République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Yahia Farés de MÉDÉA



Faculté de Technologie

Département de Génie Mécanique

Mémoire de fin d'études présenté

Pour l'obtention du diplôme de Master

FILIERE : Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

THÈME

Intensification des transferts de chaleur dans un canal bidimensionnel par l'utilisation des déflecteurs ou chicanes.

Présenté par:

BOUDJEMAA Saida

Proposé et dirigé par:

Dr. HENNICHE Rabah

Promotion 2019-2020

Remercîment

En premier lieu, nous tenons à remercier Allah, notre créateur pour nous avoir donné la force pour accomplir ce travail.

Nous tenons à remercier

Promoteur pour son grand soutien et ses conseils considérables.

Nous remercions également tous les enseignants du Génie mécanique

Que toute personne ait participé de près ou de loin à la

réalisation de ce travail accepte nos grands et sincères

remerciements

Dédicace

Voici enfin le temps que j'ai impatientèrent attendu, c'est le moment de présenter mes dédicaces à tous qui me sont très chères.

Je dédie ce modeste travail à mes très chères parents à toi, mon père la source de donner la tendresse, à toi ma mère la flamme de l'amour et l'affection, à mes frères : you et Sayeh, à mes sœurs : Samia et son marié Mohamed et leur fils Abouda, Zohra et son marié El Aide et leur fils Lokmen, Khara et son marié Anwar et leurs fils Abd-Rahmen, à mes petites sœur : Hadjer et Ikram. A toutes mes tantes et mes oncles son exceptions, à tous mes copines : Sabrina, Habiba, Fatma…et tous qui ma connu à tous mes enseignants dés le primaire jusqu'à l'université.

saida

Résumé

L'écoulement laminaire du fluide et l'amélioration du transfert de chaleur par convection mixte dans un canal vertical chicané et chauffé symétriquement a été étudié numériquement dans ce travail. Les chicanes sont installées sur les deux murs de façon alternée avec un espace constant. 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 (200-1000), nombre de Grashof (10^5 et 2×10^5) en plus la hauteur de chicane (0,25-0,5) et l'espacement entre chicanes (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 800 pour un rapport de blocage de 0,25). L'écoulement auto-assisté instable mène à une amélioration de transfert thermique jusqu'à 1.55 fois pour la hauteur de chicane h_b = 0,25 et jusqu'à 2.4 fois pour la hauteur de chicane h_b = 0,5 une fois comparé au canal lisse.

Mots clés : Chicanes ou déflecteurs, Convection mixte, Amélioration du transfert de chaleur.

Abstract

Laminar fluid flow and heat transfer enhancement in the unsteady state mixed convection regime in asymmetrically heated vertical baffled channel are numerically studied in this work. The baffles are installed on the two walls in an offset manner with the constant spacing. 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 (200 –1000) and Grashof number (10^5 and 2×10^5) in addition to the baffle height (0.25– 0.5) and baffle spacing (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 800 for a blockage ratio of 0.25). The unsteady self-sustained flow leads to heat transfer enhancement up to 1.55 times for baffle height h_b = 0.25 and up to 2.4 for baffle height h_b= 0.5.

Key words: Baffles, Mixed convection, Heat transfer enhancement.

ملخص

هذا العمل يدرس رقمياالتدفق 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 (200إلي 1000) وعدد قراشف (10^5 إلى 2×10^5) بالإضافة إلى ارتفاع الأجنحة (0,25 إلى 0,5) 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 800 لنسبة انسداد 0,25). يؤدي التدفق الحاضر ذاتيا غير المستقر إلى تعزيز نقل الحرارة إلى 1,55 مرة بالنسبة لارتفاع الأجنحة h_b = 0,25 وتصل إلى 2,4 مرة بالنسبة لارتفاع الأجنحة h_b= 0,5 عند مقارنتها بالقناة الملساء.

الكلمات المفتاحية : الأجنحة، الحمل الحراري المزدوج، تعزيز التبادل الحراري.

Sommaire

Titres	page
Remercîment	**-**
dédicace	**-**
sommaire	**I**
Liste des tableaux	**III**
Liste des figures	**IV**
Introduction générale	**01**
Chapitre I **Etude bibliographique**	
1.1. Généralités	**04**
1.1.1. Convection naturelle	**04**
1.1.2. Convection forcée	**05**
1.1.3. Convection mixte	**05**
1.2. Notions thermiques	**06**
1.3. Bibliographies	**06**
1.4. Conclusion	**15**
CHAPITRE II **MODELE MATHEMATIQUE ET METHODE NUMERIQUE**	
2.1 Introduction	**18**
2.2. Définition de problème et formulation mathématique	**18**
2.3 Eléments mathématiques de base (équations bilans)	**19**
2.3.1. Equation de continuité	**20**
2.3.2. Equation de conservation de la quantité de mouvement	**20**
2.3.3. Equation de conservation de l'énergie	**21**
2.4. Hypothèses simplificatrices	**21**
2.4.1. Equations régissant le Problème étudie	**22**
2.4.1.1. Equation de continuité	**22**
2.4.1.2. Equations de quantité de mouvement	**23**
2.4.1.3. Equation de l'énergie	**24**
2.4.2. Formulation adimensionnelle	**24**
2.5. Nombres sans dimensions caractérisant le problème étudié	**25**
2.5. Conditions initiales et aux limites adimensionnelles	**27**

2.5.1. Hydrodynamiques	**27**
2.5.2. Thermiques	**28**
2.6. Présentation des résultats	**29**
2.6.1. Nombre de Nusselt :	**29**
2.6.2. Coefficient de frottement :	**31**
2.7. Méthodes numériques	**31**
2.7.1. Choix de la méthode de discrétisation	**32**
2.7.2. Maillage	**34**
2.7.3. Discrétisation de l'équation générale de transport	**35**
2.7.3.1. La fonction A(|P|) pour différents schémas numériques	**36**
2.8. Présentation d'OpenFOAM	**37**
2.8.1. Algorithmes utilisés dans le traitement de résultats	**40**
2.8.1.1. L'algorithme SIMPLE	**40**
2.8.1.2. L'algorithme PISO	**41**
2.8.1.3. L'algorithme PIMPLE	**42**
Chapitre III **Résultats et discussion**	
3.1. Introduction	**46**
3.2. Indépendance du maillage	**46**
3.3. Validation du code de calcul	**47**
3.4. Présentation des résultats	**48**
3.4.1. Écoulement et champs thermiques	**49**
3.4.2. Evolution de la composante de vitesse axiale en fonction du temps	**52**
3.4.3. Etude paramétrique	**53**
Conclusion Générale	**60**
Références bibliographiques	**63**

Liste des tableaux

N^0	Titres	page
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.	**27**
Tableau 2.2	Conditions aux limites sous forme adimensionnelles.	**29**
Tableau 2.3:	Les expressions de la fonction $A(\|P\|)$ pour différents schémas numériques.	**37**
Tableau 3.1:	Effet de la taille de grille sur le nombre de Nusselt moyen pour Re = 1000, $Gr = 2\times10^5$ et $h_b = 0.25$.	**47**

Liste des figures:

N⁰	Titres	page
Figure.1.1.	Présentation de la convection dans une casserole.	5
Figure.1.2.	Four à convection forcée.	5
Figure.1.3.	Configuration étudiée par Kellar et Patankar	8
Figure.1.4.	Dispositif expérimental utilisé par Berner et al.	8
Figure.1.5.	Configuration étudiée par Lopez et al.	9
Figure.1.6.	Configuration étudiée par Roberts	9
Figure.1.7.	Diagramme expérimentale de l'installation étudiée par Dutta et Hossain	10
Figure.1.8.	Configuration étudiée par Guzmán et Del Valle	10
Figure.1.9.	Configuration étudiée par Mousavi et Hooman	11
Figure.1.10.	Configuration étudiée par Zhang et al.	11
Figure.1.11.	Configuration étudiée par Cheng et al	12
Figure.1.12.	Configuration étudiée par Chang et Shiau	13
Figure.1.13.	Configuration étudiée par Fu et al	14
Figure.1.14.	Configuration étudiée par Tsai-Shou Chang	14
Figure.1.15.	Configuration étudiée par Nemitallah and Zohir	15
Figure 2.1.	Configuration géométrique du problème étudie.	19
Figure 2.2	: *Volume de contrôle bidimensionnel.*	34
Figure 2.3:	Volume de contrôle décalé vers la droite.	35
Figure 2.4:	FVolume de contrôle décalé vers le haut.	35
Figure 2.5	Structure du Code de calcul OpenFOAM.	38
Figure 3.1.	Comparaison de présent travail avec ceux de : (*a*) Desrayaud et lauriat (2009), (*b*) Abu-Mulaweh et al (1993).	48

Figure 3.2.	Lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 10^5$, $h_b = 0{,}25$.	50
Figure 3.3.	Contours des isothermes pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 10^5$, $h_b = 0{,}25$.	51
Figure 3.4.	Evolution de la vitesse (U) en fonction de temps au point (X=12, Y=0,5) pour $Re = 400$, $Gr = 10^5$, $h_b = 0{,}25$.	52
Figure 3.5.	Evolution de la vitesse (U) en fonction de temps au point (X=12, Y=0,5) pour $Re = 1000$, $Gr = 2\times10^5$, $h_b = 0{,}25$.	53
Figure 3.6.	Variation du rapport du nombre de Nusselt (Nu/Nu_0) en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour $h_b = 0{,}25$ et deux valeurs du nombre de Grashof (Gr).	54
Figure 3.7.	Variation du rapport du facteur de frottement (f/f_0) en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour $h_b = 0{,}25$ et deux valeurs du nombre de Grashof (Gr).	55
Figure 3.8.	Variation du rapport de nombre de Nusselt (Nu/Nu_0) en fonction du nombre de Reynolds pour différents h_b à $Gr = 2\times10^5$.	56
Figure 3.9.	Variation du rapport de facteur de frottement (f/fs) en fonction du nombre de Reynolds pour différents h_b à $Gr = 2\times10^5$.	57
Figure 3.10.	Facteur de performance en fonction du nombre de Reynolds pour différents rapports de blocage à $Gr = 2\times10^5$.	58

Nomenclature

Symbole	*Définition*
$A(\|P\|)$	Fonction d'un schéma numérique
c_p	Chaleur spécifique de l'air [J $kg^{-1}K^{-1}$]
D	Espacement adimensionnel entre chicanes [D = d/H =1.5]
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 [$Ri = Gr/Re^2$]
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	Facteur de performance [(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
0	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

Introduction générale

Introduction générale

Le transfert de chaleur par convection forcée, naturelle ou mixte a un intérêt considérable dans plusieurs domaines d'ingénierie, tels que les échangeurs de chaleur, les équipements électroniques, les réacteurs nucléaires et d'autres systèmes thermiques. L'entendement et la maitrise du transfert de chaleur, particulièrement par convection mixte, joue un rôle très important dans la conception et l'amélioration de l'efficacité des systèmes thermiques dans le but d'améliorer leur performance énergétique.

Dans les canales 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, la perturbation périodique des couches hydrodynamiques et thermiques de frontière est nécessaire, 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. En ce travail, la rupture des couches de frontière est effectuée en introduisant des chicanes de façon alternée et périodique dans le canal.

L'objectif de ce travail rentre dans la compréhension de l'écoulement et l' évaluation de l'amélioration du transfert de chaleur lors d'un écoulement dans un canal équipé de quatre chicanes identiques et posées d'une manière alternative sur les deux parois chauffées du canal en convection mixte. D'autre part, l'effet des paramètres adimensionnels sur le phénomène sera étudié. Notamment, le nombre de Reynolds, le nombre de Grashof ainsi que la hauteur des chicanes seront examinés.

Le présent travail traite un problème ayant une relation directe avec les applications qui font intervenir les phénomènes du transfert de chaleur 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. Dans le deuxième chapitre nous présentons en détail le modèle mathématique ainsi que la méthode des volumes finis utilisée dans ce travail et le code numérique *OpenFOAM*. La présentation et la discutions des résultats, fait l'objet du troisième 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.

Chapitre I

Etude bibliographique

1.1. Généralités

Le transfert de chaleur par convection trouve une très large application dans de nombreux procédés et mécanisme, en industrie comme dans la nature. C'est le mode de transfert de chaleur le plus utilisé comparé aux deux autres modes, la conduction et le rayonnement.

La convection est le mode de transfert de chaleur qui se produit uniquement entre une surface solide et un fluide en mouvement; c'est le transport d'énergie qui dû à des mouvements macroscopiques et à un processus de diffusion thermique **[**1,2**]**. La convection consiste essentiellement en la transmission de l'énergie par le mouvement ou le déplacement macroscopique d'une parcelle (grand nombre de molécules), généralement d'un fluide d'une région à autre. Ce mécanisme est accompagné toujours par le transfert d'énergie dû au mouvement moléculaire et qui représente le coté conductif de ce mode. En fonction de l'origine du mouvement du fluide, on distingue deux modes de convection : la convection forcée et la convection naturelle, lorsque ces deux modes de convection existent en même temps, on parle de la convection dite mixte.

1.1.1. Convection naturelle

La convection est dite naturelle ou libre lorsque le mouvement du fluide est créé par la gravité lié à l'écart de température entre le fluide et la surface solide. Elle apparaît spontanément et se produit dans un fluide au sein duquel existe un gradient de température. C'est le cas dans une pièce où l'air chaud produit au niveau du sol va monter au plafond tandis que l'air froid va descendre. Le mouvement est dû au fait que les molécules en contact avec le sol vont se réchauffer (transfert de chaleur par conduction entre les molécules et la paroi du sol). La chaleur gagnée par ces molécules d'air fait que leur température augmente et leur masse volumique diminue. L air chaud devient donc moins dense (plus léger) que l'air froid et s'élève donc sous l'effet d'une force d'Archimède, laissant sa place à d'autres molécules qui vont se réchauffer à leur tour. L'échange dans ce cas ne fait intervenir que les forces de gravité qui conditionne le mouvement des particules du fluide [3]. Cette forme d'échange dépend principalement du nombre de Grashof (*Gr*) définie par :

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

Exemple : mouvement de l'eau dans une casserole chauffée sur un feu (Fig.1.1).

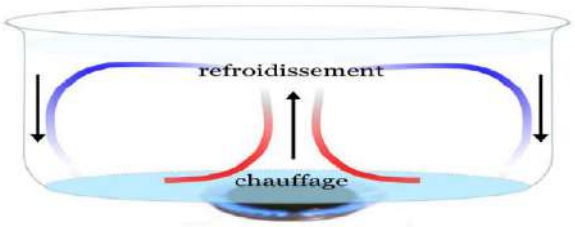


Figure.1.1. Présentation de la convection dans une casserole.

1.1.2. Convection forcée

On parle de la convection forcée lorsque le mouvement des particules résulte de la pression appliquée au fluide par l'intermédiaire des moyens mécaniques, (pompes, ventilateurs…etc). Pour ce mode de convection, c'est le nombre de Reynolds qui gouverne l'écoulement [3].

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

Exemple : une pompe ou un ventilateur (radiateurs de voiture, montages électroniques refroidis ou chauffés par ventilateur, four électrique ….etc.) (Fig.1.2).

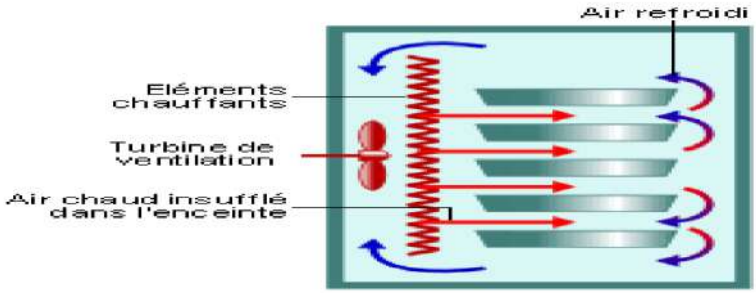


Figure.1.2. Four à convection forcée.

1.1.3. Convection mixte

On parle de la convection mixte, lorsque les mécanismes de la convection forcée et celui de la convection libre coexistent avec des ordres de grandeur comparables. Dans ce mode de convection on ne peut négliger ni les forces d'inertie ni celle dues à la poussée d'Archimède. En effet, Les limites des 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 ($Ri = Gr/Re^2$) [4].

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).

Exemple : Convection sur un radiateur dans une pièce très fortement ventilée.

1.2. Notions thermiques

- **Flux thermique:** Le flux thermique c'est la quantité d'énergie thermique qui traverse une surface isotherme par unité de temps.

- **Conductivité thermique:** La conductivité thermique (notée λ) correspond à la capacité d'un matériau à conduire la chaleur. Elle représente la quantité de chaleur transférée par unité de surface et par unité de temps, sous un gradient de température.

- **Résistance thermique:** La résistance thermique (notée *R*) correspond à la capacité d'un matériau à résister au froid et à la chaleur. Elle est déterminée en divisant l'épaisseur du matériau (e) par la conductivité thermique de ce dernier (λ).

- **Coefficient de transfert thermique:** Le coefficient de transfert thermique (noté *h*) caractérise les déperditions thermiques d'un matériau ou d'une paroi. C'est l'inverse de la résistance thermique (*R*).

- **Capacité thermique massique** : On appelle capacité thermique massique (Cp) la quantité de chaleur qu'il faut appliquer à 1kg de matière pour élever sa température de 1K.

- **Capacité thermique** : La capacité thermique est l'énergie qu'il faut apporter à un corps pour augmenter sa température de 1K. Elle s'exprime en (J/K). C'est une grandeur extensive [5].

1.3. Bibliographies

Le transfert de chaleur par convection en écoulement laminaire dans les canaux lisses a été un objectif important aux chercheurs depuis plusieurs décennies, puisqu'il est fréquemment rencontré dans les dispositifs thermiques ou dans les fluides. D'autre part, puisque le coefficient de transfert de chaleur en écoulement laminaire dans un canal lisse est insuffisant pour des applications réelles, alors une amélioration de transfert de chaleur devient particulièrement importante [6].

Pour augmenter le transfert de chaleur en convection dans un canal lisse, l'une des techniques utilisée est de placer des chicanes sur les parois du canal en ligne ou en arrangement décalé afin de passer dans le champ d'écoulement convectif un transfert de chaleur élevé. Les chicanes créent une superficie additionnelle pour le transfert de chaleur et améliorent le mélange de l'écoulement. En plus, Les chicanes interrompent les couches hydrodynamiques et thermiques de frontière et forment une zone de recyclage entre deux chicanes adjacentes, excitent les instabilités des écoulements menant donc à augmenter le taux de transfert thermique. Dans cette étude bibliographique on citera des travaux se rapportant au cas d'un canal avec des chicanes dans le cas de la convection forcée pure et la convection mixte.

Le transfert de chaleur par convection dans un canal munis des chicanes peut trouver son application pratique dans plusieurs domaines d'ingénierie, tels que les échangeurs de chaleur, des régénérateurs thermiques, des dispositifs de refroidissement électroniques.

Dans cette étude bibliographique on citera des travaux se rapportant au cas d'un canal avec des chicanes dans le cas de la convection forcée pure et la convection mixte.

La séparation, la recirculation et le réattachement de l'écoulement après chaque chicane sont les motifs les plus importants de l'amélioration du transfert thermique dans de telles applications. Un certain nombre de travaux précédents ont été concentrés sur les études des comportements d'écoulement et des caractéristiques de transfert thermique dans des canaux chicanés dans le cas de la convection forcée pure plus que dans le cas de la convection mixte.

Patankar et al. [7], ces auteurs ont rapporté le premier travail sur l'analyse numérique de l'écoulement en convection forcée dans un conduit. Ils ont présenté le concept de l'écoulement périodique entièrement développé. Une investigation numérique pour un écoulement en convection forcée laminaire entre deux parois planes parallèles avec chicanes (Fig.1.3), a été réalisée par **Kellar et Patankar** [8]. Les résultats prouvent que l'écoulement est caractérisé par de fortes déformations et de grandes régions de recirculation. En général, le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement augmentent avec le nombre de Reynolds. Leurs résultats montrent aussi que les performances thermiques augmentent avec l'augmentation de la taille de chicanes et avec la diminution de l'espacement entre chicanes. En outre, une augmentation substantielle du transfert thermique est particulièrement observée pour un nombre de Prandtl plus élevé des fluides.

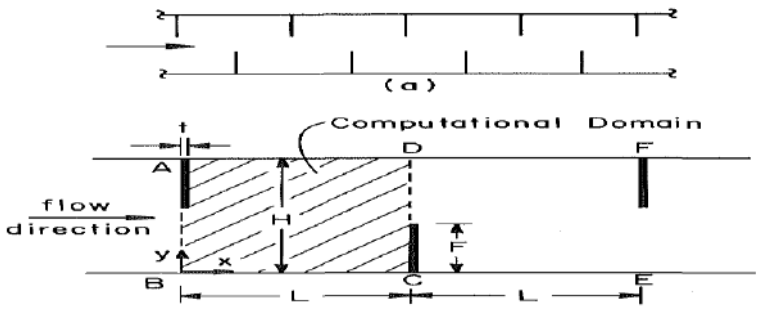


Figure.1.3. Configuration étudiée par **Kellar et Patankar [8].**

Berner et al. [9] ont mené une investigation expérimentale dans un canal avec dix chicanes transversales fixées alternativement sur les deux parois opposés du canal (Fig.1.4), un comportement laminaire d'écoulement a été trouvé avec un nombre de Reynolds inférieur à 600. Cependant, pour de telles conditions que l'écoulement est exempt la perte de vortex.

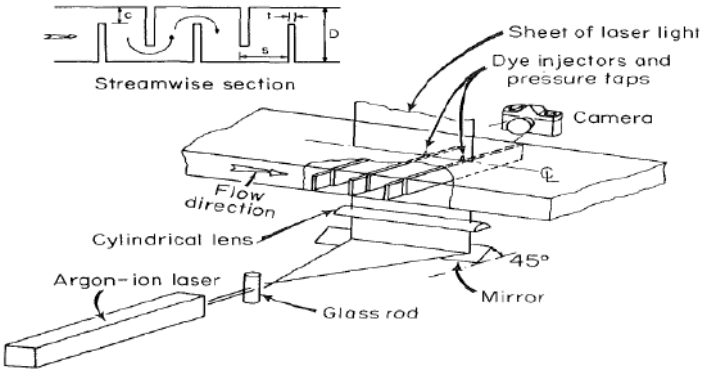


Figure.1.4. Dispositif expérimental utilisé par **Berner et al. [9].**

Lopez et al. [10] ont effectué une étude numérique sur le transfert de chaleur en convection forcée laminaire dans un canal tridimensionnel avec des chicanes en lesquelles un flux de chaleur uniforme a été appliqué sur les deux parois supérieur et inférieur du canal. Par contre, 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 avec l'augmentation de la conductivité thermique de la chicane. En outre, Leurs résultats montrent également que l'effet tridimensionnel sur le coefficient de frottement ne peut pas être négligé pour un rapport de blocage de 0.5 et augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

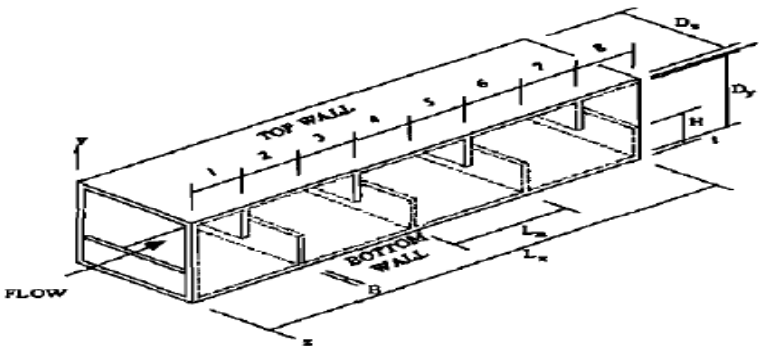


Figure.1.5. Configuration étudiée par **Lopez et al. [10].**

Roberts [11] a étudié numériquement et expérimentalement sur l'écoulement du fluide et le transfert thermique dans un canal avec des chicanes attachées en ligne et périodiquement sur les deux parois (Fig.1.6). Les résultats ont prouvé que l'écoulement est régulier et symétrique au bas nombre de Reynolds, avec des zones de recirculation après chaque chicane. À un nombre de Reynolds critique qui est autour de 100 l'écoulement devient asymétrique et instable. Les résultats numériques pour l'écoulement laminaire ont montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux pour des écoulements réguliers et instables pour l'écoulement 2D .Cependant, les résultats expérimentaux ont montré une transition secondaire en écoulement tridimensionnel dans le régime turbulent.

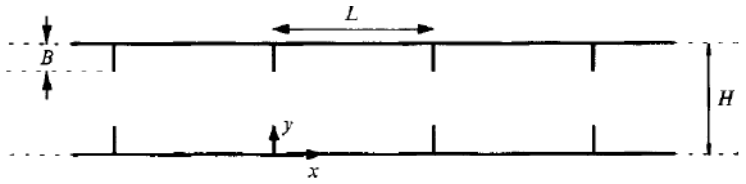


Figure.1.6. Configuration étudiée par **Roberts [11].**

Dans un autre travail par **Wang et al.** [12] ils ont constaté que pour le cas où les chicanes sont placées en ligne, l'écoulement est instable à un nombre de Reynolds critique environ 110. Pour le cas où les chicanes sont placées en arrangement décalé, cette valeur est environ 200. Leurs résultats ont démontré qu'une augmentation importante du taux de transfert thermique est obtenue quand l'écoulement devient instable, mais, cette augmentation associée par une plus grande chute de pression.

Dutta et Hossain [13] ont étudié expérimentalement l'amélioration de transfert thermique avec deux chicanes inclinées où la première chicane est placée sur la surface supérieure chauffée et la deuxième chicane est fixée sur la surface inférieure isolée ou sur la surface supérieure chauffée (Fig.1.7) avec un nombre de Reynolds varie entre 1200 et 41000.

Les résultats ont montré que deux chicanes inclinées augmentent le coefficient local de transfert thermique pour une plus longue région d'intérêt, et la perte de pression est beaucoup plus haute que celle d'un arrangement simple de chicane. Le nombre de Nusselt moyen peut être aussi augmenté jusqu'à cinq fois le nombre de Nusselt moyen en canal lisse.

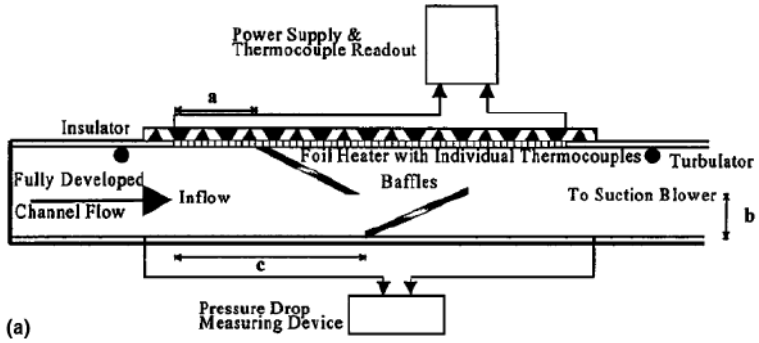


Figure.1.7. Diagramme expérimentale de l'installation étudiée par **Dutta et Hossain [13].**

Guzmán et Del Valle [14] ont effectué une étude numérique sur le scénario de transition et les caractéristiques de transfert thermique dans un canal cannelé (Fig.1.8) où le régime d'écoulement évolué d'un régime laminaire à un régime transitoire. Ils ont constaté que le taux moyen de transfert thermique demeure la plupart du temps constant dans le régime régulier laminaire mais il augmente sans interruption dans le cas du régime transitoire. L'augmentation de transfert thermique est plus haute quand le régime d'écoulement est quasi-périodique plutôt que périodique.

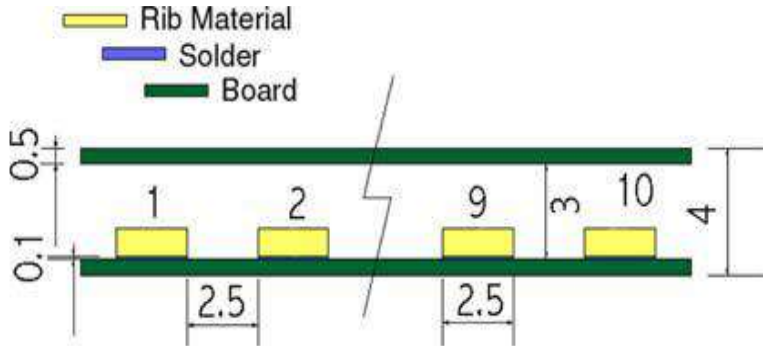


Figure.1.8. Configuration étudiée par **Guzmán et Del Valle [14].**

Mousavi et Hooman [15], étudiés numériquement l'écoulement laminaire et le transfert thermique dans la région d'entrée d'un canal horizontal bidimensionnel avec des murs isothermes et avec des chicanes fixées aux deux parois d'une manière décalée (Fig.1.9). Les résultats sont présentés pour un nombre de Reynolds dans la gamme de 50 à 500, tailles de chicane entre 0 et 0,75 et un nombre de Prandtl peut changer de 0,35 à 10. Ils ont constaté

que le développement de la périodicité de l'écoulement dépend non seulement du rapport de blocage et du nombre de Reynolds, mais également dépend du nombre de Prandtl.

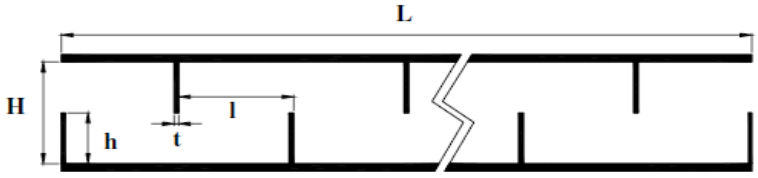


Figure.1.9. Configuration étudiée par **Mousavi et Hooman [15]**.

Zhang et al. [16] 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.1.10). Leurs résultats montrent que les chicanes causent le réattachement/ séparation de l'écoulement et affectent la performance local 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.

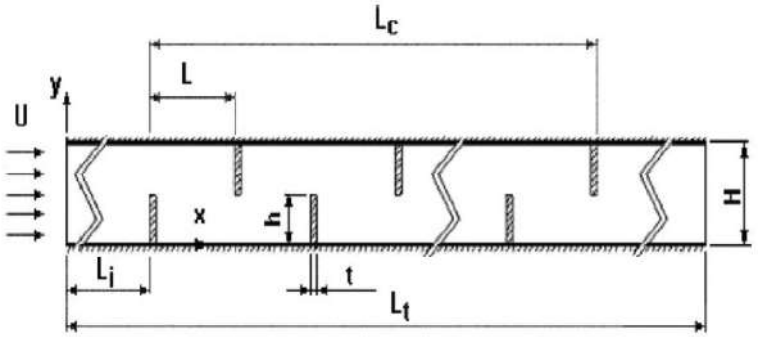


Figure.1.10. Configuration étudiée par **Zhang et al. [16].**

Quelques travaux ont été intéressés par la convection de la chaleur sous l'effet de la flottabilité dans un canal avec des chicanes. La convection mixte aidée dans un canal chauffé asymétriquement avec des chicanes fixées au mur chauffé (Fig.1.11) a été numériquement étudiée par **Cheng et al [17].** Leurs résultats ont montré 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.ils ont trouvé 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, la hauteur des chicanes et l'angle d'inclinaison du canal.

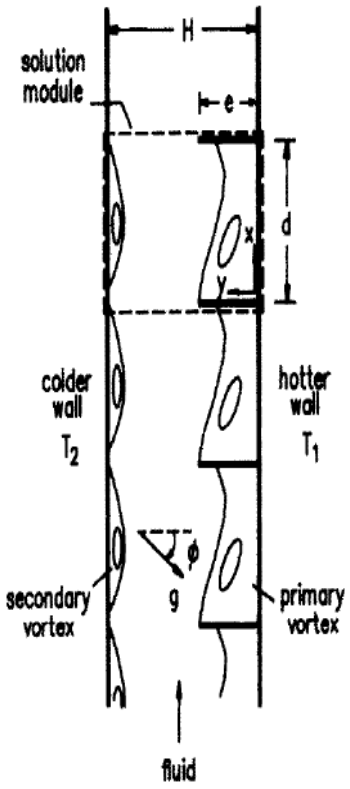


Figure.1.11. Configuration étudiée par **Cheng et al [17].**

Les effets d'une chicane horizontale sur les caractéristiques de transfert thermique de la convection mixte opposé pulsative dans un canal ouvert verticale à plaques parallèles (Fig.1.12) ont été numériquement explorés par **Chang et Shiau** [18]. 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 de nombre de Nusselt moyen se produit à quelques fréquences pulsatives spécifiques imposées qui peuvent être considérées comme la fréquence normale du système.

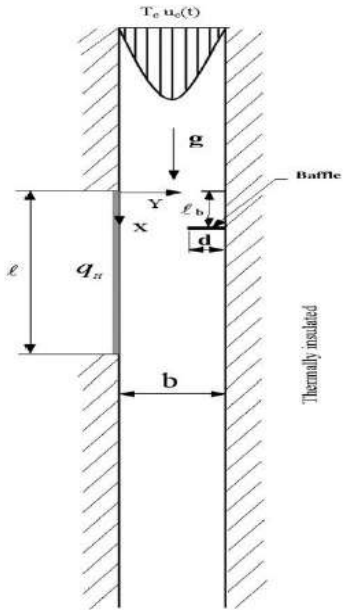


Figure.1.12. Configuration étudiée par **Chang et Shiau [18].**

Fu et al. [19] ont étudié numériquement l'amélioration du transfert thermique en cas de la convection mixte dans un canal vertical tridimensionnel en en présence d'un bloc mince mobile (Fig.1.13). Ils ont constaté que le taux de transfert thermique est meilleur pour un nombre de Reynolds plus élevé au bas rapport de Gr/Re^2. Cependant, quand l'effet de la force de flottabilité est immense le taux de transfert thermique devient faible. Ils ont conclu qu'un effet de contradiction sur le perfectionnement de transfert thermique est obtenu.

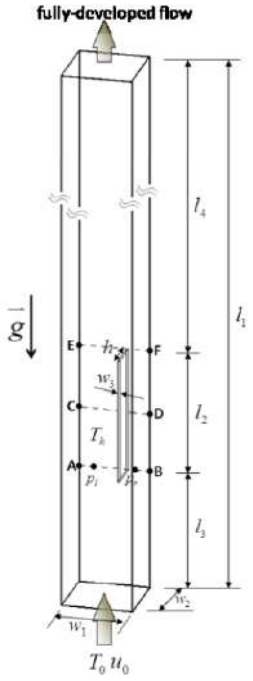


Figure.1.13. Configuration étudiée par **Fu et al [19].**

Tsai-Shou Chang [20] a étudié numériquement l'écoulement laminaire tridimensionnel en cas de la convection mixte dans un canal horizontal avec une surface de chauffée sur une des parois latérales et une chicane est attachée sur la paroi latérale froide opposée (Fig.1.15). Il a constaté qu'une bulle de recyclage apparaît proche du mur supérieur et de la surface chauffée lorsque la force de flottabilité est intense. En outre, la région rétrécie d'écoulement créée par la chicane peut être accélèrent le fluide et augmentent par conséquent le transfert thermique. Il a constaté aussi que le perfectionnement de transfert thermique dépend de la position de la cloison et des zones de recirculation.

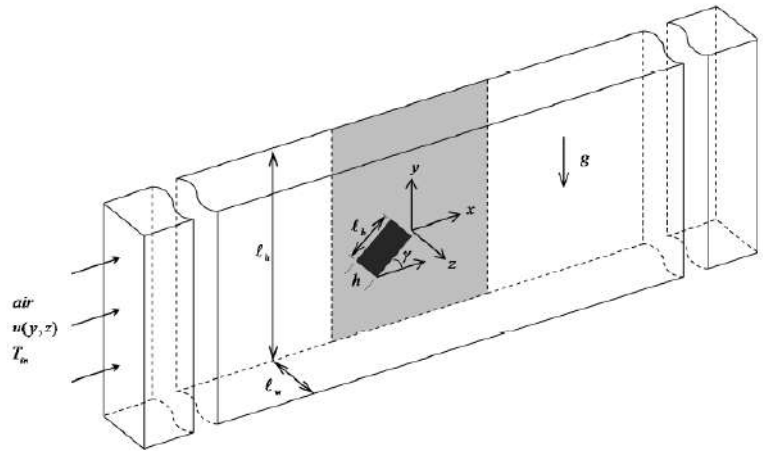


Figure.1.14. Configuration étudiée par **Tsai-Shou Chang [20].**

Nemitallah and Zohir [21] ont effectué une simulation numérique de la convection mixte ascendante dans un canal vertical avec un rangé de chicanes attachées au mur chauffé (Fig.1.16). 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 du mur plus froid et leur taille augmente avec l'augmentation du chauffage.

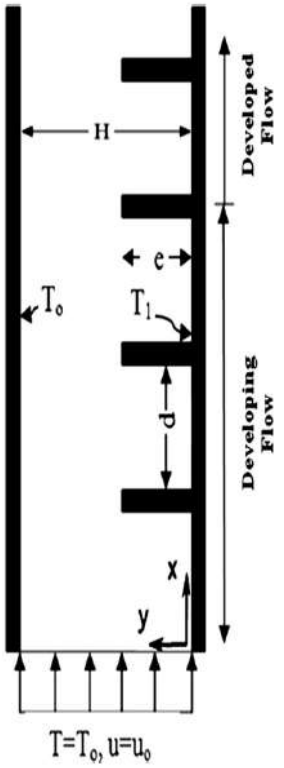


Figure.1.15. Configuration étudiée par **Nemitallah and Zohir [21].**

1.4. Conclusion

D'après la synthèse bibliographique précédant, ont constate que l'utilisation des chicanes en transfert thermique a montré un intérêt certain et il est largement dans la technologie en rapport avec l'échange de chaleur. On constate également de cette analyse bibliographique 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 frottement qui caractérise la puissance de pompage utilisé. Par contre, notre 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 vertical en présence des chicanes attachées en alternance sur les deux parois chauffées du canal en convection mixte stationnaire et instationnaire.

CHAPITRE II

MODELE MATHEMATIQUE ET

METHODE NUMERIQUE

Chapitre II : MODELE MATHEMATIQUE ET METHODE NUMERIQUE

2.1. Introduction

Cette étude traite le phénomène de transfert de chaleur par combinaison des deux modes de convections forcée et naturelle (convection mixte) dans un canal vertical en présence des déflecteurs attachées aux deux parois de la section médiane chauffée d'une manière alternative. Le cas étudie est l'écoulement laminaire ascendant (convection favorable) en régime stationnaire aussi bien qu'un régime instationnaire. Pour atteindre les objectifs visés. Afin de simuler tout les phénomènes mis en jeu, une technique approprie a été définie. Dans ce chapitre, nous présentons la formulation mathématique qui gère le problème étudie et qui s'appui sur les équations liant les différentes grandeurs physiques à savoir: la vitesse, la pression et la température. Ensuite, nous posons les conditions initiales et aux limites adéquates à ce problème.

2.2. Définition de problème et formulation mathématique

La configuration de l'écoulement analysé dans ce travail est montrée dans la figure 2.1.il s'agit d'un canal vertical bidimensionnel de largeur H, avec quatre chicanes identiques régulièrement distribuées sur les deux parois de la section médiane chauffée d'une manière alternative pour étudier la convection mixte laminaire. 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 comme le montre sur la figure 2.1. Les chicanes ont une hauteur sans dimension de h_b = (h/H) correspond au rapport de blocage pour une largeur de canal unité. La distance entre deux chicanes consécutifs est D = (d/H) qui égale à 1.5.

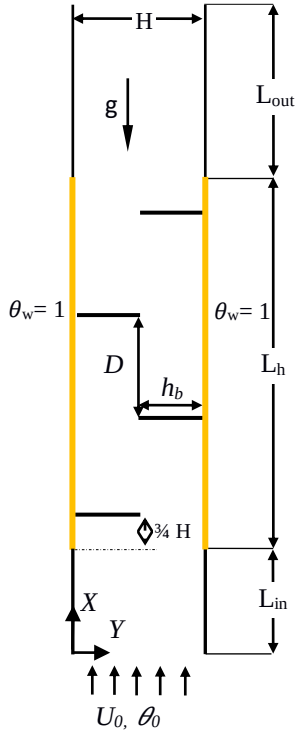


Figure 2.1. Configuration géométrique du problème étudie.

2.3 Eléments mathématiques de base (équations bilans)

La formulation mathématique régissant l'écoulement et le transfer de chaleur d'un fluide visqueux newtonien en convection mixte repose sur les équations générales de mécanique des fluides et de la thermodynamique. Ces équations sont les équations locales de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie qui liant les différents paramètres à savoir : la vitesse, la pression et la température. La résolution de ces équations en convection mixte consiste en la détermination des champs de vitesse, de pression et de temperature en tout point du domaine occupé par le fluide. Les équations de base pour un fluide visqueux newtonien ainsi que les conditions aux limites adéquates régissant le phénomène de transfert de chaleur en régime instationnaire seront données dans les sections suivantes.

2.3.1. Equation de continuité

Cette équation est déduite du principe de la conservation de la masse. Elle s'exprime sous la forme suivante, [22]:

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

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

2.3.2. Equation de conservation de la quantité de mouvement

Cette équation est déduite de la deuxième loi de la dynamique ($2^{ème}$ loi de Newton), qui stipule que la variation temporaire de la quantité de mouvement pour une particule fluide est égale à la somme de toutes les forces extérieures exercées sur cette particule fluide. Elle s'écrit sous la forme générale comme suit, [22]:

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

Avec:

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

Où:

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

$\vec{g}$: vecteur de gravité

μ : 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.

2.3.3. Equation de conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est déduite à partir du premier principe de la thermodynamique. Pour un fluide Newtonien incompressible, elle s'écrit sous la forme suivante, [22] :

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

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.

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

2.4. Hypothèses simplificatrices

Afin d'avoir une résolution commode de système d'équation décrit dans la section précédente. Plusieurs hypothèses réalistes, justifiées expérimentalement, ont été retenues. Les hypothèses prises en considération dans cette étude sont les suivantes:

- ✓ Ecoulement laminaire instationnaire.
- ✓ Fluide visqueux, newtonien et incompressible (air).
- ✓ Ecoulement bidimensionnel (2D) selon *x* et *y*
- ✓ Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.

L'intervalle de température considéré dans cette étude est faible, donc ; l'effet radiatif des parois est négligeable [23].

- ✓ La chaleur générée par la dissipation visqueuse est négligeable.

Du fait que la vitesse et la viscosité de l'air sont faibles, la dissipation d'énergie d'origine purement mécanique est négligée. Cette hypothèse a été étudiée par, [24].

- ✓ 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 [25]. 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 exprimée par [26] :

$$\rho = \rho_0\ (1 - \beta(T - T_0)) \qquad (2.6)$$

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 :

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

- ✓ Le fluide forcé entre dans le canal avec une température constante ($\theta_0 = 0$) et une vitesse constante et uniforme ($U_0 = 1$).

2.4.1. Equations régissant le Problème étudie

En adoptant les hypothèses simplificatrices motionnées dans le paragraphe précédant. Les équations régissant l'écoulement et le transfert de chaleur en convection mixte aidée dans un canal vertical bidimensionnel s'écrivent comme suit :

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 donne :

Suivant *x* :

$$F_x = \rho \times g_x = \rho_0\ (1 - \beta(T - T_0))g \tag{2.9}$$

Suivant *y* :

$$F_y = \rho g_y = 0 \tag{2.10}$$

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** [27] donne les équations suivantes:

$$p_m = p + \rho_0 g x \tag{2.11}$$

Suivant *x* :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p_m}{\partial x} + \nu\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right] + g\beta(T - T_0) \tag{2.12}$$

Suivant *y* :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p_m}{\partial y} + \nu\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right] \tag{2.13}$$

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

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \alpha\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right] \tag{2.14}$$

Avec :

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

2.4.2. Formulation adimensionnelle

La transformation des équations bilans citées précédemment sous leur forme adimensionnelle permet d'exprimer la réalité du phénomène physique, c'est-à-dire ressortir les grandeurs et les paramètres intervenant dans le phénomène. La forme adimensionnelle est utilisée afin de trouver des solutions générales aux problèmes physiques indépendamment des systèmes de mesure. Elle permet aussi la simplification de la résolution des systèmes d'équations et la réduction des paramètres physiques. En effet, pour faire apparaître les

paramètres de contrôle du problème étudié, il est nécessaire de choisir certaines dimensions caractéristiques adéquates. Les grandeurs caractéristiques choisis 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, le temps caractéristique (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

En utilisant les variables adimensionnelles citées précédemment, les équations adimensionnelles de continuité, de quantités de mouvement et d'énergie gouvernant le phénomène de la convection mixte bidimensionnel de notre problème sont présentées dans le système de coordonnés cartésien comme suit:

- **Equation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \qquad (2.15)$$

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

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P_m}{\partial X} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right) + \frac{Gr}{Re^2}\theta \qquad (2.16)$$

- *Suivant Y*

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U\frac{\partial V}{\partial X} + V\frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P_m}{\partial Y} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right) \quad (2.17)$$

- **Equation de l'énergie**

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U\frac{\partial \theta}{\partial X} + V\frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{PrRe}\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right) \quad (2.18)$$

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 et 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 la grandeur relative entre la convection naturelle (forces de flottabilité) et la convection forcée (forces d'inertie) pour un fluide donné. Si le nombre de Richardson est très bas, alors la convection forcée est dominante. S'il est très haut, alors 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 (CF, CN) est tous les deux devraient être considérés. La gamme dans laquelle les effets convectifs sont importants est : $0.1 < Ri < 10$. [1].

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

Les équations précédentes forment un système d'équations qui gouvernent notre modèle physique d'intérêt. Ces équations peuvent s'écrire sous la forme d'une équation générale dite de transport, [27].

$$\underset{1}{\frac{\partial \varphi}{\partial \tau}} + \underset{2}{div(\bar{V}\varphi)} = \underset{3}{\Gamma_\varphi(\nabla^2\varphi)} + \underset{4}{S_\varphi} \qquad (2.19)$$

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*	$-\frac{\partial P_m}{\partial Y}+\frac{Gr}{Re^2}\theta$
De l'énergie		θ	$\frac{1}{Pe}=\frac{1}{Re\ Pr}$	0

2.5. 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 sont nécessaires aux bords de la géométrie simulée ($\tau > 0$). 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 dynamiques et thermiques.

2.5.1. Hydrodynamiques

Ces conditions aux limites définissent les comportements dynamiques de notre système à la frontière du domaine. 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:

$$U = V = 0$$

La condition aux limites imposée pour la pression à l'entrée du canal est le gradient de pression est nul, tandis que pour la vitesse une vitesse 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 est égale la la pression ambiante.

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

2.5.2. Thermiques

Ces conditions aux limites définissent les comportements thermiques de notre système à la frontière du domaine. 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 parois adiabatiques des sections en amont et 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 peuvent être résumées dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2 Conditions aux limites sous forme adimensionnelles.

<table>
<tr><th colspan="2">Limite</th><th>Conditions hydrodynamiques</th><th>Conditions thermiques</th></tr>
<tr><td colspan="2">X = 0, 0 ≤ Y ≤ 1 (à entrée)</td><td>U = 1, V = 0, $\frac{\partial P_m}{\partial X} = 0$</td><td>θ = 0</td></tr>
<tr><td colspan="2">X= L_{in}+L_h+L_{out}, 0 ≤ Y ≤ 1 (à la sortie)</td><td>$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = 0,\ P_m = 0$</td><td>$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$</td></tr>
<tr><td rowspan="3">Y=0 et Y=1 (aux parois)</td><td>0 ≤ X ≤ L_{in}</td><td rowspan="3">U = V = 0</td><td>$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$</td></tr>
<tr><td>L_{in} < X ≤ L_h</td><td>θ = 1</td></tr>
<tr><td>L_h <X ≤ L_{out}</td><td>$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$</td></tr>
</table>

2.6. Présentation des résultats

Les résultats du présent travail sont présentés sous forme adimensionnels pour une généralisation et 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.

2.6.1. Nombre de Nusselt :

Le nombre de Nusselt, qui exprime une comparaison entre le flux transmis par convection thermique et celui transmis par conduction à l'interface fluide–solide, est calculé localement puis moyenné par rapport à l'espace. Il est donné selon le type d'écoulement (stationnaire, instationnaire) par les expressions suivantes:

Le nombre de Nusselt local défini par le gradient local de la température aux parois est donné par:

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

Le nombre de Nusselt moyen représente le nombre instantané du nombre de Nusselt, qui est indépendant du temps pour un écoulement stationnaire est donné le long de la section chauffée (L_h) 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:

$$\overline{Nu_X} = \frac{1}{\tau_p}\int_0^{\tau_p} Nu_X \; d\tau$$

La moyenne de la moyenne temporelle du nombre de Nusselt est défini 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_0) pour pouvoir évaluer le taux d'amélioration du transfert thermique lorsqu'on ajoute les chicanes à un canal lisse.

Nu : nombre de Nusselt moyen calculé dans le canal avec les chicanes.
Nu_0 : 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_0).

Avec:

f : coefficient de frottement évalué dans le canal en présence des chicanes.
f_0 : coefficient de frottement évalué dans le canal lisse.

2.6.2. Coefficient de frottement :

Le coefficient de frottement, représente une comparaison entre la chute de pression et la pression caractéristique le long de la section chauffée (L_h), Il est donné comme suit:

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

Dans la section précédente, nous avons présenté les équations réagissant le phénomène de la convection mixte. Ainsi 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 permet de faire ressortir les paramètres de contrôle, à savoir *Re, Gr, Pr, 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 difficulté. Cette difficulté nous poussé de 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 expliqués dans la section suivante.

2.7. Méthodes numériques

Le développement des capacités informatiques ces dernières décennies a permis à la simulation numérique d'accéder au cœur de la recherche et de l'expérimentation scientifique. Aujourd'hui, cette dynamique de développement est toujours d'actualité, motivée par la demande de calculs de plus en plus complexes et par la diversité de ses applications. Ainsi, l'étude de la convection mixte dans les canales verticales ou horizontales a fait l'objet d'un certain nombre d'études numériques utilisant différentes méthodes de discrétisation. Actuellement, plusieurs méthodes numériques sont utilisées généralement pour la discrétisation des systèmes d'équations aux dérivées partielles régissant les différents problèmes d'écoulements des fluides et de transfert de chaleur, de masse etc., parmi ces méthodes on peut citer 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. Les principes de cette méthode, sont présentés dans la section ci-dessous.

2.7.1. Choix de la méthode de discrétisation

Le système d'équations aux dérivées partielles, présenté dans la section précédente, gouvernant le processus de convection mixte dans un canal vertical en présence de quatre chicanes attachées aux deux parois d'une manière alternative et satisfaisant aux conditions aux limites retenues, sera résolu en utilisant un code de calcul libre OpenFOAM basé sur la méthode des volumes finis ou volumes de contrôle. Cette méthode développée par **Patankar [**27**]**, en raison des avantages qu'elle procure, est devenue fréquemment utilisée.

Le code de calcul OpenFOAM est un outil 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 l'algorithme *PIMPLE* pour le solveur *"buoyantBoussinesqPimpleFoam"*. Il convient noter que le choix de ce solveur est effectué d'une manière plus précise, puisque il est destiné au transfert de chaleur en présence de l'approximation de Boussinesq et l'effet de flottabilité qui est l'objectif de ce travail (convection mixte). Le maillage utilisé est non uniforme, raffiné aux parois et un peu large au centre du canal pour mieux capturer les différentes grandeurs désirées.

La méthode des volumes finis est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans tous les volumes finis et donc, dans tout le domaine de calcul. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation, tel que le terme source. La méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes dont chacun entoure un nœud. En utilisant différents schémas d'approximations, nous pouvons intégrer les termes des équations différentielles sur chaque volume de contrôle.

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'il 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 avant et durant les années 70 sous la direction du professeur Spalding, avec des contribuants tels que **Patankar** [28], **Gosman** [29]. 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 du 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 entourer une étendue des applications large 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,**[**30**].**

La méthode des volumes finis a été publiée par **Patankar [**27**]**. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation telle que le terme

source en particulier. En effet, celle-ci 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 en mécanique des fluides. La méthode des volumes finis a été parmi les premières à atteindre un stade de développement avancé pour les calculs d'écoulements stationnaires et instationnaires **[**31**]**. 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 discrétisées sous forme linéaire qui conservent toutes les grandeurs physiques sur chaque volume de contrôle. Après la discrétisation des équations aux dérivées partielles, Le système d'équation algébrique 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. On peut dire maintenant que le flux entrant est identique au flux sortant. Enfin, 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 de code pour un coût raisonnable, [32].

Le principe fondamental de la méthode des volumes finis a été brièvement expliqué dans cette étude. Pour plus de détail, on pourra se référer aux ouvrages de **[**27, 30, 32**].**

2.7.2. Maillage

Les équations différentielles ponctuelles qui gouvernent notre phénomène sont écrites dans chaque point du domaine physique. Pour les projeter sur ce domaine nous construisons une grille divisée en un certain nombre de volumes finis, et en chaque volume, on considère des points situés en son milieu. Les faces d'un volume de contrôle typique sont localisées aux points **e, w, n, s** (Fig 2.2). Notons P le centre du volume de contrôle considéré et **E, W, N, S** .sont les centres des volumes de contrôles adjacents situés respectivement à l'Est, l'Ouest, le Nord et le Sud de celui contenant **P**. Les quantités scalaires (pression et température) sont stockées aux centres des volumes finis (Figure 2.2). Par contre, les quantités vectorielles (composantes u et v) sont stockées respectivement aux faces Est et Nord (Figure 2.3) et (Figure 2.4) Pour éviter certains problèmes numériques, les équations de quantité de

mouvement sont résolues dans des volumes finis décalées vers la droite pour l'impulsion suivant X et vers le haut pour l'impulsion suivant Y.

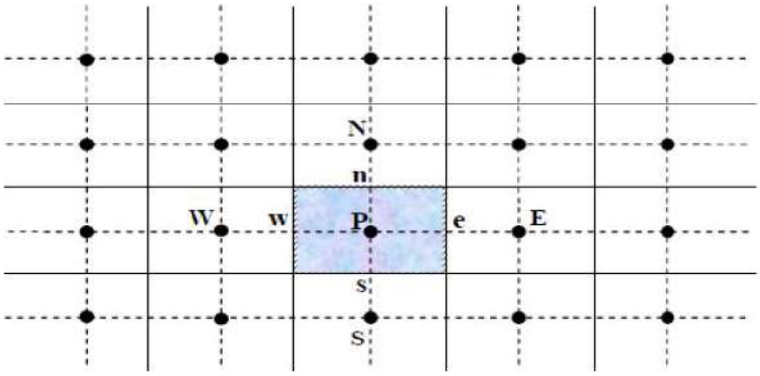


Figure 2.2 : *Volume de contrôle bidimensionnel.*

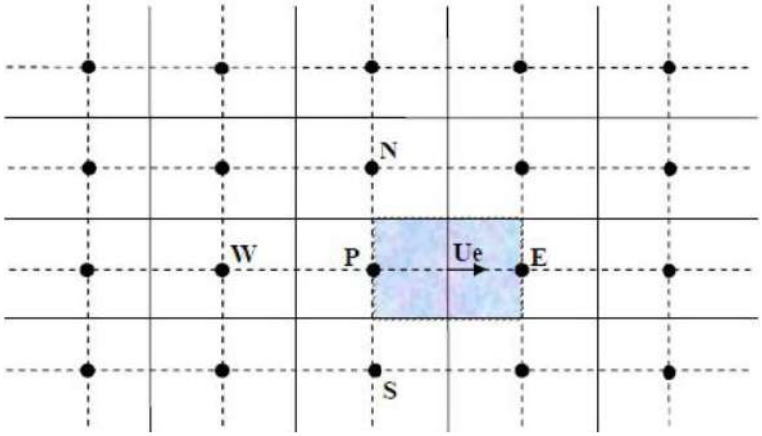


Figure 2.3: Volume de contrôle décalé vers la droite.

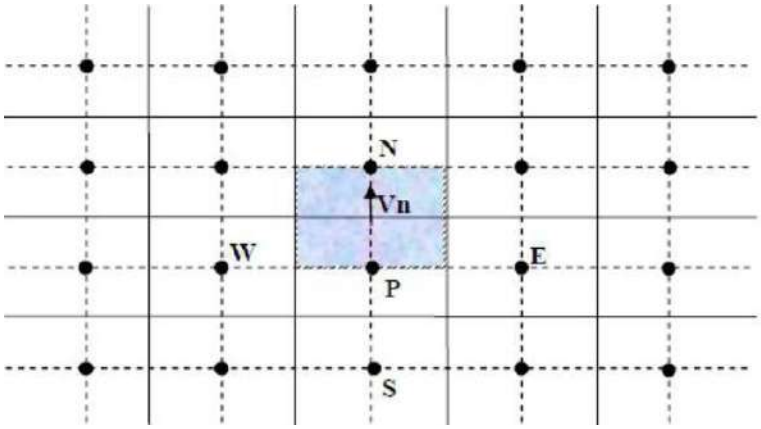


Figure 2.4: Volume de contrôle décalé vers le haut.

2.7.3. Discrétisation de l'équation générale de transport

L'intégration de l'équation générale de transport présenté ci-dessus nous a donné 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 2.3), cette équation est donnée comme suit :

$$a_P\phi_P = a_E\phi_E + a_W\phi_W + a_N\phi_N + a_S\phi_S + b \tag{2.20}$$

Où :

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_P^0 - S_P\Delta V \tag{2.21}$$

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).

$$b = S_C + a_P^0\phi_P^0 \quad \text{Où} \quad a_P^0 = \frac{\Delta V}{\Delta\tau} \tag{2.22}$$

$$\left.\begin{aligned} a_E &= D_e A(|P_e|) + \|-F_{e,}0\| \\ a_W &= D_w A(|P_w|) + \|-F_{w,}0\| \\ a_N &= D_n A(|P_n|) + \|-F_{n,}0\| \\ a_S &= D_s A(|P_s|) + \|-F_{s,}0\| \end{aligned}\right\} \tag{2.23}$$

Où :

$$\left.\begin{aligned} F_e &= U_e\Delta Y \qquad F_n = V_n\Delta X \\ F_w &= U_w\Delta Y \qquad F_s = V_s\Delta X \end{aligned}\right\} \text{ Les flux convectifs} \tag{2.24}$$

$$\left.\begin{aligned} D_e &= \frac{\Gamma_e\Delta Y}{\delta X_e} \qquad D_s = \frac{\Gamma_s\Delta X}{\delta Y_s} \\ D_w &= \frac{\Gamma_w\Delta Y}{\delta X_w} \qquad D_s = \frac{\Gamma_s\Delta X}{\delta Y_s} \end{aligned}\right\} \text{ Les flux diffusifs} \tag{2.25}$$

$$P_e = \frac{F_e}{D_e} \qquad P_w = \frac{F_w}{D_w}$$

$$P_n = \frac{F_n}{D_n} \qquad P_s = \frac{F_s}{D_s}$$

Rapport flux convectifs aux flux diffusifs (2.26)

$A(|P_i|)$ (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.

2.7.3.1. La fonction A(|P|) pour différents schémas numériques

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

Tableau 2.3: Les expressions de la fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques. [27].

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

2.8. Présentation d'OpenFOAM

La résolution des équations de transfert de chaleur et de mécanique des fluides peut être effectuée en utilisant plusieurs codes de calcules, tels que (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 [33]. Le code de calcul OpenFOAM a été choisi dans cette étude.

OpenFOAM (Open Field Opération And Manipulation) est avant tout une Bibliothèque C^{++} qui a été développée pour le domaine de 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 pour la résolution des équations aux dérivées partielles et bénéficiant les dernières innovations en termes de langage informatique C++. Ce type de logiciel est développé par la

société britannique Open CFD Ltd et développée au début par L'Imperial Collège London sous forme d'une boite à outil de simulations multi-physiques.

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 utilités, chacun des solveurs est conçu pour résoudre un problème spécifique, ainsi que les utilités sont conçues 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 à étudier. 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 répond aux besoins de son cas d'étude. La structure globale du logiciel est montrée sur la figure 2.5. 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*, **[**34**]**.

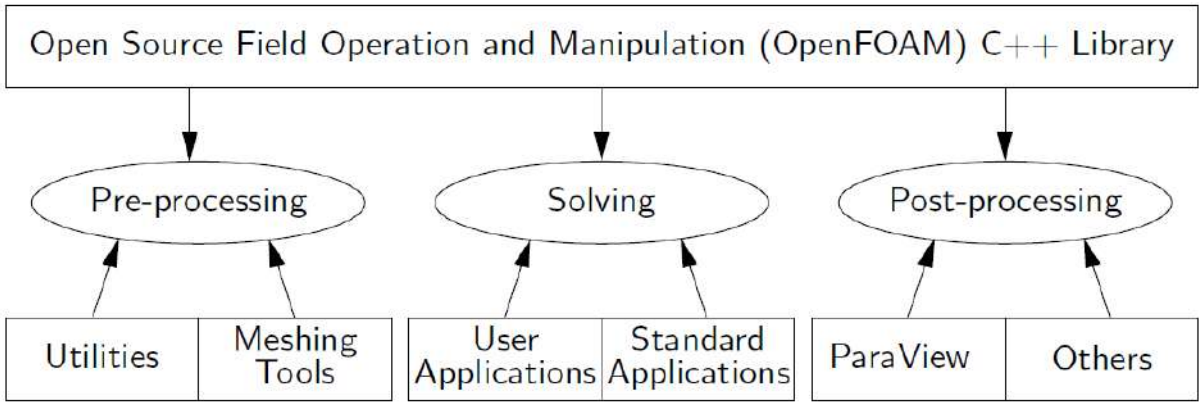


Figure 2.5 Structure du Code de calcul OpenFOAM.

Le code de calcul OpenFOAM vu comme une librairie codée en C++ 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 du codage. Cette structure sous forme de classes permet de se rapprocher de 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 basé sur des solveurs et des utilités. Ils permettent aux programmeurs de construire une variété des algorithmes tout en tenant compte de la réutilisation étendue de code. Une autre caractéristique d'OpenFOAM est son utilisation de la surcharge 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, **[**30**]**.

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 [35]. L'idée se tenant en compte en OpenFOAM est que les équations aux dérivées partielles sont considérées comme une somme d'opérateurs différentiels simples qui peuvent discrétisées séparément en utilisant différents schémas de discrétisation. 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, **[**34].

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla . \rho UU - \nabla . \mu \nabla U = -\nabla p \qquad (2.27)$$

```
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 rendant un champ. 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), **[**30**]**.

2.8.1. Algorithmes utilisés dans le traitement de résultats

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. Or la pression n'est pas connue dans ces équations. La pression, qui est une fonction de l'espace et de temps doit toujours être calculée à chaque pas de temps, est maintenant déterminée comme partie de la solution générale des équations de mouvement et de continuité **[**36**]**. 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 "ségrégés" 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, **[**28, 30, 37].

2.8.1.1. 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 permette 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. Calcule des différents paramètres du cas étudié, **[**37**].**

- ***Facteurs de relaxation***

Afin d'éviter la divergence due à de trop 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

2.8.1.2. L'algorithme *PISO*

L'algorithme "*PISO*" est une manière de couplage pression-vitesse dans le domaine de calcul. Il a été développé par **[**38**]** à base de l'algorithme *SIMPLE* qui a été développé précédemment par **Patankar et Spalding** [31]. La méthode de *PISO* appliquée dans OpenFOAM peut être décrite comme suit:

1. Le champ de pression pour l'étape courant de temps est deviné, souvent en le plaçant égale à la valeur de l'étape de temps précédent.
2. L'équation de mouvement, discrétisée en chaque volume de contrôle, est résolue pour obtenir le champ de vitesse.
3. L'équation discrétisée d'énergie est résolue.
4. Le champ de pression est corrigé en utilisant le champ obtenu de vitesse 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 **[**39**]**. Dans OpenFOAM, il est possible 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*" est un nombre de correction égale à 1 pour l'algorithme "*SIMPLE*" pour assurer la bonne convergence.

- **Boucles de correction**

L'exécution de ces deux algorithmes nécessite plusieurs boucles à réaliser afin d'atteindre une solution convergée. OpenFOAM proposes 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 "*PISO*" 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' 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 **[**34**]**.

2.8.1.3. 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"** a 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 disparaitre 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 traites 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, **[**40**].**

Dans la section précédente nous avons présenté la technique de résolution numérique du système d'équations. 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 III

Résultats et discussion

3.1. Introduction

Ce chapitre est consacré a la présentation et aux discutions des résultats obtenus par simulation numérique dans un canal vertical chauffé à température constante en présence de quatre chicanes identiques régulièrement distribuer sur les deux parois de la partie chauffée d'une manière alternative. Cette étude a pour objectif de mètre en évidence l'effet des chicanes sur la dynamique des fluides, ainsi que le transfert de chaleur mis en jeu.

En toute étude numérique, la vérification de deux réglages techniques s'avère très importante avant de commencer les simulations. Le premier réglage consiste à l'indépendance du maillage vis-à-vis les résultats qui a pour but d'optimiser le temps de calcul et la taille des fichiers de résultats, le seconde réglage s'intéresse à la validation du code de calcul avec des travaux expérimentaux et numériques trouvés dans la littérature afin d'assurer leur capacité à l'utiliser pour la résolution de notre problème physique traité.

Une fois ces deux réglages techniques seront accomplies, une étude numérique du problème physique traité sera effectuée pour les cas où les paramètres de contrôle sont fixés.

L'étude est axée, d'une part, sur les influences du nombre de Reynolds (*Re*), le nombre de Grashof (Gr) ainsi que le rapport de blocage (h_b) sur l'aspect thermique et dynamique de l'écoulement 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 5 de telle sorte que l'écoulement ne sort pas du régime laminaire et que les effets inertiels restent comparable aux effets de flottabilités.

3.2. Indépendance du maillage

L'intensité et la distribution du maillage ont un effet major 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. Pour améliorer la précision des résultats et également 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 postchauffage), 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. Dans ce contexte un cas

typique de l'écoulement (Re = 1000, $Gr = 2\times10^5$, h_b = 0.25) a été considéré. Une série des testes pour quatre différents maillage (360×60, 480×80, 600×100 and 720×120) a été examinée. Les résultats obtenus en termes de nombre de Nusselt moyen sont présentés dans le tableau 3.1. L'erreur relative dans le nombre de Nusselt moyen entre les deux derniers maillages n'excède pas 0,15%. On remarque qu'au-delà d'un maillage de 600 × 100 le temps de calcul augmente mais pas de changement significatif a été observé en nombre de Nusselt moyen. De ce fait, un maillage de 600 × 100 est jugé suffisant et peut assurer l'indépendance des résultats avec une tolérance acceptable.

Tableau 3.1: Effet de la taille de grille sur le nombre de Nusselt moyen pour Re = 1000, $Gr = 2\times10^5$ et h_b = 0.25.

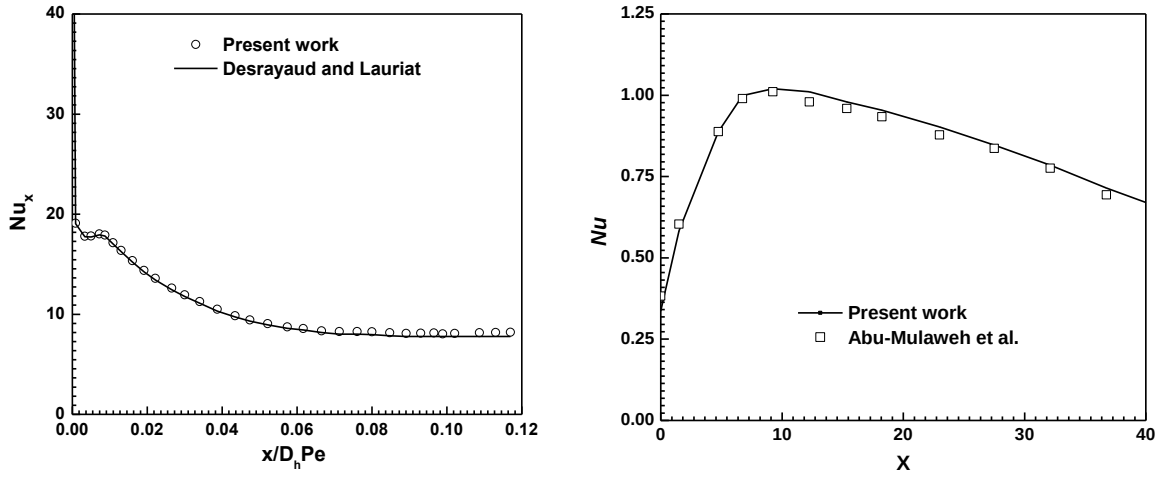
Maillage	360×60	480×80	600×100	720×120
Nu	14.5401	14.2501	14.1033	14.0825

3.3. Validation du code de calcul

Afin de vérifier l'exactitude des résultats numériques obtenus par le code de calcul (OpenFOAM) en convection mixte, deux cas de validation ont été retenus. Une première 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 [41] qui ont étudié numériquement la convection mixte dans un canal vertical avec un chauffage de manière asymétrique sous les conditions de Re = 300, $Gr = 1{,}59\times10^5$ et Pr = 0,7. La comparaison des résultats en termes du nombre de Nusselt local est présentée sur la figure 3.1a. 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%.

Une seconde validation a été effectuée par comparaison avec les résultats Abu-Mulaweh et al [42] qui traite expérimentalement l'écoulement laminaire en convection mixte dans un canal avec élargissent brusque en marche descendante pour une vitesse de 0.465m/s, une différence de température entre la paroi chauffée et l'entrée de 5°C et une hauteur d'élargissent de 65 Cm.

La figure 3.1.*b* présente une comparaison entre le nombre de Nusselt local obtenu dans le cadre de cette étude et celui Abu-Mulaweh et al [42] un bon accord est constaté. Le maximum de déviation ne dépasse pas 1,5%.



(*a*) (*b*)

Figure 3.1. Comparaison de présent travail avec ceux de : (*a*) **Desrayaud et lauriat (2009),** (*b*) **Abu-Mulaweh et al (1993).**

3.4. Présentation des résultats

Dans cette section nous intéressons à la présentation des résultats obtenus et on donne les analyses et les commentaires adéquats d'écoulement et du transfert de chaleur par convection mixte dans un canal vertical en présence de quatre chicanes attachées alternativement aux parois de la section chauffée (L_h).

Tout d'abord, le comportement d'écoulement et les caractéristiques de transfert thermique du canal chicané vertical sont évalués sous divers paramètres sans dimensions et paramètres géométriques tels que le nombre de Reynolds dans une gamme de 200 à 1000, nombre de Grashof est pris égal à 10^5 et 2×10^5. Deux valeurs du rapport de blocage sont considérées (h_b = 0,25 et 0,5). Cependant, la distance entre deux chicanes successifs est pris constante ($D = d/H$ = 1,5). Les autres paramètres géométriques du canal vertical (L_{in}, L_h, L_{out}) sont constants. L'épaisseur des chicanes n'est pas prise en considération dans ce travail et la valeur du nombre de Prandtl est prise égale à 0,71 pour l'air. Tous les calculs sont exécutés dans la condition de variation de temps jusqu'à atteindre l'écoulement équilibré ou périodique/chaotique. Différentes combinaisons de *Re* et *Gr* sont choisies pour étudier l'effet du rapport de blocage h_b et d'inclure plus d'information pour différentes structures d'écoulement quantitativement diffères. 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). Une attention particulière sera prêtée à l'analyse du comportement d'écoulement et des caractéristiques du transfert thermique dans la gamme du nombre de Reynolds étudiée sans recours à l'écoulement turbulent.

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 donnés 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_0) et les rapports du facteur de frottement (f/f_0) 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_0)/ (f/f_0)]. 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.

3.4.1. Écoulement et champs thermiques

La nature d'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 ($200 \leq Re \leq 1000$). Les calculs numériques montrent que le régime d'écoulement devient instable (un rapport de blocage h_b = 0,25) lorsque les valeurs du nombre de Reynolds atteintes 1000 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 200, 400, 600 pour un nombre de Grashof (*Gr*) fixe et égal à 10^5 et un rapport de blocage h_b = 0,25.

- **Champ dynamique**

La figure 3.2 montre l'effet du nombre de Reynolds sur l'évolution des lignes de courant pour un nombre de Grashof $Gr = 10^5$, h_b = 0,25. 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 se traduit par le fait que les forces d'inertie ont un effet réducteur sur les forces de flottabilité. A partir de *Re* = 600, un vortex 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.

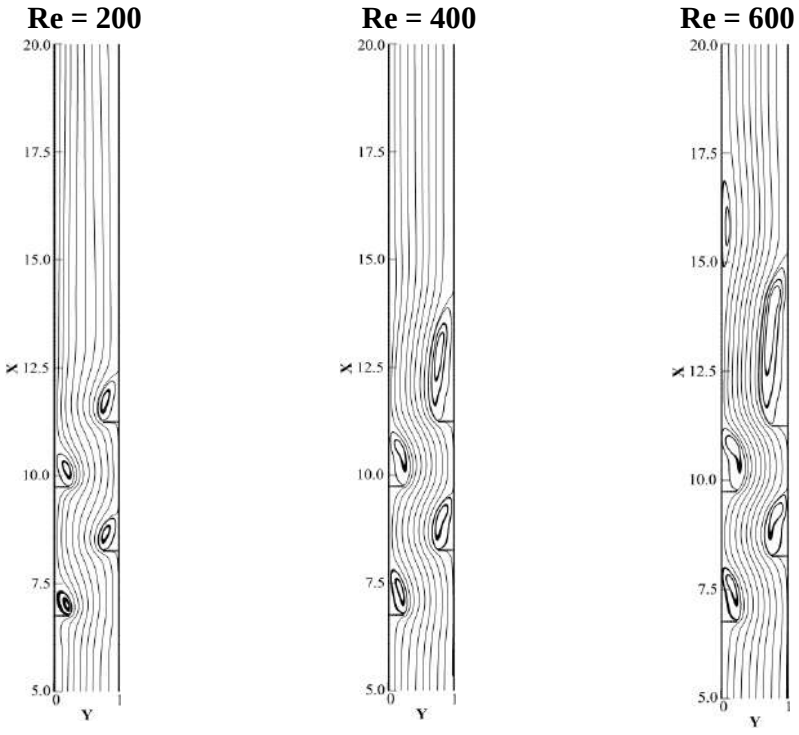


Figure 3.2. Lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 10^5$, $h_b = 0{,}25$.

- **Champ thermique**

Les contours des isothermes obtenus pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 10^5$ et $h_b = 0{,}25$ sont représentés sur la figure 3.3. Ces illustrations montrent que 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. La couche limite thermique devient plus fine au point de rattachement d'écoulement avec l'augmentation du nombre de Reynolds, ce qui augmente le gradient de température et par conséquence une augmentation du transfert thermique est obtenue. D'autre part, 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. Cependant, 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 dernière chicane à l'axe du canal.

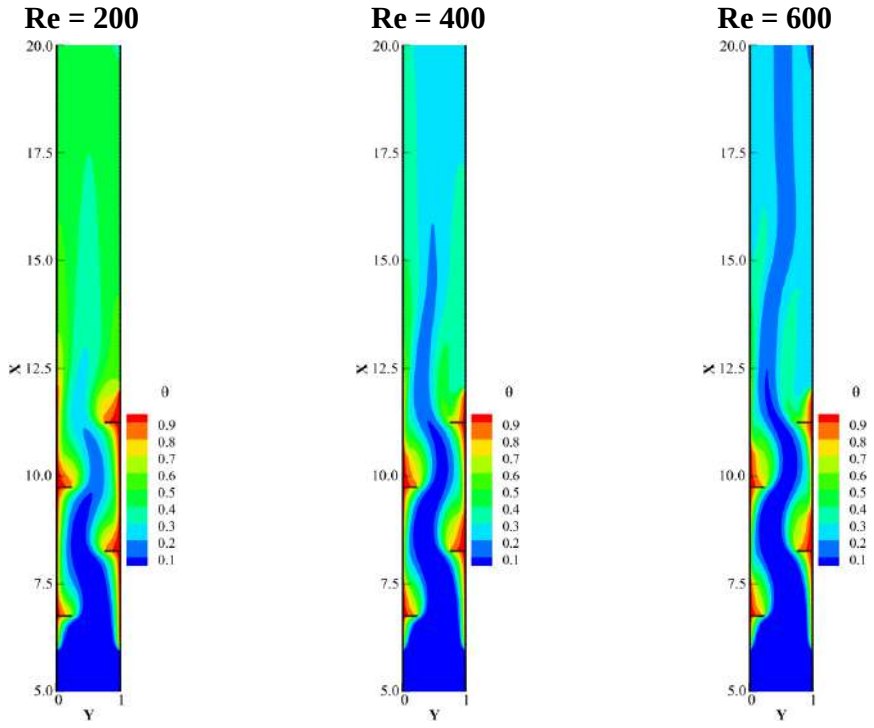


Figure 3.3. Contours des isothermes pour différentes valeurs du nombre de Reynolds à $Gr = 10^5$, $h_b = 0{,}25$.

3.4.2. Evolution de la composante de vitesse axiale en fonction du temps

a. Régime stationnaire

Les calculs numériques montrent qu'au bas nombre de Reynolds l'écoulement est en état d'équilibre ou stationnaire. L'évolution de la composante de vitesse (U) en fonction de temps en un point de référence (X=12, Y=0,5) pour Re = 400, Gr = 10^5 et h_b = 0,25 est présentée sur la figure 3.4. Il est apparait clairement de la figure que, la vitesse d'écoulement oscille avant de converger vers une valeur asymptotique après un temps adimensionnel d'environ 5.

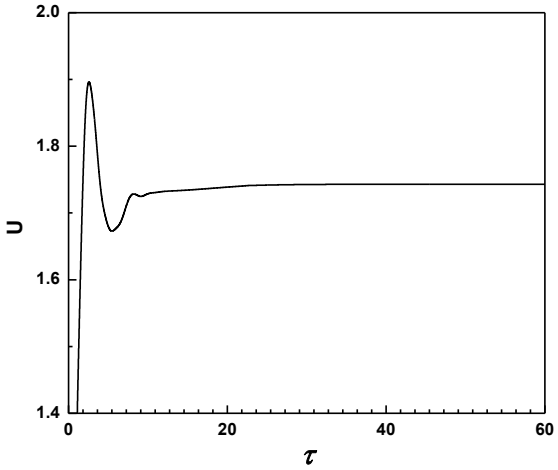


Figure 3.4. Evolution de la vitesse (*U*) en fonction de temps au point (*X*=12, *Y*=0,5) pour *Re* = 400, *Gr* = 10^5, h_b = 0,25.

b. Régime instationnaire

A mesure que le nombre de Reynolds augmente et pour les deux 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). Les résultats ont montré que l'écoulement instationnaire est auto-assisté en fonction de temps. 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 périodique à chaotique pour un nombre de Reynolds plus élevé.

L'évolution temporelle de la composante de vitesse adimensionnelle (*U*) au point de référence (*X*=12, *Y*=0, 5) est schématisée sur la figure 3.5 pour *Re* = 1000, *Gr* = 2×10^5 et h_b = 0,25. Il est à noter que la composante de vitesse converge asymptotiquement vers un état périodique après un certain temps. La longueur de la période de temps adimensionnel τ_p est environ 1.3. Pour raison de clarté, seulement l'état périodique est présenté ici.

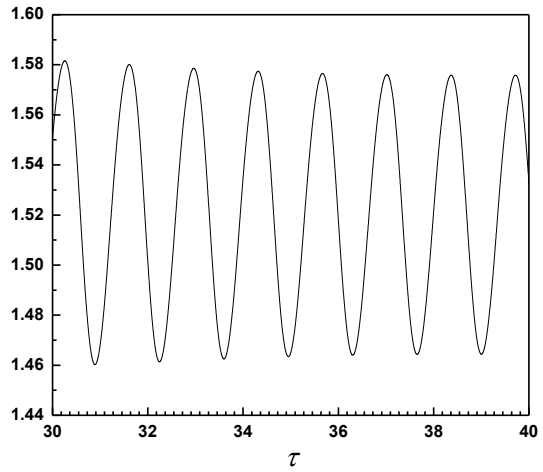


Figure 3.5. Evolution de la vitesse (*U*) en fonction de temps au point (*X*=12, *Y*=0,5) pour *Re* = 1000, $Gr = 2\times10^5$, $h_b = 0{,}25$.

3.4.3. Etude paramétrique

Pour avoir une idée globale sur la nature de l'écoulement du fluide et les caractéristiques du transfert thermique ainsi que le taux d'amélioration du transfert de chaleur dans le canal chicané, les effets des variables indépendantes tels que la hauteur de chicane (h_b), le nombre de Reynolds (*Re*) et le nombre du Grashof (*Gr*) sur l'évolution des rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_0) et les rapports du facteur de frottement (f/f_0) 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_0) en fonction du nombre de Reynolds est représentée sur la figure 3.6 pour h_b = 0,25 et deux valeurs du nombre de Grashof. Cette figure montre que pour l'écoulement stationnaire (stable) c-à-d. à faibles valeurs du nombre de Reynolds, l'augmentation du rapport du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_0) est entre 1 et 1,3 comparée au canal lisse pour toutes les valeurs du nombre de Grashof. Cependant, dans l'écoulement instable (instationnaire), l'amélioration du rapport du nombre de Nusselt moyen obtenue peut atteindre 1,55 fois au nombre de Reynolds élevé. Comme on peut le remarquer, l'amélioration de transfert thermique est plus prononcée au bas nombre de Grashof. C'est parce qu'au bas nombre de Grashof, l'effet des forces de flottabilité est faible devant les forces d'inertie.

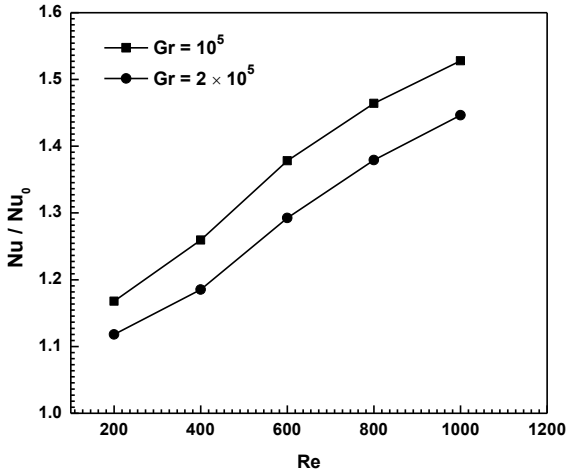


Figure 3.6. Variation du rapport du nombre de Nusselt (Nu/Nu_0) en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour h_b = 0,25 et deux valeurs du nombre de Grashof (Gr).

À la proximité des chicanes, l'écoulement le plus rapide cause une interaction forte entre l'écoulement principal et les chicanes. En conséquence, diminution du temps de séjour des particules du fluide et alors une diminution de sa température. La diminution de la température du fluide produit un plus grand perfectionnement de transfert thermique dans ces régions. Cependant, en raison de la vitesse lente de l'écoulement et de la force plus forte de flottabilité au nombre élevé de Grashof, l'écoulement aidé juste ci-dessous et proche des chicanes a interrompu l'écoulement principal de toucher la surface de chauffage directement. Donc, un taux faible de transfert thermique est obtenu. 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. L'apparition d'une onde instable conduit à un meilleur mélange du fluide puis à réduire sa température à la proximité de la paroi chauffée.

- **Facteur de frottement**

Comme indiqué dans la littérature, l'amélioration du transfert thermique est souvent accompagnée d'une augmentation dans la puissance de pompage. Par conséquent, un taux plus élevé de transfert thermique se produit à une chute de pression plus élevée. Ainsi, pour quantifier la puissance de pompage d'être fourni dans ce cas-ci, la variation du rapport de facteur de frottement (f/f_0) est présentée dans les mêmes conditions dans figure3.7. Comme indiqué dans cette figure, le rapport de facteur de frottement (f/f_0) augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et l'opposé avec le nombre de Grashof. Pour un

nombre de Reynolds élevé, le rapport peut atteindre 4,5 fois comparé avec le canal sans chicanes.

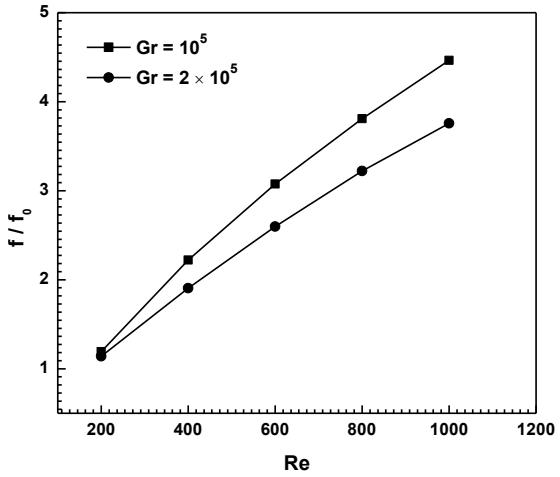


Figure 3.7. Variation du rapport du facteur de frottement (f/f_0) en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour h_b = 0,25 et deux valeurs du nombre de Grashof (Gr).

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. Au nombre de Grashof élevé, la diminution du facteur de frottement dû le aux forces de flottabilité, les forces de flottabilité aident à atténuer ces interactions et à réduire le facteur de frottement même à un nombre de Reynolds plus élevé.

b. Effet du rapport de blocage

Pour avoir une idée globale et évidente sur les effets du rapport de blocage sur la performance de transfert thermique, des calculs ont été effectués à différentes combinaisons des nombres de Reynolds et de Grashof pour différentes configurations géométriques (h_b = 0,5 en plus de h_b = 0,25).

- **Nombre de Nusselt moyen**

La variation du rapport de nombre de Nusselt (Nu/Nu_0) en fonction du nombre de Reynolds pour deux rapports de blocage (h_b = 0,25 et 0,5) et Gr = 2×10^5 est montrée dans la figure 3.8. Comme peut être vu de cette figure, le rapport de nombre de Nusselt moyen augmente avec le nombre de Reynolds.

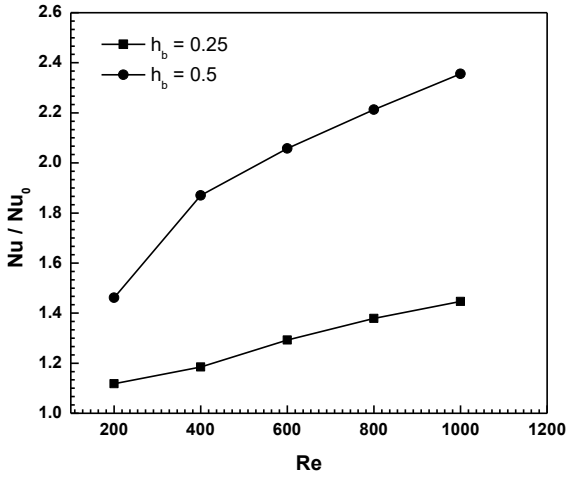


Figure 3.8. Variation du rapport de nombre de Nusselt (Nu/Nu_0) en fonction du nombre de Reynolds pour différents h_b à $Gr = 2\times10^5$.

Pour le rapport de blocage h_b = 0,25, l'écoulement est stable ou régulier (stationnaire) au bas nombre de Reynolds et une faible augmentation de transfert de chaleur est observée. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, le régime d'écoulement instable se produit, un écoulement oscillant auto-assisté est apparaît et leur intensité de l'oscillation dépend du nombre de Reynolds. Cet écoulement oscillant mène à une augmentation dans le transfert thermique qui peut atteindre 1,6 fois au nombre de Reynolds élevé comparé au canal lisse. Pour le rapport de blocage h_b = 0, 5, l'écoulement bifurque vers l'état d'oscillation instable (instationnaire) pour un nombre de Reynolds au-dessous de 400. L'écoulement instable mène à une augmentation importante de transfert thermique qui atteint jusqu'à 2,4 fois pour la plus grande valeur du nombre de Reynolds.

- **Facteur de frottement**

La variation du rapport de facteur de frottement (f/f_0) en fonction du nombre de Reynolds pour les deux rapports de blocage à $Gr = 2\times10^5$ est représentée sur la figure 3.9. Comme le montre sur cette figure, le facteur de frottement pour le rapport de blocage h_b = 0, 5 est plus élevé comparé avec les valeurs trouvées pour h_b = 0, 25 et peut excéder 45 fois la valeur trouvée dans le canal lisse. Selon ces résultats, on peut conclure que l'existence de la chicane à un plus grand rapport de blocage (h_b = 0,5) est un facteur essentiel pour causer une augmentation extrême de puissance de pompage.

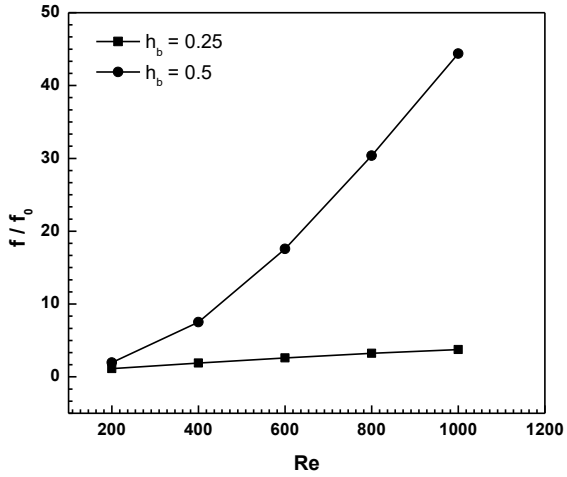


Figure 3.9. Variation du rapport de facteur de frottement (f/f_0) en fonction du nombre de Reynolds pour différents h_b à $Gr = 2\times10^5$.

- **Facteur de performance**

Dans ce contexte, un facteur de performance globale (η) est défini par le rapport entre l'amélioration du transfert thermique (Nu/Nu_0) et l'augmentation dans la puissance de pompage (f/f_0). Le facteur de performance en fonction du nombre de Reynolds pour les différentes valeurs du rapport de blocage à $Gr = 2\times10^5$ est illustré sur la figure 3.10. Comme on observe, le facteur de performance est important pour des faibles valeurs de Reynolds 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 le facteur de performance. Cependant, un rapport de blocage de *hb* = 0,25 offre un bon compromis entre l'amélioration du transfert thermique et de la puissance de pompage.

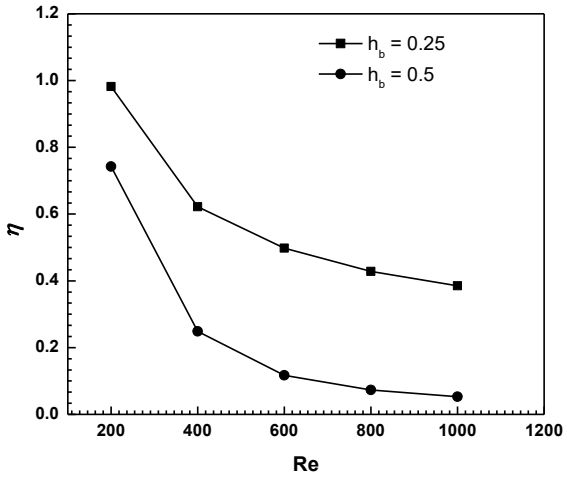


Figure 3.10. Facteur de performance en fonction du nombre de Reynolds pour différents rapports de blocage à $Gr = 2\times10^5$.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Dans ce travail, une investigation numérique sur l'écoulement laminaire bidimensionnel et le transfert de chaleur en convection mixte dans un canal vertical en présence des chicanes posées en alternance a été effectuée. 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* a été utilisé pour la résolution. 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*) et le rapport de blocage (h_b) sur les lignes de courant, les contours des isothermes, les rapports du nombre de Nusselt moyen, les rapports du facteur de frottement et le facteur de performance a été examiné.

Les résultats numériques obtenus dans cette étude ont montré que:

- 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, $Re < 400$ pour $h_b = 0{,}5$ et $Re < 800$ pour $h_b = 0{,}25$.
- Les rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_0) et du facteur de frottement (f/f_0) diminuent avec l'augmentation du nombre de Grashof même pour un nombre de Reynolds élevé.
- Les rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_0) et du facteur de frottement (f/f_0) diminuent avec l'augmentation du nombre de Grashof même pour un nombre de Reynolds élevé.
- Les rapports du nombre de Nusselt moyen (Nu/Nu_0) et du facteur de frottement (f/fs) augmentent avec l'augmentation du nombre de Reynolds.
- Le facteur de performance 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.

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, et la

hauteur des chicanes afin d'assurer une bonne évacuation de la chaleur en échangeurs de chaleur et équipements électroniques.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

[1] A. Bejan, "Convection Heat transfer," 2nd Edition, John Wiley et Sons Inc., New York,USA, 1995.

[2] J.F. Sacadura, "Initiation aux transferts thermiques," Centre d'Actualisation Scientifique et Technique, INSA de Lyon, 4ème tirage, "Technique et documentation, " 11, rue Lavoisier, 75008 paris, France, 1993.

[3] Cours BTS F.E.D De La Salle Castres, Transfert thermique. La convection.

[4] F.P. Incropera et DeWitt, "Fundamentals of heat and mass transfer," Fourth Edition, John Wiley and Sons, 1996.

[5] L. Abdallah, B. Tarek, "Etude expérimentale des transferts thermiques dans un local muni d'un isolant à base végétale," Mémoire de master, Université kasdi merbah Ouargla, 2017.

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

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

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

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

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

[11] By E. P. L. Roberts, "A numerical and experimental study of transition processes in an obstructed channel flow," Journal of Fluid Mechanics, 260, 1994, pp.185–209.

[12] G. Wang, K. Stone, S.P. Vanka, "Unsteady Heat Transfer in Baffled Channels," Journal of Heat Transfer," 118, 1996, pp. 585–591.

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

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

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

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

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

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

[19] W-S. Fu, J-C. Huang, Y-Y., Wang, Y. Huang, "Enhancement of heat transfer of mixing convection in a vertical channel by a moving block," Journal of mechanics," 29, (1), 2013, pp. 95–107.

[20] T-S. Hang, "Enhanced three-dimensional mixed convection in a horizontal channel using a baffle," Heat Transfer Engineering," 36, (17), 2015, pp. 1426–1435.

[21] M. A. Nemitallah, A. E. Zohir, "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), 2016, pp. 1953–1961.

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

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

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

[25] J. Boussinesq,"Théorie analytique de la chaleur,'' Gauthier-Villars, Paris, France, 1903.

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

[27] S.V. Patankar, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow," McGraw-Hill, New York, 1980.

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

[29] 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

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

[31] S.V. Patankar, D.B. Spalding, (1972) A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. Int J Heat Mass Transf 15,10, 1972, 1787–1806.

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

[33] H. Jasak, A. Jemcov, Z. Tukovic, "OpenFOAM: A C++ Library for complex physics simulations," International workshop on coupled methods in numerical dynamics, 1000, 2007, pp. 1–20.

[34] OpenFOAM user guide, 2014.

[35] OpenFOAM Programmer guide, 2014.

[36] O. Zikanov, "Essential computational fluid dynamics," John Wiley & Sons, 2010.

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

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

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

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

[41] G. Desrayaud, G. Lauriat, "Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plate channels" International Journal of Thermal Sciences, 48, 2009, pp. 2036–2045.

[42] H.I. Abu-Mulaweh, B.F. Armaly, T.S. Chen, "Measurements of laminar mixed convection in boundary-layer flow over horizontal and inclined backward facing steps" International Journal of Heat and Mass Transfer, 36, 7, 1993, pp. 1883–1895.