfer 19:545–551

[20] Guimaraes. P et Menon. G, (2008), *Combined free and forced convection in an inclined channel with discrete heat sources,* International Communications in Heat and Mass Transfer, Vol. 35, pp. 1267-1274.

[21] Gururaja Rao. C, Balaji. C et Venkateshan. S. P, (2002), *Effect of surface radiation on conjugate mixed convection in a vertical channel with a discrete heat source in each wall,* International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.45, pp. 3331-3347.

[22] Gururaja Rao. C, Venkata Krishna. A et Naga Srinivas. P, (2005), *Simulation studies on multimode heat transfer from a square shaped electronic device with multiple discrete heat sources, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol.48, pp. 427-446.*

[23] Gururaja Rao. C et Santhosh. D et Vijay Chandra. P, (2009), *Interaction of surface radiation with combined conduction and convection from a discretly heated L-corner*, Heat and Mass Transfer, Vol.45, pp. 1293-1302.

[24] Incropera, F. P. et DeWitt (1996), *Fundamentals of Heat and Mass transfer*", Fourth Edition, *Jon Wiley and Sons*.

[25] Kreith. F, Traduction de **Khodja. B (1967),** *Transmission de la Chaleur et Thermodynamique,* Ed. Masson.

[26] Laaroussi. N, Lauriat. G et Desrayaud. G, (2009), *Effects of variable density for film evaporation on laminar mixed convection in a vertical channel,* International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.52, pp. 151-164.

[27] Manca,O., Nardini, S. et V.Nazo, V. (2002), *Effect natural convection of the distance between an inclined discretely heated plate and a parallel shroud bellow*, ASME *Journal of Heat Transfer, vol 124: pp. 441-451*

[28] Martinez-Suâstegui. L, et Trevino. C, (2008), *Transient laminar opposing mixed convection in a differentially and asymmetrically heated vertical channel of finite length,* International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.51, pp. 5991-6005.

[29] Mathews. Roy N et Balaji. C, (2006), *Numerical simulation of conjugate, turbulent mixed convection heat transfer in a vertical channel with discrete heat sources,* International Communications in Heat and Mass Transfer, Vol. 33, pp. 908-916.

[30] Mathews. Roy N, Balaji. C et Sundararajan. T, (2007), *Computation of conjugate heat transfer in the turbulent mixed convection regime in a vertical channel with multiple heat sources,* Heat and Mass Transfer, Vol. 43, pp. 1063-1074.

[31] OpenFoam, , **(2011),** *The Open Source CFD Toolbox,* user guide, version 2.1.0.

[32] Orfi. J, Galanis. N et Nguyen C. T (1997), *Developpement simultane hydrodynamique et thermique d'un ecoulement laminaire dans un tube incline en regime de convection mixte*, Rev Gen Therm vol. 36, pp. 83 – 92, Elsevier, Paris.

[33] Patankar. Suhas V, (1980), *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow »,* series in computational methods in mechanics and thermal sciences.

[34] Popa Ioan. C, (2002), modélisation Numerique du transfert thermique : methode des volumes finis, Universitaria Craiova.

[35] Rheault S. et Bilgen E. (1993), *Mixed convection heat transfer in open-ended inclined channels with flow reversal.* Wärme-und Stoffübertragung, volume 29, p. 107-116.

[36] Said S. A. M., Habib M. A., Badr H. M. et Anwar S. (November 2005), *Turbulent natural convection between inclined isothermal plates*. Computers and Fluids, volume 34, n° 9, p. 1025-1039.

[37] Sawant. S.M et Gururaja Rao. C, (2008), *Conjugate mixed convection with surface radiation from a vertical electronic board with multiple discrete heat source,* Heat and Mass Transfer, Vol.44, pp. 1485-1495.

[38] Schlichting. H (1987), *Boundary layer theory,* Mac Graw Hill.

[39] Straatman, A. G., Naylor, D., Floryan, J. M. et Tarasuk, J. D (1994), *A Study of Natural Convection Between Inclined Isothermal Plates*. Journal of Heat Transfer. Vol. 116, pp. 243-145.

[40] Taine. J et Jean .P (1993), *Heat transfer,* Prentice hall international (uk) Ltd.

[41] Trainoff. S.P (1997), *Rayleigh-Bénard Convection in the Presence of a Weak Lateral Flow*. PhD thesis, University of California, Santa Barbara.

[42] Tsay. Y.L, (1999), *Transient conjugated mixed convective heat transfer in a vertical plate channel with on wall heated discretely*, Heat and Mass Transfer, Vol. 35, pp. 391-400.

[43] Versteeg, H. K et Malalasekera. W (1995), *An Introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method*, Longman Scientific and Technical, New York.

[44] Wang. Q et Jaluria. Y, (2002), Instability *and heat transfer in mixed convection flow in a horizontal duct with discrete heat sources*, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol.42, pp. 445-463.

[45] Wang. Q et Jaluria. Y, (2004), *Three dimensional conjugate heat transfer in a horizontal channel with discrete heating*, journal of heat transfer, vol. 126, pp. 642- 647.

[46] Zeytounian. R. Kh, (2003), *Joseph Boussinesq and his approximation: a contemporary view*. Comptes Rendus Mécanique, Vol. 331, No. 8, p. 575-586.