République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Yahia Farès de Médéa



Faculté de la technologie
Département de Génie des procédés

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat en sciences

En

Spécialité : Génie des procédés

Option : Génie des procédés

Etude des transferts thermoconvectifs dans un canal en présence des chicanes attachées aux parois d'une manière alternative.

Par

Rabah HENNICHE

Devant le jury composé de :

Pr N. MOULAI MOSTEFA	**Professeur, U. Médéa**	**Président**
Pr M. ANNOUN	**Professeur, U. Médéa**	**Examinateur**
Pr A. MOUHEB	**Professeur, USTHB. Alger**	**Examinateur**
Pr A. KORICHI	**Professeur, U. Médéa**	**Directeur de thèse**

01/02/2018

Remerciements

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

C'est avec un grand plaisir de commencer mes remerciements en évoquant mon directeur de thèse, Monsieur ***Korichi Abdelkader****, Professeur à U.Y.F.M pour m'avoir guidé pour mener à bien mes études, par sa confiance, son soutien, son esprit d'analyse, et ses encouragements. Enfin j'implore mon Dieu le tout puissant de le garder en bonne santé.*

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

- *Monsieur N. Moulai Mostefa, Professeur à U.Y.F.M. Président du jury.*
- *Monsieur M. Announ, professeur à U.Y.F.M. Examinateur.*
- *Monsieur A. Mouheb, professeur à U.S.T.H. B. Examinateur.*

Enfin, Je tiens à remercier également mes parents, mes frères, et mes sœurs pour tout ce 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 avec humilité ce modeste travail qui ne sera jamais réalisé sans l'aide de dieu le tout puissant.

À mon père qui m'a donné toujours le courage de continuer mes études ainsi à toutes ma famille qu'Allah les gardes dans son vaste paradis.

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

À Tous Mes Frères et Sœurs.

À Tous Mes Amis Et Collègues.

Résumé

Ce travail étudie numériquement l'écoulement laminaire du fluide et l'amélioration du transfert de chaleur par convection mixte instationnaire dans un canal vertical chicané et chauffé asymétriquement. Les chicanes sont installées sur les deux murs de façon alternée avec différentes conditions. Les équations régissant le phénomène sont résolues par la méthode des volumes finis au moyen du code de calcul *OpenFOAM*. L'air (Pr = 0,71) est utilisé comme fluide de fonctionnement. Les effets du nombre de *Reynolds* (100-1400), nombre de *Grashof* ($2{,}5\times10^4$ à 2×10^5) en plus la hauteur de chicane (0,1-0,5) et l'espacement entre chicanes (0,5-1,5) sont étudiés. Les résultats sont donnés sous forme adimensionnelle des lignes de courant et contours des isothermes en plus le nombre de Nusselt et le facteur de frottement. Les résultats obtenus ont indiqué que l'écoulement passe à l'écoulement oscillant auto-assisté au nombre de *Reynolds* modéré (au-dessous de 600 pour un rapport de blocage de 0,25). L'écoulement auto-assisté instable mène à une amélioration de transfert thermique jusqu'à 2,8 fois pour la hauteur de chicane h_b = 0,25 et jusqu'à 3,7 fois pour la hauteur de chicane h_b = 0,5 une fois comparé au canal lisse. Les résultats montrent également qu'un espacement entre chicanes de D = 1 offre le bon transfert thermique. Malheureusement, ce transfert thermique est accompagné d'une augmentation importante de puissance de pompage à faible effet de flottabilité.

Mots clés : Chicanes, Convection mixte, Amélioration du transfert de chaleur, L'écoulement oscillant, Méthode des volumes finis, *OpenFOAM*.

Abstract

This work studies numerically laminar fluid flow and heat transfer enhancement in the unsteady state mixed convection regime in asymmetrically heated vertical baffled channel. The baffles are installed on the two walls in an offset manner under different conditions. The equations governing the phenomenon are solved by the finite volume method using *OpenFOAM* code. Air (Pr = 0.71) is used as working fluid. The effects of *Reynolds number* (100 –1400) and *Grashof number* (2.5×10^4 to 2×10^5) in addition to the baffle height (0.1– 0.5) and baffle spacing (0.5–1.5) on heat transfer and friction factor are studied. The results are given in the form of dimensionless isotherm contours and streamlines in addition to the *Nusselt number* and *friction factor*. The results obtained revealed that the flow bifurcates to self-sustained oscillatory flow at moderate *Reynolds* number (below 600 for a blockage ratio of 0.25). The unsteady self-sustained flow leads to heat transfer enhancement up to 2.8 times for baffle height h_b = 0.25 and up to 3.7 for baffle height h_b= 0.5.The results show also that the baffle spacing of D= 1 offer the good heat transfer enhancement. Unfortunately, this heat transfer is accompanied by an important increase in pumping power for weak buoyancy effect.

Key words: Baffles, Mixed convection, Heat transfer enhancement, Oscillatory flow, Finite-volume method, *OpenFOAM*.

ملخص

هذا العمل يدرس رقميا التدفق غير المستقر و تعزيز نقل الحرارة في قناة عمودية ذات أجنحة ومسخنة بالتناظرفي حالة الحمل الحراري المزدوج.تم تثبيت الأجنحة على الجدارين الاثنين بطريقة التناوب .المعادلات المتحكمة في هذه الدراسة حلت بطريقة الأحجام المنتهية باستخدام برنامج *OpenFOAM* كوسيلة رقمية.الهواء ($Pr = 0,71$) أستخدم كسائل العمل. آثار عدد رينولدز (100 إلي 1400) وعدد قراشف ($2,5\times10^{4}$ إلى 2×10^{5}) بالإضافة إلى ارتفاع الأجنحة (0,1 إلى 0,5) والمسافة بينهم (1,5 إلى0,5) على نقل الحرارة ومعامل الاحتكاك تمت دراستهم. تعطى النتائج في شكل بلا أبعاد للخطوط الانسيابية و محيط خطوط التحارر بالإضافة إلى عدد نسلت ومعامل الاحتكاك. وأظهرت النتائج التي تم الحصول عليها أن التدفق يتحول إلى التدفق المتذبذب الحاضر ذاتيا في عدد رينولدز معتدل (أقل من 600 لنسبة انسداد 0,25). يؤدي التدفق الحاضر ذاتيا غير المستقر إلى تعزيز نقل الحرارة إلى 2,8 مرة بالنسبة لارتفاع الأجنحة h_b= 0,25 وتصل إلى 3,7 مرة بالنسبة لارتفاع الأجنحة h_b = 0,5 عند مقارنتها بالقناة الملساء. النتائج برهنت أيضا أن المسافة بين الأجنحة D =1 تعطي أحسن إنتقال للحرارة. لسوء الحظ، هذا النقل في الحرارة يرافقه زيادة هامة في قوة الضخ عند الطفو الضعيف.

الكلمات المفتاحية : الأجنحة، الحمل الحراري المزدوج، تعزيز التبادل الحراري، التدفق المتذبذب، طريقة الأحجام المنتهية.

Sommaire

Résumé iii

Table des matières vi

Liste des tableaux ix

Liste des figures x

Nomenclature xiii

Introduction générale **1**

Chapitre I : Généralité et étude bibliographique **3**

1.1 Généralité . . . 3
1.1.1 Convection naturelle. . . . 3
1.1.2 Convection forcée . . . 3
1.1.3 Convection mixte . . . 4
1.2 Bibliographies . . . 5
1.3 Conclusion . . . 26
1.4 Motivation et objectif du présent travail . . . 27

Chapitre II : Modèle mathématique **28**

2.1 Introduction . . . 28
2.2 Modèle physique . . . 28
2.3 Equations bilans . . . 29
2.3.1 Equation de conservation de la masse. . . . 29
2.3.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement. . . . 30
2.3.3 Equation de conservation de l'énergie . . . 30
2.4 Hypothèses simplificatrices. . . . 31
2.4.1 Equations du problème. . . . 33
2.4.1.1 Equation de continuité . . . 33
2.4.1.2 Equations de quantité de mouvement . . . 33
2.4.1.3 Equation de l'énergie. . . . 34
2.4.2 Formulation adimensionnelle . . . 34
2.5 Nombres sans dimensions caractérisant le problème étudié . . . 35
2.6 Conditions initiales et aux limites adimensionnelles . . . 37
2.6.1 Hydrodynamiques . . . 38
2.6.2 Thermiques . . . 38
2.7 Présentation des résultats . . . 39
2.7.1 Nombre de Nusselt. . . . 39
2.7.2 Facteur de friction . . . 41
2.8 Conclusion . . . 41

Chapitre III : Méthode numérique et code de calcul **42**

3.1 Introduction . . . 42

3.2 Traitement numérique. 43
3.2.1 Maillage 44
3.2.2 Discrétisation de l'équation générale de transport. 46
3.2.3 La fonction A (|P|) pour différents schémas numériques 50
3.3 Présentation d'OpenFoam 50
3.3.1 Structure générale d'un cas OpenFOAM 54
3.3.2 Prétraitement des données (Pré-processing) 55
• Génération du maillage. 56
• Conditions initiales et aux limites 57
3.3.3 Traitement *(Processing)* 57
3.3.3.1 Solveurs 58
• Solveur stationnaire 59
• Solveur instationnaire 59
3.3.3.2 Algorithmes utilisés 60
• L'algorithme SIMPLE 60
• L'algorithme PISO 61
• L'algorithme PIMPLE 62
3.3.3.3 Boucles de correction 63
3.3.4 Tolérances de la solution 64
3.3.5 Visualisation et analyse des résultats (*post-processing*) 64
3.4. Conclusion 65

Chapitre IV : Résultats et discussion **66**

4.1 Introduction 66
4.2 Etude préliminaire 67
4.2.1 Sélection des paramètres adimensionnels 67
4.2.2 L'indépendance du maillage. 68
4.2.3 Validation du code de calcul. 70
4.3 Présentation des résultats 71
4.3.1 Ecoulement et champs thermiques (régime stationnaire) 73
a. En fonction du nombre de Grashof (*Gr*) 73
• Champ dynamique 73
• Champ thermique 74
b. En fonction du nombre de Reynolds (*Re*) 75
• Champ dynamique 76
• Champ thermique. 77
4.3.2 Evolution de la composante de vitesse axiale en fonction du temps 78
a. Régime stationnaire. 78
b. Régime instationnaire. 78
• Spectre de fréquence 79
4.3.3. Champs dynamique et thermique (régime instationnaire) 81
• Champ dynamique 81
• Champ thermique 82
4.3.4 Transfert de chaleur (Nombre de Nusselt local) 83
4.3.5 Etude paramétrique. 85

a. Effet de *Re* et *Gr* pour un rapport de blocage constant (h_b = 0,25). 85
- Nombre de Nusselt moyen 85
- Facteur de frottement 86
- Indice d'efficacité 87

b. Effet du rapport de blocage. 88
- Nombre de Nusselt moyen. 88
- Facteur de frottement. 89
- Indice d'efficacité 89

c. Effet de l'espacement entre les chicanes. 90
- Champ dynamique 90
- Champ thermique 92
- Nombre de Nusselt moyen 93
- Facteur de frottement 94
- Indice d'efficacité 95

Conclusion et recommandations **97**

Références bibliographiques **100**

Annexes **105**

Liste des tableaux

Tableau 2.1 Identification de la variable indépendante, le coefficient de diffusion et le terme source pour les différentes équations de conservation. 37

Tableau 2.2 Conditions aux limites sous forme adimensionnelle 39

Tableau 3.1 Les expressions de la fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques 50

Tableau 3.2 Solveurs destiné aux écoulements non-isothermes 58

Tableau 4.1 Effet de la taille de grille sur le nombre de Nusselt moyen pour $Re = 1400$, $Gr = 2\times10^5$ et $h_b = 0.25$ 70

Tableau 4.2 Nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 2\times10^5$, $h_b = 0{,}25$ et $D = 1$ 80

Liste des figures

Figure 1.1 Dispositif expérimental utilisé par Berner et al (1984) 7

Figure 1.2 Configuration étudiée par Webb et Ramadhyani (1985). 7

Figure 1.3 Configuration étudiée par Kellar et Patankar (1987) 8

Figure 1.4 Configuration étudiée par Cheng et Huang (1991) 9

Figure 1.5 Configuration étudiée par Lopez et al. (1996) 9

Figure 1.6 Dispositif expérimental utilisé par Dutta et Dutta (1998). 10

Figure 1.7 Dispositif expérimental utilisé par Dutta et Hossain (2005) 11

Figure 1.8 Dispositif expérimental utilisé par Ko and Anand (2003) 11

Figure 1.9 Configuration étudiée par Guzmán et Del Valle (2006) 12

Figure 1.10 Dispositif expérimental utilisé par Chen et Chen (1998) 12

Figure 1.11 Configuration étudiée par Mousavi et Hooman (2006) 13

Figure 1.12 Configuration étudiée par Sripattanapipat et Promvonge (2009). 14

Figure 1.13 Configuration étudiée par Promvonge et al (2010) 14

Figure 1.14 Configuration étudiée par Promvonge et al (2010) 15

Figure 1.15 Configuration étudiée par Kwankaomeng et Promvonge (2010) 16

Figure 1.16 Configuration étudiée par Santos and Lemos (2006) 16

Figure 1.17 Configuration étudiée par Zhang et al. (2015) 17

Figure 1.18 Configuration étudiée par Jedsadaratanachai et al (2011) 17

Figure 1.19 Configuration étudiée par Promvonge et al (2012) 18

Figure 1.20 Configuration étudiée par Ary et al (2012) 19

Figure 1.21 Configuration étudiée par Eiamsa-ard et Promvonge (2012) 19

Figure 1.22 Configuration étudiée par Jedsadaratanachai et Boonloi (2014) 20

Figure 1.23 Configuration étudiée par Cheng et al (1992) 21

Figure 1.24 Configuration étudiée par Cheng et Yang (1994) 22

Figure 1.25 Configuration étudiée par Fung et Lazaridis (1994) 23

Figure 1.26 Configuration étudiée par Chang et Shiau (2005) 24

Figure 1.27 Configuration étudiée par Tsay et al (2005) 25

Figure 1.28 Configuration étudiée par Sharma et al (2015) 25

Figure 1.29 Configuration étudiée par Nemitallah et Zohir (2016) 26

Figure 2.1 Configuration géométrique du problème étudie 29

Figure 3.1 Domaine bidimensionnel divisé en volumes élémentaires 45

Figure 3.2 Volume de contrôle typique 45

Figure 3.3 Volumes de contrôle décalés pour localisés les quantités vectorielles (U, V) . . 45

Figure 3.4 Structure du Code de calcul OpenFOAM 52

Figure 3.5 Structure générale d'un cas OpenFOAM 55

Figure 4.1 Distribution du maillage choisis pour 600×100 mailles 69

Figure 4.2 Comparaison de présent travail avec celui d'Armaly et al (1983) profiles de vitesse (a) X = 0 et (b) X = 2.5 et avec celui de Desrayaud et lauriat (2009) (c) profile de vitesse et(d) nombre de Nusselt local 71

Figure 4.3 Lignes du courant pour Re = 200, h_b = 0,25 et différentes valeurs du nombre de Richardson. 74

Figure 4.4 Contours des isothermes pour *Re* = 200, h_b = 0,25 et différentes valeurs du nombre de Richardson 76

Figure 4.5 Lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 5\times10^4$ et $h_b = 0.25$ 77

Figure 4.6 Contours des isothermes pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 5\times10^4$ et $h_b = 0.25$. 78

Figure 4.7 Evolution de la vitesse (*U*) en fonction de temps au point (*X*=13, *Y*=0,0625) pour *Re* = 400, $Gr = 5\times10^4$ et h_b = 0,25. 79

Figure 4.8 Evolution de la vitesse (*U*) en fonction de temps au point (*X*=13, *Y*=0,0625) pour *Re* = 800, $Gr = 2\times10^5$ et h_b = 0,25 80

Figure 4.9 Analyse en FFT de l'évolution de la composante de vitesse (*U*) pour *Re* = 800, $Gr = 2\times10^5$ et h_b = 0,25 81

Figure 4.10 Lignes de courant pour six étapes pendant une période d'oscillation à $Gr = 2\times10^5$, *Re* = 800 et h_b= 0.25. 83

Figure 4.11 Contours des isothermes pour six étapes pendant une période d'oscillation à $Gr = 2\times10^5$, *Re* = 800 et h_b= 0.25. 84

Figure 4.12 Evolution du nombre de Nusselt local pour différentes conditions 85

Figure 4.13 Variation du rapport du nombre de Nusselt (Nu/Nu_s) en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour h_b = 0,25 et différentes valeurs du nombre de Grashof (Gr) 86

Figure 4.14 Variation du rapport du facteur de frottement (f/f_s) en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour h_b = 0,25 et différentes valeurs du nombre de Grashof (Gr) 87

Figure 4.15 Indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour différents valeurs de Gr et h_b = 0,25 87

Figure 4.16 Variation du rapport de nombre de Nusselt (Nu/Nu_s) en fonction du nombre de Reynolds pour différents h_b à $Gr = 2\times10^5$. 88

Figure 4.17 Variation du rapport de facteur de frottement (f/f_s) en fonction du nombre de Reynolds pour différents h_b à $Gr = 2\times10^5$. 89

Figure 4.18 Indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour différents rapports de blocage à $Gr = 2\times10^5$ 90

Figure 4.19 Lignes de courant pour Re = 200, $Gr = 5\times10^4$ et h_b = 0,25 à différentes distances entre les chicanes 91

Figure 4.20 Contours des isothermes pour Re = 200, $Gr = 5\times10^4$ et h_b = 0,25 à différentes distances entre les chicanes 92

Figure 4.21 Variation du rapport de nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) en fonction du nombre Reynolds pour h_b = 0,25, $Gr = 2\times10^5$ et différentes distances entre les chicanes 94

Figure 4.22 Variation du rapport du facteur de frottement (f/f_s) en fonction du nombre Reynolds pour h_b = 0,25, $Gr = 2\times10^5$ et différentes distances entre les chicanes. 95

Figure4.23 Indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour différents espacements entre les chicanes à $Gr = 2\times10^5$. 95

Nomenclature

Symbole	***Définition***
$A(\|P\|)$	Fonction d'un schéma numérique
b	Terme constant utilisé dans l'équation discrétisée
c_p	Chaleur spécifique de l'air [J $kg^{-1}K^{-1}$]
d	Espacement dimensionnel entre les chicanes [m]
D	Espacement adimensionnel entre chicanes [D = d/H =1]
f	Facteur de frottement [$f = 2\Delta P/\rho_0 u_0^2 L_h$]
f_0	Facteur de frottement dans le canal lisse
g	Accélération de pesanteur [m s^{-2}]
Gr	Nombre de Grashof [$Gr = g\beta(T_w - T_0)H^3/\nu^2$]
h	Hauteur de chicane [m]
h_b	Hauteur sans dimension de chicane ou rapport de blocage [$h_b = h/H$]
H	Largeur du canal [m]
K	Conductivité thermique [W $m^{-1}K^{-1}$]
L_h	Longueur sans dimensions de la section de la section chauffée [$L_h = l_h/H$]
L_{in}	Longueur sans dimensions de la section de l'entrée [$L_{in} = l_{in}/H$]
L_{out}	longueur sans dimensions de la section de sortie [$L_{out} = l_{out}/H$]
Nu_X	Nombre de Nusselt local
$\overline{Nu}_X$	Moyenne temporelle du nombre de Nusselt local
Nu	Nombre de Nusselt moyen
$Nu_{X,m}$	nombre de Nusselt moyen local
$\overline{Nu}$	Moyenne de la moyenne temporelle du nombre de Nusselt
P_m	Pression adimensionnelle [$P_m = p + \rho_0 gx/\rho_0 u_0^2$]
p	Pression [Pa]
Pe	Nombre de Péclet [$Pe = Re\ Pr$]
Pr	Nombre de Prandtl [$Pr = \nu/\alpha$]
Re	Nombre de Reynolds [$Re = u_0 H/\nu$]

Ri	Nombre de Richardson [$Ri = Gr/Re^2$]
St	Nombre de Strouhal
T	Température [K]
t	Temps [s]
u,v	Composantes de vitesse dans les directions *x et y* [ms^{-1}]
U, V	Composantes adimensionnelles de vitesse selon *X* et *Y* [$U = u/u_0$, $V = v/u_0$]
x, y	Coordonnées cartésiens dimensionnelles[m]
X, Y	Coordonnées cartésiens adimensionnelles [$X = x/H, Y = y/H$]

Symboles grecs

μ	Viscosité dynamique de l'air [kg s^{-1}m^{-1}]
α	Diffusivité thermique de l'air [m^2 s^{-1}]
β	Coefficient d'expansion thermique de l'air [K^{-1}]
ν	Viscosité dynamique de l'air [m^2 s^{-2}]
ρ	Masse volumique de l'air [kg m^{-3}]
η	Indice d'efficacité [(Nu/Nu_s)/(f/f_s)]
θ	Température adimensionnelle [$\theta = (T - T_0)/(T_w - T_0)$]
τ	Temps adimensionnel [$\tau = tu_0/H$]
$\Delta\tau$	Pas de temps
τ_p	Période de temps

Indices

P	Noeud P
s	Canal lisse
w	Parois
w, e, n, s	Interface du volume de contrôle entre P et W, E, N, S respectivement
W, E, N, S	Noeuds voisins du noeud P à l'ouest, est, nord, sud respectivement
0	A l'entrée du canal

INTRODUCTION GENERALE

Introduction

Le transfert de chaleur par convection forcée, naturelle ou mixte est fréquemment rencontré dans des différents domaines, tels que les échangeurs de chaleur, les équipements électroniques, les réacteurs nucléaires et d'autres systèmes thermiques. En effet, la maitrise et la compréhension du transfert de chaleur, notamment par convection mixte, joue un rôle très important dans la conception et l'amélioration de l'efficacité des systèmes thermiques tout en augmentant leur performance énergétique.

La convection mixte à l'intérieur des canaux intervient dans différentes applications de technologie notamment dans les échangeurs de chaleur, le refroidissement des composants électroniques et des réacteurs nucléaires ainsi que les procédés chimiques…etc. Cependant, Dans les canaux lisses, le taux de transfert thermique est haut au bord d'entrée, du fait que les couches hydrodynamiques et thermiques de frontière se développent dans cette région. L'épaisseur de ces deux couches de frontière augmente dans la direction de l'écoulement. Loin du bord d'entrée du canal, l'épaississement de la frontière mène à un taux de transfert thermique faible, parce que la diffusion de la chaleur est le mode dominant. Pour augmenter le transfert thermique dans ces géométries, il est souhaitable de perturber périodiquement les couches hydrodynamiques et thermiques de frontière, de sorte qu'une série de longueurs d'entrée puisse être créée. Donc, un taux de transfert thermique plus élevé est associé à chaque longueur d'entrée. Dans ce travail, la rupture des couches de frontière est réalisée en insérant des chicanes en position périodique dans le canal.

L'objectif de ce travail rentre dans cette optique et tente à contribuer davantage à la compréhension de l'écoulement et la quantification de l'amélioration du transfert de chaleur lors d'un écoulement dans un canal équipé de six chicanes identiques et posées en alternance sur les deux parois chauffées du canal en convection mixte instationnaire. Egalement l'effet des paramètres les plus importants sur le phénomène sera étudié. Notamment, le nombre de Reynolds qui caractérise la vitesse d'écoulement et le nombre de Grashof qui caractérise l'intensité de chauffage. Aussi, la hauteur des chicanes et leurs espacements seront examinés.

L'étude du transfert de chaleur en régime instationnaire vient du fait que la plus part des installations industrielles ne peuvent pas fonctionner continuellement en phase

stationnaire. Des phases instationnaires interviennent notamment pendant la mise en route ou l'arrêt des systèmes ou pendant la phase de régulation des installations asservies. La connaissance de la réponse de ces systèmes suite à des variations des conditions thermiques ou dynamiques permet d'éviter un certain nombre de problèmes et de contribuer à une utilisation rationnelle de l'énergie imposée.

Ce problème sera résolu numériquement au moyen d'un code de calcul libre *OpenFOAM* qui est un outil de simulation numérique orientée objet écrit en langage C++ (open source) et basé également sur la méthode des volumes finis. Les algorithmes *SIMPLE* et *PIMPLE* seront utilisés pour le couplage vitesse-pression. Il convient de noter qu'avant l'utilisation de ce code, une étude de faisabilité était nécessaire afin de tester aussi bien l'efficacité de prédiction de ce code que nos capacités à l'utiliser pour un problème aussi complexe.

Le présent travail traite un problème ayant une relation directe avec les applications qui font intervenir les phénomènes du transfert de chaleur dans le but de quantifier l'amélioration des échanges thermiques obtenus dans un canal vertical en présence des chicanes. Pour comprendre ces phénomènes, nous présentons dans le premier chapitre une revue des travaux antérieurs, ce qui nous aidera à situer notre étude. Nous insistons plus particulièrement sur les études consacrées aux phénomènes en rapport avec le sujet. Dans le deuxième chapitre nous présentons en détail la configuration physique qui sera étudiée, le modèle mathématique régissant le phénomène ainsi que les conditions aux limites associées.

Le troisième chapitre traite la méthode des volumes finis utilisée dans ce travail et une description globale du code de calcul (*OpenFOAM*). La présentation et la discutions des résultats, fait l'objet du quatrième chapitre après la validation du code de calcul et l'indépendance du maillage.

Finalement, ce mémoire se termine par une conclusion dans laquelle sont relevées les particularités des résultats obtenus. En outre des recommandations en perspectives pouvant se libérer à travers ce travail sont également proposées pour des futurs travaux.

CHAPITRE I
GENERALITE ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

CHAPITRE I

GENERALITE ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1. Généralité

Le transfert de chaleur par convection en écoulements internes trouve une très large implication dans de nombreux procédés et mécanismes, en industrie comme dans la nature. Il est de loin le mode de transfert de chaleur le plus utilisé comparé aux deux autres modes, la conduction et le rayonnement.

On parle de transfert de chaleur par convection lorsqu'il y a un transfert de l'énergie sous forme thermique entre une surface solide et un fluide en mouvement. En fonction de l'origine du mouvement du fluide, on distingue trois modes de convection, forcée, naturelle et mixte.

1.1.1. Convection naturelle

La convection est dite libre ou naturelle lorsque le mouvement des particules du fluide en contact avec la surface solide est provoqué par des forces d'origine thermique à cause de la variation de sa masse volumique. Elle se déclenche et se poursuit spontanément dès qu'il y a une différence de température. Le fluide au contact d'un corps chaud, sa température augmente ce qui diminue sa masse volumique ; le fluide chaud subit alors une poussée d'Archimède et monte en haut, alors que les particules froides descendent. La succession de ce phénomène engendre un mouvement du fluide en transportant l'énergie du milieu chaud vers le milieu froid. L'échange dans ce cas ne fait intervenir que les forces de gravité qui conditionne le mouvement des particules du fluide (Bejan, 1993). Cette forme d'échange dépend principalement du nombre de Grashof (*Gr*) définie par :

$$Gr = \frac{\text{forces de flottabilité}}{\text{forces visqueuses}}$$

1.1.2. Convection forcée

Contrairement aux mouvements convectifs engendrés naturellement au sein du fluide, en convection forcée le mouvement du fluide est actionné par des moyens mécaniques (pompes, ventilateurs…etc.), indépendamment de la magnitude et de la

direction du chauffage. Dans ce cas le fluide échange de la chaleur ; mais son mouvement n'est pratiquement pas influé par les différences de température. Pour ce mode de convection, c'est le nombre de Reynolds qui gouverne l'écoulement (Bejan, 1993).

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

1.1.3. Convection mixte

Lorsque les mécanismes de la convection forcée et celui de la convection libre coexistent avec des ordres de grandeur comparables, on parle de la convection mixte. Dans ce mode de convection on ne peut négliger ni les forces d'inertie ni celle dues à la poussée d'Archimède.

Puisque la convection mixte superpose les deux mécanismes de transfert de chaleur (la convection forcée et la convection naturelle), la question qui se pose inévitablement est de comparer les effets des gradients thermiques (poussée thermique) par rapport aux effets des gradients de pression (forces de pression), caractérisés par le rapport Gr/Re^2 (forces de flottabilité par rapport aux forces d'inertie). En effet, Les limites de ces trois mécanismes de convection, la convection naturelle, la convection forcée et la convection mixte, sont approximativement fixées par un nombre adimensionnel dit nombre de Richardson ($Ri = Gr/Re^2$), Incropera et DeWitt (1996).

Si : $Ri > 10$ la convection naturelle est dominante.
Si : $Ri < 0{,}1$ la convection forcée est dominante.
Si : $0{,}1 < Ri < 10$ la convection est dite mixte (Naturelle et forcée).

En réalité, il est bien clair qu'on ne peut pas caractériser une frontière physique de la convection mixte par des valeurs précises du nombre de Richardson, les deux régimes de convection libre et de convection forcée étant en quelque sorte des régimes asymptotiques de la convection mixte.

1.2. Bibliographies

Le phénomène de transfert de chaleur par convection intervient dans plusieurs systèmes thermiques, tels que les échangeurs de chaleur, les dispositifs de refroidissement des équipements électroniques, les régénérateurs thermiques, capteurs solaires, systèmes de refroidissement des réacteurs nucléaires… etc. Cependant, le taux de transfert de chaleur obtenu dans les canaux lisses et/ou réguliers est faible et ne peut permettre à évacuer la chaleur dont on veut se débarrasser. Pour vaincre à cet inconvénient, différentes techniques ont été utilisées dans le but de perturber l'écoulement et d'accroitre, ainsi, le transfert de chaleur dans ces géométries.

Une des techniques employées pour augmenter le transfert de chaleur en convection dans un canal lisse est de placer des chicanes sur les parois du canal en ligne ou en arrangement décalé. Par rapport aux autres techniques, l'emploi de chicanes à un double effet. Il fournit une surface additionnelle pour l'échange de chaleur, d'une part et contribue à améliorer le mélange du fluide chaud-froid. Les chicanes interrompent les couches limites hydrodynamiques et thermiques de frontière et forment une zone de recirculation entre les chicanes adjacentes. Ces zones excitent les instabilités de l'écoulement menant donc à augmenter le coefficient de transfert de chaleur (Wang et al. 1996). Aussi, ces chicanes orientent l'écoulement vers la paroi opposée, permettant ainsi un bon contact entre le fluide et le solide.

D'une manière générale, dans le but d'obtenir des performances énergétiques élevées, il est nécessaire d'implanter des rangées de chicanes dans la veine d'écoulement dans les systèmes thermiques afin de créer l'instabilité de l'écoulement et prolonger le parcours du fluide en favorisant un meilleur échange thermique convectif et par conséquence une amélioration notable de l'efficacité thermique.

Dans cette section, nous présentons les travaux les plus remarquables faisant intervenir des chicanes ou des ailettes dans le but d'améliorer le transfert de chaleur. Une analyse critique et des comparaisons entre les résultats publies seront effectuées. Cette analyse vise à améliorer la compréhension des phénomènes qui interagissent et garantit une bonne conduite de la recherche à travers la lecture des exemples spécifiques et diversifiés.

La plupart des instruments utilisés dans la vie quotidienne sont équipés électroniquement, et l'optimisation d'énergie pour de tels systèmes est très importante surtout dans l'industrie. L'objectif principal de tout système de contrôle thermique de dispositif électronique est de maintenir l'opération de fonctionnement dans des conditions relativement isothermes. Ce qui signifie que le système thermique devrait fonctionner dans des conditions stables en termes de température pour éviter la surchauffe inhabituelle du système. Ceci peut être réalisé par la conception d'un système de refroidissement efficace afin de maintenir la température au-dessous d'une certaine limite. La performance thermique optimale de conception de tels systèmes peut être atteinte en maximisant la quantité de transfert thermique entre la surface chauffée et le fluide caloporteur par rapport aux pertes de pression et celui-ci est un sujet très important lié aux échangeurs de chaleur et équipements électroniques.

La majorité des activités de transformation nécessite, à un stade de leur processus, un échange de chaleur, et cela soit pour évacuer une énergie excédentaire, réaliser un changement de phase, ou être convertie en travail**.** Puisque la nature de l'écoulement détermine la performance des systèmes thermiques. Donc, dans le but de contribuer en majeure partie à l'optimisation des performances de ces systèmes, on introduit dans la veine d'écoulement d'air des obstacles minces dites chicanes, pour augmenter davantage les performances des échangeurs de chaleur ou équipements électroniques.

Dans la littérature, les différentes formes, orientations et emplacement des chicanes ont fait l'objet de plusieurs travaux scientifiques notamment en convection forcée. Dans les canaux en présence des chicanes, plusieurs études numériques ont vu le jour depuis les années 70. La plupart des études numériques comportant des chicanes ont été, le plus souvent, limitées aux cas bidimensionnels et stationnaire. Commençant par l'un des premiers travaux numériques publié à la fin des années 70 et qui constitué référence pour les chercheurs dans cet axe, a été réalisé par Patankar et al. (1977). Dans ce travail, ils ont rapporté une analyse numérique de l'écoulement laminaire et de transfert thermique en présence des chicanes attachées d'une manière décalée aux parois du canal. Ils ont présenté le concept de l'écoulement périodiquement entièrement développé. Ils ont trouvé un champ d'écoulement caractérisé par de forts effets de blocage et des grandes zones de recirculation. Le nombre de Nusselt et la chute de pression pour le canal chicané sont sensiblement supérieurs à ceux calculés dans le canal lisse.

Berner et al. (1984) ont mené une investigation expérimentale de l'écoulement de l'air dans un canal avec dix chicanes transversales fixées alternativement sur les deux parois (fig.1.1). Un comportement laminaire d'écoulement a été trouvé avec un nombre de Reynolds inférieur à 600.Cependant, le passage d'écoulement de l'état stable (vortex stable) à l'état périodique (perte de vortex) dépend du nombre de Reynolds et du nombre de chicanes.

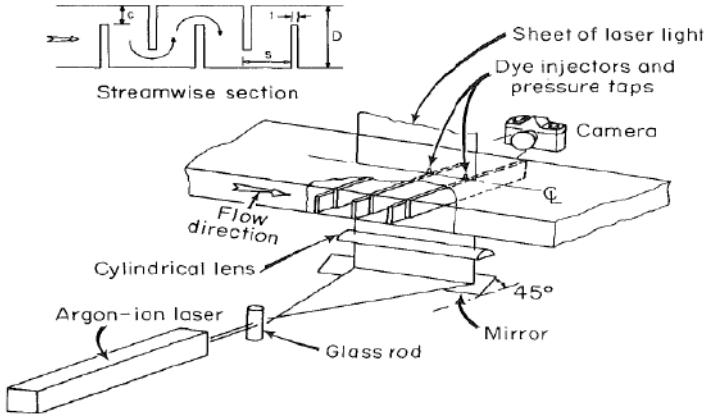


Figure 1.1 Dispositif expérimental utilisé par Berner et al (1984).

Webb et Ramadhyani (1985) ont réalisé une étude numérique sur l'écoulement laminaire et les caractéristiques de transfert thermique dans un canal horizontal à plaques parallèles en présence des chicanes décalées et transversales avec un flux de chaleur constant appliqué sur les deux parois (fig.1.2). Ils ont basé leur analyse numérique sur les conditions de l'écoulement périodiquement développé suggéré par Patankar et al. (1977). Ils ont trouvé qu'après une longueur finie à partir de l'entrée l'écoulement devient périodiquement entièrement développé. Ils ont constaté également que l'augmentation significative du transfert thermique est obtenue pour un nombre de Prandtl plus élevé (eau). En outre, la conduction dans les murs de canal joue un rôle fortement important pour l'augmentation du transfert thermique.

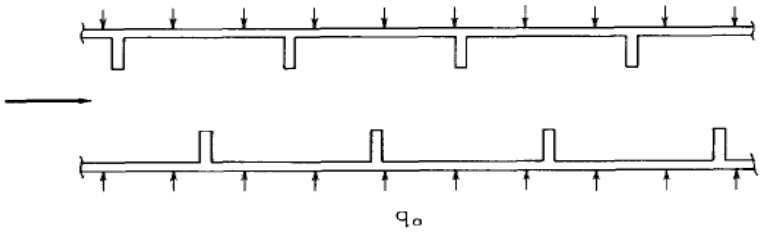


Figure 1.2. Configuration étudiée par Webb et Ramadhyani (1985).

Une étude numérique de l'écoulement laminaire avec le transfert de chaleur entre deux plaques planes parallèles maintenues à une température constante avec des chicanes attachées aux parois d'une manière décalée (fig.1.3) a été réalisée par Kellar et Patankar (1987). Les résultats ont montré que l'écoulement est caractérisé par de fortes déformations et de grandes zones de recirculation. Une augmentation substantielle du transfert thermique est particulièrement observée pour un nombre de Prandtl élevé. Cependant, l'utilisation des chicanes de courte taille peut en effet diminuer le transfert thermique pour un faible nombre de Prandtl. En général, le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement augmentent avec le Nombre de Reynolds. Leurs résultats ont montré aussi que les performances thermiques augmentent avec l'augmentation de la taille des chicanes et avec la diminution de l'espacement entre les chicanes.

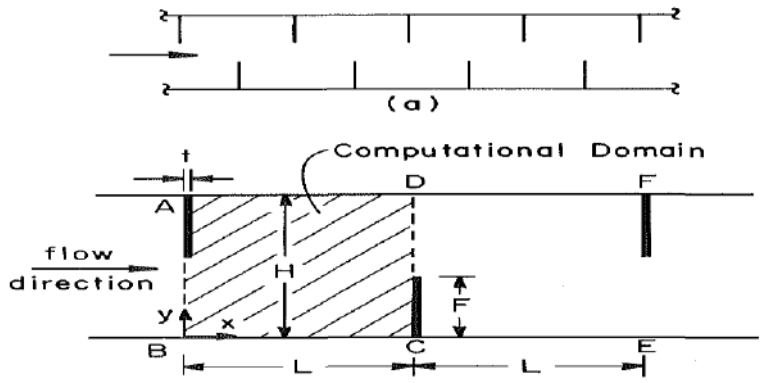


Figure 1.3. Configuration étudiée par Kellar et Patankar (1987).

Cheng et Huang (1991) ont étudié la convection forcée laminaire dans un canal à plaques parallèles avec des chicanes transversales alternativement placées aux parois du canal (fig.1.4). Leurs résultats ont prouvé que la position relative des rangées de chicanes est un facteur influant le champ d'écoulement. En général, l'arrangement en ligne des chicanes est moins efficace à cause de la recirculation de l'écoulement qui couvre les parois. En outre, un arrangement décalé des chicanes conduit à une augmentation du transfert thermique pour un faible nombre de Prandtl (gaz).

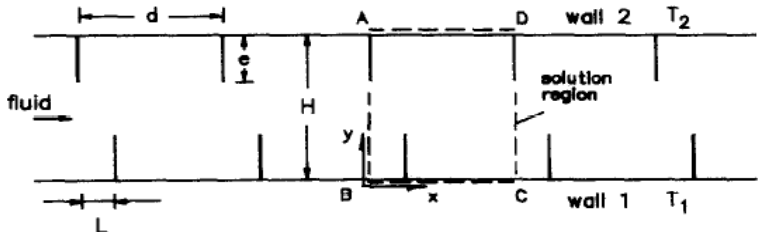


Figure 1.4. Configuration étudiée par Cheng et Huang (1991).

Une série des travaux a été réalisée par Habib et al. (1992, 1993,1994). Ils ont effectué une investigation expérimentale sur l'écoulement et le transfert de chaleur dans un canal avec des chicanes placées d'une manière décalée sur les deux parois opposées. Leurs résultats ont révélé que les chicanes conduisent à une augmentation importante du transfert de chaleur. Cependant, l'augmentation de la chute de pression est plus importante que l'augmentation du nombre de Nusselt. D'ailleurs, leurs résultats indiquent aussi que pour les gaz, seulement une augmentation marginale de transfert thermique peut être obtenue.

Lopez et al. (1996) ont effectué une investigation numérique sur le transfert de chaleur en convection forcée laminaire dans un canal tridimensionnel avec des chicanes en arrangement décalé. Un flux de chaleur uniforme a été appliqué sur les deux parois supérieure et inférieure du canal tandis que les parois latérales ont été considérées adiabatiques (fig.1.5). Ils ont trouvé que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du rapport de blocage et l'augmentation de la conductivité thermique de la chicane. Leurs résultats ont montré également que l'effet tridimensionnel sur le coefficient de frottement ne peut pas être négligé pour un rapport de blocage de 0,5 et qui augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

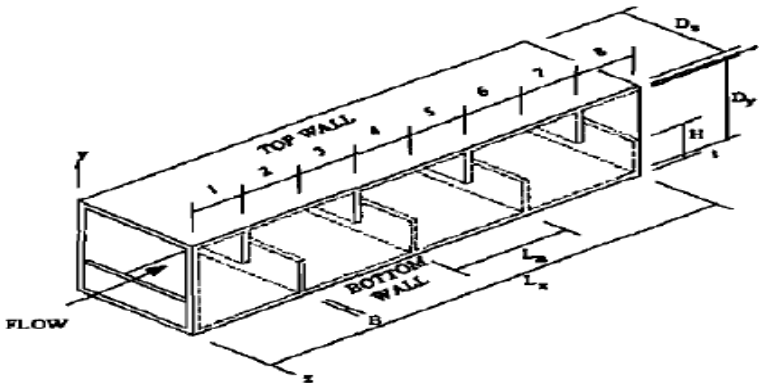


Figure 1.5. Configuration étudiée par Lopez et al. (1996).

Dans une série d'investigations par Dutta et co-auteurs (Dutta et al. (1997), Dutta et Dutta, 1998) ont étudié par voie expérimentale le transfert de chaleur dans un canal rectangulaire en présence des chicanes perforées et inclinées (fig.1.6). Ils ont montré une meilleure augmentation de transfert thermique avec des chicanes perforées comparées à celle des chicanes pleines. La position et l'orientation de la chicane a été considérée favorable pour augmenter le coefficient local de transfert thermique jusqu'à cinq fois par rapport aux résultats obtenus dans le cas d'un canal lisse. Ils ont constaté également que les nombres de Nusselt moyen et local dépendent sensiblement de l'orientation de la chicane et le minimum est obtenu pour une position alignée. Le facteur de frottement diminue avec la diminution de l'angle d'inclinaison de la chicane et l'augmentation de la densité de perforation.

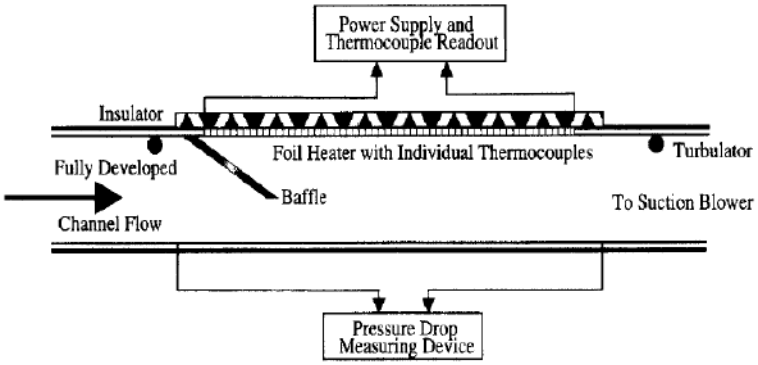


Figure 1.6. Dispositif expérimental utilisée par Dutta et Dutta (1998).

Dutta et Hossain (2005) ont étudié expérimentalement l'amélioration du transfert thermique avec deux chicanes inclinées où la première chicane est montée sur la surface supérieure chauffée. Pour la deuxième chicane, deux positions ont été étudiées, sur la surface inférieure isolée et sur la surface supérieure chauffée (fig.1.7) pour un nombre de Reynolds entre 1200 et 41000. Les résultats ont montré que deux chicanes inclinées augmentent le coefficient local de transfert thermique et la perte de pression est beaucoup plus importante que celle obtenue avec un arrangement simple de chicane. D'ailleurs, le rapport du facteur de frottement est plus grand si la deuxième chicane est fixée sur la surface inférieure isolée au lieu de la surface supérieure chauffée. Le nombre de Nusselt moyen peut être aussi augmenté jusqu'à cinq fois par rapport au canal lisse. Le rapport du nombre de Nusselt local augmente faiblement avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

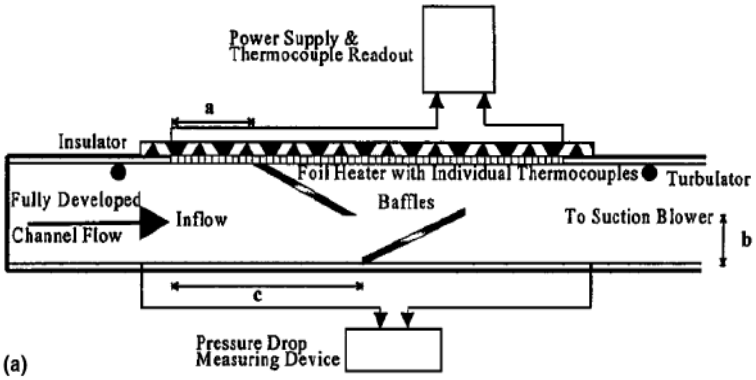


Figure 1.7. Dispositif expérimental utilisée par Dutta et Hossain (2005).

Ko and Anand (2003) ont rapporté une recherche expérimentale sur le transfert thermique et la chute de pression dans un canal rectangulaire uniformément chauffé avec des chicanes poreuses montés sur les deux plaques chauffées (fig.1.8). Leurs résultats ont prouvé que l'utilisation d'un tel matériel peut augmenter le taux de transfert thermique jusqu'à 300% comparé au canal lisse. Cependant, cette augmentation de transfert thermique a été accompagnée d'une augmentation significative de la chute de pression.

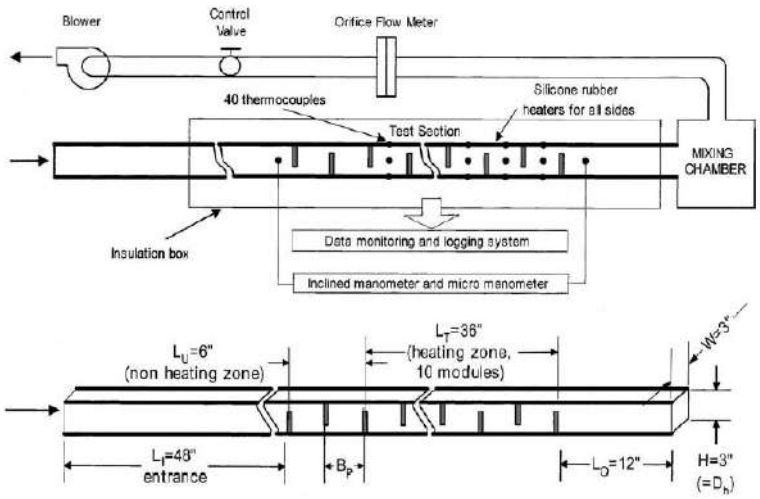


Figure 1.8. Dispositif expérimental utilisé par Ko and Anand (2003).

Le scénario de transition stationnaire-transitoire et les caractéristiques de transfert thermique dans un canal cannelé (fig. 1.9) ont été étudié par Guzmán et Del Valle (2006). Ils ont constaté que le taux moyen de transfert thermique demeure quasiment constant en régime laminaire stationnaire mais il augmente sans interruption dans le cas du régime transitoire. L'augmentation est plus importante quand le régime d'écoulement passe vers le quasi-périodique plutôt que périodique. Comparé au canal lisse, cette augmentation est

deux fois plus importante dans le cas du régime d'écoulement périodique et elle peut atteindre trois fois en régime quasi-périodique.

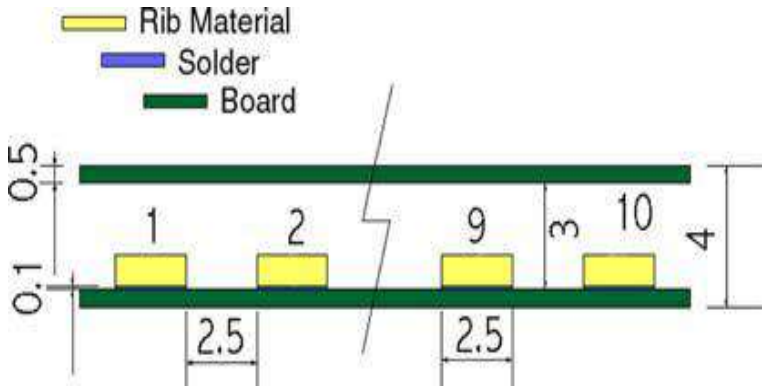


Figure 1.9. Configuration étudiée par Guzmán et Del Valle (2006).

Des mesures expérimentales du transfert de chaleur local dans un canal vertical en présence d'une simple chicane (fig.1.10) ont été effectuées par Chenet Chen (1998). La largeur de chicane varie de 1,5 à 10 mm, la distance entre la chicane et la plaque varie de 0 à 10 mm, la fréquence oscillante de 0,3 à 3,5Hz avec une amplitude d'oscillation constante de 13,2 mm. Les résultats de transfert thermique sans chicane sont également inclus pour permettre la comparaison. Les résultats ont montré que le transfert thermique local a sensiblement augmenté par l'introduction d'une chicane simple. Pour une largeur de 10 mm, le coefficient de transfert thermique local peut être deux fois plus haut que celui sans chicane. Les résultats ont montré également que pour de petites largeurs de chicane, le coefficient de transfert thermique local diminue avec une augmentation de l'espace entre chicane – paroi. Pour de grandes largeurs de chicane, il y a une distance optimale entre la chicane et la paroi qui provoque un coefficient de transfert thermique plus élevé.

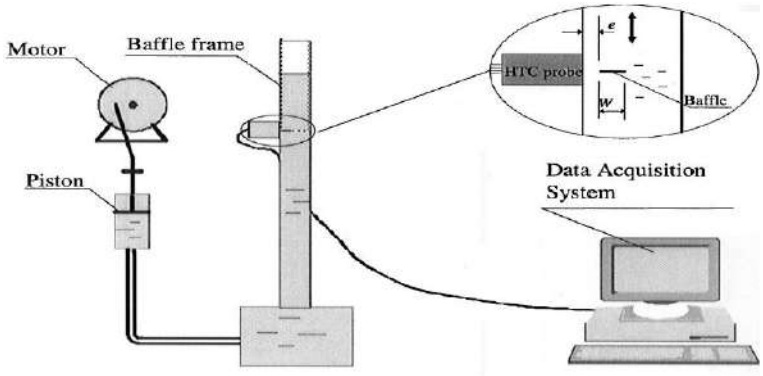


Figure 1.10. Dispositif expérimental utilisé par Chen et Chen (1998).

L'écoulement laminaire bidimensionnel et le transfert de chaleur dans la région d'entrée d'un canal horizontal avec des parois isothermes et avec les chicanes fixées aux deux parois d'une manière décalée est étudié numériquement par Mousavi et Hooman (2006). Ils ont assumé que les deux parois sont à une température constante supérieure à celle du fluide à l'entrée (fig.1.11). Les résultats sont présentés pour un nombre de Reynolds qui s'étend de 50 à 500, un rapport de blocage entre 0 et 0,75 et un espacement entre les chicanes fixe. Ils ont considéré une géométrie assez large qui contient 16 chicanes. Ce nombre relativement grand de chicanes a permis de penser à d'autres fluides autres que l'air et l'eau de sorte que le nombre de Prandtl peut varier de 0,35 à 10. Les résultats ont prouvé que le nombre de Reynolds et le rapport de blocage influent sur la longueur du développement périodique de l'écoulement (champ de vitesse qui se répète d'une cellule à l'autre). L'augmentation de l'un ou des deux paramètres a un effet retardateur du développement périodique et entraine aussi l'augmentation du nombre de Nusselt. La longueur de développement dépend aussi du nombre de Prandtl, plus ce dernier est élevé, plus la longueur d'entrée thermique sera longue.

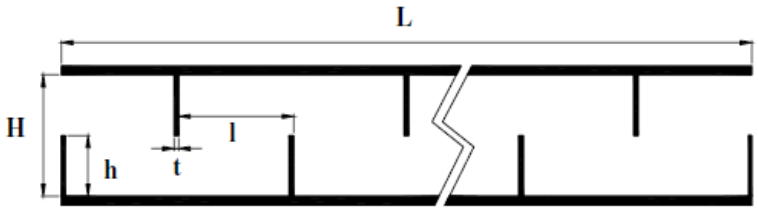


Figure 1.11. Configuration étudiée par Mousavi et Hooman (2006).

L'effet de la forme des chicanes sur le transfert de chaleur et l'écoulement en mode forcé a été étudié numériquement par Sripattanapipat et Promvonge (2009) pour un nombre de Reynolds de 100 à 600. (fig.1.12). Ils ont observé qu'indépendamment de l'élévation du nombre de Reynolds, la réduction de l'angle de la chicane entraine une augmentation du facteur de frottement et du nombre de Nusselt. Les résultats numériques ont indiqué que l'efficacité thermique optimale est obtenue à l'angle de 5° pour une taille de la chicane et un espacement de 0,5 et 1, respectivement. L'efficacité thermique de la chicane sous forme de diamant d'angle 5°-10° s'avère plus haute que celle de la chicane plane pour la gamme du nombre de Reynolds utilisée.

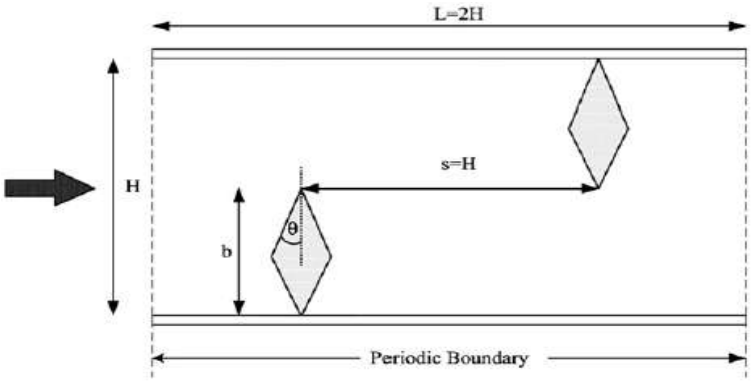


Figure 1.12. Configuration étudiée par Sripattanapipat et Promvonge (2009).

L'effet de chicanes inclinées à 45° placées sur la paroi inférieure du canal (fig. 1.13) a été étudié par Promvonge et al (2010). Le rapport de blocage est varié dans la gamme de 0,1 à 0,5 et le nombre de Reynolds de 100 à1200. Ils ont trouvé qu'indépendamment de l'élévation du nombre de Reynolds, l'augmentation du rapport de blocage provoque une augmentation considérable du nombre de Nusselt et du facteur de friction. L'étude a révélé que l'emploi de chicanes inclinées peut générer un écoulement tourbillonnaire principal à travers le canal et un écoulement mixte, rapide et chaotique entre les régions des parois et le centre. Les résultats numériques ont montrés que l'augmentation importante des taux de transfert de chaleur est due aux collisions de l'écoulement induit par une paire de vortex longitudinaux, qui apparaissent en haut, en bas et sur l'extrémité arrière de la chicane et des parois latérales. Le maximum du facteur d'amélioration thermique est d'environ 2,2 pour un rapport de blocage de 0,4 et *Re* =1200. Le facteur d'amélioration du transfert thermique pour la chicane inclinée à 45° s'avère plus haut que celui obtenu pour une chicane transversale de 90° pour tous les nombres de Reynolds et la longueur des chicanes utilisés.

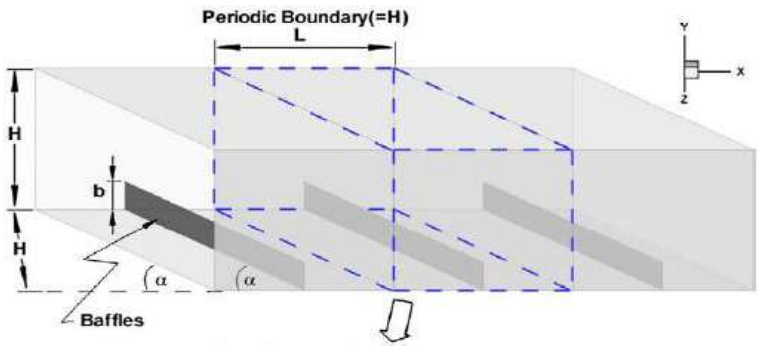


Figure 1.13. Configuration étudiée par Promvonge et al (2010).

Promvonge et al (2010) ont utilisé des chicanes avec incidence montées en ligne sur les deux parois du canal (fig.1.14), pour un nombre de Reynolds dans la gamme 100 à 1000. Une paire de vortex mobile qui s'enroule dans le sens d'écoulement dans les cavités entre les chicanes. Ces vortex mènent en une augmentation importante du taux de transfert de chaleur. En outre, l'élévation de la hauteur de chicane contribuée à l'augmentation du facteur de frottement et du nombre de Nusselt. Les résultats numériques ont montré que le facteur d'amélioration du transfert de chaleur pour les chicanes inclinées de 45° placées en ligne et décalées est presque le même, et peut atteindre de 2,6 fois comparé à celui obtenu pour des chicanes transversales inclinées à 90° cependant la perte de pression est nettement réduite.

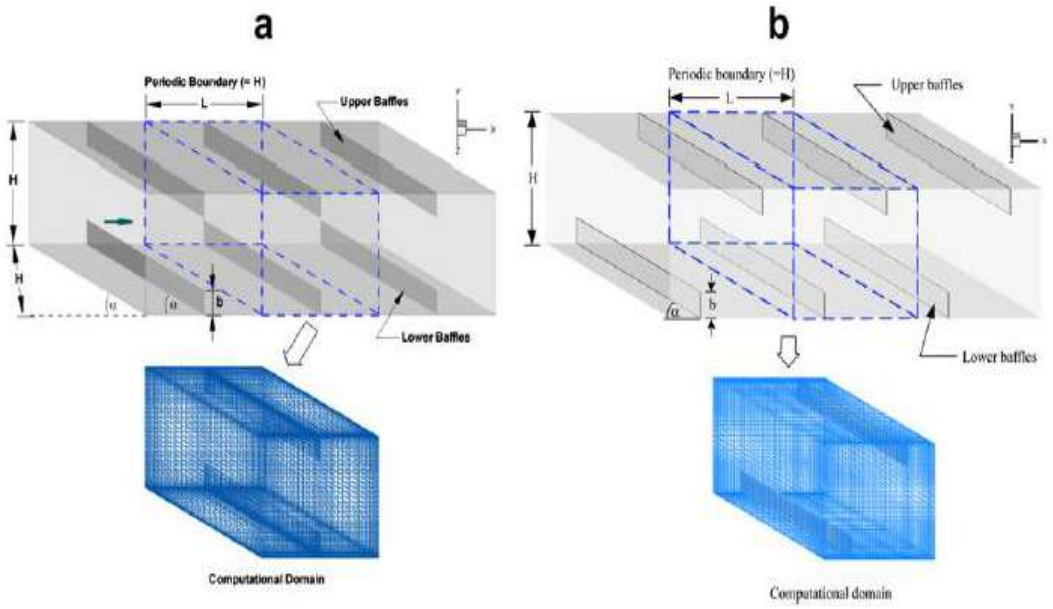


Figure 1.14. Configuration étudiée par Promvonge et al (2010).

L'effet de l'inclinaison des chicanes est également étudié par Kwankaomeng et Promvonge (2010) où ils ont employé des chicanes inclinées de 30° attachées à la paroi inférieure pour des valeurs du nombre de Reynolds allant de 200 à 2000 (fig.1.15). Leurs résultats ont montré que le nombre de Nusselt peut augmenter jusqu'à 7,9 fois à *Re* = 2000, un rapport de blocage de 0,3 et une distance entre les chicanes de 1,5.

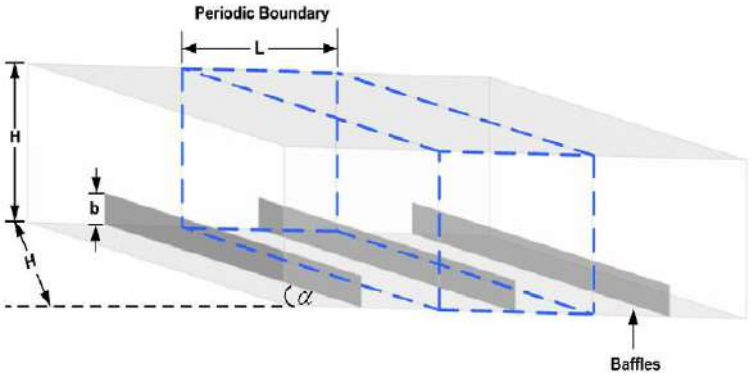


Figure 1.15. Configuration étudiée par Kwankaomeng et Promvonge (2010).

Santos et Lemos (2006) ont présenté une étude numérique sur l'écoulement laminaire dans un canal contenant des chicanes solides et poreuses. Cette étude est réalisée dans le but de comparer l'utilisation des chicanes solides et poreuses sur l'amélioration du transfert de chaleur (fig.1.16). Ils ont montré que les déflecteurs solides conduisent à une amélioration plus importante que les déflecteurs poreux; Cependant, ils augmentent le facteur de frottement.

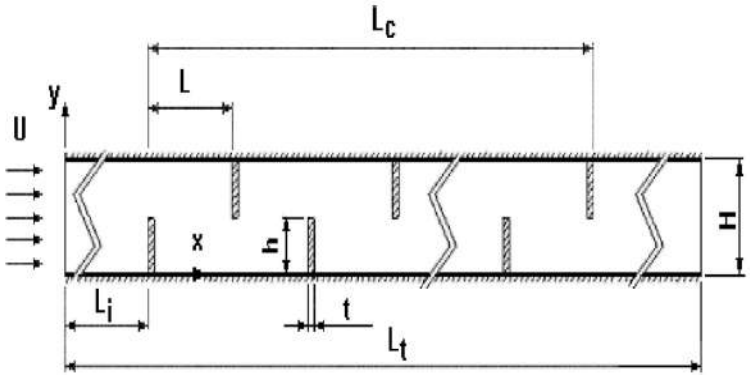


Figure 1.16. Configuration étudiée par Santos et Lemos (2006).

Zhang et al. (2015) ont étudié une investigation numérique sur l'amélioration du transfert de chaleur dans un canal avec dix chicanes solides/poreuses attachées aux parois supérieur et inferieur du canal de manière décalée (fig.1.17). Leurs résultats montrent que les chicanes causent le rattachement/ séparation de l'écoulement et affectent la performance locale du transfert thermique. Ils ont constaté également que le taux de transfert de chaleur obtenu à l'aide des chicanes solides est beaucoup plus grand que celui obtenu lors de l'utilisation de chicanes poreuses.

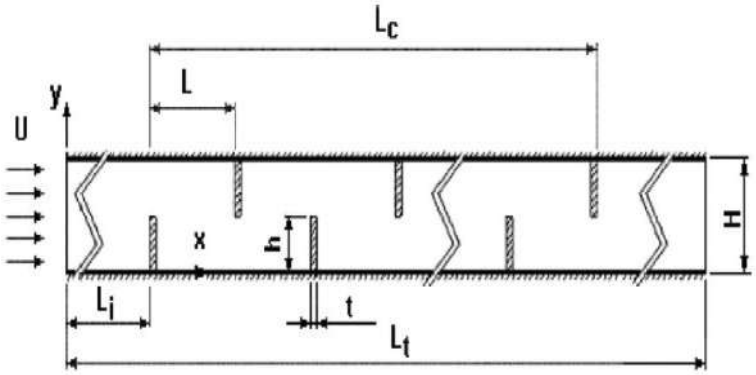


Figure 1.17. Configuration étudiée par Zhang et al. (2015).

Jedsadaratanachai et al. (2011) ont présenté une analyse numérique sur l'écoulement périodique laminaire et les caractéristiques de transfert thermique dans un canal carré à température constante avec les chicanes inclinées d'un angle de 30° et différente distance entre les chicanes (fig.1.18). Les calculs sont basés sur la méthode des volumes finis et l''algorithme *SIMPLE* a été mis en application. Les caractéristiques de l'écoulement du fluide et de transfert thermique sont présentées pour un nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique du canal s'étendant de 100 à 2000. Les chicanes ont été fixées sur les deux murs inférieur et supérieur du canal avec un arrangement décalé pour produire une paire de vortex dans le sens d'écoulement. Les résultats prouvent que le profil d'écoulement périodiquement entièrement développé est à environ x/D =7 de l'entrée. La diminution de la distance entre les chicanes a mené à l'élévation du facteur de frottement. Le résultat a prouvé que le facteur d'amélioration thermique optimum est d'environ 3,78 pour une distance entre les chicanes de 2.5.

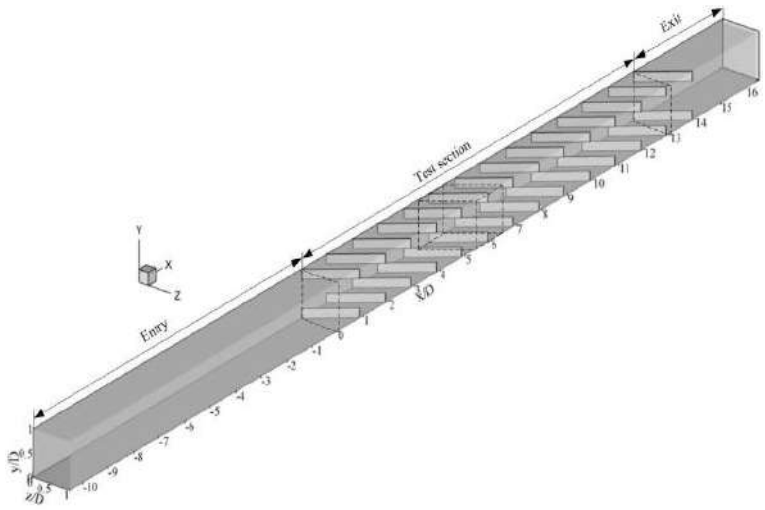


Figure 1.18. Configuration étudiée par Jedsadaratanachai et al. (2011).

Promvonge et al. (2012) ont présenté une étude numérique sur l'écoulement laminaire tridimensionnel et les caractéristiques de transfert thermique dans un canal à parois isothermes équipées des chicanes sous forme de V avec un angle de 45° en line sur les deux parois inférieure et supérieure (fig.1.19) pour un nombre de Reynolds dans la gamme 200 à 2000. Leurs résultats ont montré que l'écoulement entièrement développé a été trouvé pour un rapport de blocage de 0.2 après une distance de x/D = 8 de l'entrée. La performance thermique maximum a été trouvée d'environ 3,8 pour un rapport de blocage de 0,2 et un rapport d'espacement entre les chicanes de 1,5 à Re=2000.

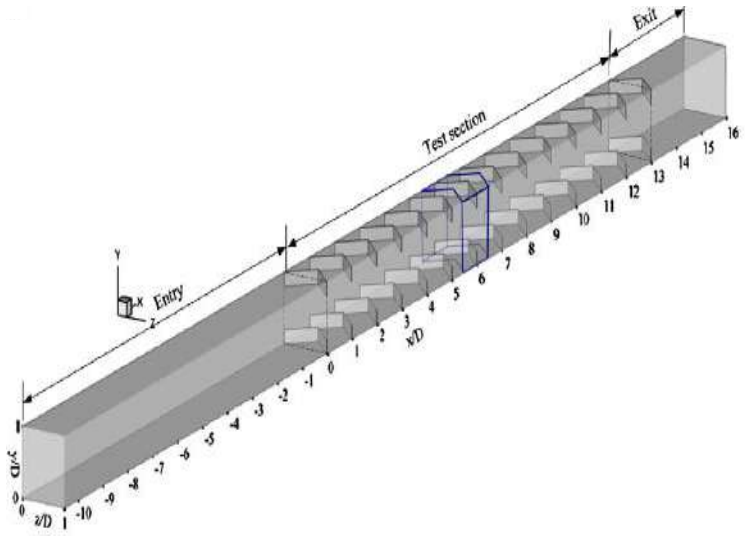


Figure 1.19. Configuration étudiée par Promvonge et al (2012).

L'effet des chicanes perforées et inclinées de 5° sur la structure de l'écoulement et le transfert thermique dans un canal rectangulaire (fig.1.20) a été numériquement et expérimentalement étudie par Ary et al. (2012) pour un nombre de Reynolds entre 23000 et 57000. Le modèle de turbulence de k-ωSST (The shear stress transport) est employé pour prédire l'écoulement turbulent. Les résultats ont prouvé que le nombre de trous affecte significativement l'écoulement et par conséquent le transfert de chaleur. L'analyse des isothermes a montré que chaque chicane a un phénomène de transport différent. Le nombre de Nusselt local augmente avec la diminution du nombre de trous dans les chicanes perforées.

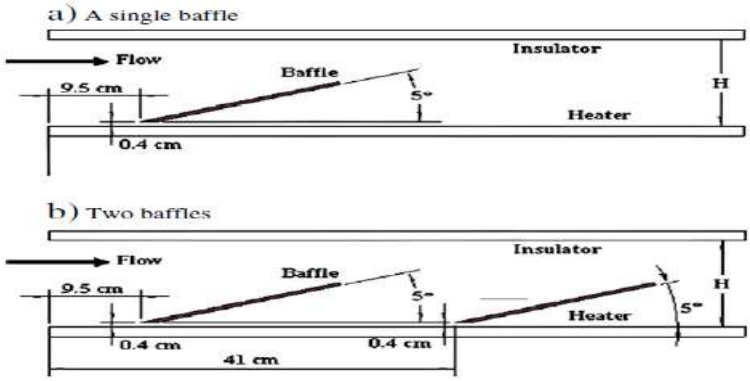


Figure 1.20. Configuration étudiée par Ary et al (2012).

Eiamsa-ard et Promvonge (2012) ont rapporté une analyse numérique de l'écoulement périodique laminaire et de transfert thermique dans un canal rectangulaire chauffé à une température constante imposée aux parois avec des chicanes triangulaires ondulées (fig.1.21). Les chicanes ont été montées sur les deux parois opposées du canal rectangulaire et inclinées d'un angle d'attaque de 45° pour $100 \leq Re \leq 1000$. Les résultats numériques ont montrés que le transfert thermique dans le canal avec les chicanes est plus efficace que celui sans chicanes. L'augmentation du rapport de blocage, mène à une augmentation considérable du nombre de Nusselt et du facteur de frottement.

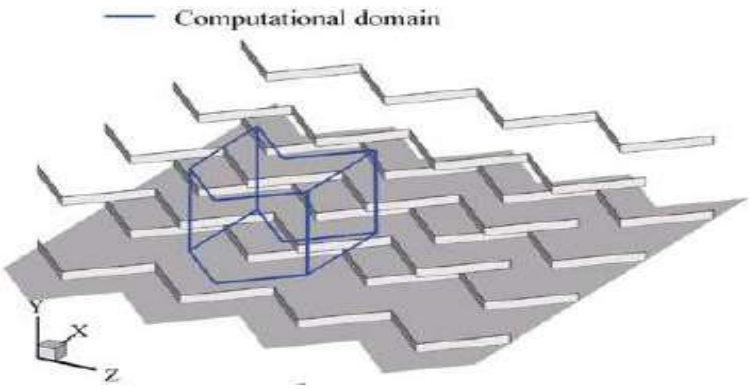


Figure 1.21. Configuration étudiée par Eiamsa-ard et Promvonge (2012).

Une autre étude consacrée à l'écoulement périodique laminaire et le transfert thermique dans un canal tridimensionnel avec des chicanes triangulaires ondulées a été réalisée numériquement par Eiamsa-ard et Promvonge (2013) pour trois angles d'inclinaison des chicanes 30°, 45° et 60° à *Re* qui s'étend de 100-1000. Les résultats ont révélé que l'augmentation de l'angle d'attaque conduit à la diminution du transfert thermique et à l'augmentation du facteur de frottement. Le facteur d'amélioration

thermique maximum obtenu est de 2,3, 2,2, et 1,88 pour des angles d'attaque de 30°, 45° et 60°respectivement. Leurs résultats ont prouvé également que les chicanes moins espacées donnent des plus faibles nombre de Nusselt et facteur de frottement mais celles les plus espacées fournissent le facteur thermique le plus élevé.

Les structures d'écoulement et les caractéristiques de transfert thermique dans un canal à section carrée an-isotherme avec des chicanes à 30° et en forme de W (fig.1.22) ont été étudiées numériquement par Jedsadaratanachai et Boonloi (2014). L'influence du rapport de blocage et le rapport d'espacement pour un nombre de Reynolds allant de 100-1200 a été analysé. Les chicanes de 30° en forme de W sont placées sur les deux parois opposées du canal avec un arrangement décalé et sont inclinées le pointage en aval. Ils ont constaté que l'utilisation des chicanes en forme de W donne un taux de transfert thermique et une perte de pression plus élevés que le canal lisse sans chicane. L'élévation du rapport de blocage et la réduction du rapport d'espacement mènent à l'augmentation du taux de transfert thermique et la perte de pression. Le facteur d'amélioration thermique optimum s'avère d'environ 3,2 pour un rapport d'espacement égal à 1, un rapport de blocage de 0.1 et un nombre de Reynolds de 1200.

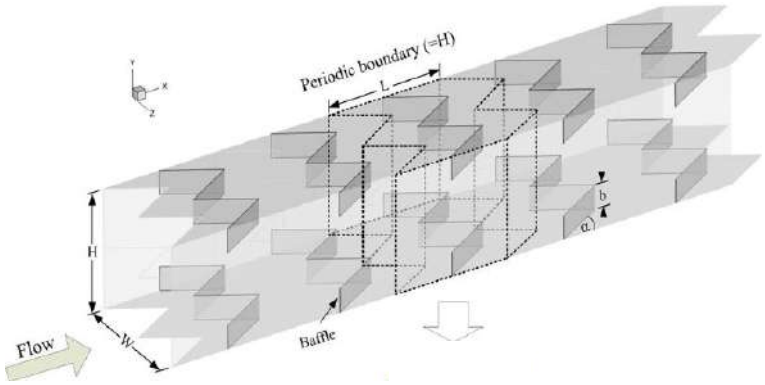


Figure 1.22. Configuration étudiée par Jedsadaratanachai et Boonloi (2014).

Il est à noter que l'ensemble des travaux cités ci-dessus se sont intéressés à la convection forcée pure. Les travaux en convection mixte sont moins nombreux et les plus remarquables sont présentés dans ce qui suit.

Cheng et al. (1992) ont analysé numériquement l'effet de la force de flottabilité sur la structure d'écoulement et le transfert thermique dans un canal vertical chauffé asymétriquement avec une série de chicanes conductrices (fig.1.23). Les chicanes

identiques attachées à la paroi chaude avec des espacements égaux. Ils ont trouvé que dans un module, en plus de l'écoulement typique de recirculation en aval de chaque chicane, un vortex secondaire apparait prés de la paroi froide quand le chauffage de la paroi chaude est suffisamment intense. Leurs résultats ont montré également que l'intensité et la configuration du vortex sont gouvernées par le nombre de Grashof, le nombre de Reynolds et les paramètres géométriques tels que la distance entre les chicanes, leurs hauteurs et l'angle d'inclinaison du canal.

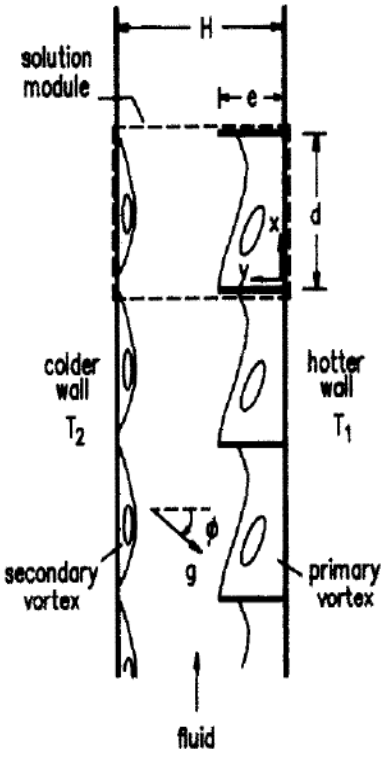


Figure 1.23. Configuration étudiée par Cheng et al (1992).

Les caractéristiques de l'écoulement développé et le transfert thermique en convection mixte dans un canal vertical à plaques parallèles en présence des chicanes (fig.1.24) sont analysés numériquement par Cheng et Yang (1994). Les parois du canal sont maintenues à des températures uniformes mais inégales, et les chicanes de conductivité thermique élevée sont placées sur la paroi la plus chaude. Leurs résultats ont prouvé que la variation périodique est atteinte après un certain nombre de modules de l'entrée. En outre, si le chauffage de la paroi est suffisamment fort, un gradient opposé de pression peut être développé en aval du canal, et une série de vortex peut apparaître à côté de la paroi la plus froide.

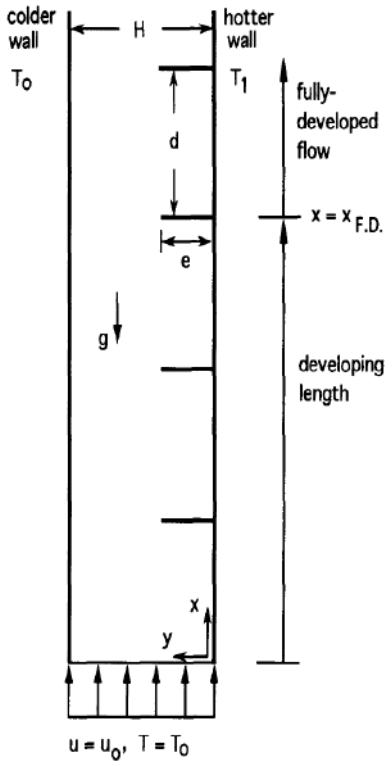


Figure 1.24. Configuration étudiée par Cheng et Yang (1994).

Fung et Lazaridis (1994) ont étudié numériquement la convection mixte pour un écoulement laminaire périodiquement développé dans un canal vertical bidimensionnel chauffé asymétriquement en présence des chicanes identiques attachées à la paroi chaude avec des espacements égaux (fig.1.25). Les effets du nombre de Reynolds, nombre de Grashof, hauteur de chicanes et l'espacement entre les chicanes sont évalués. Ils ont trouvé qu'en plus de la recirculation de l'écoulement en aval de chaque chicane, un vortex secondaire commence à se développer à mesure que le nombre de Grashof augmente près du mur froid. Le vortex primaire a la tendance de ralentir le transfert thermique entre le fluide et le mur froid. Cependant, le vortex secondaire près du mur froid diminue à mesure que le nombre de Reynolds augmente jusqu'à sa disparation totale. Ils ont constaté également que lorsque la hauteur de chicanes augmente, la taille du vortex derrière chaque chicane augmente et dépend du vortex secondaire près du mur froid tandis qu'un résultat opposé est obtenu lorsque l'espacement entre les chicanes augmente. La taille du vortex secondaire près du mur froid diminue avec la diminution de l'angle d'inclinaison du canal et disparaitre complètement en position horizontale.

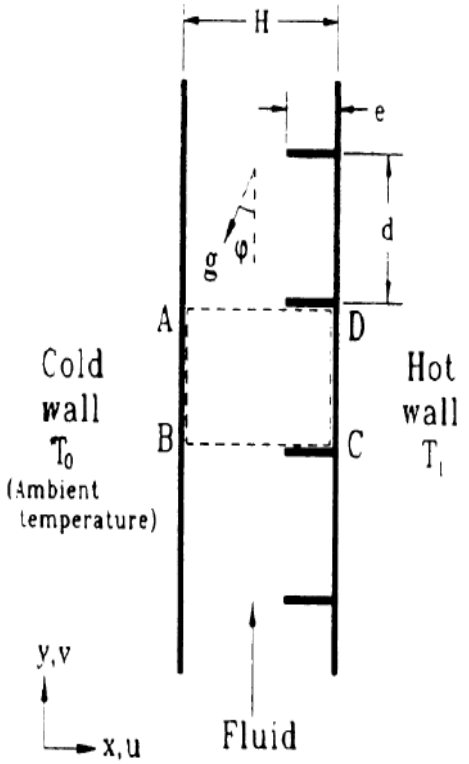


Figure 1.25. Configuration étudiée par Fung et Lazaridis (1994).

Les effets d'une chicane horizontale sur les caractéristiques du transfert thermique de la convection mixte opposé pulsative dans un canal ouvert verticale à plaques parallèles (fig.1.26) ont été numériquement explorés par Chang et Shiau (2005). Ce travail a été particulièrement axé sur les influences de la fréquence pulsative sans dimensions, nombre de Strouhal, la grandeur de pulsation, le nombre de Prandtl et la position de la chicane pour différents nombre de Richardson (*Ri*) sur la structure d'écoulement et le transfert de chaleur. Leurs résultats ont montré que le canal avec un écoulement pulsatif et une chicane donne un meilleur transfert thermique, et l'écoulement pulsatif imposé domine graduellement l'oscillation de la vitesse dans le canal quand le nombre de Reynolds augmente. Encore, le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds, la grandeur de pulsation et le nombre de Prandtl. Le maximum du nombre de Nusselt moyen se produit à quelques fréquences pulsatives spécifiques imposées qui peuvent être considérées comme la fréquence normale du système.

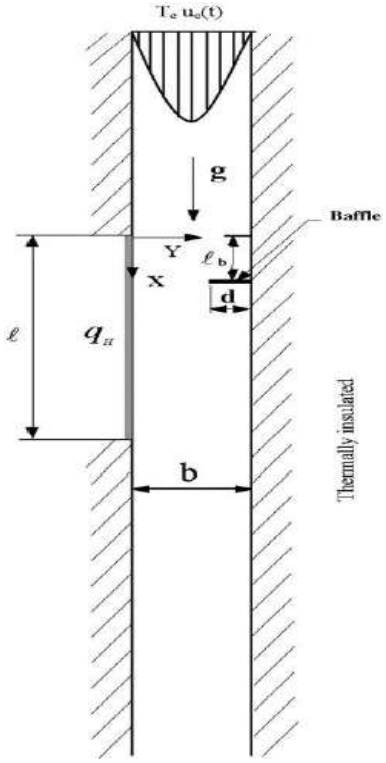


Figure 1.26. Configuration étudiée par Chang et Shiau (2005).

L'amélioration des caractéristiques de transfert de chaleur dans un canal horizontal avec un élargissement en marche descendante à l'aide de l'installation d'une chicane sur la paroi opposé (fig.1.27) a été étudiée numériquement par Tsay et al. (2005). Les effets des paramètres adimensionnels tels que l'hauteur de la chicane H_b, la largeur de la chicane W_b, et la distance entre l'étape d'élargissement et la chicane (D) sur la structure d'écoulement, la distribution de la température et la variation du nombre de Nusselt pour le système à divers nombre de Reynolds Re et Gr/Re^2 sont examinées en détail. Les résultats des cas ont été comparés avec ou sans l'installation de la chicane. Les principaux résultats ont montré que l'augmentation maximale du nombre de Nusselt moyen est d'environ190% pour la partie d'élargissement chauffée et de150% pour la section chauffée de la plaque inférieure lorsque Pr= 0,7, h_s = 0,5, L = 5, H_b = 0,3, W_b= 0,2, $100 \leq Re \leq 500$et$0 \leq Gr/Re^2 \leq 1$. Un léger mouvement de la position de la chicane peut provoquer un changement radical dans la structure de l'écoulement et la répartition de la température. La position optimale de la chicane pour l'amélioration du transfert de chaleur varie en fonction des conditions thermiques et les flux imposés. L'effet de la largeur de la chicane sur le transfert de chaleur est insignifiant. Pour W_b varie de 0,2 à 0,5, la variation de nombre de Nusselt ne dépasse pas les 3%.

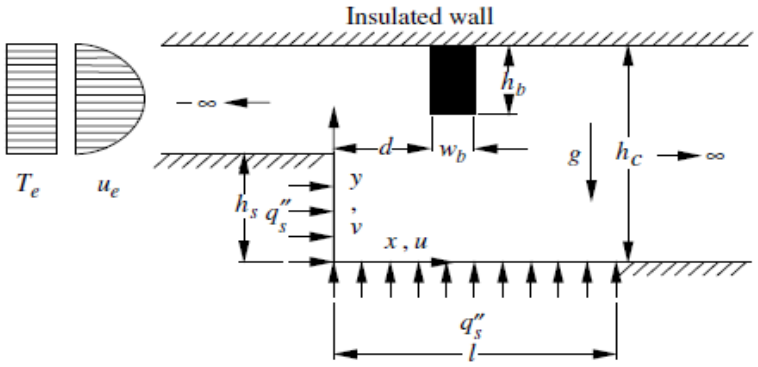


Figure 1.27. Configuration étudiée par Tsay et al. (2005).

Sharma et al. (2015) ont examiné numériquement les caractéristiques du transfert thermique et la structure d'écoulement en convection mixte dans un canal cannelé avec chicane (fig.1.28).Ils ont étudié l'effet de la position et la taille de chicane dans la gamme du nombre de Richardson de 0,1 à 10. Les résultats ont montré que les chicanes entrainent une augmentation remarquable du transfert thermique. L'étude a également souligné que pour avoir des performances optimales, la position et la hauteur du déflecteur doit être ajustée en fonction de la direction de l'écoulement externe. Leurs résultats ont montré également que pour un écoulement externe, il est préférable de placer la chicane (H = 0,5) plus près de la paroi droite froide pour Ri = 0,1–1. A des valeurs plus élevées de Ri (Ri = 10), il est préférable de placer la chicane (H = 0.5) plus près de la paroi chaude gauche.

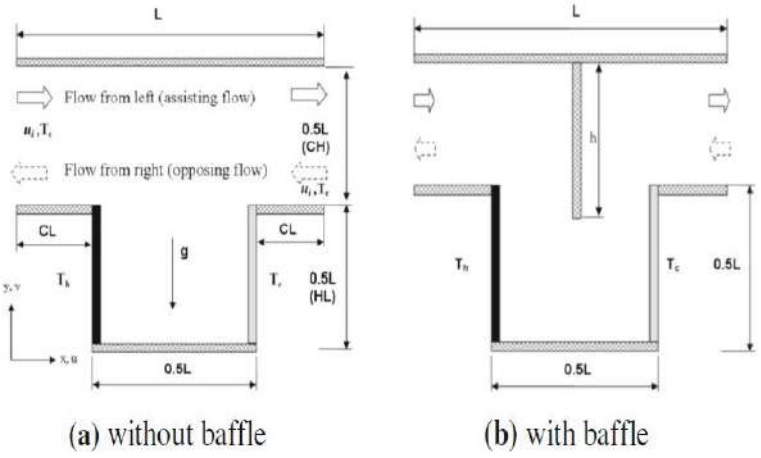


Figure 1.28. Configuration étudiée par Sharma et al. (2015).

Récemment, Nemitallah et Zohir (2016) ont effectué une simulation numérique de la convection mixte ascendante dans un canal vertical avec un rangé de chicanes attachées à la paroi chauffée (fig.1.29). Ils ont noté que le transfert thermique par rayonnement ne

peut pas être négligé à des valeurs plus élevées du nombre de Grashof. En outre, ils ont constaté que quand la valeur de Gr/Re^2 dépasse une valeur critique, le chauffage cause un gradient positif de pression selon le sens d'écoulement et une zone de recyclage apparaît près de la paroi la plus froide dont la taille augmente avec l'augmentation du chauffage.

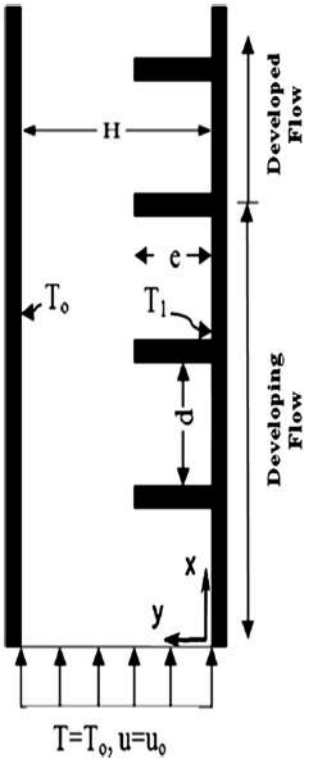


Figure 1.29. Configuration étudiée par Nemitallah et Zohir (2016).

1.3. Conclusion

Au vu de cette synthèse bibliographique, ont peut constater que l'emploi des chicanes en transfert thermique a prouvé un intérêt certain et il est largement utilisé dans la technologie en rapport avec l'échange de chaleur. Il ressort également de cette analyse que le cas de la convection forcée est largement discuté et on trouve quelques cas seulement en convection mixte. Le peu de travaux consacrés à la convection mixte sont limités au régime stationnaire. L'ensemble de ces travaux sont portés essentiellement sur le mécanisme du transfert de chaleur, sa quantification ainsi que le coefficient de friction qui caractérise la puissance de pompage utilisé.

1.4. Motivation et objectif du présent travail

L'objectif de ce travail tente à contribuer davantage à la compréhension de l'écoulement et la quantification de l'amélioration du transfert de chaleur lors d'un écoulement dans un canal avec des chicanes posées en alternance sur les deux parois chauffées du canal en convection mixte instationnaire. Une analyse approfondie des mécanismes d'écoulement et du transfert thermique sera effectué, notamment par le suivi de l'écoulement du régime stationnaire vers le régime auto-assisté qui donne naissance à un régime d'écoulement instationnaire à cause de l'effet combiné de la chicane et des effets de flottabilité. Egalement une étude paramétrique où l'incidence des principaux paramètres, notamment, le nombre de Reynolds, de Grashof, le rapport de blocage et l'espacement entre les chicanes sur le transfert thermique, sera effectuée.

CHAPITRE II
MODELE MATHEMATIQUE

CHAPITRE II

MODELE MATHEMATIQUE

2.1. Introduction

La présente étude traite le phénomène de la convection mixte dans un canal vertical avec des chicanes attachées aux deux parois. Le cas traité est l'écoulement laminaire ascendant (convection aidée) en régimes stationnaire et instationnaire. Pour atteindre les objectifs visés, il est nécessaire de définir une technique appropriée qui permet de simuler tout les phénomènes mis en jeu. Nous présentons dans ce chapitre la formulation mathématique du problème étudié qui se repose sur les équations liant les différentes grandeurs à savoir: la vitesse, la pression et la température. Ensuite, nous posons les conditions initiales et aux limites associées à ce problème.

2.2. Modèle physique

Le modèle physique traité dans le cadre de cette thèse est schématisé par la figure 2.1. Il s'agit d'un canal vertical composé de deux plans parallèles séparés par une distance H. Le canal est équipé de six chicanes identiques régulièrement distribuées sur les deux parois d'une manière alternative. Les deux parois du canal sont chauffées à une température constante (θ_w) sur une longueur (L_h) où les chicanes sont attachées. Des distances non chauffées (L_{in}) et (L_{out}) sont laissées en amont et en aval de la partie chauffée contenant les chicanes comme le montre la figure. Les chicanes ont une hauteur h_b = (h/H) et séparées par une distance D = (d/H). L'air (Pr = 0.7) est utilisé comme un fluide caloporteur qui entre avec une température θ_0 et une vitesse uniforme U_0.

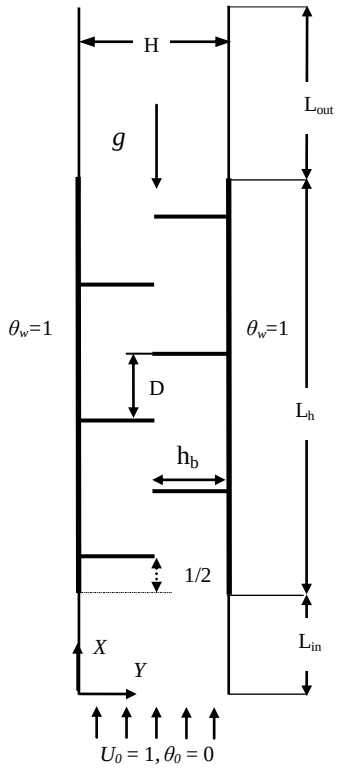


Figure 2.1. Configuration géométrique du problème étudie.

2.3. Equations bilans

Les équations régissant l'écoulement et le transfert de chaleur d'un fluide visqueux newtonien en convection mixte, proviennent des équations générales de la mécanique des fluides et de la thermodynamique. Elle repose sur les équations locales de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La résolution des problèmes des écoulements avec transfert de chaleur en convection mixte consiste en la détermination des champs de vitesse, de pression et de température en tout point du domaine occupé par le fluide. Les équations de base sous forme générale pour un fluide visqueux newtonien et les conditions aux limites régissant le phénomène de la convection mixte aidée en régime instationnaire sont présentées dans les sections suivantes.

2.3.1. Equation de conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse connue sous le nom de l'équation de continuité, elle est sous la forme, White (1991):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = div\, \rho \vec{V} \qquad (2.1)$$

Où ρ est la masse volumique et $\vec{V}$ est le vecteur vitesse.

2.3.2. Equation de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement qui traduit la deuxième loi de Newton, c'est-à-dire la dérivée par rapport au temps de la quantité de mouvement est égale à la somme de toutes les forces extérieures exercées sur le volume du fluide. Elle s'écrit sous la forme générale comme suit, White (1991) :

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \rho \vec{g} - \nabla p + \nabla . (\mu \nabla \vec{V}) \tag{2.2}$$

Avec:

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} . \nabla \vec{V} \tag{2.3}$$

Où:

$\rho \vec{g}$: est le vecteur des forces de volume.

$\vec{g}$: vecteur de gravité

μ : est la viscosité dynamique du fluide.

$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt}$: représente le taux de variation de quantité de mouvement.

$\nabla . (\mu \nabla \vec{V})$: représente les forces nettes de viscosité.

∇p : représente les forces dues à la pression.

La projection de l'équation obtenue selon les axes donne un système d'équations aux dérivées partielles connues sous le nom des équations de Navier-Stokes.

2.3.3. Equation de conservation de l'énergie

L'équation de conservation d'énergie est obtenue à partir du premier principe de la thermodynamique. Ce principe met en relation les différentes formes d'énergie, comme suit, White (1991) :

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla . (k \nabla T) + \frac{Dp}{Dt} + \Phi \tag{2.4}$$

Avec :

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}.\nabla T \tag{2.5}$$

Où:

$\rho c_p \frac{DT}{Dt}$: La variation totale d'énergie.

$\nabla.(k\nabla T)$: La variation d'énergie par conduction.

k : Conductivité thermique du fluide.

c_p : Chaleur spécifique à pression constante.

$\frac{Dp}{Dt}$: La variation d'énergie due à la compressibilité.

p : la pression

Φ : La dissipation de la chaleur due au frottement visqueux.

2.4. Hypothèses simplificatrices

Afin de permettre une résolution aisée du système d'équations décrit ci-dessus plusieurs hypothèses réalistes, justifiées expérimentalement, ont été retenues. Les hypothèses prises en considération dans ce travail sont:

- fluide visqueux, newtonien et incompressible (air).
- écoulement laminaire instationnaire.
- Ecoulement bidimensionnel (2*D*) selon *x* et *y*
- Les propriétés thermophysiques du fluide (c_p, μ, k, ρ et β) sont supposées constantes et évaluées à la température de référence à l'exception de la masse volumique dans le terme de flottabilité dans l'équation de mouvement où l'approximation de Boussinesq est adoptée (Boussinesq, 1903). L'hypothèse de Boussinesq suppose que la variation de la masse volumique en termes de flottabilité est due uniquement aux variations de la température, alors que celle liée à la variation de pression est négligeable. Elle est exprimé par (Gray et Giorgini (1976), Bejan, 1993) :

$$\rho = \rho_0 \ (1 - \beta(T - T_0)) \tag{2.6}$$

Où :

T_0 : Température de référence

ρ_0 : Masse volumique du fluide à la température de référence T_0.

β : Coefficient d'expansion thermique à pression constante donné par :

$$\beta = -\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p \tag{2.7}$$

La validité de cette approximation a fait l'objet de plusieurs études. Gray et Giorgini (1976) ont présenté une nouvelle méthode pour obtenir des équations approchées des écoulements en convection naturelle en prenant des propriétés physiques variables en fonction de la température et de la pression. Ils ont montré que cette approximation est bien valide pour des faibles différences de température. Cette méthode a été appliquée à l'eau et à l'air à température ambiante. Shang et Wang (1993) ont étudié la déviation dans les calculs de transfert de chaleur en raison d'ignorer la variabilité des propriétés physiques. Leurs résultats montrent que l'approximation de Boussinesq n'est valable que si les gradients de température restent faibles. Cette approximation a été abondamment adoptée, (Maughan et Incropera (1990), Tsay et Yan (1990), Barletta (1998), Laaroussi et al. 2009).

- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.

L'effet radiatif des parois est négligeable, car l'intervalle de température considéré est faible, Agunaoun et al. (1996).

- La chaleur générée par la dissipation visqueuse est négligeable.

La dissipation d'énergie d'origine purement mécanique est négligée du fait que la vitesse et la viscosité de l'air sont faibles. Cette hypothèse a été étudiée par, Tsay et Yan (1990), Ali Cherif et Daïf (1999).

- Le fluide forcé pénètre à l'entrée du canal avec une température constante ($\theta_0 = 0$) et une vitesse constante et uniforme ($U_0 = 1$).

2.4.1. Equations du problème

Après l'introduction des hypothèses données ci-dessus, les équations gouvernant le phénomène physique étudié, à savoir, les équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie se ramènent aux équations présentées dans la section suivante.

2.4.1.1. Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{2.8}$$

u et *v* étant les composantes du champ de vitesse dans la direction *x* et *y*, respectivement.

2.4.1.2. Equations de quantité de mouvement

Dans le cas de la convection mixte, l'introduction de l'hypothèse de **Boussinesq** dans le terme des forces de volume fait intervenir la température dans les équations de mouvement. Les forces de volume varient en fonction de la température. Leurs projetions selon les axes donnent.

Suivant *x* : $F_x = \rho \times g_x = \rho_0\ (1 - \beta(T - T_0))g$

Suivant *y* : $F_y = \rho g_y = 0$

La projection de l'équation de quantité de mouvement selon les axes et après l'introduction de la pression motrice p_m proposée par, Patankar (1980) :

$$p_m = p + \rho_0 g x$$

Suivant *x* :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p_m}{\partial x} + \nu\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right] + g\beta(T - T_0) \tag{2.9}$$

Suivant *y* :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p_m}{\partial y} + \nu\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right] \tag{2.10}$$

Avec :

u, *v*, *T*, p_m, ρ_0, β : Sont respectivement, les composantes longitudinales et transversales de la vitesse, la température, la pression motrice, la masse volumique et le coefficient d'expansion thermique à pression constante.

2.4.1.3. Equation de l'énergie

L'application des hypothèses précédentes dans l'équation (2.3) donne l'équation suivante:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \alpha\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right] \tag{2.11}$$

Avec :

$\alpha = \frac{k}{\rho\, C_p}$: représente la diffusivité thermique du fluide.

2.4.2. Formulation adimensionnelle

L'adimensionnement des équations des bilans citées précédemment permet d'exprimer la réalité du phénomène physique, et de faire ressortir les grandeurs et les paramètres intervenant dans le phénomène. Cette opération permet également de réduire le nombre des paramètres d'étude. En effet, pour faire apparaître les paramètres de contrôle du problème étudié, il est nécessaire de choisir des échelles adéquates. Les grandeurs caractéristiques choisies pour adimensionner les équations précédentes sont la largeur du canal, H, pour la longueur, la vitesse initiale à l'entrée (u_0) pour les vitesses, la pression caractéristique à l'entrée, ρu_0^2 pour la pression, (H/u_0) pour le temps et le paramètre ($T_w - T_0 = \Delta T$) a été choisi pour la température. Les variables adimensionnelles adoptées dans cette étude sont les suivantes:

$$X = \frac{x}{H}\ ;\ Y = \frac{y}{H}\ ;\ \tau = \frac{t\,u_0}{H}\ ;\ U = \frac{u}{u_0}\ ;\ V = \frac{v}{u_0}\ ;\ P_m = \frac{(p+\rho_0 g x)}{\rho u_0^2}\ ;\ \theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}$$

Avec :

H : Hauteur caractéristique

H/u_0 : Temps caractéristique

$\rho_{0u_0^2}$: Pression caractéristique

$T_w - T_0$: Température caractéristique

u_0 : Vitesse caractéristique à l'entrée du canal

T_w : Température caractéristique des parois chauffées

Tenant en compte des variables adimensionnelles précédentes, les équations adimensionnelles de continuité, de quantités de mouvement et de l'énergie gouvernant le phénomène de la convection mixte bidimensionnel instable (instationnaire) de notre problème d'étude sont présentées dans le système de coordonnés cartésien comme suit:

- **Equation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{2.12}$$

- **Equations de quantité de mouvement (Navier-Stokes)**
  - *Suivant X*

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P_m}{\partial X} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right) + \frac{Gr}{Re^2}\theta \tag{2.13}$$

  - *Suivant Y*

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U\frac{\partial V}{\partial X} + V\frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P_m}{\partial Y} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right) \tag{2.14}$$

- **Equation de l'énergie**

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U\frac{\partial \theta}{\partial X} + V\frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{PrRe}\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right) \tag{2.15}$$

2.5. Nombres sans dimensions caractérisant le problème étudié

Dans les équations adimensionnelles de la section précédente, apparaissent des nombres sans dimensions qui représentent les paramètres de contrôle du phénomène physique étudié. Ces nombres sont définis comme suit:

- **Nombre de Reynolds :** Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité.

$$Re = \frac{\rho_0 u_0 H}{\mu} = \frac{u_0 H}{\nu}$$

- **Nombre de Grashof thermique** : Il représente le rapport entre les forces de flottabilité et les forces de viscosité.

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

- **Nombre de Prandtl** : Il représente le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement sur la diffusivité thermique.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{k}$$

- **Nombre de Péclet** : Il représente le rapport entre les forces d'inertie et la diffusivité thermique.

$$Pe = Re\ Pr = \frac{u_0 H}{\alpha}$$

- **Nombre de Richardson** : Il représente l'importance relative de la convection naturelle (forces de flottabilité) par rapport à la convection forcée (forces d'inertie) pour un écoulement donné. Si le nombre de Richardson est très bas, alors la convection forcée est dominante et dans le cas contraire la convection naturelle est dominante. Quand le nombre de Richardson est près de l'unité, on parle de la convection mixte. Dans ce cas là les deux types de convection sont comparables en magnitude (CF, CN) et toutes les deux doivent être prise en considération. La gamme dans laquelle les effets convectifs sont importants est : $0.1 < Ri < 10$ (Bejan, 1995).

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

Les équations précédentes forment un système d'équations qui gouvernent notre modèle physique. Ces équations peuvent s'écrire sous la forme d'une équation générale dite de transport (Patankar, 1980).

$$\underset{1}{\frac{\partial \phi}{\partial \tau}} + \underset{2}{div(\bar{V}\phi)} = \underset{3}{\Gamma_\phi(\nabla^2\phi)} + \underset{4}{S_\phi} \qquad (2.16)$$

1 **:** terme transitoire

2 **:** terme de transport par convection

3 **:** terme de transport par diffusion

4 **:** terme source

ϕ: la variable indépendante.

$\bar{V}$ **:** Vecteur vitesse

Γ **:** Coefficient de diffusion

Le tableau 2.1 indique le Coefficient de diffusion, le terme source et la variable indépendante ϕ pour les différentes équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie.

Tableau 2.1: Identification de la variable indépendante, le coefficient de diffusion et le terme source pour les différentes équations par rapport à l'équation générale de transport.

Equations		ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
De continuité		1	0	0
De quantité de mouvement	**Selon *X***	*U*	*1/Re*	$-\frac{\partial P_m}{\partial X} + \frac{Gr}{Re^2}\theta$
	Selon *Y*	*V*	*1/Re*	$-\frac{\partial P_m}{\partial Y}$
De l'énergie		θ	$\frac{1}{Pe} = \frac{1}{Re\ Pr}$	0

2.6. Conditions initiales et aux limites adimensionnelles

Les équations développées précédemment pour décrire l'écoulement et le transfert de chaleur de notre problème physique sont des équations aux dérivées partielles. Pour résoudre ces équations, des conditions aux limites, aux bords de la géométrie simulée, sont nécessaires pour ($\tau > 0$). Une condition initiale dans tout le domaine de calcul est aussi nécessaire ($\tau = 0$). Ces deux types de condition doivent être imposés pour toutes les variables de l'écoulement. Les conditions aux limites adimensionnelles que nous avons

sélectionnées pour fermer le modèle mathématique sont des conditions hydrodynamiques et thermiques.

2.6.1. Hydrodynamiques

L'écoulement est limité par des parois imperméables, ce qui va nous permettre de prendre une condition aux limites de non glissement aux parois du canal et à la surface des chicanes:

$$U = V = 0$$

A l'entrée du canal le gradient de pression est nul, tandis qu'une vitesse constante U_0 est imposée.

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

$$U = U_0 = 1; V = 0$$

A la sortie du canal le gradient de vitesse est nul, tandis que la pression égale à la pression ambiante.

$$\frac{\partial U}{\partial X} = 0;\ \frac{\partial V}{\partial X} = 0; P_m = 0$$

2.6.2. Thermiques

Sur la surface des parois de la partie chauffée la température imposée est: $\theta = \theta_w = 1$, à l'entrée du canal: $\theta_0 = 0$

Sur les portions adiabatiques en amont et en aval de la section chauffée, ainsi qu'à la sortie du canal le gradient de température est nul (flux nuls).

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

Les différentes conditions aux limites sous forme adimensionnelles sont résumées dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2: Conditions aux limites sous forme adimensionnelle.

Limite		**Conditions hydrodynamiques**	**Conditions thermiques**
X = 0, 0 ≤ Y ≤ 1 (à entrée)		U = 1, V = 0, $\frac{\partial P_m}{\partial X} = 0$	θ = 0
X= L_{in}+L_h+L_{out}, 0 ≤ Y ≤ 1 (à la sortie)		$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = 0$, $P_m = 0$	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
Y=0 et Y=1 (aux parois)	0 ≤ X ≤ L_{in}	U = V = 0	$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$
	L_{in} < X ≤ L_h		θ = 1
	L_h <X ≤ L_{out}		$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$

2.7. Présentation des résultats

Les résultats du présent travail sont présentés sous forme adimensionnels pour une généralisation et permettre une comparaison aisée. Le taux de transfert de chaleur par convection est évalué par le nombre de Nusselt le long de la partie chauffée. La puissance de pompage quant à elle est exprimée par le coefficient de friction.

2.7.1. Nombre de Nusselt :

Le nombre de Nusselt local, qui exprime le rapport du flux transmis par convection thermique et celui transmis par conduction à l'interface fluide–solide, est donnée par l'expression suivante :

$$Nu_X = \left(-\frac{\partial \theta}{\partial Y}\right)_{Y=0,Y=1}$$

Le nombre de Nusselt moyen (par rapport à l'espace) est donné par la relation suivante:

$$Nu = \frac{1}{L_h}\int_0^{L_h} Nu_X \, dX$$

Pour l'écoulement instationnaire la moyenne temporelle du nombre de Nusselt local par période est donné par:

$$\overline{Nu_X} = \frac{1}{\tau_p}\int Nu_X \; d\tau$$

La moyenne de la moyenne temporelle du nombre de Nusselt est définie par:

$$\overline{Nu} = \frac{1}{L_h}\int_0^{L_h} \overline{Nu_X}\, dX$$

Globalement, le nombre de Nusselt moyen local pour l'écoulement stationnaire ou instationnaire sur les deux parois droite et gauche du canal est défini comme suit:

$$Nu_{X,m} = \frac{1}{2}(Nu_{X,Y=0} + Nu_{X,Y=1}) \quad \text{(Écoulement stationnaire)}$$

$$Nu_{X,m} = \frac{1}{2}(\overline{Nu_X}_{,Y=0} + \overline{Nu_X}_{,Y=1}) \quad \text{(Écoulement instationnaire)}$$

Le nombre de Nusselt moyen pour l'écoulement stationnaire ou instationnaire le long de la section chauffée (L_h) est défini par l'expression suivante:

$$Nu = \frac{1}{L_h}\int_0^{L_h} Nu_{X,m}\, dX$$

Les valeurs du nombre de Nusselt moyen calculées sont comparées avec les valeurs trouvées pour un canal lisse (sans chicanes) sous forme d'un rapport (Nu/Nu_s) pour pouvoir évaluer le taux d'amélioration du transfert thermique obtenu avec l'emploi des chicanes.

Nu : nombre de Nusselt moyen calculé dans le canal avec les chicanes.
Nu_s : nombre de Nusselt moyen calculé dans le canal lisse.

L'amélioration du transfert de chaleur est souvent accompagnée par une augmentation dans la puissance de pompage. L'évaluation de la puissance de pompage se fait en calculant le coefficient de frottement, puis on le compare avec celui estimé pour un canal lisse sous forme d'un rapport (f/f_s).

Avec:

f : coefficient de frottement évalué dans le canal en présence des chicanes.

f_s : coefficient de frottement évalué dans le canal lisse.

2.7.2. Coefficient de frottement :

Le coefficient de frottement qui représente le rapport entre la chute de pression et la pression caractéristique le long de la section chauffée (L_h), est donné par :

$$f = \frac{2\Delta P}{\rho u_0^2 L_h}$$

2.8. Conclusion

Dans le présent chapitre, Nous avons présenté les équations régissant le phénomène de la convection mixte ainsi que les hypothèses et les équations simplifiées pour le cas d'un canal bidimensionnel (*2D*). Le système d'équations présenté constitué un modèle mathématique, complété par les conditions aux limites. Il s'agit d'un système complexe formé par des équations issues de la thermodynamique et de la mécanique des fluides. La forme adimensionnelle des équations de conservation constituant le modèle mathématique a permis de faire ressortir les paramètres de contrôle, à savoir, *Re, Gr, Pr et Ri*.

La résolution analytique de ce système d'équations est impossible à cause de la non-linéarité visible dans les équations qui est principalement à l'origine de la difficulté. Cette difficulté nous a poussés à chercher une méthode adéquate pour résoudre ce problème. Donc, L'utilisation des méthodes numériques devient indispensable. La méthode numérique ainsi que le code de calcul utilisé dans cette étude sont présentés dans le prochain chapitre.

CHAPITRE III
METHODE NUMERIQUE ET CODE DE CALCUL

CHAPITRE III

METHODE NUMERIQUE ET CODE DE CALCUL

3.1. Introduction

Avec le développement des ordinateurs et des langages informatiques ces dernières décennies, beaucoup de chercheurs se sont orientés vers la simulation numérique des problèmes d'écoulements et de transfert de chaleur. Bien que les mesures expérimentales des problèmes d'écoulements et du transfert de chaleur sont plus précises que les calculs numériques. Cependant, elles nécessitent un investissement relativement lourd, en temps et en argent et des compétences avérés en techniques expérimentales. C'est pourquoi les calculs numériques basés sur la Dynamique des Fluides Numérique (CFD) prennent une partie entière dans la plupart des domaines de conception. Les problèmes d'écoulements des fluides et de transfert de chaleur sont généralement modélisés par des équations aux dérivées partielles non linéaires. La résolution de ces équations nécessite une méthode numérique qui permet de transformer ces équations en un système d'équations algébriques linéaires avant de les résoudre.

Le système d'équations aux dérivées partielles présenté dans le deuxième chapitre est résolu numériquement par la méthode des volumes finis en utilisant un code de calcul libre *OpenFOAM*. Ce dernier est un ensemble d'outils de calcul open source qui fonctionne sous une interface linux, et également basé sur la méthode des volumes finis et capable d'effectuer des simulations pour différents domaines. La correction des champs de pression et de vitesse est obtenue en utilisant deux algorithmes, *SIMPLE* pour le solveur *"buoyantBoussinesqSimpleFoam" et PIMPLE pour le solveur "buoyantBoussinesqPimpleFoam"*. Le premier solveur est choisi pour traiter l'écoulement incompressible stationnaire, le second a été choisi pour traiter l'écoulement incompressible instationnaire. Le maillage utilisé est non uniforme, raffiné près des parois et dans la proximité des chicanes et il s'élargit progressivement en éloignant de ces surfaces pour capter les forts gradients des grandeurs recherchées. Dans ce chapitre les détails sur la discrétisation des équations bilans, la technique de simulation et les algorithmes utilisés seront expliqués.

3.2. Traitement numérique

Pour résoudre un problème de la physique il faut transformer ce problème en un modèle mathématique. Lorsque le problème est ainsi bien posé, il est alors possible de le discrétiser en transformant les équations différentielles non linéaires en système d'équations algébriques linéaires par une méthode numérique avant de le résoudre par des méthodes directes ou itératives. Dans le cas général, là où on rencontre des difficultés et complexités des problèmes physiques rendant ainsi la solution analytique impossible, on fait appel à la résolution numérique du problème.

Actuellement, plusieurs méthodes numériques pour la résolution des problèmes de champs (écoulement et transfert) sont disponibles, on peut citer notamment, la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis. La méthode utilisée par *OpenFOAM*, donc dans cette étude, est la méthode des volumes finis. Le principe de cette méthode, est présenté dans la section ci-dessous.

L'utilisation massive de la méthode des volumes finis adoptée dans la Dynamique des Fluides Numérique (CFD) provient de sa flexibilité comme une méthode de discrétisation. Bien qu'elle ait été précédé depuis beaucoup d'années par les méthodes des différences finis et des éléments finis, cette méthode a assumé un rôle particulièrement en avant dans la simulation des problèmes d'écoulements des fluides et a relié des phénomènes de transport en raison du travail effectué par le groupe du CFD à l'université impériale (United Kingdom, London) avant et durant les années 70 sous la direction du professeur Spalding (1972), avec des contribuant tels que (Patankar (1967), Gosman, 1969). La discrétisation en volumes finis est effectuée directement dans l'espace physique sans le besoin de n'importe quelle transformation entre la physique et le numérique même les coordonnées du système. En outre son adoption d'un arrangement groupé l'a rendu approprié à résoudre des écoulements dans les géométries complexes. Ces développements ont augmenté l'applicabilité de la méthode des volumes finis pour cerner une étendue des applications larges tout en maintenant la simplicité de sa formulation mathématique. Un autre aspect important de la méthode des volumes finis est que ses numériques reflète la physique et les principes de conservation de tel modèle, comme la propriété intégrale des équations régissant, et les caractéristiques des limites qu'il discrétise (Moukalled et al. 2016).

La méthode des volumes finis a été développée par Patankar (1980). Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation telle que le terme source en particulier. En effet, elle est très robuste et permet de traiter des équations comportant des termes complexes et non-linéaires. Elle possède également des qualités qui en font l'une des plus adaptées à l'étude des écoulements. La méthode des volumes finis a été parmi les premières à atteindre un stade de développement avancé pour les calculs d'écoulements (Patankar et Spalding, 1972). La discrétisation du domaine de calcul par la méthode des volumes finis est la première étape du processus de résolution. Cette technique consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles non-linéaires sur chaque élément de contrôle du domaine de calcul pour obtenir des équations sous forme linéaire qui conservent toutes les grandeurs physiques sur chaque volume de contrôle. Après la transformation, Le système d'équations algébriques obtenu est résolu en calculant les valeurs de chaque variable désirée sur chaque élément de volume.

La méthode des volumes finis est préférée en CFD, puisque les termes de conservation sont considérés comme des flux, et évalués aux faces des volumes de contrôle. Donc cette méthode devient strictement conservative. La méthode des volumes finis est la base de la majorité des codes de calculs (OpenFOAM, Fluent, StarCD....etc.). Elle peut être utilisée avec des maillages relativement grossiers, ce qui permet la mise en œuvre du code pour un coût raisonnable (Versteeg et Malalasekera, 1995).

Le principe fondamental de la méthode des volumes finis a été brièvement expliqué dans cette étude. Des détails supplémentaires peuvent être trouvés dans les ouvrages de Patankar (1980), Versteeg et Malalasekera (1995) et Moukalled et al (2016).

3.2.1. Maillage

La méthode des volumes finis permet de subdiviser le domaine de discrétisation en un certain nombre de volumes de contrôle de tel sorte que la somme de ces volumes de contrôle couvre exactement tout le domaine de calcul (figure 3.1). Le point P situé au centre du volume de contrôle est appelé le nœud, donc les nœuds des volumes de contrôle adjacents sont nommés E, W, N, S (East, West, North et South). Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points "e, w, n et s". Un maillage décalé (staggered grid) est utilisé selon la nature même de l'entité considérée pour assurer un bilan de conservation correct pour tel ou tel grandeur physique. La pression est la température (quantités

scalaires) sont calculées aux nœuds du maillage principal, donc entre les faces "e, w, n et s" comme motionné dans la figure 3.2. Les vitesses (grandeurs vectorielles) seront évaluées aux faces des volumes de contrôle (figure 3.3). Il convient de noter de cette localisation que le calcul des flux aux interfaces des volumes de contrôle s'effectué sans aucune interpolation de la vitesse (Patankar, 1980).

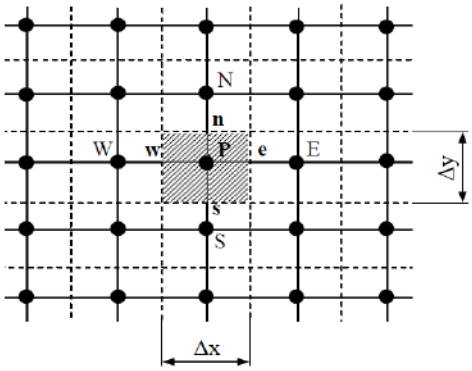


Figure 3.1. Domaine bidimensionnel divisé en volumes élémentaires.

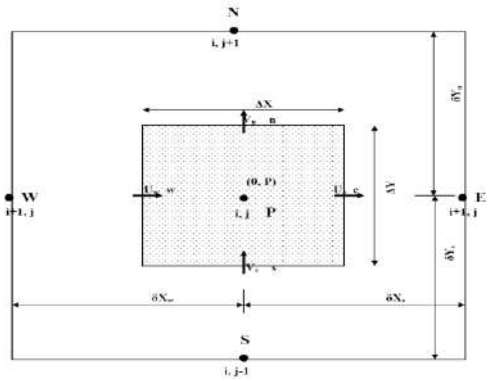
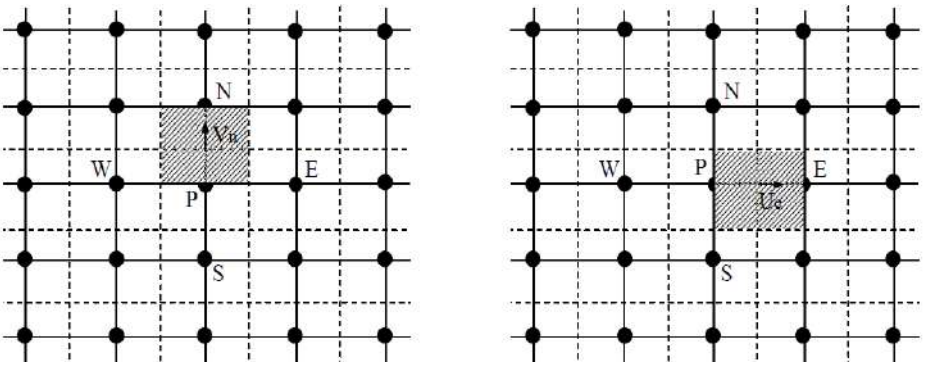


Figure 3.2. Volume de contrôle typique.



Volume de contrôle d'écalé vers le haut. Volume de contrôle d'écalé vers la droite.

Figure 3.3. Volumes de contrôle décalés pour localisés les quantités vectorielles. (U, V).

Cet arrangement du maillage est plus important au niveau de l'équation de quantité de mouvement, car la différence de pression entre deux nœuds adjacents devient la force motrice naturelle pour la composante de vitesse calculée sur la face entre ces deux nœuds en intégrant l'équation de continuité sur un volume de contrôle principal qui permettra d'apparaitre la différence entre deux vitesses voisines, tout en éliminant les problèmes d'interpolation (Patankar, 1980).

3.2.2. Discrétisation de l'équation générale de transport

L'intégration de l'équation (2.16) sur un volume de contrôle typique bidimensionnel $\Delta V=\Delta X\Delta Y$ (figure 3.2) donne:

$$\oint_V \frac{\partial \phi}{\partial \tau} dXdYd\tau + \oint_V div\left(\overline{V}\,\phi\right) dXdYd\tau = \oint_V \left(\Gamma\, \nabla^2\phi + S_\phi\right) dXdYd\tau \tag{3.1}$$

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial \phi}{\partial \tau} dXdYd\tau + \int_\tau^{\tau+\Delta\tau} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial (U\phi)}{\partial X} dXdYd\tau + \int_\tau^{\tau+\Delta\tau} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial (V\phi)}{\partial Y} dXdYd\tau =$$

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X}\right) dXdYd\tau + \int_\tau^{\tau+\Delta\tau} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y}\right) dXdYd\tau + \int_\tau^{\tau+\Delta\tau} \int_s^n \int_w^e S_\phi\, dXdYd\tau \tag{3.2}$$

Où : n : correspond au temps (τ).

n+1 : correspond au temps ($\tau+\Delta\tau$)

En évaluant chaque terme séparément, nous obtenant :

- ***Le terme transitoire***

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial \phi}{\partial \tau} dXdYd\tau = (\phi_P^{n+1} + \phi_P^n)\Delta X\Delta Y$$

- ***Le terme convectif***

$$\int_\tau^{\tau+\Delta\tau} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial (U\phi)}{\partial X} dXdYd\tau = (U_e\phi_e + U_w\phi_w)\Delta Y\Delta\tau$$

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau}\int_{s}^{n}\int_{w}^{e}\frac{\partial(V\phi)}{\partial Y}dXdYd\tau=(V_n\phi_n+V_s\phi_s)\Delta X\Delta\tau$$

- ***Le terme diffusif***

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau}\int_{s}^{n}\int_{w}^{e}\frac{\partial}{\partial X}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\right)dXdYd\tau=\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\right)_e-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\right)_w\right]\Delta Y\Delta\tau$$

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau}\int_{s}^{n}\int_{w}^{e}\frac{\partial}{\partial Y}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\right)dXdYd\tau=\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\right)_n-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\right)_s\right]\Delta X\Delta\tau$$

- ***Le terme source***

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau}\int_{s}^{n}\int_{w}^{e}S_\phi\,dXdYd\tau=\overline{S}_\phi\Delta X\Delta Y\Delta\tau$$

En réduisant les termes semblables, l'équation (3.2) devient:

$$(\phi_P^{n+1}+\phi_P^n)\frac{\Delta X\Delta Y}{\Delta\tau}+(U_e\phi_e+U_w\phi_w)\Delta Y+(V_n\phi_n+V_s\phi_s)\Delta X=$$

$$\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\right)_e-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial X}\right)_w\right]\Delta Y+\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\right)_n-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial Y}\right)_s\right]\Delta X+\overline{S}_\phi\Delta X\Delta Y \qquad (3.3)$$

Le terme source $\overline{S}_\phi$ dans chaque équation de conservation doit être linéarisé afin que tout le système d'équations prenne la forme linéaire et la résolution devient ainsi simplifiée. Donc le terme $\overline{S}_\phi$ peut se mettre sous la forme suivante :

$$\overline{S}_\phi=S_c+S_P\phi_P \qquad (3.4)$$

$\overline{S}_\phi$: doit être négatif afin de répondre aux règles de la méthode des volumes finis, et faciliter ainsi la convergence du système (la diagonale de la matrice du système à résoudre devient dominante).

Où:

S_P : est le coefficient de ϕ_P

S_c : est la partie constante de $\overline{S}_\phi$ qui ne dépend pas explicitement de ϕ_P

En posant :

$$\left.\begin{aligned} J_x &= U\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \\ J_y &= V\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y} \end{aligned}\right\} \tag{3.5}$$

Donc l'équation (3.3) peut être écrite comme suit :

$$(\phi_P^{n+1} + \phi_P^n)\frac{\Delta V}{\Delta \tau} + J_e - J_w + J_n - J_s = \overline{S}_\phi \Delta V \tag{3.6}$$

Où :

$$\left.\begin{aligned} J_e &= U_e \phi_e \Delta Y - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X}\Big|_e \Delta Y \\ J_w &= U_w \phi_w \Delta Y - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X}\Big|_w \Delta Y \\ J_n &= U_n \phi_n \Delta X - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y}\Big|_n \Delta X \\ J_s &= U_s \phi_s \Delta X - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y}\Big|_s \Delta X \end{aligned}\right\} \tag{3.7}$$

Les quantités J_i avec i = e, w, n, s sont les flux aux interfaces (e, w, n, s).

Lorsqu'on intègre l'équation de conservation de la masse sur un volume de contrôle on aboutit à une égalité de la forme :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \tag{3.8}$$

Où:

Où : F_i représentent les flux massiques à travers les faces de la maille de contrôle.

Avec :

$$\begin{aligned} F_e &= U_e \Delta Y \qquad F_n = V_n \Delta X \\ F_w &= U_w \Delta Y \qquad F_s = V_s \Delta X \end{aligned} \tag{3.9}$$

On multiple l'équation (3.8) par la variable ϕ_P et l'en soustrayant de l'équation (3-6), on obtient.

$$(\phi_P^{n+1} + \phi_P^n)\frac{\Delta V}{\Delta \tau} + (J_e - F_e\phi_P) - (J_w - F_w\phi_P) + (J_n - F_n\phi_P) - (J_s - F_s\phi_P) = (S_c + S_P\phi_P)\Delta V \quad (3.10)$$

On peut écrire les termes entre parenthèses de l'équation (3.10) $J_i - F_i\phi_P$ sous la forme:

$J_i - F_i\phi_P = a_I(\phi_P - \phi_I)$ où i= *e, w, n, s* et I= *E, W, N, S* comme suit:

$$\left.\begin{aligned} (J_e - F_e\phi_P) &= a_E(\phi_P - \phi_E) \\ (J_w - F_w\phi_P) &= a_W(\phi_P - \phi_W) \\ (J_n - F_n\phi_P) &= a_N(\phi_P - \phi_N) \\ (J_s - F_s\phi_P) &= a_S(\phi_P - \phi_S) \end{aligned}\right\} \quad (3.11)$$

A partir de l'équation (3.10) on obtient la forme générale de l'équation algébrique linéaire discrétisée où le flux totale de convection et de diffusion sont calculés par une fonction A(|P|) (tableau 3.1), cette équation est donnée comme suit :

$$a_P\phi_P = a_E\phi_E + a_W\phi_W + a_N\phi_N + a_S\phi_S + b \quad (3.12)$$

Où :

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_P^0 - S_P\Delta V \quad (3.13)$$

Les coefficients $a_{E,}\, a_{W,}\, a_{N,}\, a_S$ sont définies en fonction de l'interpolation utilisée pour la variable ϕ entre deux points voisins du maillage, b est le groupement qui contient le terme source et le terme $a_P^0\phi_P^0$ (calculé au pas précédent).

$$b = S_C + a_P^0\phi_P^0 \qquad \text{Où} \qquad a_P^0 = \frac{\Delta V}{\Delta \tau} \quad (3.14)$$

$$\left.\begin{aligned} a_E &= D_e A(|P_e|) + \|-F_{e,}0\| \\ a_W &= D_w A(|P_w|) + \|-F_{w,}0\| \\ a_N &= D_n A(|P_n|) + \|-F_{n,}0\| \\ a_S &= D_s A(|P_s|) + \|-F_{s,}0\| \end{aligned}\right\} \quad (3.15)$$

Où :

$$F_e = U_e \Delta Y \qquad F_n = V_n \Delta X$$
$$F_w = U_w \Delta Y \qquad F_s = V_s \Delta X$$

Les flux convectifs (3.16)

$$D_e = \frac{\Gamma_e \Delta Y}{\delta X_e} \qquad D_s = \frac{\Gamma_s \Delta X}{\delta Y_s}$$
$$D_w = \frac{\Gamma_w \Delta Y}{\delta X_w} \qquad D_s = \frac{\Gamma_s \Delta X}{\delta Y_s}$$

Les flux diffusifs (3.17)

$$P_e = \frac{F_e}{D_e} \qquad P_w = \frac{F_w}{D_w}$$
$$P_n = \frac{F_n}{D_n} \qquad P_s = \frac{F_s}{D_s}$$

Rapport flux convectifs aux flux diffusifs (3.18)

$A(|P_i|)$ (i = *e, w, n, s*) est la fonction d'interpolation et P_i désignent le rapport du flux convectif au flux diffusif aux différentes faces du volume de contrôle.

3.2.2.1. La fonction $A(|P_i|)$ pour différents schémas numériques

Les expressions de $A(|P_i|)$ correspondant aux différents schémas numériques sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Tableau 3.1: Les expressions de la fonction $A(|P_i|)$ pour différents schémas numériques (Patankar, 1980)

Schéma	$A(\|P_i\|)$
Upwind	1
Hybride	Max $(0.1 - 0.5\|P\|)$
Différence centrée	$1 - 0.5\|P\|$
Puissance	Max $(0, (1 - 0.5\|P\|)^5)$

3.3. Présentation d'OpenFOAM

Plusieurs codes de calculs permettant la résolution des équations de transfert de chaleur et de mécanique des fluides (équations de CFD) ont été développés. Parmi ceux-ci on peut citer (fluent, CFX…etc) qui sont très utilisés dans ce domaine. Pour des raisons de

facilité l'implémentation de nouvelles équations physiques et la liberté d'utilisation, le code de calcul *OpenFOAM* a été choisi dans cette étude.

OpenFOAM (*Open F*ield *O*peration A*nd M*anipulation) est un code libre à source ouverte sous forme d'une boite à outil de simulation multi-physiques spécialement destiné à la Dynamique des Fluides Numérique (CFD) et principalement axé sur la résolution des équations de la mécanique des fluides et de transfert de chaleur en particulier. *OpenFOAM* est un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis et bénéficiant des dernières innovations en termes de langage informatique C++.

Le code de calcul *OpenFOAM*, est en premier lieu une librairie codée en C++, qui permet de créer des exécutables, connus sous le nom d'applications. Ces applications sont divisées en deux catégories: solveurs et utilitaires, chacun des solveurs est conçu pour résoudre un problème spécifique, ainsi que les utilitaires sont conçus pour accomplir les tâches de pré et post-traitement qui comportent la manipulation de données (génération du maillage, visualisation des résultats). Ce code de calcul contient de nombreuses applications précompilées qui correspondent à toute catégorie de problèmes. L'utilisateur n'a pas besoin de choisir les équations à résoudre puisque ces dernières sont déjà disponibles dans la librairie d'*OpenFOAM*, mais il peut modifier un solveur déjà existant pour mieux répondre aux besoins de son cas d'étude. La structure globale du logiciel est montrée sur la figure 3.4. La figure clarifie que le code est séparé en trois parties distinctes ; *pré-processing*, *processing*, et *post-processing*. La partie *pré-processing* consiste, à définir la géométrie du problème et le maillage, ainsi que les conditions initiales et aux limites du domaine de calcul. La partie *processing* (solving) consiste à résoudre le problème en se basant sur le maillage et sur les conditions initiales et aux limites, le solveur résout le problème et les résultats sont enregistrés pour l'analyse et la visualisation dans la partie *post-processing*, OpenFOAM (2014).

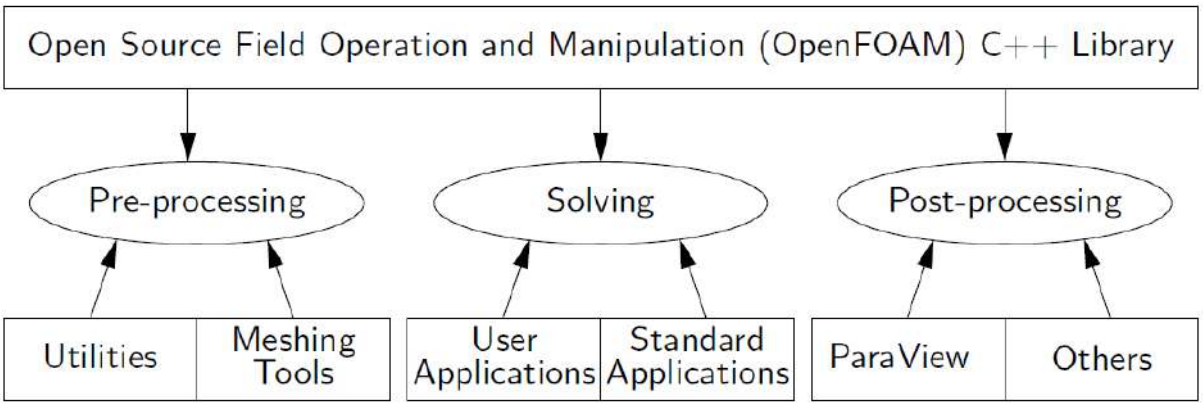


Figure 3.4. Structure du Code de calcul OpenFOAM.

Le code de calcul *OpenFOAM* prend tout son intérêt lorsqu'il s'agit d'utiliser de nouveaux modèles. Au corps de cette librairie se trouvent un ensemble de classes d'objet qui permettent au programmeur de manipuler des mailles, des géométries, et des techniques de discrétisation à un niveau élevé de codage. Cette structure sous forme de classes permet de se rapprocher à l'écriture mathématique en termes d'opérateur d'un champ comme ($\nabla.$, ∇, ∇^2, $\frac{\partial}{\partial t}$ …). Ces classes représentent également les briques de base pour le développement d'*OpenFOAM* basées sur des solveurs et des utilitaires. Ils permettent aux programmeurs de construire une variété d'algorithmes tout en tenant compte de la réutilisation étendue du code. Une autre caractéristique d'*OpenFOAM* est son utilisation de la charge d'opérateur qui permet à des algorithmes d'être exprimés. La discrétisation d'une équation différentielle en *OpenFOAM* a besoin de deux fonctions, la fonction (fvc) est utilisée pour un calcul de volume finis et la fonction (fvm) est utilisée pour les opérateurs de volume finis, Moukalled et al. (2016).

Le thème central de la conception d'*OpenFOAM* est que les applications d'un solveur, ont une syntaxe qui ressemble étroitement aux équations aux dérivées partielles qui doivent être résolues (OpenFOAM programmer guide, 2014). L'idée est que les équations aux dérivées partielles sont considérées comme une somme d'opérateurs différentiels simples qui pouvent discrétiser séparément en utilisant différents schémas. Par 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* = $\sum_i \frac{\partial^2}{\partial {x_i}^2}$;

Comme exemple, la discrétisation de l'équation de conservation de quantité de mouvement (3.19) au sein du code de calcul *OpenFOAM* est donnée par, OpenFOAM (2014).

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla . \rho UU - \nabla . \mu \nabla U = -\nabla p \tag{3.19}$$

```
solve
(
    fvm: :ddt(rho, U)
  + fvm: :div(phi, U)
  - fvm: :laplacian(mu, U)
  ==
  - fvc: :grad(p)
);
```

Les fonctions (fvm) et (fvc) prennent en compte l'évaluation d'une variété d'opérateurs implicitement et explicitement, respectivement. L'opérateur explicite (fvc), appelé " calcul de volume finis", renvoie un champ équivalent basé sur les valeurs réelles du champ. Par exemple l'opérateur fvc::div(ϕ) renvoie un ***"geometricField***" équivalant dans lequel chaque cellule contient la valeur de la divergence de la variable (ϕ). L'opérateur implicite (fvm), définit la discrétisation implicite de volume finis en termes des coefficients de matrice. Par exemple fvm::laplacian(ϕ) renvoie un ***"fvMatrix"*** dans lequel tous les coefficients du laplacian sont basés sur la discrétisation en volumes finis. En générale, l'opérateur explicite (fvc); exécute les dérivés explicites. L'opérateur implicite (fvm); est une dérivation implicite convertissant l'expression en coefficients de matrice du système linéaire. Il est noté que les termes sources du système linéaire sont définis également par l'opérateur implicite (fvm), Moukalled et al. (2016).

3.3.1. Structure générale d'un cas OpenFOAM

L'une des caractéristiques d'OpenFOAM est qu'il ne possède pas une interface graphique, mais toute la simulation numérique et le conditionnement du cas se fait dans un système de fichiers textes et cela nécessite un véritable savoir-faire. Les fichiers d'un cas étudié sont disposés dans un seul répertoire portant le nom du cas, la structure de ce dernier est représenté dans la figure 3.5. Le répertoire nommé *"constant"* contient une description complète du maillage du cas dans un sous-répertoire nommé *"polyMesh"* et des fichiers indiquant les propriétés physiques pour l'application concernée **(Annexe A.6)**, par exemple *"transportProperties"*. Le répertoire "system" contient les paramètres associés au procédé de solution. Il comporte au moins les 3 fichiers suivants : *"controlDict"* où les paramètres de commande de l'exécution du procédé sont placés tel que le temps de début/fin, le pas de temps et les paramètres de précision des données de sortie (un avantage par rapport à fluent) **(Annexe A.1)**; *"fvSchemes"* permet de choisir les schémas numériques utilisés dans la solution **(Annexe A.4)** ; *"fvSolution"* permet de préciser les critères de convergence des différentes grandeurs, tel que la tolérance ainsi que les algorithmes de contrôle **(Annexe A.5)**.

Le répertoire de temps contenant les différents fichiers de données pour les champs particuliers. Il contient les valeurs initiales et les conditions aux limites que l'utilisateur doit indiquer pour définir le problème, ainsi que les fichiers des résultats écrits par *OpenFOAM*. Il convient de noter que les champs d'*OpenFOAM* doivent être toujours initialisés, même lorsque la solution ne l'exige pas strictement, comme dans des problèmes stationnaires. Chaque répertoire de temps est nommé par la valeur du temps simulé où les résultats sont écrits. Il est suffisant de dire maintenant que puisque nous commençons habituellement nos simulations au temps t = 0, les conditions initiales sont habituellement stockées dans un répertoire appelé *0*, OpenFOAM (2014).

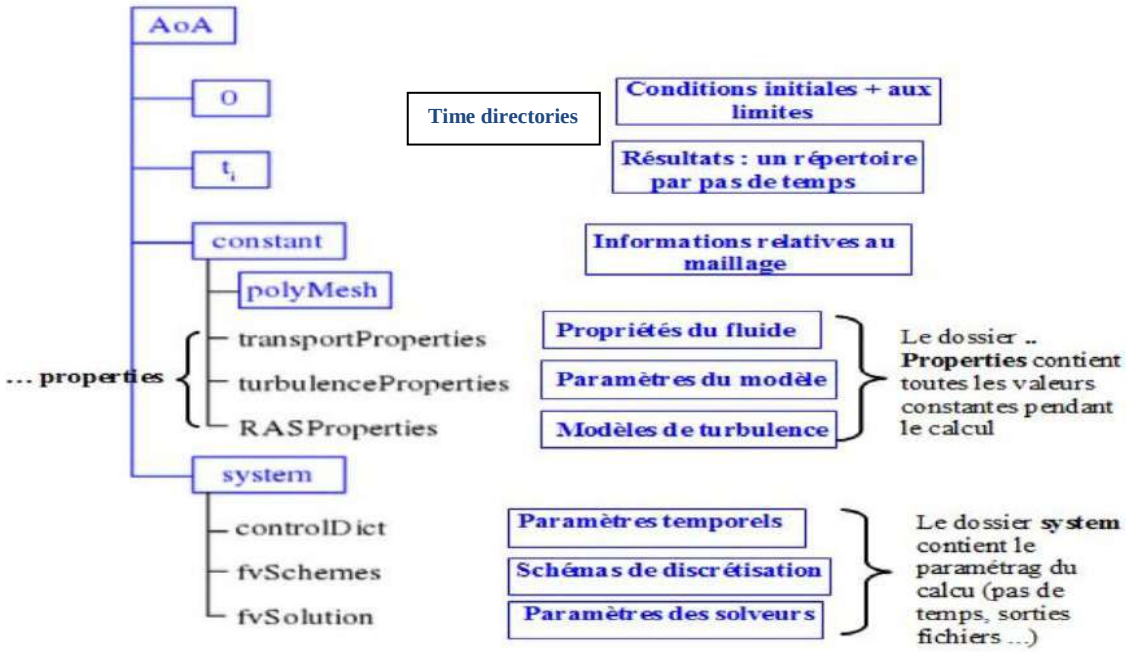


Figure 3.5. Structure générale d'un cas OpenFOAM.

3.3.2. Prétraitement des données *(Pré-processing)*

- **Génération du maillage**

OpenFOAM fonctionne toujours dans un système de coordonnées cartésien tridimensionnel, donc automatiquement toutes les géométries sont produites en trois dimensions. *OpenFOAM* résout le cas étudié en trois dimensions par défaut mais peut être chargé de le résoudre en deux dimensions en indiquant un état de frontière vide sur des frontières normales à la 3ème dimension pour laquelle aucune solution n'est exigée.

Le générateur de maillage fourni avec *OpenFOAM*, *blockMesh* produit des mailles d'une description indiquée dans un dictionnaire d'entrée, *blockMeshDict* **(Annexe A.2)** situé dans le répertoire *constant/polyMesh* pour un cas donné. Le fichier contient d'abord les informations d'en-tête (lignes 1-7), puis les informations du contenu de fichier se trouvent dans le sous-dictionnaire *FoamFile*.

Le fichier indique d'abord les coordonnées des sommets des blocs, il définit alors les blocs par les étiquettes des sommets ainsi que le nombre de mailles dans chaque direction pour chaque bloc; et enfin, il définit les patches rapportées aux frontières.

Le maillage est généré en exécutant la commande *blockMesh* du répertoire de cas dans la ligne de commande du terminal. Cet outil de génération de maillage multi-bloc (*blockMesh*) permet de générer des maillages structurés ou non structurés a été utilisé pour notre cas d'étude. Notez également qu'*OpenFOAM* permet de générer des maillages non structurés à partir d'un autre outil nommé *snappyHexMesh*; cet outil est très important et permet un raffinement de maillage automatique pour les cas en trois dimensions.

- **Conditions initiales et aux limites**

Une fois la génération du maillage est complète, l'utilisateur peut voir les premiers champs installés pour le cas étudié. Le cas est installé pour commencer au temps t = 0 s, ainsi les données initiales des champs sont stockées dans le sous-répertoire *0* du répertoire du cas étudié. Pour notre cas d'étude, le sous répertoire *0* contient 4 fichiers, *P*, *P-rgh*, *T* et *U*, pour la pression statique, la pression motrice, la température et le champ de vitesse respectivement dont les valeurs initiales et les conditions des frontières doivent être spécifiés **(Annexe A.3)**.

internalField

Les données internes du champ initial qui sont uniformes décrites par une valeur simple dans notre cas.

boundaryField

Les données du champ aux frontières qui incluent les conditions aux limites et les conditions rapportées pour tous les patches aux frontières. Pour notre cas, la frontière se compose de:

Inlet et *outlet* pour l'entrée et la sortie du canal, *upward*, *heated* et *downward* pour les parties *de* préchauffage, chauffée et postchauffage du canal. La condition à la limite de type *zeroGradient* indique que le gradient normal de pression ou de la température est nul. La partie *frontAndBack* représente les plans avant et arrière pour le cas en 2D et doit donc être placé comme vide par la spécification *empty*.

La spécification des conditions initiales est pareil pour la vitesse et la pression, sauf que la vitesse est exprimé par un vecteur qui contient 3 composants, par exemple (0 0.5 0).

Le champ de frontière pour la vitesse exige le même état de frontière pour la partie *frontAndBack* pour les sections (préchauffage, chauffée et postchauffage), la condition de non glissement est appliquée sous forme d'une condition *fixedValue* avec une valeur uniforme (0 0 0). Dans notre cas le fluide entre dans le canal avec une vitesse uniforme en direction de l'écoulement qui dépend du nombre de Reynolds et la largeur du canal ainsi exige un état de frontière *fixedValue* également mais avec l'uniforme (0 0.314 0) par exemple. En outre, à la sortie du canal tous les champs de (vitesse, pression, température) sont spécifiés par la condition à la limite *zeroGradient.*

3.3.3. Traitement *(Processing)*

3.3.3.1. Solveurs

L'utilisation du code de calcul *OpenFOAM*, nécessite en premier lieu le bon choix du solveur à utiliser. Contrairement aux autres code de CFD (par exemple, fluent), *OpenFOAM* a du point de vue utilisateur, puisque autant de solveurs relatifs à différents domaines d'application existent dans la librairie *OpenFOAM*, ces différents solveurs sont disponibles pour effectuer des calculs incompressibles, compressibles, monophasiques, multiphasiques, avec transfert de chaleur, avec des réactions chimiques….etc, (Aufiero, 2014); Le tableau 3.1 présente quelques solveurs destinés aux écoulements non-isothermes.

Tableau 3.1: Solveurs destiné aux écoulements non-isothermes, OpenFOAM (2014).

Solveurs	**Type des problèmes à traiter**
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
buoyantBoussinesqSimpleFoam	Solveur stationnaire adapté pour les écoulements non-isothermes des fluides incompressibles sous l'hypothèse de Boussinesq
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

La résolution de notre problème physique en convection mixte nécessite le choix de deux solveurs, l'un pour traiter le cas stationnaire et l'autre destiné au cas instationnaire.

- ***Solveur stationnaire***

Parmi les différents solveurs proposés par *OpenFOAM*, nous avons choisi le solveur "*buoyantBoussinesqSimpleFoam"* pour l'étude stationnaire. "*buoyantBoussinesqSimpleFoam"* est un solveur stationnaire destiné aux écoulements incompressibles d'un fluide Newtonien avec l'approximation de Boussinesq. Il est basé sur l'algorithme *SIMPLE* (Semi-Implicit Method for a Pressure-Linked Equations) pour le couplage pression-vitesse.

- ***Solveur instationnaire***

Pour mieux capturer les champs simulés (vitesse, température, pression), les simulations doivent être réalisées avec un solveur instationnaire dans le cas d'un écoulement périodique/chaotique. Il existe plusieurs solveurs instationnaires pour les écoulements incompressibles d'un fluide Newtonien. Le solveur "*buoyantBoussinesqPimpleFoam"* a été choisi pour notre cas d'étude. Il s'agit d'un solveur standard fourni avec *OpenFOAM* permettant de réaliser des calculs instationnaires incompressibles avec l'approximation de Boussinesq. Il utilise l'algorithme "*PIMPLE*" basé sur un mélange des algorithmes "*SIMPLE*" et "*PISO*" (Pressure Implicit with Splitting of Operators).

Le principe de ces deux solveurs est le même. La seule différence provient de leur algorithme de résolution générale. Le solveur *buoyantBoussinesqSimpleFoam* utilise l'algorithme de résolution *SIMPLE*, tandis que *buoyantBoussinesqPimpleFoam* utilise l'algorithme *PIMPLE*. Le détail de ces deux algorithmes est donné dans la section suivante.

3.3.3.2. Algorithmes utilisés

La résolution des équations de Navier Stokes est une tâche compliquée pour les fluides incompressibles. La pression est définie par une équation d'état, comme étant une fonction des autres variables (température, masse volumique) pour les fluides compressibles, ce qui, à leur tour, est trouvé comme solution des équations. Si on travail avec les fluides incompressibles il n'y a plus d'une fonction d'état, à l'exception de ρ = constante. La valeur de la pression doit être déterminée à partir des équations de mouvement et de continuité. Puisque la pression n'est pas connue dans ces équations. La pression, qui est une fonction de l'espace et de temps doit être toujours calculée à chaque pas de temps, est maintenant déterminée comme partie de la solution générale des équations de mouvement et de continuité (Zikanov, 2010). Dans le cas où la pression correcte est connue, le champ de vitesse obtenu après la résolution du système algébrique linéaire satisfera l'équation de continuité. Comme la pression n'est pas connue, il est nécessaire d'utiliser une procédure pour le calcul de la pression.

Pour résoudre le problème de couplage pression-vitesse, plusieurs algorithmes ont été mis en place. Cette étude est basée sur le choix d'utiliser des algorithmes dits "séparés"

c.-à-d. La résolution de l'équation de quantité de mouvement se fait d'une manière isolée, puis corrigée; ce type de solution est dénoté dans la littérature par l'approche isolée. Les deux principaux algorithmes présents dans *OpenFOAM* sont *SIMPLE* et *PISO*, le mélange entre ces deux algorithmes donne un autre algorithme appelé "*PIMPILE*" qui existe également dans *OpenFOAM*. Le détail des deux algorithmes "*SIMPLE*" et "*PISO*" est présenté dans de nombreuses littératures, Moukalled et al. (2016), Versteeg et Malalasekera (2007) et Patankar (1980).

- **L'algorithme *SIMPLE***

La procédure de l'algorithme *SIMPLE* est basée sur une série d'opérations itératives de prédiction-correction pour résoudre les équations régissant. Grâce à un champ de pression prédit, les composantes de la vitesse sont d'abord calculées à partir de l'équation de quantité de mouvement. Le terme de pression est ensuite lié entre l'équation de continuité et l'équation dynamique, en transformant l'équation de continuité dans une équation de Poisson pour la pression. L'équation de Poisson applique une correction de pression pour le champ de vitesse trouvé, et les nouvelles valeurs sont ensuite utilisées pour résoudre les équations discrétisées de quantité de mouvement pour le calcul du champ de vitesse ainsi que l'équation d'énergie pour le champ de température, (la résolution de l'équation d'énergie est effectuée pour chaque étape à cause de l'influence de la variation de température sur le champ d'écoulement à travers les propriétés du fluide). Le champ de pression trouvé est ensuite pris pour un champ prédit, et le processus se répète jusqu'à l'obtention d'une solution convergée.

La séquence d'opérations dans l'algorithme *SIMPLE* peut être récapitulée comme suit:

1. L'initialisation de l'algorithme nécessite une prédiction de la pression P^n.
2. La résolution de l'équation de quantité de mouvement avec la valeur de la pression prédite permet de calculer le champ de vitesse. Des facteurs de corrections sont appliqués sur la pression et la vitesse pour forcer la solution à respecter l'équation de continuité.
3. Les facteurs de corrections (relaxations) trouvés dans l'équation précédente (étape 2) permettent la correction des champs de vitesse et de pression.
4. Calcul des différents paramètres du cas étudié, Versteeg et Malalasekera (2007).

- ***Facteurs de relaxation***

Afin d'éviter la divergence due aux fortes corrections entre deux itérations, les facteurs de relaxation peuvent être ajoutés. La nouvelle pression est Calculée selon la relation suivante :

$$P^{new} = P^{*} + \alpha P^{n}$$

Avec α qui est le facteur de relaxation. Le facteur de relaxation doit être assez élevé pour que le processus se poursuive, mais assez faible pour éviter la divergence.

- **L'algorithme *PISO***

L'algorithme "*PISO*" est une manière de couplage pression-vitesse dans le domaine de calcul. Il a été développé par Issa et al (1986) à base de l'algorithme *SIMPLE* qui a été développé précédemment par Patankar et Spalding (1972). La méthode *PISO* peut être décrite comme suit:

1. Le champ de pression pour l'étape courant de temps est prédit, souvent en le plaçant égale à la valeur de l'étape de temps précédent.
2. L'équation de mouvement, est résolue pour obtenir le champ de vitesse, en chaque volume de contrôle.
3. L'équation discrétisée d'énergie est résolue.
4. Le champ de pression est corrigé en utilisant le champ de vitesse obtenu pour satisfaire l'équation de continuité.
5. Le champ de vitesse est corrigé en utilisant le champ nouvellement corrigé de pression.

Les étapes 4 et 5 de l'algorithme "PISO" sont répétés simplement en corrigeant le champ de pression encore une fois, et en mettant à jour le champ de vitesse pour la deuxième fois, avec le champ nouvellement corrigé de pression jusqu'à la convergence de la solution, Aguerrea et al. (2013).

- **L'algorithme *PIMPLE***

L'algorithme "*PIMPILE*" est un mélange entre les deux algorithmes cités précédemment. Il est utilisé dans le solveur *buoyantBoussinesqPimpleFoam* que l'on utilise pour l'écoulement instationnaire dans cette étude. L'algorithme *PIMPLE* nécessite l'exécution successive de deux boucles "*SIMPLE*" et "*PISO*", les champs de vitesse et de pression proviennent de la dernière étape de la première boucle "*SIMPLE*" sont utilisés pour la résolution de l'équation de quantité de mouvement dans la deuxième boucle "*PISO*" d'une manière explicite. Les nouvelles valeurs provenant de la résolution de l'équation de quantité de mouvement conduit à la correction du champ de pression en utilisant l'équation de correction de pression. La correction du champ de vitesse provient des cellules voisines. La correction des champs de vitesse et de pression doit être continue jusqu'à la convergence de la solution.

L'algorithme *PIMPLE* du solveur *"buoyantBoussinesqPimpleFoam"* d'*OpenFOAM* se réalise en deux étapes:

Une première prédiction de la vitesse $\boldsymbol{U}^*$ est réalisée dans la partie **"predictor"** à partir de la vitesse et de la pression du pas de temps précédent *n*, $\boldsymbol{U^n}$ et $\boldsymbol{P^n}$. A ce niveau, deux approximations qui seront corrigées dans les boucles suivantes sont faites. Tout d'abord les variations de pression liées au changement de vitesse ne sont pas prises en compte ; cela implique que la solution apportée ne vérifie pas l'équation de continuité. Ensuite la méthode de résolution matricielle ne prend pas en compte les termes non linéaires de l'équation de la quantité de mouvement ($\nabla .\ (UU)$) ; Ces termes sont donc linéarités autour de la valeur précédente $\boldsymbol{U^n}$. Cependant en dehors de ces approximations, la prédiction de $\boldsymbol{U}^*$ est alors faite de façon implicite.

La seconde étape est appelée **"pressure corrector"**, elle vise à calculer la pression $\boldsymbol{P}^*$ qui est un paramètre libre permettant de vérifier l'équation de continuité. Cela est réalisé en prenant la divergence de l'équation de la quantité de mouvement de l'étape précédente pour faire disparaître les termes en vitesse grâce à l'équation de continuité. La vitesse corrigée $\boldsymbol{U}^{**}$ peut alors être calculée avec la bonne pression vérifiant l'équation de continuité. Cependant, durant cette étape, seuls les termes diagonaux sont traités de façon implicite dans l'équation de la quantité de mouvement, les termes non diagonaux sont traités a part pour faciliter l'inversion de la matrice. Pour cette raison, cette étape de

correction doit être réalisée un certain nombre de fois, il s'agit du "n corrector" d'*OpenFOAM*. On peut également trouver une boucle "non orthogonal corrector" dans la **"pressure corrector"** nécessaire pour des maillages non cartésiens en raison des approximations lors des calculs de flux entre les mailles.

Une boucle externe appelée "outer corrector" permet de réitérer toutes ces opérations pour prendre en compte les variations des termes non linéaires ($\nabla .\ (UU)$). Cette boucle permet également d'assurer la convergence simultanée des autres paramètres couplés tels que la température qui génère un terme source de quantité de mouvement en raison des effets de flottabilité, et inversement avec l'influence de la distribution de vitesse sur le transport de l'énergie, Laureau (2015).

Dans *OpenFOAM*, il est nécessaire de placer le nombre de correction des boucles (***nCorrectors***). Dans le travail courant, un nombre de correction égale à 2 a été employé pour l'algorithme "*PIMPLE*".

3.3.3.3. Boucles de correction

L'exécution de ces deux algorithmes nécessite plusieurs boucles à réaliser afin d'atteindre une solution convergée. *OpenFOAM* propose les boucles de correction suivantes:

nCorrectors: définit le nombre de correction des champs de pression et de vitesse, l'algorithme *SIMPLE* a besoin d'une seule correction tandis que l'algorithme " *PIMPLE* " exige plus d'une correction, mais typiquement pas plus de quatre.

nOuterCorrectors: qui contrôle le nombre d'itérations réalisées pour la résolution de l'équation de Navier-Stokes

nNonOrthogonalCorrectors: correspond à la type du maillage pour le cas résolu, par exemple 0 pour un maillage orthogonal et augmente avec le degré de non-orthogonalité jusqu'à par exemple 20 pour les maillages non plus orthogonales. Autrement dit, il définit le nombre de résolution de l'équation de pression dans le cas d'un mauvais maillage, OpenFOAM (2014).

3.3.4. Tolérances de la solution

Les solveurs de la matrice sont itératifs, c'est.-à-dire ils sont basés sur réduire le résiduel d'équation à cause d'une succession des solutions. Le résidu est en apparence une mesure de l'erreur dans la solution de sorte que plus il est petit, plus la solution est plus précise. Plus précisément, le résidu est évalué en substituant la solution courante dans l'équation et en prenant l'importance de la différence entre les côtés gauches et droits; il est également normalisé pour le rendre indépendant de la balance du problème analysé.

Avant de résoudre une équation pour un champ particulier, le résidu initial est évalué à base des valeurs courantes de ce champ. Après chaque itération du solveur le résiduel est réévalué.

Le solveur s'arrête si l'une ou l'autre des conditions suivantes sont atteintes:

- le résiduel atteint une valeur inférieure à la tolérance du solveur, *tolérance*.
- le rapport du résiduel courant au résiduel initial atteint une valeur inferieure à la tolérance relative du solveur, *relTol*;

La tolérance du solveur doit représenter le niveau auquel le résiduel est assez petit que la solution peut être considérée suffisamment précise. Les limites de la tolérance relative du solveur améliorent le progrès relatif de la solution initiale à la solution finale. Dans des simulations instationnaires, il est habituel de placer la tolérance relative du solveur à 0 pour forcer la solution de se converger à la tolérance du solveur en chaque pas de temps (notre cas d'étude). Les tolérances, *tolérance* et *relTol* doivent être indiqués dans les dictionnaires pour tous les solveurs.

3.3. 5. Visualisation et analyse des résultats (*post-processing*)

L'outil de post-traitement et de visualisation des résultats fourni avec *OpenFOAM* est *ParaFOAM*. L'outil a une grande utilité et puissance, permet de visualiser facilement les grandeurs essentielles calculées lors de l'étape de traitement (*processing*). Grâce à cet outil l'utilisateur peut extraire les données des variables désirées. Il est facile d'extraire les données des variables désirées et les exporter pour les traiter par un autre outil de visualisation (dans notre cas nous avons utilisé *Tecplot360* en utilisant la commande *faomToTecplot*). Les résultats obtenus pour notre cas d'étude seront analysés et interprétés dans la partie résultats et discutions du prochain chapitre.

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la technique de résolution numérique du système d'équations obtenu au chapitre II. La méthode des volumes finis a été choisie pour la discrétisation des équations. L'intégration des équations bilan sur les volumes de contrôles correspondants et la présentation des algorithmes de simulation choisis pour traiter le couplage des équations de conservation discrétisées en écoulement stable et instable sont présentés. Une petite description du code de calcul *OpenFOAM* qui sera utilisé pour simuler notre problème physique de la convection mixte a été faite.

CHAPITRE IV
RESULTATS ET DISCUSSION

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSION

4.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation et aux discutions des résultats obtenus par simulation numérique du phénomène objet de l'étude présenté dans les précédents chapitres. Cette étude nous permettra de mettre en évidence l'effet des chicanes sur la dynamique du fluide, ainsi que le transfert de chaleur mis en jeu. Afin de cerner le problème, différents paramètres seront examinés, à savoir, le nombre de Reynolds, le nombre de Grashof, la hauteur des chicanes qui signifie le rapport de blocage et l'espacement entre les chicanes.

Avant de commencer les simulations, la vérification de certains réglages techniques s'avère nécessaire. Le premier est l'indépendance du maillage vis-à-vis des résultats qui a pour but d'optimiser le temps de calcul et la taille des fichiers de résultats. Le second réglage consiste à valider le code de calcul par la comparaison des nos résultats avec des travaux expérimentaux et numériques trouvés dans la littérature afin d'assurer leur capacité à l'utiliser pour la résolution de notre problème.

Une fois que ces deux réglages techniques seront accomplis, une étude paramétrique du problème traité sera effectuée afin de tester l'incidence des différents paramètres intervenant dans le phénomène.

L'étude est axée, d'une part, sur l'influence du nombre de Richardson ($Ri=Gr/Re^2$) qui provient de plusieurs combinaisons entre le nombre de Reynolds (Re) et le nombre de Grashof (Gr) , le rapport de blocage ou bien la hauteur de la chicane (h_b) et l'espacement entre les chicanes sur l'aspect thermique et dynamique de l'écoulement stationnaire et instationnaire le long du canal.

Le phénomène de la convection mixte est étudié par la variation du nombre de Richardson Ri entre les valeurs 0,1 et 10 de telle sorte que l'écoulement ne sort pas du régime laminaire et que les effets inertiels restent comparables aux effets de flottabilité.

4.2. Etude préliminaire

4.2.1. Sélection des paramètres adimensionnels

Dans ce genre de problème, plusieurs paramètres indépendants peuvent influencer les caractéristiques de l'écoulement et le transfert thermique dans le domaine de calcul. Cependant, pour des raisons de contraintes de limitation de temps et pour brièveté, seul l'effet de quelques paramètres a été étudié. Les principaux paramètres régissant le phénomène sont énumérés comme suit:

Le premier paramètre est le nombre de Reynolds (*Re*), basé sur la largeur du canal (*H*). Pour s'assurer que l'écoulement est effectivement laminaire, le nombre de Reynolds est varié entre 100 et 1400 afin d'étudier les deux régimes d'écoulement (stationnaire et instationnaire).

Le deuxième paramètre est le nombre de Grashof, basé sur la différence de la température entre l'entrée et celle imposée sur la surface externe des parois de la section chauffée. Le nombre de Grashof est calculé en appliquant la relation qui lie les forces de flottabilité aux forces de viscosité citée en chapitre II. Afin de rester dans le régime de flottabilité laminaire, les valeurs du nombre de Grashof considérées dans cette étude sont: $Gr = 2{,}5\times10^4$, $Gr = 5\times10^4$, $Gr = 7{,}5\times10^4$, $Gr = 10^5$, $Gr = 2\times10^5$.

Comme déjà mentionné au chapitre II, La combinaison entre ces deux paramètres donne le nombre de Richardson ($Ri = Gr/Re^2$).

Le troisième paramètre est la taille non-dimensionnelle de la chicane ou le rapport de blocage ($h_b = h/H$) qui représente le rapport entre la hauteur de chicane (h) et la largeur du canal (H). Pour cette étude, trois valeurs du rapport de blocage ont été considérées (h_b = 0,1, 0,25 et 0,5).

Le quatrième paramètre est l'espacement non-dimensionnel des chicanes ($D = d/H$). Ceci est le rapport de l'espacement entre deux chicanes consécutives (d) et la longueur caractéristique du canal (H). Dans cette étude trois espacements entre les chicanes ont été considérés qui correspondent à des rapports d'espacement de 0,5, 1et 1,5.

Les deux premiers paramètres en plus le nombre de Richardson, sont des paramètres typiques des problèmes de la convection mixte. Les autres sont des paramètres géométriques propres au problème étudié.

Il est ajouté à ces paramètres, le nombre de Prandtl qui caractérise le fluide utilisé et il est pris comme constant dans cette étude et égale à 0,71 (l'air).

En plus des paramètres déjà discuté, d'autres paramètres nécessitent d'être choisis après une série de test, à savoir la longueur des zones d'entrée (L_{in}) et celle de sortie (L_{out}).

En effet, ces paramètres influent sur les résultats et doivent refléter le phénomène physique réel de telle sorte que les hypothèses émises lors de la mise en équation soient valides. La longueur d'entrée doit être suffisamment longue pour avoir un écoulement développé et la longueur de sortie pour avoir des gradients nuls à la sortie. Après une série de test, les données longueurs suivantes son jugées suffisantes pour que les hypothèses déjà énumérées soient satisfaites : La section de préchauffage a été choisie L_{in} = 6 fois la largeur du canal, la section de post-chauffage (L_{out} = 12). La première chicane est située à une distance de 6,5 à partir de l'entrée et la dernière à une distance de 12,5 de la sortie pour assurer que la zone de recirculation en aval de la dernière chicane est à l'intérieur du domaine de calcul et l'entrée et la sortie n'ont aucun effet sur les variables physiques étudiées.

4.2.2. Indépendance du maillage

L'intensité et la distribution du maillage ont un effet majeur sur la précision des résultats d'une part et sur le temps de calcul et l'espace mémoire occupé par les fichiers résultats d'autre part. Dans le but d'améliorer la précision des résultats et pour éviter les variations irrégulières des champs de vitesse et de température à l'interface entre la section chauffée et les sections adiabatiques en amont et aval (pré et post-chauffage), le maillage à été choisi non uniforme selon une progression géométrique suivant les directions axiales et longitudinales. Il est dense prés des parois et des chicanes est devient plus espacé en s'éloignant avec un rapport d'expansion approprié afin de capter le gradient élevé des quantités physiques désirées. Dans tous les cas, le rapport d'expansion entre deux cellules adjacentes n'excède pas 1.02 pour éviter la variation soudaine dans la taille de la maille. Afin d'assurer l'indépendante de la solution vis-à-vis du maillage utilisé, une série de test a été menée pour les conditions suivantes : Re = 1400, Gr = 2×10^5, h_b = 0,25 et Pr =0,71

(cas de L'air). Ce cas a été retenu à cause de l'importance de l'étendue de la redistribution de température uniforme (θ_w) dans la section chauffée. En partant d'un maillage assez grossier en allant, par raffinement, au plus dense. Dans ce contexte, une série de test pour différents maillages a été effectuée, 360×60, 480×80, 600×100 et 720×120. Les résultats obtenus en termes du nombre de Nusselt moyen sont présentés dans le tableau 4.1.

L'erreur relative dans le nombre de Nusselt moyen entre les deux derniers maillages n'excède pas 0,15%. On remarque qu'au delà du maillage 600 × 100 le changement devient très faible alors que le temps de calcul et la taille des fichiers de résultats augmentent considérablement. De ce fait, un maillage de 600 × 100 qui offre un compromis entre les deux contraintes, est jugé suffisant et peut assurer l'indépendance des résultats avec une tolérance acceptable. La distribution du maillage choisi est présentée sur la figure 4.1.

Le fluide est initialement au repos et le calcul est poursuivi avec un pas de temps adimensionnel $\Delta\tau$ = 0,0049 à 0,0680, selon la configuration et le nombre de Reynolds. Pour capter l'écoulement instable complexe ; Le calcul est considéré comme convergeant si tous les résidus pour les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et de l'énergie deviennent inférieurs à 10^{-7}.

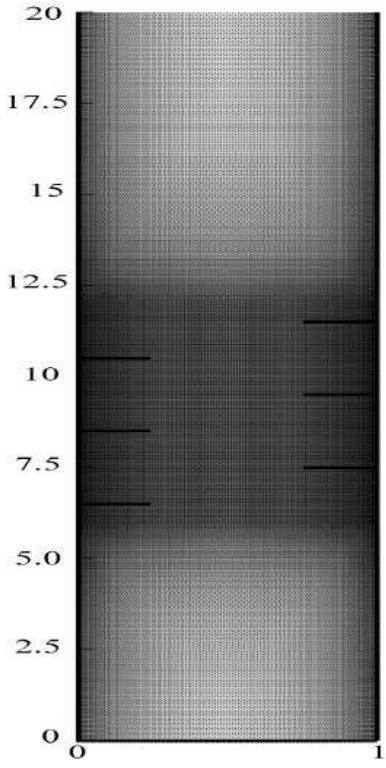


Figure 4.1. Distribution du maillage choisi pour 600×100 mailles.

Tableau 4.1: Effet de la taille de grille sur le nombre de Nusselt moyen pour Re = 1400, $Gr = 2\times10^5$ et h_b = 0,25.

maillage	360×60	480×80	600×100	720×120
$\overline{Nu}$	27.5325	27.8228	27.9301	27.9693

4.2.3. Validation du code de calcul

Afin de vérifier nos capacités de prédiction et l'exactitude des résultats numériques obtenus par le code de calcul en convection mixte, deux cas de validation ont été considérés. Une première validation par la comparaison avec les résultats d'Armaly et al. (1983) qui traite expérimentalement l'écoulement laminaire forcé dans un canal avec élargissent brusque en marche descendante pour Re = 100 et Pr = 0,71.

La figure 4.2 (a, b) présente une comparaison entre les profiles de vitesse obtenus dans le cadre de cette étude et ceux d'Armaly et al (1983) en deux sections, en X = 0 (au dessus de l'élargissement) et en X = 2,5 et un bon accord est constaté. On peut clairement constater que le calcul des différentes caractéristiques de l'écoulement : accélération, dépression, détachement et puis rattachement. Le maximum de déviation ne dépasse pas les 0,5%.

Une seconde validation a été effectuée qui traite le cas de la convection en présence des forces de flottabilité (convection mixte). Il s'agit du travail présenté par Desrayaud et lauriat (2009) qui ont étudié numériquement la convection mixte dans un canal vertical avec un chauffage de manière asymétrique sous les conditions de Re = 300, Gr = 1,59 × 10^5 et Pr = 0,7. La comparaison des résultats en termes du profile de vitesse et nombre de Nusselt local est présentée sur la figure 4.2 (c, d). On remarque que les résultats présentés dans ce travail suivent de très prés les calculs présentés par la référence citée, le maximum d'écart est en dessous de 0,5%.

Sur la base de ces deux comparaisons, on peut conclure que le modèle utilisé est capable de prédire le phénomène objet de la simulation, à savoir, écoulement et transfert de chaleur par convection mixte dans un canal en présence des chicanes.

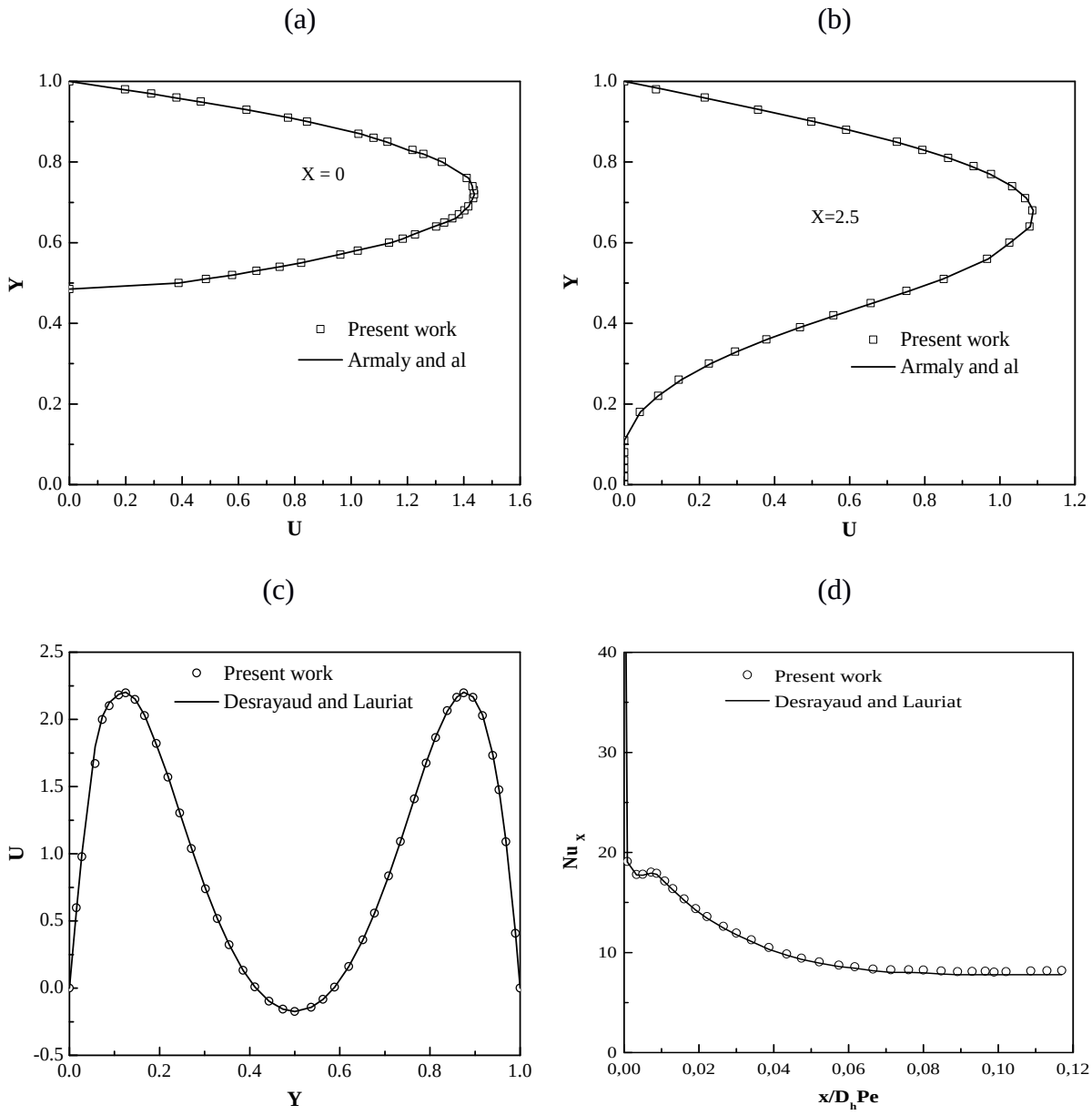


Figure 4.2. Comparaison de présent travail avec celui d'Armaly et al (1983), profiles de vitesse (a) X = 0 et (b) X = 2.5 et avec celui de Desrayaud et lauriat (2009), (c) profile de vitesse et (d) nombre de Nusselt local

4.3. Présentation des résultats

Dans cette section nous présentons les résultats obtenus et donnons les analyses et les commentaires adéquats, nous intéressons aux résultats obtenus par calculs numériques de l'écoulement et du transfert de chaleur par convection mixte dans un canal vertical en présence des chicanes attachées alternativement aux parois de la section chauffée (L_h).

L'écoulement et le transfert de chaleur sont caractérisés par deux paramètres adimensionnels fondamentaux gouvernant ce phénomène qui sont le nombre de Grashof (*Gr*) et le nombre de Reynolds (*Re*). Ces deux paramètres sont regroupés en un seul à savoir le nombre de Richardson (*Ri*). Le nombre de Prandtl qui caractérise les propriétés thermo-physiques du fluide est considéré constant $Pr = 0{,}71$ (cas de l'air). Les intervalles des deux grandeurs (*Gr* et *Re*) ont été choisies de telle sorte que l'écoulement ne sort pas du régime laminaire et que les effets inertiels restent comparables aux effets de flottabilité ($0{,}1 < Ri < 10$). Cependant, pour un nombre de Reynolds élevé ($Re > 800$), le nombre de Richardson prend des faibles valeurs en raison de la contrainte imposée par l'hypothèse de Boussinesq (Gray et Giorgini (1976), de Boer (1984), Bejan, 2004). Une attention particulière sera accordée à l'analyse de la structure d'écoulement et l'amélioration du transfert de chaleur dans la gamme des nombres intermédiaires et bas de Reynolds sans recourir à un écoulement turbulent. Il convient de noter également que cette étude est limitée au bas et intermédiaire nombre de Reynolds (100 à 1400) pour différentes valeurs du nombre de Grashof utilisées parce que les techniques de refroidissement des composants électroniques dans la convection laminaire sont habituellement ont des vitesses s'étendant de 0,3 à 5 m/s (Anderson et al. 1992). Ceci correspond à un nombre de Reynolds basé sur la largeur du canal (H = 4cm) est au-dessus de 100.

Rappelons que dans cette étude les paramètres géométriques, telles que la hauteur des chicanes et leurs espacements sont adimensionnées par la longueur caractéristique du canal *H* et tous les résultats obtenus par nos simulations sont sous forme adimensionnelle.

La structure de l'écoulement et du champ thermique a été visualisée graphiquement par les lignes de courant est les contours des isothermes. Elle a été aussi visualisée par les profils du nombre de Nusselt local (Nu_x), les rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) et les rapports du facteur de frottement (f/f_s) en fonction des différents paramètres ayant un effet sur l'écoulement pour les deux régimes. La performance thermique ou l'indice d'efficacité (η) est quantifiée par le rapport $[(Nu/Nu_s)/ (f/f_s)]$. Donc, Pour avoir une idée globale sur la nature de l'écoulement du fluide et du transfert thermique ainsi que le taux d'amélioration du transfert de chaleur dans le canal chicané, une étude globale sur la structure d'écoulement et les champs thermiques, ainsi que l'évolution de la composante de vitesse axiale en fonction du temps sera effectuée pour les deux régimes, suivie par une étude paramétrique.

4.3.1. Écoulement et champs thermiques (régime stationnaire)

a. En fonction du nombre de Grashof (*Gr*)

La structure d'écoulement et du champ thermique en fonction du nombre de Grashof est indiquée par le choix des valeurs à condition que les forces d'inertie prennent l'importance par rapport aux forces de flottabilité. Les valeurs du nombre de Grashof (*Gr*) choisies dans cette étude sont $2{,}5\times10^4$, 5×10^4, $7{,}5\times10^4$, 10^5 et 2×10^5 qui donnent un nombre de Richardson ($Ri = Gr/Re^2$) respectivement de 0,625, 1,25, 1,875, 2,5 et 5 pour $Re = 200$. Les simulations numériques montrent que le régime d'écoulement reste toujours stationnaire pour un nombre de Reynolds (*Re*) fixe est égal à 200 et toutes les valeurs de *Gr* citées précédemment à un rapport de blocage de $h_b = 0{,}25$ et $D = 1$.

- **Champ dynamique**

La figure 4.3 illustre l'effet du nombre de Grashof sur les lignes de courant pour $Re = 200$, $h_b = 0.25$ et $D = 1$. Il est apparu de la figure qu'avant la première chicane les lignes de courant sont parallèles, cependant lorsque ceux-ci s'approchent de la première chicane, elles subissent une distorsion. Par conséquent, elles sont plus denses partiellement dans les régions situées entre chaque chicane et la paroi opposée; ce qui se traduit par l'augmentation de la vitesse dans ces régions. Tandis qu'une zone de recirculation est observée derrière chaque chicane. Il est noté que la taille des zones de recirculation dépend du rapport de ($Gr/Re^2 = Ri$). Donc, pour $Ri = 0{,}625$, la taille des zones de recirculation est peu grande, ce qui peut être appréhendé par le fait que la force d'inertie est beaucoup plus grande que la force de flottabilité, donc la convection forcée est dominante. Lorsque le nombre de Richardson augmente ($Ri = 1.25, 1{,}875, 2{,}5$), la taille des zones de recirculation est presque la même et peu diminué par rapport au cas précédant. Dans cette situation, la convection naturelle et la convection forcée sont importantes parce que les forces de flottabilité et les forces d'inertie du fluide ont la même grandeur. Cependant, lorsque *Ri* dépasse la valeur de 2,5, par exemple $Ri = 5$, la taille des zones de recirculation diminue et devient plus petite et occupe peu de secteur. Cette diminution de la taille des zones de recirculation est provoquée par le plus grand effet de la force de flottabilité à cause de l'augmentation de la température à des valeurs élevées du nombre de Grashof. Aussi, avec l'augmentation du nombre de Grashof (intensité de chauffage), la vitesse d'écoulement à

la proximité des parois augmente à cause de l'accélération de l'écoulement dans cette région donc l'augmentation du taux de transfert de chaleur.

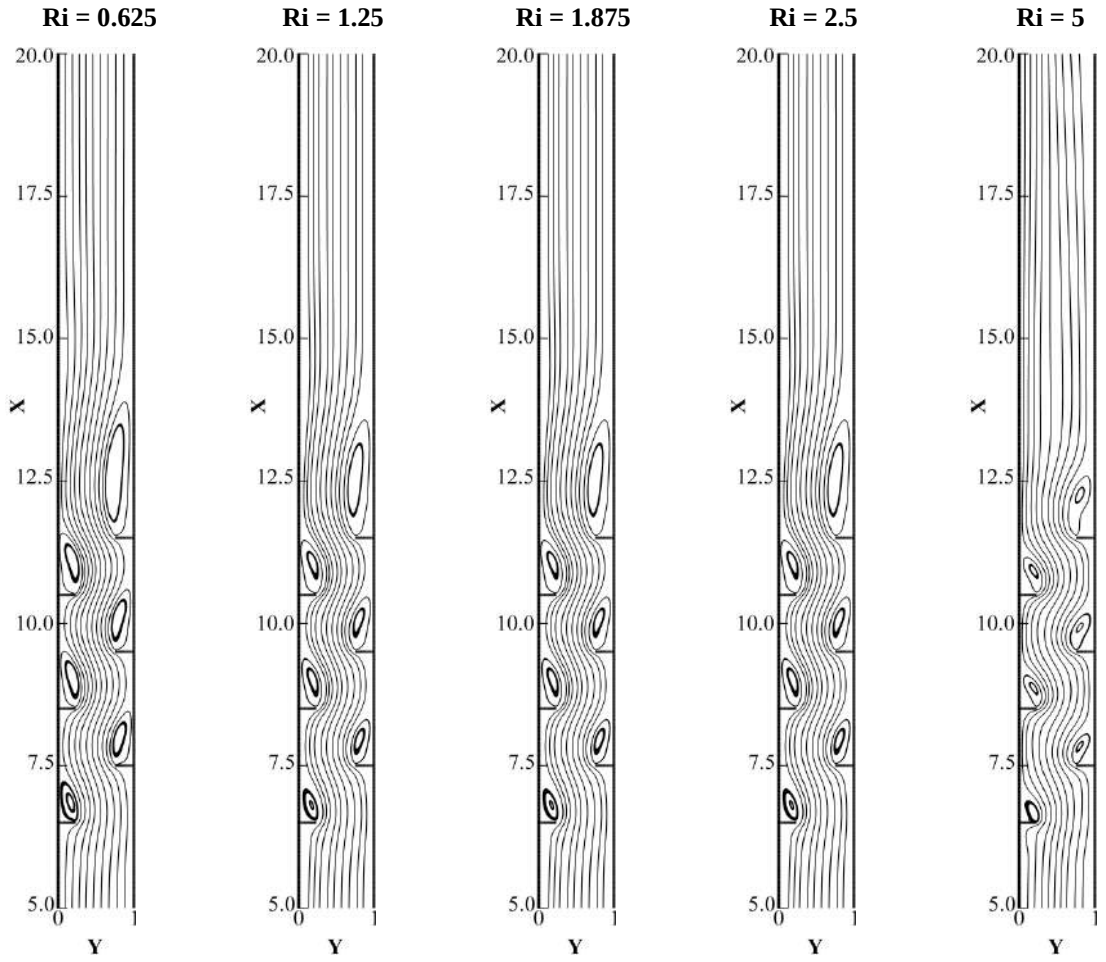


Figure 4.3. Lignes de courant pour *Re* = 200, h_b = 0,25, *D* = 1 et différentes valeurs du nombre de Grashof.

- **Champ thermique**

Les contours des isothermes obtenus aux mêmes conditions sont représentés sur la figure 4.4. Les contours des isothermes montrent que la température du fluide dans les zones de recirculation (derrière chaque chicane) est sensiblement élevée et diminue tout en se dirigeant vers le milieu du canal. Les sections les plus chaudes sont localisées au voisinage des parois (point de rattachement) et aux extrémités des chicanes; ces sections deviennent plus concentrées avec l'augmentation de *Gr* et indiquent un très bon échange de chaleur entre les parois solides et le fluide. Le taux de transfert de chaleur augmente avec la diminution de la taille des zones de recirculation lorsque le nombre de Richardson

augmente. Ceci peut être expliqué du fait que les régions de recirculation sont associées à de bas taux de transfert thermique. Lorsque *Ri* augmente (augmentation de Gr), la longueur de rattachement diminue (le point de rattachement s'approche de la chicane), la surface d'échange entre la paroi chauffée et les particules de fluides augmente, ce qui entraine une augmentation du transfert de chaleur.

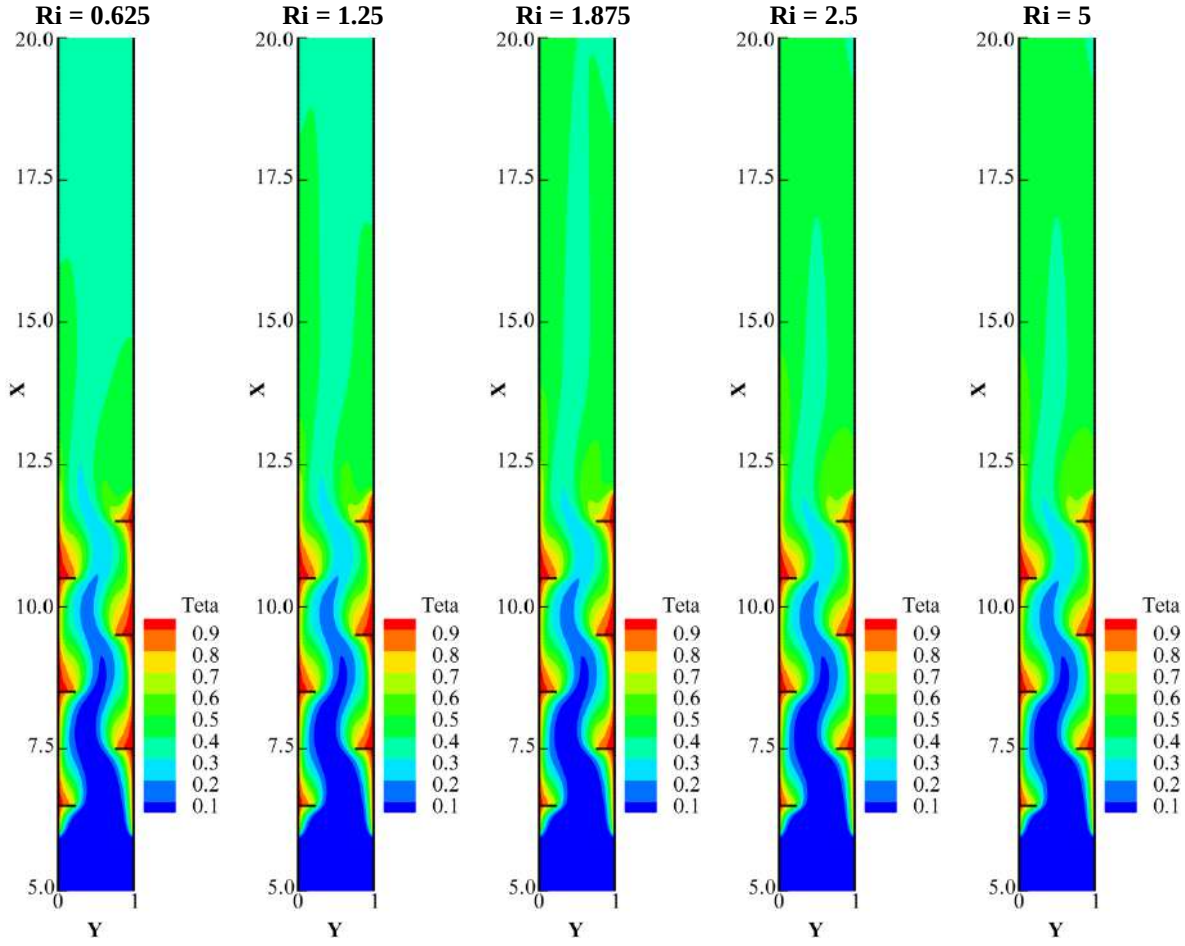


Figure 4.4. Contours des isothermes pour *Re* = 200, h_b = 0,25, *D* = 1 et différentes valeurs du nombre de Grashof.

b. En fonction du nombre de Reynolds (*Re*)

La nature de l'écoulement et du champ thermique en fonction du nombre de Reynolds est observée lorsque les forces inertielles prennent l'importance par rapport aux forces de flottabilité. Les valeurs choisies dans cette étude sont ($100 \leq Re \leq 1400$). Les calculs numériques montrent que le régime d'écoulement devient instable (un rapport de blocage h_b = 0,25, *D* = 1) lorsque les valeurs du nombre de Reynolds atteintes 600 pour n'importe quelle valeur de *Gr* prise parmi les valeurs choisies dans cette étude. En régime

stationnaire, les valeurs choisies pour le nombre de Reynolds sont 100, 200, 300, 400, pour un nombre de Grashof (*Gr*) fixe est égal à 5×10^4 et un rapport de blocage h_b = 0,25 et D = 1.

- **Champ dynamique**

La figure 4.5 montre l'effet du nombre de Reynolds sur l'évolution des lignes de courant pour un nombre de Grashof $Gr = 5 \times 10^4$, h_b = 0,25 et D = 1. Il est apparu de la figure que, une zone de recirculation est observée derrière chaque chicane. La taille des zones de recirculation augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds, ce qui est totalement le contraire au cas où le nombre de Grashof augmente.

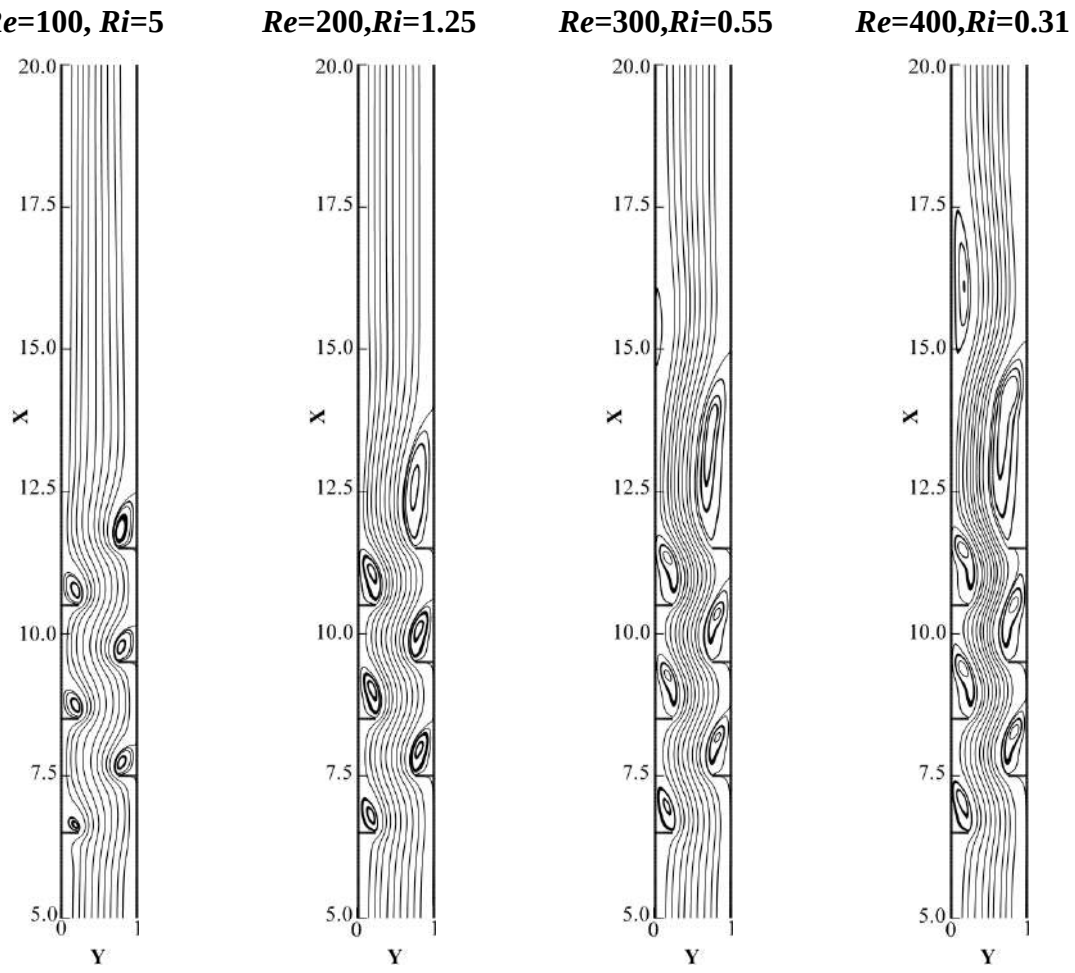


Figure 4.5. Lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 5\times10^4$, h_b = 0.25 et D = 1.

Cela se traduit par le fait que les forces d'inertie ont un effet réducteur sur les forces de flottabilité. A partir de Re = 300, un vortex ou bien une cellule est observée sur la paroi

gauche après la plus grande zone de recirculation située après la derrière chicane de la paroi droite. La taille de ce vortex augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Le début de ce vortex peut être attribué à un gradient axial positif de pression développé dans le canal. Cette pression s'oppose aux forces de flottabilité et d'inertie.

- **Champ thermique**

Les contours des isothermes obtenus sous les mêmes conditions sont représentés sur la figure 4.6. Comparé au canal sans chicanes (canal lisse), les contours des isothermes montrent une série d'expansion/contraction provoqué par le détachement/rattachement de l'écoulement pendant le mouvement du fluide à travers les rangés des chicanes.

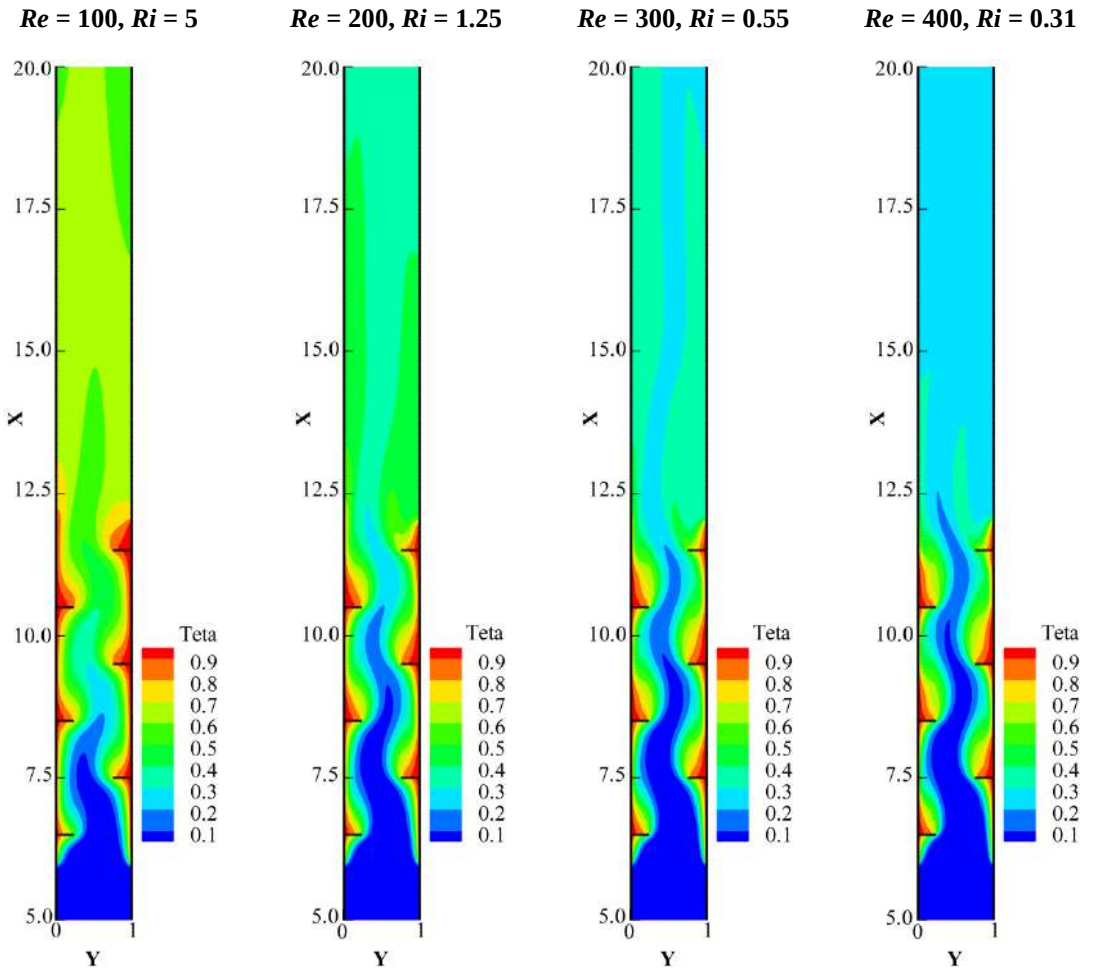


Figure 4.6. Contours des isothermes pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 5\times10^4$, $h_b = 0.25$ et $D = 1$.

La couche limite thermique devient plus fine au point de rattachement d'écoulement, ce qui augmente le gradient de la température; derrière les chicanes les contours des

isothermes sont plus espacés et le transfert thermique par diffusion n'est pas négligeable comparé au transfert thermique par convection. L'augmentation du nombre de Reynolds entraine une réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique et facilite le passage libre du fluide jusqu' à la troisième chicane à l'axe du canal.

4.3.2. Evolution de la composante de vitesse axiale en fonction de temps

a. Régime stationnaire

Les calculs numériques montrent qu'au bas nombre de Reynolds l'écoulement atteint un état d'équilibre et devient stationnaire après une période de temps passée qui correspond au temps de développement de l'écoulement. L'évolution de la composante de vitesse (U) en fonction de temps en un point de référence (X=13, Y=0,0625) pour Re = 400, $Gr = 5\times10^4$, h_b = 0,25 et D = 1 est présentée sur la figure 4.7. Il apparait clairement de la figure que, la vitesse d'écoulement oscille avant de converger vers une valeur asymptotique après un temps adimensionnel d'environ 100.

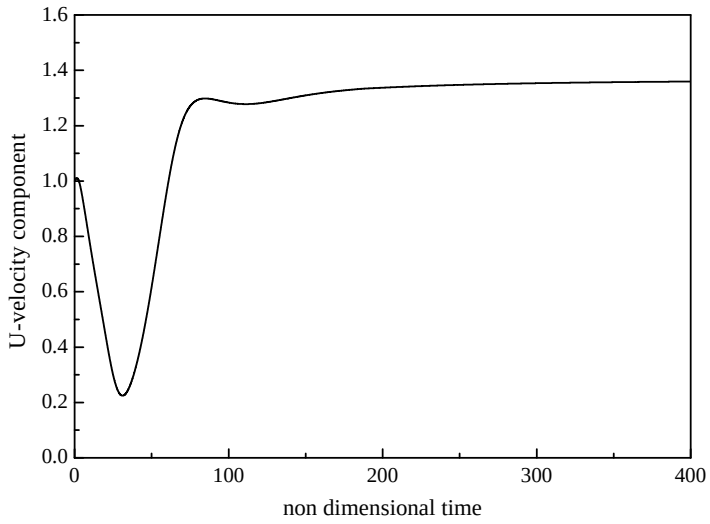


Figure 4.7. Evolution de la vitesse (U) en fonction de temps au point (X=13, Y=0,0625) pour Re = 400, $Gr = 5\times10^4$, h_b = 0,25 et D = 1.

b. Régime instationnaire

A mesure que le nombre de Reynolds augmente et pour toutes les valeurs du nombre de Grashof (Gr) choisies dans cette étude, la contraction – expansion périodique de l'écoulement dans la section transversale induit la bifurcation de l'écoulement de l'état stationnaire (stable) vers un état instationnaire (instable). L'instabilité de l'écoulement

augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et elle devient plus prononcée à un nombre de Reynolds plus élevé. L'écoulement instationnaire est caractérisé par des oscillations périodiques à chaotiques pour un nombre de Reynolds plus élevé. La transition de l'écoulement de l'état stationnaire vers l'état instationnaire se produit à des valeurs plus faibles du nombre de Reynolds une fois comparée au cas du canal aux chicanes montées sur une seule paroi (Guzmán et Del Valle, 2006).

L'évolution temporelle de la composante de vitesse adimensionnelle (U) au point de référence (X=13, Y=0,0625) est schématisée sur la figure 4.8 pour Re = 800, Gr = 2×10^5, h_b = 0,25 et D = 1. Il est à noter que la composante de vitesse converge asymptotiquement vers un état périodique après un certain temps. A partir de la figure on remarque que la vitesse oscille entre un minimum d'environ -1,65 à un maximum d'environ 2,85. La longueur de la période de temps adimensionnel τ_p est environ 7,85 unités. Pour raison de clarté, seulement l'état périodique est présenté ici.

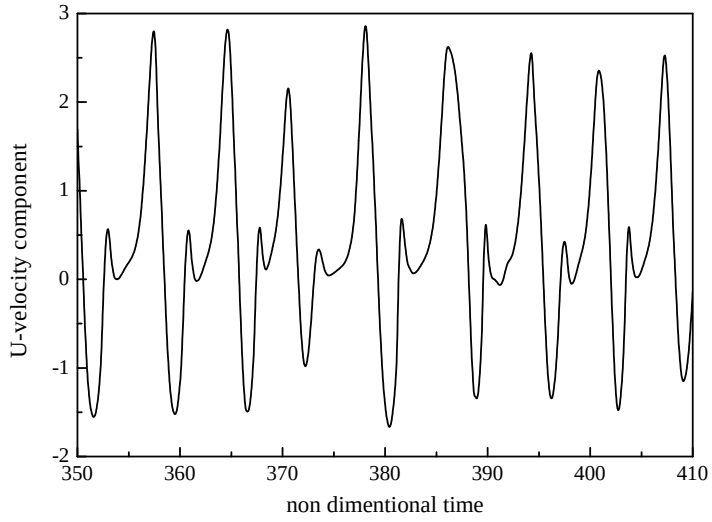


Figure 4.8. Evolution de la vitesse (U) en fonction de temps au point (X=13, Y=0,0625) pour Re = 800, Gr = 2×10^5, h_b = 0,25 et D = 1.

- **Spectre de fréquence**

Le diagramme en FFT (Fast Fourier Transform) ou bien le spectre en fréquences (figure 4.9) montre que l'écoulement présente deux fréquences adimensionnelles fondamentales w_1 et w_2 où w_2= 2 w_1. La fréquence fondamentale w_1, obtenue dans cet écoulement quasi-périodique, est liée à la fréquence qu'une particule fluide, voyageant

avec l'écoulement à une moyenne temporelle de vitesse dans le sens de l'écoulement, rencontre ou atteint une perturbation géométrique spatialement périodique en aval.

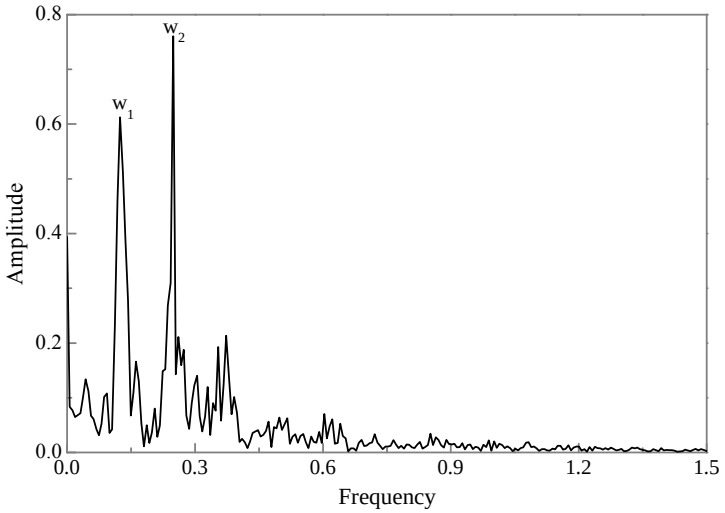


Figure 4.9. Analyse en FFT de l'évolution de la composante de vitesse (U) pour Re = 800, Gr = 2×10^5, h_b = 0,25 et D = 1.

Ces perturbations (ou homogènes géométriques) sont séparées par la distance D. Le nombre de Strouhal (St), qui caractérise cette fréquence non-dimensionnelle (w_1), est égal à 0,1244. Autres calculs ont démontré que (St) diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds (tableau 4.2). Il convient à noter que la présente étude n'étant pas concernée par la détermination des valeurs critiques des nombres de Reynolds et de Grashof qui correspondent à la transition de l'écoulement de l'état stationnaire à l'état instationnaire.

Tableau 4.2: Nombre de Strouhal pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à Gr = 2×10^5, h_b = 0,25 et D = 1.

Re	400	600	800	1000	1200	1400
St	0.1617	0.1327	0.1244	0.1045	0.0802	0.0568

4.3.3. Champs dynamique et thermique (régime instationnaire)

Afin de mieux comprendre l'état périodique et permettre une explication satisfaisante de l'évolution de l'écoulement dans le canal entier, un ordre des lignes de courant et contours des isothermes instantanées obtenues pour six étapes de temps au cours d'une période d'oscillation est examiné.

- **Champ dynamique**

Les lignes de courant obtenues pour six étapes de temps au cours d'une période d'oscillation pour Re = 800, Gr = 2×10^5, h_b = 0,25 et D = 1 sont représentées sur la figure 4.10. Comme le montre la figure, des instabilités d'origine thermique provoquent la génération des vortex instationnaires contrarotatifs.

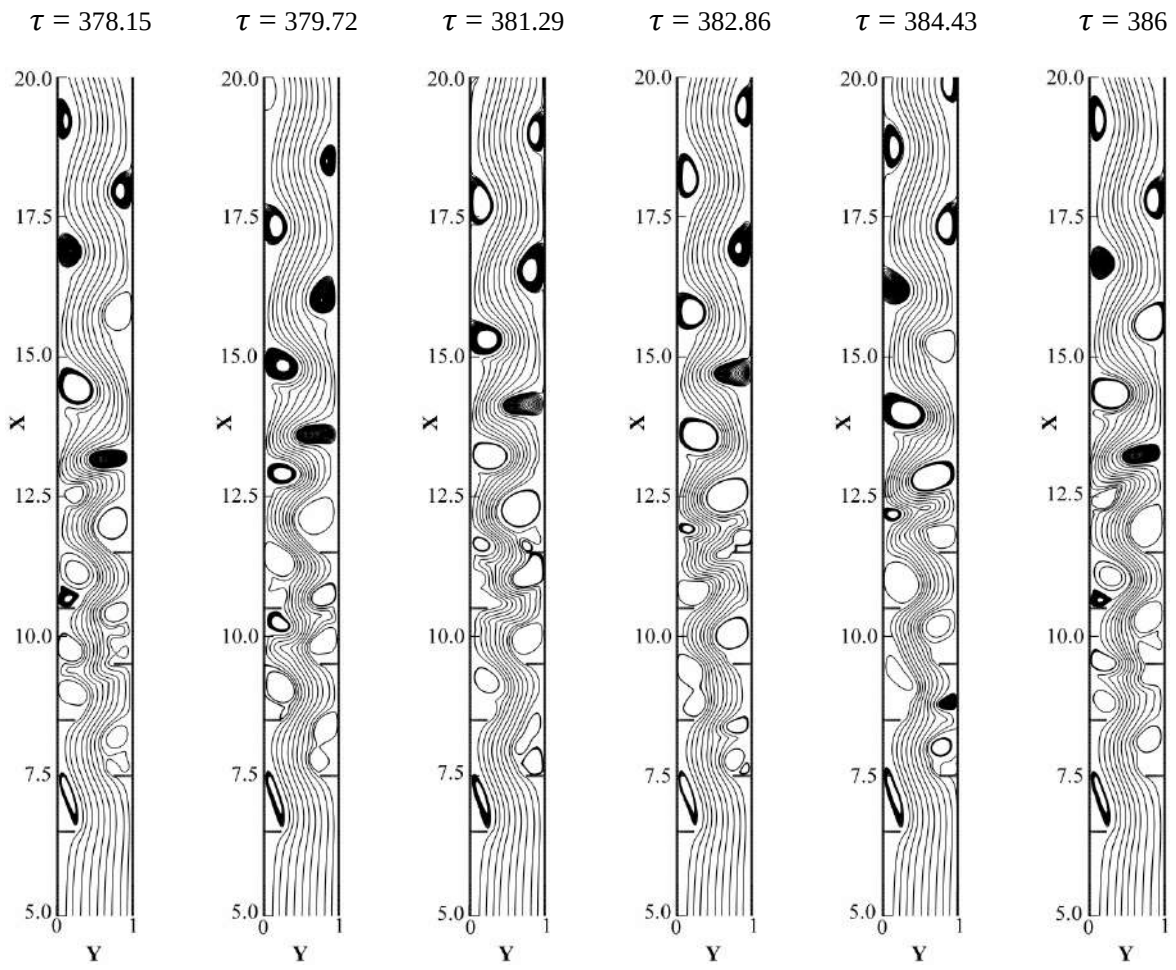


Figure 4.10. Lignes de courant pour six étapes pendant une période d'oscillation à Gr = 2×10^5, Re = 800, h_b = 0.25 et D = 1.

On remarque sur la figure un modèle d'écoulement de plusieurs vortex de différents tailles, qui augmentent et diminuent en taille d'une étape à l'autre. La longueur de la zone de recirculation augmente, l'intensité du vortex est réduite, devient instable et alors un vortex se sépare en cassant cette zone de recirculation. Une nouvelle bulle constituée par l'accumulation de la chaleur derrière chaque chicane se développe encore et le processus continue jusqu'à la fin d'une période.

Ces instabilités dites de Tollmien-Schlichting cause une libération des structures périodiquement vortical organisées du bout libre de la chicane. Ces structures d'écoulement voyagent comme des vagues, provoquent des déformations continues en frappant à chaque rattachement derrière chaque vortex la paroi du canal jusqu' à la sortie (nature périodique onduleuse de l'écoulement pendant qu'il se déplace en aval). Le modèle d'écoulement pour des nombres de Reynolds plus élevés préserve sa nature onduleuse; cependant, elle conduit une augmentation dans la dynamique des vortex.

- **Champ thermique**

Les contours des isothermes non dimensionnels correspondants sont représentés sur la figure 4.11. Ces illustrations montrent que l'évolution des contours des isothermes imite l'évolution de la structure de l'écoulement dans le temps. Le vortex se sépare et prend avec lui le fluide chaud et l'enroule pendant son mouvement. En plus, il interrompre le développement de la couche limite thermique provoquée par la séparation et le rattachement de l'écoulement avec la paroi. En outre, les chicanes contribuent également à la diffusion de la chaleur par conduction dans l'écoulement principal menant à augmenter davantage le transfert de chaleur. L'évacuation du vortex prend et décharge le fluide chaud dans l'écoulement principal; ceci améliore le mélange de l'écoulement et permet la régénération du fluide dans les zones de recirculation, puis réduit le temps de contact des particules fluides avec la paroi chaude.

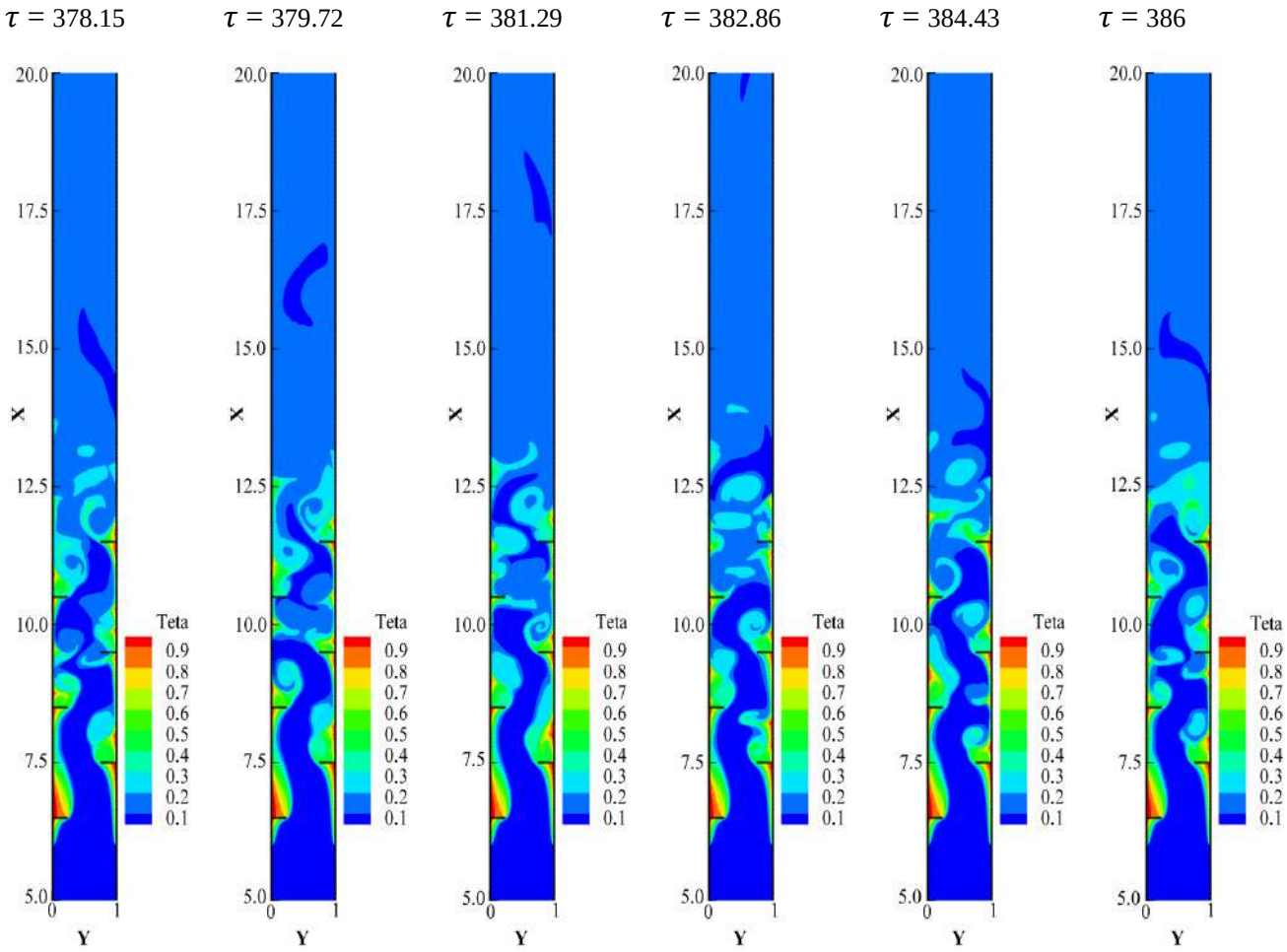


Figure 4.11. Contours des isothermes pour six étapes pendant une période d'oscillation à Gr = 2×10^5, Re = 800, h_b = 0.25 et D = 1.

4.3.4. Transfert de chaleur (Nombre de Nusselt local)

L'évolution du nombre de Nusselt local dans une seule paroi avec chicanes (paroi gauche) pour Re = 400 et Gr = 5×10^4 (écoulement stationnaire) et Re = 800 et Gr = 2×10^5 (écoulement instationnaire) à h_b = 0,25 et D = 1 est représentée sur la figure 4.12. Une observation commune pour les deux courbes est que le nombre de Nusselt local est maximum au voisinage du bord de la partie chauffée et diminue au fur et à mesure que l'écoulement progresse jusqu'a la confrontation de la première chicane pour atteindre son minimum local à la base de la chicane. Ensuite, le nombre de Nusselt augmente le long de la chicane est atteint son maximum à la distance intermédiaire entre les chicanes. Le maximum correspond aux points de rattachement de l'écoulement où le gradient de température est plus grand. Cependant, le minimum correspond aux bases des chicanes où le transfert de chaleur se fait uniquement par conduction dans la phase solide de la chicane.

Bien que le transfert de chaleur ne soit obtenu que par conduction en phase solide, le taux de transfert de chaleur est suffisamment élevé car la conductivité thermique est élevée et la chicane est immergée dans l'écoulement principal à basse température. Au voisinage de la chicane, la vitesse du fluide est faible; La diffusion de la chaleur est le mode dominant.

Pour l'écoulement stationnaire (stable), l'évolution du nombre de Nusselt local est presque la même lorsqu'on passe d'une section à l'autre. Une légère augmentation est observée dans la dernière section car l'effet de la force de flottabilité devient plus important à l'extrémité supérieure de la partie chauffée. Le phénomène est complètement différent pour le cas de l'écoulement dans un canal sans chicane (lisse). Le nombre de Nusselt est élevé au niveau du bord d'attaque et diminue ensuite pour atteindre une valeur asymptotique après une courte longueur à partir de l'entrée (Desrayaud et lauriat 2009).

Pour l'écoulement instationnaire, Une augmentation importante du nombre de Nusselt est observée lorsque le fluide se déplace d'un module à l'autre dans le sens de l'écoulement. Cette augmentation est le résultat de la vague d'essuyage continue le long de la paroi; Aussi, en outre, la rotation et la déformation continues des structures vortical contribuent à un meilleur mélange du fluide sans recourir à l'écoulement turbulent.

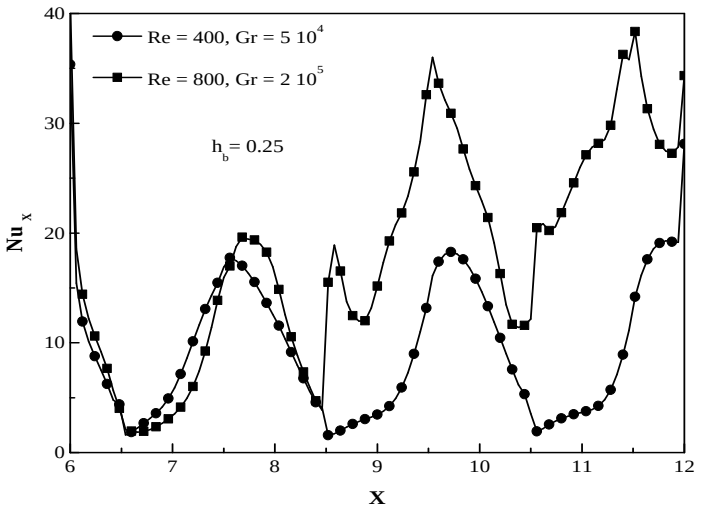


Figure 4.12. Evolution du nombre de Nusselt local pour différentes conditions.

4.3.5. Etude paramétrique

Pour avoir présenté la nature de l'écoulement du fluide et du transfert thermique ainsi que le taux d'amélioration du transfert de chaleur dans le canal chicané, l'effet des variables indépendantes tels que la hauteur de chicane (h_b), la distance entre les chicanes, le nombre de Reynolds (*Re*) et le nombre du Grashof (*Gr*) sur l'évolution des rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) et les rapports du facteur de frottement (f/f_s) sont évalués.

a. Effet de *Re* et *Gr* pour un rapport de blocage constant (h_b = 0,25)

- **Nombre de Nusselt moyen**

La variation du rapport du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) en fonction du nombre de Reynolds est représentée sur la figure 4.13 pour h_b = 0,25, D = 1 et différentes valeurs du nombre de Grashof, où Nu_s est le nombre de Nusselt moyen pour le canal lisse (sans chicanes). Cette figure montre clairement que pour l'écoulement stationnaire (stable) c-à-d. à faibles valeurs du nombre de Reynolds, l'augmentation du transfert thermique est entre 1 et 1,4 comparée au canal lisse pour toutes les valeurs du nombre de Grashof. Ce qui se traduit par le fait que le mouvement des particules du fluide est faible à cause que les vortex restent stables derrière les chicanes. Cependant, dans l'écoulement instable (instationnaire), l'amélioration du transfert de chaleur obtenue peut atteindre 2,8 fois au nombre de Reynolds élevé. Comme on peut le remarquer, l'augmentation du transfert de chaleur est plus prononcée pour des faibles valeurs de nombre de Grashof. C'est parce que, au grand nombre de Grashof, le fluide qui quitte la partie chauffée situé juste au-dessous des chicanes rencontre plus de résistance pour le surmonter par rapport au cas du canal lisse. Au nombre de Grashof élevé, les forces de flottabilité créent une pression positive défavorable. A la proximité des chicanes, par exemple, juste en dessous et à l'arrière des chicanes, où règne un vortex de recirculation; l'interaction de cette pression défavorable avec la pression principale entraîne une augmentation du temps de séjour des particules fluides puis une augmentation de leurs température. L'augmentation de la température du fluide entraîne une diminution du transfert de chaleur dans ces régions. L'amélioration du transfert de chaleur dans l'écoulement instable est le résultat de la distorsion continue et de l'interruption du développement de la couche limite provoquée par l'oscillation de l'écoulement. Ce phénomène est plus prononcé avec l'augmentation du nombre de

Reynolds. L'apparition d'une onde instable conduit au meilleur mélange du fluide puis à réduire sa température à la proximité de la paroi chauffée.

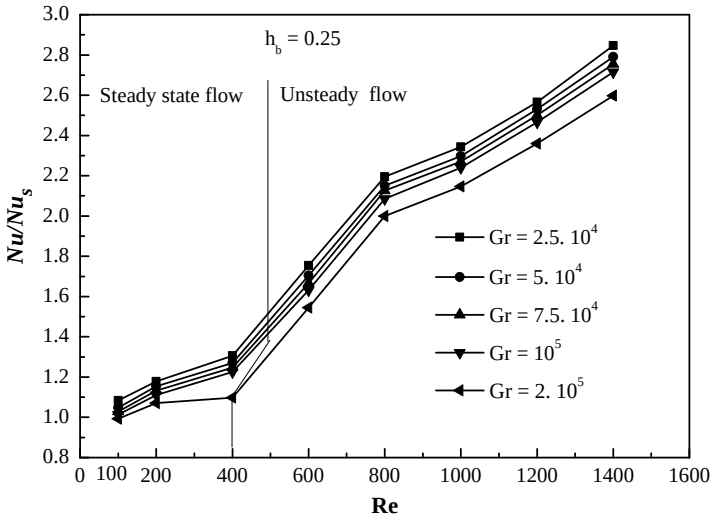


Figure 4.13. Variation du rapport du nombre de Nusselt (Nu/Nu_s) en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour h_b = 0,25, D = 1 et différentes valeurs du nombre de Grashof (Gr).

- **Facteur de frottement**

Pour mettre en évidence l'amélioration du transfert de chaleur obtenue, il est nécessaire de quantifier les pertes de charge associées. Ces pertes de charge caractérisent la puissance de pompage à fournir. Pour cet effet, le rapport du facteur de frottement, canal chicané au canal lisse obtenu sous les mêmes conditions, est présenté sur la figure 4.14. Malheureusement, l'amélioration du transfert thermique est souvent accompagnée d'une augmentation dans la puissance de pompage. Comme le montre la figure, le rapport du facteur de frottement (f/f_s) augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds (Re) et diminue avec l'augmentation du nombre de Grashof (Gr). Pour un nombre de Reynolds élevé, le rapport peut atteindre des valeurs drastiques, plus de 20 fois plus hautes que celui obtenu en canal lisse. L'utilisation des chicanes améliore le mélange du fluide dans la couche limite, mais entraine également plus d'interactions entre le fluide et les chicanes et aussi entre les particules de fluide elles mêmes. Cela implique une augmentation dans la chute de pression. Pour un nombre de Grashof plus élevé, les forces de flottabilité aident à atténuer ces interactions et ainsi à réduire le facteur de frottement même à un nombre de Reynolds plus élevé.

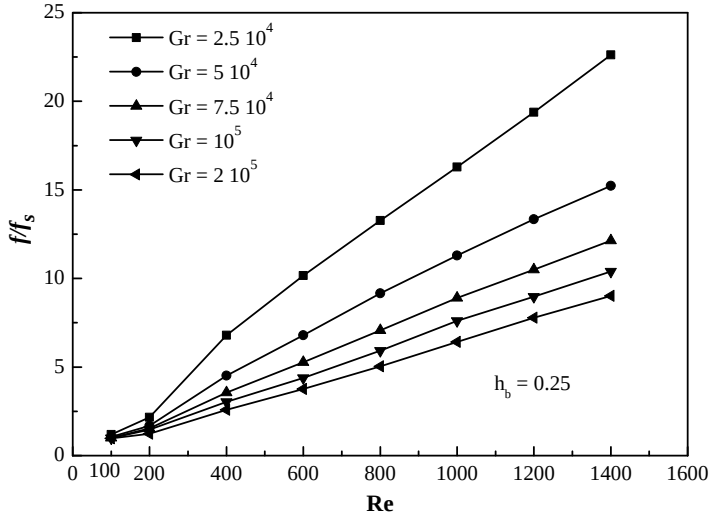


Figure 4.14. Variation du rapport du facteur de frottement (f/f_s) en fonction du nombre de Reynolds (*Re*) pour h_b = 0,25, D = 1 et différentes valeurs du nombre de Grashof (*Gr*).

- **Indice d'efficacité**

L'indice de l'efficacité globale (η) est défini par le rapport entre la performance du transfert thermique (Nu/Nu_s) et l'augmentation dans la puissance de pompage (f/f_s). L'indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour les différentes valeurs du nombre de Grashof à h_b = 0,25 et D = 1 est illustré sur la figure 4.15.

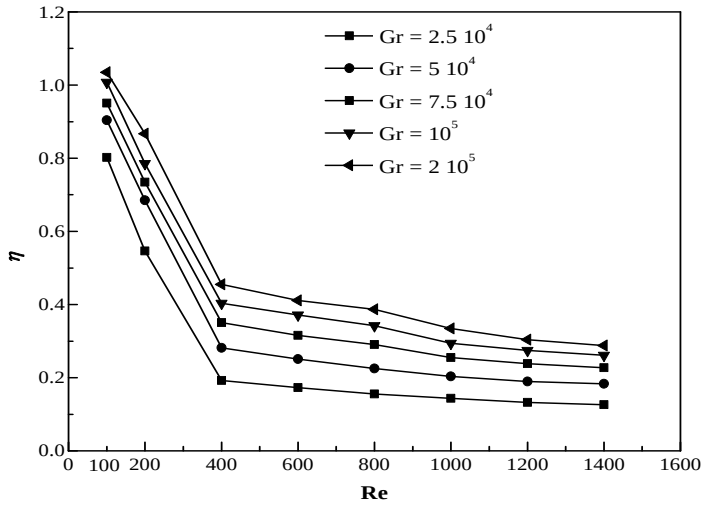


Figure 4.15. Indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour différents valeurs de *Gr*, h_b = 0,25 et D = 1.

Comme indiqué sur cette figure, l'indice d'efficacité est grand au bas nombre de Reynolds pour tous les nombres de Grashof. Cependant, l'augmentation du nombre de Reynolds

conduit à une diminution importante dans la chute de pression pour faible nombre de Grashof, qui mène à diminuer l'indice d'efficacité. L'indice d'efficacité est proportionnel au nombre de Grashof. Le meilleur indice d'efficacité est obtenu pour la plus grande valeur du nombre de Grashof.

b. Effet du rapport de blocage

Pour mieux comprendre l'effet complexe des chicanes, des calculs ont été effectués pour deux autres rapports de blocage (h_b = 0,1 et 0,5) pour différentes combinaisons des nombres de Reynolds et Grashof.

- **Nombre de Nusselt moyen**

La figure 4.16 montre, la variation du rapport de nombre de Nusselt (Nu/Nu_s) en fonction du nombre de Reynolds à D = 1 pour trois rapports de blocage (h_b = 0,1, 0,25 et 0,5). Pour h_b = 0,1, l'écoulement est toujours stable ou régulier (stationnaire) même au nombre de Reynolds élevé. Par conséquent, aucune augmentation du transfert de chaleur n'est obtenue. Pour un rapport de blocage plus élevé (h_b = 0,5), l'écoulement bifurque vers l'état d'oscillation instable (instationnaire) pour un nombre de Reynolds au-dessous de 200. L'écoulement instable mène à une augmentation importante de transfert thermique qui atteint jusqu'à 3,7 fois pour les valeurs élevées du nombre de Reynolds.

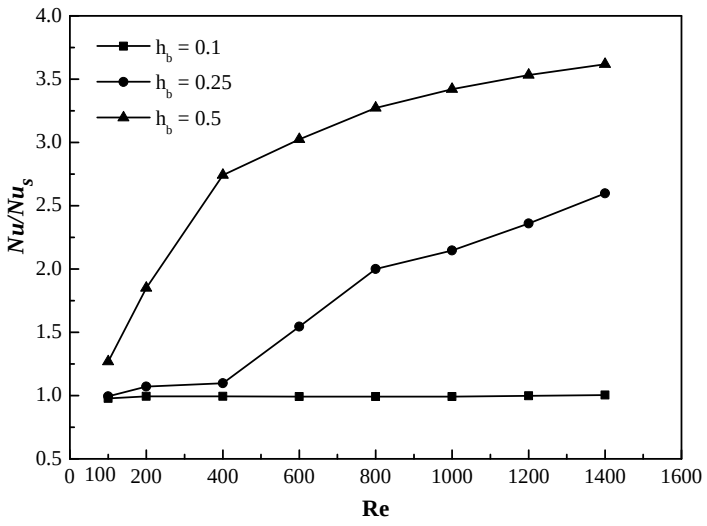


Figure 4.16. Variation du rapport de nombre de Nusselt (Nu/Nu_s) en fonction du nombre de Reynolds pour différents h_b à $Gr = 2\times10^5$ et D = 1.

- **Facteur de frottement**

La variation du rapport de facteur de frottement (f/f_s) en fonction du nombre de Reynolds pour les trois rapports de blocage à D = 1 est représentée sur la figure 4.17. Comme le montre cette figure, le facteur de frottement pour le plus petit rapport de blocage (h_b = 0,1) est comparable à celui obtenu dans un canal lisse. Cependant, il excède 180 fois la valeur trouvée dans le canal lisse pour un rapport de blocage de 0,5. Donc, dans les grandes installations, ceci peut exiger une puissance de pompage significative.

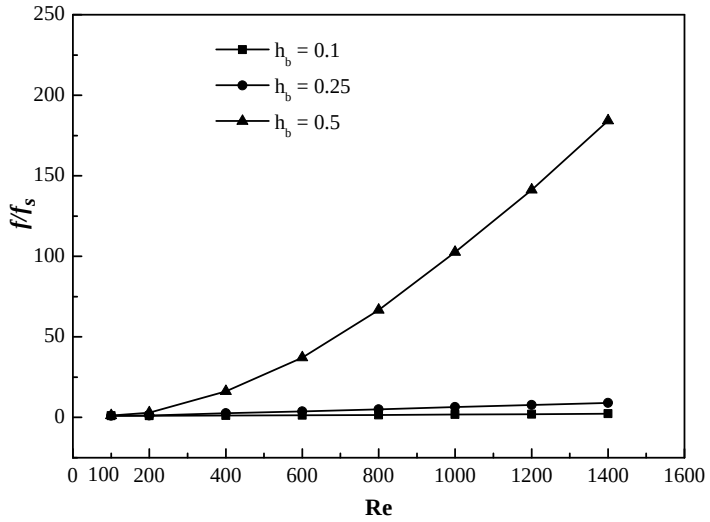


Figure 4.17. Variation du rapport de facteur de frottement (f/f_s) en fonction du nombre de Reynolds pour différents h_b à $Gr = 2\times10^5$ et D = 1.

- **Indice d'efficacité**

L'indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour les trois rapports de blocage à $Gr = 2\times10^5$ et D = 1 est illustré sur la figure 4.18. Comme on observe, l'indice d'efficacité est important pour des valeurs de Richardson élevées et ce pour tous les rapports de blocage. Cependant, l'augmentation du nombre de Reynolds conduit à une diminution importante dans la chute de pression pour le rapport de blocage le plus élevé, qui mène à diminuer l'indice d'efficacité. Tandis qu'un rapport de blocage de h_b = 0,25 offre un bon compromis entre la performance du transfert thermique et de la puissance de pompage.

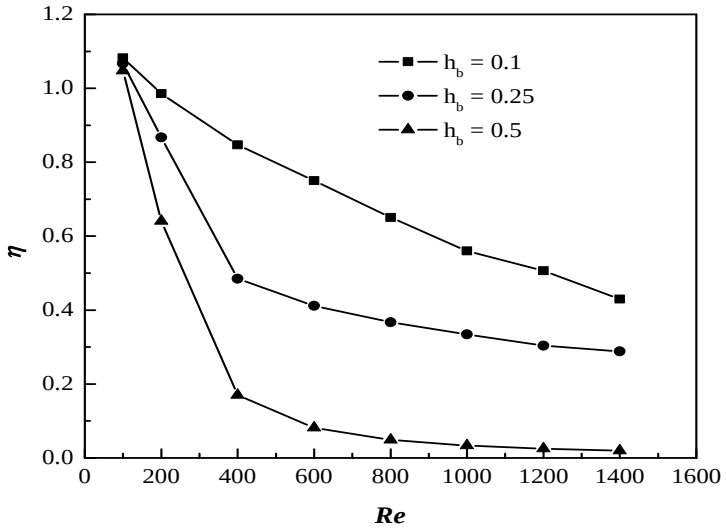


Figure 4.18. Indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour différents rapports de blocage à $Gr = 2\times10^5$ et $D = 1$.

c. Effet de l'espacement entre les chicanes

Parmi les paramètres influant sur le transfert thermique et la structure de l'écoulement à l'intérieur du canal, on trouve celui de l'espacement entre les chicanes. Afin d'évaluer cet effet trois valeurs d'espacement ont été testées, D = 0,5, 1 et 1,5. Pour faire varier l'espacement cela induit obligatoirement la variation de la longueur de la section chauffée (L_h) qui prendra les valeurs 3,5, 6 et 8,5, respectivement pour un rapport de blocage de h_b = 0,25.

- **Champ dynamique**

La figure 4.19 montre l'évolution des lignes de courant pour Re = 200, $Gr = 5\times10^4$ et h_b = 0,25 à différentes distances entre les chicanes. Ces illustrations montrent que, pour D = 0,5, On remarque que la distance entre deux chicanes successives est occupée presque entièrement par le vortex, ceci arrête alternativement l'écoulement principal d'entrer en contact avec les parois gauche ou droite du canal entre les chicanes. Ces grands vortex affectent considérablement le transfert de chaleur aux parois gauche et droite du canal. Ceci est dû au fait que le transfert de chaleur ne se fait que par diffusion à travers les couches de fluide entre les vortex et le centre du canal. Un transfert de chaleur plus élevé est obtenu lorsque la convection est le moyen dominant du transfert de la chaleur par rapport à la diffusion. Pour D = 1, les zones de recirculation n'occupent pas entièrement la distance entre les chicanes pendant que le transfert de chaleur s'effectue au point de

rattachement où la convection est le mode de transfert de chaleur dominant par rapport au transfert de chaleur par diffusion. En outre, la collision de l'écoulement avec les surfaces chauffées entraîne également des effets souhaitables sur le transfert de chaleur.

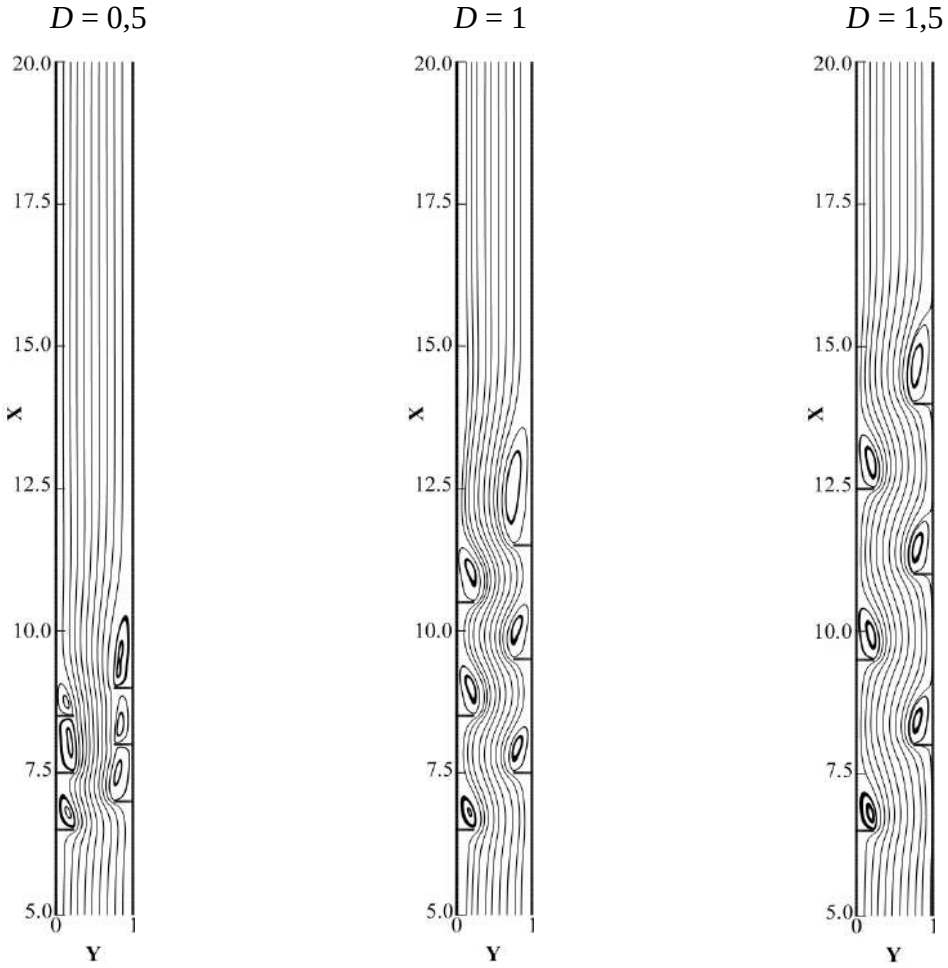


Figure 4.19. Lignes de courant pour Re = 200, Gr = 5×10^4 et h_b = 0,25 à différentes distances entre les chicanes.

On remarque aussi que la hauteur des zones de recirculation augmente avec l'augmentation de l'espacement entre les chicanes, cette augmentation en hauteur provoque l'écoulement principal de se dévier dans les cavités et frappe la paroi opposée entre les chicanes adjacentes, en fonction de l'emplacement de la recirculation. Pour D = 1,5, la structure des lignes de courant est presque similaire à celle du cas précédant (D = 1), ceci est probablement parce que dans ce cas, l'espacement des chicanes est suffisamment grand pour isoler les chicanes de leurs voisines et une autre augmentation de l'espacement que 1,5 ne provoque pas de changement notable sur les lignes de courant.

- **Champ thermique**

Les contours des isothermes non dimensionnels correspondants pour Re = 200, Gr = 5×10^4, h_b = 0,25 et différentes distances entre les chicanes sont représentés sur la figure 4.20. Ces illustrations montrent que l'augmentation de l'espace entre les chicanes est synonyme à l'augmentation de la longueur de la section chauffée et donc l'augmentation de la quantité de chaleur introduite. Cela conduit à l'élévation de la température du fluide dans le domaine. Au niveau des extrémités des chicanes, la température est plus élevée en raison de la faible vitesse d'écoulement dans cette région, donc, le transfert de chaleur par diffusion est le mode dominant.

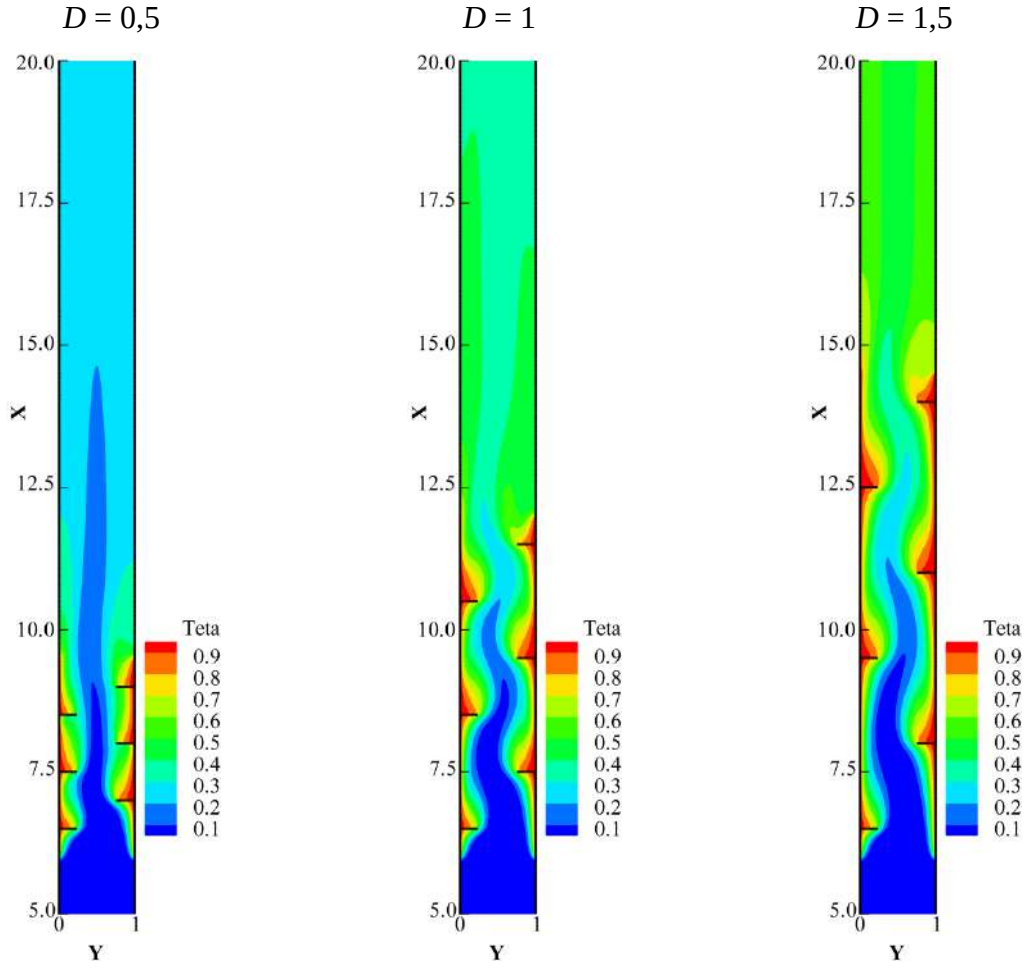


Figure 4.20. Contours des isothermes pour Re = 200, Gr = 5×10^4 et h_b = 0,25 à différentes distances entre les chicanes.

Pour D = 0,5, les conteurs des isothermes derrière les chicanes sont serrés et aucun rattachement de l'écoulement est observé, ce qui ce traduit par le fait que l'écart de

température entre les couches de fluide des zones de recirculation et les parois est faible; donc un faible taux de transfert thermique. Quand l'espacement entre les chicanes augmente, les chicanes ont le motif de forcer l'écoulement à se dévier du centre de canal vers les parois dans les régions entre les chicanes après chaque zone de recirculation. Le rattachement/ détachement de l'écoulement est observé au fur et à mesure que la distance entre les chicanes augmente. La couche limite thermique devient plus fine au point de rattachement d'écoulement lorsque l'espacement entre les chicanes augmente, ce qui se traduit par le plus grand échange thermique entre les particules de fluide et les parois grâce à l'accélération de l'écoulement dans ces régions. Dans ces régions le transfert de chaleur par convection est le mode dominant par rapport au transfert de chaleur par diffusion. La réduction de la couche limite thermique augmente le gradient de la température donc le taux de transfert de chaleur.

- **Nombre de Nusselt moyen**

La variation du rapport de nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) en fonction du nombre de Reynolds est représentée sur la figure 4.21 pour h_b = 0,25, $Gr = 2\times10^5$ et différents espacements entre les chicanes. Cette figure montre clairement que pour l'écoulement stationnaire c.-à-d. au bas nombre de Reynolds, l'augmentation du transfert thermique est entre 1 et 1,2 comparée au canal lisse pour toutes les valeurs d'espacement entre les chicanes. Cependant, le transfert thermique est proportionnel à l'espacement entre les chicanes. Pour D = 0,5, le taux de transfert thermique obtenu est faible par rapport aux cas où D = 1 et 1,5, ceci est dû aux zones de recirculation qui occupent complètement l'espace entre les chicanes. Dans ce cas la surface chauffée entre les chicanes est complètement isoler des particules du fluide qui se trouvent dans la région de centre du canal. Donc, la diffusion est le moyen dominant par lequel le transfert thermique a eu lieu entre les couches de fluide dans les zones de recirculation et les couches de fluide dans le centre du canal. Cependant, il convient de noter que sur la surface chauffée, le transfert thermique a eu lieu au moyen de convection et diffusion; mais, en raison des zones de recirculation, le transfert de la chaleur peut seulement être dispersé par diffusion dans l'écoulement principal. Pour le cas où D = 1, le transfert thermique obtenu est plus haut que celui obtenu pour D = 0,5. Dans ce cas les zones de recirculation n'occupent pas totalement l'espace entre les chicanes, ceci se traduit par des rapports plus élevés du nombre de Nusselt moyen comme le montre cette figure. Quand l'espacement entre les

chicanes est grand (D = 1,5), le fluide dans l'écoulement principal peut facilement contacter la surface chauffée entre les chicanes, les particules de fluide qui sont chauffées par collision avec la surface chauffée sont portées de nouveau dans le centre du canal. Alors le transfert de chaleur par convection est le moyen dominant dans ce cas. Donc il ne devrait pas être surpris que le transfert thermique le plus élevé soit associé à un rapport d'espacement de D =1,5. Cependant, dans l'écoulement instable (instationnaire), l'amélioration du transfert de chaleur obtenue peut atteindre 2,6 fois au nombre de Reynolds élevé. Comme on peut le voir, l'augmentation du transfert thermique est plus prononcée pour un espacement entre chicanes de D = 1. C'est parce que, un faible espacement entre chicanes (D = 0,5) ou un grand espacement (D = 1,5) diminue l'oscillation de l'écoulement dans le canal et également l'instabilité de l'écoulement est retardée jusqu'a des nombres de Reynolds supérieurs par comparaison avec le cas où D = 1. C'est pour cette raison que le transfert de chaleur obtenu pour D = 1, 5 est inférieur à celui obtenu pour D = 1.

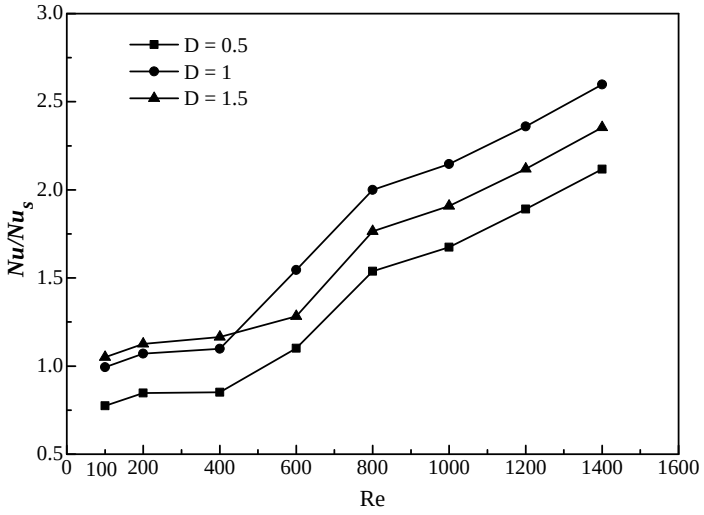


Figure 4.21. Variation du rapport de nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) en fonction du nombre Reynolds pour h_b = 0,25, Gr = 2×10^5 et différentes distances entre les chicanes.

- **Facteur de frottement**

La variation du rapport de facteur de frottement (f/f_s) pour les mêmes conditions est présentée sur la figure 4.22. Comme on peut le constater de cette figure, le rapport du facteur de frottement augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds (Re) et diminue avec l'augmentation de l'espacement entre les chicanes (D). Puisque la longueur de la section chauffée dépend de l'espace entre les chicanes, donc, pour la plus grand

surface chauffée où la distance entre les chicanes est plus grande (e.g. 1.5), la surface de contact entre les particules du fluide et les parois chauffées est plus grande; ce qui accélère l'écoulement libre du fluide à l'axe du canal en même temps les interactions entre les particules du fluide et les chicanes ainsi que les interactions entre les particules du fluide elles mêmes diminuent également.

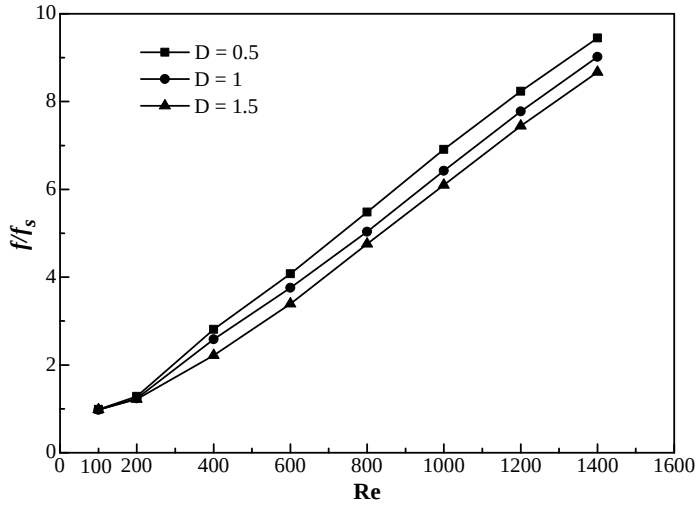


Figure 4.22. Variation du rapport du facteur de frottement (f/f_s) en fonction du nombre Reynolds pour h_b = 0,25, $Gr = 2\times10^5$ et différentes distances entre les chicanes.

- **Indice d'efficacité**

L'indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour les trois espacements entre les chicanes à $Gr = 2\times10^5$ et h_b = 0,25 est illustré sur la figure 4.23.

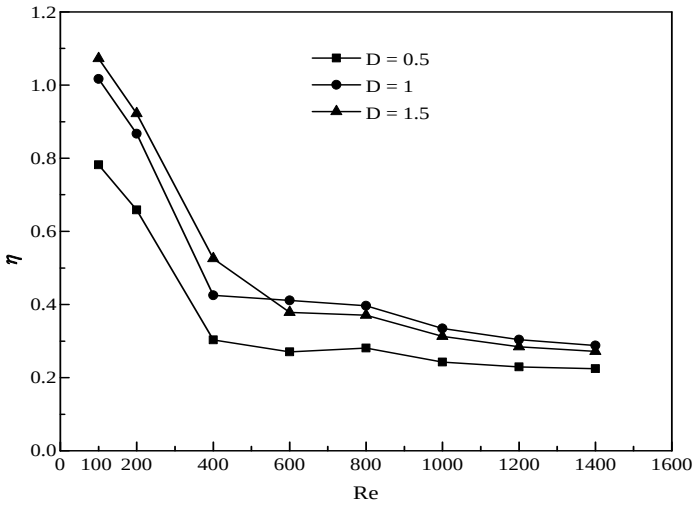


Figure 4.23. Indice d'efficacité en fonction du nombre de Reynolds pour différents espacements entre les chicanes à $Gr = 2\times10^5$ et h_b = 0.25.

Comme on peut l'observer, l'indice d'efficacité augmente avec l'augmentation du nombre de Richardson et l'augmentation de l'espacement entre les chicanes. Cependant, l'augmentation du nombre de Reynolds conduit à une diminution importante dans l'indice d'efficacité pour les faibles distances (*D*). L'indice d'efficacité pour $D = 1{,}5$ est inferieur à celui obtenu pour $D = 1$ en régime instationnaire (pour des valeurs du nombre de Reynolds élevées). Une faible distance entre les chicanes ou une grande distance influe sur l'indice d'efficacité pour des valeurs élevée de *Re*. Une distance entre les chicanes de $D = 1$ qui donne une section chauffée de longueur $L_h = 6$ offre un bon compromis entre l'amélioration du transfert thermique et la puissance de pompage.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion et recommandations

Dans cette étude, une investigation numérique détaillée sur l'écoulement laminaire bidimensionnel et le transfert de chaleur en convection mixte dans un canal avec chicanes posées en alternance est présentée. Le cas de convection mixte considéré dans cette étude est celui du cas de la convection assistée. C'est-à-dire le sens de l'écoulement principal forcé est le même que celui de la convection naturelle. Les équations gouvernant le problème physique étudié sont discrétisées par la méthode des volumes finis et le code de calcul *OpenFOAM* est utilisé pour la résolution. Les deux algorithmes *SIMPLE* et *PIMPLE* présentés dans *OpenFOAM* sont utilisés pour le couplage pression-vitesse.

La validation du code de calcul a été faite en comparant nos résultats avec des travaux expérimentaux et numériques de la littérature. Un bon accord a été obtenu.

L'effet du nombre de Reynolds (*Re*), nombre de Grashof (*Gr*), le rapport de blocage (h_b) et l'espacement entre les chicanes ($D = d/H$) sur les lignes de courant, les contours des isothermes, les rapports du nombre de Nusselt moyen, les rapports du facteur de frottement et l'indice d'efficacité de transfert de chaleur a été examiné.

Les résultats numériques obtenus dans cette étude ont montré que:

1. L'utilisation des chicanes aide le passage de l'écoulement de l'état stable (stationnaire) à l'état instable (instationnaire) à des valeurs de nombre de Reynolds modérées, $Re < 200$ pour $h_b = 0{,}5$ et $Re < 600$ pour $h_b = 0{,}25$ et $D = 1$.
2. L'évolution des lignes de courant ainsi que les contours des isothermes dépend des paramètres géométriques et du régime d'écoulement.

➢ **En régime stationnaire**

- Un vortex est observé derrière chaque chicane, la taille de ce vortex augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et diminue avec l'augmentation du nombre de Grashof.
- Loin des zones de recirculation les lignes de courant deviennent parallèles ce qui se traduit par le développement progressif de l'écoulement.
- Les contours des isothermes, montre que la température est basse dans les zones situées entre le sommet de chaque chicane et les parois du canal (vitesse élevée).

température est plus grande dans les zones situées au voisinage des parois et aux extrémités des chicanes (faible vitesse).

➢ **En régime instationnaire**

- Un modèle d'écoulement de plusieurs vortex de différentes tailles est observé.
- Un écoulement de nature onduleuse pendant qu'il se déplace en aval est observé.
- Les contours des isothermes imitent l'évolution de la structure de l'écoulement dans le temps.
- L'écoulement instationnaire améliore le mélange du fluide et augmente considérablement le transfert de chaleur.

➢ **Pour les deux régimes**

- Les zones de recirculation derrière les chicanes sont responsables des variations du nombre de Nusselt et du facteur de frottement le long des parois et les surfaces des chicanes.
- Les rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) et du facteur de frottement (f/f_s) diminuent avec l'augmentation du nombre de Grashof même pour un nombre de Reynolds élevé.
- L'augmentation du nombre de Grashof favorise le passage de l'écoulement de l'état stationnaire à l'état instationnaire pour un bas nombre de Reynolds grâce à l'accumulation de la chaleur au niveau des zones de recirculation.
- Les rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) et du facteur de frottement (f/f_s) augmentent avec l'augmentation du nombre de Reynolds.
- L'indice d'efficacité ou bien la performance du transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de Gr et diminue avec l'augmentation de Re et h_b.
- Un rapport de blocage de h_b = 0,25 offre un bon compromis entre la performance du transfert thermique et la puissance de pompage à D = 1.
- Les rapports du facteur de frottement (f/f_s) augmentent avec la diminution de l'espacement entre les chicanes.
- Les rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_s) augmentent avec l'augmentation de l'espacement entre les chicanes en régime stationnaire. Tandis qu'un grand espacement entre les chicanes (par exemple, D = 1.5) retardé le passage vers l'instabilité de l'écoulement, ce qui conduit à la diminution du nombre

de Nusselt moyen par comparaison avec les valeurs trouvés pour un espacement de $D = 1$.

- Un espacement entre les chicanes correspond à la largeur du canal (D =1), c.-à-d, une longueur de la section chauffée de $L_h = 6$ offre un bon compromis entre la performance du transfert thermique et la puissance de pompage.

Les résultats obtenus dans cette étude peuvent être utilisés comme référence afin de choisir les paramètres adéquats, tels que la vitesse d'entrée de l'écoulement du fluide, l'espacement entre les chicanes et la hauteur des chicanes afin d'assurer une bonne évacuation de la chaleur en échangeurs de chaleur et équipements électroniques.

En conclusion, plusieurs travaux futurs basés sur ce travail sont donc envisageables. Comme recommandations pour compléter cette étude, on peut suggérer les points suivants:

- Détermination des nombres de Reynolds et Grashof critiques correspondant à la transition de l'écoulement de l'état stationnaire à l'état instationnaire.
- Pour ce type de travail, on recommande d'approfondir l'étude pour déterminer la meilleure disposition des chicanes sur les parois du canal ainsi que les paramètres optimaux de la géométrie, tels que, l'épaisseur de la chicane, le pas entre la chicane et la paroi et le nombre de chicanes.

Ce présent travail a fait l'objet d'une publication internationale dans

Numerical Heat Transfer, Part A: Applications; An International Journal of Computation and Methodology**,** Vol. 71, No. 12, pp. 1189–1204, 2017.

L'intitulé de l'article est:

Heat transfer enhancement in self-sustained oscillatory flow in a staggered baffled vertical channel under the buoyancy effect

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

[1] Ali Cherif A, Daïf A. (1999), Etude numérique du transfert de chaleur et de masse entre deux plaques planes verticales en présence d'un film de liquide binaire ruisselant sur l'une des plaques chauffée, Int. J. Heat and Mass Transfer, 42, pp. 2399-2418.

[2] Agunaoun A, Kaoua M, Daïf A, Daguenet M. (1996), Evaporation en convection mixte d'un film mince s'écoulant sur une surface, Revue Générale de Thermique, 35, pp. 373-385.

[3] Aguerrea H. J, Damiána S. M, Gimeneza J. M, Nigro N. M. (2013), Modeling of compressible fluid problems with Openfoam using dynamic mesh technology, Mecánica Computacional, 32, pp. 995-1011.

[4] Anderson A.M, Moffat R.J. (1992), The adiabatic heat transfer coefficient and the superposition Kernel functions. Part 1: Data for arrays of flat packs for different flow conditions, Trans. ASME J. Electron, Pack, 114 (14).

[5] Armaly B. F, Durst F, Pereira J. C. F, Schonung B.(1983), Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow, J. Fluid Mech. Vol. 127, pp. 473–496.

[6] Ary B.K.P, Lee M.S, Ahn S.W. (2012), Lee D.H, The effect of the inclined perforated baffle on heat transfer and flow patterns in the channel, International Communications in Heat and Mass Transfer, 39, pp. 1578–1583.

[7] Aufiero M. (2014), Development of advanced simulation tools for circulating fuel nuclear reactors. Thèse de doctorat, Politecnico Milano, Italie.

[8] Barletta A. (1998), Laminar mixed convection with viscous dissipation in a vertical channel, Int. J. Heat and Mass Transfer, 41, pp. 2490-2402.

[9] Bejan A. (2004), Convection Heat Transfer, Third ed. Wiley & Sons, New York.

[10] Bejan A. (1993), heat transfer, John Wiley and Sons, Inc. New York.

[11] Bejan A. (1995), Convection heat transfer, Second ed. New York: Wiley.

[12] Berner C, Durst F, McEligot D.M. (1984), Flow around baffles, Trans. ASME J. Heat Transfer, 106, pp. 743–749.

[13] Boussinesq J. (1903), Théorie analytique de la chaleur. Gauthier-Villars, Paris, France.

[14] Chang T.S, Shiau Y.H, (2005), Flow pulsation and baffle's effects on the opposing mixed convection in a vertical channel, Int. J. Heat and Mass Transfer, 48, pp. 4190–4204.

[15] Chen Z. D, Chen J. J. J, (1998), Local heat transfer for oscillatory flow in the presence of a single baffle within a channel, Chemical Engineering Science, 53, (17), pp. 3177-3180.

[16] Cheng C. H, Yang J.J, (1994), Buoyancy-induced recirculation bubbles and heat convection of developing flow in vertical channels with fin arrays, Int. J. Heat and fluid flow, 15, (1), pp. 11-19.

[17] Cheng C.H, Huang W.H. (1991), Numerical prediction for laminar forced convection in parallel-plates channels with transverse fin arrays, Int. J. Heat Mass Transfer, 34 (11), pp. 2739–2749.

[18] Cheng C. H, Don Luy C, Huang W.H. (1992), Buoyancy effect on the heat convection in vertical channels with fin array at low Reynolds numbers, Int. J. Heat Mass Transfer, 35, (10), pp. 2643-2653.

[19] De Boer P. T.C. (1984),Thermally driven motion of strongly heated fluids, Int. J. Hear Mass Transfer, vol. 21, pp. 2239-2251, 1984.

[20] Desrayaud G, Lauriat G.(2009), Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plate channels, Int. J. Thermal Sciences vol. 48, pp. 2036–2045.

[21] Dutta P, Hossain A. (2005), Internal cooling augmentation in rectangular channel using two inclined baffles, International Journal of Heat and Fluid Flow, 26, pp. 223–232.

[22] Dutta P, Dutta S. (1998), Effects of baffle size, perforation and orientation on internal heat transfer enhancement, International Journal of Heat and Mass Transfer, 4, pp. 3005–3013.

[23] Dutta S, Dutta P, Jones R.E, Khan J.A. (1997), Experimental study of heat transfer coefficient enhancement with inclined solid and perforated baffles, in: International Mechanical Engineering Congress and Exposition, ASME paper No. 97-WA/HT-4, Dallas,Texas.

[24] Eiamsa-ard S, Promvonge P. (2012), Laminar Periodic Flow and Heat Transfer in a Rectangular Channel with Triangular Wavy Baffles, Journal of Thermal Science, 21(3), pp. 250−261.

[25] Eiamsa-ard S., P. Promvonge P. (2013), Influence of triangular wavy baffles on heat and fluid flow characteristics in a channel, Journal of Mechanical Science and Technology, 27 (7), pp. 2199–2208.

[26] Fung H.C, Lazaridis A. (1994), Mixed convection of laminar, fully-developed flow in a finned channel, Transactions on Engineering Sciences, 12, PP. 1-7

[27] Gosman A. D, Pun W. M, Runchal A. K, Spalding D. B, Wolfshtein M. (1969), Heat and mass transfer in recirculating flows. Academic Press, London

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

[29] Guzman A. M, Del Valle A. M. (2006), Heat transfer enhancement in grooved channels due to flow bifurcations, Heat Mass Transfer, 42, pp. 967–975.

[30] Habib M. A, Mobarak A. M, Atiya A. M, Aly A. Z. (1992), An experimental investigation of heat transfer and flow in channels with streamwise-periodic flow, Energy, 17 (11), pp. 1049–1058.

[31] Habib M. A, Mobarak A. M, Atiya A. M, Aly A. Z. (1993), Enhanced heat transfer in channels with staggered fins of different spacings, Int. J. Heat and Fluid Flow, 14 (2), pp. 185–190.

[32] Habib M. A, Mobarak A. M, Sallak M. A, Abdel Hadi E. A, Affify R. I. (1994), Experimental Investigation of Heat Transfer and Flow over Baffles of Different Heights, Journal of Heat Transfer, 116, pp. 363–368.

[33] Incropera F.P, DeWitt (1996), Fundamentals of heat and mass transfer, Fourth Edition, John Wiley and Sons.

[34] Issa R. I. (1986), Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator splitting, Journal of computational physics, 62, (1), pp. 40–65.

[35] Jedsadaratanachai W, Suwannapan S, Promvonge P. (2011), Numerical study of laminar heat transfer in baffled square channel with various pitches, Energy Procedia, 9, pp. 630 – 642.

[36] Jedsadaratanachai W., Boonloi A. (2014), Effects of blockage ratio and pitch ratio on thermal performance in a square channel with 30° doubles V-baffles, Case Studies in Thermal Engineering, 4, pp. 118–128.

[37] Kelkar K.M, Patankar S.V. (1987), Numerical Prediction of Flow and Heat Transfer in a Parallel Plate Channel with Staggered Fins, ASME Journal of Heat Transfer, 109, pp. 25 – 30.

[38] Ko K.H, Anand N. K. (2003), Use of porous baffles to enhance heat transfer in a rectangular channel, Int. J. Heat Mass Transfer, 46 (22), pp. 4191–4199.

[39] Kwankaomeng S, Promvonge P. (2010), Numerical prediction on laminar heat transfer in square duct with 30° angled baffle on one wall, International Communications in Heat and Mass Transfer, 37, pp. 857–866.

[40] Laaroussi N, Lauriat G, Desrayaud G. (2009), Effects of variable density for film evaporation on laminar mixed convection in a vertical channel, Int. J. Heat Mass Transfer, 52, (1-2), pp.151-164.

[41] Launder B. E, Spalding D. B. (1972), Mathematical models of turbulence, Academic Press, Massachusetts.

[42] Laureau A. (2015), Développement de modèles neutroniques pour le couplage thermohydraulique du MSFR et le calcul de paramètres cinétiques effectifs. Thèse de doctorat. Université Grenoble Alpes, France.

[43] Lopez J.R, Anand N. K, Fletcher L. S. (1996), Heat transfer in a three-dimensional channel with baffles, Numerical Heat Transfer, Part A, 30 (2), pp. 189–205.

[44] Maughan J. R, Incropera F. P. (1990), Regions of heat transfer enhancement for laminar mixed convection in a parallel plate channel, Int. J. Heat Mass Transfer**,** 33, (3), pp. 555-570.

[45] Moukalled F, Mangani L, Darwish M. (2016), The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics, Springer, 44.

[46] Mousavi S.S, Hooman K. (2006), Heat and fluid flow in entrance region of a channel with staggered baffles, Energy Conversion and Management, 47, pp. 2011–2019.

[47] Nemitallah M. A, Zohir A. E. (2016), Investigations of heat transfer, entropy generation and pressure build up for upward flow in a vertical channel equipped with a fin array, Int. J. Heat Mass Transfer. 52 (9), pp. 1953–1961.

[48] OpenFOAM Programmer guide (2014)

[49] OpenFOAM user guide (2014)

[50] Patankar S.V. (1967), Heat and mass transfer in turbulent boundary layers, Ph.D. Thesis, Imperial College, London University, UK.

[51] Patankar S.V, Liu C.H, Sparrow E. M. (1977), Fully developed flow and heat transfer inducts having streamwise-periodic variations of cross-sectional area, ASME J. Heat Transfer, 99, pp. 180–186.

[52] Patankar S.V. (1980), Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York.

[53] Promvonge P, Sripattanapipat S, Tamna S, Kwankaomeng S, Thianpong C. (2010), Numerical investigation of laminar heat transfer in a square channel with 45° inclined baffles, International Communications in Heat and Mass Transfer, 37, pp. 170–177.

[54] Promvonge P, Sripattanapipat S, Kwankaomeng S. (2010), Laminar periodic flow and heat transfer in square channel with 45° inclined baffles on two opposite walls, Int. J. Thermal Sciences, 49, pp. 963-975.

[55] Promvonge P, Jedsadaratanachai W, Kwankaomeng S, Thianpong C. (2012), 3D simulation of laminar flow and heat transfer in V-baffled square channel, International Communications in Heat and Mass Transfer, 39, pp. 85–93.

[56] Santos N. B, and de Lemos M. J. S. (2006), Flow and Heat Transfer in a Parallel-Plate Channel with Porous and Solid Baffles, Num. Heat Transfer A, vol. 49, pp. 471–494.

[57] Shang, D. Y, Wang B. X. (1993), The deviation of heat transfer calculation for laminar free convection of gas due to ignoring the variable thermophysical properties, Wärmeund Stoffübertragung, 28, pp. 33-36.

[58] Sharma A. K., Mahapatra P.S, Manna N.K., Ghosh K. (2015), Mixed convection in a baffled grooved channel, Indian Academy of Sciences, Sadhana, 40 (3), pp. 835–849.

[59] Sripattanapipat S, Promvonge P. (2009), Numerical analysis of laminar heat transfer in a channel with diamond-shaped baffles, International Communications in Heat and Mass Transfer, 36, pp. 32–38.

[60] Tsay, Y. L, Yan W. M. (1990), Binary diffusion and heat transfer in laminar mixed convection channel flows with uniform wall heat flux: extremely thin film thickness, Wärme-und Stoffübertragung, 26, pp. 23-31.

[61] Tsay Y.L, Chang T. S, and Cheng J. C, Yuenlin, Taiwan. (2005), Heat transfer enhancement of backward-facing step flow in a channel by using baffle installation on the channel wall, Acta Mechanica,174, pp. 63–76.

[62] Versteeg H, Malalasekera W. (1995), An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method, Pearson Prentice Hall.

[63] Versteeg H. K, Malalasekera W.(2007), An introduction to computational fluid dynamics :the finite volume method, Pearson Education.

[64] Wang G, Stone K, Vanka S.P. (1996), Unsteady Heat Transfer in Baffled Channels, J. Heat Transfer, 118, pp. 585-591.

[65] Webb B.W, Ramadhyani S. (1985), Conjugate heat transfer in a channel with staggered ribs, Int. J. Heat Mass Transfer, 28, pp. 1679–1687.

[66] White F.M. (1991), Viscous fluid flow, Second ed. McGraw-Hill, New York: Wiley.

[67] Zhang H. J, Zou Z. P, Shao F, Song S. H. (2015), Investigations of Heat Transfer Enhancement in a Channel with Staggered Porous Ribs by the Preconditioned Density-based Algorithm, Num. Heat Transfer A, vol. 67, 350 pp. 1370–1385.

[68] Zikanov O. (2010), Essential computational fluid dynamics, John Wiley & Sons.

ANNEXES

ANNEXES

Annexe A

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

A.1. Fichier *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         200;

deltaT          0.01;

writeControl    timeStep;

writeInterval   2000;

purgeWrite      0;

writeFormat     ascii;

writePrecision  6;

writeCompression off;

timeFormat      general;

timePrecision   6;

runTimeModifiable true;

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

A.2. Les entrées du fichier dictionnaire *blockMeshDict*

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
| =========                 |                                                 |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.1.1                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/

FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       dictionary;
    object      blockMeshDict;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //


convertToMeters 0.01;


vertices
(
    (0 0 0) //0
    (2 0 0) //1
    (4 0 0) //2
    (0 24 0) //3
    (2 24 0) //4
    (4 24 0) // 5
    (0 48 0) //6
    (2 48 0) //7
    (4 48 0) //8
    (0 96 0) //9
    (2 96 0) //10
    (4 96 0) //11
    (0 0 0.1)   //12
    (2 0 0.1)   //13
    (4 0 0.1) //14
    (0 24 0.1) //15
    (2 24 0.1)//16
    (4 24 0.1)//17
    (0 48 0.1)//18
    (2 48 0.1)//19
    (4 48 0.1)//20
    (0 96 0.1)//21
    (2 96 0.1)//22
    (4 96 0.1)//23
);
blocks
(
    hex (0 1 4 3 12 13 16 15) (50 120 1) simpleGrading (5 0.2 1)
    hex (1 2 5 4 13 14 17 16) (50 120 1) simpleGrading (0.2 0.2 1)
    hex (3 4 7 6 15 16 19 18) (50 300 1) simpleGrading (5 1 1)
    hex (4 5 8 7 16 17 20 19) (50 300 1) simpleGrading (0.2 1 1)
    hex (6 7 10 9 18 19 22 21) (50 180 1) simpleGrading (5 8 1)
    hex (7 8 11 10 19 20 23 22) (50 180 1) simpleGrading (0.2 8 1)
);
edges
(
);
boundary
(
    inlet
    {
        type patch;
        faces
        (
            (0 1 13 12)
            (1 2 14 13)
        );
    }
```

```
    outlet
    {
        type patch;
        faces
        (
            (9 21 22 10)
            (10 22 23 11)
        );
    }
    upward
    {
        type wall;
        faces
        (
            (2 5 17 14)
            (0 12 15 3)
        );
    }
    heated
    {
        type wall;
        faces
        (
           (5 8 20 17)
           (3 15 18 6)
        );
    }
    downward
    {
        type wall;
        faces
        (
            (8 11 23 20)
            (6 18 21 9)
        );
    }
    frontAndBack
    {
        type empty;
        faces
        (
            (0 3 4 1)
            (1 4 5 2 )
            (3 6 7 4)
            (4 7 8 5)
            (6 9 10 7)
            (7 10 11 8)
            (12 13 16 15)
            (13 14 17 16)
            (15 16 19 18)
            (16 17 20 19)
            (18 19 22 21)
            (19 20 23 22)
        );
    }
);
mergePatchPairs
(
);
// ************************************************************************* //
```

A.3. Fichiers *0/T* pour les conditions aux limites de la température

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
| =========                 |                                                 |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.3.0                                 |
|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
|    \\/     M anipulation  |                                                 |
\*---------------------------------------------------------------------------*/

FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       volScalarField;
    location    "0";
    object      T;
}
// * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * //

dimensions      [0 0 0 1 0 0 0];

internalField   uniform 300;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type            fixedValue;
        value           uniform 300;
    }
    outlet
    {
        type            zeroGradient;
    }
    upward
    {
        type            zeroGradient;
    }
    heated
    {
        type            fixedValue;
        value           uniform 312.014;
    }
    downward
    {
        type            zeroGradient;
    }
    frontAndBack
    {
        type            empty;
    }
}

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

A.4. Exemple d'un dictionnaire *fvSchemes* est montré ci-dessous

```
/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
| =========                 |                                                 |
| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
|  \\    /   O peration     | Version:  2.3.0                                 |
|   \\  /    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 upwind;
    div(phi,T)          bounded Gauss upwind;
    div((nuEff*dev(T(grad(U))))) Gauss linear;
}

laplacianSchemes
{
    default         Gauss linear corrected;
}

interpolationSchemes
{
    default         linear;
}

snGradSchemes
{
    default         corrected;
}

fluxRequired
{
    default         no;
    p_rgh           ;
}

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

A.5. Exemple d'entrées du dictionnaire *fvSolution pour le contrôle* des tolérances et les algorithmes d'équation

```
1/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
2| =========                 |                                                 |
3| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
4|  \\    /   O peration     | Version:  2.3.0                                 |
5|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
6|    \\/     M anipulation  |                                                 |
7\*---------------------------------------------------------------------------*/

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)"
    {
        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;
    }
}
relaxationFactors
{
    fields
    {
        p_rgh           0.7;
    }
    equations
    {
        U               0.3;
        T               0.5;
    }
}
// ************************************************************************* //
```

A.6. Exemple d'entrées du dictionnaire *transportProperties*

```
1/*--------------------------------*- C++ -*----------------------------------*\
2| =========                 |                                                 |
3| \\      /  F ield         | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox           |
4|  \\    /   O peration     | Version:  2.2.2                                 |
5|   \\  /    A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org                      |
6|    \\/     M anipulation  |                                                 |
7\*---------------------------------------------------------------------------*/

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] 3.27e-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;

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