République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Yahia Fares de Médéa

Faculté de Technologie
Département de Génie des Procédées

Thèse

En vue de l'obtention

DU DOCTORAT EN SCIENCE

Spécialité : Génie des Procédées

Présenté par :

LAOUCHE NASSIM

Thème :

ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE DE LA CONVECTION MIXTE DANS UN CANAL AVEC CHAUFFAGE DISCONTINU

Devant le jury composé de :

Président :	**Dr. Triki Zakaria**	**MCA**	**Université de Médéa**
Examinateurs :	**Dr. Boutra Abdelkader**	**MCA**	**ESSA Alger**
	Dr. Sidi Ali Kamel	**MRA**	**CRND Alger**
Rapporteur :	**Pr. A. Korichi**	**Professeur**	**Université de Médéa**

Soutenue le 20/01/2019

Remerciement

Grand merci à Allah 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. Professeur 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.

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 et ma petite fille, ma princesse Asma.

À mes chers frères et mes chères sœurs.

À toute ma famille

À tous mes amis.

Résumé

Une étude numérique de la convection mixte laminaire dans un canal rectangulaire muni de sources de chaleur discrètes identiques, uniformément reparties sur l'une des parois tandis que l'autre est laissée adiabatique, a été présentée dans ce travail. Deux cas sont traités, un écoulement stable et un écoulement pulsé. Le système d'équations aux dérivées partielles régissant le phénomène est résolu par la méthode des volumes finis utilisant le code de calcul libre OpenFoam.

La première application consiste à examiner les effets du nombre de Richardson, de Grashof, le sens de l'écoulement (assisté et contrarie), de la longueur des sources de chaleur et de leurs espacements sur l'écoulement et le transfert de chaleur avec un écoulement laminaire d'une vitesse uniforme à l'entrée de canal. Les résultats ont montré qu'en convection mixte assistée l'écoulement est similaire au cas d'une convection forcée dominante. Tandis que pour une convection naturelle contrariée, le phénomène est complexe et peut donner naissance à un écoulement inverse qui à son tour peut modifier totalement le transfert de chaleur. Ainsi, il a été trouvé que les paramètres (Ri, Gr, l'espacement et la longueur des sources de chaleur) agissent sur la vitesse de l'écoulement et sur les couches limites dynamiques et thermiques.

Pour la deuxième application, nous avons considéré un écoulement laminaire pulsé à l'entrée de canal. Les effets du nombre de Richardson, des amplitudes et des fréquences de pulsation de la vitesse d'écoulement ont été examinés. Les résultats montrent que l'écoulement et la distribution de température sont affectés par l'évolution de l'amplitude et de la fréquence de pulsation. Ainsi, le taux de transfert de chaleur est maximal pour des fréquences de pulsation élevées.

Mots clés : écoulement pulsé, écoulement uniforme, convection mixte, assisté, contrarié, simulation numérique, Méthode des volumes finis, OpenFoam.

Abstract

A numerical study of laminar mixed convection in a rectangular channel with identical discrete heat sources, uniformly distributed on one wall while the other is adiabatic, has been presented in this work. Two cases are investigated, a stable flow and a pulsating flow. The system of partial differential equations governing the phenomenon is solved by the finite volume method using OpenFoam free calculation code.

The first application is to examine the effects of Richardson's number, Grashof's, flow direction (aiding and opposing), length of heat sources and their spacings on flow and heat transfer with a laminar flow with a uniform velocity at the channel inlet. The results showed that in mixed assisted convection the flow is similar to the case of a dominant forced convection. While for a mixed opposing convection, the phenomenon is complex and can give rise to a reverse flow which in turn can completely change the heat transfer. Also, it has been found that the parameters (Ri, Gr, spacing, and length of heat sources) affect flow velocity and dynamic and thermal boundary layers.

For the second application, we considered a pulsed laminar flow at the channel inlet. The effects of Richardson number, amplitudes and pulsation frequencies of flow velocity were examined. The results show that the flow and the temperature distribution are affected by the evolution of amplitude and frequency of pulsation. Thus, the heat transfer rate is maximised for high pulsation frequencies.

Key words: pulsed flow, uniform flow, mixed convection, assisted, opposing, numérique simulation, finite volume method, OpenFoam.

ملخـــــص

يهدف هذا العمل الى الدراسة العددية لانتقال الحرارة في حالة الحمل المختلط لتدفق الهواء في قناة ركبت على إحدى جدرانها عناصر حرارية عند درجة حرارة ثابتة في حين أن الجدا الآخر عازل للحرارة. تم دراسة حالتين، تدفق مستقر وتدفق نابض. المعادلات المتحكمة في هذه الدراسة حلت بطريقة الحجوم المنتهية باستعمال برنامج OpenFoam وسيلة حساب.

التطبيق الأول هو دراسة تأثير كل من عدد ريتشاردسون(Ri) عدد جرايشوف (Gr) واتجاه تدفقه (المساعد والمضاد) ، وطول مصادر الحرارة وتباعدها على التدفق و انتقال الحرارة في حالة تدفق مستمر مع سرعة ثابتة في مدخل القناة. وأظهرت النتائج أنه في الحمل الحراري المختلط و بالتدفق المساعد يتشابه مع حالة الحمل الحراري القصري المسيطر. في حين أنه بالنسبة للحمل الحراري المضاد، فإن هذه الظاهرة معقدة ويمكن أن تؤدي إلى تدفق عكسي والذي بدوره يمكن أن يغير تمامًا انتقال الحرارة. كذلك، فقد وجد أن العوامل (Re، Gr ، المباعدة ، وطول مصادر الحرارة وتباعدها) تؤثر على سرعة التدفق وطبقات الحدود الديناميكية والحرارية.

بالنسبة للتطبيق الثاني، تم الأخذ بعين الاعتبار التدفق النبضي عند مدخل القناة. حيث تم فحص تأثير كل من عدد ريتشاردسون(Ri) ، مدى النبض ، وتردد نبض سرعة التدفق. تظهر النتائج أن تدفق السائل وتوزيع درجة الحرارة تتأثران بتطور مدى وتردد النبض. ، و أن الحد الأقصى لنقل الحرارة يتحقق في ترددات النبض العالية.

الكلمات المفتاحية: التدفق النبضي ، التدفق المستمر ، الحمل الحراري المختلط ، المساعد ، المضاد ، البرمجة الرقمية ، طريقة الحجم المحدد ، .OpenFoam.

Sommaire

Résumé I

Sommaire IV

Liste des tableaux VI

Liste des figures VII

Nomenclature XI

Introduction générale 01

Chapitre I : Généralités et Etude bibliographique

I.1. Introduction 03
I.2. Notions sur la convection thermique 04
I.2.1. Convection forcée 04
I.2.2. Convection naturelle 05
I.2.3. Convection mixte 07
I.3. L'approximation de Boussinesq 08
I.4. Convection de Rayleigh-Bénard 09
I.5. Problème de refroidissement en électronique 10
I.6. Revues bibliographiques 11
I.7. Conclusion 24

Chapitre II : Modèle physique et formulation mathématiques

II.1 Introduction 25
II.2 Description du problème étudié 25
II.3. Equations gouvernantes 26
II.3.1 Equation de conservation de la masse 26
II.3.2 Equation de quantité de mouvement 27
II.3.3 Equation de conservation de l'énergie 27
II.4. Formulation du problème 27
II.4.1. Hypothèses simplificatrices 27
II.4.2. Equations dimensionnelles et adimensionnelles 28
II.5. Conditions aux limites 33
II.5.1. Conditions hydrodynamique 33
II.5.2. Conditions thermiques 33
II.6. Conclusion 34

Chapitre III : Présentation de la méthode de résolution

III.1 Introduction 35
III.2 Choix de la méthode numérique 35
III.2.1 méthode des différences finis 35
III.2.2 méthode d'éléments finis 36

III.2.3 méthode des volumes finis 36
III.3 Discrétisation et le maillage avec la méthode des volumes finis 37
III.3.1. Maillage 38
III.3.2. Discrétisation de l'équation générale de transport 39
III.3.3. les schémas d'interpolation 41
III.3.4. Application d'un schéma numérique 42
III.4. Le code OpenFoam 43
III.4.1 Fonctionnalités d'OpenFoam. 48
a. Génération du maillage 48
b. Calcul CFD 49
c. Post-traitement des résultats 49
III.4.2. Fonctionnement du code 49
III.4.3. Outil de visualisation et Post-traitement 55
III.5. Conclusion 55

Chapitre IV : Résultats et discussion

IV.1. Introduction 56
IV.2. Etude préliminaire 56
IV.2.1 Validation de code de calcul 56
IV.2.2 Indépendance du maillage 58
IV.2.3 Présélection des paramètres à étudier 59
IV. 3 Résultats et Discussion 61
IV.3.1 Cas de référence 62
IV.3.2. Cas d'un écoulement assisté (régime stationnaire) 66
a. Effet de longueur des sources de chaleur 'b' 66
b. Effet de l'espacement entre les sources de chaleur 'S' 69
c. Effet du nombre de Reynolds 72
d. Effet du nombre de Grashof 76
IV.3.3. Cas d'un écoulement contrarié (régime stationnaire) 80
a. Effet du nombre de Reynolds 80
b. Effet du nombre de Grashof 84
IV.3.4. Cas d'un écoulement pulsé (régime instationnaire) 89
a. Evolution de la vitesse axiale en fonction de temps 89
b. Effet de nombre de Richardson 91
c. Effet de l'amplitude 'A' et de la fréquence de pulsation 'f' 95

Conclusion générale **101**

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 II.2. Les conditions aux limites utilisées **34**

Tableau III.1. Les expressions de la fonction A (|P|) pour différents schémas numériques, **Patankar, 1980.** **44**

Tableau III.2. Solveurs destiné aux écoulements non-isothermes, OpenFoam, (2014) **47**

Tableau III.3. description les types des conditions aux limites à implantées pour les grandeurs physiques dans le dossier 0, Openfoam (2014). **52**

Tableau III.4. Mots-clés principaux utilisés dans fvSchemes, Baudouin Debain et al. (2011), OpenFoam (2014). **54**

Tableau IV.1. Valeurs utilisés pour l'effet de Reynolds (écoulement assisté). **73**

Tableau IV.2. Valeurs utilisés pour l'effet de Grashof (écoulement assisté). **76**

Listes des figures

Chapitre I : Généralités et étude bibliographique

Figure. I.1.principe de la convection forcée 05

Figure. I.2. Principe de la convection naturelle 05

Figure I.3. Schéma de l'expérience de Rayleigh-Bénard. 09

Figure. I.4. Schéma de principe de la convection de Rayleigh-Bénard. 10

Chapitre II : Modèle physique et formulation mathématique

figure II.1. Configuration de problème étudié a) écoulement aidée, (b) écoulement contrariée 26

Chapitre III : Présentation de la méthode de résolution

Figure III.1 : Schéma des différents volumes de contrôle 38

Figure III.2 : Volume de contrôle typique 38

Figure III.3 : Volume de contrôle décalé vers la droite 39

Figure III.4 : Volume de contrôle décalé vers le haut 39

Figure III-5 : la valeur de A (|P|) pour chaque schéma. 42

Figure III.6. Structure d'un répertoire contenant un cas a étudié dans OpenFoam. 51

Chapitre IV : Résultats et discussion

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 x 10^5. 57

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 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. distribution du maillage utilisé (360x80) 59

Figure IV.6.: Profile de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour Ri=1, (écoulement assisté). 63

Figure IV.7. Lignes de courants pour Ri =1(écoulement assisté) 63

Figure IV.8. Contours de la vitesse longitudinale pour Ri =1 (écoulement assisté) 63

Figure IV.9.: Profile de la température aux extrémités des sources de chaleur pour Ri = 1(écoulement assisté). 64

Figure IV.10. Contours de la température pour Ri = 1(écoulement assisté). 65

Figure IV.11. Evolution du nombre de Nusselt local dans les sources de chaleur pour Ri = 1(écoulement assisté). 66

Figure IV.12. Les profils de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour Ri =1et différentes longueurs des sources de chaleur. 67

Figure IV.13. Contours de température pour Ri =1 et différentes longueurs des sources de chaleur 68

Figure IV.14. Évolution du Nusselt local pour Ri=1 et différents longueur des sources de chaleur. 69

Figure IV.15. Évolution du Nusselt moyen pour Ri=1 et différentes longueur des sources de chaleur. 69

Figure IV.16. Les profils de la vitesse transversale après chaque source pour Ri =1 et différentes espaces entre les sources de chaleur. 70

Figure IV.17. Contours de température pour Ri =1 et différentes espaces entre les sources de chaleur. 71

Figure IV.18. Évolution du Nusselt local pour Ri=1et différentes espace entre les sources de chaleur. 72

Figure IV.19. Évolution du Nusselt moyen pour Ri=1et différentes espace entre les sources de chaleur. 72

Figure IV.20. Lignes du courant pour Gr = 4×10^4 et différents valeurs de Richardson 73

Figure IV.21. Distribution de la vitesse longitudinale pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Richardson. 74

Figure IV.22. Contours de la température pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Richardson. 75

Figure IV.23. Évolution du nombre de Nusselt pour Gr = 4×10^4et différentes valeurs de Richardson. 76

Figure IV.24. Distribution de la vitesse longitudinale pour Re = 200 et différentes valeurs de Richardson. 77

Figure IV.25. Lignes du courant pour Re = 200 et différents valeurs de Richardson 78

Figure IV.26. Contours de température pour Re =200 et différentes valeurs de 79

Richardson.

Figure IV.27. Evolution du nombre de Nusselt local le long des sources de chaleur pour Re=200 et différentes valeurs de Richardson. 80

Figure IV.28. Lignes du courant pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Ri. 81

Figure IV.29. Contours de la température pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs Ri. 82

Figure IV.30. Évolution du nombre de Nusselt local pour Gr = - 4×10^4et différentes valeurs de Richardson. 83

Figure IV.31. Évolution du nombre de Nusselt moyen pour Gr = - 4×10^4et différentes valeurs de Richardson. 84

Figure IV. 32. Distribution de la vitesse longitudinale pour Re =200et différentes valeurs de Richardson. 85

Figure IV. 33. Lignes du courant pour Re = 200 et différentes valeurs de Ri. 86

Figure IV.34. Les profils de la vitesse transversale après chaque source pour Re =200 et différentes valeurs de Richardson. 86

Figure IV.35. Contours de la température pour Re = 200 et différentes valeurs Ri. 87

Figure IV.36. Les profils de température après chaque source pour Re =200 et différentes valeurs de Richardson. 87

Figure IV.37. Évolution du nombre de Nusselt local pour Re=200et différentes valeurs de Richardson. 88

Figure IV.38. Évolution du nombre de Nusselt moyen pour Re=200et différentes valeurs de Richardson. 89

Figure IV.39. Évolution de la vitesse u en fonction de temps au point (x = 0.44, y = 0.002) pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 (écoulement uniforme) 90

Figure IV.40. Évolution de la vitesse u_x en fonction de temps au point (x = 0.44, y = 0.002) pour A=0.2, Ri=0.2, f=5et Gr=2. 10^5 (écoulement pulsé) 91

Figure IV.41. Lignes de courant pour Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de Richardson, a) A=0.2, f=5 et b) A=0.8, f=10 92

Figure IV.42. Evolution de la vitesse axiale au point (x= 0.44, y=0.002) pour Gr=2. 10^5et différentes valeurs de Richardson a) A=0.2, f=5et b) A=0.8, f=10 93

Figure IV.43. Contours de températures pour Gr=2.10^5et différentes valeurs de Richardson, a) A=0.2, f=5 et b) A=0.8, f=10 94

Figure IV.44. Évolution de Nu local pour Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de 95

Richardson, a) A=0.2, f=5, b) A=0.8, f=10

Figure IV.45. Lignes de courant pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c)A=0.2 96

Figure IV.46. Evolution de la vitesse axiale au point (x= 0.44, y=0.002) pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c)A=0.2 97

Figure IV.47. Contours de température pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c) A=0.2 98

Figure IV.48. Evolution de Nusselt local pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c) A=0.2 99

Figure IV.49. Evolution de Nu-moyen pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c) A=0.2 100

Figure IV.50. Evolution de $\overline{Nu}$en fonction des fréquences de pulsation pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes amplitude de pulsation. 100

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	Amplitude de pulsation	[m]
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	Fréquence de pulsation	[Hz]
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 Richardson	[-]
S	Distance entre les sources de chaleur	[m]
S'	Terme source de l'équation de transport discrétisée	[-]
T_0	Température de référence	[K]
T_∞	Température 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	[$m.\ s^{-1}$]

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	$[kg.m^{-3}]$

Indices

cr	Valeur critique
E	Nœud Est adjacent au P
W	Nœud Ouest adjacent au P
N	Nœud Nord adjacent au P
S	Nœud 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

Depuis des années, les chercheurs scientifiques s'intéressent aux études des écoulements avec transfert de chaleur. Parmi les trois modes de transfert de chaleur qui sont la conduction, le rayonnement et la convection ; la dernière est présent dans les différents domaines de la technologie et de l'industrie (les échangeurs de chaleurs, les fours, le refroidissement des composants électroniques…etc.). 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 se sont avérées décisives.

Ce travail rentre de cette optique et prend part à la compréhension des écoulements et le transfert de chaleur dans les systèmes de refroidissement des systèmes électroniques (les composants et les cartes électroniques) afin de trouver certaines réponses qui peuvent être utiles dans la conception de ce genre de systèmes.

En effet, il 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'influence des paramètres, jugés importants sur le phénomène, sera étudiée. Notamment, le nombre de Reynolds qui caractérise la vitesse de fluide caloporteur 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, l'inclinaison du canal, l'amplitude de pulsation et la fréquence de pulsation de la vitesse de l'écoulement à l'entrée du canal seront étudiés.

Un code de calcul OpenFoam (open source) est utilisé pour réaliser numériquement cette étude. Ce code est un outil de simulation numérique écrit en langage C++ et basé sur la méthode des volumes finis. Et bien sûr, 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 cinq 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 gouvernantes 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 dernier chapitre sera consacré, après une validation du code de calcul OpenFoam et à l'indépendance du maillage, à la présentation et discussions des résultats obtenus dans cette étude.
- En fin, nous conclurons cette thèse par les principales conclusions dégagées de ce travail ainsi que les perspectives envisagées.

Chapitre I

GENERALITES ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1. Introduction

Le transfert de chaleur est la science qui s'intéresse aux phénomènes et mécanismes du transfert d'énergie d'un endroit à un autre sous l'action d'un gradient de température. Cette discipline sert à quantifier le taux de cette énergie transférée de la zone la plus chaude vers la zone la plus froide. Le phénomène de transfert de chaleur nait de la recherche de la matière à trouver son équilibre perdu par la perturbation causé par l'effet de différence de l'énergie interne. En effet, l'élévation de la température en une région quelconque de la matière provoque des agitations et des vibrations des molécules (déséquilibre) locales qui propagent rapidement, en fonction des propriétés thermo-physiques du matériau, pour trouver son équilibre. L'étude et la compréhension et ce phénomène de la physique peut être accompli par trois approches différentes. La première approche est analytique et tente de trouver les grandeurs recherchées par la résolution directe des équations régissant le phénomène, elle reste limitée au cas les plus simples à cause des difficultés mathématiques. La seconde approche est expérimentale et constitue la réalité absolue mais elle est tributaire des moyens expérimentaux et la maitrise des technique de mesure. Quant à la troisième approche, numérique, qui a connu un développement croissant depuis des décennies et ce grâce au développement fulgurant de la technologie informatique. Elle offre l'avantage d'un coût réduit et des possibilités de calcul incessantes à condition de maitriser les méthodes numérique adéquates.

En fonction du support véhiculant l'énergie, on distingue trois modes de transfert de chaleur, la conduction, la convection et le rayonnement. Dans le premier mode, le transport d'énergie est assuré par diffusion moléculaire (vibrations des électrons libres), dans le second par le mouvement d'un fluide grâce à son énergie interne (capacité calorifique et masse volumique) et par des ondes électromagnétiques dans le troisième mode. Par conséquent, en convection le transfert d'énergie est accompagné par un mouvement macroscopique du fluide, *Incropera. F.P et all (2002).*

Afin d'éclaircir davantage le mode de transfert par convection et les mécanismes mis en jeu, un rappel des aspects fondamentaux de la convection est présenté dans la section suivante.

I.2. Notions sur la convection thermique

Dans la diversité des études liées au transfert de chaleur, un effort considérable a été dirigé vers le mode convectif, dans lequel le mouvement relatif du fluide fournit un mécanisme supplémentaire pour le transfert d'énergie. La convection est inévitablement couplée au mécanisme conducteur dans la plupart des processus de transfert d'air par convection. De même, à la surface solide, le processus est principalement conductif du fait que le mouvement relatif du fluide est amené à zéro par effet de la viscosité. Une étude du transfert de chaleur par convection implique donc le mécanisme de la conduction et, parfois, celui des processus radiatifs, couplés à ceux de l'écoulement des fluides. Ceci rend l'étude de ce mode de transfert de chaleur très complexe, bien que son importance dans la technologie et dans la nature puisse difficilement être exagérée. Le mode convectif de transfert de chaleur est en outre divisé en deux processus de base, la convection forcée et la convection naturelle, *Kreith et Khodja (1967).*

I.2.1 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 *(figure. I.1).* 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).*

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

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

Avec :

u: vitesse caractéristique du fluide [$m.s^{-1}$] ;

H : dimension caractéristique [m];

υ **:** viscosité cinématique du fluide [$m^2.s^{-1}$].

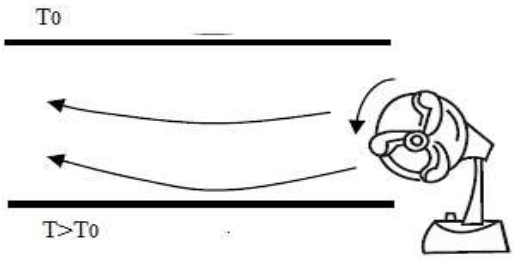


Figure. I.1*.principe de la convection forcée*

I.2.2 convection naturelle (libre)

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 *(figure. I.2),* 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*.

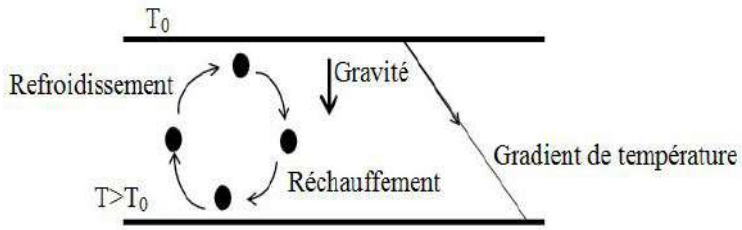


Figure. I.2. *Principe de la convection naturelle*

On dit que la convection est naturelle quand le mouvement est provoqué par des 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*.

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

$$Ra = \frac{g \cdot \beta \cdot H^3 \cdot \Delta T}{\nu \cdot \alpha} = Gr \cdot Pr \qquad (I.2)$$

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

$$Pr = \frac{\mu \cdot C_p}{k} \qquad (I.4)$$

$$\alpha = \frac{k}{\rho \cdot C_p} \qquad (I.5)$$

$$\mu = \rho \cdot \nu \qquad (I.6)$$

$$\Delta T = T_p - T_\infty \qquad (I.7)$$

Avec

- ***Gr*:** nombre de Grashof ;
- ***Pr*:** nombre de Prandtl ;
- ***g*:** accélération de la pesanteur [$m.s^{-2}$];
- ***L* :** longueur caractéristique [m];
- $\boldsymbol{T_p}$ **:** température de la paroi [°C ou K] ;
- $\boldsymbol{T_\infty}$ **:** température du fluide loin de la paroi [°C ou K];
- $\boldsymbol{\beta}$ **:** coefficient de dilatation thermique volumétrique [K^{-1}];
- $\boldsymbol{\nu}$ **:** viscosité cinématique [$m^2.s^{-1}$];
- $\boldsymbol{\rho}$ **:** masse volumique [$kg.m^{-3}$];
- $\boldsymbol{\alpha}$ **:** diffusivité thermique [$m^2.s^{-1}$];
- $\boldsymbol{\mu}$ **:** viscosité dynamique [$kg.m^{-1}.s^{-1}$];
- $\boldsymbol{C_p}$ **:** capacité thermique massique [$J.kg^{-1}.K^{-1}$];
- ***k* :** conductivité thermique [$w.m^{-1}.K^{-1}$];

- ***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, *Zeytounian (2003).*

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

$$\overrightarrow{P_A} = -M_f \cdot \vec{g} \qquad (I.8)$$

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

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

$$\overrightarrow{P_A} = -\rho \cdot V' \cdot \vec{g} \qquad (I.9)$$

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

$$\left\|\overrightarrow{P_A}\right\| = \rho \cdot V' \cdot \vec{g} \qquad (I.10)$$

I.2.3 Convection mixte

Lorsque les deux formes de convection, forcée et naturelle coexistent en même temps, on parle de la convection 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. 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.

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).*

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \qquad (I.11)$$

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 cas 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. 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), *Roche. P.E (2001***)**. Elles s'expriment grâce à l'équation d'état du fluide sous la forme suivante :

$$\rho(T) = \rho_0 \cdot \left(1 - \beta(T - T_0)\right) \qquad (I.12)$$

Où :

ρ : La masse volumique à la température T [kg.m^{-3}];

ρ_0 : La masse volumique à une température de référence T_0 [kg.m^{-3}];

β : le coefficient de dilatation thermique isobare du fluide [K^{-1}].

$$\beta = \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p \qquad (I.13)$$

I.4. Convection de Rayleigh-Bénard

La convection de Rayleigh-Bénard est un cas particulier de la convection thermique qui se produit dans la situation où un volume de fluide est confiné dans une enceinte à parois verticales isothermes et horizontales différentiellement chauffées (figure I.3). Ce qui engendre un gradient de température déstabilisant. La présence de cette différence de température induit un gradient de densité du fait que les molécules situées au voisinage de la paroi froide se refroidissent, deviennent plus denses et ont tendance à couler; alors que les particules proches de la paroi chaude se dilatent, deviennent plus légères et ont tendance à s'élever à cause de la poussée d'Archimède (figure I.4). Ce qui engendre l'instabilité Rayleigh-Bénard qui se traduit par la formation de rouleaux de convection appelés " cellules de Bénard " et apparaît dans de nombreux phénomènes naturels comme en géologie, dans l'océan avec les courants océaniques ou encore dans l'atmosphère, *Trainoff (1997).*

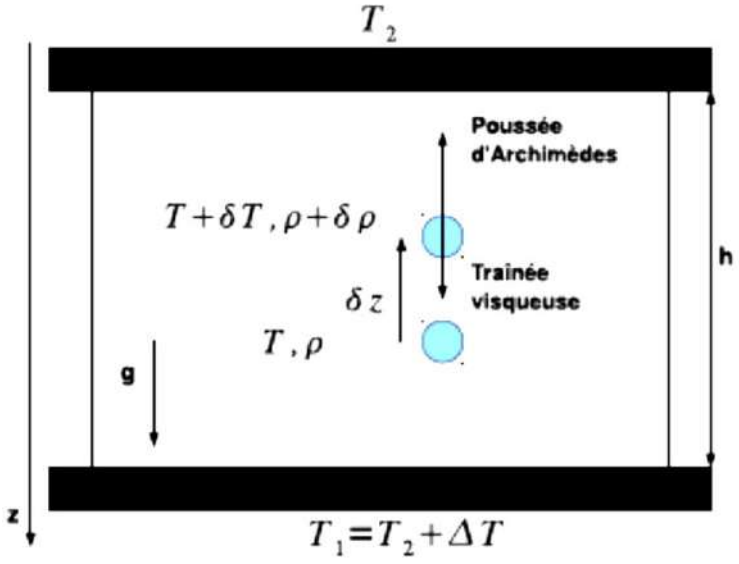


Figure I.3. *Schéma de l'expérience de Rayleigh-Bénard.*

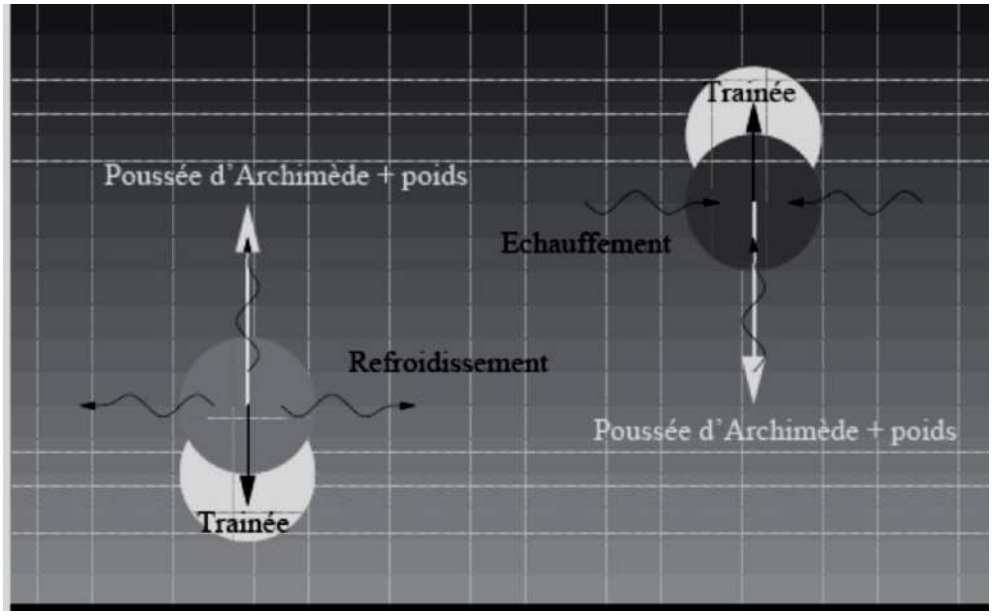


Figure. I.4. *Schéma de principe de la convection de Rayleigh-Bénard.*

- 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.5. Problème de refroidissement en électronique

Les ordinateurs de première génération, tels que ENIAC (*acronyme de l'expression anglaise Electronic Numerical Integrator And Computer*), utilisaient des tubes à vide comme dispositif logique de base. Ces ordinateurs étaient très massifs et extrêmement lents et tous ont été refroidis à l'air forcé**,** *Burks et al (1981).*

Avec l'invention du transistor en 1947, les ingénieurs ont été amenés à mettre de plus en plus de transistors sur une carte de circuit afin d'améliorer les performances de la machine. La tendance a été de densités d'assemblage élevées dans le moindre d'espace. En outre, la puissance du circuit a été considérablement augmentée afin d'atteindre une vitesse de circuit plus élevée. Toutes ces avancées rapides de la technologie ont amené les ingénieurs à rechercher des méthodes de refroidissement de ces circuits électroniques plus efficaces. Généralement, les températures de jonction des composants électroniques doivent être maintenues en dessous de 85 ° C, *Bar-Cohen et all, (1990).* La fiabilité des appareils électroniques est nettement réduite pour des températures supérieures à cette limite. Il existe trois méthodes de refroidissement des composants électroniques; le

refroidissement à air, le refroidissement par conduction et le refroidissement par immersion en liquide**,** *Baker, R.S (1987).*

Le refroidissement par air est de loin la méthode de contrôle thermique la plus courante pour les équipements électroniques. Le refroidissement à air par convection naturelle peut être utilisé pour des faibles puissances et qui reste limité à des faibles densités. Cependant, pour la plupart des applications de refroidissement en électronique dans le monde d'aujourd'hui, le refroidissement par air forcé est nécessaire. Plusieurs méthodes sont disponibles pour améliorer encore la capacité de transfert de chaleur du refroidissement par air. L'ajout de tabulateurs a montré une amélioration du coefficient de transfert de chaleur d'au moins 42%, *Chu, R.C, (1986).*

Dans la pluparts des machines d'aujourd'hui, les densités et les flux de chaleur ont atteint des niveaux que le refroidissement par l'air n'est plus suffisant. Il est devenu nécessaire de combiner différents moyens et techniques pour répondre aux besoins de l'évolution technologique dans ce domaine. IBM a développé une méthode de conduction thermique par dissipateur. Ils ont monté environ 100 micro-puces sur une base en céramique avec un piston à ressort monté au-dessus de chaque puce qui permet de varier la hauteur des copeaux, *Chu, R.C, (1986).* Une plaque d'aluminium refroidie à l'eau est montée au-dessus de chaque module pour fournir le chemin principal pour l'échauffement. La résistance à la conduction entre la puce et la plaque froide s'avère être le facteur limitant de cette méthode de refroidissement électronique. Des améliorations dans cette méthode comprennent la réduction de la résistance à la propagation thermique et l'utilisation de matériaux de remplissage thermique à travers les espaces physiques dans le module.

Le refroidissement par liquide a récemment fait l'objet d'une attention accrue en raison des taux de transfert de chaleur extrêmement élevés. Différentes méthodes de refroidissement utilisant des liquides qui comprennent la convection naturelle, la convection forcée, le changement de phase, l'impact de jet, les films liquides à chute libre et l'utilisation de caloducs, *Chu, R.C, (1986).*

I.6. Revues Bibliographique

Durant les dernières décennies, beaucoup de travaux scientifiques traitant les problèmes de transfert de chaleur et les caractéristiques des fluides impliqués dans différents phénomènes naturels et processus industriels, on cite les échangeurs de chaleur, le raffinage du pétrole, refroidissement des composants électroniques…etc.

De nombreux travaux de recherche ont été consacrés à l'étude de transfert de chaleur par convection et la compréhension des écoulements stationnaires ou pulsés dans des canaux rectangulaires ou cylindriques en présence des sources de chaleurs. Dans ce qui suit, les principaux travaux, numériques ou expérimentales, publiés dans les différentes revues seront présentés et analysés.

a. Etudes avec un écoulement stationnaire

Des expériences effectuées par *Bhowmik et al. (2005),* ils 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. 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.

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. 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.

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. 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 $1.81\times10^{-3} \leq Re/Gr^{1/2} < 2.80\times10^{-2}$.

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. 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.

Le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal rectangulaire avec deux sources de chaleur discrètes 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.

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. 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.

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. 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.

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. 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.

Manca et al. (2002) ont réalisé une étude expérimentale sur l'effet de la convection naturelle dans un canal avec des sources discrètes. 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.

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.

Les effets de perturbations pulsatives sur le transfert convectif de chaleur dans un fluide visqueux coule en régime laminaire ont été étudiés dans un échangeur de chaleur à tubes cylindriques coaxiaux ont étudiés par *Shuai. X. et all (1994).* La plage de température expérimentale étant de *30°C à 45°C*. Le fluide étudié dont la viscosité est douze fois supérieure à celle de l'eau à la température ambiante est une solution aqueuse de glycérol à 60% par poids, le nombre de Reynolds des écoulements permanents varie de *150 à 1000,* des amplitudes varient de *0.115 à 0.4* et des fréquences de pulsations < *2*. La présence des pulsations augmente de façon significative le transfert thermique, et ce à puissance mécanique dissipée identique. Ils ont obtenus des améliorations du coefficient de transfert de chaleur de plus de 300% grâce à fortes perturbations pulsatives. Ainsi, des pulsations imposées à l'écoulement permanent représentent un moyen simple et efficace pour améliorer les échanges thermiques dans des fluides visqueux habituellement pompés en régime laminaire. Une corrélation établie à partir de leurs données expérimentales en écoulement pulsé a permet d'évaluer le nombre de Nusselt avec une erreur moyenne de 10%.

Orfi et al. (1997) ont étudié numériquement le transfert de chaleur et l'écoulement d'un fluide incompressible dans un tube incliné par rapport à l'horizontale et soumis à 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 étudié 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 à 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. 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*.

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. 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.

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. 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.

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. 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*.

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 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 'centré' 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.

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 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.

*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 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.

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.

b. Etudes avec un écoulement pulsé

Les études sur les écoulements oscillatoires référent pour la première fois à *Rishardson et Tayler (1929***).** Ils ont démontrés expérimentalement l'existence d'un effet annulaire sur les profils de vitesse et de température. Cet effet est représenté par la présence d'un maximum de vitesse aux alentours des parois et non pas au centre de l'écoulement. Ces résultats sont validés par des travaux de *Womersley(1955)* et *Uchida(1956)* par l'analyse du mouvement non sinusoïdal et sinusoïdal d'un écoulement oscillatoire dans une conduite horizontale.

Cooper et al (1993) ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection dans une conduite rectangulaire chauffée par le bas avec un écoulement oscillatoire périodique. Ils ont montrés que pour des fréquences adimensionnelles avec $43 < Re_w < 684$ et des amplitudes adimensionnelles $23 < A_0 < 600$, le taux de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de la fréquence des oscillations ainsi de l'augmentation des amplitudes. En 1994, les mêmes auteurs ont étudié expérimentalement

le transfert de chaleur par convection dans une conduite rectangulaire chauffé par le bas semis à un flux oscillant à basse fréquence et grande amplitude**.** Ils sont représentés la vitesse d'écoulement oscillatoire corrélée et les profils de température. Leurs résultats montrent que des vitesses de transfert de chaleur plus élevées sont obtenues pour des faibles hauteurs de canal, dés fréquence d'oscillations plus élevées et pour des amplitudes plus importantes.

Un débit pulsatile et les caractéristiques de transfert de chaleur dans un canal contient deux blocs chauffés ont été étudié numériquement par *S. Y. Kim et B. H. Kang (1998).* Ils ont imposés un flux pulsé à l'entrée de canal avec une vitesse oscillante ($U_i = U_0$ *(1 + A sin (wt)*), et une température uniforme Tc. ils ont étudiés les effets des paramètres gouvernants importants, tels que le nombre de Reynolds, le nombre de *Strouhal* (St), *amplitude* de pulsation (A), et l'espacement entre deux blocs sur le taux de transfert de chaleur des blocs chauffés et le comportement d'écoulement le voisinage des blocs. Leurs résultats indiquent que les flux de recirculation derrière le bloc en aval ainsi qu'à l'intérieur de la région inter-blocs sont sensiblement affectés par le nombre de *Strouhal* St et l'espacement inter-blocs (w / H).

P. Li et K. T. Yang (2000), ont étudié numériquement la mécanique de fluides et le transfert de chaleur des écoulements oscillatoires aux basses fréquences et aux grandes amplitudes dans des canaux courts bidimensionnels. Leurs résultats montrent que des oscillations intracycliques se produisent et sont différents de celles pour des conduites longues. Et dans le cas de changement brusque de la pression lorsque le flux s'inverse aux extrémités, les oscillations intracycliques se produisent dans la phase d'accélération du cycle oscillatoire et sont responsable de l'amélioration du transfert de chaleur.

Pascale Bouvier et all (2005) Ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur en écoulement oscillant dans un tube cylindrique. Ils sont représentés leurs résultats sous forme des profils de température pour différentes conditions d'écoulement oscillatoire. Ils ont fait une comparaison entre les approches globales et locales du transfert de chaleur montrent la difficulté de définir une densité de flux de chaleur sans dimension pour modéliser le transfert de chaleur local en écoulement oscillant.

A. Bazylak et all (2007) ont étudiés numériquement le transfert de chaleur par convection naturelle dans un canal rectangulaire horizontal munit de deux sources de chaleur sur la paroi inferieure, et des simulations qui tiennent comptes de la convection et du rayonnement sont effectuées pour étudier l'effet de la modulation sinusoïdale

indépendante des flux thermiques. Leurs résultats montrent que le nombre de Nusselt, la vitesse maximale et le nombre de Rayleigh diminuent avec l'augmentation de l'amplitude d'oscillation ($0 < A < 1$), tandis que la différence de température entre la paroi supérieure froide et la température moyenne de la source diminue. La diminution de la différence de température associée à la modulation du flux thermique indique une amélioration du transfert de chaleur global.

B. Olayiwola et P. Walzel (2008) ont étudiés expérimentalement l'influence de la pulsation d'écoulement dans un canal rectangulaire contient des ailettes sur le transport transversal et l'intensification du transfert de chaleur par convection. Ils ont fait une étude pour l'amplitude de pulsation A allant de 0,28 à 0,53 mm, les fréquences de pulsation f dans la gamme de $16 \leq f \leq 54$ Hz, un nombre de Reynolds en écoulement laminaire constant dans la gamme de 50 à 1140. Les tourbillons de recirculation et les structures d'écoulement complexes formés à l'intérieur des modules ont été caractérisés par une vitesse d'écoulement transversal moyenne utilisant PIV. L'intensification du coefficient de transfert de chaleur due à la pulsation d'écoulement devient plus importante avec l'augmentation de l'amplitude de pulsation. L'amélioration du transfert de chaleur s'est avérée correspondre à la vitesse d'écoulement transversal.

Khalil Khanafer et all (2008), ont étudiés numériquement la convection mixte d'un écoulement laminaire pulsé dans un canal. Ils ont représentés leurs résultats sous forme des lignes de courant, des isothermes et du coefficient de frottement adimensionnel et le nombre de Nusselt pour un nombre de Reynolds ($100 < Re < 1000$), un nombre de Richardson ($1.78.\ 10^{-3} < Ri < 10$) et de la fréquence d'oscillation sans dimension ($0,1 < \omega < 5$) pour le cas de l'air ($Pr = 0,71$). Leurs résultats montrent que le nombre de Reynolds, le nombre de Richardson et la fréquence d'oscillation adimensionnelle ont un effet profond sur la structure de l'écoulement du fluide, les champs de transfert de chaleur et le coefficient de frottement.

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, 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.

Une étude numérique tridimensionnelle de la convection naturelle dans une enceinte cubique remplie d'air a été réalisée par *L. Belarche et all (2013).* Deux sections carrées chauffantes sont placées sur la paroi verticale de l'enceinte. Les températures de chauffage imposées varient sinusoïdalement avec le temps. La température de la paroi verticale opposée est maintenue à une température uniforme et froide et les autres parois sont adiabatiques. Ils ont fixés le nombre de Rayleigh Ra à 10^6 et les sections D / L à 0,2 et. La distribution de température, le modèle d'écoulement et le transfert thermique moyen sont examinés pour un ensemble donné de paramètres déterminants, à savoir l'amplitude A (0 à 1) et leur période τ_p. Leurs résultats montrent des changements significatifs en termes de transfert de chaleur et d'intensité de flux, par le choix correct du mode de chauffage et des paramètres déterminants.

Unal Akdag et all (2014), Ont étudié numériquement les caractéristiques de transfert de chaleur des nano fluides à base d'eau Al2O3 dans un canal ondulé avec des conditions d'écoulement pulsé à l'entrée. Les simulations sont effectuées pour les fractions volumiques de non fluides, la fréquence de pulsation et l'amplitude et les autres paramètres sont maintenus constants. Leurs résultats indiquent qu'il y a un bon potentiel dans la promotion de l'amélioration de la performance thermique en utilisant les nanoparticules sous flux pulsé. Les résultats montrent que la performance de transfert de chaleur augmente significativement avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et avec l'amplitude de la pulsation alors que les fréquences de pulsation ont un léger effet.

Cette analyse peut trouver une manière adéquate pour le bon refroidissement des composants électroniques et de donner des nouvelles indications pour les expérimentateurs et industriels dans la conception des systèmes électroniques afin d'assurer le bon fonctionnement et la durée de vie plus long.

I.7. Conclusion

Dans ce chapitre, le transfert de chaleur, l'approximation de Boussinesq et la poussée d'Archimède sont discutés. Un cas particulier de transfert de chaleur par convection, celui de Rayleigh-Binard a été présenté. Le problème de refroidissement des composants électroniques a été brièvement discutée suivit par des revues bibliographiques traitent ce genre de problème.

Dans le futur chapitre, nous présenterons la configuration de problème à étudier et le modèle mathématique régissant les équations gouvernantes de ce problème et les conditions aux limites à utilisées.

Chapitre II
Modèle physique et formulations mathématiques

II.1. Introduction

Cette étude vise à comprendre le mécanisme de l'écoulement et le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal rectangulaire vertical avec des sources de chaleur discrètes. L'étude sera étendue à l'écoulement laminaire ascendant et descendant dans les deux régimes stationnaires et instationnaire. Cependant pour des raisons pratiques, seul le cas de convection assistée sera traité en régime instationnaire, car le cas de convection défavorable est limité aux faibles valeurs du nombre de Reynolds et dans les applications de faibles puissances de pompage.

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.

Dans ce chapitre, nous présentons la configuration de problème a étudié, nous exprimons ensuite les équations gouvernantes et les hypothèses simplificatrices dans ce genre de problème ainsi que les conditions aux limites associées en s'inspirant des lectures littératures discutées dans le premier chapitre.

II.2. Description du problème étudié

Le sujet concerne l'étude d'un écoulement d'un fluide en convection mixte aidée et contrariée dans un canal vertical constitué de deux plaques planes parallèles de longueur L, très larges, et séparées par une distance H. l'une des parois est chauffée périodiquement, à température constante T_w, par quatre (04) sources de chaleur discrètes de longueur b, séparées par des sections adiabatiques d'une distance S. Des sections adiabatiques L_e et L_s sont laissées avant la première source et après la dernière source respectivement, comme le montre la figure II.1. Le fluide caloporteur utilisé dans cette étude est l'air ***(****Pr= 0.7)* qui entre avec une vitesse U_{in} et à la température ambiante T_0.Les paramètres de cette étude sont le rapport *b/H, S/H*, le nombre de Richardson qui est le rapport du nombre de Grashof au carré de celui de Reynolds, pour les deux cas de convection mixte aidée et contrariée. Un profil de vitesse périodique suivant le temps est imposé à l'entrée du canal. De ce fait, d'autres paramètres liés l'écoulement à savoir, l'amplitude et la fréquence de pulsation de la vitesse à l'entrée de canal sont étudiés.

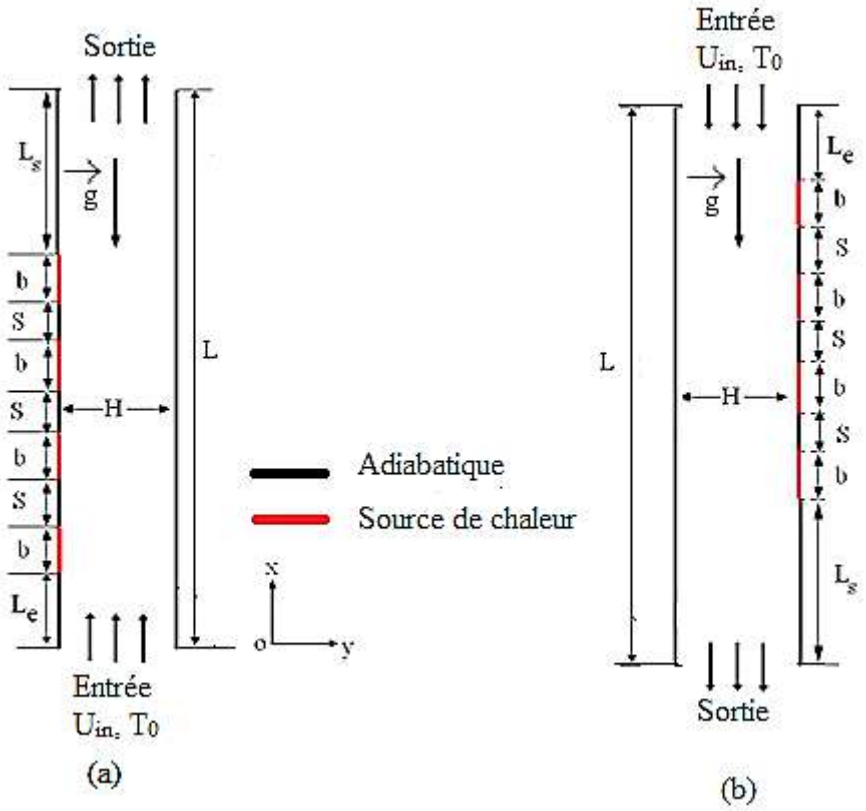


Figure II.1. *Configuration de problème étudié a) écoulement aidée, (b) écoulement contrariée*

II.3. Equations gouvernantes

La formulation mathématique du phénomène de convection est formulée par des équations de conservation de la quantité de mouvement, de continuité et de l'énergie. Ces équations relient les différents paramètres physiques à savoir la vitesse, la température et la pression, *Cebeci T et al (1984), White (1991).* Ces équations sont décrites dans ce qui suit pour le cas général.

II.3.1 Equation de conservation de la masse

Elle est déduite d'après le premier principe de conservation de la masse, elle s'écrit sous la forme : *Cebeci T et al (1984):*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j\right) = 0 \qquad \text{(II.1)}$$

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

II.3.2 Equation de quantité de mouvement

Par l'application de la deuxième loi de la dynamique (de Newton) à une particule de fluide on obtient des équations de conservation de quantité de mouvement qui sont connues sous le nom des équations de Navier-Stokes. Elles s'écrivent sous la forme suivante**,** *Bejan (1993):*

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right] \qquad \text{(II.2)}$$

Avec:

F_i : représente les forces de volume suivant la direction i [$N.m^3$] :

$$F_i = \rho \times g_i \qquad \text{(II.3)}$$

g_i **:** la gravité [$m.s^{-2}$]

II.3.3 Equation de conservation 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, *White (1991), Bejan, (1993) :*

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

Avec:

k : conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$]

C_p : chaleur massique à pression constante [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]

ρ: masse volumique [$Kg.m^{-3}$]

q : génération de la chaleur par unité de volume [$W.\ m^{-3}$]

μ : viscosité dynamique du fluide [$kg.m^{-1}.s^{-1}$]

Φ : dissipation visqueuse.

II.4. Formulation du problème

II.4.1 Hypothèses simplificatrices

La résolution des équations précédentes sous la forme générale, est difficile à résoudre même numériquement, pour cela l'introduction des certaines hypothèses

simplificatrices s'impose afin de négliger les termes les moins influent ou négligeables. Cependant, ces hypothèses doivent être vérifiées expérimentalement. Elles sont étudiées en détail par plusieurs auteurs dans le but de simplifier la formulation mathématique des équations de conservation couplées et sont largement utilisées dans des études des écoulements et du transfert de chaleur dans des différents domaines, *Bejan (1993), Mohamed.A et al (1998), P. E. Roche (2001), Zeytounian (2003), ….*

Pour le phénomène objet d'étude, les hypothèses suivantes ont été adoptées :

1. fluide Newtonien, visqueux et incompressible (air),
2. le régime laminaire**;**
3. Ecoulement bidimensionnel selon x et y (2D).
4. dissipation visqueuse négligeable *($\mu\ \Phi = 0$)***,**
5. transfert de chaleur par rayonnement négligé
6. 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).*

II.4.2 Equations dimensionnelles et adimensionnelles

a) Forme dimensionnelles

L'application des hypothèses précédentes sur le système d'équations déjà exposé (équations. *II.1, II.2 et II.4*), se réduisent à :

- ***Equation de conservation de la masse***

D'après l'hypothèse 1, l'équation de continuité s'écrit comme suit, *Fox et McDonald (1978)* :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\delta v}{\delta y} = 0 \qquad \text{(II.5)}$$

- ***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, équation II.3, (hypothèse 6). Leurs projections selon les axes donnent:

Selon ox : $F_x = \rho \times g_x = \rho_0 \cdot g \cdot \left(1 \mp \beta(T - T_0)\right)$

Selon oy : $F_y = \rho \times g_y = 0$

Le remplacement de ces termes dans les équations et après simplifications, les projections des équations deviennent :

- ***Cas d'un écoulement uniforme :***

Selon ox :

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(uu)+\frac{\partial}{\partial y}(vu)\right]=-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right]\pm\rho_0 g\big(1-\beta(T-T_0)\big) \qquad \text{(II.6)}$$

Selon oy :

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(uv)+\frac{\partial}{\partial y}(vv)\right]=-\frac{\partial p}{\partial y}+\mu\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right] \qquad \text{(II.7)}$$

- ***Cas d'un écoulement pulsé :***

Selon ox :

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(uu)+\frac{\partial}{\partial y}(vu)\right] = -\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right]\pm\rho_0 g\big(1-\beta(T-T_0)\big) \qquad \text{(II.8)}$$

Selon oy :

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(uv)+\frac{\partial}{\partial y}(vv)\right]=-\frac{\partial p}{\partial y}+\mu\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right] \qquad \text{(II.9)}$$

Le signe du terme des forces de flottabilités est positif dans le cas de convection mixte assistée et négatif dans le cas contraire, Martinez-Suâstegui.L et all (2008).

- ***Equation de conservation de l'énergie***

L'application des hypothèses précédentes (hypothèse 4 et 5) dans l'équation II.4 donne l'équation suivante:

- ***Cas d'un écoulement uniforme :***

$$\frac{\partial}{\partial x}(uT)+\frac{\partial}{\partial y}(vT)=\alpha\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right] \qquad \text{(II.10)}$$

- ***Cas d'un écoulement pulsé:***

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(uT)+\frac{\partial}{\partial y}(vT)=\alpha\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right] \qquad \text{(II.11)}$$

Avec :

α, est la diffusivité thermique de fluide [$m^2.s^{-1}$] : $\alpha = \frac{k}{\rho \times C_p}$

b) forme adimensionnelles

La transformation des équations gouvernantes présentées vers la forme adimensionnelle permet de simplification de la résolution des systèmes d'équations et fait apparaitre les grandeurs et les paramètres sans dimensions qui influent sur le phénomène. Pour cela, il est nécessaire d'introduire des grandeurs physiques de référence pour chaque catégorie de variables. Les variables adimensionnelles utilisées sont les suivantes :

$$X = \frac{x}{H}; Y = \frac{y}{H}; U = \frac{u}{u_{in}};\ V = \frac{v}{u_{in}}; P = \frac{p}{\rho\ .\ u_{in}^2};\ \theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}\ et\ \tau = \frac{t\ \cdot\ u_{in}}{H}$$

Avec :

H : hauteur caractéristique [m] ;

ρu_{in}^2: Pression caractéristique [$Kg.m^{-1}.s^{-2}$] ;

T_0 : Température caractéristique à l'entrée de canal [°K];

T_w : Température caractéristique des sources de chaleur [°K];

u_{in} : Vitesse caractéristique à l'entrée de canal [$m.s^{-1}$].

t : temps [s]

Les nombres adimensionnels apparus dans les équations sont :

- **Le nombre de Reynolds** qui représente le rapport entre les forces d'inertie et celles des forces de viscosité, il est donné d'après la formule suivante :

$$Re = \frac{u_{in} \times H}{\nu}$$

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

- **Le nombre de Grashof** : il représente le rapport entre les forces de flottabilités et celles des forces de viscosité, il est donné d'après la formule suivante :

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

- **Le nombre de Prandtl** : c'est le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et diffusivité thermique, comme l'indique la formule suivante :

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

- **Le nombre de Richardson :** c'est le rapport entre le nombre de Grashof et le carré de nombre de Reynolds. Il caractérise l'importance de la convection libre par rapport à la convection forcée, *voir paragraphe [I.2.3]*. si le nombre de Richardson est près de l'unité, on se retrouve dans la convection mixte. D'après la littérature, les effets convectifs sont importants quand le nombre de Richardson est compris entre 1 et 10, *Bejan (2003).*

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

- **Le nombre de Peclet :** Il représente le produit de deux grandeurs caractéristiques : celui du transfert par convection et celui du transfert par conduction. Il est équivalent au produit du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl dans le cas du transfert thermique.

$$Pe = Re \times Pr$$

Après les transformations en fonction des variables adimensionnelles et les nombres adimensionnelles, les équations précédentes peuvent s'écrire sous forme équations adimensionnelles de la forme suivante :

- ***Equation de conservation de la masse :***

$$\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial \mathrm{X}} + \frac{\partial \mathrm{V}}{\partial \mathrm{Y}} = 0 \qquad \text{(II.12)}$$

- ***Equation de conservation de la quantité de mouvement :***
  - ***Cas d'un écoulement uniforme:***

Selon OX :

$$U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re}\left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right] \pm Ri.\theta \qquad \text{(II.13)}$$

Selon OY :

$$U\frac{\partial V}{\partial X} + V\frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re}\left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right] \qquad \text{(II.14)}$$

  - ***Cas d'un écoulement pulsé:***

Selon OX :

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re}\left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right] \pm Ri.\theta \qquad \text{(II.15)}$$

Selon OY :

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U\frac{\partial V}{\partial X} + V\frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re}\left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right] \qquad \text{(II.16)}$$

- ***Equation de conservation de l'énergie :***
  - ***Cas d'un écoulement uniforme :***

$$U\frac{\partial\theta}{\partial X}+V\frac{\partial\theta}{\partial Y}=\frac{1}{Pe}\left[\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}\right] \qquad \text{(II.179)}$$

  - ***Cas d'un écoulement pulsé :***

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+U\frac{\partial\theta}{\partial X}+V\frac{\partial\theta}{\partial Y}=\frac{1}{Pe}\left[\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}\right] \qquad \text{(II.18)}$$

Les équations *(II.12)....(II.18)* 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, *Patankar (1980):*

$$\underbrace{\frac{\partial\varphi}{\partial\tau}}_{\substack{terme\\ transitoire}}+\underbrace{U\frac{\partial\varphi}{\partial X}+V\frac{\partial\varphi}{\partial Y}}_{\substack{terme\ de\\ transport\ par\\ convection}}=\underbrace{\Gamma_\varphi\left[\frac{\partial^2\varphi}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial Y^2}\right]}_{\substack{terme\ de\ transport\\ par\ diffusion}}+\underbrace{S'_\varphi}_{terme\ source} \qquad \text{(II.19)}$$

Avec :

φ : la variable indépendante,

Γ_φ : le coefficient de diffusion

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'$_\varphi$**
De continuité		1	0	0
De quantité de mouvement	**Selon X**	U	$1/Re$	$-\frac{\partial P}{\partial X}\pm Ri\ \times\theta$
	Selon Y	V	$1/Re$	$-\frac{\partial P}{\partial Y}$
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 initiales et des conditions aux limites qui correspondent au problème étudié**.** La condition initiale est nécessaire seulement dans le cas d'un phénomène instationnaire. Elle caractérise l'état de départ (au temps t=0 s, la vitesse à l'entrée du canal est égale à u_0). Les conditions aux limites fixent les conditions imposées réellement aux bords du domaine pendant tout le temps de simulations. Les conditions aux limites adoptées pour notre cas sont des conditions hydrodynamiques et thermiques.

II.5.1 Conditions hydrodynamique

- A l'entrée de canal, un gradient de pression nulle et une valeur nulle pour la composante transversale de la vitesse, soit :

$$v = 0 \qquad \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

Pour la composante longitudinale, en fonction du problème traité deux conditions ont été imposées :

- ***Pour le cas d'un écoulement uniforme :***

$$u_{in} = u_0$$

- ***Pour le cas d'un écoulement pulsé :*** un profil sinusoïdal suivant le temps est imposé à l'entrée, il est exprimé par, S.Y. Kim et B.H. Kang (1998):

$$u_{in} = u_0.\left(1 + A.\sin(2.\pi.f.t)\right) \qquad \text{(II.20)}$$

- A la sortie de canal, les gradients de vitesses sont nuls et une pression atmosphérique est imposée.

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

- Aux parois du canal, la condition de non glissement est imposée pour la vitesse :

$$u = v = 0$$

II.5.2 conditions thermiques

Les conditions aux limites de types thermiques imposées pour ce problème sont les suivantes :

Une température ambiante à l'entrée de canal égale à T_0, des gradients de températures sont nuls à la sortie et sur les sections adiabatiques de canal et une température imposée égal à T_w pour les sources de chaleur.

Le tableau suivant résume les différentes conditions aux limites imposées à la résolution le problème étudié.

Tableau II.2. *Les conditions aux limites utilisées*

Bord de la géométrie		Conditions hydrodynamiques	Conditions thermique
Entrée de canal	Ecoulement uniforme (stationnaire)	$u_{in} = u_0$ $v = 0$ $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$	$T = T_0$ (T_0 = 300 K)
	Ecoulement instationnaire (pulsé)	$u_{in} = u_0.(1 + A.\sin(2.\pi.f.t))$ $v = 0$ $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$	$T = T_0$ (T_0 = 300 K)
Sortie de canal		$\frac{\partial u}{\partial y} = 0$ $\frac{\partial v}{\partial y} = 0$ $p = p_{atm}$	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$
Parois		$u = 0$ $v = 0$	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$
Sources de chaleur			$T = T_w$

II.6. Conclusion

Dans ce chapitre, les équations régissante le phénomène de la convection mixte sont présentées. Ensuite la simplification de ces équations d'après les hypothèses simplificatrice dans le cas d'un canal vertical en bidimensionnel. On a préféré de présenté ces équations sous la forme adimensionnelles pour faire ressortir les paramètres gouvernantes dans la présente étude à savoir, *Re, Gr, Pr et Ri*.

La résolution analytique de ces équations pour la configuration présentée dans cette étude est compliquée. 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
PRESENTATION DE LA METHODE DE RESOLUTION

III.1. Introduction

Tout phénomène physique est régi par un système d'équations aux dérivées partielles formé par les équations de conservation de masse, les équations de conservation de quantité de mouvement et celle d'énergie, discuté dans le chapitre précédent, qu'il convient de résoudre pour connaître les caractéristiques des champs thermique et d'écoulement,. Si ces équations sont couplées et non-linéaires, il est impossible de résoudre ce système d'équations analytiquement comme dans le cas qui étude le phénomène de la convection mixte. Dans ce cas, on s'adresse à la résolution numérique et on incite à déterminer la méthode numérique à utiliser pour obtenir les meilleures approximations. *Éric Goncalvès da Silva,(2007) , Popa, (2002).*

III.2. Méthodes Numériques

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 résolutiond 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, *C. Hirsch, (1986).*

III.2.1 Méthode des différences finis

La méthode consiste à remplacer les dérivées partielles par des différences divisées ou combinaisons de valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage. Parmi les avantage de cette méthode est sa grande simplicité d'écriture et son faible coût de calcul, mais elle est limité à des simples géométries et les difficultés de prise en compte des conditions aux limites de type Neumann. *Eric Goncalvès da Silva (2007).*

III.2.2 Méthode d'éléments finis

La méthode consiste à approcher, dans un sous-espace de dimension finie, un problème écrit sous forma-variationnelle (comme minimisation de l'énergie en général) dans un espace de dimension infinie. La solution approchée est dans ce cas une fonction déterminée par un nombre fini de paramètres comme, par exemple, ses valeurs en certains points ou nœuds du maillage. Elle traite des géométries complexes mais elle a des inconvénients comme la complexité de mise en œuvre et un grand coût en temps de calcul et mémoire. *J. Baranger (1988), Eric Goncalvès da Silva (2007).*

III.2.3 Méthode des volumes finis

La méthode intègre, sur des volumes élémentaires de forme simple, les équations écrites sous forme de loi de conservation. Elle fournit ainsi de manière naturelle des approximations discrètes conservatives et est particulièrement bien adaptée aux équations de la mécanique des fluides. Sa mise en œuvre est simple avec des volumes élémentaires rectangles. Sa mise en œuvre est simple si les volumes élémentaires ou "volumes de contrôle" 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. *Versteeg et Malalasekera (1995).* La méthode des volumes finis 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 : Fluent, StarCD, CFX, OpenFoam...

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), Lascaux et R. Theodor. (1986), C. Hirsch, (1986)….*

Dans ce présent travail, on fait la résolution de système d'équations obtenu d'après les équations de conservation, représentés sous forme d'une équation de transport (équation II.19) par une simulation numérique, utilisant le code de calcul OpenFoam. Ce code résoudre ces équations par l'utilisation de la méthode des volumes finis.

III.3. Discrétisation et maillage avec la méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis se base sur l'intégration des équations écrites sous forme de loi de conservation (établissement du bilan des flux sur des volumes de contrôle). La méthode se sert directement à des lois de conservation de la mécanique des fluides. Le domaine de calcul doit être complètement couvert de volumes de contrôle où les nœuds de calcul seront définis aux centres de gravité de ces volumes de contrôle. Les variables sur les frontières des volumes de contrôle sont interpolées des variables des centres de gravité. L'approximation des formulations d'intégrale de surfaces et de volumes apparaissant dans les équations se fait avec l'aide des formules de quadratures. C'est parce que a définition des volumes de contrôle peut être choisie librement, que la méthode n'est pas limité seulement à des géométries simples comme c'est le cas de la méthode des différences finies. Le succès de la méthode se base sur plusieurs propriétés: la méthode est simple, conservative, permet de traiter des géométries complexes avec des volumes de forme quelconque (applicable à des géométries complexes), détermination plus naturelle des conditions aux limites de type Neumann ou mixte et les termes apparaissant dans les équations écrites sous forme intégrale possèdent des significations physiques. Les qualités conservatives de la méthode sont basées sur le fait que l'établissement du bilan se fait sur chaque volume de contrôle : flux convectives et diffusives entre les volumes de contrôle sur les bords communs sont identiques. Elle fournit ainsi de manière naturelle des approximations discrètes conservatives, *Eric Goncalvès da Silva (2007).*

La résolution d'un problème physique avec la méthode des volumes finis exige l'application de plusieurs étapes qui sont**,** *A. Habbar (2009) :*

- Découpage du domaine en éléments géométriques (Maillage) ;
- Initialiser la grandeur du champ inconnu sur le domaine de calcul ;
- Calcul du bilan de flux maillé par un schéma numérique;
- Calcul du terme source ;
- Calcul de l'incrément temporel par une méthode d'intégration numérique ;
- Application des conditions aux limites ;
- Résolution du système linéaire et détermination du champ en tout point ;
- Calcul des dérivées sur les mailles élémentaires.

III.3.1 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). Patankar (1980).*

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

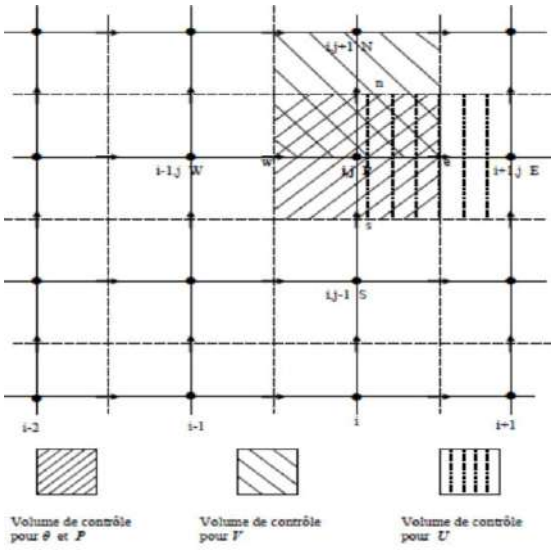


Figure III.1 *: Schéma des différents volumes de contrôle*

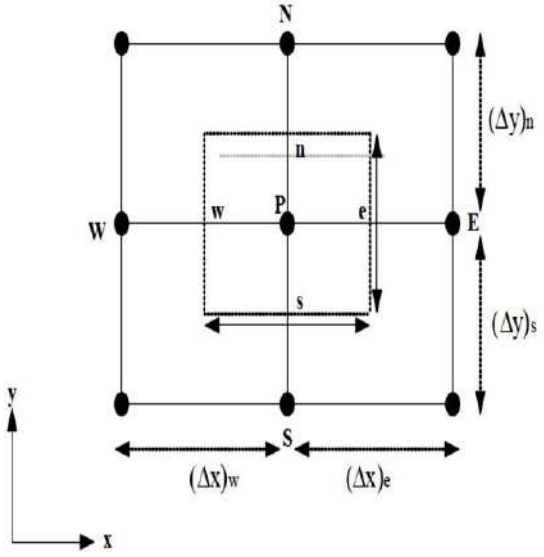


Figure III.2 *: Volume de contrôle typique*

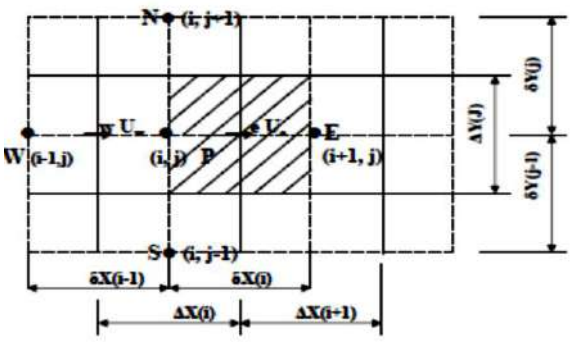


Figure III.3 *: Volume de contrôle décalé vers la droite*

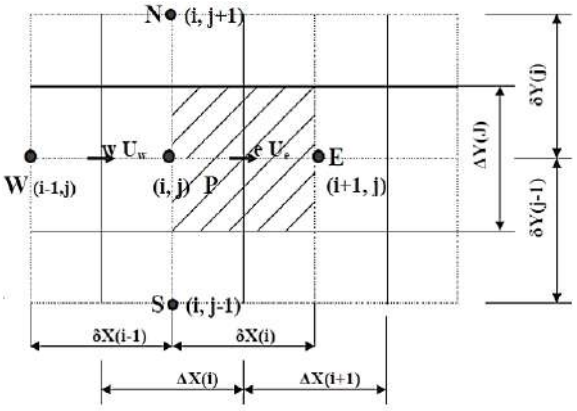


Figure III.4 *: Volume de contrôle décalé vers le haut*

III.3.2 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.20),* soit :

$$\underbrace{\frac{\partial \varphi}{\partial \tau}}_{\substack{terme \\ transitoire}} + \underbrace{U\frac{\partial \varphi}{\partial X} + V\frac{\partial \varphi}{\partial Y}}_{\substack{terme\ de \\ transport\ par \\ convection}} = \underbrace{\Gamma_\varphi\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial Y^2}\right]}_{terme\ de\ transport\ par\ diffusion} + \underbrace{S'_\varphi}_{terme\ source} \qquad \text{(III.1)}$$

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

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + div(\bar{V}\varphi) = \Gamma_\varphi(\nabla^2 \varphi) + S'_\varphi \qquad \text{(III.2)}$$

Le tableau précédent (II.1), nous donne 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, *(figure III.2).*

$$\Delta V = \Delta X.\Delta Y.1$$

$$\oint_V \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} dXdYd\tau + \oint_V div\left(\overline{V}\,\varphi\right) dXdYd\tau = \oint_V (\Gamma\,\nabla^2 \varphi)\, dXdYd\tau + \oint_V S'_\varphi\, dXdYd\tau \quad \text{(III.3)}$$

$$\oint_V \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} dXdYd\tau = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} dXdYd\tau$$

$$\oint_V div(\overline{V}\,\varphi)\, dXdYd\tau = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial (U\varphi)}{\partial X} dXdYd\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial (V\varphi)}{\partial Y} dXdYd\tau$$

$$\oint_V (\Gamma\, \nabla^2 \varphi)\, dXdYd\tau = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right) dXdYd\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial Y}\right) dXdYd\tau$$

$$\oint_V S'_{\varphi}\, dXdYd\tau = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} S'_{\varphi}\, dXdYd\tau$$

- ***Le terme transitoire***

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} dXdYd\tau = (\varphi_P^{n+1} + \varphi_P^{n}) \Delta X \Delta Y \qquad \text{(III.4)}$$

- ***Le terme convectif***

$$\left.\begin{aligned} \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial (U\varphi)}{\partial X} dXdYd\tau = (U_e\varphi_e + U_w\varphi_w)\Delta Y \Delta\tau \\ \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial (V\varphi)}{\partial Y} dXdYd\tau = (V_n\varphi_n + V_s\varphi_s)\Delta X \Delta\tau \end{aligned}\right\} \qquad \text{(III.5)}$$

- ***Le terme diffusif***

$$\left.\begin{aligned} \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right) dXdYd\tau = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right)_w\right] \Delta Y \Delta\tau \\ \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial Y}\right) dXdYd\tau = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial Y}\right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial Y}\right)_s\right] \Delta X \Delta\tau \end{aligned}\right\} \qquad \text{(III.6)}$$

- ***Le terme source***

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^{n} \int_{w}^{e} S'_{\varphi}\, dXdYd\tau = \overline{S'}_{\varphi} \Delta X \Delta Y \Delta\tau \qquad \text{(III.7)}$$

On remplace les équations III.4, III.5, III.6 et III.7 dans l'équation (III.3), on aura :

$$\begin{aligned} (\varphi_P^{n+1} + \varphi_P^{n}) \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta\tau} + (U_e\varphi_e + U_w\varphi_w)\Delta Y + (V_n\varphi_n + V_s\varphi_s)\Delta X \\ = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right)_w\right] \Delta Y + \left[\left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial Y}\right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial Y}\right)_s\right] \Delta X \\ + \overline{S}'_{\varphi} \Delta X \Delta Y \end{aligned} \qquad \text{(III.8)}$$

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

$$\overline{\boldsymbol{S'_{\varphi}}} = S'_c + S'_p \qquad \text{(III.9)}$$

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 indépendant de **φ_p**.

Si on pose :

$$\left.\begin{aligned} J_e &= \left[(U\varphi)_e - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right)_e\right]\Delta Y \\ J_w &= \left[(U\varphi)_w - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right)_w\right]\Delta Y \\ J_s &= \left[(U\varphi)_s - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right)_s\right]\Delta X \\ J_n &= \left[(U\varphi)_n - \left(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial X}\right)_n\right]\Delta X \end{aligned}\right\} \qquad \text{(III.10)}$$

Les quantités J_e, J_w, J_n et J_s sont des 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 et III.10 dans l'équation *(III.8),* on obtient :

$$(\phi_P^{n+1} + \phi_P^n)\frac{\Delta V}{\Delta \tau} + J_e - J_w + J_n - J_s = \overline{S}_\phi \Delta V \qquad \text{(III.11)}$$

III.3.3 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 à convection dominée. Par conséquent, un certain nombre d'auteurs ont proposé des combinaisons des deux schémas précédents. Spalding a développé le schéma hybride (Hybride 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 utilisé à cause du temps de calcul important nécessaire au calcul des exponentielles, *Baliga et Patankar (1983).*

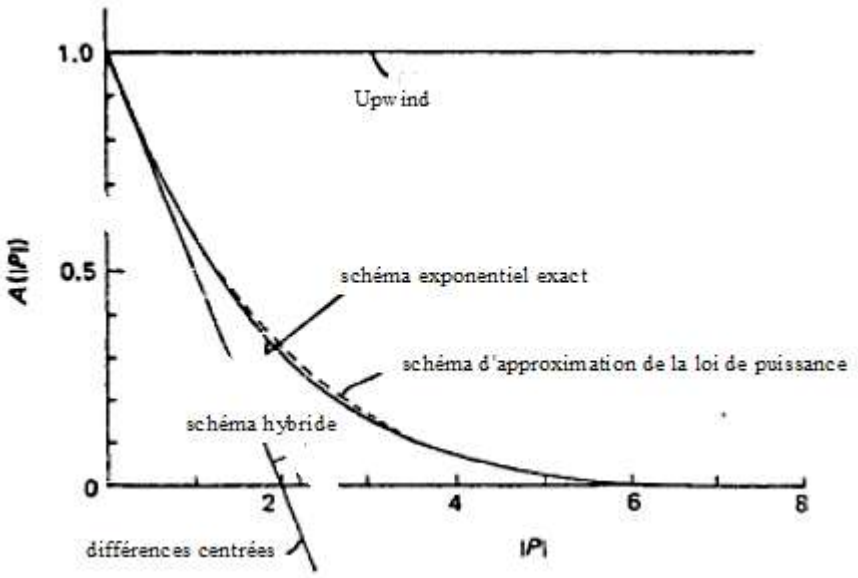


Figure III-5 : *la valeur de A (|P|) pour chaque schéma.*

III.3.4 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 :

$$A_P\varphi_P = A_E\varphi_E + A_W\varphi_W + A_N\varphi_N + A_S\varphi_S + b \qquad \text{(III.12)}$$

Avec :

$$\left.\begin{array}{c} A_E = D_e A(|P_e|) + Max(-F_e, 0) \\ A_W = D_w A(|P_w|) + Max(F_w, 0) \\ A_N = D_n A(|P_n|) + Max(-F_n, 0) \\ A_S = D_s A(|P_s|) + Max(F_s, 0) \\ b = S'_C + A_P^0 \varphi_P^0 \ \ avec\ A_p^0 = \frac{\Delta V}{\Delta \tau} \\ A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + A_p^0 - S_p \Delta V \end{array}\right\} \quad \text{(III.13)}$$

- **Les flux convectifs :**

$$\left.\begin{array}{l} F_e = U_e \Delta Y \\ F_w = U_w \Delta Y \\ F_n = V_n \Delta X \\ F_s = V_s \Delta X \end{array}\right\} \quad \text{(III.14)}$$

- **Les flux diffusifs**

$$\left.\begin{array}{l} D_e = \frac{\Gamma_e}{\delta X_e} \Delta Y \\ D_w = \frac{\Gamma_w}{\delta X_w} \Delta Y \\ D_n = \frac{\Gamma_n}{\delta Y_n} \Delta X \\ D_s = \frac{\Gamma_s}{\delta Y_s} \Delta X \end{array}\right\} \quad \text{(III.15)}$$

- **Rapport flux convectifs aux flux diffusifs**

$$\left.\begin{array}{l} P_e = \frac{F_e}{D_e} \\ P_w = \frac{F_w}{D_w} \\ P_n = \frac{F_n}{D_n} \\ P_s = \frac{F_s}{D_s} \end{array}\right\} \quad \text{(III.16)}$$

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. Le code Openfoam:

La boite à outils CFD à source ouverte OpenFOAM *(Open Field Operation And Manipulation)* 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, (2014).*

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 $\frac{\partial}{\partial \mathrm{t}}$) 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 :

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla.(\rho UU) - \nabla.(\mu \nabla U) = -\nabla p \qquad \text{(III.17)}$$

Est discrétisée sous la forme, *H. Jasak (2007), OpenFoam, (2014) :*

```
Solve
(
fvm :: ddt (rho,U)
+fvm :: div (rho,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. On remarque encore que Openfoam utilise deux fonction, la fonction 'fvm' est utilisée pour les opérateurs de volume finis et la fonction fvc est utilisée pour le calcul de volume finis, *Baudouin Debain et al. (2011), openfoam (2014), Moukalled et al. (2016).*

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 dans le *tableau III.2*.

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 permettant 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.

Tableau III.2. Solveurs destiné aux écoulements non-isothermes, *OpenFoam, (2014).*

Nom de l'application (solveur)	**Type des problèmes à traiter**
buoyantBoussinesqSimpleFoam	Solveur adapté aux calculs thermiques pour des écoulements permanents, turbulents et compressibles.
buoyantBoussinesqPimpleFoam	Solveur transitoire (combinaison entre PISO et SIMPLE) adapté pour les écoulements non-isothermes des fluides incompressibles, ce type du solveur destiné pour ventilation et transfert de chaleur
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.
buoyantFoam	Solveur transitoire pour les écoulements turbulents des fluides compressibles pour ventilation et transfert de chaleur
buoyantSimpleFoam	Solveur stationnaire pour les écoulements turbulents des fluides compressibles, ce type de solveur destiné pour ventilation et transfert de chaleur
buoyantSimpleRadiationFoam	Solveur stationnaire pour les écoulements turbulents des fluides compressibles, ce type de solveur destiné pour ventilation et transfert de chaleur
chtMultiRegionFoam	Solveur de simulation de transfert de chaleur conjugué entre une région solide et la région de fluide vers un écoulement conduit par poussée d'Archimède
lesBuoyantFoam	Solveur transitoire pour les écoulements turbulents des fluides compressibles, ce type de solveur destiné pour ventilation et transfert de chaleur par le model de turbulence LES

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.

Les solveurs qui seront utilisées dans la résolution de notre problème physique qui représente l'étude de la convection mixte dans un canal vertical avec des sources de chaleur discrètes sont :

- La résolution de régime stationnaire avec le solveur BuoyantBoussinesqSimpleFoam. Ce solveur est destiné des écoulements incompressibles stationnaires d'un fluide Newtonien avec l'application de l'approximation de Boussinesq. Il est écrit sous l'algorithme *SIMPLE* (Semi-Implicit Method for a Pressure-Linked Equations) pour le couplage pression-vitesse.
- Pour le régime instationnaire, on utilise le solveur donné par le code Openfoam permettant de résoudre les phénomènes physiques en écoulement incompressible instationnaire, utilise l'algorithme Pimple qui le mélange entre deux algorithme, l'algorithme simple utilisé par le solveur BuoyantBoussinesqSimpleFoam et l'algorithme Piso. Ce solveur est appelé BuoyantBoussinesqSimpleFoam., *Baudouin Debain et al. (2011).*

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).*

a. 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…

b. Calcul CFD

OpenFoam en tant que code de calcul permet de résoudre un problème de mécanique des fluides via la méthode des volumes finis, quel-que 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.

c. Post-traitement des résultats

OpenFOAM fournit aussi des outils de post-traitement et de visualisation des résultats, le plus utilisé est ParaView. Outil d'une 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.

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.

Après avoir présenté le code OpenFoam en général, nous allons à expliquer dans cette section 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 :

a. Solvers : Conçus pour simuler un problème donné.

b. 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 la *figure III.6.*

Un fichier de calcul d'un tel problème doit se composer de trois dossiers qui sont essentielles pour démarrer le calcul qui sont les suivant :

a. Le dossier 0

Ce dossier contient les valeurs initiales et les conditions aux limites des différentes grandeurs, (U, T, P, P-ρgh…).

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, *Jérôme V (2010).*

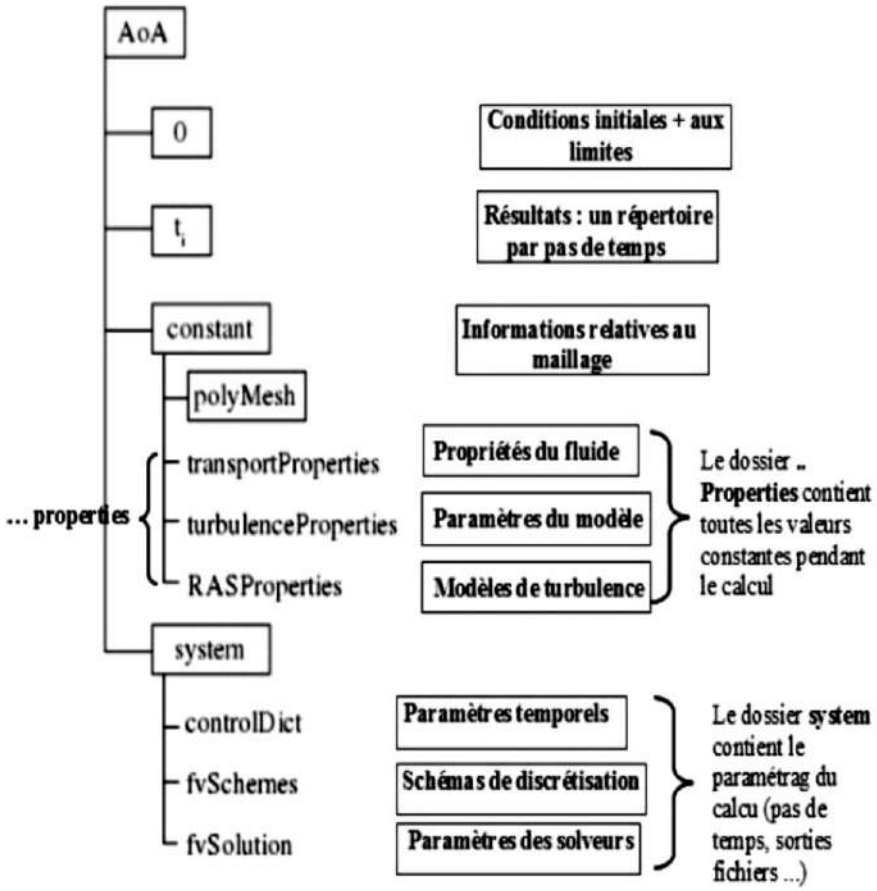


Figure III.6. *Structure d'un répertoire contenant un cas a étudié dans OpenFoam.*

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, *Openfoam (2014).*

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, *Openfoam (2014).*

- ***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 quant 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: Transport-properties, mixture-properties, 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).*

- **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, OpenFoam (2014).*

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, *Baudouin Debain et al. (2011), OpenFoam (2014):*

- 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.4.3 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, *Baudouin Debain et al. (2011), OpenFoam (2014).*

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

Dans ce chapitre, on a présenté les différentes méthodes de résolutions des systèmes d'équations obtenu au chapitre II, on a fait le choix de la méthode des volumes finis d'après les critères de notre problème à étudier pour la discrétisation des équations de conservation. Nous avons passé 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 simulation 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.

Avant d'entamer le calcul, deux étapes s'imposent. Elles sont indispensables avant toute étude numérique. La première est une validation de la procédure de calcul, elle consiste à reproduire des résultats d'un cas similaire déjà étudié et publié dans des revues de renommée. La seconde étape, consiste en la vérification de l'indépendance des résultats vis-à-vis le maillage afin de choisir le maillage optimum entre l'exactitude des résultats et la capacité de stockage.

Une fois ces deux missions seront accomplies, une simulation du problème traité sera présentée pour le cas d'un écoulement est uniforme stationnaire). Ensuite une étude du même problème physique sera présentée pour le cas d'un écoulement pulsé (instationnaire).

Malheureusement à défaut de moyens expérimentaux, la validation expérimentale qui été prévue au départ, n'a pas pu être effectuée dans ce travail.

IV.2. Etude préliminaire

IV.2.1 Validation de code de calcul

Afin de valider le code de calcul et tester sa capacité à l'utiliser pour la modélisation de la convection mixte, on a reproduit les résultats d'un autre travail et qui traite un problème similaire où les deux forces de flottabilités et inertielles coexistent et sont d'intensités comparables. 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, 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 $x = 0,18m$. 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 $x=0,6$ et $x=0,35$. Cette comparaison

nous a permet de constater que nos prédictions sont dans des limites acceptables et par conséquent nous pouvons ainsi étendre l'investigation à d'autres configurations similaires.

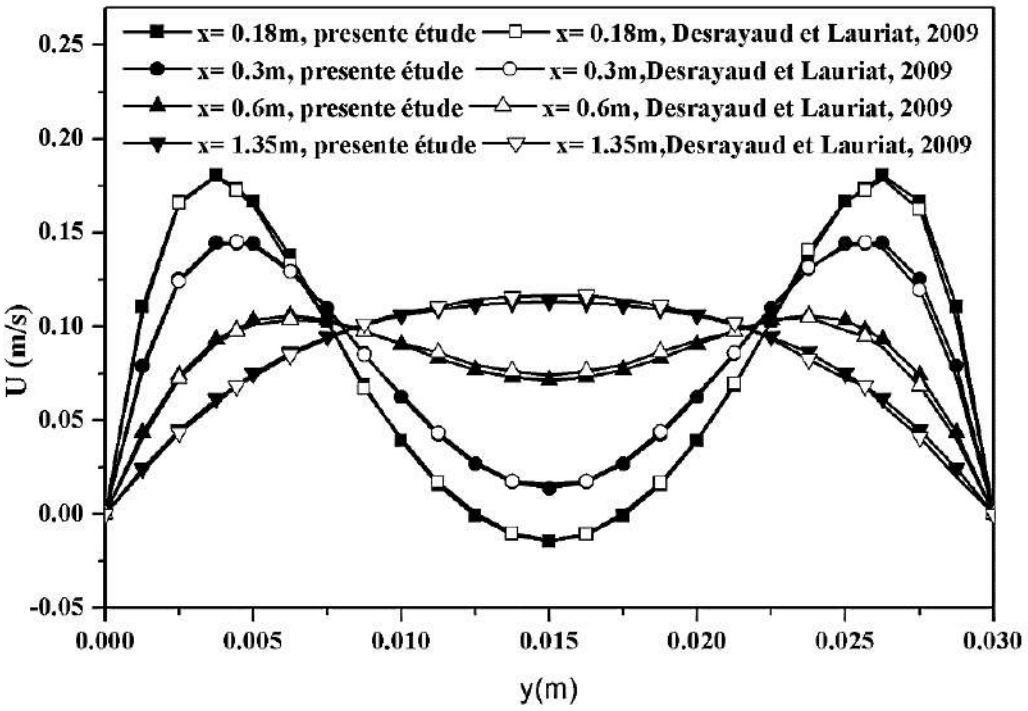


Figure IV.1 : *Profils de la vitesse au niveau x(m) = 0,18 ; 0,3 ; 0,6 et 1,35 de canal pour Re = 300 et Gr = 1,59 x* 10^5.

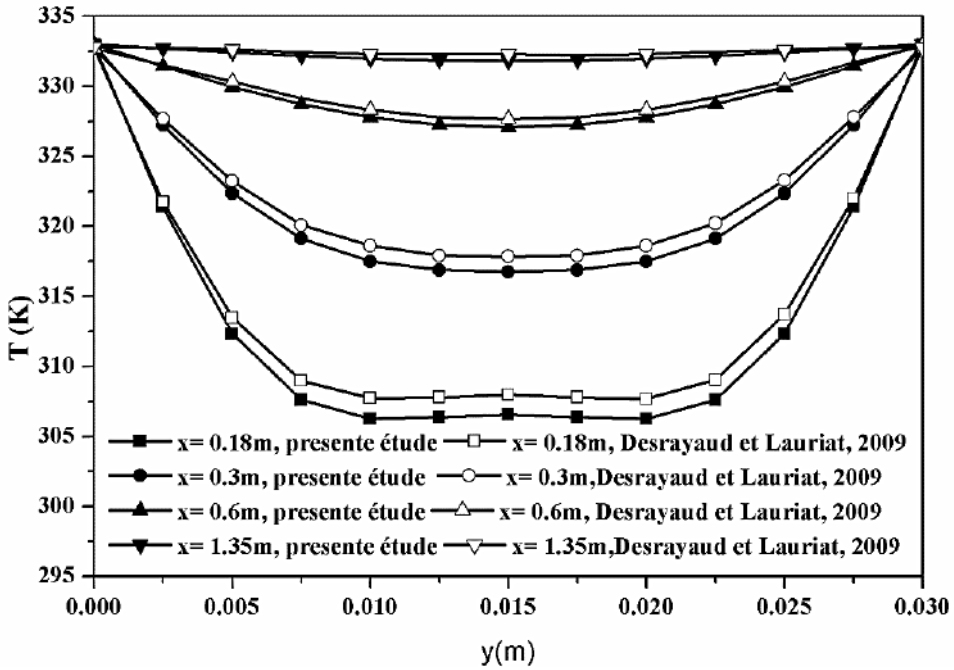


Figure IV.2 : *Profils de la température au niveau x(m) = 0,18 ; 0,3 ; 0,6 et 1,35 de canal pour Re = 300 et Gr = 1,59 x* 10^5.

IV.2.2 Indépendance 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 choisie 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 *1,5* fois supérieur à celui pris par un maillage de *360× 80.* On peut constater qu'un maillage de *360×80* assure un bon 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.5).

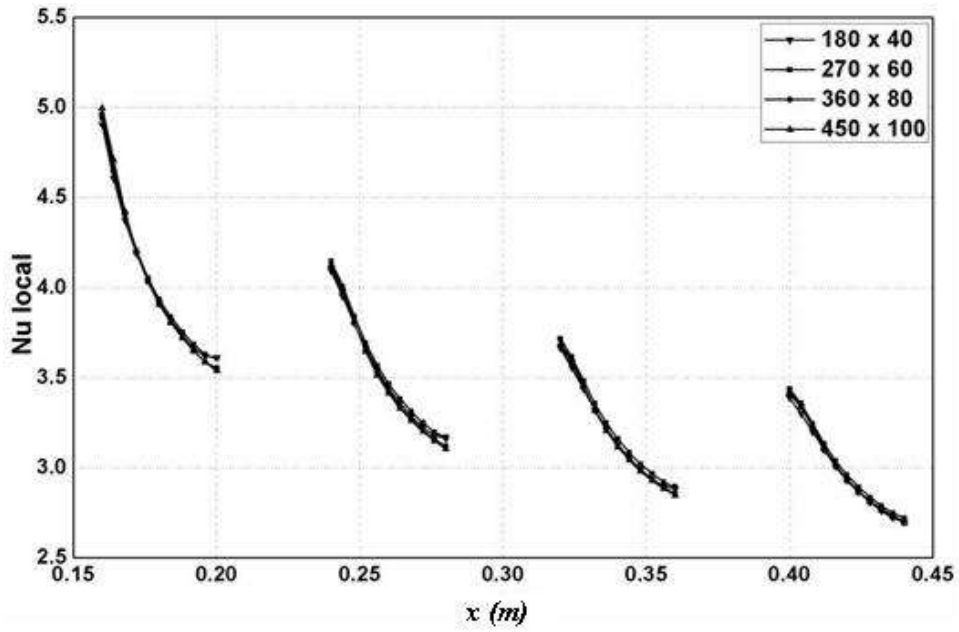


Figure IV.3: *Evaluation du nombre de Nusselt local dans les sources de chaleurs pour les différents maillages.*

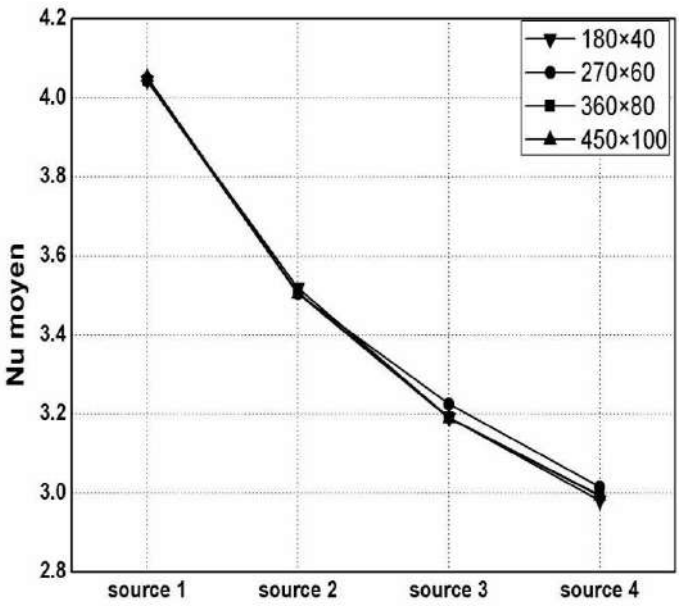


Figure IV.4 : *Evaluation du nombre de Nusselt moyen dans les sources de chaleurs pour les différents maillages.*

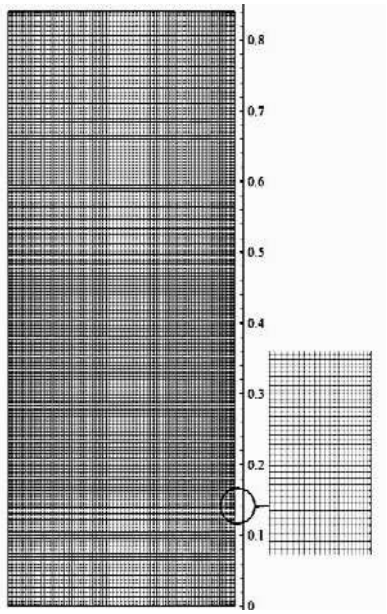


Figure. IV.5*. distribution du maillage utilisé (360x80)*

IV.2.3 Présélection des paramètres à étudier

Les caractéristiques de l'écoulement et le transfert de chaleur dans le genre de problème à étudier peuvent être influencés par des paramètres indépendants. Pour des raisons de contrainte de temps, une présélection de ces paramètres a été engagée. Les principaux paramètres étudiés dans ce travail sont les suivants :

Le premier est la longueur des sources de chaleur qui 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, on fixe *Ri* à 1 (*Re=200* et $Gr=4\times10^4$) et on effectue le calcul pour trois valeurs de *b (0,5×H, H et 2×H).*

Le deuxième est l'espacement entre les sources de chaleur, qui 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 un coût de fabrication plus élevé et aussi cela conduit à des appareils plus encombrants. Afin d'élucider l'incidence de ce paramètre, trois valeurs de *S* sont testées *(0,5×H, H et 2×H)* pour *Re=200* et $Gr=4\times10^4$ (*Ri=1*).

Le troisième paramètre est le nombre de *Reynolds* basé sur la largeur de canal *H* et caractérise la vitesse de l'écoulement (les forces d'inerties). Il est varié de *100* à *400* pour le cas d'un écoulement uniforme et de *600* à *1400* dans le cas d'un écoulement pulsé. L'intervalle de variation de la vitesse est choisi de telle sorte que l'écoulement reste toujours laminaire.

Un autre paramètre, il aussi important que les premier à savoir le nombre de *Grashof* qui lie les forces de flottabilité aux forces de viscosité. Il est basé sur la différence entre la température de l'entrée de canal et celle des composants électroniques (les sources de chaleur). Il est varié de $Gr=2\times10^4$à $Gr=2\times10^5$, afin de rester dans le régime de flottabilité laminaire. Le nombre de *Reynolds* et celui de nombre de *Grashof* sont combinés pour donner le nombre de *Richardson* mentionné dans le deuxième chapitre. Ces trois nombres (*Re, Gr* et *Ri*) sont des paramètres typiques des problèmes de la convection mixte (chapitre II).

En plus de ces paramètres, pour le cas de l'écoulement pulsé deux autres facteurs s'ajoutent. Il s'agit de *l'amplitude* et la *fréquence* de pulsation de l'écoulement. Ces deux facteurs sont variés de *0,2, 0,8* et *1,2* pour *l'amplitude* et de *5, 10* et *15* pour la *fréquence* de pulsation.

Dans le cas d'un écoulement uniforme c'est-à-dire un écoulement laminaire stationnaire et exactement pour l'étude de l'effet de troisième et de quatrième paramètres, deux cas de sens d'écoulement sont étudiés, un écoulement assisté (favorable) et écoulement contrarie (défavorable). Ces deux cas correspondent où les deux forces sont dans le même sens : le gradient de pression motrice due 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)).* Dans le cas d'un écoulement contrarié, la poussée d'Archimède généré par l'effet du chauffage s'oppose aux forces - 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)).*

La convection mixte défavorable ne sera pas étudiée dans le cas d'un écoulement instationnaire pour des raisons pratiques, car le cas de convection défavorable est limité aux faibles valeurs du nombre de *Reynolds* et dans les applications à faibles puissances de pompage.

On ajoute à ces paramètres, le nombre de *Prandtl* qui caractérise la nature de fluide a utilisé dans le refroidissement des composants électroniques. Dans notre cas, on utilise l'air comme fluide caloporteur qui correspond à un nombre de *Prandtl* de *0,71*.

Les intervalles de variations de ces paramètres sont tirés à partir les plages des variations de ces paramètres dans les applications au refroidissement des composants électroniques (*Guimarães et Menon, (2008), Desrayaud et Lauriat, (2009), Dritselis et al. (2013), Khalil Khanafer et all (2008), B. Olayiwola et P. Walzel (2008) et S. Y. Kim et B. H. Kang (1998)).*

IV.3. Résultats et Discussions

Rappelons que la configuration géométrique utilisée est un canal rectangulaire composé de deux plans d'hauteur L séparées par une distance H, les plaques sont très larges pour supposer que l'écoulement est bidimensionnel. Une des parois 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. 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 choisies en fonction de cette valeur. La longueur des sources b et leurs espacement S ont été variés dans l'intervalle $H/2$ à $2\times H$. 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 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 l'établissement du régime avant d'atteindre les sources et les gradients (de vitesse, de la pression et de la température) ou des gradients à être nuls à la

sortie. En s'inspirant des travaux antérieurs *(Dhiman et al. 2006)* et après une série de test, ces longueurs ont été choisies comme suit : $L_e=4\times H$ et $L_s=10\times H$.

Les valeurs des différentes grandeurs et conditions de travail ont été choisies de telle 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 $(0{,}1 \leq Ri \leq 10)$.

Dans le présent travail, deux régimes d'écoulement sont étudiés à savoir l'écoulement laminaire stationnaire (écoulement uniforme) et l'écoulement laminaire pulsé (instationnaire).

IV.3.1 Cas de référence

- ***Champ dynamique***

Pour permettre une interprétation physique appropriée, nous avons commencé par présenter les profils de la composante transversale de la vitesse dans des sections, situées aux extrémités de chaque source. La figure *(figure IV.6*) présente ces profils pour *Re=200* et $Gr=4\times10^4$ *(Ri=1*). Une observation globale nous a permet de constater que près 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 est 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 alors à l'écoulement principal et conduit ainsi à une accélération du fluide du côté de la paroi chaude. On se retrouve ainsi dans ce qu'on appelle cas de *convection mixte assistée*. Afin d'éclaircir mieux ce phénomène et mettre la lumière sur ce qui se passe dans tout le canal, nous avons présenté les lignes de courant et les contours de la vitesse sur les figures *IV.7* et *IV.8,* respectivement**.**

D'après ces résultats on remarque que les lignes de courant sont parallèles équi-espacées près 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, relativement plus froide. En aval de la zone contenant les sources, la couche limite reprend progressivement son développement classique au voisinage d'une paroi solide.

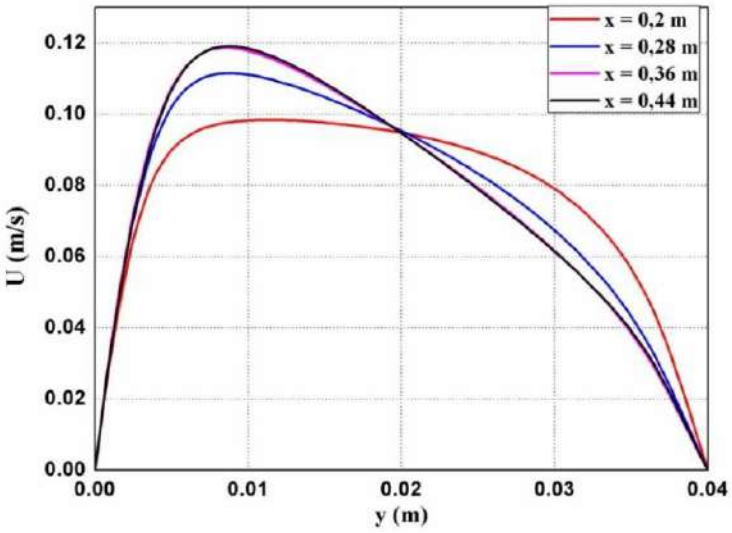


Figure IV.6.: *Profile de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour Ri=1, (écoulement assisté).*

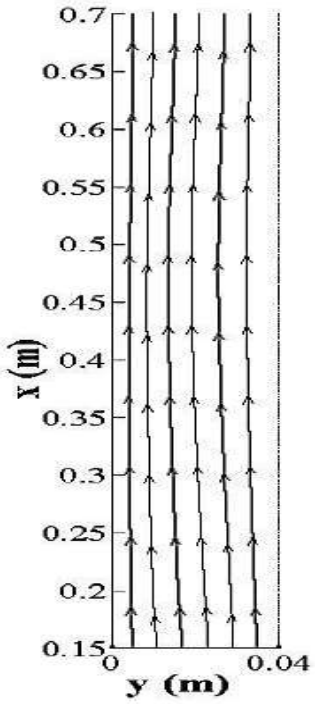


Figure IV.7. *Lignes de courants pour Ri =1(écoulement assisté)*

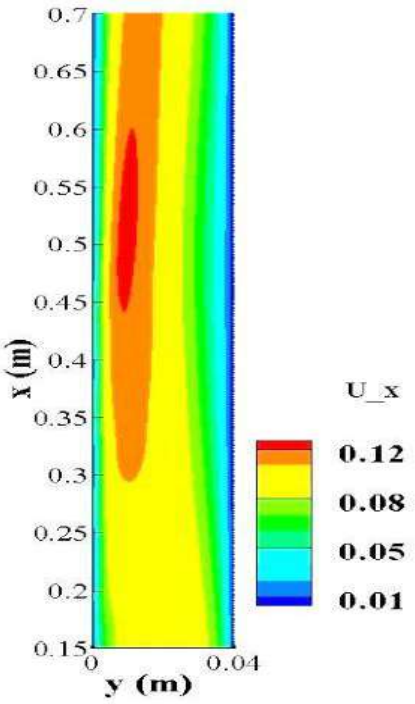


Figure IV.8. *Contours de la vitesse longitudinale pour Ri =1 (écoulement assisté)*

En regardant plus en détail les profils de vitesse à la sortie de chaque zone chauffée, on peut confirmer clairement l'accélération du fluide au fur et à mesure qu'il monte dans le canal. La présence successive des éléments chauffants rompt de plus en plus la symétrie des profils de vitesse. La position de la vitesse maximale reste confinée au voisinage de la paroi chauffée et présente un écart de l'ordre de 20% sur sa valeur en aval de la première et la dernière zones chauffées.

- ***Champ thermique***

Les profils de température le long des sections précédentes et sous les mêmes conditions sont présentés sur la figure *IV.9.* 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.10* 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).*

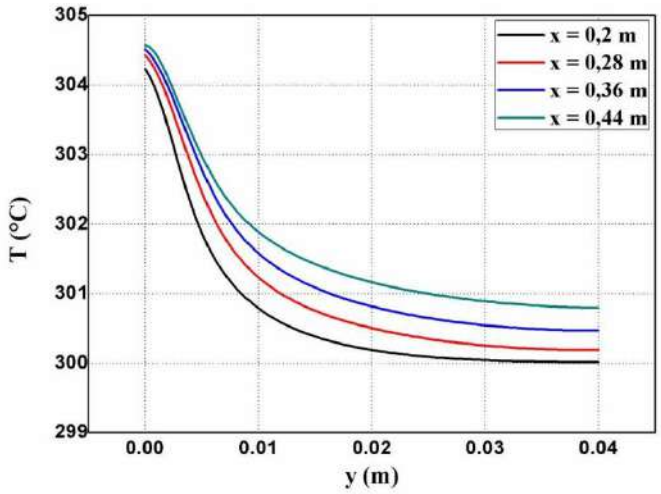


Figure IV.9.: *Profile de la température aux extrémités des sources de chaleur pour Ri = 1(écoulement assisté).*

On remarque aussi que les isothermes sont plus concentrées près de la partie chauffée (près 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. A 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 enregistrée au voisinage de la paroi adiabatique.

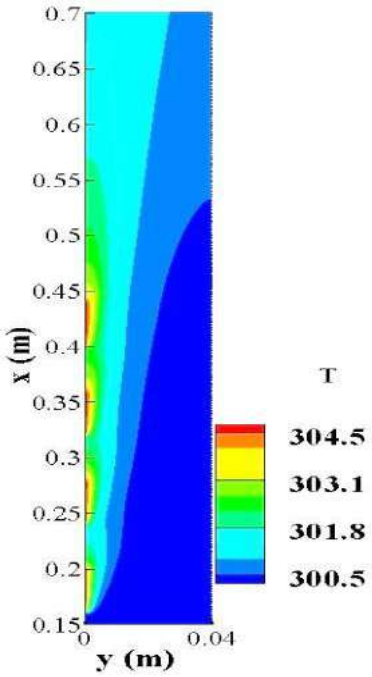


Figure IV.10.*Contours de la température pour Ri = 1(écoulement assisté).*

- ***Caractéristiques de transfert de chaleur (Nombre de Nusselt)***

Afin de nous permettre de quantifier le transfert de chaleur par convection entre le fluide et la surface des 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 (reference)

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

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

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

L'évolution du nombre de *Nusselt* le long des sources pour *Re = 200* et *Gr =4×10*^{4} est représenté sur la figure *IV.11*. Pour une source donnée, le nombre de *Nusselt* est élevé à l'entrée et diminue avec l'avancement du fluide le long de la source. Ceci est le résultat du fait que le fluide arrive plus frais à l'entrée de la source collecte 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.

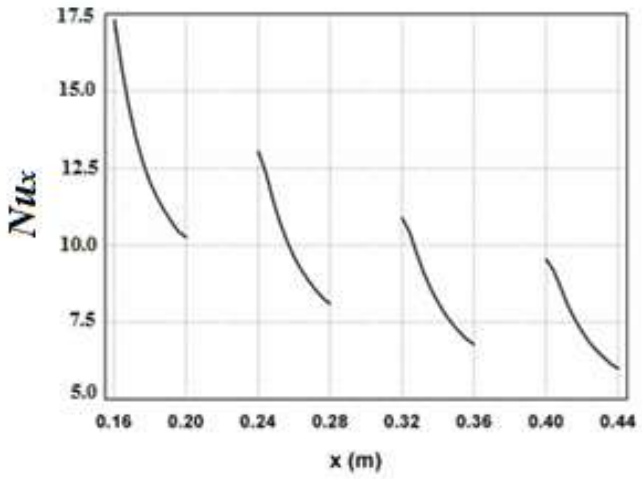


Figure IV.11. *Evolution du nombre de Nusselt local dans les sources de chaleur pour Ri = 1(écoulement assisté).*

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

IV.3.2 Cas d'un écoulement assisté (régime stationnaire)

a) Effet de longueur des sources de chaleur 'b'

Dans la présente section, nous présentons les résultats obtenus pour l'étude de l'effet des longueurs des sources de chaleur, on variant leurs dimension de 0,5 à 2 par rapport à la hauteur de canal pour un nombre de *Re=200* et une valeur du *nombre de* $Gr=4\times10^4(Ri=1)$.

- ***Champ dynamique***

La figure *IV. 12* montre les profils de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour *Ri = 1* (*Re=200* et $Gr=4\times10^4$). 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 côté de la paroi chauffée et ainsi la dissymétrie est plus prononcée.

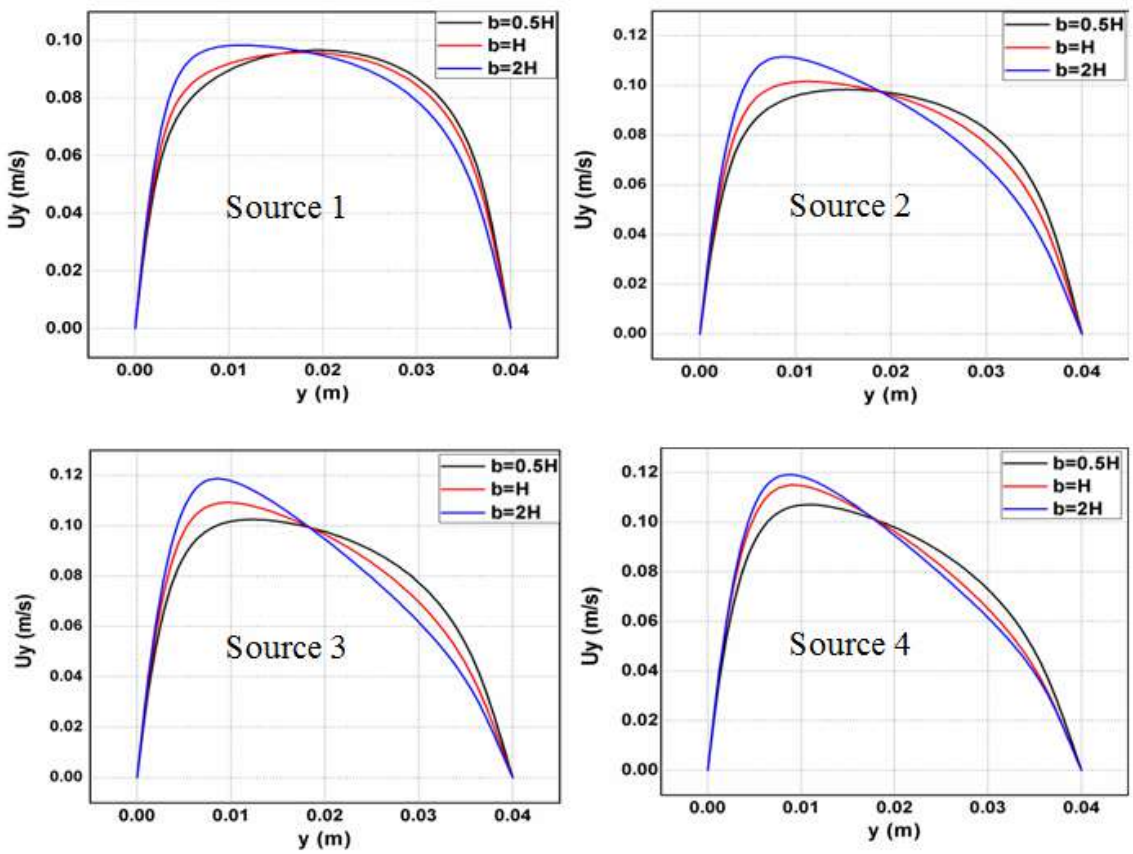


Figure IV.12*. Les profils de la vitesse transversale aux extrémités des sources de chaleur pour Ri =1et différentes longueurs des sources de chaleur.*

- ***Champ thermique***

Une augmentation de la longueur des sources de chaleur est équivalente à l'augmentation de la quantité de chaleur introduite ainsi à une augmentation de la température de fluide dans le canal (*figure IV.13)*. On remarque aussi que l'augmentation de la longueur des sources de chaleur entraine une augmentation de l'épaisseur de la couche limite thermique, marquée par l'épaississement des isothermes.

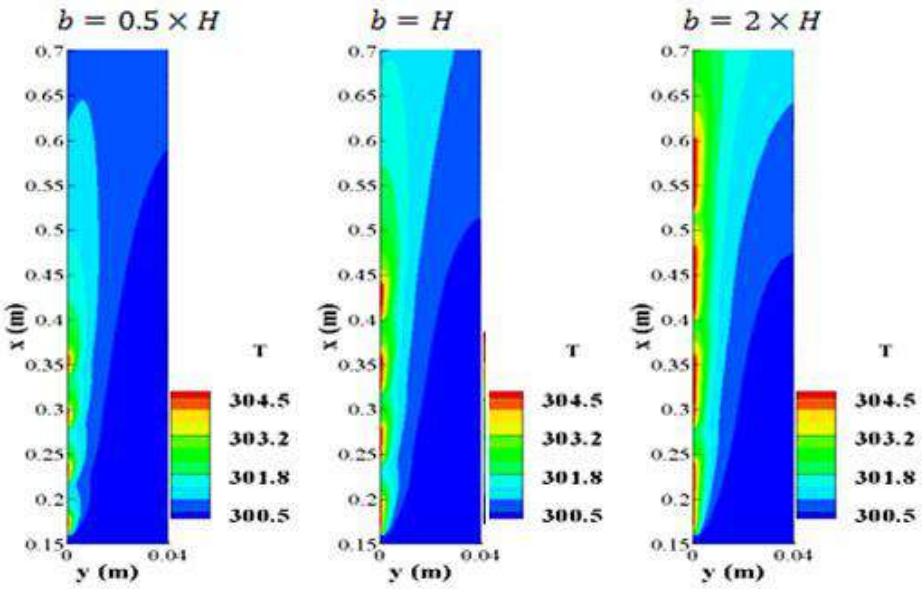


Figure IV.13. *Contours de température pour Ri =1 et différentes longueurs des sources de chaleur*

- ***Caractéristiques de transfert de chaleur***

L'effet de la longueur des sources de chaleur sur le nombre de *Nusselt* local et moyen est présenté sur les *figures IV.14* et *IV.15* pour un nombre de *Richardson* égal à *1*.

La figure *IV.14* montre que le nombre de *Nusselt* est élevé au début de chaque source de chaleur et diminue le long des sources de chaleur dans la direction de l'écoulement. Ce qui indique que bord d'attaque, il n'y a pas d'effet sur le transfert de chaleur et lorsque le fluide se déplace dans le sens de courant principal, sa température augmente qui implique la diminution du nombre de *Nusselt*. Il est observé que le nombre de Nusselt est identique dans la première source et croît d'une source à l'autre jusqu'à la dernière source où la différence entre le nombre de Nusselt obtenu pour les différentes longueurs diminue. Ceci peut être expliqué par le fait que pour des grandes dimensions des sources de chaleur, c'est la convection naturelle qui domine le système et vers versa.

D'après la Figure *IV.15,* on peut conclure que l'augmentation de la quantité de chaleur introduite et donc la réduction de la différence de température entre le fluide la paroi chauffée qui entraine à son tour en une réduction du nombre de Nusselt.

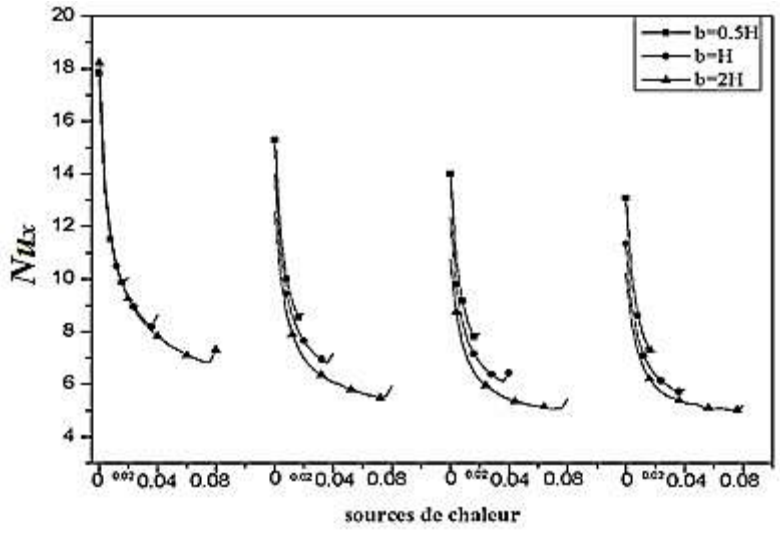


Figure IV.14. *Évolution du Nusselt local pour Ri=1 et différents longueur des sources de chaleur.*

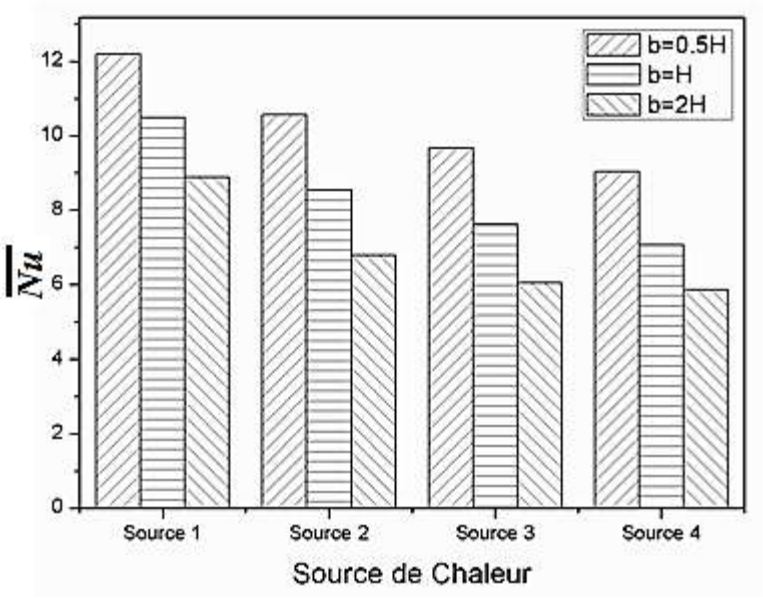


Figure IV.15. *Évolution du Nusselt moyen pour Ri=1 et différentes longueur des sources de chaleur.*

b) Effet de l'espacement entre les sources de chaleur 'S'

Parmi les paramètres géométriques influant sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur dans un canal, on trouve l'espacement entre les sources de chaleur. Car une faible distance entre les composants chauffants entraine une surchauffe pour ses derniers et un large espacement prend plus de volume et par conséquent le coût de fabrication et conduit aussi à des appareils plus encombrants. Pour l'évaluation de l'effet

de ce paramètre, trois valeurs d'espacement ont été vérifié de *0,5 à 2* par rapport à la hauteur de canal pour un nombre de *Richardson Ri=1(Re=200 et Gr=4×10^4).*

- ***Sur le champ dynamique***

Les profils de la vitesse selon la largeur du canal aux extrémités des sources de chaleur sont présentés sur la *figure IV.16.*

D'après les profils de la vitesse transversale à l'extrémité de chaque source (figure *IV.16)*, on observe que l''augmentation de l'espacement entre les sources de chaleurs a permis au fluide de mieux se mélanger et réduit ainsi la dissymétrie observée.

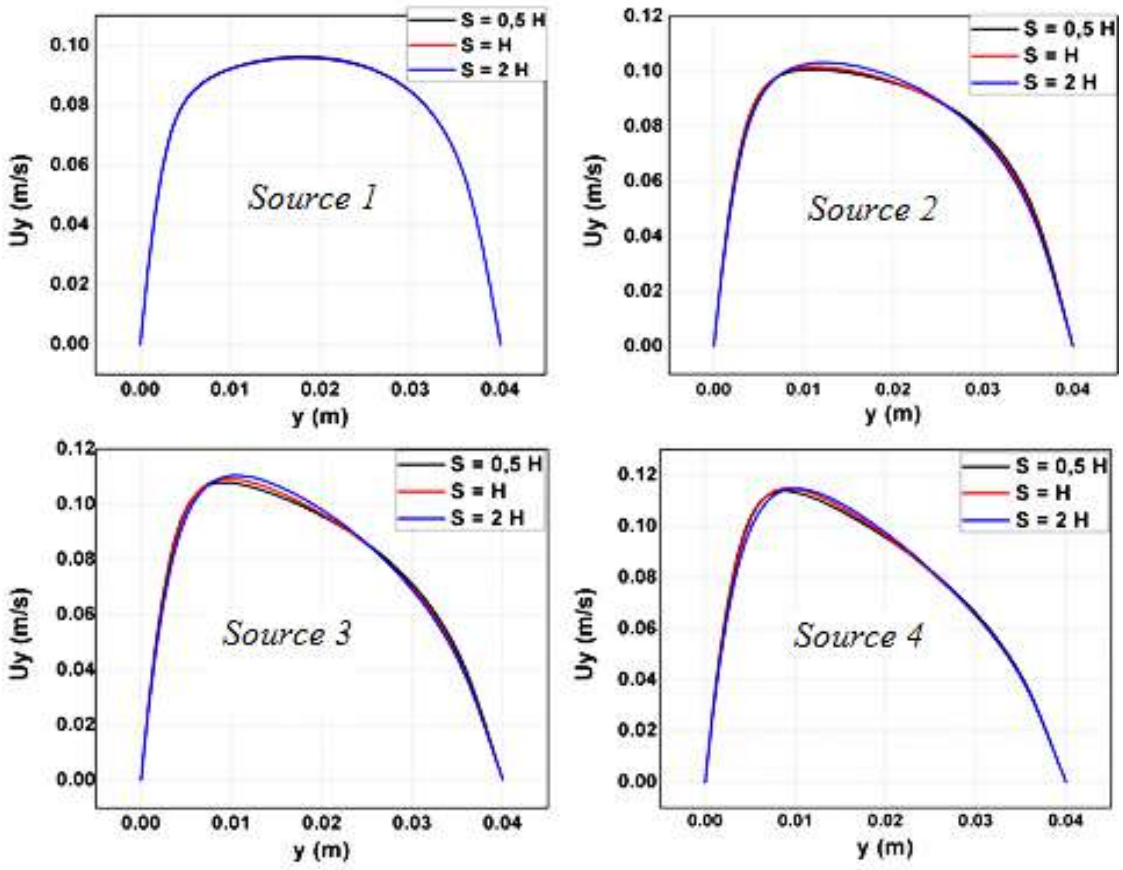


Figure IV.16*. Les profils de la vitesse transversale après chaque source pour Ri =1 et différentes espaces entre les sources de chaleur.*

- ***sur le champ thermique***

Comme mentionner plus haut, l'augmentation de l'espacement entre les sources donne plus de distance et permet au fluide de mieux se mélanger et par conséquent du temps à se refroidir. 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.17).*

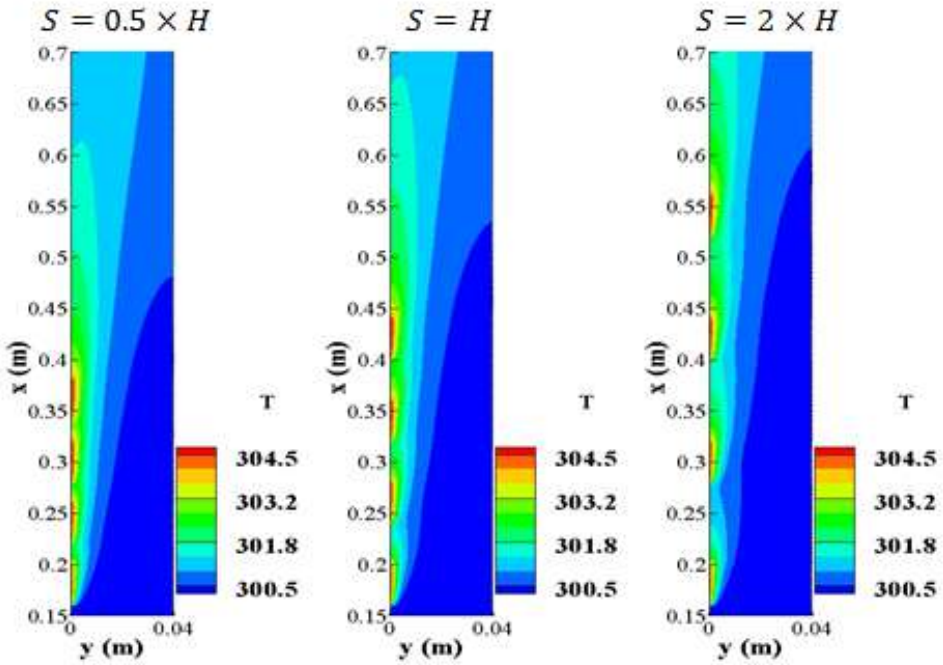


Figure IV.17.*Contours de température pour Ri =1 et différentes espaces entre les sources de chaleur.*

- ***Caractéristiques du transfert de chaleur***

L'évaluation de nombre *Nusselt* local et le nombre *Nusselt* moyen sont présentés, respectivement sur les figures *IV.18* et *IV.19.* Comme indiqué dans les paragraphes précédents, un large espacement favorise la diffusion thermique et conduit ainsi à la réduction de la température du fluide à proximité de la paroi avant d'entrer en contact avec la source suivante. Cette réduction de la température du fluide provoque une augmentation de l'écart de température entre le fluide et la source qui se traduit en augmentation du nombre de *Nusselt* (*figures IV.18 et IV.19).* Il est observé que l'écart entre le nombre de *Nusselt* obtenu pour les différents espacements entre les sources de chaleur augmente d'une source à l'autre en allant vers le haut. Ceci peut être expliqué par le fait que pour des faibles espacements, la convection naturelle est dominante, par contre l'augmentation de l'espacement entraine un excellent échange de chaleur entre la source et le fluide caloporteur (figure *IV.18).*

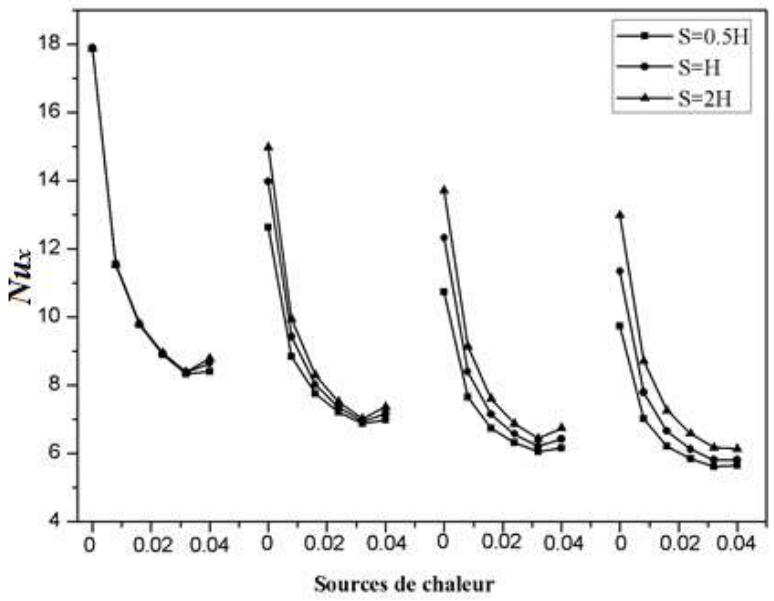


Figure IV.18. *Évolution du Nusselt local pour Ri=1et différentes espace entre les sources de chaleur.*

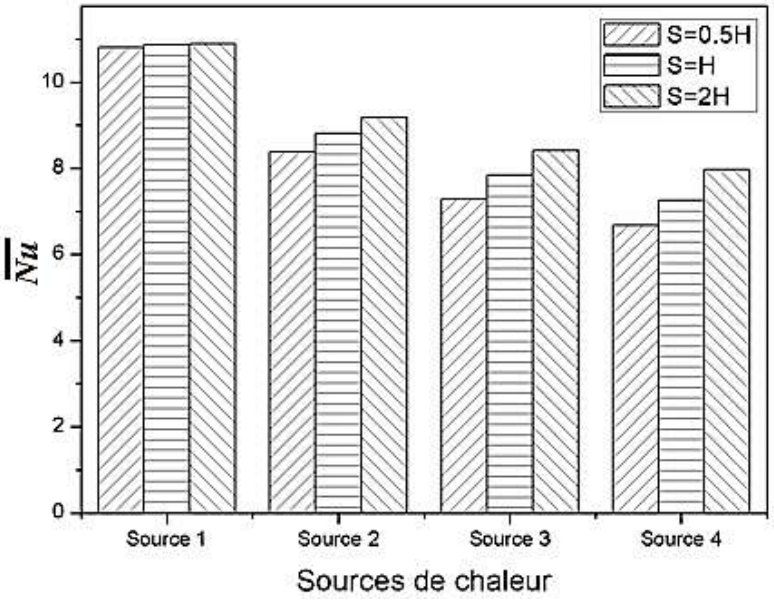


Figure IV.19. *Évolution du Nusselt moyen pour Ri=1et différentes espace entre les sources de chaleur.*

c) Effet du nombre de Reynolds

L'étude de cet effet nous donne une vision sur le phénomène lorsqu'on donne une importance aux forces inertielles par rapport aux forces de flottabilité. 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 *4*, *1* et *0,25* respectivement. Ces limites ont été choisies de telle sorte que ses valeurs ne dépassent pas la valeur critique de

la transition vers le régime turbulent et qu'on reste toujours dans le domaine de la convection mixte favorable (tableau *IV.1*)

Tableau IV.1. Valeurs utilisés pour l'effet de Reynolds (écoulement assisté).

N°	Re	U (m/s)	T_∞ (°K)	T_w (°K)	ΔT (°K)	Gr	Ri
1	**100**	0,03925	300	305,23	5,23	$\mathbf{4\times10^4}$	**4**
2	**200**	0,0785	300	305,23	5,23	$\mathbf{4\times10^4}$	**1**
3	**400**	0,157	300	305,23	5,23	$\mathbf{4\times10^4}$	**0,25**

- ***Champ dynamique***

Les lignes de courant et les contours de la vitesse longitudinale pour *Ri = 0.25, 1*et *4* et pour un nombre de *Grashof* constant égal à 4×10^4 sont présentés sur les figures *IV.20* et *IV.21*, respectivement.

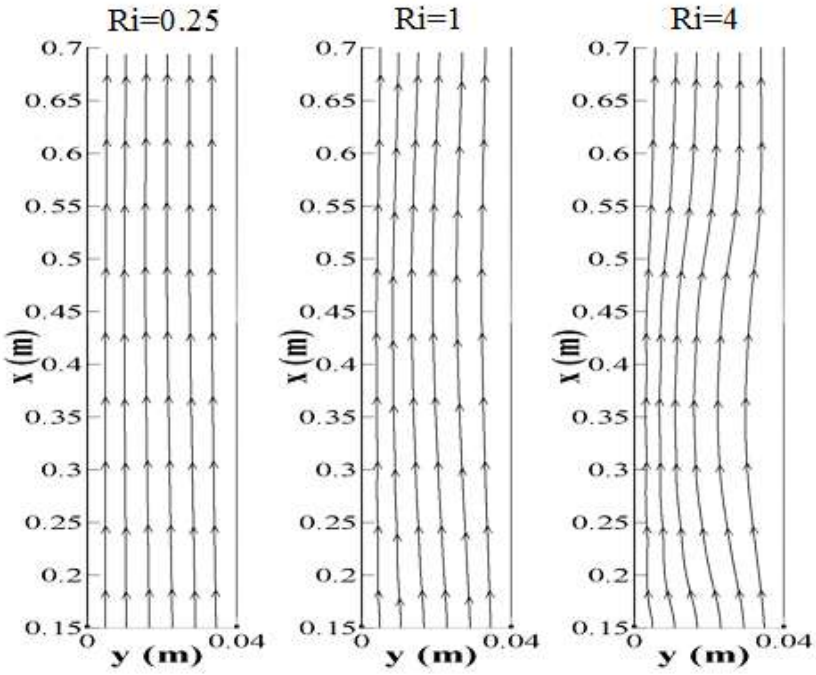


Figure IV.20*. Lignes du courant pour Gr = 4×10^4 et différents valeurs de Richardson*

Ces figures montrent clairement que la vitesse de l'écoulement est fortement dépendante du nombre de *Richardson*. Pour des faibles valeurs de *Ri (Re est élevé)*, les lignes de courant sont représentées par des lignes quasi-parallèles verticales (*figure IV.20).* Avec l'augmentation de *Ri* (*Re est diminué)*, 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 (*figure IV.21),* la contribution de l'écoulement libre est remarquable. On assiste à un doublement de la vitesse dans la couche limite dynamique au voisinage de la dernière source

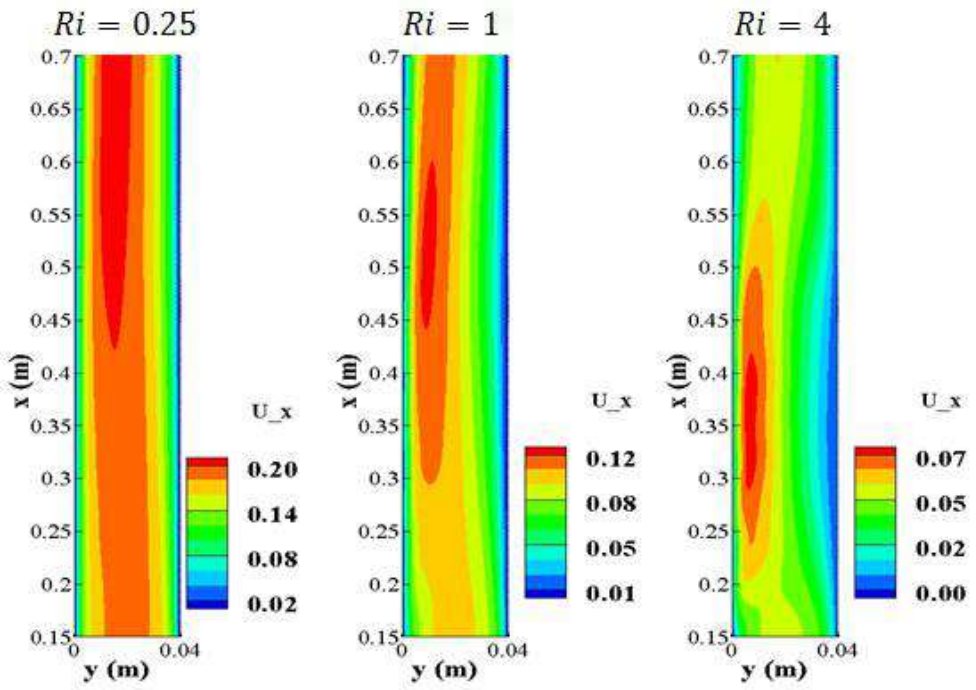


Figure IV.21. *Distribution de la vitesse longitudinale pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Richardson.*

- ***Champ thermique***

Les contours des isothermes sont présentés sur la figure *IV.22* pour *Re=100, 200* et *400* et *Gr=4×10^4*qui correspond aux nombre de *Richardson* de *4, 1* et *0,25* respectivement.

On remarque que les isothermes sont concentrées près de la partie chauffée. Il été observé que pour des valeurs de nombres de *Richardson* supérieur à 0,25, les contours des isothermes commencent à atteindre la paroi opposée, ce qui explique que le transfert diffusif est important comparé au transfert convectif. A faible valeurs du nombre de *Richardson*, les isothermes 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 ainsi une réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique, marquée par le resserrement des isothermes.

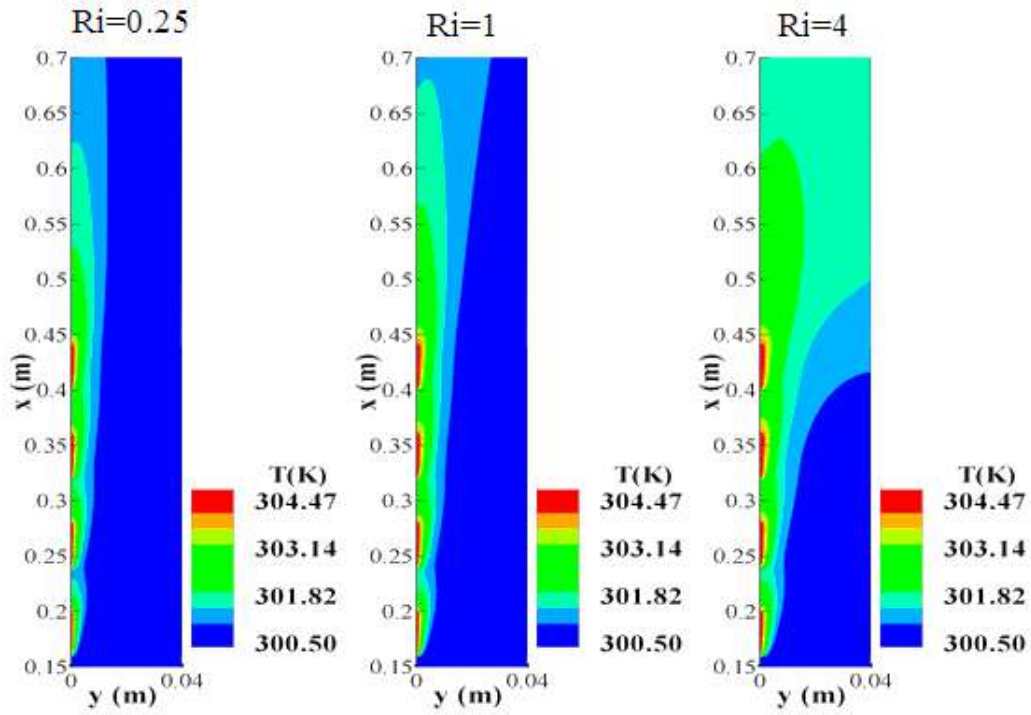


***Figure IV.22**. Contours de la température pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Richardson.*

- ***Caractéristique de transfert de chaleur***

L'évolution du nombre de *Nusselt* le long des sources de chaleur pour différentes valeurs de Richardson pour un nombre de *Grashof* fixe est présentée sur la *figure IV.23*. La figure montre que pour une valeur du *Grashof* constante et des faibles valeurs de *Richardson* provoque une augmentation du nombre de *Nusselt* le long des sources de chaleur, ceci est causé par la diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique et ainsi une augmentation du transfert de chaleur. Il est remarqué que pour *Ri=1 et 4*, l'écart entre le nombre de *Nusselt* décroit d'une source à l'autre en allant dans le sens d'écoulement jusqu'à l'extrémité de la dernière source où le nombre de Nusselt pour Ri=4 devient supérieur à celui de *Ri=1*, ceci peut être expliqué que pour des valeurs de *Richardson* supérieure à 1, c'est la convection naturelle qui domine le domaine.

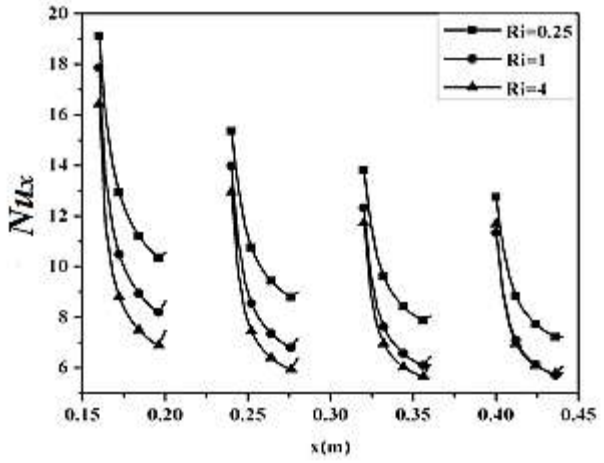


Figure IV.23*. Évolution du nombre de Nusselt pour Gr = 4×10^4et différentes valeurs de Richardson.*

d) Effet du nombre de Grashof

Des simulations numériques ont été effectuées pour différentes valeurs du nombre de Grashof avec un nombre de *Reynolds* constant égal à *200*, conduisant aux nombre de *Richardson* dans l'intervalle de *0,5 à 5*. On a choisi ces valeurs afin de donner une importance aux forces de flottabilité par rapport aux forces inertielles et rester en régime de convection mixte favorable stationnaire (*Tableau IV.2*).

Tableau IV.2. Valeurs utilisées pour l'effet de Grashof (écoulement assisté).

N°	**Re**	**U** (m/s)	$\mathbf{T_\infty}$ (°K)	$\mathbf{T_w}$ (°K)	**ΔT** (°K)	**Gr**	**Ri**
1	**200**	0,0785	300	302,61	2,61	$\mathbf{2\times10^4}$	**0,5**
2	**200**	0,0785	300	305,23	5,23	$\mathbf{4\times10^4}$	**1**
3	**200**	0,0785	300	310,46	10,46	$\mathbf{8\times10^4}$	**2**
4	**200**	0,0785	300	326,17	26,17	$\mathbf{2\times10^5}$	**5**

- ***Champ dynamique***

Les contours de la vitesse longitudinale et les lignes de courant sous l'effet de la flottabilité assistée sont présentés, respectivement, sur les figures *IV.24* et *IV.25* pour des combinaisons de *Re = 200* et *Grashof* dans la plage 2×10^4 *à* 2×10^5, conduisant aux valeurs de *Ri* de *0,5 et 5*. Quelle que soit le nombre de Richardson, l'amplitude de la vitesse présente un comportement symétrique à l'entrée du canal comme indiqué sur la figure *IV.24* où la paroi chauffée est à gauche.

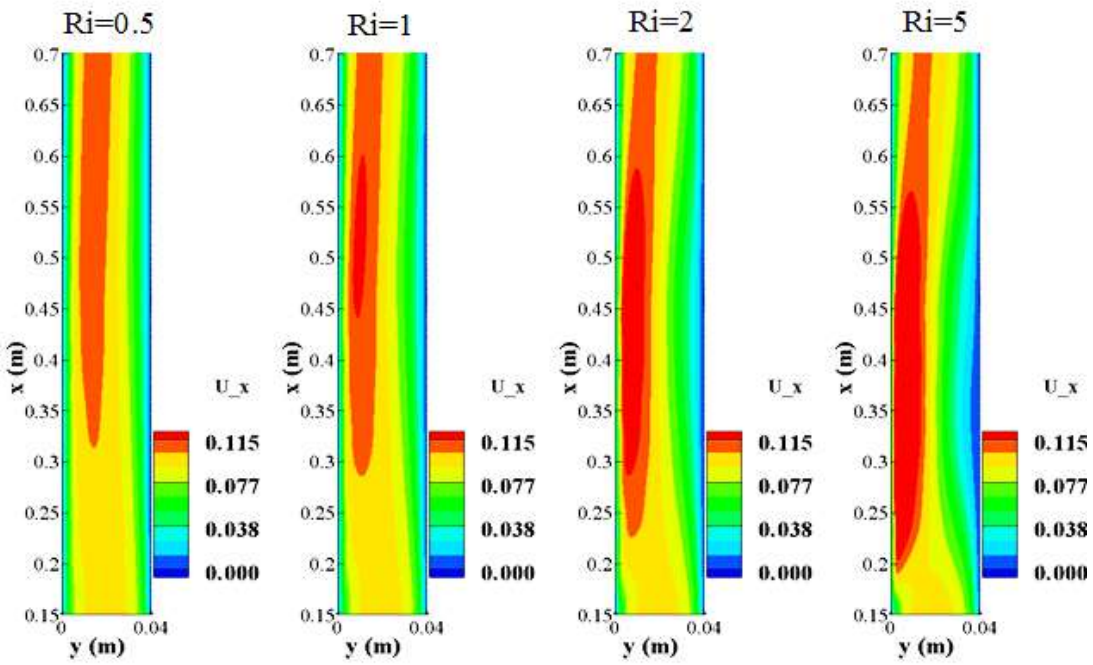


***Figure IV.24**. Distribution de la vitesse longitudinale pour Re = 200 et différentes valeurs de Richardson.*

Lorsque le fluide se déplace vers l'aval dans le canal, il s'accélère près des sources de chaleur en raison de l'effet de flottabilité, ce qui entraîne une dissymétrie dans les contours de la vitesse. La dissymétrie devient plus prononcée en augmentant le nombre de Richardson. L'accélération du fluide près de la paroi chauffée s'accompagne d'une décélération près de paroi froide pour satisfaire l'équation de continuité. En effet, l'augmentation du nombre de *Grashof* ou de *Ri* à *Re* fixe, produit une couche limite dynamique plus mince au voisinage de la paroi chauffée, induisant un décalage à gauche des contours de la vitesse maximale vers la paroi contenant les sources de chaleur. Cette dissymétrie dans le transfert de masse apparaît également sur les lignes de courant, figure *IV.25*, où une inflexion des lignes de courant dans la proximité de la paroi adiabatique est prononcée d'autant plus que le nombre de *Richardson* augmente. À faible nombre de *Richardson* (*Gr* est faible), les lignes de courant sont quasi-parallèles et équidistantes correspondant à ce qu'il peut être prévu dans un régime de convection forcée.

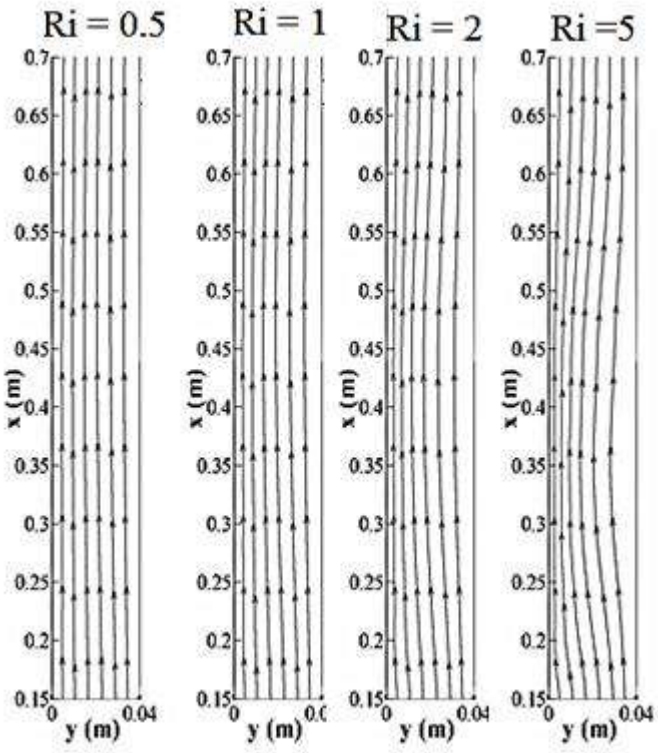


***Figure IV.25**. Lignes du courant pour Re = 200 et différents valeurs de Richardson*

- ***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.25*). D'après la figure *IV.25*, on remarque qu'avec l'augmentation de *Ri*, les isothermes sont plus concentrés au voisinage des sources de chaleur, mettant en évidence gradients de température plus élevés. Au voisinage des sources, la couche limite thermique s'épaissît de plus en plus au fur et à mesure que le fluide se déplace vers le haut dans la direction de l'écoulement principal. Au-delà de la dernière zone chauffée, on observe une diminution du gradient de température conduisant à un épaississement de la couche limite thermique. Cela peut être confirmé par les profils de température à l'extrémité des sources de chaleur, comme indiqué sur la figure *IV.9*. En augmentant le nombre de *Richardson*, les isothermes s'étendent dans les deux sens axial et transversal pour atteindre la paroi froide opposée après seulement une distance de quatre fois la longueur de la source de chaleur. Ceci est dû au fait qu'à un nombre élevé de *Richardson*, le transfert de chaleur par diffusion dans le canal d'écoulement joue un rôle non négligeable par opposition à la convection forcée où l'énergie est transportée par le flux entrant imposé. En diminuant le nombre de *Richardson*, cette distance augmente jusqu'à ce que les isothermes deviennent quasi-parallèles matérialisant une tendance à un régime de convection forcée.

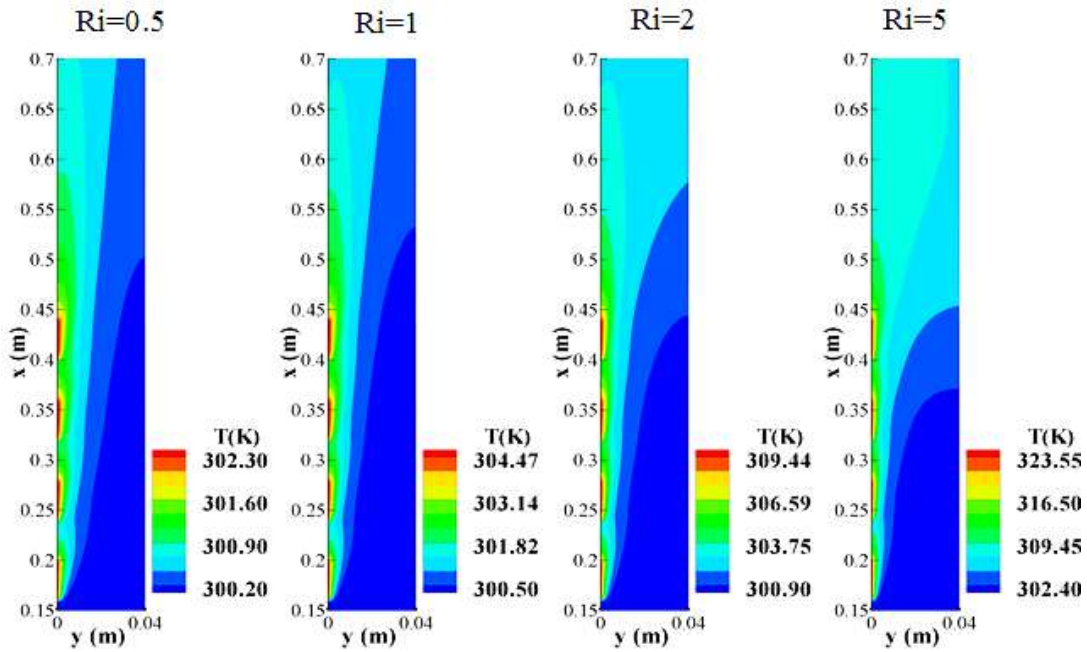


Figure IV.26*. Contours de température pour Re =200 et différentes valeurs de Richardson.*

- ***Caractéristiques de transfert de chaleur***

Pour comprendre les caractéristiques du transfert de chaleur dans le canal, l'évolution du nombre de *Nusselt* le long des sources chaleur pour différentes valeurs de nombre de *Richardson* est représentée sur la figure *IV.27*. On observe que pour n'importe valeur de *Richardson*, le nombre de *Nusselt* est élevé au début de chaque élément chauffant et diminue le long de la source de chaleur dans la direction de l'écoulement. Donc, au bord d'attaque, il n'y a pas d'effet sur le transfert de chaleur. Lorsque le fluide se déplace dans le sens du courant principal, sa température augmente et le nombre de *Nusselt* diminue. On observe néanmoins une certaine augmentation du nombre de *Nusselt* lorsque le fluide atteint la fin de la zone de chauffage, correspondant à la frontière où le fluide est en contact avec la paroi adiabatique plus froide facilitant le transfert de chaleur. On peut observer clairement que les valeurs du nombre de *Nusselt* deviennent plus élevées avec l'augmentation du nombre de *Richardson*. Globalement, le nombre de *Nusselt* augmente avec l'augmentation du nombre de *Richardson*.

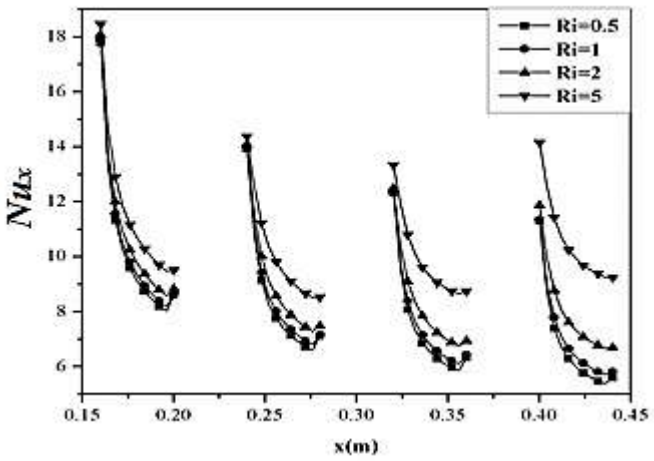


Figure IV.27.*Evolution du nombre de Nusselt local le long des sources de chaleur pour Re=200 et différentes valeurs de Richardson.*

IV.3.3 Cas d'un écoulement contrarié (régime stationnaire)

Dans certaines applications industrielles et en raison des contraintes techniques, une ventilation vers le bas qui s'oppose au mouvement ascendant du flux de chaleur peut se produire localement. Ainsi, la gestion thermique des dispositifs électroniques par exemple dans ces conditions est décisive. Dans le cas d'un écoulement opposé, les forces de flottabilité générées par le principe d'Archimède suite à la diminution de la densité du fluide près de la zone chauffée s'opposent aux forces d'inertie imposées à l'entrée par un agent mécanique.

Ce phénomène peut conduire à une accumulation de la chaleur entraînant une défaillance du système. En fonction de leurs grandeurs relatives, l'opposition de ces forces peut entraîner de fortes interactions entre les deux flux. Il est rappelé que pour le problème de convection mixte opposée, le flux principal est maintenant descendant et les éléments chauffés sont situés sur le mur droit.

a) Effet du nombre de Reynolds

Ici on va étudier l'influence du nombre de Reynolds sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur dont l'écoulement de fluide s'écoule dans le sens où les forces inertielles sont dans le sens opposées par rapport aux forces de flottabilité. 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, correspondant à des valeurs de Richardson de -0.25, -1 et -4.

- ***Champ dynamique***

Le champ dynamique est représenté sur la figure *IV.28* par les lignes de courants pour un nombre de *Grashof* constant égal à - 4×10^4et *Ri= -0.25, -1*et*-4*.

On remarque dans le cas de *Ri = - 4(Re=100),* 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 près de la paroi adiabatique. Pour des valeurs de Richardson supérieur a - 4*(Re > 100),* ces zones de recirculation se disparaissent et les lignes de courants deviennent de plus en plus quasi-parallèles dans tout le canal.

On remarque qu'une fois les forces de flottabilités devient supérieures à celles des forces 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.

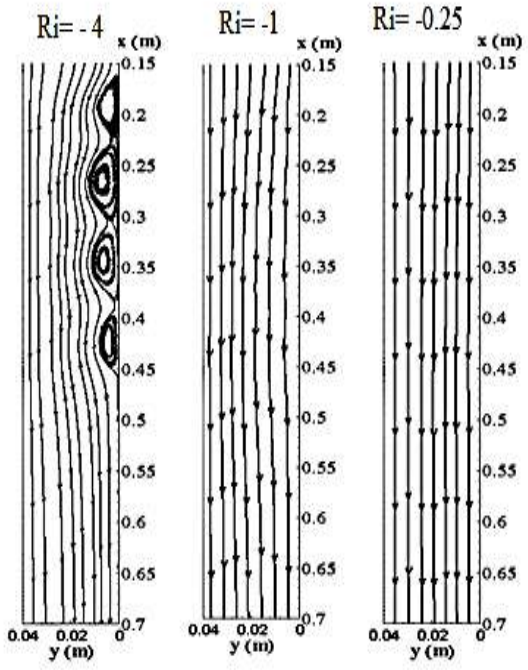


Figure IV.28*. Lignes du courant pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs de Ri.*

- ***Le champ thermique***

La figure *IV.29* représente les contours de température dans le canal pour *Gr* = - 4×10^4 et différents valeurs de *Reynolds (Richardson).*

On remarque que pour des valeurs du nombre de *Richardson* élevées (en valeur absolue), 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 thermique.

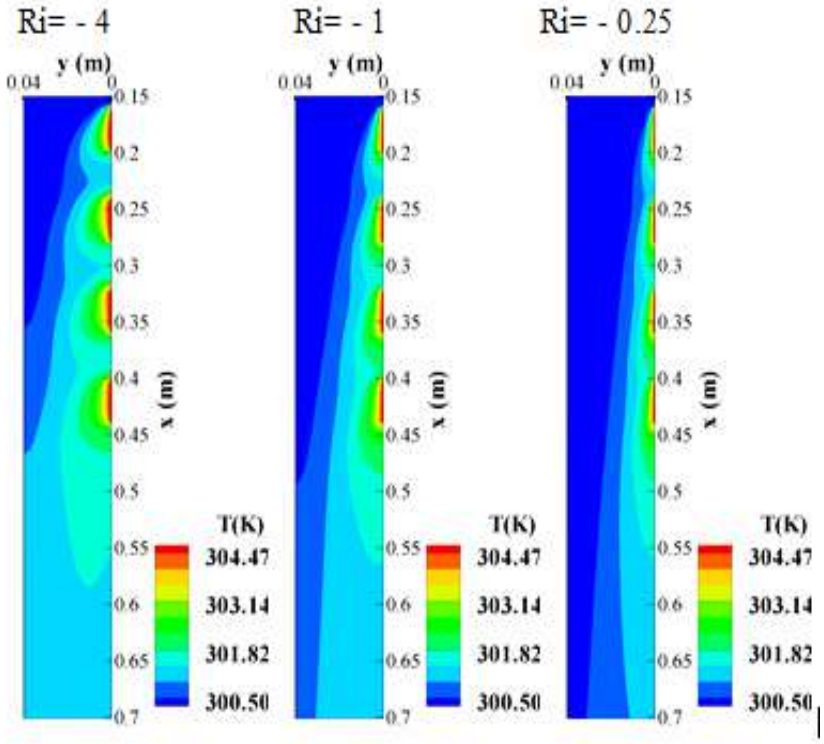


Figure IV.29*. Contours de la température pour Gr = 4×10^4 et différentes valeurs Ri.*

- ***Caractéristique de transfert de chaleur***

La *figure IV.30* présente l'effet du nombre de *Richardson (Reynolds)* sur l'évolution du nombre de *Nusselt* local le long des sources de chaleur 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. Ce phénomène devient de plus en plus prononcé avec l'augmentation de *Ri (en valeur absolue)*. 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.

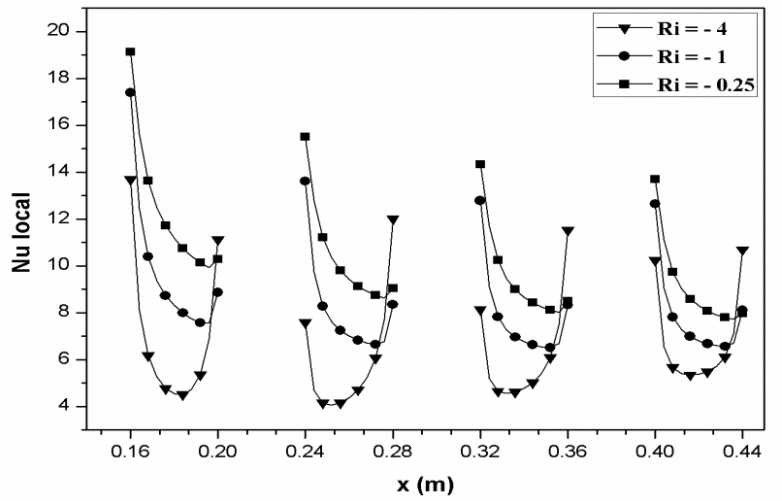


***Figure IV.30**. Évolution du nombre de Nusselt local pour Gr = - 4×10^{4}et différentes valeurs de Richardson.*

En termes de nombre de Nusselt moyen par source (*figure. IV. 31)*, Pour des valeurs de Ri≥ -1, 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 les valeurs de Ri≤ -1, 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 (figure *IV.28*), 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.

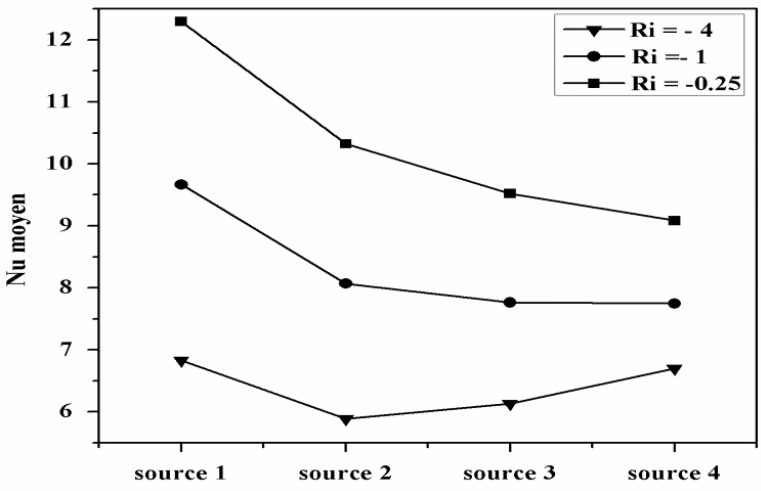


Figure IV.31. *Évolution du nombre de Nusselt moyen pour Gr = - 4×10^{4}et différentes valeurs de Richardson.*

b) Effet du nombre de Grashof

Ici on va étudier l'influence du nombre de Grashof sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur dont l'écoulement de fluide s'écoule dans le sens contraire forces de flottabilité.

Les valeurs de *Grashof* sont choisies de - *2×10^4*, - *4×10^4*, - *8×10^4 et - 2×10^5*pour un nombre de *Reynolds* constant égal à200, correspondant à des valeurs de Richardson de -0.5, -1, -2 et -5.

- ***Champ dynamique***

La distribution de la vitesse longitudinale et les lignes de courant dans des conditions de flottabilité opposée et pour différentes valeurs de Richardson à un nombre de Reynolds constant sont présentées sur les figure *IV.32* et *IV.33,* respectivement. Il semble clairement sur la figure *IV.32* que contrairement au problème de convection mixte aidée (Ri> 0), dans le cas de la convection mixte opposée, les contours de vitesse longitudinale sont élargis au voisinage de la paroi opposé au chauffage. Un point commun à ces deux modes de convection mixtes (aidée et contrarie) est que plus le nombre de *Richardson* est élevé, plus cette zone de vitesses est élevées proche de l'entrée du canal, ce phénomène étant cependant plus prononcé dans le cas de la convection mixte opposée.

Les contours de vitesse présentent des fluctuations avec une présence des vitesses négatives correspondant au développement de la couche limite et de la convection naturelle sur la paroi chauffée, dont la direction est opposée à celle de l'écoulement principal. On peut voir sur la figure *IV.33* que l'augmentation de nombre de Richardson (en valeur

absolue), l'enroulement de la couche limite ascendante conduisant à l'apparition des cellules de recirculation au voisinage des sources de chaleur. Les zones de recirculation sont dues à l'interaction entre le débit descendant imposer et le flux de flottabilité ascendant. La taille et l'amplitude de ces zones de recirculation augmentent lorsque le fluide chaud monte, parce que le fluide passe d'une source de chaleur à l'autre et la force de flottabilité augmente à la suite de l'augmentation de la température du fluide causée par l'accumulation de la chaleur. Au faible nombre de Richardson, l'effet de la convection naturelle disparaît et la convection forcée domine et les lignes de courant deviennent des lignes quasi-parallèles.

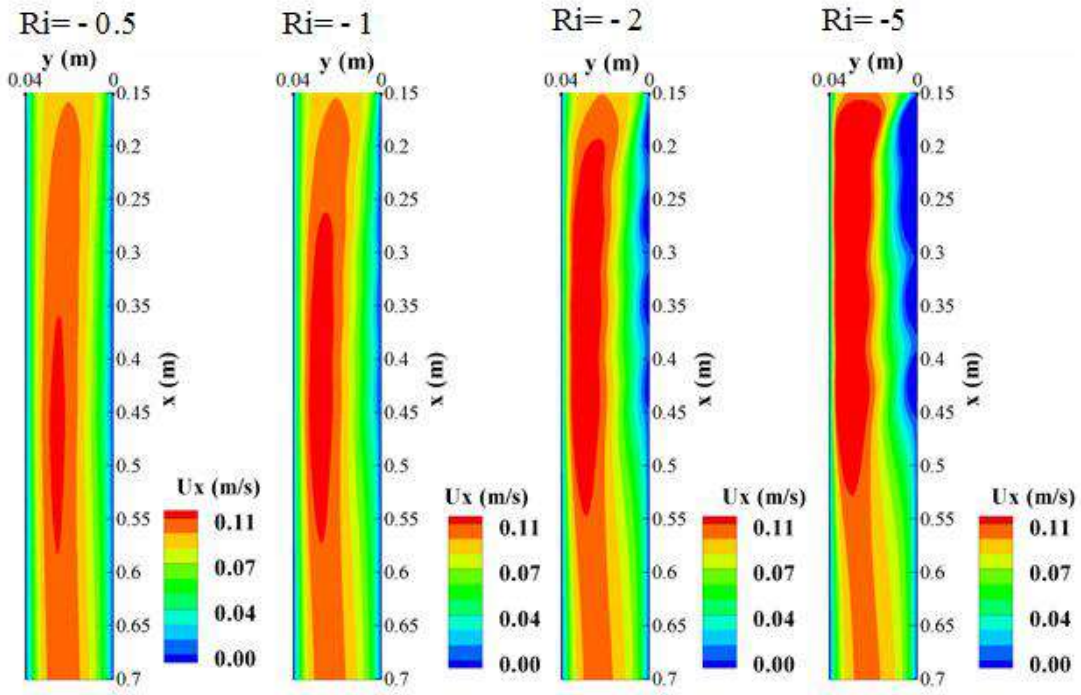


***Figure IV. 32**. Distribution de la vitesse longitudinale pour Re =200et différentes valeurs de Richardson.*

Dans la figure *IV.34* ont été représentés les profils de vitesse pour différentes valeurs de Richardson et Re = 200. On regarde les profils de la vitesse à différentes hauteurs, on peut voir clairement le phénomène de la contraction des lignes de courant vers la paroi opposée à celle du chauffage quand on s'éloigne de l'entrée du canal.

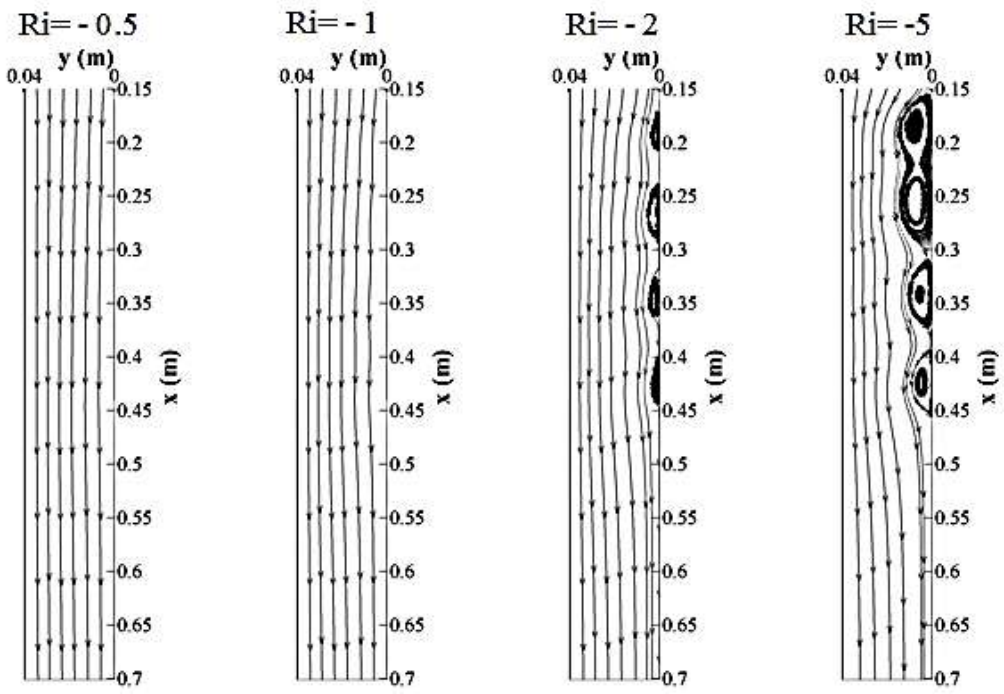


Figure IV. 33*. Lignes du courant pour Re = 200 et différentes valeurs de Ri.*

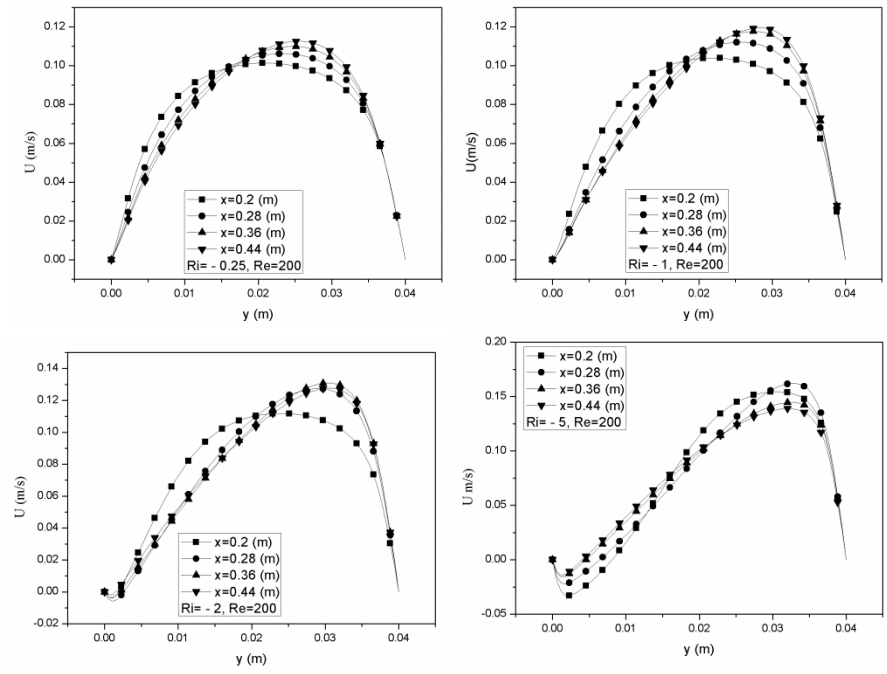


Figure IV.34*. Les profils de la vitesse transversale après chaque source pour Re =200 et différentes valeurs de Richardson.*

- ***Champ thermique***

Les contours des isothermes pour différentes valeurs de Richardson avec un nombre de Reynolds constant égal à 200 sont présentés sur la figure *IV.35.*

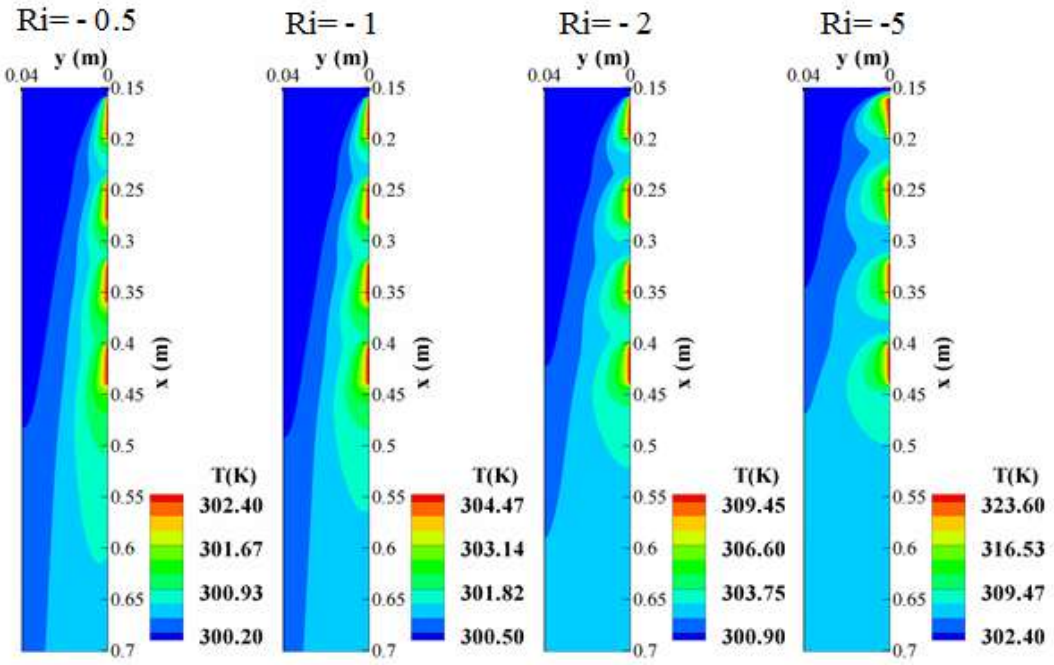


***Figure IV.35**. Contours de la température pour Re = 200 et différentes valeurs Ri.*

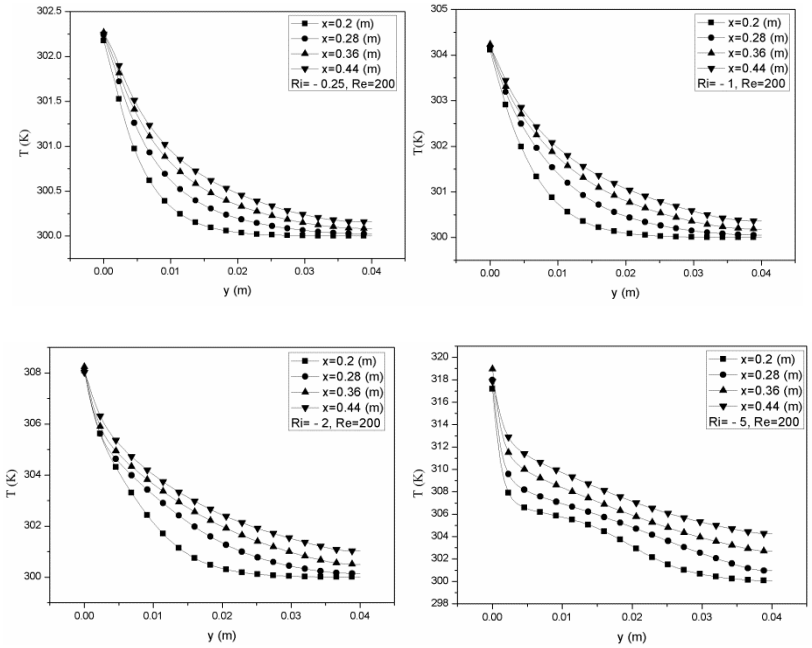


***Figure IV.36**. Les profils de température après chaque source pour Re =200 et différentes valeurs de Richardson.*

Pour le champ thermique, les contours des isothermes imitent l'interaction de l'écoulement. Dans les cellules de recirculation au voisinage des sources de chaleur, où le fluide reste plus longtemps, la chaleur est principalement transférée par conduction (diffusion).Ce mode est confirmé par la forme circulaire des contours de température avec

une légère expansion dans la direction de l'écoulement. Ce phénomène est plus prononcé au grand nombre de Richardson, figure (IV.35). Loin du mur, le flux forcé domine et le fluide chaud est emporté par le flux forcé. Diminuant le nombre de Richardson le phénomène tend vers la situation de convection forcée pure. Les profils des températures prises comme exemple dans la figure IV.36, traduisent bien le phénomène d'épaississement de la couche limite thermique dans le canal à mesure que l'on s'éloigne de l'entrée du canal.

- ***Caractéristique de transfert de chaleur***

Les *figures IV.37* et *IV.38* présentent l'effet du nombre de *Richardson (effet de Grashof)* sur l'évolution du nombre de *Nusselt local* et du nombre de *Nusselt moyen*, le long des sources de chaleur, respectivement, pour un nombre de *Reynolds* fixe.

Pour Ri = -0,5, Ri = -1 et Ri = -2, le comportement du nombre de Nusselt local correspond quelque peu à celui du régime de la convection mixte aidée discuté plus tôt. Pour Ri = -5, l'évolution du nombre de Nusselt présente un comportement différent à celui de Ri> -5, il diminue dans la première partie de la source de chaleur et augmente ensuite. Les courbes montrent un minimum de Nusselt local sur le segment de source de chaleur au voisinage de son bord d'attaque. Contrairement au problème de la convection mixte assistée, la situation opposée met en évidence que ce minimum tend à se rapprocher du bord d'attaque des sources de chaleur, d'autant plus que le nombre de Richardson augmente quel que soit l'emplacement de la source de chaleur. Globalement, le nombre de Nusselt est un minimum pour Ri = -5 proche de l'extrémité supérieure de la première source de chaleur, de sorte qu'en pratique, cela peut aider à éviter de placer une puissante source de chaleur au sommet du canal.

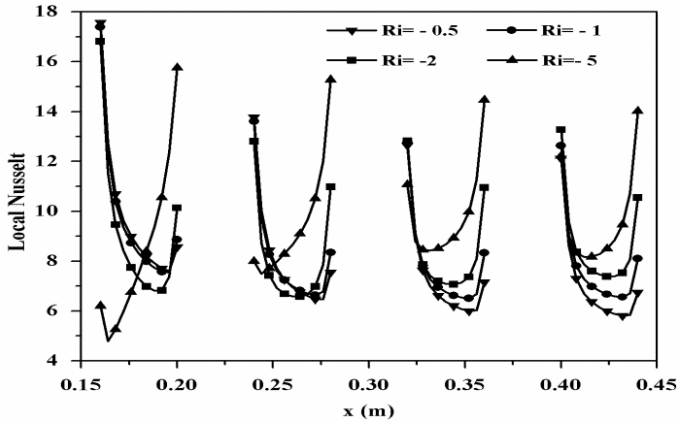


Figure IV.37*. Évolution du nombre de Nusselt local pour Re=200et différentes valeurs de Richardson.*

En termes de nombre de Nusselt moyen et sous le mode de convection mixte, l'augmentation de Ri (en valeur absolue) entraine une augmentation du nombre de Nusselt moyen 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.

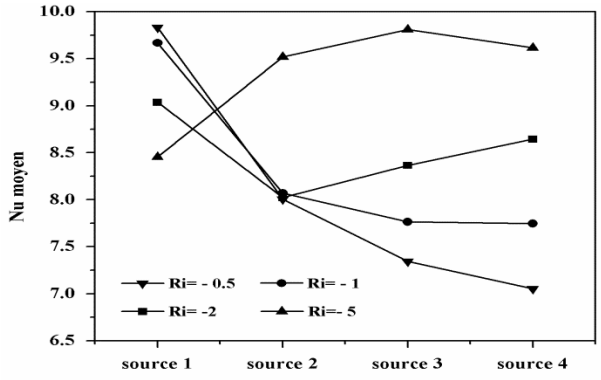


***Figure IV.38**. Évolution du nombre de Nusselt moyen pour Re=200et différentes valeurs de Richardson.*

IV.3.4 Cas d'un écoulement pulsé (régime instationnaire)

Dans ce cas la condition dynamique imposée à l'entrée du canal est vitesse variable dans le temps de forme sinusoïdale (équation. II.20). Le but est de tester l'effet d'un écoulement pulsé sur le phénomène, c.à.d. les champs dynamique et thermique dans le canal ainsi que le transfert de chaleur paroi/fluide.

a) Evolution de la vitesse axiale

- **Ecoulement uniforme**

La figure IV.39 présente l'évolution de la vitesse axiale en fonction du temps en un point de canal situe à l'extrémité de la dernière source de chaleur de coordonnées (x=0,44 et y=0,002) pour Ri=0,2 et $Gr=2.10^5$.

Le résultat obtenu montre que la vitesse d'écoulement oscille avant de converger vers une valeur asymptotique après un temps de calcul d'environ 600 itérations qui représente 3s de temps réel (2 heures de calcul). Ce temps représente le temps réel pour que l'écoulement arrive à un état stationnaire, autrement appelé temps d'établissement du régime. Le calcul en régime instationnaire est très couteux en temps, pour arriver à cet état le calcul a pris plus de 12000 itérations, presque 20 fois qu'avec un écoulement uniforme (environ un jour de calcul) sur un processeur Intel I5.

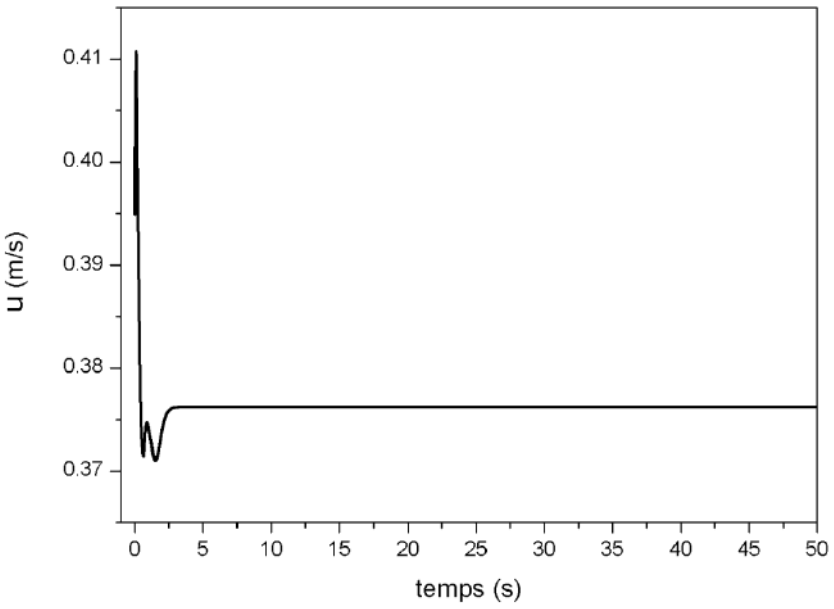
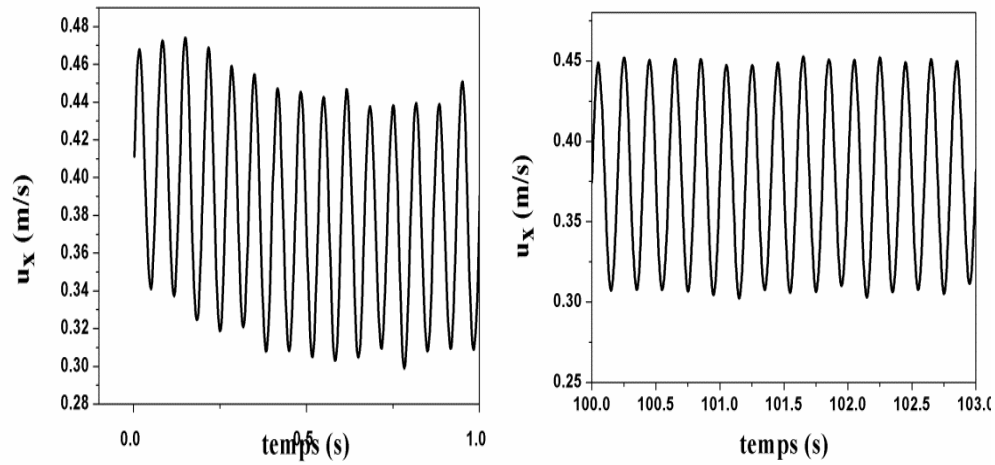


Figure IV.39. *Évolution de la vitesse u en fonction de temps au point (x = 0.44, y = 0.002) pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 (écoulement uniforme)*

- **Ecoulement pulsé**

La figure *IV.40* illustre l'évolution de la vitesse axiale en fonction de temps au point de référence (*x=0.44* et *y=0.002) pour Ri=0.2, Gr=2.10^5*. Le résultat montre que la vitesse axiale à l'extrémité de la dernière source à l'instant t=0 prend la valeur d'environ 0.41 ($m.s^{-1}$) puis elle augmente pour atteindre sa valeur maximale d'environ 0.47($m.s^{-1}$) après elle redescendre jusqu'à une valeur de 0.31 ($m.s^{-1}$) qui est la valeur minimale de cette vitesse pour la totalité de temps de calcul. Elle continue sa variation dans l'intervalle de 0.31 à 0.47 ($m.s^{-1}$) jusqu'au temps nécessaire pour l'installation du régime périodique dans tout le canal. Comme le montre la figure, la convergence vers le régime périodique a pris environ 100 s. Pendant la période d'établissement du régime, la vitesse axiale prend une forme oscillatoire quasi-périodique avec des fréquences et des amplitudes de pulsation variables. Apres le temps de convergence, la vitesse se stabilise et elle prend la forme oscillatoire d'une période d'environ 0.2 correspond à une fréquence de 5(Hz) et une amplitude constante qui correspond aux caractéristiques imposées à l'entrée.



Figure*IV.40. Évolution de la vitesse u_x en fonction de temps au point (x = 0.44, y = 0.002) pour A=0.2, Ri=0.2, f=5et Gr=2. 10^5 (écoulement pulsé)*

Ces deux résultat pour un nombre de *Ri=0.2* et *Gr=2. 10^5*, correspondant à un nombre de Reynolds de 1000, nous montre qu'une perturbation de l'écoulement à l'entrée se propage dans tout le canal.

b) Effet de Richardson

Nous présentons ici les résultats obtenus pour l'effet du nombre de Richardson sur la structure de l'écoulement et de transfert de chaleur. Les valeurs choisies pour ce paramètre sont de 0.*1* à 0.56 pour un nombre de *Grashof* égal à *2×10^5* qui correspond à des valeurs du nombre de *Reynolds* de 600 à 1400. Elles sont choisies de telle sorte que ses valeurs ne dépassent pas la valeur critique de la transition vers le régime turbulent et qu'on reste toujours dans le domaine de la convection mixte favorable. On a associé à l'étude de cet effet, deux profiles à l'entrée du canal, une *amplitude A= 0.2* et une *fréquence f= 5*, puis *une amplitude A* =0.8 et une *fréquence f=10*.

- ***Champ dynamique***

La figure *IV.41* présente les lignes de courant et la vitesse axiale pour différentes valeurs de Richardson à nombre de Grashof constant égale à 2. 10^5,

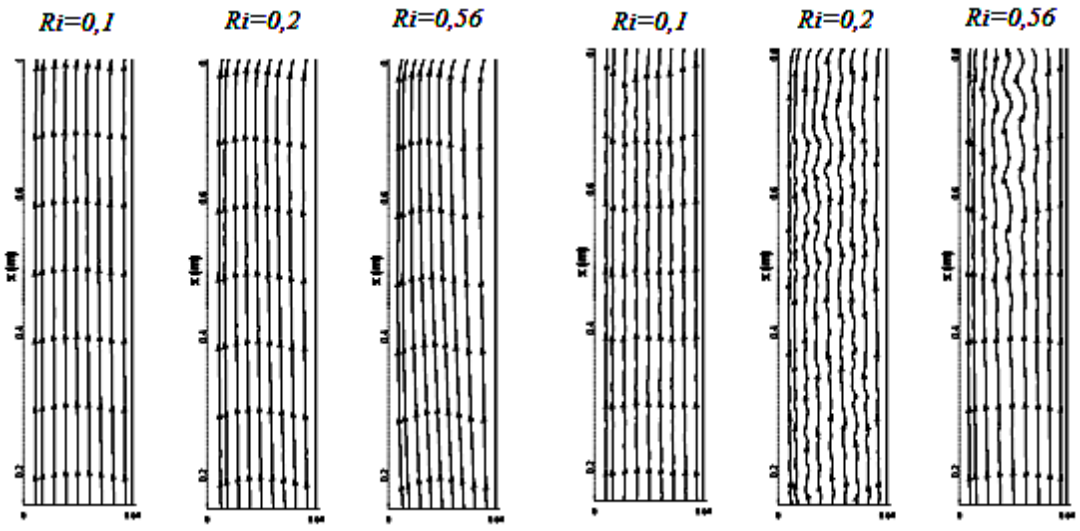
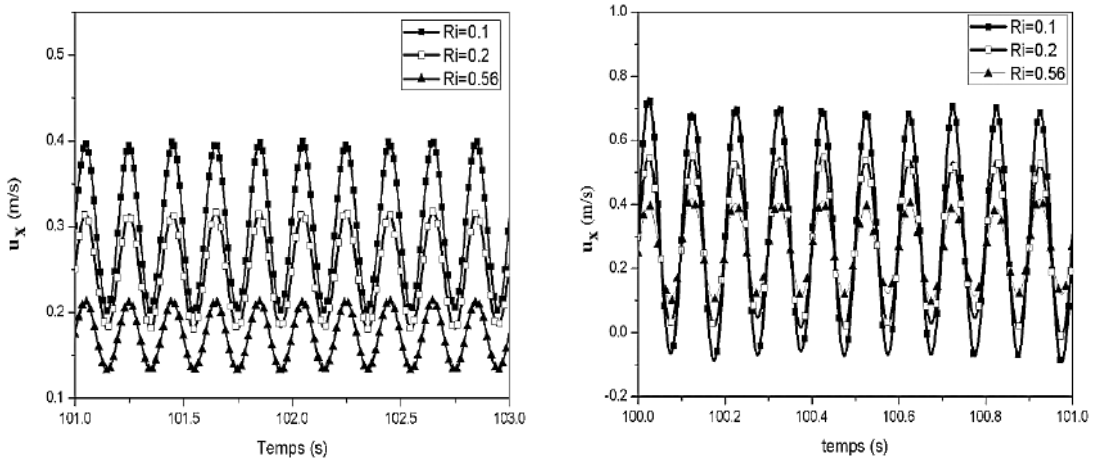


Figure IV.41.*Lignes de courant pour* Gr=2. 10^5 *et différentes valeurs de Richardson, a) A=0.2, f=5 et b) A=0.8, f=10*

La figure *IV.41*montre qu'à faible valeur de Richardson, les lignes de courant sont quasi-parallèles verticales suivent le sens de l'écoulement. Avec l'augmentation du nombre de Richardson, les lignes de courant commencent à se dévier vers la paroi contient les sources de chaleur et l'effet des force de flottabilité devient remarquable. Il a été observé que les lignes de courant prennent la forme de lignes ondulées et ce phénomène devient très remarquable avec l'augmentation du nombre de Richardson. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'écoulement est très influencé par des amplitudes et les fréquences élevées par rapport à des amplitudes et des fréquences de pulsation faibles qui peuvent nous présenter le même cas avec un écoulement uniforme.

L'évolution temporelle de la vitesse au point de référence (*x= 0.44, y=0.002*) (Figure. *IV.42*) montre que la vitesse axiale à l'extrémité de la dernière source garde toujours la même fréquence de la vitesse à l'entrée du canal mais elle change de l'amplitude avec variation du nombre de Richardson. Il est observé qu'avec l'augmentation du nombre de Richardson, l'amplitude de pulsation diminue.

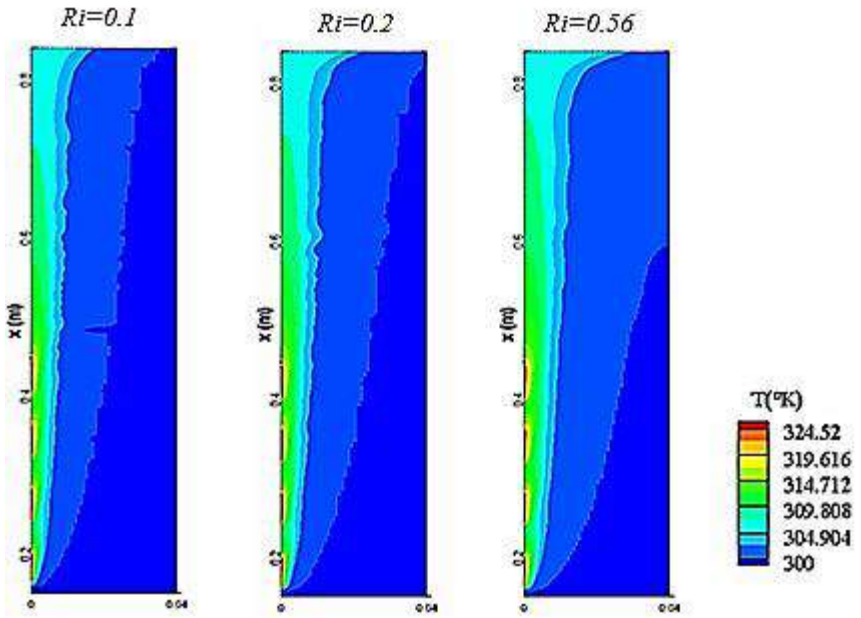


(a) (b)

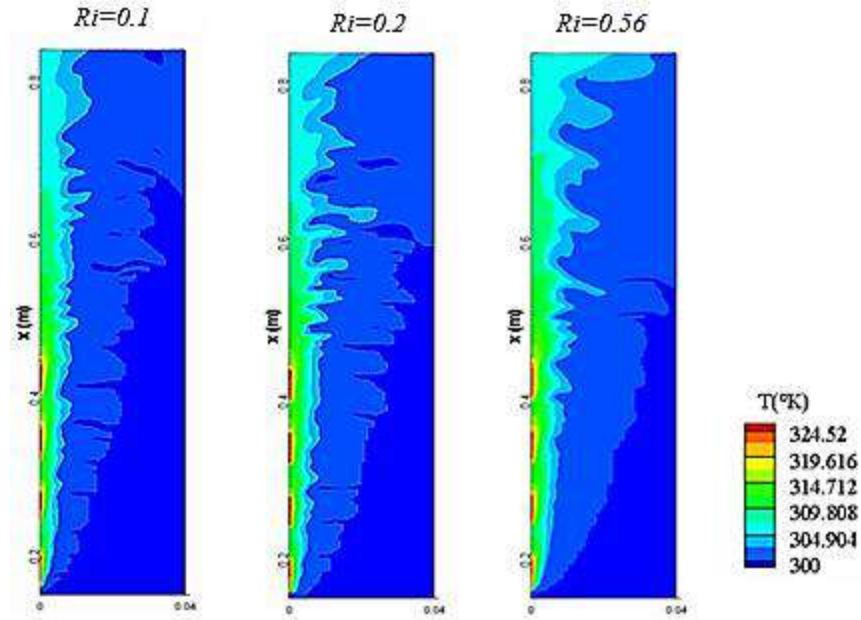
Figure IV.42.*Evolution de la vitesse axiale au point (x= 0.44, y=0.002) pour* Gr=2. 10^5*et différentes valeurs de Richardson a) A=0.2, f=5et b) A=0.8, f=10*

- ***Champ thermique***

Les contours de température pour un nombre de Grashof constant, une amplitude et une fréquence de pulsation constantes pour différentes valeurs de Richardson sont présentés sur la *figure IV.43.* La figure montre que les isothermes sont plus concentrées près des sources de chaleur. Pour des nombres de Richardson élevés, les contours des températures commencent à atteindre la paroi adiabatique opposée à celle contenant les sources de chaleur, cela explique que le transfert diffusif est important comparé au transfert convectif. A faible valeurs du nombre de *Richardson*, les isothermes 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 ainsi une réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique, marquée par le resserrement des isothermes. On remarque sur la figure *IV.43.b* que les isothermes deviennent plus ondulées par rapport à ceux de la figure *IV.43.a.* Ceci explique que l'écoulement devient instationnaire pour des amplitudes et des fréquences élevées.



(a)



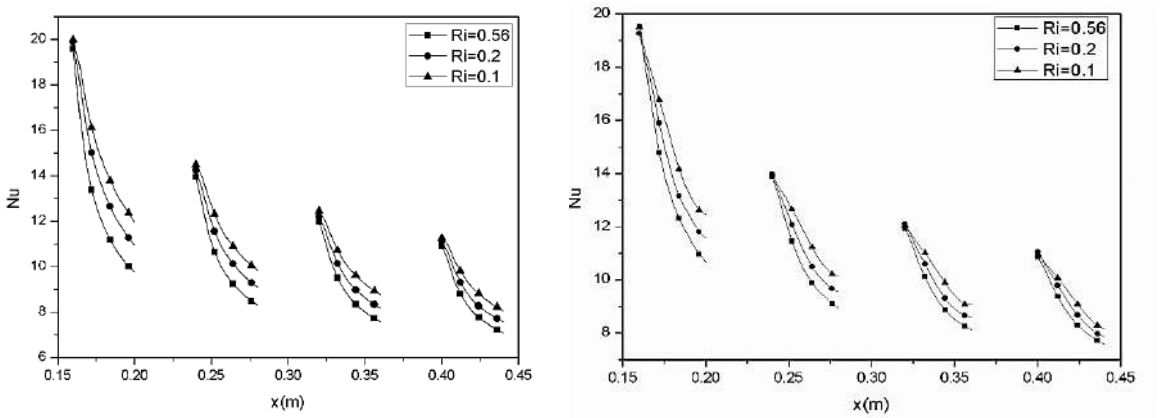
(b)

Figure IV.43. *Contours de températures pour Gr=2. 10^5et différentes valeurs de Richardson, a) A=0.2, f=5 et b) A=0.8, f=10*

- ***Caractéristique de transfert de chaleur***

L'évolution du nombre de *Nusselt local* le long des sources de chaleur pour différentes valeurs de Richardson et un nombre de *Grashof* fixe à différentes amplitudes

(A=0.2, f= 5 et A=0.8 et f=10) est présentée dans la *figure IV.44.* La figure montre que pour un nombre de Grashof constant, des faibles valeurs de Richardson provoque une augmentation du nombre de Nusselt le long des sources de chaleur et une réduction sur sa pente de décroissement. Cela est causé par la diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique (figure *IV.43)* qui augmente le gradient de température. Il est observé que l'écart entre les courbes du nombre de Nusselt décroit d'une source à l'autre en allant dans le sens de l'écoulement et cela est plus remarqué avec l'augmentation de l'amplitude et de la fréquence, figure *IV.44.b.*



(a) ***(b)***

Figure IV.44. *Evolution de Nu local pour Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de Richardson, a) A=0.2, f=5, b) A=0.8, f=10*

c) Effet de l'amplitude (A) et de la fréquence de pulsation (f)

L'influence de la fréquence de pulsation sur la structure de l'écoulement du fluide et sur le transfert de chaleur a été étudiée pour un nombre de Richardson Ri = 0.2, un nombre de Grashof Gr =2. 10^5 et des amplitudes variant de 0.2 à 1.2. Les valeurs choisies pour la fréquence de pulsation de la vitesse à l'entrée de canal sont f=0, 5, 10 et 15.

- ***Champ dynamique***

Les figures *IV.45* et *IV.46* illustrent, respectivement, les lignes de courant et l'évolution de la vitesse axiale au point (*x= 0.44, y=0.002)* pour les différentes valeurs de la fréquence de pulsation à *Ri=0.2, Gr=2.*10^5 et l'amplitude varie de *A=0.2, 0.8 et 1.2.*

La figure *IV.45. (c),* montre qu'à faible valeurs d'amplitude *A=0.2*, les lignes de courant sont représentées par des lignes quasi-parallèles quel que soit la fréquence de pulsation. Avec l'augmentation de l'amplitude, l'effet de la fréquence de pulsation sur l'écoulement

l'ondulation des lignes du courant est plus prononcé. On remarque que pour des amplitudes élevées, l'ondulation des lignes de courant commence à faible valeurs de fréquence de pulsation, comme l'indique la figure *IV. 45. (a)* et *IV.45. (b*) où on observe que pour une amplitude *A= 1.2*, les lignes de courant sont ondulées à une fréquence *f=5*, par contre pour une amplitude *A= 0.8* l'ondulation des lignes ne commencent qu'à une fréquence *f=10.*

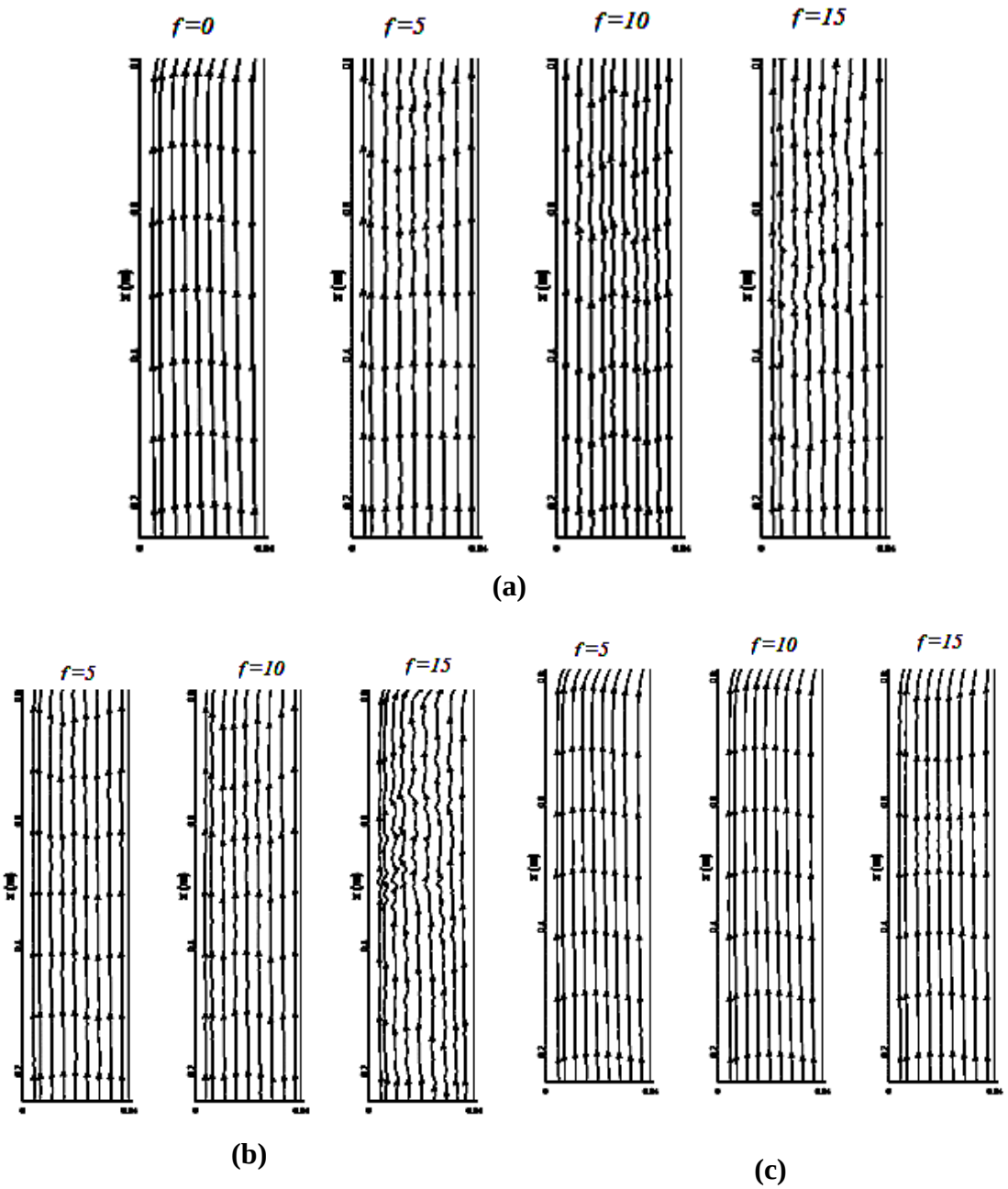


Figure IV.45. *Lignes de courant pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c)A=0.2*

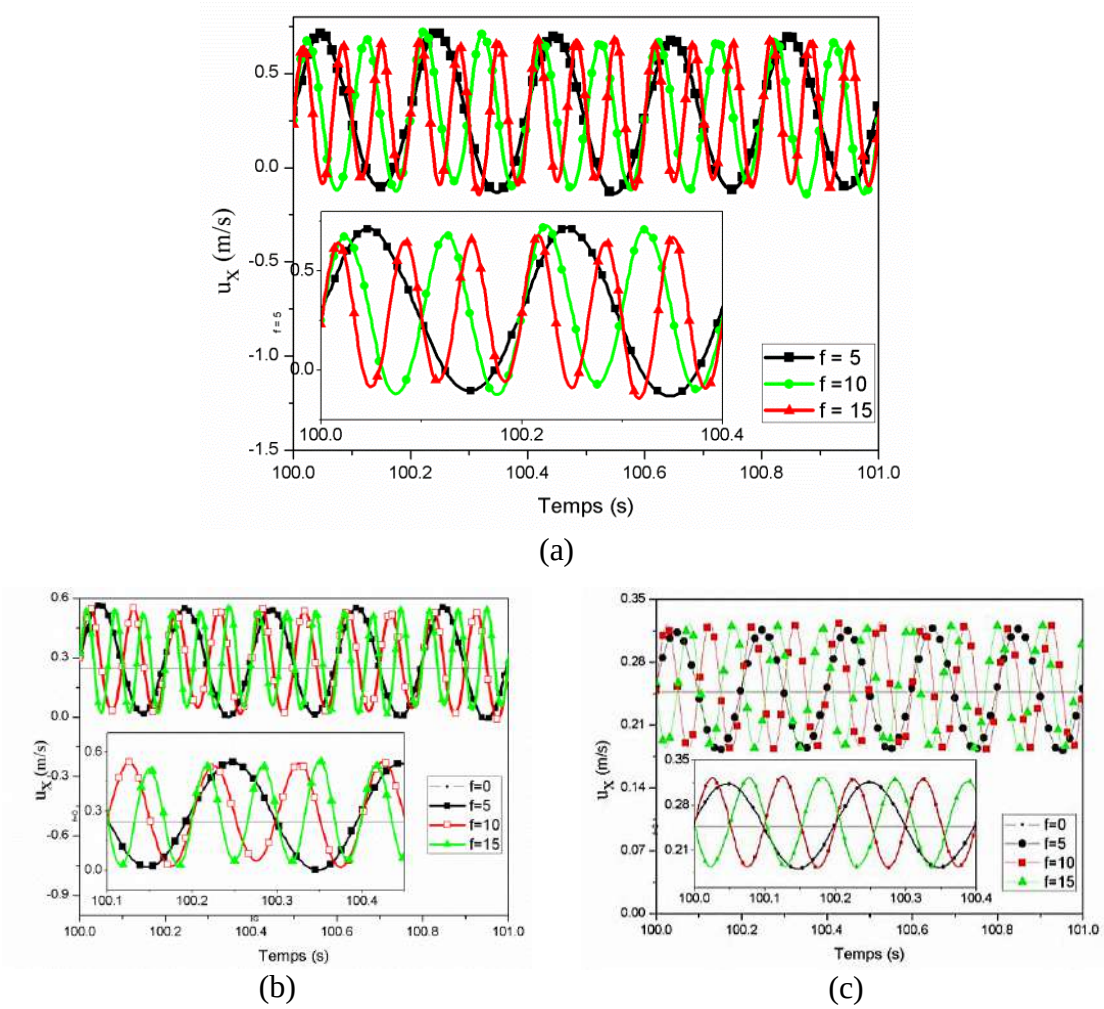


Figure IV.46.*Evolution de la vitesse axiale au point (x= 0.44, y=0.002) pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c)A=0.2*

La figure *IV.46* montre clairement que la vitesse axiale à l'extrémité de la dernière source garde toujours la même fréquence de pulsation imposée à la vitesse d'entrée du canal mais leurs amplitudes diminuent.

- ***Champ thermique***

Les contours des isothermes pour différentes valeurs de la fréquence de pulsation pour différentes amplitudes à Gr et Re sont présentés sur la figure *IV.47.*

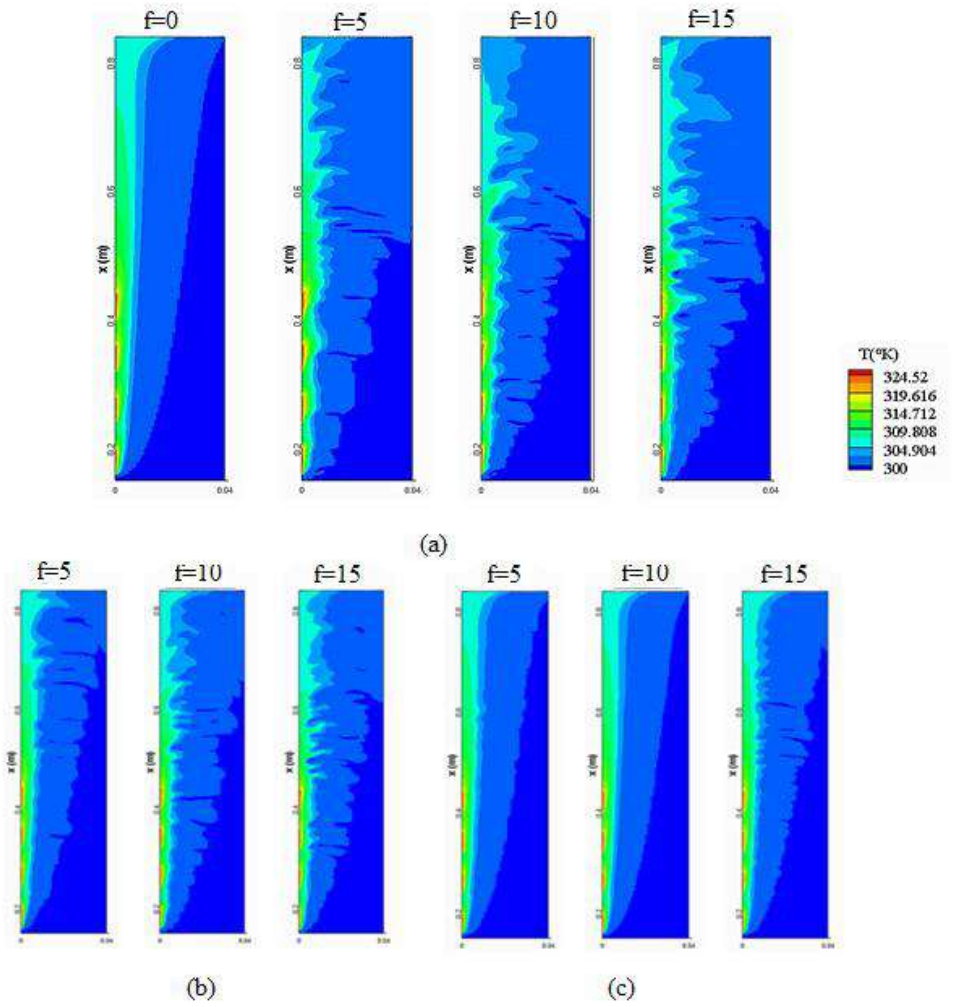


Figure IV.47. *Contours de température pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c) A=0.2*

Les figures montrent que les isothermes sont concentrées près de la paroi chauffée. Pour une amplitude de 0.2 et des fréquences inférieures à 15Hz, les isothermes 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. Pour une fréquence de 15Hz, les isothermes rejoignent la paroi opposée à la paroi chauffée, ceci explique que le transfert diffusif est important comparé au transfert convectif. Pour des amplitudes élevées, l'effet des fréquences de pulsation sur le transfert de chaleur est plus visible. On remarque qu'avec l'augmentation de la fréquence de pulsation, les isothermes prennent une forme des contours ondulées et rejoignent rapidement la paroi opposée à celle chauffée. Ceci explique que pour des amplitudes élevées, l'augmentation de la fréquence de pulsation donne de l'importance au transfert diffusif par rapport au transfert convectif.

- ***Caractéristique de transfert de chaleur***

L'évolution du nombre de *Nusselt local et moyen* pour chaque source le long des sources de chaleur et Nusselt moyen de chaque source de chaleur et Nusselt moyen total dans les sources de chaleur pour différentes valeurs de la fréquence à un nombre de Richardson constant égal à 0.2 ($Gr=2.10^5$) et des amplitudes de pulsation de 0.2, 0.8 et 1.2 sont présentées dans les *figures IV.48, IV.49 et IV.50, respectivement*.

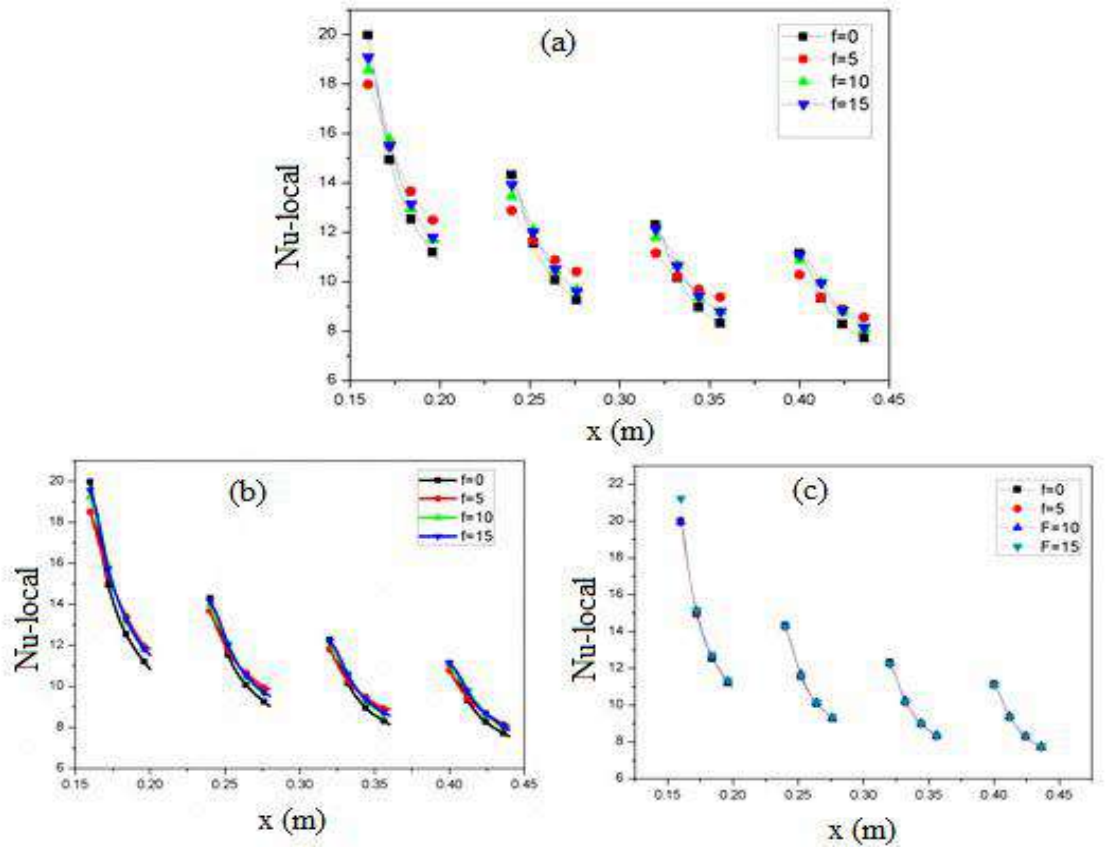


Figure IV.48. *Evolution de Nusselt local pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c) A=0.2*

Les figures *IV.48* et *IV.49* montrent qu'à faible amplitude, les fréquences de pulsation n'ont pas d'effet sur le transfert de chaleur (ils ont un effet très faible voir négligeable). Avec des amplitudes élevées, l'effet des fréquences sur le nombre de Nusselt est remarquable. L'augmentation de la fréquence de pulsation provoque une augmentation de nombre de Nusselt. Il a été observé pour une fréquence de 5 Hz, le nombre du Nusselt local est plus faible à l'entrée de chaque source puis il augmente pour dépasser ceux obtenus pour les autres fréquences.

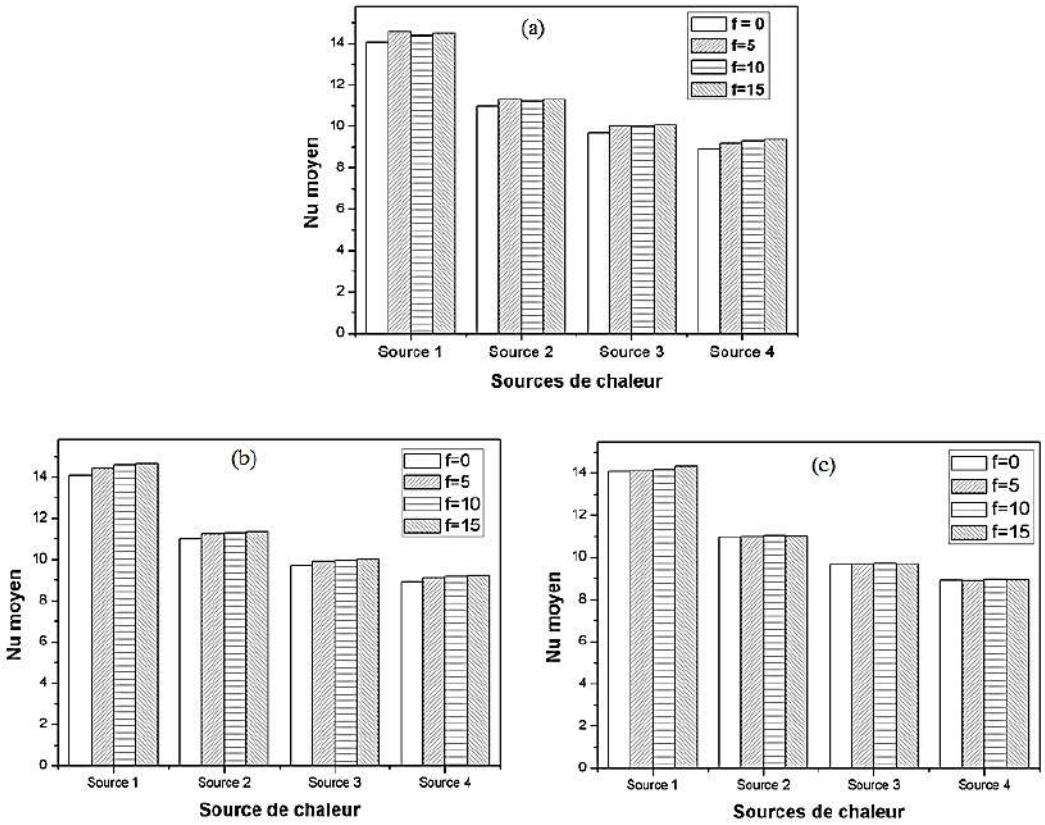


Figure IV.49. *Evolution de Nu-moyen pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes valeurs de la fréquence de pulsation, a) A=1.2, b) A=0.8 et c) A=0.2*

La figure *IV.50* montre clairement que l'augmentation de la fréquence de pulsation pour des valeurs élevées de l'amplitude entraine une augmentation du nombre de Nusselt qui caractérise le transfert de chaleur.

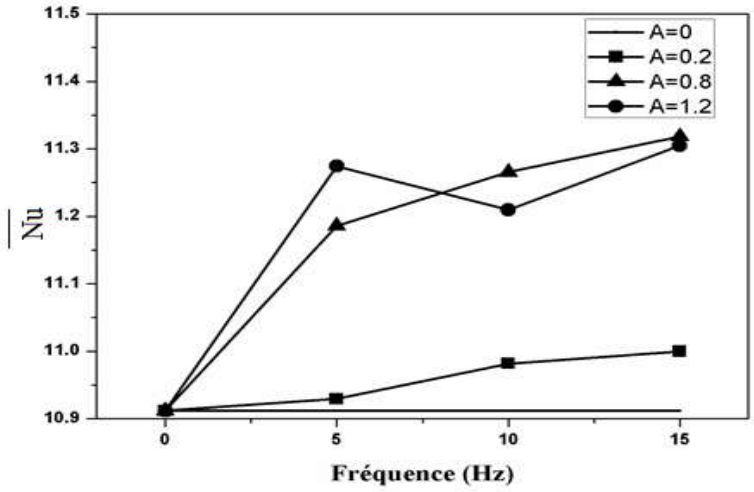


Figure IV.50. *Evolution de $\overline{Nu}$en fonction des fréquences de pulsation pour Ri=0.2, Gr=2. 10^5 et différentes amplitude de pulsation.*

CONCLUSION GENERALE

Dans cette thèse une étude de la structure de l'écoulement et du transfert de chaleur par convection mixte assistée et opposée au-dessus de quatre sources de chaleur discrètes attachées à une paroi d'un canal rectangulaire vertical soumis à un flux d'air pulsé est étudiée numériquement dans cette thèse. Les équations directrices ont été résolues par la méthode des volumes finis en utilisant le code de calcul libre OpenFoam®. Les effets des paramètres de pulsation tels que l'amplitude et la fréquence ainsi que les groupements adimensionnels (nombres de Grashof et de Richardson) et les paramètres géométriques (la longueur et l'espacement des sources de chaleur) ont été étudiés.

L'étude comporte deux parties, la première est consacrée au régime de convection mixte assistée et opposée pour un flux d'air uniforme (vitesse constante à l'entrée). Cette investigation est effectuée pour des nombres de Reynolds et des nombres de Grashof qui varient, respectivement, de 100 à 400 et de 2.10^4 à 2.10^5. Correspondant à des nombre de Richardson de 0,25 à 5 et la longueur des sources de chaleur et l'espacement entre les sources ont été variés de 0,5 à 2 fois de la largeur de canal H. La seconde partie, quant à elle, a traité le régime de convection mixte assistée pour un flux d'air pulsé imposé à l'entrée. Les investigations sont effectuées pour quatre fréquences de pulsation (0, 5, 10 et 15), trois amplitudes (0,2, 0,8 et 1,2) et trois valeurs de nombre de Richardson (0,1, 0,2 et 0,56). Les paramètres géométriques ont maintenus constants.

Les principales conclusions obtenues dans cette étude sont résumées comme suit:

- Les résultats ont révélés que la structure de l'écoulement, les caractéristiques du champ de la température et le transfert de chaleur dépendent fortement du nombre de Richardson pour les deux régimes de convection mixte assistée et opposée.
- Il a été constaté que dans le cas de la convection mixte assisté avec un nombre de Richardson élevé, une dissymétrie de l'écoulement générée par l'addition d'un flux secondaire produit une couche limite thermique plus mince visiblement conduisant à améliorer le transfert de chaleur, particulièrement proche de la sortie du canal.
- Dans le cas de forces de flottabilités opposées, les vitesses et le champ thermique sont beaucoup plus perturbées avec l'augmentation du nombre de Richardson, en valeur absolue, en donnant naissance à des cellules rotationnelles proche de la paroi chauffée.
- L'augmentation des longueurs des zones chauffées entraine une augmentation de la chaleur introduite, alors un échauffement supplémentaire 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, 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 et par conséquent le coût.

- Le comportement de l'écoulement et la distribution de température sont fortement affectés par la pulsation de la vitesse à l'entrée.
- Les taux du transfert de chaleur pendant un cycle de pulsation augmente considérablement en augmentant l'amplitude de pulsation.
- Le taux maximal du transfert de chaleur est observé pour des fréquences de pulsation optimales.

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, l'espacement et la longueur des composants.

Il est à noter qu'il été prévu que cette étude numérique sera couronné d'une validation expérimentale afin de voir les limites et le déficit du calcul numérique dans la prédiction de ce phénomène physique. Des essais ont été réalisés au laboratoire, mais malheureusement, pour des contraintes techniques à cause du manque de moyens d'expérimentations, ces essais n'ont pas pu être effectués dans les normes et les résultats été en deçà d'une exploitation scientifique.

En perspectives, cette étude pourrait avoir un prolongement en tenant en considération l'influence du nombre de Reynolds dans une plage de variation supérieure à 1400 afin de chercher le point critique du passage vers le régime instationnaire sous conditions stable à l'entrée et d'essayer de trouver une corrélation entre un écoulement pulsé et un écoulement à une vitesse uniforme. Ainsi, d'autres combinaisons de paramètres peuvent être étudiées et des corrélations mathématiques de l'évolution du nombre de Nusselt pourront être modélisées.

Une validation expérimentale est en perspective pour une confrontation réaliste de nos résultats une fois les moyens le permettront.

Le présent travail a fait l'objet de la production scientifique suivante :

- d'une publication internationale dans une revue internationale de catégorie A, **Thermal Science,** IF=1.093.

Titre : Laminar aiding and opposing mixed convection in a vertical channel with an asymmetric discrerete heating at one wall, vol. 21, pp. 2503 – 2515, 2017.

- Trois communications dans des congrès internationaux :

*1/**3rd International Conference on Green Energy and Environmental Engineering GEEE-2016**, 23-25 April 2016, Hammamet, Tunisia.*

Titre : Mixed convection in channel with asymmetric discrete heating

*2/ **First ArabConference on Mechanical Engineering (ARCME'17**), Biskra, Algeria, December 3-4, 2017*

Titre: Laminar aiding mixed convection in a vertical channel with an asymmetric discrete heating at one wall

3/***5ème Congres International de Thermique-AMT2018,** Safi, Maroc, 18 et 19 Avril 2018.*

Titre : Mixed convection in vertical channel with asymmetric discrete heating at one wall.

- Et trois communications nationales :

***1/ Première conférence sur les CFD et la technologie,** Centre de recherche Nucléaire de Draria, Algerie, 22 et 23 Avril 2016.*

Titre : Effet de longueur des sources de chaleur et leurs espacements sur le transfert de chaleur dans un canal vertical.

2/ ***deuxième conférence sur les CFD et la technologie,** Centre de recherche Nucléaire de Draria, Algérie, 12-13 et14 Novembre 2018.*

Titre : Ecoulement pulsée dans un canal vertical avec des sources de chaleur discrètes.

3/ ***deuxième conférence sur les CFD et la technologie,** Centre de recherche Nucléaire de Draria, Algérie, 12-13 et14 Novembre 2018.*

Titre : convection mixte opposée en régime laminaire dans un canal vertical avec des sources de chaleur asymétrique

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.

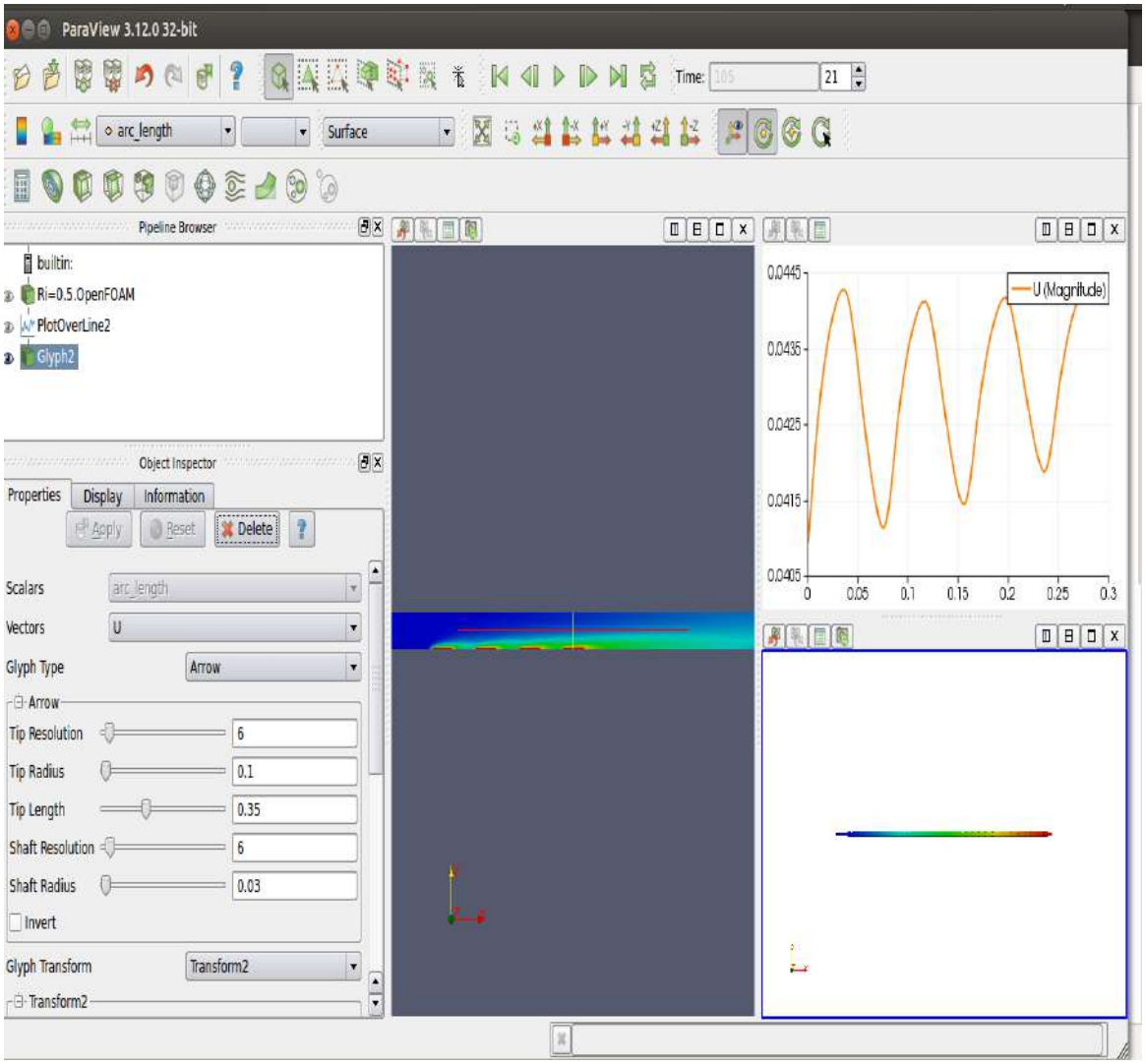


Figure Annexe I *: la façade principale de post-traitement Paraview.*

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

Baker. R.S, Tessier. M.J (1987), "*Handbook of Electromagnetic Pump Technology"*, Elsevier Science Publishing, New York.

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.

Baranger. J (1988), *'Analyse numérique'*, Hermann.

Bar-Cohen. A, Kraus. A.D (1990), 'Advances in Thermal Modeling of Electronic Components and Systems', ASME Press, pp.109-110.

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.

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.

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

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

Bejan. Allan et Kraus. D (2003), '*heat transfer handbook'*, TJ250. B35.

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.

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.

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.

Belarche. L, Abourida. B et Mediouni. T, (2013**), '***Three-dimensional Numerical Study of Natural Convection in a Cubical Enclosure with Two Heated Square Sections Submitted to Periodic Temperatures'*, International Journal of Computer Science, Vol. 10, Issue 4, No 2, pp. 8-16.

Boussinesq. J, (1903), '*Théorie analytique de la chaleur'*, vol. 2. Gathier-Villars, Paris.**Burks. A, Alice. R (1981),** "*The ENIAC: The First General-Purpose Electronic Computer*", Annals of the History of Computing, **3** (4): 310–389.

Cebci. T, Bradshaw. P (1984), *'physical and computational aspects of heat transfer'*, Springer-Verlag, New York.

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.

Chu, R.C. (1986), "*Heat Transfer in Electronic Systems*", The 8th International Heat Transfer Conference Proceedings, v.I, p. 296, 1986.

Cooper. W. L, Yang. K. T et Nee. V. W (1993), '*Fluid Mechanics of an Oscillatory Modulated Flows and Associated Applications in Heat and Mass Transfer'*, a Review, Journal of Energy, Heat and Mass Transfer, Vol. 15, pp. 1-19

Cooper. W. L, Yang. K. T et Nee. V. W (1993), *'An experimental investigation of convective heat transfer from the heated floor of a rectangular duct to a low frequency, large tidal displacement oscillatory flow'*, J. Heat Mass Transfer. Vol. 37, N°. 4, pp.581-592, 1994.

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.

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.

Dhiman A. K, Chhabra R. P et Eswaren V, (2006), '*Steady mixed convection across a confined square cylinder*', International Communication in Heat and Mass Transfer vol. 35, pp. 47-55.

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.

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.

Eric Goncalvès da Silva (2007), *'Méthodes et Analyse Numériques'*, Engineering school, Institut Polytechnique de Grenoble.

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.

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

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

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

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.

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.

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.*

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.

Habbar. A (2009), *'Les méthodes Numériques en Mécanique de Fluides',* Polycopié du cours. Université HASSIBA BEN BOUALI CHLEF.

Hirsch. C (1986), *'Numerical computation of internal and external flows'*, volume I : fundamentals of numerical discretization. John Wiley & Sons, Chichester, New York.

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

Incropera. F. P et DeWitt. D. P (2002), "*fundamentals of heat and mass transfert* '', Fifth Edition, John Wiley & Sons.

jasak. H (2007), '*openfoam: programming tutorial'*, Université of Zagreb, Croatia.

Jérôme. V (2010), '*utilisation d'openfoam sous Windows'*, 21 janvier 2010.

Khanafer. K, Al-Azmi. B, Al-Shammari. A et Ioan Pop (2008*), 'Mixed convection analysis of laminar pulsating flow and heat transfer over a backward-facing step'*, International Journal of Heat and Mass Transfer 51, pp. 5785–5793,

KIM. S. Y et BYUNG. H. K (1998), *'Forced convection heat transfer from two heated blocks in pulsating channel flow*', International Journal of Heat and Mass Transfer. Vol. 41, No. 3, pp. 625-634.

Kreith. F, Khodja. B (1967), '*Transmission de la Chaleur et Thermodynamique'*, Ed. Masson.

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.

Lascaux. P et Theodor. R (1986), *'Analyse numérique matricielle appliquée à l'art de l'ingénieur'*, tomes I et II. Masson, Paris.

Li. P et Yang. K.T(2000) , '*Mechanisms for the heat transfer enhancement in zero-mean oscillatory flows in short channels'*, International Journal of Heat and Mass Transfer 43 pp. 3551-3566.

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*

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.

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.

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.

Mohamed Ali, Fahd Alyousef (1998), *'laminar mixed convection from a continuously moving vertical surface with suction or injection boundary'* , Int. J. heat and mass transfer, 33, pp. 301-306.

Moukalled. F, Mangani. L et Darwish. M (2016), '*the finite volume method in computational fluid dynamics',* Springer. 44

Olayiwola. B et Walzel. P (2008), '*Cross-flow transport and heat transfer enhancement in laminar pulsed flow'*, Chemical Engineering and Processing 47, pp. 929–937.

OpenFoam (2014), *'The Open Source CFD Toolbox',* user guide, version 2.1.0.

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.

Pascale. B, Pascal. S et Bardon. J. P (2005), '*Experimental study of heat transfer in oscillating flow'*, International Journal of Heat and Mass Transfer 48, pp. 2473–2482.

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

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

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.

Richardson. E.G et Tyler. E (1929), '*The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established'*, Proc. Phys. Soc.London.42, pp.1-15.

Roche. P. E (2001**),** ' *convection thermique turbulente en cellule de Rayleigh-Bénard'*, thèse de doctorat, université de Grenoble, France.

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

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.

SHUAI. X, S. CHENG et G. ANTONINI (1994), '*Amélioration du transfert convectif de chaleur par 1'écoulement pulsé dans un fluide visqueux*', the Canadian journal of chemical engineering, volume 72, pp. 468 – 475.

Schlichting. H (1987), '*Boundary layer theory'*, Mac Graw Hill.

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.

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

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

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.

Uchida. S (1956), 'The *pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of an incompressible fluid in a circular pipe'*. *ZAMP 7*, pp. 403-422.

Unal. A , Akcay. S et Dogan. D (2014), '*Heat transfer enhancement with laminar pulsating nanofluid flow in a wavy channel'*, International Communications in Heat and Mass Transfer 59, pp. 17–23.

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

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.

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.

White. F.M (1991), *'Viscous fluid flow'*, Second edition, McGraw-Hill, New York, Wiley.

Wommersley. J. R (1955), 'Method for the calculation of velocity, rate of the flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known', *J.Physiol*, 127, pp.553-563.

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