République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Yahia Farès de Médéa



Faculté de technologie
Département de Génie Mécanique

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat LMD

En

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Mécanique Numérique et Matériaux

Amélioration des transferts thermiques dans les systèmes industriels

Par

AMIRAT Hamza

Devant le jury composé de :

Dr Mouloud GUEMANA	**MCA, Université de Médéa**	**Président**
Pr Nadji Moulai Mostéfa	**Professeur, Université de Médéa**	**Examinateur**
Dr Abdelkader BOUTRA	**MCA, ESSA – Alger**	**Examinateur**
Pr Abdelkader KORICHI	**Professeur, Université de Médéa**	**Directeur de thèse**

2019/2020

Remerciements

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

Je remercie énormément mon encadreur Monsieur ***Korichi Abdelkader****, Professeur à U.Y.F.M, d'avoir partagé avec moi son expérience si vaste, ainsi que sa compétence dans un domaine pour lequel, grâce à lui, je me suis passionnée. Il m'a conduit, en toute sérénité, à l'aboutissement de cette thèse à travers ses conseils et m'a assuré les meilleures conditions de travail. Je lui suis profondément reconnaissante pour sa disponibilité et ses encouragements. Enfin j'implore mon Dieu le tout puissant de le garder en bonne santé*

Je suis très honoré à remercier de la présence à mon jury de thèse et je tiens à remercier :

Le professeur Nadji Moulai-Mostéfa, Professeur à l'université de Médéa, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être membre de mon jury de thèse. Je tiens à l'assurer de ma profonde reconnaissance pour l'intérêt qu'il porte à ce travail et pour le temps consacré à la lecture de cette thèse.

Je remercie Dr Abdelkader Boutra, Maitre de conférences à l'Ecole Supérieures des sciences appliquées d'Alger, qui a bien voulu juger

ce travail et faire partie du jury de ma thèse. Je le remercie pour le temps consacré à la lecture de ce travail.

Mes sincères remerciement vont au Dr Mouloud Guemana, maître de conférences à l'université de Médéa, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider ce jury et pour le temps consacré à la lecture de ma thèse.

Enfin, Je tiens à remercier également mes parents, mes frères, mes sœurs et leurs enfants pour tout ce qu'ils ont fait pour moi, leur compréhension, et leur soutien total.

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

Dédicace

Il me fait le plaisir de dédier avec humilité ce modeste travail qui ne sera jamais réalisé sans l'aide de dieu le tout puissant.

A mes très chers parents, source de vie, d'amour et d'afection.

A mes chers frères, Sœurs et leurs enfants, source de joie et de Bonheur.

A toute ma famille, source d'espoir et de motivation.

À Tous Mes Amis et Collègues.

A vous cher lecteur

Résumé

Des simulations numériques de l'écoulement et du transfert de chaleur dans un canal horizontal contenant des blocs chauffés avec un jet de fente derrière les blocs sont réalisés. La méthode des volumes finis avec l'algorithme SIMPLE est adoptée et le code commercial *CFD* Ansys Fluent © est utilisé. L'effet du jet de sur la structure de l'écoulement et la modification du transfert de chaleur est examiné. L'incidence des paramètres influents tels que la position et la vitesse relative du jet en plus du nombre de Reynolds a été explorée. Les résultats montrent que ces paramètres influent de manière significative sur-le-champ d'écoulement, les contours de la température et le taux de transfert de chaleur.

Mots clés : Refroidissement électronique, méthode des volumes finis, blocs chauffés, jet, fente, amélioration du transfert de chaleur.

Abstract

Numerical simulations of convective fluid flow and heat transfer in a horizontal channel containing heated blocks with slot-jet behind the blocks are performed. The finite volume method with the SIMPLE algorithm is adopted and Ansys Fluent © CFD commercial code is used. The effect of slot-jet on flow structure and heat transfer modification is examined. The incidence of influent parameters such as slot-jet position, relative inlet slot-jet velocity and Reynolds number value has been explored. The results show that both the main inlet velocity as well as the relative slot-jet velocity in addition to the slot position modifies the flow field, temperature contours and heat transfer rate.

Key words : Electronic cooling, finite volume method, heated blocks, jet, slot, heat transfer enhancements.

ملخص

في هذا العمل تم إجراء محاكاة رقمية لتدفق مائع التبريد وانتقال الحرارة في قناة أفقية تحتوي على عناصر ساخنة مع فتحة نفث خلف كل عنصر. المعادلات المتحكمة في هذه الدراسة حلت ب استعمال طريقة الأحجام المنتهية وذالك باستخدام البرنامج التجاري *CFD* © Ansys Fluent. في هذه الدراسة تم فحص تأثير الفتحة النفاثة على بنية التدفق والتعديل في نقل الحرارة. تم اختبار تأثير المعاملات المؤثرة مثل موضع الفتحة النفاثة ، سرعة هواء الفتحة النفاثة وقيمة رقم رينولدز. أظهرت النتائج التي تم التوصل اليها أن كل من سرعة هواء المدخل الرئيسي و سرعة هواء الفتحة النفاثة بالإضافة إلى موضع الفتحة لها تاثير واضح على بنية التدفق، خطوط متساوية الحرارة ومعدل نقل الحرارة.

الكلمات المفتاحية : تبريد المكونات الإلكترونية، طريقة الأحجام المنتهية، عناصر ساخنة، فتحة، نفاثة، تحسين التبادل الحراري.

Sommaire

Résumé…… I
Table des matières…….. IV
Liste des tableaux …….. VII
Liste des figures …… VIII
Nomenclature …… XII
Introduction générale
Introduction générale……. 1
Chapitre I : Étude bibliographique
1.1. Généralités sur le transfert de chaleur ……... 3
1.1.1. Mécanismes de transfert de chaleur ……. 3
a) Conduction …….. 3
b) Convection …….. 4
- La convection forcée …….. 5
- La convection naturelle …….. 6
- La convection mixte ……... 6

c) Rayonnement …….. 7
1.1.2. Transfert de chaleur conjugué …….. 8
1.1.3. Combinaison des différents modes de transferts …….. 8
1.1.4. Problème de température pour les puces électroniques ……... 8
1.2. Technologie d'amélioration de transfert de chaleur pour le refroidissement de composants électronique ……...…… 9
a) Résistance thermique entre les interfaces solide-solide …….. 9
b) Refroidissement par liquide …… 10
c) Refroidissement par air ……... 11
d) Refroidissement par impact de jets ……. 11
e) Les caloducs et les thermosiphons …….. 12
f) Transfert de chaleur par fusion et solidification ……. 13
g) Refroidissement par micro canaux ……. 13
h) Dissipateurs thermiques …….. 14
i) Technique de vibration …… 14
1.3. Revue bibliographique …….. 14
a) Travaux de base …….. 15
b) Déflecteurs du fluide et promoteurs de tourbillons ……. 19
c) Perforations et jets de fente (situé entre les blocs) …….. 24
d) Jet impactant (situé au dessus du bloc) ……... 30
1.4. Conclusion …… 37
1.5. Motivation et objectif du présent travail …….. 37
Chapitre II : Modèle physique et formulation mathématiques
2.1. Introduction ……... 38
2.2. Modèle physique ……... 38
2.3. Équations bilans …… 39
2.3.1. Équation de conservation de la masse ……. 39
2.3.2. Équation de conservation de la quantité de mouvement ……. 39

2.3.3. Équation de conservation de l'énergie 40
2.4. Hypothèses simplificatrices 41
2.5. Équations simplifiées du problème 41
2.5.1. Équation de continuité 41
2.5.2. Équations de quantité de mouvement 42
2.5.3. Équation de l'énergie 42
2.6. Formulation adimensionnelle 42
2.6.1. Équation de continuité 43
2.6.2. Équations de quantité de mouvement (Navier-Stokes) 43
2.6.3. Équation de l'énergie 44
2.7. Nombres sans dimensions 45
- Nombre de Reynolds 45
- Nombre de Prandtl 46
- Nombre de Péclet 46
2.8. Conditions initiales et aux limites adimensionnelles 46
2.8.1. Hydrodynamiques 47
2.8.2. Thermiques 47
2.9. Présentation des résultats 49
2.9.1. Les lignes de courant 49
2.9.2. Les isothermes 49
2.9.3. Nombre de Nusselt 49
2.10. Conclusion 51

Chapitre III : Méthode numérique

3.1. Introduction 52
3.2. Méthode des volumes finis 52
3.2.1. Maillage 53
3.2.2. Discrétisation de l'équation générale de transport 54
3.3. Présentation d'Ansys Fluent et Gambit 60
3.3.1. Gambit 60
a) Définir la géométrie 61
b) Réalisation du maillage 62
c) Conditions aux limites 63
d) Zones de calcul 63
e) Exportation du maillage de gambit 64
3.3.2. Ansys Fluent 64
3.3.2.1. Description de l'interface 65
3.3.2.2. Les solveurs disponibles dans Ansys Fluent 66
a) Le solveur *Pressure-Based* 66
- Le solveur *pressure-based segregated* 68
- Le solveur *pressure-based coupled* 69
b) Le solveur *density-based* 70
3.3.2.3. Les facteurs de sous-relaxation (*Under-relaxation*) 71
3.3.2.4. Les algorithmes utilisés 71
a) L'algorithme *SIMPLE* 71
b) L'algorithme *PISO* 72
3.3.2.5. Étapes générales pour lancer les calculs 72
a) Lancement de Fluent 72

b) Importation de la géométrie (*.msh) 73
c) Vérification du maillage 73
d) Réglage des paramètres du solveur 74
e) Résolution 76
3.4. Visualisations et analyse des résultats (*post-processing*) 79
3.5. Conclusion 80
Chapitre IV : Résultats et discussion
4.1. Introduction 81
4.2. Étude préliminaire 81
4.2.1. Sélection des paramètres adimensionnels 81
4.2.2. Indépendance du maillage 82
4.2.3. Validation du model de calcul 83
4.3. Présentation des résultats 84
4.3.1. Régimes d'écoulement 84
4.3.2. Champ dynamique 86
4.3.3. Champ thermique 88
4.3.4. Nombre de Nusselt local 90
4.3.5. Étude paramétrique 92
4.3.5.1. Effet de nombre de Reynolds 92
a) Champ dynamique 92
b) Champ thermique 94
c) Nombre de Nusselt local 96
d) Nombre de Nusselt moyen 97
4.3.5.2. Effet de la vitesse du jet 99
a) Champ dynamique 99
b) Champ thermique 103
c) Nombre de Nusselt local 105
d) Nombre de Nusselt moyen 107
4.3.5.3. Effet de la position de fente 110
a) Champ dynamique 110
b) Champ thermique 113
c) Nombre de Nusselt local 115
d) Nombre de Nusselt moyen 116
Conclusion générale
Conclusion générale 120
Références bibliographiques
Bibliography 122

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Ordre de grandeur du coefficient de transfert de chaleur par convection. ….. 5

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. ……. 45

Tableau 2.2 : Conditions aux limites utilisées. …….. 48

Tableau 3.1 : Les expressions de la fonction $A(|P_i|)$ pour différents schémas numériques (Patankar1980). …… 58

Tableau 4.1 : Limites entre l`écoulement stationnaire et instationnaire. ……... 85

Tableau 4.2 : Taux d'amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le cas d'un bloc individuel à x_j=0.0125, v_j=1. ……...…… 98

Tableau. 4.3 : Taux d'amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125 et v_j=1. …….. 99

Tableau 4.4 : Taux d'amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le cas d'un bloc individuel à x_j=0.0125. …… 108

Tableau 4.5 : Taux d'amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125. …….. 109

Tableau 4.6 : Conditions de disparation de tourbillon et d'apparition de la pénétration de l'air frais. ……. 111

Tableau 4.7: Conditions d'apparition de la pénétration de l'air frais dans les cavités. …… 112

Tableau 4.8: Conditions d'apparition de vortex en dessus des blocs. …….. 113

Liste des figures

Figure 1.1 : Couche limite de température. …….. 4

Figure 1.2 : Conduits de liquide transportent le liquide de refroidissement vers des canaux spécialement construits et gravés à l'arrière des circuits intégrés *FPGA* (*Field-Programmable Gate Array*) pour offrir un refroidissement plus efficace. …….. 10

Figure 1.3 : Analyse par *CFD* du refroidissement par air d'un équipement électrique. ….. 11

Figure 1.4 : Refroidissement d'une puce électrochimique par impact de jet. …….. 11

Figure 1.5 : Caloducs montés dans le dissipateur thermique pour le refroidissement de *CPU* (*central processing unit*). …….. 12

Figure 1.6 : Cycle du fluide de refroidissement dans un caloduc ou un thermosiphon. ….. 12

Figure 1.7 : Puce électronique refroidie par micro canaux. …….. 13

Figure 1.8 : Dissipateur thermique monté sur une carte de circuit imprimé. ……... 14

Figure 1.9 : Configuration étudiée par Sparrow et al. (1984) : En haut : dessin d'une partie représentative d'un ensemble de modules de blocs; En bas : vue latérale (en 2D). …… 16

Figure 1.10 : Géométrie étudiée par Davalath et Bayazitoglu (1987). ……... 16

Figure 1.11 : Configuration étudiée par Huang et Vafai (1994). …… 17

Figure 1.12 : Diagramme schématique du problème étudié par Young et Vafai (1998a). …. 17

Figure 1.13 : Diagramme schématique du problème étudié par Young et Vafai (1998b). …. 18

Figure 1.14 : En haut : Dispositif expérimental utilisé par Young et Vafai1 (1999); En bas : diagrammes schématiques de l'obstacle. …….. 19

Figure 1.15 : Configuration étudiée par Anderson et Moffat (1991). …….. 20

Figure 1.16 : Schéma de la géométrie du canal étudiée par Herman et Kang (2002). ……... 21

Figure 1.17 : Schéma des géométries de canaux étudiées par Herman et Kang (2001b). ….. 21

Figure 1.18 : Configuration étudiée par Fu et Tong (2004). …… 22

Figure 1.19 : Schéma de la géométrie de canal utilisé par Wu et Perng (1999). …… 23

Figure 1.20 : Schéma de géométrie de canal investigué en présence d'un générateur de tourbillons triangulaires, Oztop et al. (2009). ……... 23

Figure 1.21 : Configurations géométriques étudiées par : (a) Perng et Wu (2008), Perng et al. (2012); (b) Mebarki et al. (2013). …… 24

Figure 1.22 : Configuration géométrique utilisée par Hung et al. (1997). …….. 25

Figure 1.23 : Détails des différentes parties de l'essai de Jubran et Al-Haroun (1998) : (a) la configuration de base; (b) le mécanisme d'injection. ……... 26

Figure 1.24 : Détails du dispositif d'essai étudié par Sultan (2000). …….. 27

Figure 1.25 : Configuration étudiée par Kim et Anand (2000). …… 27

Figure 1.26 : Diagramme schématique de configuration étudié par Tsay et Cheng (2006). .. 28

Figure 1.27 : Configuration étudiée par Tseng et al. (2007). …….. 28

Figure 1.28 : Configuration du canal étudiée par Florio et Harnoy (2007) : (a) les emplacements de plaque oscillants, notés par cas C, cas D, cas E et cas F; (b) dimensionnement pour la disposition du cas C. …… 29

Figure 1.29 : Domaine physique étudiée par Cheng et al. (2008). …… 29

Figure 1.30 : Configuration étudiée par Ali (2009). ……... 30

Figure 1.31 : Configuration géométrique d'étude, Tummers et al. (2005). …….. 31

Figure 1.32 : Schema de domaine de calcule, Popovac et Hanjalic (2007, 2009). …….. 31
Figure 1.33 : Schema de domaine de calcul, Rundström et Moshfegh (2006, 2009). ……. 32
Figure 1.34 : Schema de domaine de calcul, Rudström et Moshfegh (2007). ……. 32
Figure 1.35 : Schema de domaine de calcul, Rundström et Moshfegh (2008). ……... 32
Figure 1.36 : Configuration étudiée par Arquis et al. (2007). …… 33
Figure 1.37 : Schéma de domaine de calcul étudié par Masip et al. (2012). …….. 34
Figure 1.38 : Domaine de calcul et conditions aux limites utilisées par Larraona et al. (2013). ……... 34
Figure 1.39 : Domaine de calcul, conditions aux limites et système de coordonnées locales utilisées par Nemdili et al. (2015). …… 35
Figure 1.40 : Géométrie de canal utilisé par Maghrabie et al. (2019) : (a) schéma de configuration, (b) : les détails de la géométrie. ……. 36
Figure 2.1 : Configurations géométriques du problème étudie. ……... 39
Figure 3.1 : Domaine de calcul bidimensionnel divisé en volumes élémentaires. …….. 54
Figure 3.2 : L'interface de Gambit. …….. 60
Figure 3.3 : Menu général de Gambit. ……... 61
Figure 3.4 : Choix du type de solveur. …….. 61
Figure 3.5 : Domaine de calcul. …… 62
Figure 3.6 : Le maillage généré. ……... 62
Figure 3.7 : Détermination des conditions aux limites et des zones de calcul. …… 64
Figure 3.8 : Exportation du maillage. ……... 64
Figure 3.9 : Interface de Fluent. …… 66
Figure 3.10 : Organigramme du solveur *pressure-based*. …….. 67
Figure 3.11 : Organigramme du solveur *pressure-based* avec : (a) L'algorithme *pressure-based* et (b) L'algorithme *pressure-based coupled*. …….. 69
Figure 3.12 : Organigramme du solveur *density-based*. ……. 70
Figure 3.13 : Lancement de Fluent. …… 73
Figure 3.14 : Importation de maillage. ……... 73
Figure 3.15 : Visualisations du maillage. ……... 73
Figure 3.16 : Choix du solveur. …….. 74
Figure 3.17 : Menu de spécification des modèles physiques. ……. 75
Figure 3.18 : Menu de conditions aux limites. ……... 76
Figure 3.19 : Menu des paramètres du solveur. …….. 77
Figure 3.20 : Menu de détermination des valeurs des résidus. ……... 77
Figure 3.21 : Menu d'initialisation de solution de départ. …….. 78
Figure 3.22 : Menu de lancement de simulation ; avec (a) pour l'algorithme *SIMPEL* et (b) pour l'algorithme *PISO*. …… 79
Figure 4.1 : Évolution du nombre de Nusselt le long de la périphérie du bloc pour différents maillages à Re=1000. …… 83
Figure 4.2: Comparaison des résultats obtenus par simulation avec ceux présentés par Young et Vafai (1998a) pour le cas de bloc individuel à Re=1000, Pr=0.71 et k_s/k_f=10. ……. 84
Figure 4.3 : Évolution de la composante de vitesse u par rapport au temps adimensionnel au point de référence (x=7.0 et y=0.125) pour x_j=0.2375, v_j=2 et (a) Re=400, (b) Re=1000. ……. 86
Figure 4.4 : Lignes de courant pour le cas d'un bloc individuel à Re=400 avec : (a) v_j=1, x_j=0.0125 et (b) sans jet (Young et Vafai1998a). ……. 87

Figure 4.5 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re=400 avec : (a) v_j=1, x_j=0.0125 et (b) sans jet. ……... 88
Figure 4.6 : Contours des isothermes pour le cas de bloc individuel à Re=400 avec : (a) v_j=1, x_j=0.0125 et (b) sans jet. …….. 89
Figure 4.7 : Contours des isothermes pour le cas de blocs multiples à Re=400 avec : (a) v_j=1, x_j=0.0125 et (b) sans jet. …….. 90
Figure 4.8 : Comparaison entre les nombres de Nusselt local des cas avec (x_j=0.0125) et sans jet à Re=400. ……. 91
Figure 4.9 : Nombre de Nusselt local pour le cas de cinq blocs avec (x_j=0.0125) et sans jet à Re=400. ……... 92
Figure 4.10 : Lignes de courant pour le cas d'un bloc individuel à v_j=1, x_j=0.0125 et différents nombres de Reynolds : (a) Re=200, (b) Re=400, (c) Re=1000. …… 93
Figure 4.11 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds : (a) Re=200, (b) Re=400, (c) Re=1000. …… 94
Figure 4.12 : Contours des isothermes pour le cas de bloc individuel à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds : (a) Re=200, (b) Re=400, (c) Re=1000. …… 95
Figure 4.13 : Contours des isothermes pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds : (a) Re=200, (b) Re=400, (c) Re=1000. ….. 95
Figure 4.14 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de bloc individuel à x_j=0.0125, v_j =1 et différents nombres de Reynolds. …… 96
Figure 4.15 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de blocs multiples a x_j=0.0125, v_j =1 et différents nombres de Reynolds. …… 97
Figure 4.16 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de bloc individuel à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds. ……... 98
Figure 4.17 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds. ……... 99
Figure 4.18 : Lignes de courant pour le cas de bloc individuel à Re= 200, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4. 100
Figure 4.19 : Lignes de courant pour le cas de bloc individuel à Re= 400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4. 101
Figure 4.20 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re= 100, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4. 102
Figure 4.21 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re= 400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4. 103
Figure 4.22 : Contours des isothermes pour le cas d'un bloc individuel à Re=400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4. …….. 104
Figure 4.23 : Contours des isothermes pour le cas de blocs multiples à Re=400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5 et (c) v_j=1, (d) v_j=2, (e) v_j=4. ……... 105
Figure 4.24 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de bloc individuel à Re=400, x_j =0.0125 et à différentes vitesses du jet. …….. 106
Figure 4.25 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de blocs multiples à Re=400, x_j =0.0125 et à différentes vitesses du jet. …….. 107
Figure 4.26 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de bloc individuel à Re=400 x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet. ……... 107
Figure 4.27 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à Re=400,

x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet. …….. 108

Figure 4.28 : Lignes de courant pour le cas de bloc individuel à Re= 400, v_j=1 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125,(b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375. ….. 110

Figure 4.29 : Les lignes de courant et les isothermes au voisinage du bloc à Re=400, v_j=4, et x_j=0.1250. …….. 111

Figure 4.30 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re= 400, v_j=1 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125,(b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375. ….. 112

Figure 4.31 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re=400, v_j=4 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125 et (b) x_j=0.1250. …… 113

Figure 4.32 : Contours des isothermes pour le cas d'un bloc individuel à Re=400, v_j=1 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125, (b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375. …. 114

Figure 4.33 : Contours des isothermes pour le cas de blocs multiples à Re=400, v_j=1 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125, (b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375. …. 115

Figure 4.34 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de bloc individuel à Re=400, v_j =1 et à différentes positions de jet. ……. 116

Figure 4.35 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de blocs multiples à Re=400, v_j =1 et à différentes positions de jet. ……. 116

Figure 4.36 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de bloc individuel à Re=400, v_j=1 et différentes positions du jet. ……... 117

Figure 4.37 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de bloc individuel à Re=400, différentes vitesses du jet et différentes positions du jet : (a) x_j=0.0125, (b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375. …… 118

Figure 4.38 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à Re=400, v_j=1 et différentes positions du jet. ……... 119

Nomenclature

SymboleDéfinition

a_E, a_W, a_N, a_S, a_P	Coefficients correspondants, respectivement, aux nœuds est, ouest, nord, sud et centre du volume de contrôle.
A	La surface qui délimite l'obstacle
A(|P_i|)	Fonction d'un schéma numérique
c_p	Chaleur spécifique de l'air [J $kg^{-1}K^{-1}$]
D_e, D_w, D_n, D_s	Termes diffusifs correspondants, respectivement, aux faces est, ouest, nord et sud
d_j	Longueur ouverture de fente adimensionnelle
F_e, F_w, F_n, F_s	Termes convectifs correspondants, respectivement, aux faces est, ouest, nord et sud
Gr	Nombre de Grashof
g	Accélération de pesanteur [m s^{-2}]
H	Largeur adimensionnelle du canal
h	La hauteur adimensionnelle du bloc chauffé
h_c	Coefficient de transfert thermique [W. $m^{-2}.K^{-1}$]
J_i (i = e, w, n, s)	Flux au niveau des interfaces (e, w, n, s)
k	Conductivité thermique [W $m^{-1}K^{-1}$]
$L_{entrée}$	Longueur sans dimensions de la section de l'entrée
L_{sortie}	Longueur sans dimensions de la section de sortie
n	Coordonnées normales adimensionnelles (représente la direction x ou y selon l'orientation de la face)
Nu_X	Nombre de Nusselt local
$\overline{Nu}$	Nombre de Nusselt moyen
p	Pression adimensionnelle
P_i(i = e, w, n, s)	Rapports du flux convectif au flux diffusif aux différentes faces du volume de contrôle (e, w, n, s)
Pe	Nombre de Péclet
Pr	Nombre de Prandtl
q"	Le flux de chaleur adimensionnel
Ra	Nombre de Rayleigh
Re	Nombre de Reynolds
Ri	Nombre de Richardson
SS	Terme source de l'équation de transport discrétisée
T	Température [K]
t	Temps adimensionnels
u, v	Composantes adimensionnelles de vitesse dans les directions x et y
u_m^*	Vitesse moyenne caractéristique à l'entrée du canal [m s^{-1}]
V	Vecteur de la vitesse [ms^{-1}]
v_j	La vitesse adimensionnelle de jet de fente
w	La largeur adimensionnelle du bloc chauffé
x_j	La position adimensionnelle de jet de fente
x, y	Coordonnées cartésiennes adimensionnelles

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique de l'air [m^2 s −1]
β	Facteur de relaxation
ε	É missivité thermique
Γ	Coefficient de diffusion général
ΔT	Différence de température [K]
Δx	Dimension d'un volume de contrôle suivant x [m]
Δy	Dimension d'un volume de contrôle suivant y [m]
θ	Température adimensionnelle
μ	Viscosité dynamique de l'air [kg $s^{-1}m^{-1}$]
ν	Viscosité cinématique de l'air [m^2 s^{-2}]
ρ	Masse volumique de l'air [kg m^{-3}]
σ	Constante de Stephan-Boltzmann (σ= 5.669 10-8 $w.m^{-2}.K^{-4}$)
Φ	La dissipation de la chaleur due au frottement visqueux [J $m^{-3}s^{-1}$]
ϕ	La variable indépendante
Ψ	La fonction de courant [m^2s^{-1}]

Indices

c	constant
entrée	A l'entrée du canal
f	Fluide
j	Jet de fente
m	Moyenne
n	Coordonnées normales adimensionnelles (représente la direction x ou y selon l'orientation de la face)
P	Nœud P
s	La longueur périphérique de l'obstacle
sl	solide
sortie	A la sortie du canal
w	Parois
w, e, n, s	Interface du volume de contrôle entre P et W, E, N, S respectivement
W, E, N, S	Nœuds voisins du nœud P à l'ouest, est, nord, sud respectivement
*	Dimensionnelle

Introduction générale

Introduction générale

L'objectif de ce travail est de tester le développement et l'amélioration de l'écoulement et du transfert de chaleur dans le domaine du refroidissement électronique en fonction d'un nouveau paramètre (jet de fente situé après le bloc chauffé) qui peut être utile dans la conception des tels systèmes.

Grâce aux progrès technologiques réalisés dans le domaine de l'électronique, les composants ont l'avantage de devenir de plus en plus performants tout en étant de plus en plus petits. Dans ce contexte, les densités surfacique et volumique de chaleur à évacuer deviennent plus importantes. Dans de multiples marchés, tels l'aeronautique, le spatial, le naval ou les systèmes informatiques, ces composants électroniques sont très abondants et dégagent une chaleur non négligeable lorsqu'ils sont en fonctionnement, ce qui peut les endommager. En effet, les plages de température des composants ne peuvent excéder un intervalle de -20 °C à 40 °C en fonctionnement. En conséquence, il est nécessaire de refroidir ces composants soumis à une forte chaleur pour un fonctionnement optimal et durable.

Lorsqu'un composant électronique est parcouru par un courant électrique créé par des porteurs de charges, ces derniers interagissent avec les atomes du composant, ce qui induit une résistance au déplacement. Ainsi, pour contrer cette résistance, il faut fournir une puissance suffisante qui est ensuite dissipée sous forme de chaleur lors des interactions entre atomes : c'est l'effet Joule**.** Cette chaleur doit être évacuée par des méthodes telles que présentées dans le chapitre I.

Le but visé de cette étude est de procéder à l'étude du refroidissement de composants électroniques par convection forcée en vue d'abaisser la température de ceux-ci pour éviter leur endommagement. Cette étude est à la fois une mise en application des connaissances théoriques de transferts thermiques ainsi que des méthodes numériques de Dynamique des Fluides numérique **(***CFD - Computational Fluid Dynamics*); en effet, il y a un couplage entre Mécanique des Fluides et Thermique. Cette étude sera effectuée avec le logiciel de *CFD* ANSYS Fluent. En effet, cette étude s'intéresse à l'amélioration du transfert de chaleur par convection autour des blocs chauffés situés dans un canal horizontal. L'amélioration est réalisée avec un jet de fente perforé à l'arrière de chaque bloc. L'effet de la vitesse et de la position du jet de fente, en plus du nombre de Reynolds, sur la structure de l'écoulement de fluide, les contours de température et le taux de transfert de chaleur a été exploré.

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

- Un premier chapitre qui sera dédié aux généralités en rapport avec le phénomène et sera suivi d'une revue bibliographique synthétisant les principaux travaux en rapport avec le sujet.
- Le deuxième chapitre détaille la géométrie, la modélisation mathématique du problème et les conditions aux limites bidimensionnelles.
- Dans le troisième chapitre, la méthode des volumes finis et les logiciels utilisés comme un intermédiaire de cette méthode (ANSYS Fluent et Gambit) sont présentés.
- Enfin, le quatrième chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus par simulations numériques, pour chaque cas, la structure générale de l'écoulement suivie de la présentation du champ thermique correspondant avec l'analyse, les commentaires et les arguments nécessaires. En plus, une large discussion du transfert de chaleur mise en jeu est donnée lorsque qu'il est jugé nécessaire. Une étude paramétrique, où les effets des principaux paramètres sont traités, est donnée à la fin de chaque section.

Finalement, la conclusion de ce manuscrit sera accompagnée d'un ensemble de perspectives envisagées pour les travaux qui seront réalisés à l'avenir.

Chapitre I :
Étude bibliographique

1.1. Généralités sur le transfert de chaleur

En terme simple, la discipline du transfert de chaleur ne concerne que deux grandeurs : la température et le flux de chaleur. La température représente la quantité d'énergie thermique disponible, alors que le flux de chaleur représente le mouvement de l'énergie thermique d'un endroit à un autre. À l'échelle microscopique, l'énergie thermique est liée à l'énergie cinétique des molécules. Plus la température d'un matériau est élevée, plus l'agitation thermique de ses molécules est importante. Il est naturel que les régions contenant une plus grande énergie cinétique moléculaire transmettent cette énergie à des régions ayant moins d'énergie cinétique. Plusieurs propriétés des matériaux influent sur la chaleur transmise entre deux régions (à des températures différentes). Tel que la conductivité thermique, la chaleur spécifique, la densité de matériau, la vitesse de fluide, la viscosité de fluide, l'émissivité de surface, etc. Ces propriétés permettent de résoudre de nombreux problèmes de transfert de chaleur.

1.1.1. Mécanismes de transfert de chaleur

Les mécanismes de transfert de chaleur peuvent être regroupés en trois modes :

a) Conduction

Ce transfert d'énergie thermique, qui ne nécessite pas de mouvement macroscopique de la matière, est créé par :

- L'agitation moléculaire (dans les gaz et les liquides).
- Les vibrations des réseaux cristallins (dans les solides non-conducteurs).
- Le déplacement d'électrons libres (dans les métaux conducteurs).

Jean-Baptiste Joseph Fourier (1768-1830) propose en 1822 la loi de la conduction connue par la suite sous le nom de loi de Fourier. Cette relation indique que le flux de chaleur est proportionnel au gradient de la température et se fait dans la direction des températures décroissantes.

Dans le cas d'une conduction unidirectionnelle suivant l'axe des x, la loi de Fourier s'écrit :

$$q_x = -k\frac{dT}{dx} \tag{1.1}$$

Le signe moins indique que le transfert de chaleur se fait dans la direction des températures décroissantes.

b) Convection

Le transfert de chaleur par convection est le mode de transfert d'énergie entre une surface solide et un liquide ou un gaz adjacent en mouvement. Il implique les effets combinés de la conduction et du mouvement d'un fluide. Newton a déterminé que le transfert de chaleur par surface est proportionnel à la différence de température fluide solide T_{sl}-T_f. La différence de température se produit généralement sur une fine couche de fluide adjacente à la surface solide. Cette couche mince de fluide s'appelle la couche limite (figure 1.1). La constante de proportionnalité est appelée le coefficient de transfert de chaleur, h. L'équation de Newton : $q=h_c\times(T_{sl}-T_f)$.

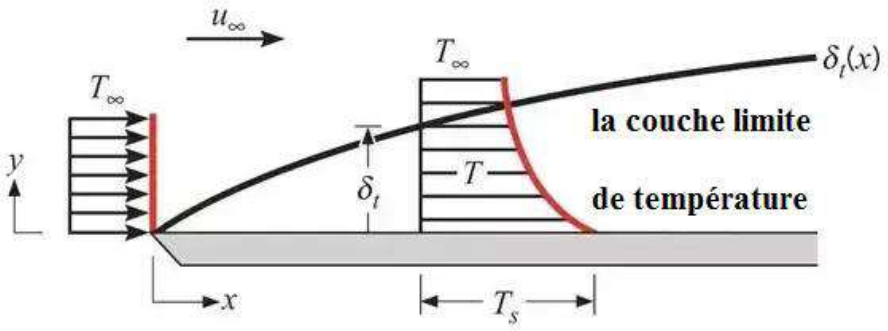


Figure 1.1 : Couche limite de température.

Le coefficient de transfert de chaleur dépend du type de fluide et de sa vitesse. Le Tableau1.1 donne l'ordre de grandeur de ce coefficient.

Tableau 1.1 : Ordre de grandeur du coefficient de transfert de chaleur par convection.

Type de Convection	Description	Valeur typique de h (W / m^2K)
Convection naturelle	Le mouvement de fluide induit par les différences de densité	10 (gaz) 100 (liquide)
Convection forcée	Le mouvement de fluide induit par les différences de pression provoqué par un ventilateur ou une pompe	100 (gaz) 1000 (liquide)
Ebullition	Le mouvement de fluide induit par un changement de phase de liquide à vapeur	20,000
Condensation	Le mouvement de fluide induit par un changement de phase de vapeur en liquide	20,000

Le mode convectif du transfert de chaleur lui-même est divisé en deux processus de base, la convection forcée et la convection naturelle.

- **La convection forcée**

La convection forcée est le type de transfert de chaleur dans lequel les fluides sont forcés de se déplacer afin d'augmenter le transfert de chaleur. Ce mouvement forcé peut être effectué grâce un ventilateur, une pompe, un dispositif d'aspiration ou autre. Le transfert de chaleur par convection forcée se produit aussi par diffusion thermique (mouvement aléatoire des molécules de fluide) que par advection, dans laquelle la chaleur est transportée par le mouvement à plus grande échelle des fluides. Ce mode de convection est affecté par le nombre de Reynolds qui gouverne l'écoulement de fluide (Bejan 2004).

$$\mathrm{Re} = \frac{\text{force d'inertie}}{\text{force de dissipation visqueuse}} \qquad (1.2)$$

- **La convection naturelle**

La convection naturelle, appelée aussi convection libre, est le mécanisme, ou type de transfert de chaleur, dans lequel le mouvement du fluide est généré uniquement par des différences de densité dans le fluide dues aux gradients de température (à cause de la poussée d'Archimède, la différence de masse volumique dans le fluide engendre un mouvement des masses chaudes vers le haut et des masses froides vers le bas), et non par une source externe (comme une pompe, Ventilateur, dispositif d'aspiration, etc.). La convection naturelle ne peut se produire que dans un champ gravitationnel ou en présence d'un autre champ d'accélération, telle que : force centrifuge, force de Coriolis ou autre. La convection naturelle ne fonctionne essentiellement pas dans l'orbite de la Terre. Par exemple, dans la Station spatiale internationale en orbite, d'autres mécanismes de transfert de chaleur sont utilisés pour protéger les composants électroniques contre les risques de l'augmentation de température (la surchauffe). De même que pour la convection forcée, le transfert de chaleur par convection naturelle se produit aussi bien par diffusion thermique que par advection (Bejan 1993).

Cette forme d'échange dépend principalement du nombre de Rayleigh (Ra) ou du nombre de Grashof Gr :

$$\mathrm{Ra} = \frac{\text{pouss ée d 'Archim ède}}{\text{force de traîn ée visqueuse} \times \text{taux de diffusion de la chaleur}} \tag{1.3}$$

$$\mathrm{Gr} = \frac{\text{forces de flottabilit é}}{\text{forces visqueuses}} \tag{1.4}$$

- **La convection mixte**

La convection mixte se produit lorsque les mécanismes de convection naturelle et de convection forcée se combinent ensemble pour transférer la chaleur. Dans ce mode de convection, on ne peut négliger ni les forces d'inertie ni celle due à la poussée d'Archimède. La contribution de chaque forme de convection au transfert de chaleur dépend du débit, de la température, de la géométrie, de l'orientation et de la nature du fluide. L'effet de la flottabilité sur le transfert de chaleur dans un écoulement forcé est fortement influencé par la direction de la force de flottabilité par rapport à celle de l'écoulement.

Les problèmes de convection mixte sont caractérisés par le nombre de Grashof (pour la convection naturelle) et le nombre de Reynolds (pour la convection forcée). L'effet relatif de la flottabilité sur la convection mixte peut être exprimé par le nombre de Richardson :

$$\mathrm{Ri} = \frac{\mathrm{Gr}}{\mathrm{Re}^2} \tag{1.5}$$

L'importance de la convection libre pour le transfert de chaleur peut être vérifiée à l'aide des critères suivants (Incropera et DeWitt 1996) :

- Si Ri>> 1 la convection libre est dominante.
- Si Ri<< 1 la convection forcée est dominante.
- Si Ri≈1 la convection est dite mixte.

La convection forcée et naturelle combinée dans des dispositifs à très haute puissance, dans lesquels la convection forcée ne suffit pas à dissiper la chaleur nécessaire. Des exemples de ces processus sont la technologie des réacteurs nucléaires et certains cas du refroidissement des composants électroniques (Donald et al.1989).

c) Rayonnement

Tous les matériaux émettent de l'énergie thermique en quantités déterminées par leur température, l'énergie étant transportée par des photons de lumière dans les parties infrarouges et visibles du spectre électromagnétique. La densité de flux de chaleur maximale émise par une surface est donnée par la loi de Stephan-Bolztman (Incropera et DeWitt 1996) :

$$q = \sigma . T_{sl}^4 \tag{1.6a}$$

Avec σ est la constante de Stephan-Boltzmann (σ= 5.669 10^{-8} w/ (m^2.K^4)).

Le flux maximum est obtenu pour une surface idéale (corps noir). Cependant, les surfaces réelles (corps gris) ont une certaine émissivité (ε) qui vient réduire le flux émis par la surface. Et donc la loi de Stephan-Bolztman devienne :

$$q = \varepsilon . \sigma . T_{sl}^4 \tag{1.6b}$$

Dans le cas où cette surface est environnée d'une autre surface à une température T_{ENVIR}, l'échange net de chaleur est donné par :

$$q = \varepsilon . \sigma . (T_{sl}^4 - T_{ENVIR}^4) \quad (1.6c)$$

1.1.2. Transfert de chaleur conjugué

Le terme de transfert de chaleur conjugué est utilisé pour décrire les processus qui impliquent les variations de température au sein des solides et des fluides, en raison de l'interaction thermique entre les solides et les fluides. Un exemple typique est le chauffage ou le refroidissement d'un objet solide par le flux d'air qui l'immerge. Le transfert de chaleur conjugué correspond à la combinaison du transfert de chaleur dans les solides et du transfert de chaleur dans les fluides. Dans les solides, la conduction est le seul mode alors que dans les fluides, c'est la convection qui domine généralement. La combinaison efficace du transfert de chaleur dans les fluides et les solides est la clé de la conception de refroidisseurs, de systèmes de chauffage ou d'échangeurs de chaleur efficaces.

1.1.3. Combinaison des différents modes de transferts

Dans beaucoup de situations, il y a coexistence de deux ou même trois des modes de transferts thermiques décrits précédemment. Fort heureusement, il est fréquent qu'un mode soit prépondérant et simplifie l'analyse. Avant de finir ce paragraphe, signalons que certains échanges de chaleur s'accompagnent d'un changement d'état (vaporisation, condensation, fusion, congélation). Ces phénomènes se comportent alors comme une source (ex. de la condensation) ou un puits de chaleur (ex. de la vaporisation).

1.1.4. Problème de température pour les puces électroniques

Les composants électroniques conventionnels sont conçus pour fonctionner sur une plage de température spécifiée, les limites supérieures sont généralement fixées à 70 °C pour les applications commerciales, 85 °C pour les applications industrielles et 125 °C pour les applications militaires [79]. Les développements récents dans l'utilisation des systèmes électroniques dans les voitures et les avions ont conduit au développement de composants électroniques fiable pour une utilisation à 150 °C et plus. Certains composants peuvent (et sont) utilisés à des températures plus élevées, mais doivent être qualifiés avant l'utilisation. Il est important de noter que lorsqu'on considère la température à laquelle les boîtiers électroniques tombent en panne, le temps à la température et l'environnement de fonctionnement sont des facteurs importants. Par exemple, certains dispositifs peuvent survivre à des températures de 225 °C pendant des périodes relativement courtes (p. ex. 1000

heures), mais pas les10 000 heures requises pour des produits à plus longue durée de vie (p. ex. l'aérospatiale). La température maximale de fonctionnement d'un composant ne dépend pas seulement de la performance du dispositif actif, mais aussi du matériau d'emballage et des technologies d'assemblage utilisées pour loger le dispositif. Il est donc important de tenir compte de tous ces facteurs si un appareil doit être utilisé à une température supérieure à sa température de fonctionnement.

1.2. Technologie d'amélioration de transfert de chaleur pour le refroidissement de composants électroniques

Les trois modes de transfert de chaleur (conduction, convection et rayonnement) ainsi que le changement de phase, comme l'ébullition, la condensation, la fusion et la solidification ont été utilisées dans la conception thermique des équipements électroniques. Mais aucune méthode de conception universelle ne peut être adoptée pour tous les systèmes électroniques. Bergles et al. (1983) ont identifié 13 techniques d'amélioration de transfert de chaleur. Ces techniques sont séparées en deux groupes : techniques « passives » et « actives ». Les techniques passives utilisent des géométries de surface spéciales ou des additifs fluides pour l'amélioration. Les techniques actives nécessitent une alimentation externe, telles que des champs électriques ou acoustiques et les vibrations de surface. Lorsque deux ou plusieurs de ces techniques sont utilisées simultanément, on dit que l'amélioration est composée. Pour les techniques de refroidissement des composants électroniques, on peut les résumer brièvement comme suit (Yeh 1995):

a) Résistance thermique entre les interfaces solide-solide

Le transfert de chaleur à l'intérieur d'un composant est dû à la conduction thermique. Cela nécessite le transfert de chaleur à travers des différents matériaux et interfaces qui sont stratifiés, boulonnés et collés ensemble. C'est aussi une habitude courante d'utiliser des supports, des dissipateurs thermiques et des circuits imprimés pour monter des composants qui sont refroidis par conduction. Un gradient de température se produit lorsque la chaleur est transmise à travers ces interfaces. La résistance thermique de l'interface est une fonction complexe de plusieurs paramètres. Les facteurs importants qui influencent la résistance thermique de contact sont les caractéristiques de surface (planéité et la rugosité), la pression de contact, les matériaux de remplissage et les propriétés thermiques et mécaniques des solides de contact, par exemple, la conductivité thermique et la dureté.

b) Refroidissement par liquide

Grâce au refroidissement par liquide (figure 1.2), la chaleur peut être évacuée au loin des composants chauds soit indirectement, le liquide de refroidissement est pompé à travers un échangeur de chaleur, soit directement, où le liquide de refroidissement est en contact direct avec les composants électroniques. Les fluides de refroidissement courants sont l'eau, les alcools, le glycol et les métaux liquides. Lorsque la dissipation de la chaleur augmente, l'ébullition peut se produire dans le refroidissement liquide direct. Le passage de la convection naturelle à l'ébullition, que l'on appelle parfois le départ de la convection naturelle, n'est pas toujours parfait. Un dépassement excessif de la température ou une surchauffe de la paroi associée au début de l'ébullition du nucléé (parfois est observé). Ceci est lié à la formation de bulles qui est en fonction de la tension superficielle des liquides et les caractéristiques des surfaces chauffées. Un autre phénomène important est le passage d'une zone de transfert de chaleur très efficace d'ébullition nucléée à une zone de transfert de chaleur très faible et parfois instable d'ébullition en film qui est également connue sous le nom de départ d'ébullition nucléée.

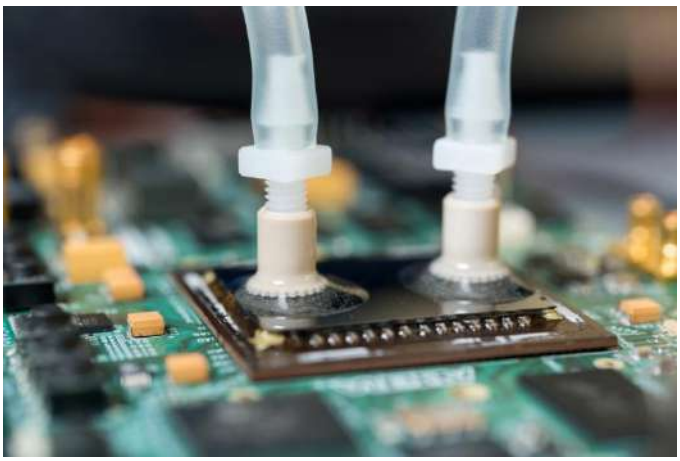


Figure 1.2 : Conduits de liquide transportent le liquide de refroidissement vers des canaux spécialement construits et gravés à l'arrière des circuits intégrés *FPGA* (*Field-Programmable Gate Array*) pour offrir un refroidissement plus efficace.

c) Refroidissement par air

Le refroidissement par air est toujours une méthode très intéressante et commune dans les équipements électroniques en raison de sa simplicité, sa facilité de maintenance et son moindre coût. Le refroidissement par air peut être classé en refroidissement direct et indirect. L'analyse de transfert de chaleur est extrêmement complexe en raison du champ d'écoulement donc un logiciel de calcul de dynamique des fluides (*CFD*) est requis afin d'effectuer une analyse détaillée (figure 1.3).

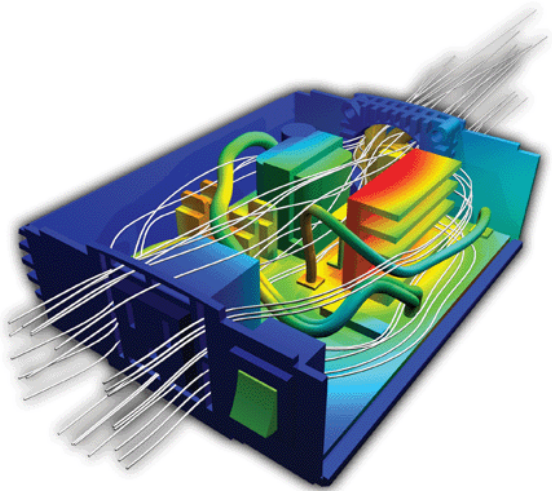


Figure 1.3 : Analyse par *CFD* du refroidissement par air d'un équipement électrique.

d) Refroidissement par impact de jets

Dernièrement, la recherche sur le refroidissement de composants électroniques par impact de jets a été fortement augmentée (figure 1.4). Les avantages de cette technique sont : le contact direct avec les points chauds et la possibilité d'atteindre des coefficients de transfert de chaleur élevés. Les fluides de refroidissement peuvent être des gaz ou des liquides. De plus, l'impact par jets peut également être monophasé ou biphasé.

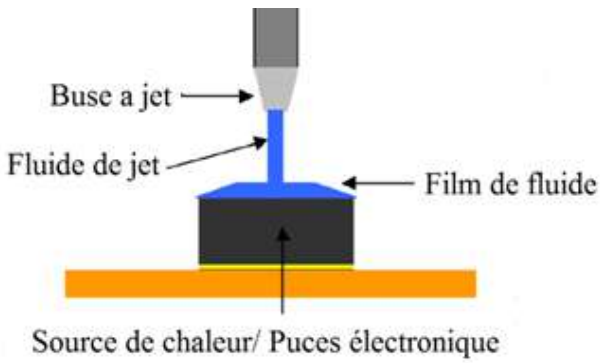


Figure 1.4 : Refroidissement d'une puce électrochimique par impact de jet.

e) Les caloducs et les thermosiphons

Physiquement, les caloducs (figure 1.5) et les thermosiphons sont un système à deux phases en boucle fermée. Ils se composent généralement de trois éléments, à savoir l'évaporateur, le condenseur et la section adiabatique (figure 1.6). La différence entre un caloduc et un thermosiphon est le mécanisme de retour du liquide condensé vers l'évaporateur qui est différent de celui d'un thermosiphon. Un caloduc utilise l'action capillaire de la mèche interne qui joue le rôle du fluide caloporteur, tandis qu'un thermosiphon utilise un champ de force externe, comme la gravité, la force centrifuge, etc. Il est important de noter qu'un caloduc ou un thermosiphon n'est qu'un dispositif qui peut transporter la chaleur d'un endroit à un autre.



Figure 1.5 : Caloducs montés dans le dissipateur thermique pour le refroidissement de *CPU* (*central processing unit*).

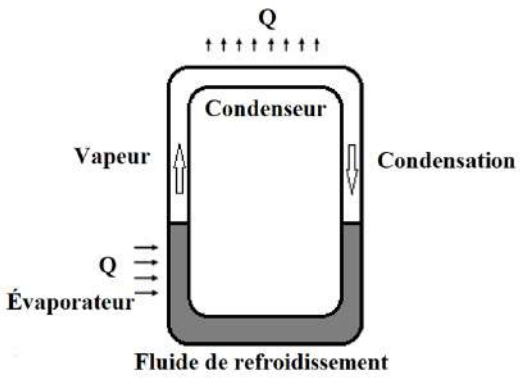


Figure 1.6 : Cycle du fluide de refroidissement dans un caloduc ou un thermosiphon.

f) Transfert de chaleur par fusion et solidification

Le transfert de chaleur par fusion et solidification a été utilisé avec succès dans les systèmes de stockage d'énergie thermique. Le même principe est aussi utilisable pour le contrôle thermique des équipements électroniques. Le bénéfice de cette méthode est double grâce à la chaleur latente élevée du changement de phase et que les changements de phase se déroulent à une température constante. Cette technologie particulièrement adaptée aux applications transitoires telles que les missiles ou les torpilles.

g) Refroidissement par micro canaux

Depuis qu'il a été proposé pour la première fois par Tuckerman et Pease (1981), le refroidissement par micro canaux (figure 1.7) a été progressivement accepté dans le domaine de l'industrie électronique. La raison principale pour atteindre un coefficient de transfert de chaleur élevé est due à l'utilisation des canaux avec des dimensions microscopiques. La résistance thermique de l'écoulement dans un tube ou sur une plaque se concentre principalement dans la couche limite thermique. Par conséquent, une faible résistance thermique est attendue en raison d'une couche limite thermique très faible dans les micros canaux.

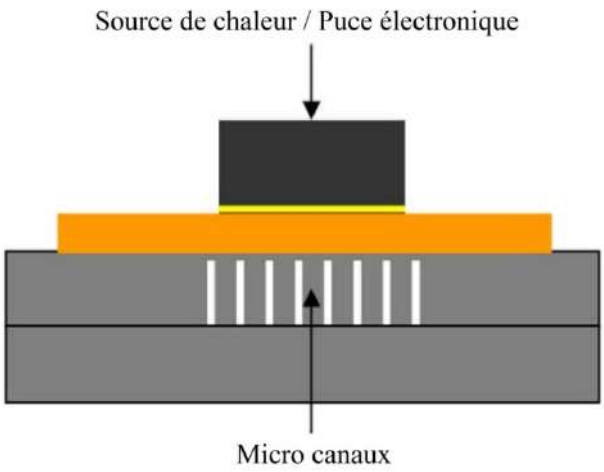


Figure 1.7 : Puce électronique refroidie par micro canaux.

h) Dissipateurs thermiques

En général, les dissipateurs thermiques (figure 1.8) sont dimensionnés de manière à profiter des surfaces étendues (les ailettes). Puisque l'espace disponible est limité et qu'un minimum de consommation d'énergie est souhaité, la performance du dissipateur thermique est au cœur d'un grand nombre d'études. Il existe plusieurs façons d'améliorer la performance de refroidissement des dissipateurs thermiques ; par exemple, les dissipateurs doivent être de conceptions à grande surface puisque le transfert thermique se déroule à la surface du dissipateur.

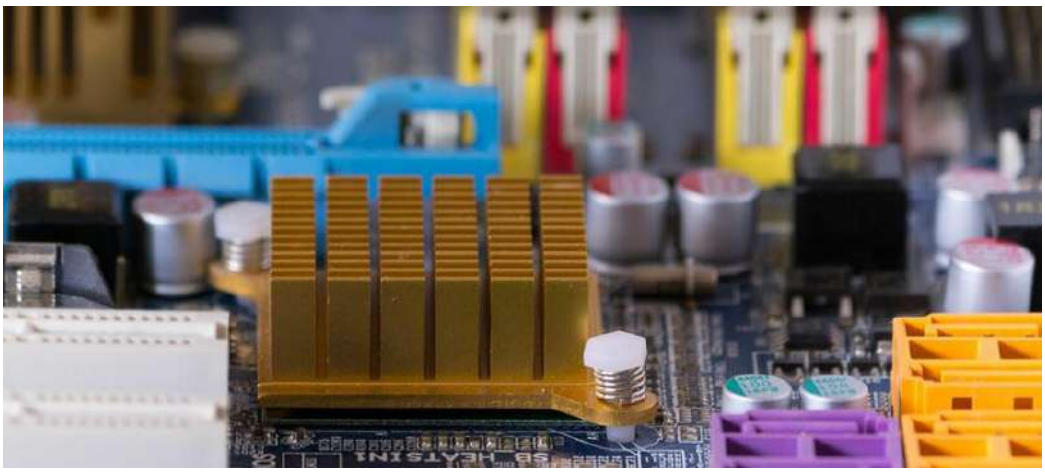


Figure 1.8 : Dissipateur thermique monté sur une carte de circuit imprimé.

i) Technique de vibration

L'écoulement autour des obstacles est très important pour nombreuses applications d'ingénierie. L'obstacle est utilisé comme outil de perturbation de l'écoulement de fluide pour la création d'un écoulement oscillant. Nous pouvons aussi l'utiliser comme un outil pour orienter le fluide vers les points sensibles. L'écoulement oscillant peut être contrôlé par la dimension, la forme et la vibration de l'obstacle. Cette Technique est utilisée pour augmenter le transfert de chaleur dans les appareils électroniques, les piles à combustible, les échangeurs de chaleur, etc.

1.3. Revue bibliographique

La rapidité, la résistance et la puissance sont les caractéristiques les plus importantes du monde moderne ; toutes ces caractéristiques provoquent une grande génération de chaleur. L'évacuation de la chaleur devient un grand problème commun pour les systèmes industriels,

affectant leurs performances et leur durée de vie, ce qui fait du refroidissement l'une des tâches les plus importantes de l'ingénierie thermique. Les applications courantes de ces systèmes de refroidissement sont les échangeurs de chaleur, les dispositifs de refroidissement des équipements électroniques, les régénérateurs thermiques, les capteurs solaires, les systèmes de refroidissement des réacteurs nucléaires etc. Avec le développement de l'électronique, les composants électroniques deviennent de plus en plus petits et libèrent de plus en plus de chaleur, cette chaleur doit être évacuée de manière efficace et rapide. Dans cette partie, on présente une analyse critique des études de la linéature relatives à l'augmentation du transfert de chaleur dans les systèmes électroniques.

Au cours des dernières décennies, de nombreux travaux de recherche ont été réalisés sur différentes techniques d'amélioration de transfert de chaleur à partir des blocs chauffés simulant des composants électroniques, attachés aux parois d'un canal. Certains chercheurs ont utilisé des déflecteurs du fluide de différentes tailles et de formes pour orienter l'écoulement vers les zones les plus chaudes et donc diminuer la température de ces points.

Dans cette section, nous présentons les travaux les plus remarquables sur les transferts de chaleur faisant intervenir des déflecteurs du fluide, des perforations et des jets de fente dans le but d'améliorer le transfert de chaleur, mais d'abord, nous commençons par les cas de base. Cette analyse vise à améliorer la compréhension des phénomènes qui interagissent et garantit une bonne conduite de la recherche à travers la lecture des exemples spécifiques et diversifiés. Parmi ces travaux, on cite :

a) Travaux de base

Parmi les premières études sur le transfert de chaleur conjugué dans un canal en présence de blocs chauffés on trouve Sparrow et al. (1984). Ils ont étudié l'effet de la variation de la hauteur dans des réseaux tridimensionnels d'obstacles à section carrée (figure 1.9), ils ont constaté des améliorations du transfert de chaleur allant jusqu'à 80 % par rapport à un réseau de hauteur uniforme.

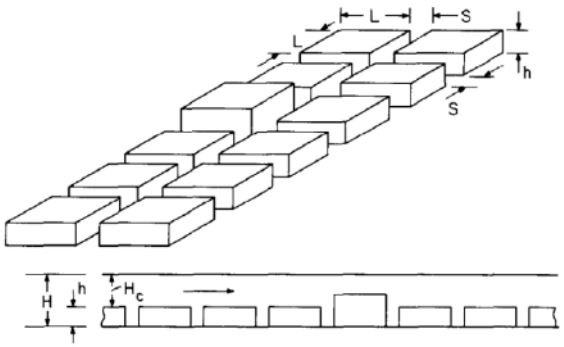


Figure 1.9 : Configuration étudiée par Sparrow et al. (1984) : En haut : dessin d'une partie représentative d'un ensemble de modules de blocs ; En bas : vue latérale (en 2D)**.**

Dans le même contexte, Davalath et Bayazitoglu (1987) ont étudié le transfert de chaleur conjugué lors d'un écoulement développé entre deux plaques parallèles avec trois blocs chauffants attaché à la plaque inférieure (figure 1.10). Les caractéristiques du transfert de chaleur de la zone de recirculation près des blocs (sources de chaleur) et l'espace optimal entre les sources de chaleur pour une condition à flux imposé ou température imposée sont présentés. De plus, ils ont effectué une corrélation du nombre de Nusselt moyen en fonction des nombres Re et Pr.

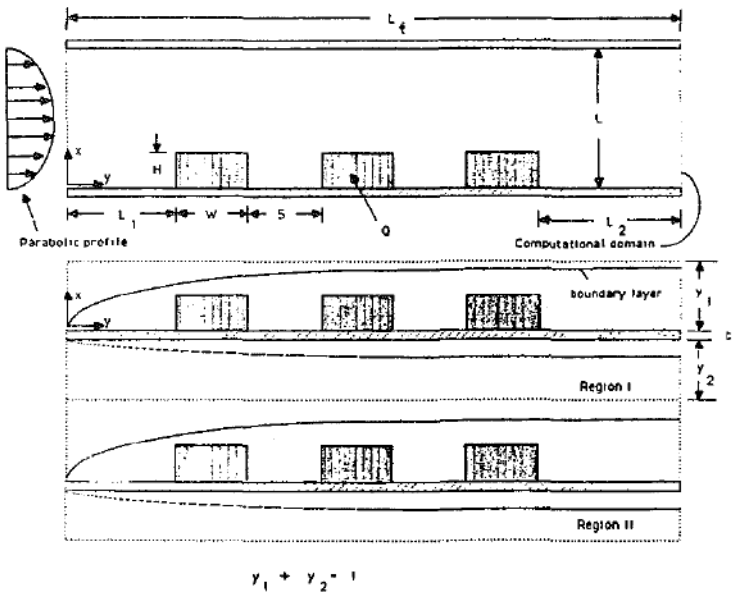


Figure 1.10 : Géométrie étudiée par Davalath et Bayazitoglu (1987).

Pour éliminer l'influence de l'entrée et de la sortie sur la résolution du problème à côté de la zone d'obstacle et comme décrit par Vafai et Kim (1990), des tests supplémentaires ont été effectués par l'augmentation individuelle des longueurs du canal avant et après le dispositif d'obstacles. Les effets d'entrée se sont trouvés parfaitement éliminés avec L_{in} = 2.

Une longueur de sortie de L_{out} = 8 garantissait que la grande zone de recirculation en aval était bien située en avant de la sortie et que le fluide sortait selon un profil parabolique.

Le transfert de chaleur en présence d'obstacles poreux attachés à une paroi d'un canal rectangulaire à température imposée est étudié par Huang et Vafai (1994), figure 1.11. Leur étude a montré l'effet des paramètres gouvernants tels que les nombres de Reynolds, de Prandtl et les caractéristiques du milieu poreux sur le transfert et sur l'écoulement. Leur étude a mis en évidence aussi l'effet de l'alternance des propriétés du milieu d'un bloc à un autre. L'utilisation des obstacles poreux a amélioré le mélange dans la région du fluide, ce qui a permis un transfert de chaleur beaucoup plus important que pour le canal lisse.

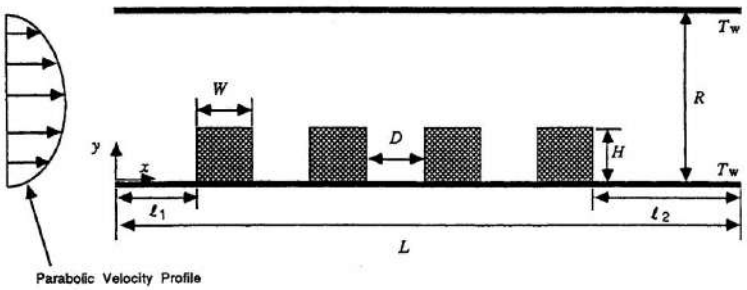


Figure 1.11 : Configuration étudiée par Huang et Vafai (1994).

Young et Vafai (1998a) ont fait une investigation détaillée sur le refroidissement par convection forcée d'une source de chaleur placée sur la paroi inférieure d'un canal (figure 1.12). L'étude teste l'effet du nombre de Reynolds, de la hauteur, de la largeur de la source et également le rapport des conductivités thermique du solide sur celle du fluide (K_{sl} /K_f). Les résultats de cette investigation montrent que la forme et le matériau de la source ont des effets considérables sur les caractéristiques de l'écoulement et sur le transfert thermique.

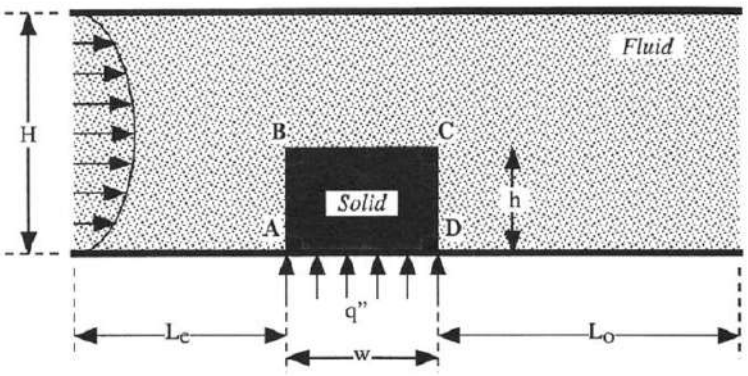


Figure 1.12 Diagramme schématique du problème étudié par Young et Vafai (1998a).

Les mêmes auteurs (Young et Vafai1998b) ont réalisé une investigation numérique de la convection forcée dans un canal contenant une rangée d'obstacles chauffés attachés à sa paroi inférieure (figure 1.13). Ils ont étudié les effets du nombre de Reynolds, de la hauteur, de la largeur, du nombre de blocs et de l'espacement entre les obstacles ainsi que de leur conductivité thermique. Les résultats montrent que tous ces paramètres ont des influences remarquables sur la variation du nombre de Nusselt moyen, les composantes de la vitesse et de la distribution de la température au sein du fluide.

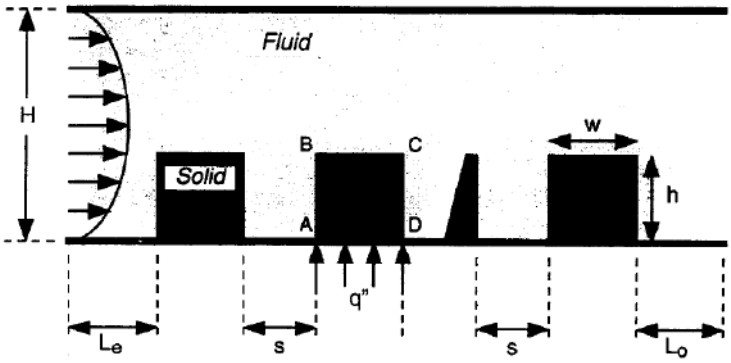


Figure 1.13 : Diagramme schématique du problème étudié par Young et Vafai (1998b).

Dans une autre contribution, Young et Vafai1 (1999) ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur convectif forcé sur des blocs chauffés (figure 1.14) pour un nombre de Reynolds de $800 \leq Re \leq 13000$. Les effets de quelques paramétriques, tels que le nombre de Reynolds, de la hauteur du canal et le flux thermique d'entrée sur le nombre de Nusselt et la température d'obstacle sont étudiés. En outre, ils ont fait une comparaison entre le nombre de Nusselt moyen des obstacles obtenus avec un modèle numérique bidimensionnel et ceux obtenus expérimentalement. Les résultats montrent que l'emplacement approprié d'obstacles à géométrie différente, tels qu'un obstacle plus haut, peut être utilisé pour améliorer passivement le transfert thermique dans son voisinage. Cet effet dépend du débit et de la géométrie afin de contrôler les zones de rattachement. Il est important de noter que dans cette étude les résultats numériques (en 2D) sont en accord avec les résultats expérimentaux.

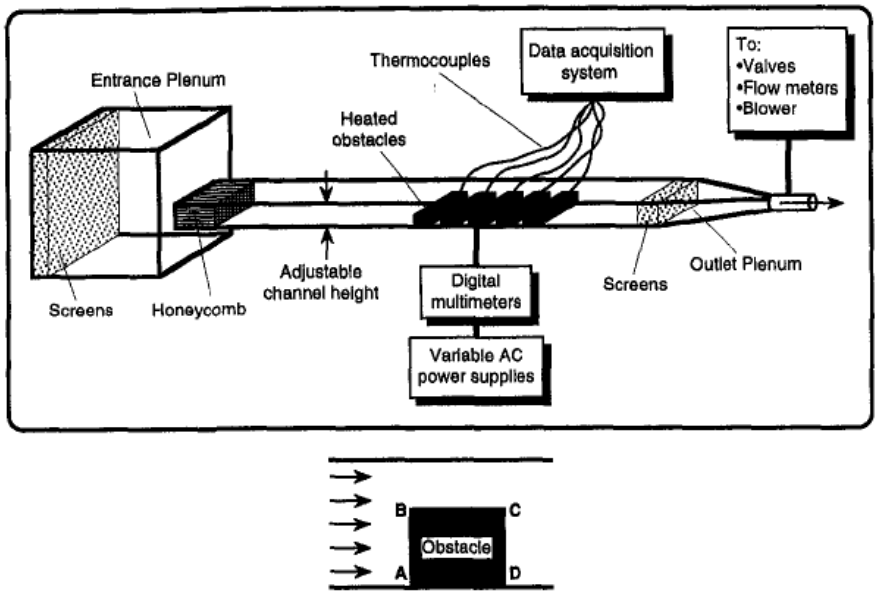


Figure 1.14 : En haut : Dispositif expérimental utilisé par Young et Vafai1 (1999); En bas : diagrammes schématiques de l'obstacle.

La caractérisation de l'écoulement turbulent et du transfert de chaleur autour d'un seul obstacle individuel en deux et trois dimensions a été réalisée par Roeller et al. (1991). Ils ont constaté que les obstacles de grande largeur augmentent l'accélération de l'écoulement par la réduction de la section de passage du fluide ce qui entraîne une augmentation du transfert de chaleur.

b) Déflecteurs du fluide et promoteurs de tourbillons

Le développement de la technologie et les limites observées en utilisant un obstacle individuel ou une série d'obstacles seul sont poussés les scientifiques à chercher d'autres alternatives afin d'accroître le transfert de chaleur dans les systèmes fonctionnant à haute puissance. Une de ces tentatives et l'emploi de déflecteurs afin d'orienter l'écoulement vers les zones soufrant d'un faible échange.

Dans les canaux à rainures, d'une part la déviation de l'écoulement permet l'évacuation du fluide chaud de la zone des rainures. D'autre part, les promoteurs de tourbillons entraînent une déstabilisation précoce de l'écoulement (à un faible nombre de Reynolds) et amplifient les oscillations dans le canal rainuré, améliorant ainsi le mixage de fluide et alors entraîner un meilleur transfert de chaleur.

À ce sujet Anderson et Moffat (1991) ont utilisé des ailettes courbées (figure 1.15) pour améliorer le refroidissement des blocs par l'augmentation du mixage de fluide de refroidissement. Afin de réduire la température de l'air à près des composants électroniques, ils ont installé de petites ailettes au fond de la rainure, dans les zones de haute température et de basse vitesse. Les ailettes étaient orientées de manière à diriger le courant hors de la rainure dans le but d'améliorer le mixage de fluide et de réduire la non-uniformité de la température. Ils ont constaté que leur approche entraîne une chute de pression pour une diminution donnée de la température de fonctionnement.

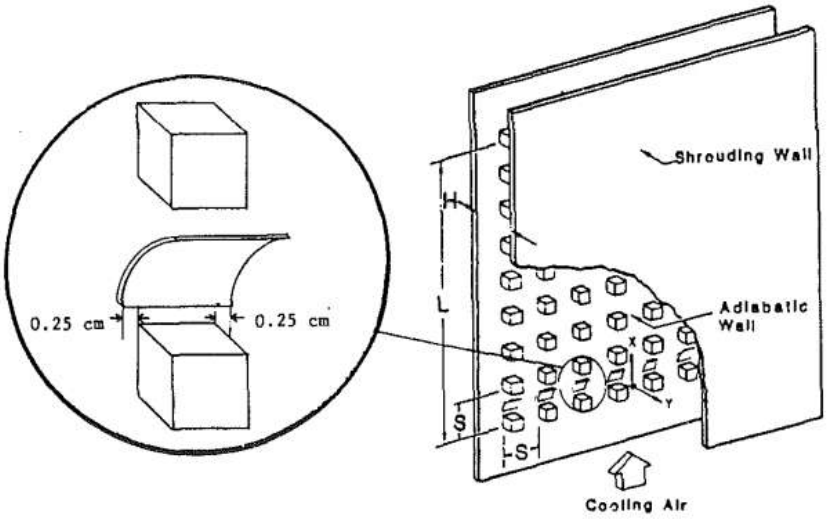


Figure 1.15 : Configuration étudiée par Anderson et Moffat (1991).

Herman et Kang (2002) ont présenté une étude expérimentale sur l'amélioration du transfert de chaleur avec l'utilisation des déflecteurs de fluide courbés comme un activateur de vortex (figure 1.16). Les résultats ont montré que des grandes améliorations ont été obtenues, mais avec le coût d'une perte de pression importante qui est environ de 2 à 3 fois plus importantes que dans le cas d'un canal sans déflecteurs courbés. La même configuration a été étudiée numériquement et expérimentalement par Luviano-Ortiz et al. (2008) et par Lorenzini-Gutierrez et al. (2015). Ils ont conclu que le coefficient de transfert thermique est plus élevé que dans le cas sans déflecteurs. L'augmentation du coefficient de transfert de chaleur est principalement due au mouvement du fluide agité dans la zone située entre les blocs chauffés, et ce, en raison de la présence des déflecteurs. Cependant, aucune oscillation de l'écoulement n'est observée dans l'étude expérimentale et l'étude numérique, comme celle observée par Herman et Kang (2002).

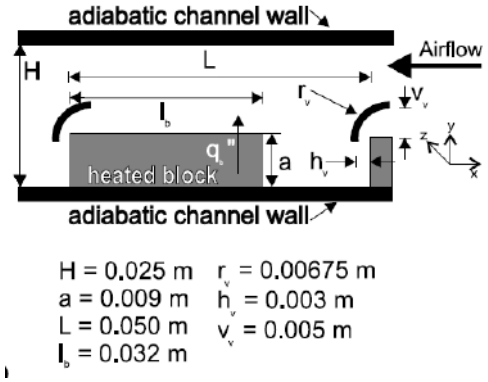


Figure 1.16 : Schéma de la géométrie du canal étudiée par Herman et Kang (2002)**.**

Dans d'autres études des auteurs précédents, Herman et Kang (2001a) **o**nt présenté une étude comparative de trois stratégies d'amélioration du transfert de chaleur, canal rainuré (Herman et Kang 2001b), un canal rainuré avec cylindres (Herman et Kang 2001c) et un canal rainuré avec des aubes courbées (Herman et Kang 2002). Ils ont démontré que des oscillations sont apparues entre Re=1050 et 1320 pour le canal rainuré et autour de Re=350 à 450 pour le canal rainuré équipé de cylindres circulaires et d'aubes courbées, respectivement. Aussi, ils ont observé que l'implication des cylindres et des aubes peuvent contribuer au l'amélioration de transfert de chaleurs environ de 1,2 à 1,8 et 1,5 à 3 fois, respectivement.

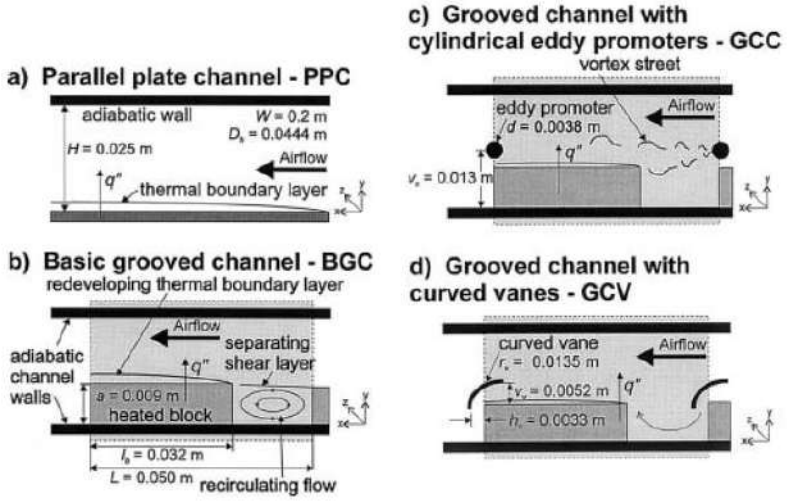


Figure 1.17 : Schéma des géométries de canaux étudiées par Herman et Kang (2001b).

Le positionnement de cylindres au-dessus de puces électroniques pour améliorer le transfert de chaleur dans les applications de refroidissement électronique, a été proposé à l'origine par Karniadakis et al. (1987) et Ratts et al. (1988). Leurs travaux concernant la déstabilisation des écoulements au moyen de promoteurs de tourbillons cylindriques ont été précédés par les études de Thomas (1965, 1966). Le rôle des cylindres dans la déstabilisation

des écoulements dans le but d'améliorer le transfert de chaleur a été mis en avant dans les travaux de Myrum et al. (1992, 1993, 1996), Suzuki et al. (1991), Kapat et al. (1994) et Harman et Kang (2001b).

Fu et Tong (2004) ont réalisé une étude numérique de l'influence d'un cylindre oscillant situé à l'entrée du canal horizontal avec des blocs chauffés sur le transfert de chaleur (figure 1.18). En outre, ils ont analysé les effets du nombre de Reynolds, de l'amplitude et de la fréquence d'oscillation du cylindre sur le transfert de chaleur. Les résultats ont démontré que le transfert de chaleur autour des blocs chauffés augmente de façon étonnante lorsque la fréquence d'oscillation du cylindre se trouve dans l'intervalle d'enclenchement (*lock-in region)*. En plus, ils ont démontré que, lorsque le cylindre oscille, le transfert de chaleur augmente de 120 % par rapport au cas sans cylindre.

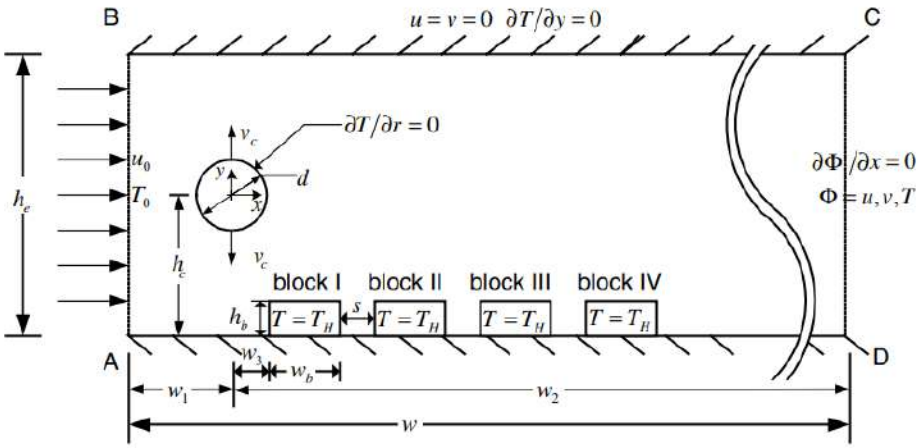


Figure 1.18 : Configuration étudiée par Fu et Tong (2004).

Dans une autre étude, Wu et Perng (1999) ont étudié l'effet de l'installation d'une plaque oblique sur le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal qui contient des blocs chauffés (figure 1.19). Ils ont conclu que le nombre de Nusselt peut être augmenté jusqu'à 39,5 % avec une plaque oblique inclinée d'un angle de 60 °.

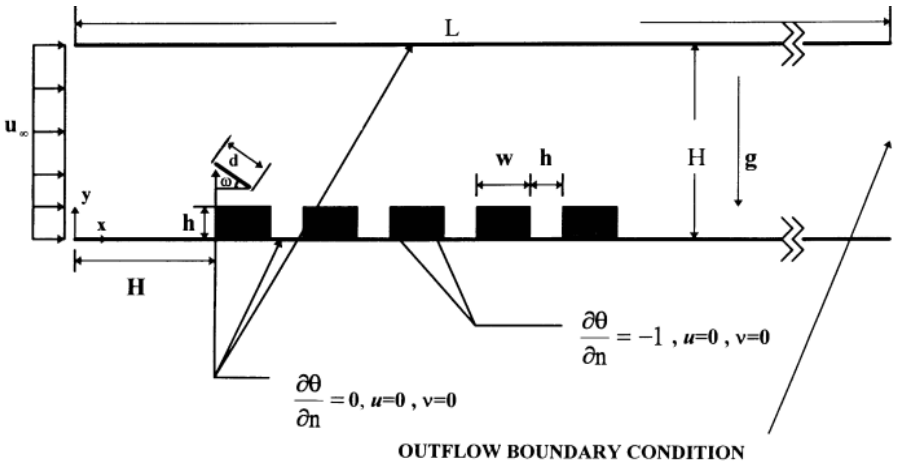


Figure 1.19 : Schéma de la géométrie de canal utilisé par Wu et Perng (1999).

Alahyar Beig et al. (2011) ont présenté une optimisation du transfert de chaleur pour trois puces électroniques dans un canal. Ils ont constaté que l'introduction d'un générateur de tourbillons triangulaires améliore et maximise le processus de refroidissement. Oztop et al. (2009) ont utilisé la même forme de générateur de vortex en amont de trois blocs (figure 1.20). Ils ont découvert que ce générateur de tourbillons pourrait améliorer le transfert de chaleur pour toutes les valeurs des nombres de Reynolds étudiées. De plus, la position du prisme a un effet sur la proportion d'amélioration du transfert de chaleur. D'autres études sur l'amélioration du transfert de chaleur dans les canaux horizontaux par des générateurs de tourbillons ont été effectuées par Garimella et Eibeck (1991) et Icoz et Jaluria (2006), non présentées dans cette thèse pour concision.

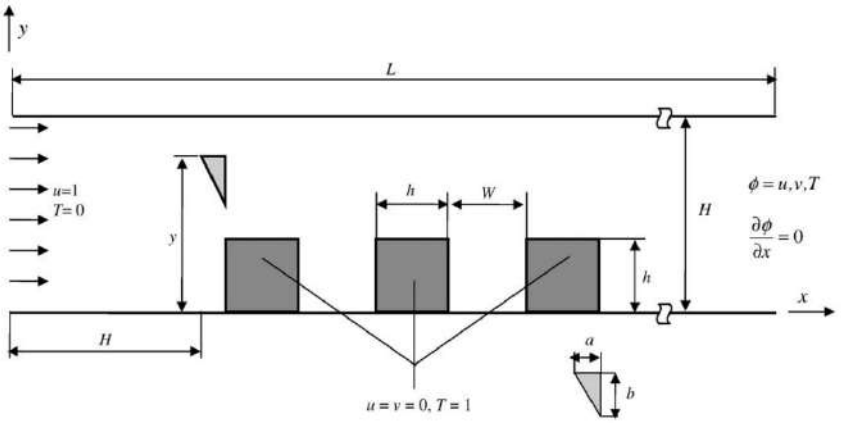
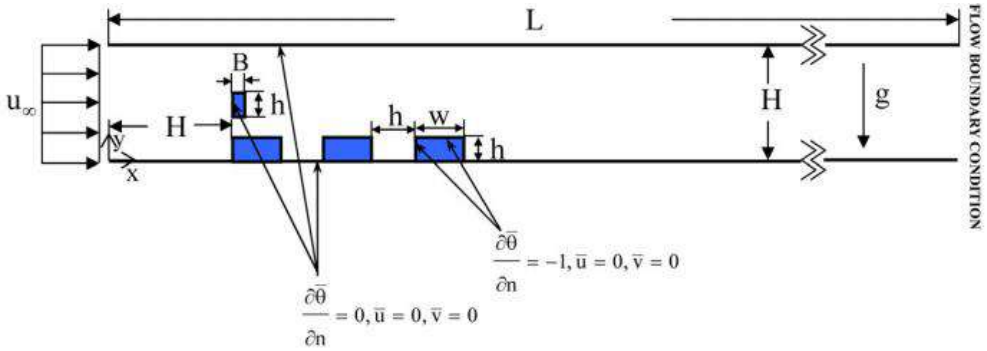


Figure 1.20 : Schéma de géométrie de canal investigué en présence d'un générateur de tourbillons triangulaires, Oztop et al. (2009).

A un nombre de Reynolds élevé Perng et Wu (2008) et Perng et al. (2012) ont découvert que la présence d'une barre pleine ou poreuse peut aussi jouer un rôle important

dans l'amélioration du transfert de chaleur. La même technique a été utilisée par Mebarki et al. (2013). Ils ont démontré qu'une barre peut être utilisée comme générateur de tourbillons et conduire à une amélioration importante du transfert thermique pour des faibles valeurs du nombre de Reynolds (Re=342, 479 et 547) (figure 1.21). Ils ont rapporté que la position de la barre a un effet non négligeable.

(a)



(b)

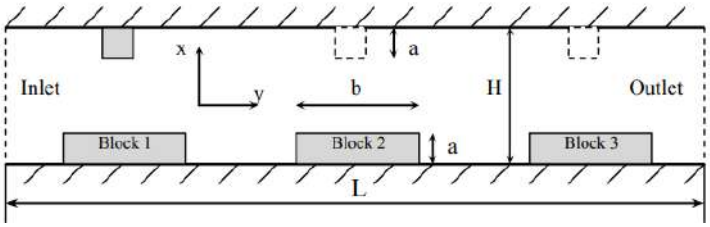


Figure 1.21 : Configurations géométriques étudiées par : (a) Perng et Wu (2008), Perng et al. (2012); (b) Mebarki et al. (2013).

c) Perforations et jets de fente (situé entre les blocs)

L'emploi de fentes dans une paroi contenant des blocs pour favoriser le transfert de chaleur permettre une meilleure évacuation de l'énergie a été étudiée par quelques travaux, mais ils sont limités à la convection naturelle. Hung et al. (1997), Hung et Fu (1999) et Hung (2001) ont modifié un substrat fixé en ajoutant des ouvertures (figure 1.22) pour améliorer la convection du flux d'air entre les canaux supérieurs et inférieurs. Ils ont constaté que les ouvertures améliorent le transfert de chaleur et réduisent l'effet de stagnation du fluide chaud.

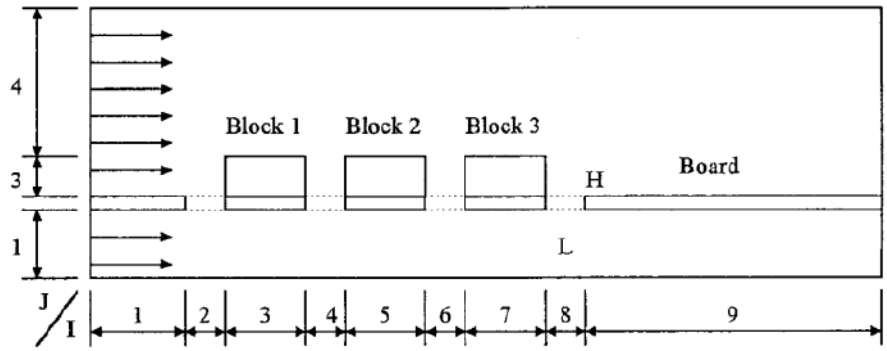


Figure 1.22 : Configuration géométrique utilisée par Hung et al. (1997).

Jubran et Al-Haroun (1998) ont effectué une étude expérimentale pour étudier l'effet de l'utilisation de différentes conceptions (l'orientation des trous) de trous d'injection d'air secondaire (figure 1.23) sur le coefficient de transfert de chaleur et les caractéristiques de chute de pression à différentes valeurs de nombres de Reynoldsdans la gamme de 8 x 10^3 à 2 x 10^4. Ils ont étudié principalement l'effet des distances entre les trous d'injection ainsi que les angles d'injection. Après le traitement des résultats, ils ont conclu que l'injection d'un flux d'air secondaire à travers les trous peut améliorer le transfert de chaleur jusqu'à 54 %. Ils ont également trouvé que la disposition simple des trous d'injection (l'angle d'injection est de 90 ^{o} par rapport à l'horizontale) tend à améliorer le transfert de chaleur et à réduire la perte de charge par rapport aux trous avec angle d'injection incliné.

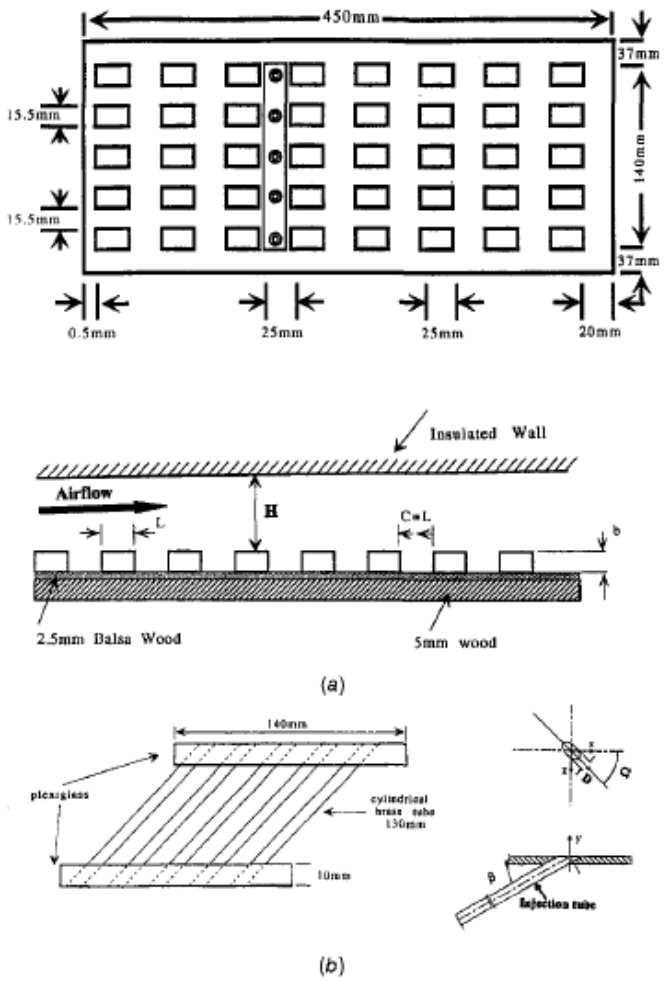


Figure 1.23 : Détails des différentes parties de l'essai de Jubran et Al-Haroun (1998) : (a) la configuration de base ;(b) le mécanisme d'injection.

Sultan (2000) a étudié l'amélioration du transfert de chaleur par convection forcée de plusieurs sources de chaleur positionnées dans un canal horizontal. L'étude est basée sur l'utilisation de trous en deux rangées entre les sources de chaleur (figure 1.24). En raison de l'augmentation de la température entre les éléments chauffés, l'air extérieur est aspiré naturellement par les trous perforés. Dans cette étude, l'auteur a examiné l'effet de la proportion des zones ouvertes sur les caractéristiques de transfert de chaleur. Ses résultats démontrent que le coefficient de transfert de chaleur est amélioré pour toutes les valeurs du rapport zone ouverte. L'amélioration maximale (du transfert de chaleur) détectée est de 33,15 % à Re= 3428. La même configuration est étudiée par Alamgholilou et Esmaeilzadeh (2012 a, 2012 b) avec des régimes laminaire et turbulent. Les résultats ont montré une grande amélioration du transfert de chaleur dans les deux régimes.

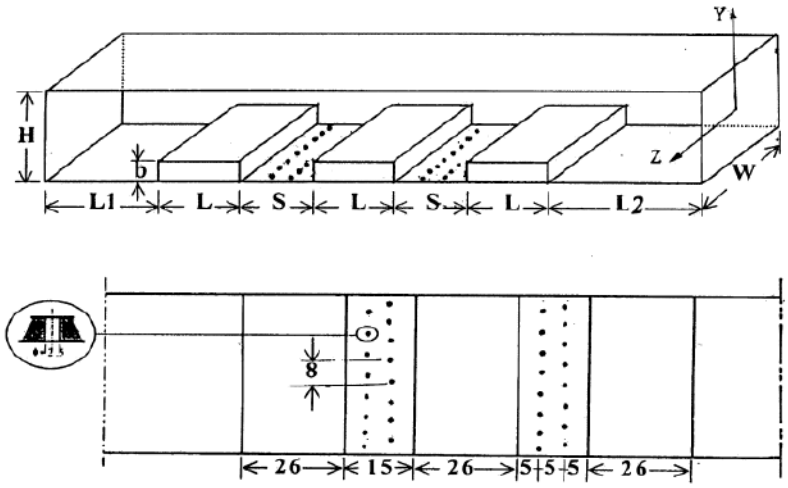


Figure 1.24 : Détails du dispositif d'essai étudié par Sultan (2000).

Kim et Anand (2000) ont effectué une simulation numérique d'un écoulement laminaire bidimensionnel en régime stationnaire pour améliorer le transfert de chaleur par l'utilisation des fentes dans des canaux à six blocs chauffés (figure 1.25). L'étude est basée sur l'effet de nombre de Reynolds (de 100 à 1000), la hauteur des blocs, la taille des fentes et la position des fentes sur l'amélioration du transfert de chaleur. La performance de refroidissement des canaux à fentes a été comparée au cas de base (sans fentes). Les résultats montrent que le transfert de chaleur a été amélioré, mais avec le coût d'une augmentation importante de la perte de charge. L'augmentation de la taille des fentes aussi provoque un refroidissement plus efficace. Pour l'effet de la position, ils ont constaté que la meilleure position de la fente est à droite de la cavité.

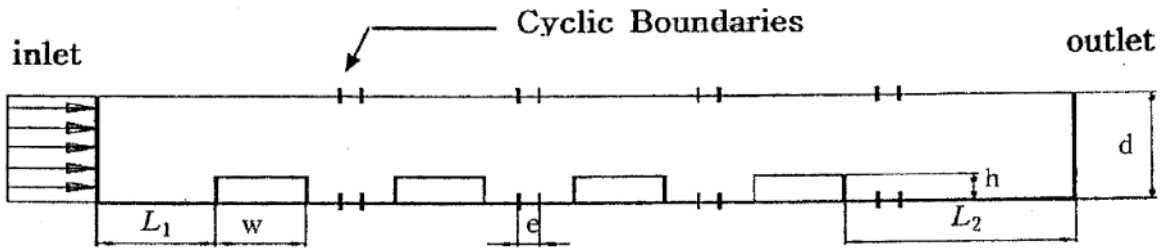


Figure 1.25 : Configuration étudiée par Kim et Anand (2000).

Une autre étude menée par Tsay et Cheng (2006) a examiné les effets de la position des fentes situées entre les blocs (figure 1.26), de l'emplacement de la carte et du nombre de Reynolds sur la structure de l'écoulement, la distribution de la température et du coefficient de transfert de chaleur. Après la comparaison des résultats des différentes configurations avec et sans fentes, ils ont montré que la présence des fentes conduit à des améliorations

maximales des nombres moyens de Nusselt qui peuvent atteindre 81 %, 57 % et 55 % pour les surfaces avant, supérieure et arrière des blocs, respectivement.

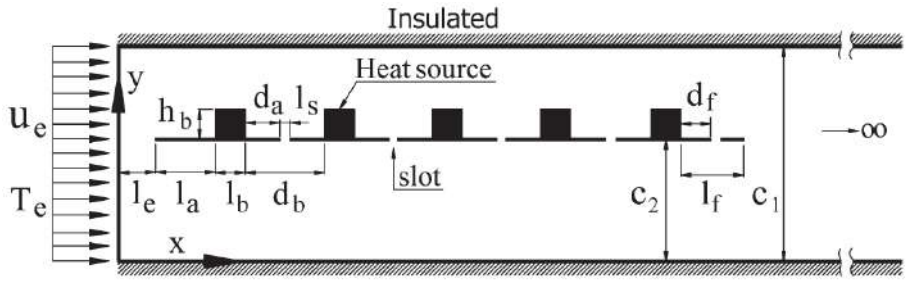


Figure 1.26 : Diagramme schématique de configuration étudié par Tsay et Cheng (2006).

Tseng et al. (2007) ont appliqué la méthode de Taguchi sur l'optimisation du refroidissement passif pour les systèmes électroniques (figure 1.27). Un modèle de DFN (dynamique numérique des fluides) est appliqué pour l'analyse. Les paramètres pris dans cette étude sont la puissance du chauffage, l'orientation de la carte mère, la géométrie des puces, les ouvertures entre les puces et la structure de l'écoulement. Les résultats de cette étude ont montré qu'il est possible d'économiser environ 50 % de l'effort consacré à la réalisation d'expériences et de simulations. De plus, ils ont confirmé que les paramètres les plus importants affectant les comportements thermiques sont les ouvertures dans la carte mère, la puissance du chauffage, et le modèle d'écoulement. Enfin, il est très clair d'après ce rapport de recherche que le concept d'ouverture augmente la fiabilité, réduit le coût de fabrication et simplifie les procédures d'assemblage.

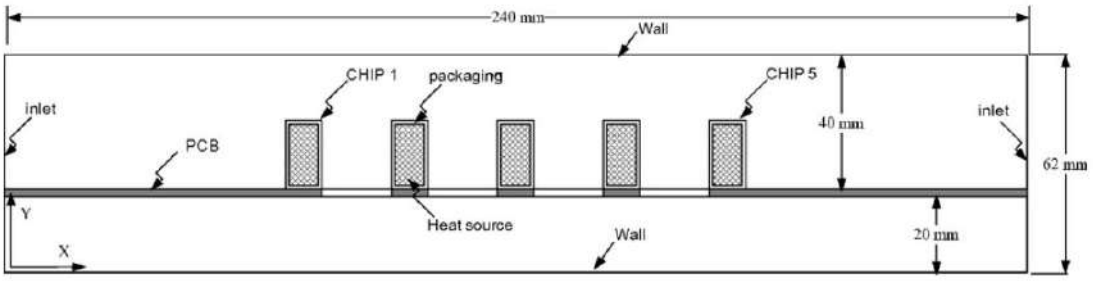


Figure 1.27 : Configuration étudiée par Tseng et al. (2007).

Une technique combinée d'une ouverture et d'une plaque vibrante transversale (figure 1.28) est proposée par Florio et Harnoy (2007) comme un moyen d'augmentation de la convection naturelle pure dans un canal vertical. Cette méthode est destinée à offrir une alternative plus efficace, plus fiable et plus attentive par rapport aux techniques conventionnelles lorsque le refroidissement par convection naturelle standard ne fonctionne

pas de façon satisfaisante. Dans cette étude les auteurs ont utilisé des simulations numériques bidimensionnelles pour étudier l'effet de plusieurs paramètres et configurations géométriques. Les résultats ont montré que les effets combinés de la plaque vibrante et de l'écoulement de fluide à travers l'ouverture ont le potentiel de provoquer une amélioration significative transfert par rapport à la convection naturelle pure. Une amélioration de 70 % a été obtenue pour le coefficient de transfert thermique local par rapport à celui d'un système avec une ouverture, mais sans plaque vibrante.

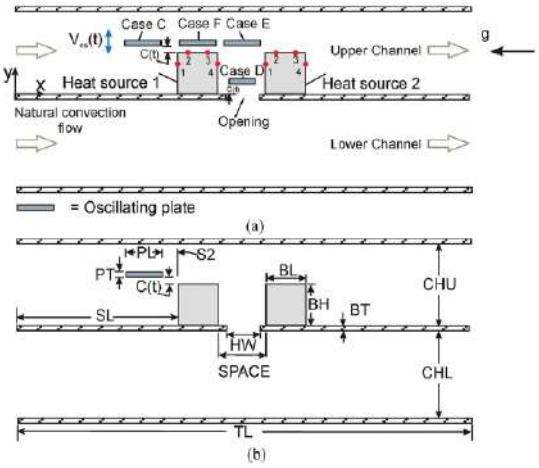


Figure 1.28 : Configuration du canal étudiée par Florio et Harnoy (2007) : (a) les emplacements de plaque oscillants, notés par cas C, cas D, cas E et cas F ; (b) dimensionnement pour la disposition du cas C.

Dans une étude similaire réalisée par Cheng et al. (2008), le transfert de chaleur conjugué de refroidissement des systèmes électroniques est simulé numériquement dans les conditions de convection forcée (figure 1.29). L'influence des ouvertures, la hauteur de la source de chaleur et leur répartition le long du substrat sur la température maximale et le nombre de Nusselt moyen sont investiguées. Ils ont résumé que la présence d'ouvertures, sa disposition sur le substrat et l'augmentation de la hauteur de la source de chaleur peuvent améliorer le transfert de chaleur.

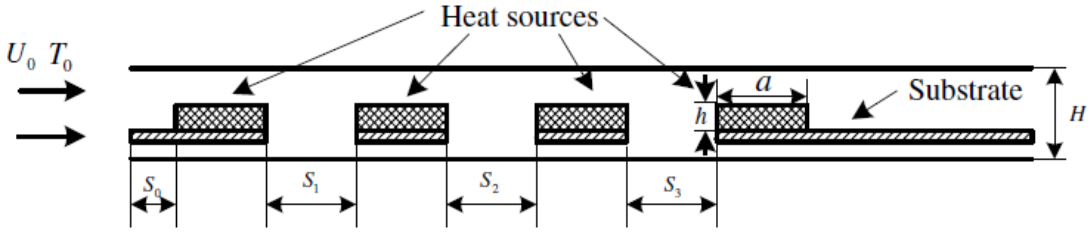


Figure 1.29 : Domaine physique étudiée par Cheng et al. (2008).

Ali (2009) a étudié expérimentalement l'amélioration du transfert de chaleur au moyen des perforations entre deux modules de sources de chaleur rectangulaires (figure 1.30). Leur étude s'est intéressée à la distance de séparation entre les sources de chaleur (s/L = 0,5 et 1,0), la proportion de la zone ouverte des trous (0, 0.0736, 0.1472 et 0.2944) et différentes valeurs du nombre de Reynolds (3391 ≤ Re ≤ 10798). L'auteur trouve que les perforations augmentent le coefficient de transfert de chaleur et réduit significativement la température du bloc. De plus, des corrélations sont obtenues pour l'estimation du nombre de Nusselt moyen sur la base des différents paramètres étudiés.

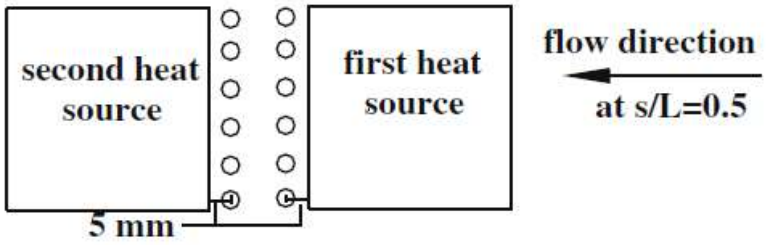


Figure 1.30 : Configuration étudiée par Ali (2009).

d) Jet impactant (situé au-dessus du bloc)

Le refroidissement par jets est une solution privilégiée dans les applications industrielles lorsque l'on cherche à extraire, ou bien à apporter un flux de chaleur intense sur une surface. Dans le domaine de l'aéronautique par exemple, le refroidissement par jets est utilisé pour refroidir les aubes des turbines ou bien les chambres de combustion des moteurs de nouvelles générations. Ce type d'applications a mis en évidence la nécessité de recherches complémentaires sur le comportement d'un faisceau de jets et de leur interaction mutuelle. Dans le domaine de l'électronique, l'augmentation perpétuelle de la puissance dissipée par les composants modernes, ainsi que le souci permanent de compacité ont conduit au besoin de trouver des solutions efficaces au problème de l'extraction de chaleur en milieu confiné.

Certains auteurs ont proposé d'utiliser un jet d'impact à grande vitesse en combinaison avec un écoulement transversal à faible vitesse pour augmenter le transfert de chaleur autour des blocs chauffés. Dans cette perspective, Tummers et al. (2005) ont utilisé la vélocimétrie par image de particules (VIP) pour fournir une description détaillée du l'écoulement complexe qui se produit autour du composant chaud (figure 1.31) en raison de l'interaction entre l'écoulement croisé et le jet impactant. De plus, ils ont étudié l'effet du déplacement du jet par rapport au centre du cube sur le transfert chaleur totale. Les résultats

ont déterminé que la structure de l'écoulement est très complexe : création des tourbillons, des zones de recirculations, des zones de ralentissement, des points de stagnations et de séparations, etc. Tous ces phénomènes ont marqué une influence sur la distribution de la température sur les parois du cube.

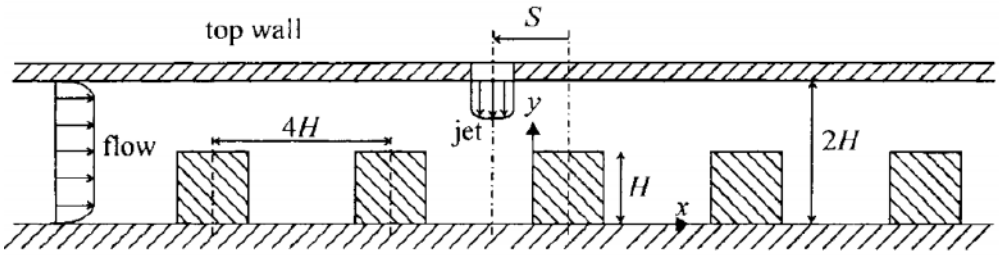


Figure 1.31 : Configuration géométrique d'étude, Tummers et al. (2005).

Une simulation numérique de grandes échelles (*LES*) de l'écoulement autour de cubes chauffés dans un canal avec jet perpendiculaire pointé au-dessus est réalisée par Popovac et Hanjalic (2007), comme montré dans la figure 1.32. Le cube chauffé est refroidi par un mélange d'air, écoulement du canal (Re_c = 4800) et un jet rond (Re_j = 5200). L'étude visait sur les structures d'écoulement, les statistiques de turbulence et le transfert thermique sur les surfaces du cube. La comparaison des résultats simulés avec les mesures expérimentales montre une concordance qualitative avec quelques différences dans l'état de l'écoulement. Popovac et Hanjalic (2009) ont exécuté une simulation numérique des grands-échelles (*LES*), dans le but de refroidir un composant électronique simplifié. La configuration se compose d'une rangée de cinq cubes montés sur la paroi du canal plat avec un jet perpendiculaire pointé au-dessus du cube chauffé, son axe est aligné avec la paroi avant du cube. Après plusieurs tests de changement dans la position de l'axe du jet testé, les résultats ont montré que l'interaction complexe des deux jets avec le cube produit plusieurs structures de tourbillons autour du cube qui régissent le transfert de chaleur local sur les surfaces du cube.

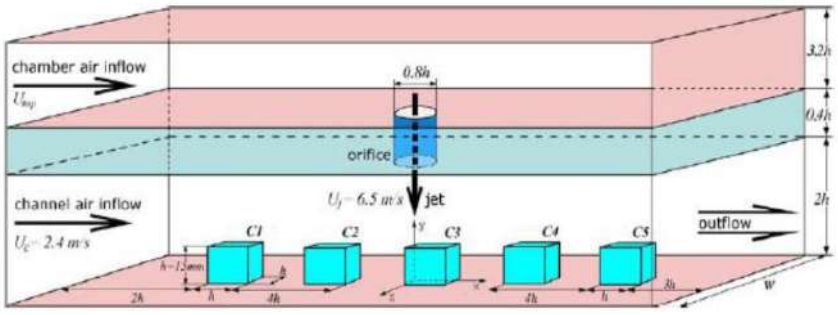


Figure 1.32 : Schema de domaine de calcule, Popovac et Hanjalic (2007, 2009).

Rundström et Moshfegh (2006, 2007, 2008, 2009) ont travaillé sur la même configuration de jet impactant centré (figures 1.33, 1.34 et 1.35) et ils sont concentrés sur la validation de différentes approches de modélisation de la turbulence pour une simulation correcte de l'écoulement et du transfert de chaleur ainsi que l'évaluation de l'influence de certains paramètres de conception sur le transfert de chaleur et la chute de pression. Plus précisément, ils ont analysé l'effet du rapport entre le nombre de Reynolds du jet et du canal, et de la hauteur du canal. Ils ont conclu que le coefficient de transfert de chaleur sur chaque face du composant augmente avec la diminution de l'hauteur du canal, mais au prix d'une perte de pression plus importante.

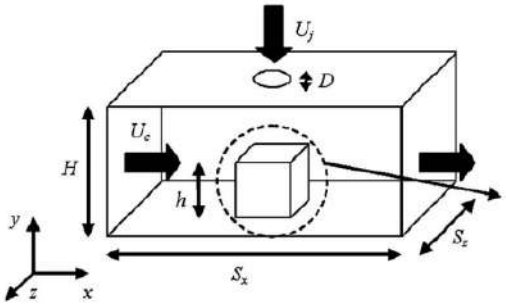


Figure 1.33 : Schema de domaine de calcul, Rundström et Moshfegh (2006, 2009).

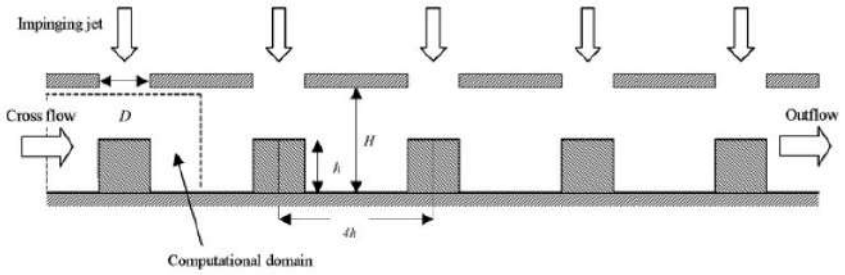


Figure 1.34 : Schema de domaine de calcul, Rudström et Moshfegh (2007).

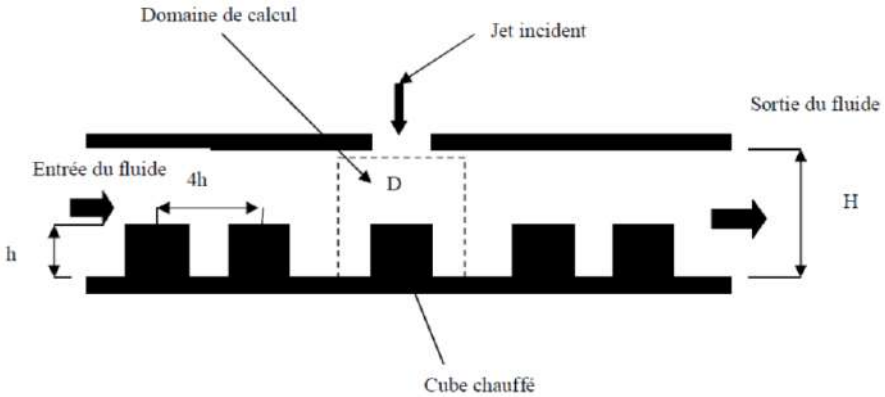


Figure 1.35 : Schema de domaine de calcul, Rundström et Moshfegh (2008).

La même technique est étudiée par Arquis et al. (2007). Ils ont étudié l'amélioration du refroidissement d'un réseau en ligne des blocs chauffés dans un canal (figure 1.36). Dans cette étude, les auteurs ont étudié l'effet du nombre de Reynolds du jet, de la hauteur de canal, de la largeur de fente, de l'espacement entre les blocs, de la hauteur de bloc et de la conductivité thermique de bloc. Après les simulations, ils ont observé que le refroidissement des blocs augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et la diminution de la hauteur du canal. Pour le taux de transfert thermique, ils ont découvert qu'il est amélioré pour des blocs plus courts et plus espacés. Les résultats montrent aussi que des cellules de circulation apparaissent sur la surface supérieure des blocs en aval, ce qui diminue la valeur du nombre de Nusselt de ces blocs. En outre, les valeurs du nombre de Nusselt moyenne atteignent leur maximum au bloc situé juste en dessous du jet, et diminuent pour les blocs en aval et atteignent approximativement une valeur constante après le troisième bloc.

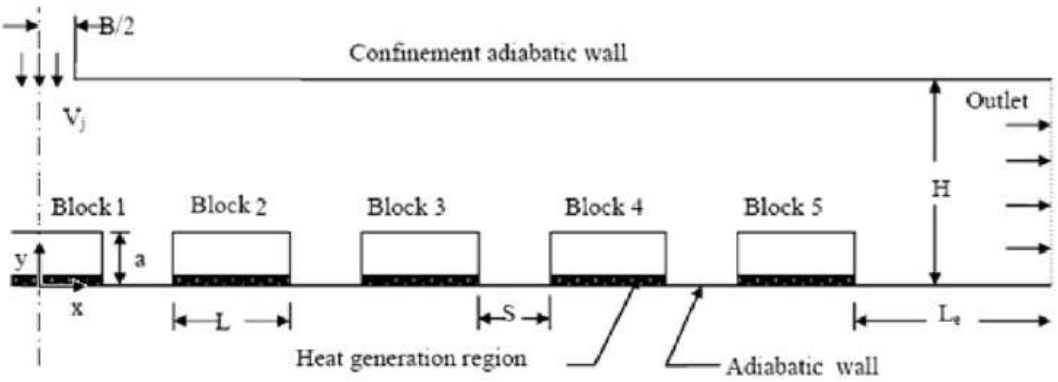


Figure 1.36 : Configuration étudiée par Arquis et al. (2007).

Masip et al. (2012) ont présenté une étude expérimentale complète sur les détails de l'écoulement autour du composant électronique dans le cas où le jet impactant est centré par rapport au composant. Ils ont étudié l'influence de deux paramètres, le nombre de Reynolds du canal (Re=3410, 5752 et 8880) et le rapport entre le nombre de Reynolds de jet et le nombre de Reynolds du canal (0,5, 1,0 et 1,5). Les résultats ont montré que le jet impactant n'arrive pas à frapper la paroi supérieure du cube pour le cas d'un faible nombre de Reynolds, cela élimine l'existence du vortex sur la paroi supérieure et change les caractéristiques d'écoulement dans la zone au-dessus du cube. La configuration géométrique est représentée sur la Figure 1.37**.**

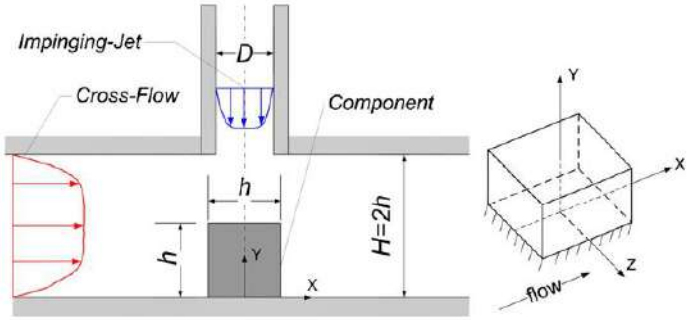


Figure 1.37 : Schéma de domaine de calcul étudié par Masip et al. (2012).

Larraona et al. (2013) Ont effectué une simulation numérique du refroidissement d'un bloc par un jet perpendiculaire à l'écoulement d'entrée (figure 1.38). Leur objectif est d'évaluer l'effet des paramètres de conception sur le transfert de chaleur et la perte de pression. Après l'analyse, les résultats montrent que le nombre de Reynolds et le rapport des vitesses (V_j/V_c) sont les deux paramètres qui ont la plus grande incidence sur le nombre de Nusselt moyen. L'augmentation de ces deux paramètres entraîne une amélioration du transfert de chaleur. Pour l'effet du diamètre et de la vitesse du jet, ils sont plus modestes. Une augmentation de ces deux paramètres produit un nombre de Nusselt moyen plus élevé. Le degré d'augmentation du coefficient de transfert de chaleur moyen en présence d'un jet dépend de la hauteur de la pièce refroidie. Plus spécifiquement, ils ont constaté que plus la composante est élevée, plus l'amélioration est importante. Pour l'effet des paramètres de conception sur la perte de pression, ils ont trouvé que les trois paramètres à savoir le nombre Reynolds, le rapport des vitesses et le diamètre du jet produisent des pertes de charge plus élevées lorsqu'ils sont augmentés. Alors que, la hauteur du composant et le décalage du jet n'ont pratiquement aucun effet sur la perte de pression.

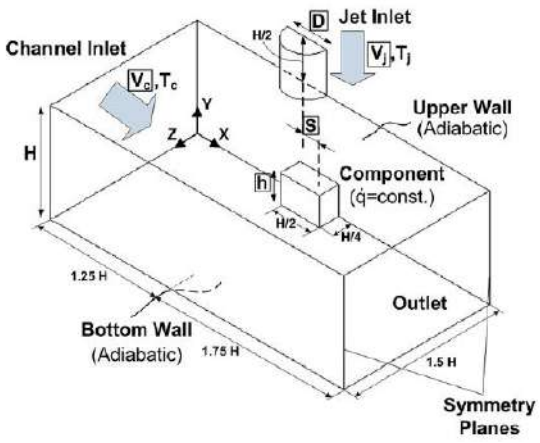


Figure 1.38 : Domaine de calcul et conditions aux limites utilisées par Larraona et al. (2013).

La même configuration est étudiée par Nemdili et al. (2015) en régime turbulent en utilisant une approche *RANS* (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) pour prédire le champ de vitesse moyen et le taux de transfert thermique. L'investigation étudie l'effet de la modification géométrique du composant chauffé (figure 1.39) sur l'efficacité de refroidissement à un nombre Reynolds Re= 3410. Au cours de cette expérience numérique, trois cas d'impact par jet (Re_j/Re_H = 0.5 ; 1 et 1,5) sont traités ainsi que le cas de référence (sans jet) pour comparaison. Les résultats numériques de cette étude démontrent qu'avec une légère modification géométrique (chanfrein), la structure de l'écoulement du fluide autour du composant électronique est radicalement transformée et le taux de transfert thermique peut être amélioré. L'amélioration de l'efficacité de refroidissement la plus élevée est obtenue pour un rapport de nombre de Reynolds le plus élevé (Re_j/Re_H = 1,) et pour la hauteur du chanfrein de 4 mm.

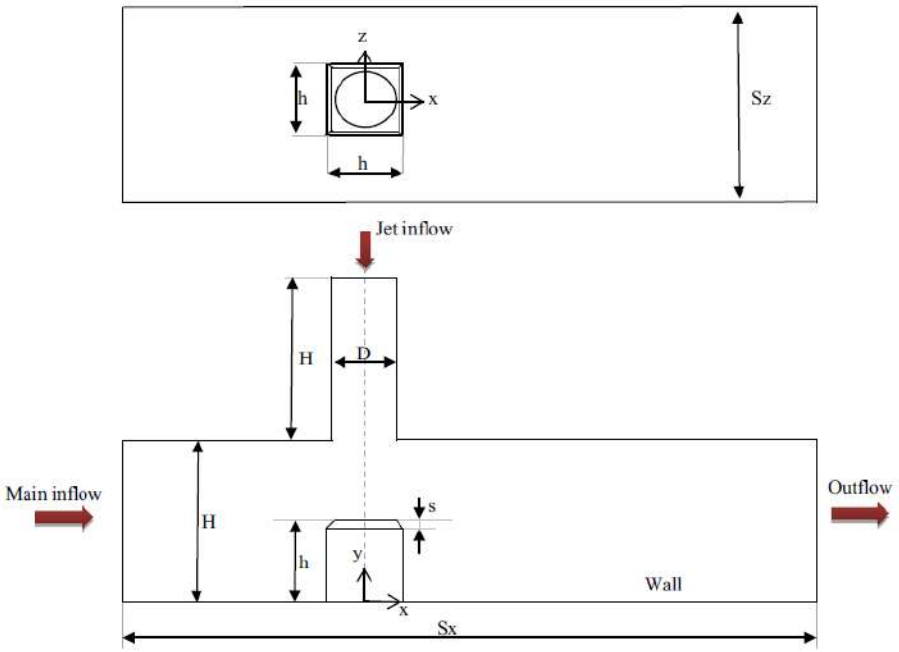


Figure 1.39 : Domaine de calcul, conditions aux limites et système de coordonnées locales utilisées par Nemdili et al. (2015).

Maghrabie et al. (2019) ont investigué numériquement le refroidissement d'un réseau en ligne des composants électroniques par flux croisé par l'impact d'un jet (figure 1.40). Dans cette étude, le processus de refroidissement est examiné pour deux configurations de base des canaux, c'est-à-dire avec support solide et avec support perforé. L'effet du diamètre et de la position de la perforation sur la structure de l'écoulement, les contours de température, le transfert de chaleur et le coefficient de frottement (pour différents rapports de

nombre de Reynolds) sont testés par les auteurs. Les résultats montrent que l'utilisation des supports perforés génère un nouveau tourbillon derrière chaque composant et que le volume du tourbillon dépend essentiellement du diamètre et de la position des perforations. Ils ont aussi montré que le rapport du coefficient moyen de transfert thermique des faces arrière diminue avec l'augmentation de la distance de position de perforation, tandis qu'il augmente avec l'augmentation de diamètre de perforation. De plus, le diamètre de perforation a un effet significatif sur le coefficient de frottement, tandis que le rapport de nombre de Reynolds et la position de la perforation ont un effet négligeable.

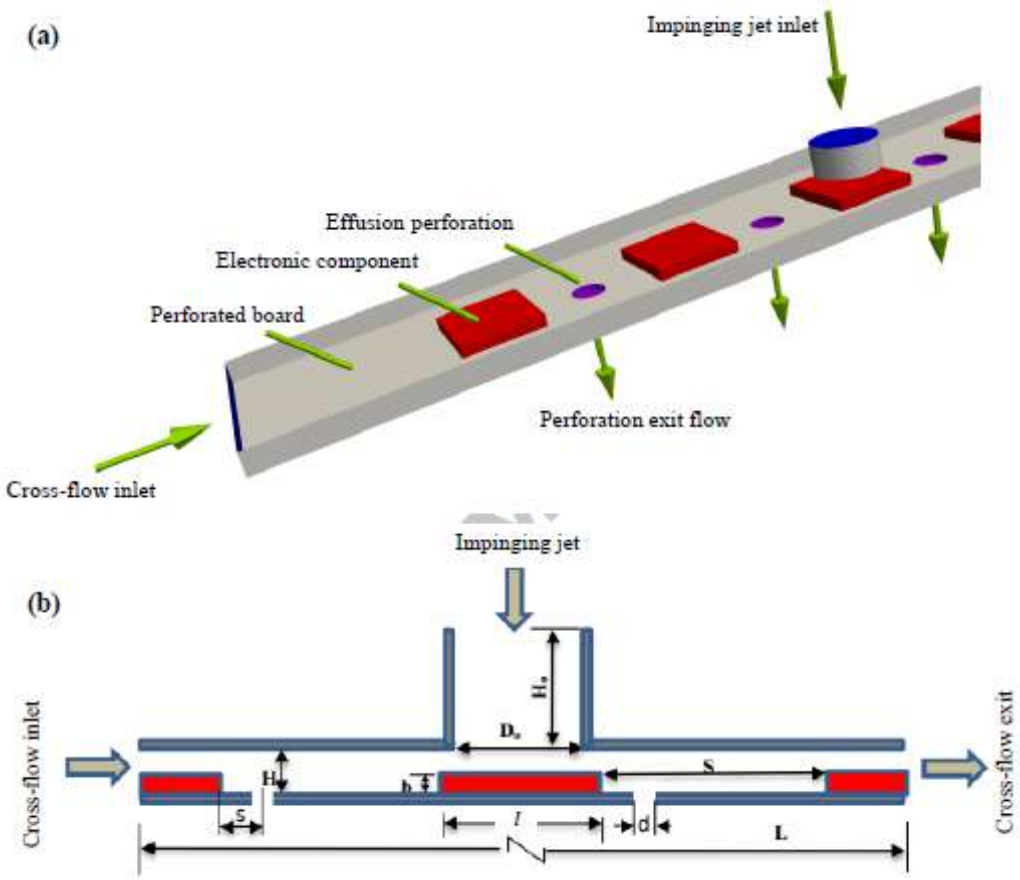


Figure 1.40 : Géométrie de canal utilisé par Maghrabie et al. (2019) : (a) schéma de configuration, (b) : les détails de la géométrie.

1.4. Conclusion

Dans ce chapitre, plusieurs méthodes de refroidissement dans le but d'améliorer le transfert de chaleur et augmenter l'efficacité des systèmes de refroidissement dans le secteur électronique ont été présentées. Comme la montre dans la section bibliographie, un grand nombre de chercheurs se sont intéressés à l'amélioration du transfert de chaleur dans les zones des points chauds (les zones de recirculation d'air chaud) par l'utilisation de déflecteurs ou perforations à fentes. Malgré la grande amélioration du transfert de chaleur obtenue grâce à cette technique, la recherche dans ce champ reste très limitée, surtout l'utilisation des fentes pour l'injection d'un débit de fluide secondaire entre les blocs.

1.5. Motivation et objectif du présent travail

A la lumière de cette recherche bibliographique, on peut clairement remarquer que l'amélioration des transferts thermique dans les systèmes industriels suscite encore l'intérêt des chercheurs afin d'explorer de nouvelles techniques ou améliorer les techniques existantes. L'emploi de générateur de vortex de différentes formes a été testé sous les différents modes de transfert, cependant l'emploi de fentes entre les blocs a été utilisé uniquement en convection libre par quelques chercheurs (telles que présentées dans la section bibliographique). Cette étude rentre dans cet objectif et tente à tester l'effet de l'injection d'un jet d'air entre les blocs sur la structure de l'écoulement et sur le transfert de chaleur. L'étude sera traitée numériquement suivant deux configurations, un canal avec un seul bloc chauffé et un canal avec un arrangement de blocs chauffés, seront testées. Une étude paramétrique sera menée pour explorer l'effet des principaux paramètres sur le transfert, tel que : le nombre de Reynolds, la vitesse et la position du jet. Dans notre étude, nous avons utilisé un débit d'air supplémentaire injecté à travers une fente perforée derrière chaque bloc chauffé pour diminuer la température des points chauds et essayer d'y remédier au problème du faible transfert de chaleur détecté et noté par plusieurs auteurs. Spécifiquement, l'objectif est d'éliminer les zones de recirculation du fluide chaud qui sont en contact avec les faces des blocs chauffés et aussi d'éliminer son effet négatif sur le transfert de la chaleur à travers les blocs chauffés.

Chapitre II :
Modèle physique et formulation mathématiques

2.1. Introduction

La présente étude traite le phénomène de convection forcée dans un canal horizontal qui contient soit un seul bloc chauffé (pour le 1er cas) ou bien cinq blocs chauffés (pour le 2^{e} cas). Les blocs sont fixés sur la paroi inférieure du canal. Les cas étudiés sont traités sous un écoulement laminaire dans les régimes stationnaire et instationnaire. Dans ce chapitre, nous présentons les formulations mathématiques qui régissent le phénomène physique de l'écoulement et du transfert de chaleur dans la géométrie considérée. Les équations régissant le phénomène sont l'équation de conservation de la masse, les équations de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de conservation de l'énergie. Ces équations seront complétées par les conditions initiales et les conditions aux limites.

2.2. Modèle physique

Le modèle physique étudié dans le cadre de cette thèse est présenté dans la figure 2.1. La configuration géométrique du problème étudié est composée de deux cas : le premier cas est constitué de deux plaques (2D) parallèles avec un seul bloc chauffé fixé à la paroi inférieure et une ouverture de fente située à distance fixe de la face arrière du bloc chauffé (figure 2.1a). Toutes les dimensions sont adimensionnées par rapport à la largeur de canal, H. Pour le deuxième cas, un arrangement de cinq blocs chauffés avec des fentes perforées à la même distance ($x_j = \frac{x_j^*}{H^*}$) de chaque bloc (figure 2.1b). dans les deux cas les fentes sont de diamètre fixe $d_j = \frac{d_j^*}{H^*}$. Les dimensions des blocs sont les mêmes dans les deux cas ($w = h = \frac{H^*}{4} = 0{,}25$). Les parois du canal sont adiabatiques, à part la base des blocs chauffés qui sont exposés à un flux de chaleur uniforme. Un écoulement forcé est appliqué à l'entrée du canal ($u_{entr\,ée}$) et un courant d'air supplémentaire de jets s'écoule à partir des fentes avec une vitesse ($v_j = \frac{v_j^*}{u_m^*}$) constante. Compte tenu que la troisième dimension (la direction normale à la figure) est trop grande devant les autres dimensions, on peut considérer que le problème est bidimensionnel (2D).

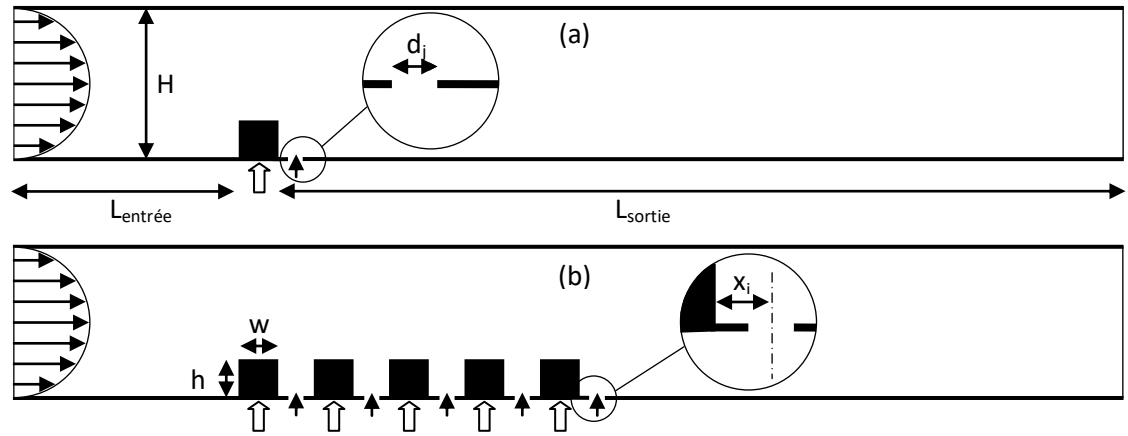


Figure 2.1 : Configurations géométriques du problème étudie.

2.3. Équations bilans

2.3.1. Équation de conservation de la masse

En mécanique des fluides, le principe de conservation de la masse peut être décrit par l'équation de continuité sous plusieurs formes différentes : local conservatif (dérivée en temps normal), local non conservatif (la dérivée en temps suit la particule dans son mouvement), ou intégral. Suivant les problèmes posés, c'est l'une ou l'autre de ces équations qui pourra être retenue, toutes étant équivalentes. Pour la forme locale conservative, elle est sous la forme (White 1991) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t^*} = \operatorname{div} \rho \overrightarrow{V^*} \tag{2.1}$$

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

2.3.2. Équation de conservation de la quantité de mouvement

En mécanique des fluides, l'équation de bilan de la quantité de mouvement découle du principe fondamental de la dynamique appliqué à un fluide (on l'appelle aussi la deuxième loi de Newton). Elle s'écrit sous la forme générale comme suit (White 1991) :

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

Avec :

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

Où :

- $\rho\vec{g}$: est le vecteur des forces de volume.
- $\vec{g}$: est le vecteur de gravité.
- μ : est la viscosité dynamique du fluide.
- $\rho\frac{D\overrightarrow{V^*}}{Dt^*}$: représente le taux de variation de quantité de mouvement.
- $\nabla.(\mu\nabla\overrightarrow{V^*})$: représente les forces nettes de viscosité.
- ∇p^* : représente les forces dues à la pression.

2.3.3. Équation de conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est obtenue à partir de l'application du premier principe de la thermodynamique sur un domaine fluide. Pour un fluide visqueux, elle s'écrit sous la forme suivante (White1991, Bejan1993) :

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

- **Transfert de chaleur conjugué**

La formulation présentée correspond au cas où le domaine de calcul est occupé par un seul matériau. Cependant, il est fréquent que deux ou plusieurs matériaux, ayant des propriétés différentes, soient présents dans un problème. Le transfert de chaleur conjugué, la chaleur est échangée entre les deux phases fluide et solide qui occupent le même domaine. Dans ce cas, les équations de la masse, de la quantité de mouvement et de la conservation de l'énergie doivent être résolues dans une région fluide, tandis que l'équation de l'énergie aussi doit être résolue dans une région solide environnante ou adjacente. Pour un solide l'équation de l'énergie s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho_{sl} c_{p_{sl}} \frac{DT}{Dt^*} = \nabla.(k_{sl}\nabla T) \qquad (2.4b)$$

Dans la région du solide, l'indice sl réfère aux propriétés du solide.

Avec :

$$\frac{DT}{Dt^*} = \frac{\partial T}{\partial t^*} + \vec{V}.\nabla T \qquad (2.5)$$

Où :

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

- $\nabla.(k\nabla T)$: La variation d'énergie par conduction.
- k : La Conductivité thermique du fluide.
- c_p : La Chaleur spécifique à pression constante.
- $\frac{Dp^*}{Dt^*}$: La variation d'énergie due à la compressibilité.
- Φ : La dissipation de la chaleur due au frottement visqueux.

2.4. Hypothèses simplificatrices

Dans le but de faciliter la solution des équations ci-dessus et de réduire le temps et le coût de calcul, les hypothèses suivantes sont posées :

- Le fluide est newtonien, visqueux et incompressible (air, Pr=0,72)**.**
- Le régime est laminaire**.**
- L'écoulement est bidimensionnel selon x et y.
- La dissipation visqueuse est négligeable ($\Phi = 0$).
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligé.
- Toutes les propriétés physiques (c_p, ρ, μ et k …etc.) sont supposées constantes et sont évaluées à la température de référence.
- L'effet de la force de flottabilités est négligeable (Convection forcée pure).

Il est très important de noter que ces hypothèses ont été utilisées et démontrées par de nombreux auteurs dans de nombreux travaux de recherche de convection forcée, Kim et al. (1998), Korichi et Oufer (2007), Tsay et Cheng (2008), Luviano-Ortiz et al. (2008), Selimefendigil et Öztop (2014).

2.5. Équations simplifiées du problème

Après l'application des hypothèses posées ci-dessus les équations qui gouvernent le phénomène physique étudié sont simplifiées et prennent les formes suivantes :

2.5.1. Équation de continuité

L'équation de continuité prendre la forme suivante :

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \qquad (2.6)$$

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

2.5.2. Équations de quantité de mouvement

La projection de l'équation obtenue selon les axes (x, y) donne un système d'équations aux dérivées partielles connues sous le nom des équations de Navier-Stokes :

Suivant x^*:

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \mu\left[\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}}\right] \quad (2.7)$$

Suivant y^*:

$$\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \mu\left[\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}}\right] \quad (2.8)$$

2.5.3. Équation de l'énergie

Après les hypothèses présentées précédemment (section 2.4), les équations d'énergie pour les phases fluide (éq 2.9a) et solide (éq 2.9b) prendront la forme suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial T}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T}{\partial y^*} = \alpha\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^{*2}}\right] \quad (2.9a)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t^*} = \alpha_{sl}\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^{*2}}\right] \quad (2.9b)$$

Avec :

- T : est la température.
- $\alpha = \frac{k}{\rho C_p}$: est la diffusivité thermique du fluide.
- $\alpha_{sl} = \frac{k_{sl}}{\rho_{sl} C_{p\,sl}}$: est la diffusivité thermique de solide.

2.6. Formulation adimensionnelle

La formulation adimensionnelle permet de réduire le nombre des paramètres utilisés dans l'étude et d'éviter les répétitions des expériences qui nous donnent la même solution, ce qui permet de gagner du temps et de réduire le coût d'étude. Aussi elle permet de généraliser l'étude et de comparer les résultats de manière facile. Pour adimensionner les équations de bilan cité ci-dessus en utilisant les grandeurs caractéristiques suivantes :

- La largeur du canal, H^*, pour la longueur.
- La vitesse moyenne à l'entrée, (u_m^*), pour les vitesses.
- Le paramètre, $\rho . u_m^{*\,2}$, pour la pression.
- Le paramètre, (H^*/u_m^*), pour le temps.
- Le paramètre, $(q".H^*/k_f)$, pour la température.

Les variables adimensionnelles adoptées dans cette étude sont les suivantes :

$$x = \frac{x^*}{H^*};\ y = \frac{y^*}{H^*};\ t = \frac{t^* u_m^*}{H^*};\ u = \frac{u^*}{u_m^*};\ v = \frac{v^*}{u_m^*};\ \theta = \frac{(T-T_0)}{(q".H^*/k_f)};\ p = \frac{p^*}{\rho . u_m^{*\,2}};\ v_j = \frac{v_j^*}{u_m^*};\quad (2.10)$$

Avec :

- H^* : Hauteur caractéristique.
- T_0 : La température de l'air à l'entrée du canal.
- H^*/u_m^* : Temps caractéristique.
- $\rho . u_m^{*\,2}$: Pression caractéristique.
- $(q".H^*/k_f)$: Température caractéristique.
- u_m^* : Vitesse moyenne caractéristique à l'entrée du canal.

Avec l'utilisation des variables adimensionnelles précédentes, les équations adimensionnelles de bilans qui gouvernent le phénomène de la convection forcée de notre étude devient comme suit :

2.6.1. Équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.11)$$

2.6.2. Équations de quantité de mouvement (Navier-Stokes)

- Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \left(u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \quad (2.12)$$

- Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \left(u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y}\right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \quad (2.13)$$

2.6.3. Équations de l'énergie

- Pour la phase fluide :

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial t} + \left(u\frac{\partial \theta_f}{\partial x} + v\frac{\partial \theta_f}{\partial y}\right) = \frac{1}{Pe}\left(\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial y^2}\right) \quad (2.14)$$

- Pour la phase solide :

$$\left(\frac{\partial \theta_{sl}}{\partial t}\right) = \alpha_s\left(\frac{\partial^2 \theta_{sl}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_{sl}}{\partial y^2}\right) \quad (2.15)$$

Avec : $\alpha_s = \frac{k_{sl}}{k} . \frac{1}{Pe} . \frac{\rho C_p}{\rho_{sl} C_{p\,sl}}$

Les équations précédentes qui gouvernent notre modèle physique peuvent s'écrire sous la forme d'une équation générale qui est appelée l'équation de transport (Patankar1980).

$$\underbrace{\frac{\partial \phi}{\partial t}}_{\substack{\text{terme} \\ \text{transitoire}}} + \underbrace{\text{div}\left(\vec{V}\phi\right)}_{\substack{\text{terme de} \\ \text{transport par} \\ \text{convection}}} = \underbrace{\Gamma_\phi(\nabla^2\phi)}_{\substack{\text{terme de transport} \\ \text{par diffusion}}} + \underbrace{SS_\phi}_{\substack{\text{terme source}}} \quad (2.16)$$

Avec :

ϕ : La variable indépendante.

Γ : Coefficient de diffusion.

Le tableau 2.1 représente le coefficient de diffusion, le terme source et la variable indépendante ϕ pour chaque équation (équation de la continuité, équation de la quantité de mouvement et l'équation de l'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.

Équations		**ϕ**	**Γ_ϕ**	**SS_ϕ**
De continuité		1	0	0
De quantité de mouvement	**Selon x**	u	1/Re	$-\frac{\partial p}{\partial x}$
	Selon y	v	1/Re	$-\frac{\partial p}{\partial y}$
De l'énergie (phase fluide)		θ_f	$\frac{1}{Pe}=\frac{1}{RePr}$	0
De l'énergie (phase solide)		θ_{sl}	α_s	0

2.7. Nombres sans dimensions

Une grandeur sans dimension (ou grandeur adimensionnelle) est une grandeur physique dont l'analyse dimensionnelle aboutit à un produit où tous les exposants des grandeurs de base sont nuls. Elle est constituée du produit ou rapport de grandeurs à dimensions, de telle façon que le rapport des unités équivaut à un. L'analyse dimensionnelle permet de définir ces grandeurs sans dimension. Ces grandeurs sans dimension interviennent particulièrement en mécanique des fluides et pour la description de phénomène de transfert lorsqu'on utilise la similitude de modèles réduits ou théorie des maquettes et construit l'interprétation des résultats d'essais. Elles portent le nom de nombre sans dimension, nombres adimensionnels, ou encore de nombres caractéristiques.

Les équations adimensionnelles qui décrivent notre phénomène physique (section 2.6) contiennent des nombres adimensionnels contrôlant le comportement de notre problème physique. Ces nombres caractéristiques sont définis comme suit :

- **Nombre de Reynolds**

Le nombre de Reynolds est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides. Il a été mis en évidence en 1883 par Osborne Reynolds. Il caractérise un écoulement,

en particulier la nature de son régime (laminaire, transitoire, turbulent). Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité :

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho u_m H^*}{\mu} = \frac{u_m H^*}{\nu} \tag{2.17}$$

- **Nombre de Prandt**

Le nombre de Prandtl est un nombre sans dimension, ainsi nommé en hommage au physicien allemand Ludwig Prandtl. C'est le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement (viscosité cinématique) et celle de la chaleur (diffusivité thermique).

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu . c_p}{k_f} \tag{2.18}$$

- **Nombre de Péclet**

Le nombre de Péclet est un nombre sans dimension utilisé en transfert thermique et en transfert massique. Il représente le rapport du transfert par convection et du transport par diffusion (thermique ou massique). Il est équivalent au produit du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl dans le cas du transfert thermique et au produit du nombre de Reynolds avec le nombre de Schmidt en transfert massique. Ce nombre porte le nom d'Eugène Péclet, physicien français. La version thermique du nombre de Péclet représente le rapport du transfert par convection sur le transfert par conduction.

$$\mathrm{Pe} = \mathrm{Re} \,.\, \mathrm{Pr} = \frac{u_m H^*}{\alpha} \tag{2.19}$$

2.8. Conditions initiales et aux limites adimensionnelles

En physique ou mathématiques, une condition aux limites est une contrainte sur les valeurs que prennent les solutions des équations aux dérivées ordinaires et des équations aux dérivées partielles sur une frontière. Il existe un grand nombre de conditions aux limites possibles, en fonction de la formulation du problème, du nombre de variables en jeu, et de manière plus importante la nature de l'équation. D'autre côté,les conditions initiales sont les éléments nécessaires à la détermination de la solution complète et si possible unique d'un problème, les éléments qui décrivent l'état du système à l'instant initial, c'est-à-dire l'état de départ. Les équations aux dérivées partielles qui se sont développées précédemment pour décrire notre phénomène physique nécessitent ces conditions pour bien définir notre domaine

physique, fermer le modèle mathématique et après atteindre la solution désirée et pour cela, nous choisissons les conditions hydrodynamiques et thermiques suivantes :

2.8.1. Hydrodynamiques

Les conditions aux limites de types hydrodynamiques imposées à la résolution de ce problème sont les suivantes :

- Le canal est formé par deux plaques planes fixes, imperméables, ce qui nous donne une condition aux limites de non-glissement aux parois du canal :

$$u = v = 0 \tag{2.20}$$

- À l'entrée du canal, le gradient de pression est nul, tandis qu'une vitesse unidirectionnelle de profil parabolique ($u_{entr\,ée}$) est imposée

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0;\ u_{entr\,ée} = 6(1 - y);\ v = 0; \tag{2.21}$$

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

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \tag{2.22}$$

- Au niveau des ouvertures des fentes, un débit d'air à vitesse constante v_j est imposé.

2.8.2. Thermiques

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

- À l'entrée de canal une température ambiante $\theta_f = 0$ est imposée.
- Au niveau des ouvertures des fentes, une température ambiante $\theta_f = 0$ est imposée.
- À la base du chaque bloc, un flux de chaleur constant est imposé (q"= 1) et isolé ailleurs.
- À la sortie et sur les sections adiabatiques de canal, les gradients de température sont nuls.

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial y} = 0 \tag{2.23}$$

- Aux interfaces solide-liquide :

$$\theta_f = \theta_{sl};\ k_f \frac{\partial \theta_f}{\partial n} = k_{sl} \frac{\partial \theta_{sl}}{\partial n} \quad (2.24)$$

Le tableau suivant résume les différentes conditions aux limites imposées sous forme adimensionnelles.

Tableau 2.2 : Conditions aux limites utilisées.

Bord de la géométrie	Conditions hydrodynamiques	Conditions thermiques
Entrée de canal	$\frac{\partial p}{\partial x} = 0;$ $u_{entr\ée} = 6(1-y);\ v = 0$	$\theta_f = 0$
Sortie de canal	$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0;$ La pression égale à la pression ambiante	$\frac{\partial \theta_f}{\partial x} = 0$
Parois	$u = v = 0$	$\frac{\partial \theta_f}{\partial x} = 0$
Base du chaque Source de chaleur	$u = v = 0$	q"= 1
Au niveau des ouvertures des fentes	v_j est constant	$\theta_f = 0$
Aux interfaces solide-liquide	$u = v = 0$	$\theta_f = \theta_{sl};\ k_f \frac{\partial \theta_f}{\partial n} = k_{sl} \frac{\partial \theta_{sl}}{\partial n}$

2.9. Présentation des résultats

Les résultats de ce travail sont présentés, analysés et traités à l'aide des lignes de courant et des isothermes sous une forme adimensionnelle dans le but de généraliser les résultats (la solution) et pour permettre une comparaison facile. Aussi, on utilise le nombre de Nusselt pour l'évaluation de taux de transfert de chaleur par convection sur les parties des blocs chauffée qui sont en contact avec le fluide de refroidissement.

2.9.1. Les lignes de courant

Une ligne de courant est une courbe de l'espace décrivant un fluide en mouvement et qui, à tout instant, possède en tout point une tangente parallèle à la vitesse des particules du fluide. L'expression de la fonction de courant est donnée par :

$$u^* = \frac{\partial \Psi}{\partial y^*};\ v^* = -\frac{\partial \Psi}{\partial x^*} \tag{2.25}$$

Alors :

$$\Psi = \int_0^{H^*} u^*(x^*, y^*)dy^* - \int_0^{L} v^*(x^*, y^*)dx^* \tag{2.26}$$

Après introduction des grandeurs adimensionnelles, on aboutit à :

$$\Psi = \int_0^{1} u(x, y)dy - \int_0^{L/H^*} v(x, y)dx \tag{2.27}$$

Avec : Ψ est la fonction de courant.

2.9.2. Les isothermes

Une ligne isotherme, ou plus simplement isotherme est une ligne ou frontière fictive le long de laquelle la température est constante.

2.9.3. Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel utilisé pour caractériser les transferts thermiques entre un fluide et une paroi (interface fluide solide), appelé transfert convectif.

On le définit de la manière suivante :

$$\mathrm{Nu_x} = \frac{\mathrm{h_c}.\mathrm{H}^*}{\mathrm{k_f}} \tag{2.28a}$$

La longueur caractéristique dépend de la géométrie. Dans le cas d'un écoulement dans une conduite, on prendra le diamètre de la canalisation, ou le diamètre hydraulique si la conduite n'a pas une section circulaire. Comme tout nombre sans dimension, la valeur du nombre de Nusselt dépend fortement des grandeurs de référence que l'on choisit, et de la signification physique que l'on entend lui donner (locale ou globale par exemple).

- Le nombre de Nusselt local peut également s'écrire sous la forme d'un gradient de température adimensionné à la paroi comme suit :

$$\mathrm{Nu_x} = -\frac{1}{\theta_s}\frac{\partial \theta_\mathrm{f}}{\partial n} \tag{2.28b}$$

Où :

- θ_s : est la température de la périphérie de l'obstacle.
- n : représente la direction x ou y selon l'orientation de la face.
- s : est la longueur périphérique de l'obstacle.

- Le nombre de Nusselt moyen sur une surface est donné par la relation suivante :

$$\overline{\mathrm{Nu}} = \frac{1}{A}\int_A \mathrm{Nu}_s \, \mathrm{d}s \tag{2.28c}$$

Avec A est la surface qui délimite l'obstacle.

2.10. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les équations aux dérivées partielles sous la forme dimensionnelle puis adimensionnelle qui régissent le phénomène physique de convection forcée en régime laminaire stationnaire ou instationnaire dans un canal rectangulaire horizontal en 2D contenant un seul bloc chauffé pour le 1er cas et cinq blocs chauffés pour la 2^{e} cas. On a préféré de présenter les équations différentielles de notre problème d'étude sous la forme adimensionnelle pour faire ressortir les paramètres de contrôle, à savoir, Re, Pr et Pe. En raison de la complexité du système d'équations, nous avons adopté quelques hypothèses pour éliminer les facteurs qui ont un effet négligeable sur notre étude afin de rendre l'étude plus facile et plus rapide à traiter. Enfin, le système d'équations est complété par des conditions aux limites pour que le modèle mathématique devienne approprié à notre problème physique. La complexité des équations du modèle mathématique nécessite des méthodes numériques, pour les résoudre là où la méthode des volumes finis intervient, ainsi que la validation du code de calcul utilisé est nécessaire pour assurer que la solution numérique est adéquate.

Chapitre III :
Méthode numérique

3.1. Introduction

La mécanique des fluides numérique, plus souvent désignée par le terme en anglais *Computational Fluid Dynamics*(*CFD*), est un outil de simulation permettant d'analyser les phénomènes thermiques et fluidiques complexes. Cette méthode d'analyse permet de prédire les performances avant de procéder à des expériences physiques sur des modèles réels. Cet outil peut donc être utilisé très tôt dans la phase de conception d'un produit, ainsi qu'aider au choix de concepts préliminaires. La simulation permet également de prédire les performances de produits pour lesquels il est difficile d'effectuer des mesures expérimentales. De plus, les logiciels de simulation *CFD* peuvent aussi être utilisés pour visualiser des phénomènes invisibles tels que l'écoulement d'un fluide ou un échange thermique. Outre une meilleure compréhension de l'ingénierie, cette méthode représente aussi un vecteur de communication de ces connaissances à des non-experts. Dans le domaine de la recherche, cette approche est l'objet d'un effort important, car elle permet l'accès à toutes les informations instantanées (vitesse, pression, concentration…) pour chaque point du domaine de calcul, avec un coût global généralement modique par rapport la méthode expérimentale.

Les problèmes d'écoulements des fluides et de transfert de chaleur sont généralement modélisés par des équations aux dérivées partielles non linéaires. La résolution de ces équations nécessite une méthode numérique qui permet de transformer ces équations en un système d'équations algébriques linéaires avant de les résoudre. Parmi les méthodes numériques, les plus fréquemment utilisées dans les problèmes d'écoulement et de transfert de chaleur en peuvent citer :

- La méthode des déférences finies.
- La méthode des éléments finis.
- La méthode des volumes finis.

Le choix de l'utilisation de telle méthode numérique va dépendre essentiellement du type et de la complexité du problème à résoudre et aussi de la validité de la solution.

3.2. Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est initialement développée dans le cas des écoulements compressibles par Godunov (1959) et Glimm (1965), il est ensuite étendu à la communauté scientifique de la mécanique par Patankar et Spalding (1972), après en 1980 la méthode est

discutée en détail par Patankar (1980). En analyse numérique, la méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles, comme la méthode des différences finies et celle des éléments finis. L'équation aux dérivées partielles est résolue de manière approchée à l'aide d'un maillage constitué de volumes finis qui sont des petits volumes en 3D, des surfaces en 2D et des segments en 1D dont la réunion constitue le domaine d'étude. Les volumes finis peuvent être construits autour de points d'un maillage initial, mais ce n'est pas une nécessité. Les méthodes de volumes finis ont été initialement mises au point pour des lois de conservation hyperboliques, mais des développements récents permettent à présent de les utiliser pour des équations elliptiques et paraboliques. Ces équations aux dérivées partielles contiennent des termes de divergence. En utilisant le théorème de flux-divergence, les intégrales de volume d'un terme de divergence sont transformées en intégrales de surface et ces termes de flux sont ensuite évalués aux interfaces entre les volumes finis. On utilise une fonction de flux numérique pour élaborer une approximation des flux aux interfaces. Puisque le flux entrant dans un volume donné est égal au flux sortant du volume adjacent, ces méthodes sont conservatives, donc parfaitement adaptées à la résolution de lois de conservation. Un autre avantage de la méthode des volumes finis est qu'elle est facilement utilisable avec des maillages non structurés, car, en matière de discrétisation des lois de conservation, sa formulation ne tient aucun compte de la complexité du maillage. En revanche, les caractéristiques géométriques du maillage peuvent jouer un rôle prépondérant lorsque des flux diffusifs entrent en jeu. L'idée principale de cette méthode est d'intégrer les équations différentielles dans le volume de contrôle, afin d'aboutir à une équation algébrique. L'assemblage de toutes les équations, relatives aux différents volumes du domaine, se traduit par un système d'équations algébriques qu'il faudra ensuite résoudre par des méthodes adéquates (Patankar 1980). Dans la section ci-dessous, le principe fondamental de la méthode a été brièvement expliqué. Des détails supplémentaires peuvent être trouvés dans les ouvrages de Patankar (1980), Versteeg et Malalasekera (1995), Moukalled et al. (2016).

3.2.1. Maillage

La méthode des volumes finis est une version spéciale de la méthode des résidus pondérés où la fonction de projection égale à l'unité. Cette méthode consiste à subdiviser le domaine de discrétisation en un certain nombre de volumes de contrôle couvre exactement tout le domaine de calcul (figure 3.1). Chaque volume entoure un point P appelé le nœud

principal. Pour le cas bidimensionnel chaque nœud principal P est entouré par les nœuds voisins du volume de contrôle E, W, N, S (Est, Ouest, Nord et Sud) et chaque volume est délimité par quatre interfaces situées aux points e, w, n et s qui portent le nom des faces du volume de contrôle. Les quantités scalaires (pression et température) sont stockées aux nœuds principaux (P) des volumes de contrôle. Ces volumes de contrôle sont appelés volumes de contrôle principal. Pour les grandeurs vectorielles (les vitesses) sont localisées aux faces des volumes de contrôle c'est-à-dire qu'un volume de contrôle décalé (Patankar 1980).

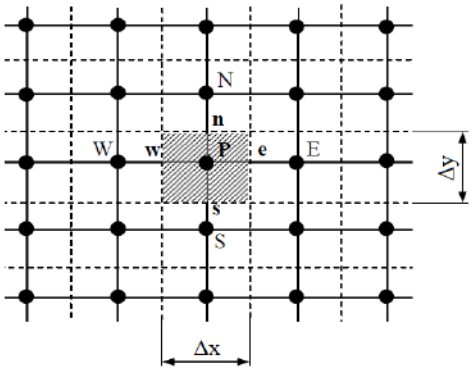


Figure 3.1 : Domaine de calcul bidimensionnel divisé en volumes élémentaires.

Les équations différentielles de notre problème physique sont intégrées pour chaque élément de volume fini par une fonction d'approximation (linéaire, parabolique, exponentielle, de puissance, etc.). Ensuite, la forme intégrale est discrétisée dans le domaine d'étude. La discrétisation permet de transformer notre problème de la forme d'équations différentielles en une forme d'équations algébriques qui est constituée par les valeurs nodales.

3.2.2. Discrétisation de l'équation générale de transport

Si on intègre l'équation (2.16) sur le volume de contrôle $\Delta V = \Delta x.\Delta y$ (figure 3.1) on obtient :

$$\oint_V \frac{\partial \phi}{\partial t}\,dxdydt + \oint_V \mathrm{div}\left(\vec{V}\phi\right) dxdydt = \oint_V \left(\Gamma \nabla^2 \phi + SS_\phi\right) dxdydt \qquad (3.1)$$

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial \phi}{\partial t}\,dxdydt + \int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial (u\phi)}{\partial x}\,dxdydt + \int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial (v\phi)}{\partial y}\,dxdydt =$$

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)dxdydt+\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)dxdydt+\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e SS_\phi\,dxdydt \qquad (3.2)$$

En évaluant chaque terme séparément, nous obtenant :

– **Le terme transitoire :**

$$\int_\tau^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial\phi}{\partial t}dxdydt=(\phi_P^{t+1}+\phi_P^t)\Delta x\Delta y \qquad (3.3)$$

– **Le terme convectif :**

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial(u\phi)}{\partial x}dxdydt=(u_e\phi_e+u_w\phi_w)\Delta y\Delta t \qquad (3.4a)$$

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial(v\phi)}{\partial y}dxdydt=(v_n\phi_n+v_s\phi_s)\Delta x\Delta t \qquad (3.4b)$$

– **Le terme diffusif :**

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)dxdydt=\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_w\right]\Delta y\Delta t \qquad (3.5a)$$

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)dxdydt=\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_n-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_s\right]\Delta x\Delta t \qquad (3.5b)$$

– **Le terme source :**

$$\int_t^{t+\Delta t}\int_s^n\int_w^e SS_\phi\,dxdydt=\overline{SS}_\phi\Delta x\Delta y\Delta t \qquad (3.6)$$

L'équation (3.2) devient :

$$(\phi_P^{t+1}+\phi_P^t)\frac{\Delta x\Delta y}{\Delta t}+(u_e\phi_e+u_w\phi_w)\Delta y+(v_n\phi_n+v_s\phi_s)\Delta x=\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_w\right]\Delta y+\left[\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_n-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_s\right]\Delta x+\overline{SS}_\phi\Delta x\Delta y \qquad (3.7)$$

Pour que la résolution soit plus simple et plus facile, tout le système d'équations doit être homogène avec une forme linéaire et donc le terme source $\overline{SS}_\phi$ dans chaque équation de conservation doit être linéarité de la manière suivante :

$$\overline{SS}_\phi = SS_c + SS_P \phi_P \tag{3.8}$$

Avec $\overline{SS}_\phi$ doit être négatif afin de répondre aux règles de la méthode des volumes finis et facilités la convergence du système (la diagonale de la matrice du système à résoudre devient dominante), Patankar (1980).

SS_P : est le coefficient de ϕ_P.

SS_c : est la partie constante de $\overline{SS}_\phi$ qui est indépendant de ϕ_P.

Si on pose :

$$\begin{cases} J_x = u\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ J_y = v\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \end{cases} \tag{3.9}$$

L'équation (3.7) devient sous la forme suivante :

$$\left(\phi_P^{t+1} + \phi_P^t\right) \frac{\Delta V}{\Delta t} + J_e - J_w + J_n - J_s = \overline{SS}_\phi \Delta V \tag{3.10}$$

Avec :

$$\begin{cases} J_e = u_e \phi_e \Delta y - \Gamma \left.\frac{\partial \phi}{\partial x}\right|_e \Delta y \\ J_w = u_w \phi_w \Delta y - \Gamma \left.\frac{\partial \phi}{\partial x}\right|_w \Delta y \\ J_n = u_n \phi_n \Delta x - \Gamma \left.\frac{\partial \phi}{\partial y}\right|_n \Delta x \\ J_s = u_s \phi_s \Delta x - \Gamma \left.\frac{\partial \phi}{\partial y}\right|_s \Delta x \end{cases} \tag{3.11}$$

Où : J_i (i = e, w, n, s) représente les flux au niveau des interfaces (e, w, n, s).

L'intégration de l'équation de conservation de la masse sur un volume de contrôle donne :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \tag{3.12}$$

Où : F_i (i = e, w, n, s) sont les flux massiques à travers les interfaces (e, w, n, s).

Avec :

$$\begin{cases} F_e = u_e \Delta y \\ F_w = u_w \Delta y \\ F_n = v_n \Delta x \\ F_s = v_s \Delta x \end{cases} \quad (3.13)$$

En multipliant l'équation (3.12) par ϕ_P puis l'en sous trayant de l'équation (3.10) on trouve :

$$(\phi_P^{t+1} + \phi_P^t)\frac{\Delta V}{\Delta t} + (J_e - F_e\phi_P) - (J_w - F_w\phi_P) + (J_n - F_n\phi_P) - (J_s - F_s\phi_P) = (SS_c + SS_P\phi_P)\Delta V \quad (3.14)$$

Si on remplace les termes qui se trouvent entre parenthèses dans l'équation (3.14) avec $J_i - F_i\phi_P = a_I(\phi_P - \phi_I)$où i= e, w, n, s et I= E, W, N, S l'équation (3.14) devient comme suit :

$$(\phi_P^{t+1} + \phi_P^t)\frac{\Delta V}{\Delta t} + a_E(\phi_P - \phi_E) - a_W(\phi_P - \phi_W) + a_N(\phi_P - \phi_N) - a_S(\phi_P - \phi_S) = (SS_c + SS_P\phi_P)\Delta V \quad (3.15)$$

Et donc la forme générale de l'équation algébrique linéaire est :

$$a_P\phi_P = a_E\phi_E + a_W\phi_W + a_N\phi_N + a_S\phi_S + b \quad (3.16)$$

Les coefficients a_E $a_{W,}$ $a_{N,}$ a_S est en fonction de l'interpolation utilisée entre les points voisins du maillage. b est le terme source plus le terme $a_P^0\phi_P^0$.

Avec :

$$\begin{cases} a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_P^0 - SS_P\Delta V \\ b = SS_C + a_P^0\phi_P^0 \\ a_P^0 = \dfrac{\Delta V}{\Delta t} \end{cases} \quad (3.17)$$

$$\begin{cases} a_E = D_e A(|P_e|) + \|-F_{e,}0\| \\ a_W = D_w A(|P_w|) + \|-F_{w,}0\| \\ a_N = D_n A(|P_n|) + \|-F_{n,}0\| \\ a_S = D_s A(|P_s|) + \|-F_{s,}0\| \end{cases} \quad (3.18)$$

Où :

Les flux convectifs :

$$\begin{cases} F_e = u_e \Delta y \\ F_w = u_w \Delta y \\ F_n = v_n \Delta x \\ F_s = v_s \Delta x \end{cases} \quad (3.19)$$

Les flux diffusifs :

$$\begin{cases} D_e = \dfrac{\Gamma_e \Delta y}{\delta x_e} \\ D_w = \dfrac{\Gamma_w \Delta y}{\delta x_w} \\ D_n = \dfrac{\Gamma_n \Delta x}{\delta y_n} \\ D_s = \dfrac{\Gamma_s \Delta x}{\delta y_s} \end{cases} \quad (3.20)$$

Rapport flux convectifs aux flux diffusifs :

$$\begin{cases} P_e = \dfrac{F_e}{D_e} \\ P_w = \dfrac{F_w}{D_w} \\ P_n = \dfrac{F_n}{D_n} \\ P_s = \dfrac{F_s}{D_s} \end{cases} \quad (3.21)$$

Les expressions de la fonction d'interpolation $A(|P_i|)$pour différents schémas numériques sont résumées dans le tableau ci-dessous :

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

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

Le calcul du flux convectif aux interfaces des volumes de contrôle nécessite les valeurs de ϕ_i dans interfaces des volumes de contrôle ($i = e, w, n, s$), pour cette raison, un grand nombre de schémas d'interpolations sont créés pour déterminer les valeurs de $\phi_i (i = e, w, n, s)$. Le choix du schéma utilisé dépend du type de problème physique que nous voulons traiter. Parmi les schémas les plus populaires :

- Le schéma aux différences centrées (*Central Différence Scheme*) qui utilise une procédure d'interpolation linéaire, mais qui reste, cependant, limite pour des valeurs de $|P| < 2$.
- La procédure aux différences décentrées (*Upwind Scheme*). Ce schéma est moins précis que celui aux différences centrées pour les écoulements qui ne sont pas à convection dominée.
- Le schéma hybride (*Hybride Schème*) qui rejoint le schéma aux différences centrées et le schéma aux différences décentrées. L'inconvénient majeur du schéma hybride est l'erreur introduite au voisinage de $|P| = 2$.
- Le schéma d'approximation de la loi de puissance (*Power Law Schème*) par Patankarqui s'avère très efficace puisqu'il approche beaucoup mieux la solution exacte.

Pour nos calculs, on a utilisé le schéma Upwind pour tirer les valeurs de $\phi_i (i = e, w, n, s)$ dans les interfaces des volumes de contrôle.

Pour la résolution du système d'équations aux dérivées partielles présenté dans le deuxième chapitre, nous avons opté pour le code de calcul Ansys Fluent. Ce choix est motivé par le fait que ce code est doté d'un outil très performant pour la construction du domaine et la génération du maillage et surtout que ce code permet une bonne résolution des problèmes de la convection forcée en régime laminaire. Il est souvent considéré comme une référence dans le domaine de la modélisation fluide. Dans notre travail la correction des champs de pression et de vitesse est obtenue en utilisant le solveur *pressure-based* avec deux algorithmes : *SIMPLE* pour l'écoulement incompressible stationnaire et *PISO* pour l'écoulement incompressible instationnaire. Dans les sections suivantes, nous allons présenter une description des importantes fonctions de ce code ainsi que les étapes suivies pour la simulation.

3.3. Présentation d'Ansys Fluent et Gambit

Gambit et Fluent sont des logiciels, sous licence commerciale, permettant de réaliser des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides allant de la construction du maillage avec Gambit à la résolution des équations de Navier Stokes au post-traitement avec Fluent.

3.3.1. Gambit

Gambit est un logiciel qui permet de créer des maillages pouvant être utilisés en particulier sous Fluent. Il permet de générer un maillage structuré ou non structuré en coordonnées cartésiennes, polaires, cylindriques ou axisymétriques. Il peut réaliser des maillages complexes en deux ou trois dimensions avec des mailles de type rectangle ou triangle. Les différentes étapes pour utiliser Gambit sont définies comme suit :

- Définir la géométrie.
- Réalisation du maillage.
- Poser les conditions aux limites.
- Détermination des zones de calcul.
- Exportation du maillage de Gambit.

Après avoir lancé le logiciel, l'interface d'utilisation apparaît dans la figure 3.2.

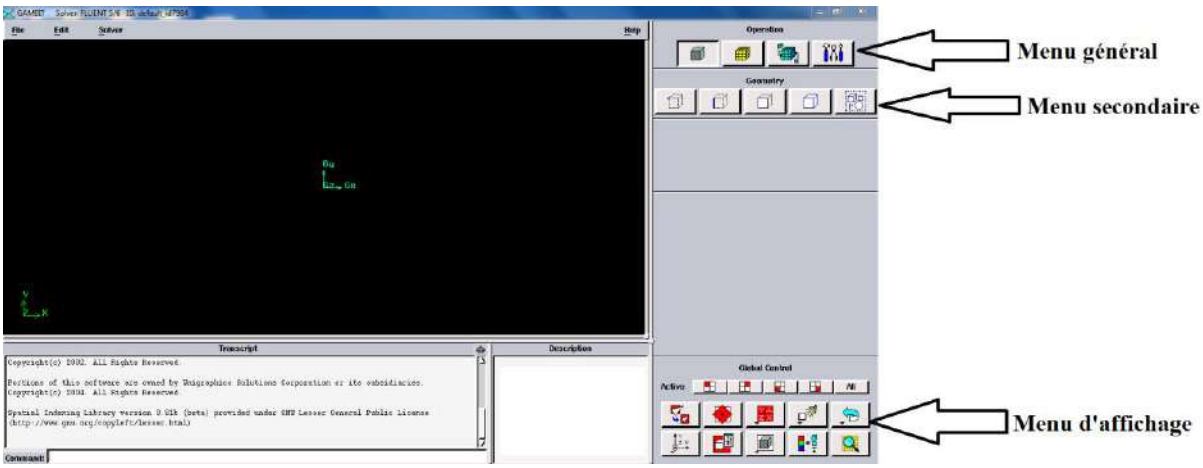


Figure 3.2 : L'interface de Gambit.

Les détails du menu général sont présentés dans la figure 3.3.

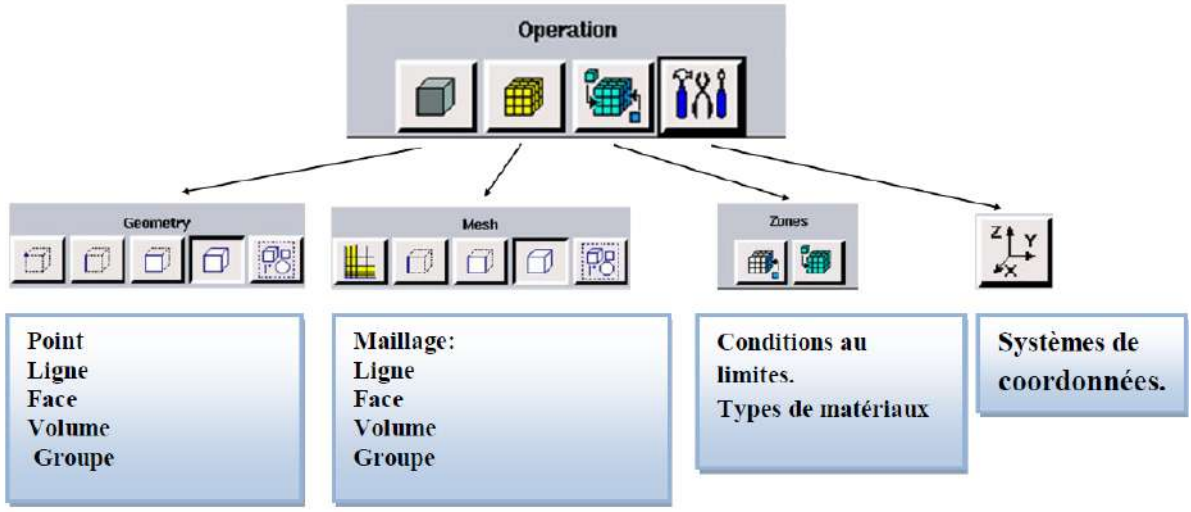


Figure 3.3 : Menu général de Gambit.

Les menus sont en haut à droite (menu général) et les sous-menus peuvent être défilés en partant du menu de gauche pour aller jusqu'à celui de droite. Avant de créer la géométrie, il faut choisir le type de solveur (*solver*) ; c'est-à-dire le type de logiciel (ici Fluent ; choisir la bonne version du logiciel) qu'on va utiliser par la suite (figure 3.4**)**.

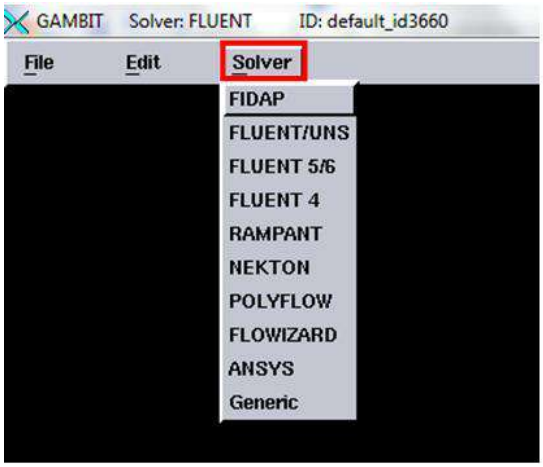


Figure 3.4 : Choix du type de solveur.

Les différentes étapes suivies pour la réalisation de la géométrie jusqu'à l'exportation du maillage sont détaillées comme suit :

a) Définir la géométrie

La première étape est la création de la géométrie, le canal avec les blocs multiples ou individuel. Notre géométrie est construite sur Gambit en 2D, nous avons choisi de l'établir point par point, et relier entre eux par des segments pour avoir une géométrie fermée. Ensuite la création des faces à partir des segments pour obtenir les blocs ou le canal pour obtenir la géométrie désirée et les regrouper sous deux groupes (figure 3.5). En d'autre terme, on a au final deux domaines de calcul numérique comme suit :

- Groupe 1 : Domaine de calcul fluide.
- Groupe 2 : Domaine de calcul du matériau solide (les blocs).

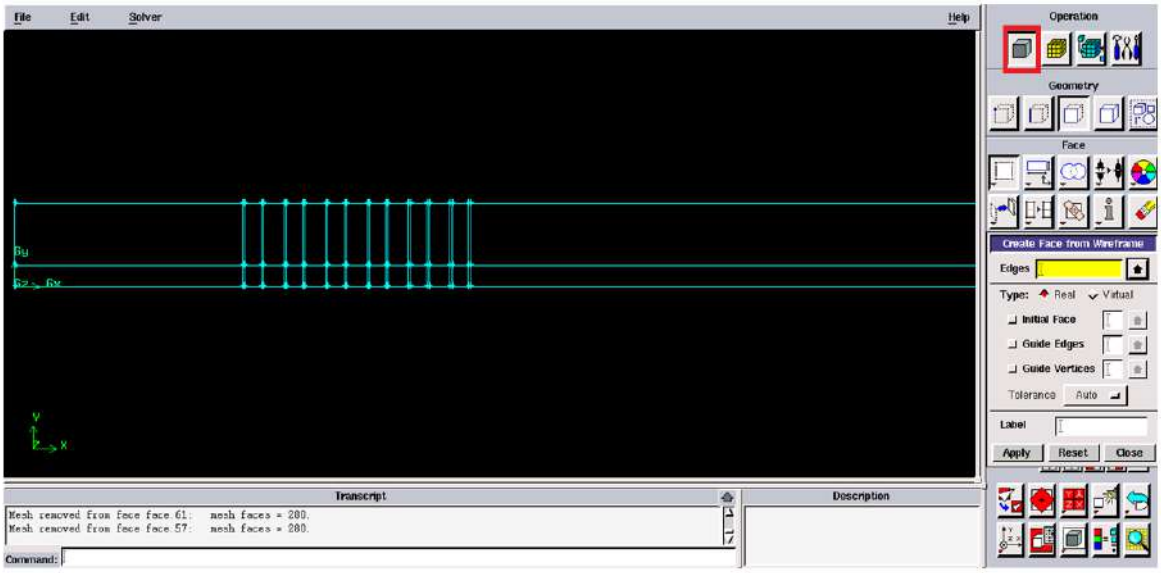


Figure 3.5 : Domaine de calcul.

b) Réalisation du maillage

Afin de capter les forts gradients des grandeurs recherchées pour une taille du fichier de données optimale, nous avons choisis de créer un maillage non uniforme en 2D (notre domaine physique) en repère cartésien. Le maillage est choisi pour être plus fin et dense au voisinage des parois du canal et des faces des blocs en raison de l'existence de la couche limite et afin de diminuer les erreurs de calcul (figure 3.6).

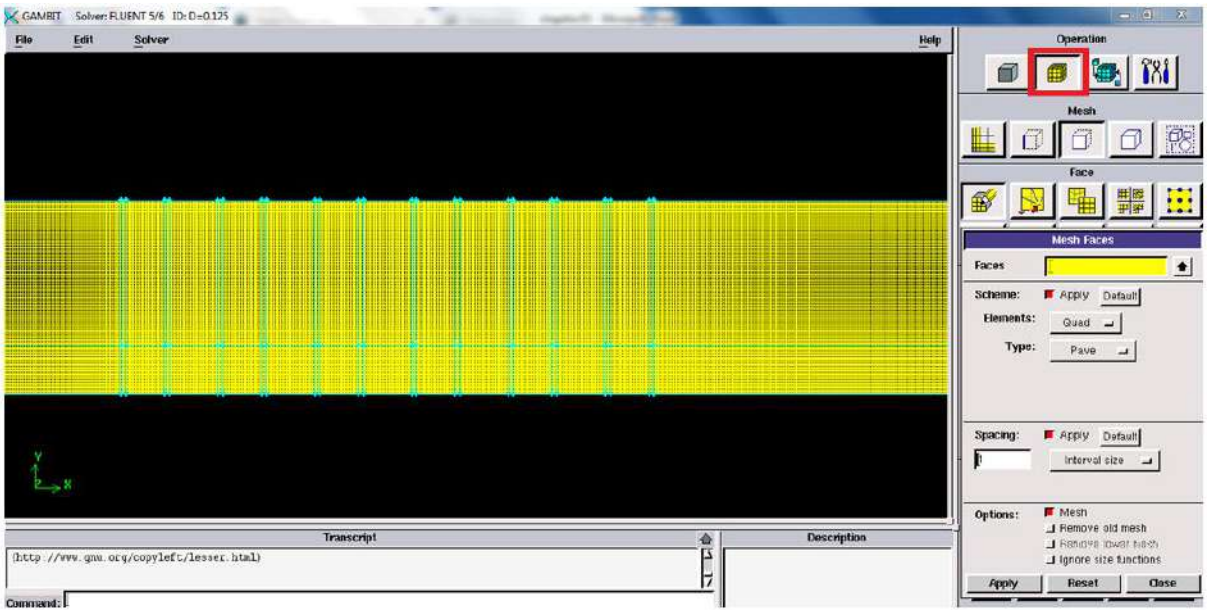


Figure 3.6 : Le maillage généré.

c) Conditions aux limites

L'étape suivante est de spécifier le type des conditions aux limites du domaine (figure 3.7a). En 2D, les limites sont des segments :

- Les faces d'entrée du fluide (*the inlet and the solt jet inlet*) sont de type *velocity_inlet*.
- La sortie du fluide (*outlet*) est de type *pressure_outlet*.
- Toutes les autres faces sont de type paroi (*wall*) et chaque face est nommée en fonction de sa fonction (*Heated flux* pour les bases des blocs et *wall* pour toutes les autres faces).

d) Zones de calcul

Le domaine de calcul comme expliqué auparavant est composé de deux zones (figure 3.7b) :

- Groupe 1 : Fluide.
- Groupe 2 : Solide (les blocs chauffés).

L'indication de zone de calcul permet de résoudre les équations de conservation sur ces zones.

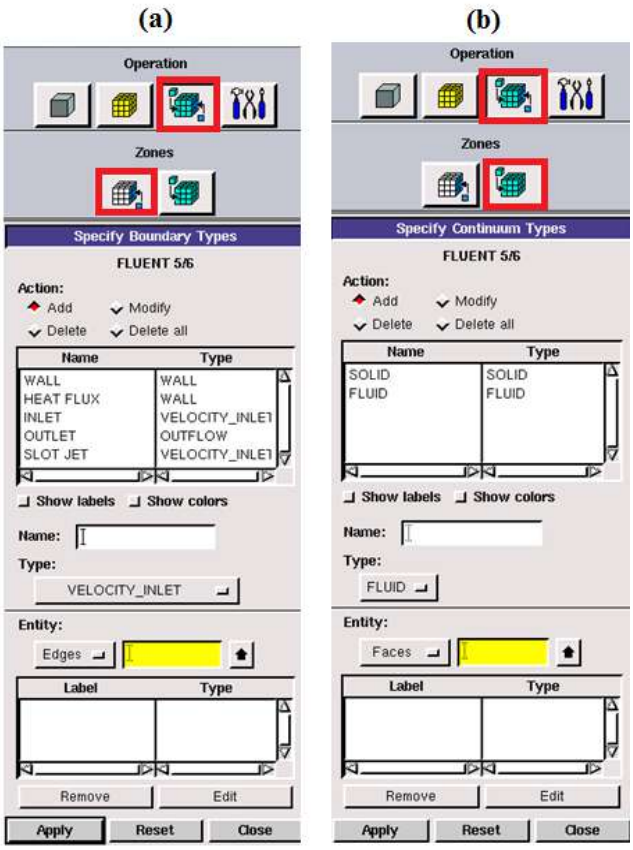


Figure 3.7 : Détermination des conditions aux limites et des zones de calcul.

e) Exportation du maillage de Gambit

Finalement, pour être exploité par le solveur le maillage et la géométrie doivent être exporté sous forme d'un fichier data sous l'extension (*File>Export>Mesh*) compatible avec le solveur qui sera utilisé (figure 3.8). La session est enregistrée et fermée pour une éventuelle modification dans le futur.

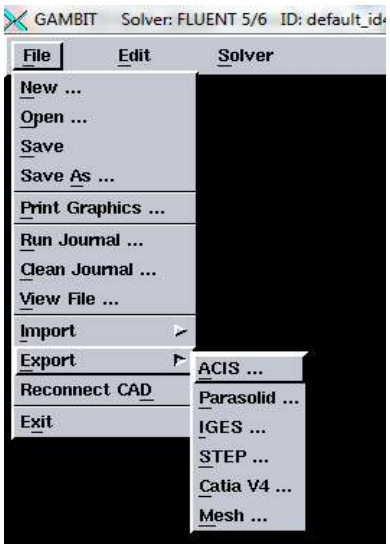


Figure 3.8 : Exportation du maillage.

3.3.2. Ansys Fluent

Ansys Fluent est un code de calcul *CFD* (*Computational Fluid Dynamics*) qui modélise par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des

configurations plus ou moins complexes. Ce logiciel offre toutes les capacités physiques nécessaires pour la modélisation des écoulements des fluides, de la turbulence, des transferts de chaleur et des réactions chimiques. Le logiciel pourra être utilisé pour une large gamme d'applications de recherche ou industrielles. Des modules spécifiques sont proposés pour chaque type d'écoulement en fonction de l'approche utilisée. Dans la plupart des cas, plusieurs choix pour le même phénomène sont disponibles. Il appartient à l'utilisateur de choisir en fonction de la nature du phénomène et de l'approche à suivre.

3.3.2.1. Description de l'interface

- Le workflow : La philosophie de l'interface Fluent est que les items (*Solution Setup, Solution, Results* et les sous-items associés) de l'arborescence de gauche sont à renseigner "dans l'ordre" et correspondent aux différentes étapes d'un calcul *CFD* (figure 3.9).
- Les menus : Plus d'options et de détails sont disponibles pour une utilisation avancée à partir des menus en haut (figure 3.9).
- Lignes de commande : Toutes les fonctions utilisables via les menus sont aussi accessibles sous forme de lignes de commande dans la case blanche en bas à droite. Ceci est utile pour créer un fichier journal et automatiser le lancement des calculs, car on peut ainsi créer des scripts et ensuite lancer Fluent sans interface graphique. Il suffit souvent, quand un certain nombre de commandes sont disponibles de taper la première lettre des mots-clés correspondants. Le maillage apparaît dans la fenêtre de visualisation (figure 3.9).

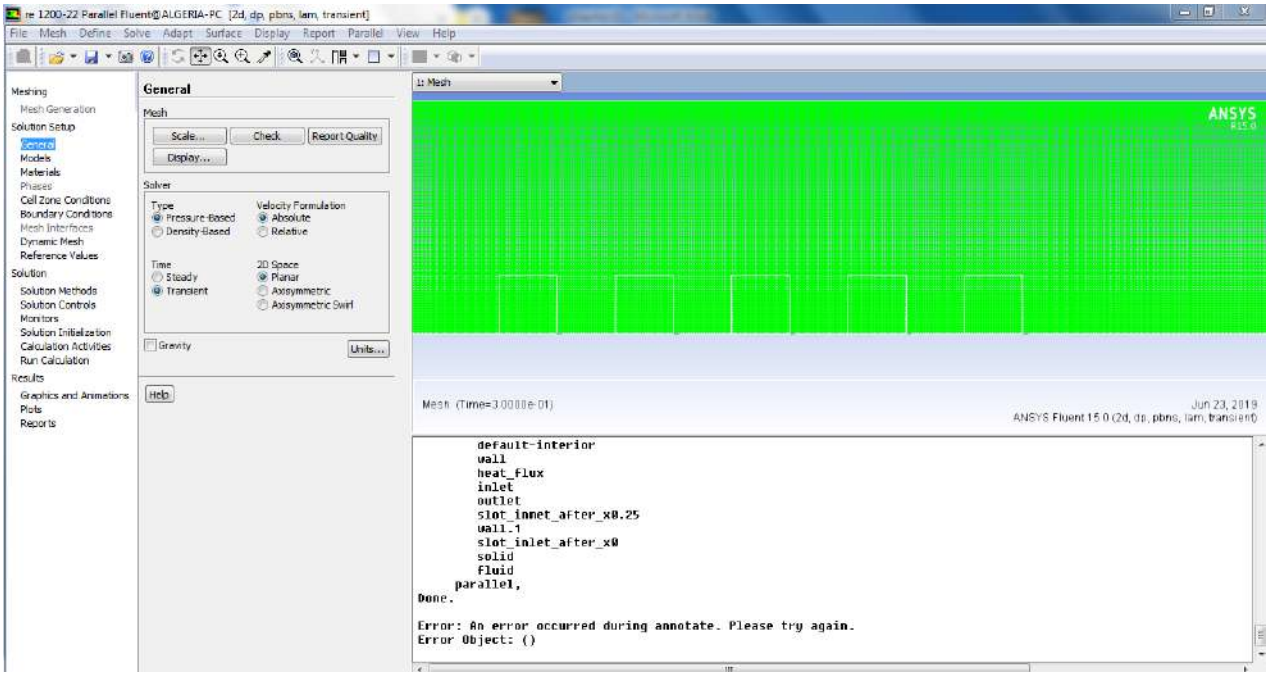


Figure 3.9 : Interface de Fluent.

3.3.2.2. Les solveurs disponibles dans Ansys Fluent

Fluent a deux types de solveur comme indiqués ci-dessous (*Setup >General>Solver*) :

- Le solveur *pressure-based* qui est basé sur la pression.
- Le solveur *density-based* qui est basé sur la densité.

a) Le solveur *Pressure-Based*

Le solveur *pressure-based* utilise un algorithme qui appartient à une classe générale de méthodes appelée méthode de projection (Chorin 1968). Dans le procédé de projection, la contrainte de la conservation de la masse (continuité) du champ de vitesse est obtenue par la résolution de l'équation de la pression (ou correction de la pression).

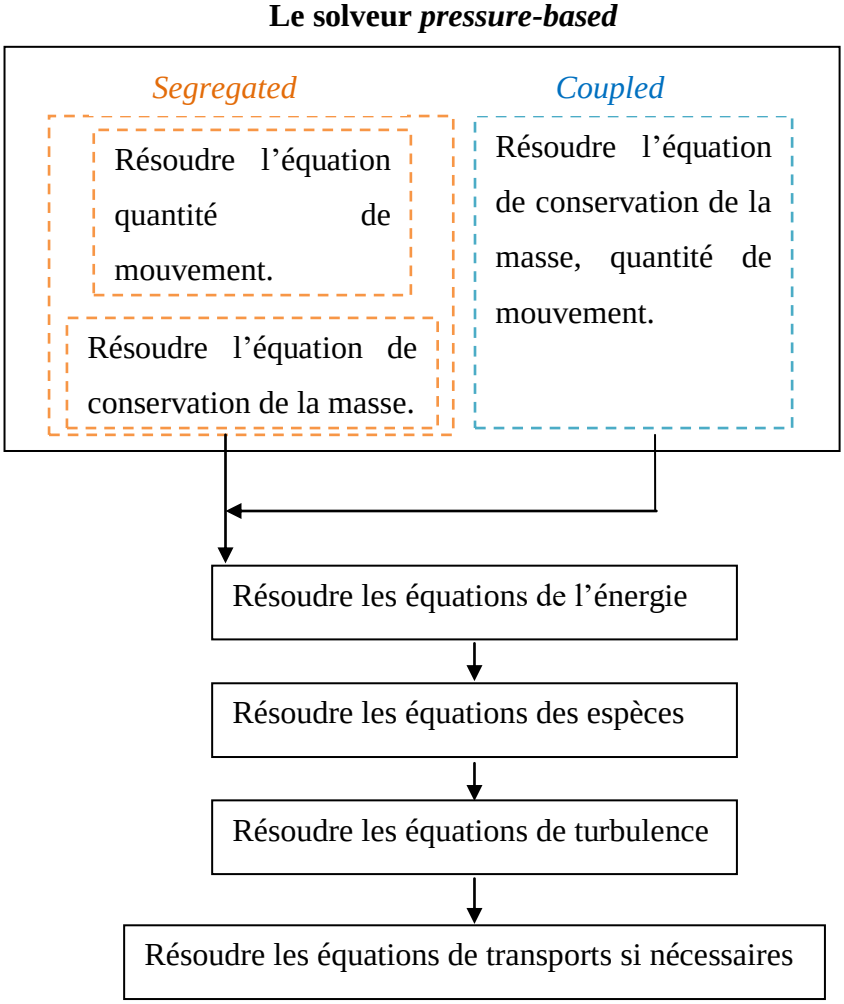


Figure 3.10 : Organigramme du solveur *pressure-based*.

L'équation de pression est dérivée à partir des équations de continuité et de quantité de mouvement de telle sorte que le champ de vitesse corrigé par la pression satisfait l'équation de continuité. Puisque les équations qui régissent notre problème physique sont non linéaires et couplées les unes aux autres, le processus de solution implique des itérations où l'ensemble des équations qui régissent notre problème est résolu répétitivement jusqu'à ce que la solution soit converger. Pour Ansys Fluent l'algorithme *Pressure-based* est le solveur par défaut, il est utilisé pour la plupart des problèmes et il traite la gamme des nombres de Mach de 0 à ~2-3 (Ansys Fluent 16.0 Theory Guide). On peut l'utiliser avec plusieurs sous algorithmes (*solution>solution methods>sheme*) comme indiqué ci-dessous :

- *SIMPLE* : Pour la majorité des écoulements incompressibles.
- *Coupled* : Pour les écoulements compressibles et aussi pour les cas d'écoulement incompressibles qui comportent une flottabilité ou une rotation.

Cet algorithme peut remplacer l'algorithme *SIMPLE* pour tous les cas qui ont des problèmes de convergence.

– *PISO* : il recommandé pour les calculs transitoires.

Les algorithmes ci-dessus pourraient être classés en deux types d'algorithmes de résolution basés sur la pression (figure 3.10). Un algorithme *segregated* (séparé) et un algorithme *Coupled* (couplé). Ces deux approches sont discutées dans les sections ci-dessous :

- **Le solveur *pressure-based segregated***

Le solveur *segregated* utilise un algorithme de résolution dans lequel les équations qui régissent notre problème physique sont résolues de manière séquentielle, c'est-à-dire, séparées les unes des autres (figure 3.11a). Puisque les équations différentielles qui décrivent notre problème sont non linéaires et couplées, la boucle de solution doit être exécutée de façon itérative afin d'obtenir une solution numérique convergente. Avec cet algorithme, chaque itération comprend les étapes qui sont décrites ci-dessous (Ansys Fluent 16.0 Theory Guide) :

1. Mettre à jour les propriétés du fluide (par exemple, densité, viscosité, chaleur spécifique) y compris la viscosité turbulente (diffusivité) en fonction de la solution actuelle.
2. Résoudre les équations de quantité de mouvement, l'une après l'autre, en utilisant les valeurs des flux de pression et de masse frontale qui ont récemment été actualisées.
3. Résoudre l'équation de correction de pression en utilisant le champ de vitesse récemment obtenu et le flux de masse.
4. Corriger les flux massiques, la pression et le champ de vitesse à l'aide de la correction de pression obtenue à l'étape 3.
5. Résoudre les équations pour des scalaires supplémentaires, tels que les quantités turbulentes, l'énergie, les espèces et l'intensité de rayonnement (en utilisant les valeurs actuelles de la solution).
6. Actualiser les termes sources résultant des interactions entre différentes phases.
7. Vérifier la convergence des équations.

Ces étapes se poursuivent jusqu'à ce que les critères de convergence soient atteints.

- **Le solveur *pressure-based coupled***

Au contraire de l'algorithme *segregated* décrit ci-dessus, l'algorithme *Pressure-Based coupled* permet de résoudre un système couplé d'équations comprenant les équations de quantité de mouvement et l'équation de continuité (figure 3.11b). Ainsi, dans l'algorithme couplé, les étapes 2 et 3 de l'algorithme *Pressure-Based segregated* sont remplacées par une seule étape dans laquelle le système couplé d'équations est résolu. Les équations qui restent sont résolues de manière découplée comme dans l'algorithme de *Pressure-Based segregated* (Ansys Fluent 16.0 Theory Guide).

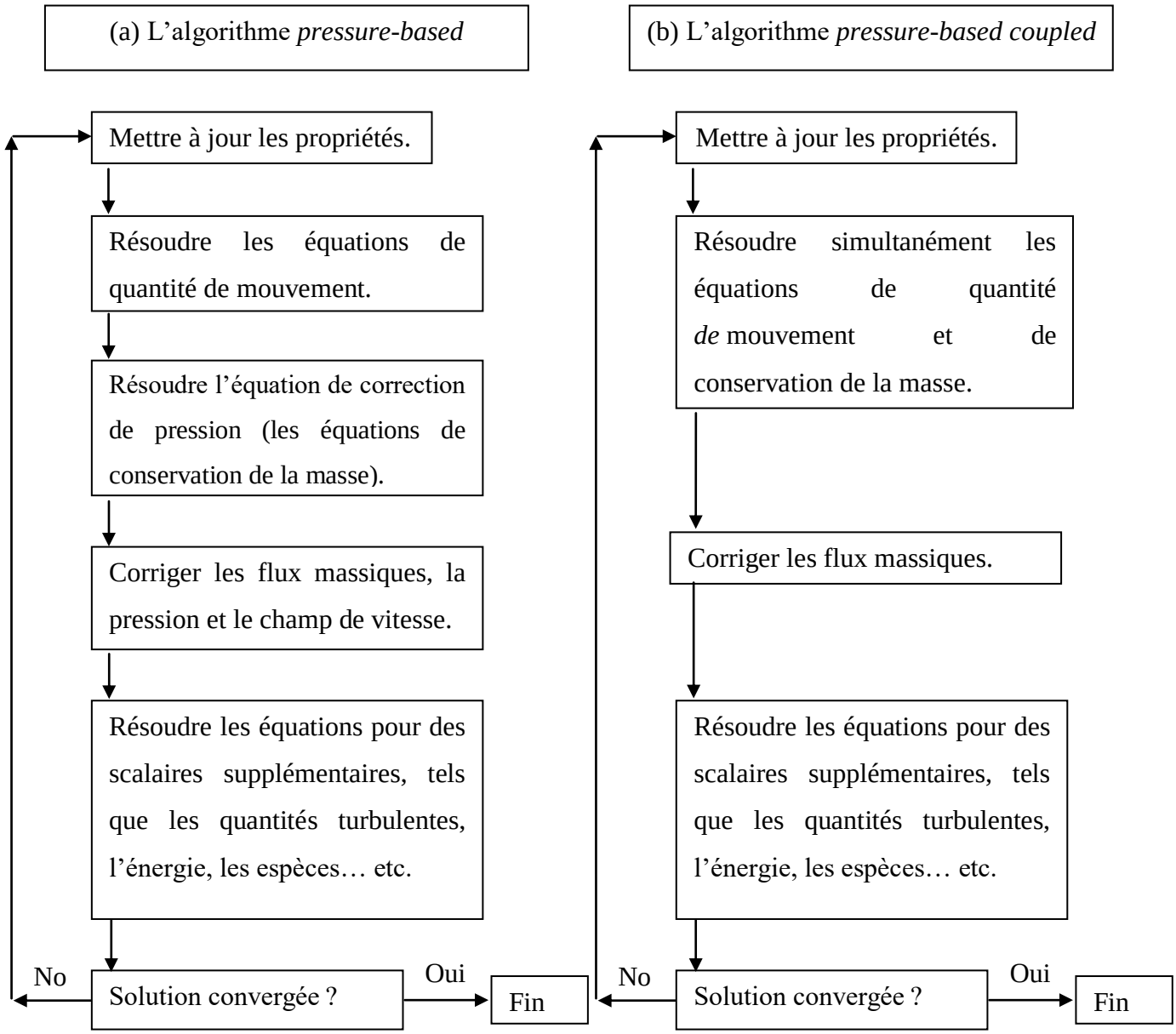


Figure 3.11 : Organigramme du solveur *pressure-based* avec : (a) L'algorithme *pressure-based* et (b) : L'algorithme *pressure-based coupled*.

b) Le solveur *density-based*

Le solveur basé sur la densité (*density-based*) est applicable lorsqu'il y a un fort couplage, ou interdépendance entre la densité, l'énergie, la quantité de mouvement, et/ou les espèces. Dans ce solveur, les équations de continuité, de quantité de mouvement et (si nécessaire) de l'énergie et du transport des espèces sont résolues simultanément (c.-à-d. couplées ensemble). Les autres équations scalaires supplémentaires sont résolues de manière séparée. Cet algorithme peut-être implicite (*Coupled Implicit*) ou explicite (*Coupled Explicit*) tel qu'il apparaît sur la figure 3.12 (Ansys Fluent 16.0 Theory Guide).

Avec :

- L'approche explicite est utilisée dans les cas où l'échelle de temps caractéristique de l'écoulement est du même ordre que l'échelle de temps acoustique.
- L'option implicite est généralement préférée à l'option explicite, car l'option explicite a une limite très stricte sur la taille de l'échelle de temps que l'implicite n'a pas. **(**Ansys Fluent 16.0 Theory Guide).

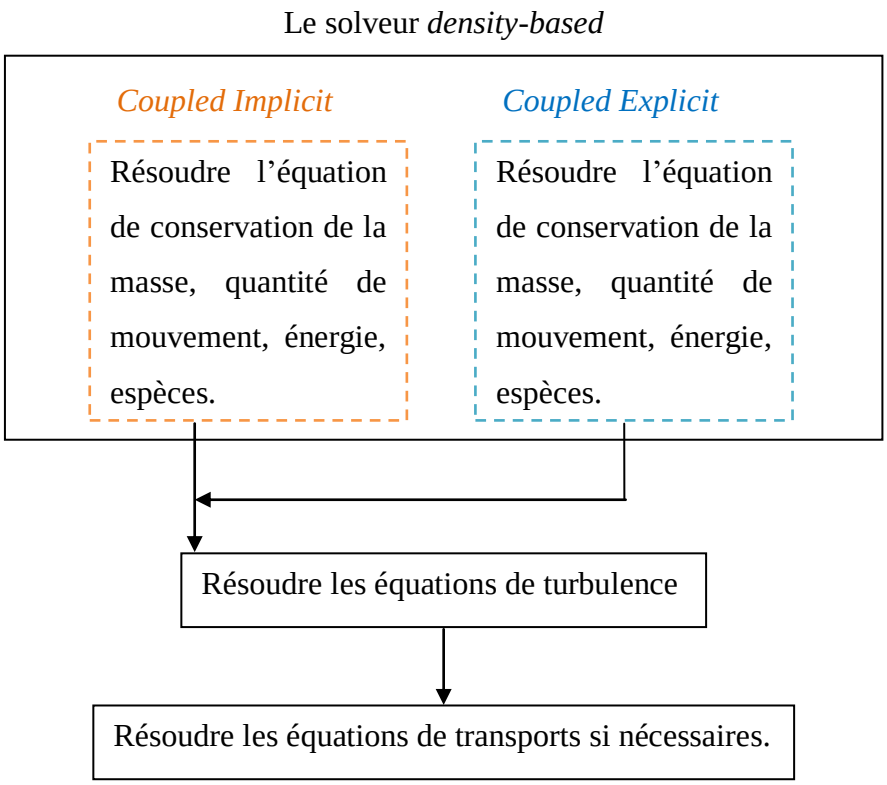


Figure 3.12 : Organigramme du solveur *density-based*.

3.3.2.3. Les facteurs de sous-relaxation (*Under-relaxation*)

Les facteurs de sous-relaxation sont intégrés pour stabiliser le processus itératif du solveur *pressure-based*. Elles sont utilisées pour les solveurs *SIMPLE, SIMPLEC, PISO* avec la relation suivante :

$$\phi_P^{\text{Nouveau}} = \phi_P^{\text{Ancien}} + \beta \Delta\phi_P \qquad (3.22)$$

Avec :

- $\boldsymbol{\beta}$: Le facteur de relaxation
- $\boldsymbol{\Delta\phi_P}$: **Le changment calculé de** $\boldsymbol{\phi}$

3.3.2.4. Les algorithmes utilisés

Dans notre étude, nous utilisons l'algorithme *SIMPELE* pour les calculs stationnaires et l'algorithme *PISO* pour les calculs instationnaires.

a) L'algorithme *SIMPLE*

L'algorithme *SIMPLE* a été développé par le professeur Brian Spalding et son étudiant Suhas Patankar à l'Imperial College de Londres au début des années 1970. Depuis cette date, il a été largement utilisé par de nombreux chercheurs pour résoudre différents types de problèmes d'écoulement des fluides et de transfert thermique. Beaucoup de livres populaires sur la dynamique des fluides computationnelle discutent en détail de l'algorithme *SIMPLE* (Patankar (1980), Ferziger et Peric (2001). Une version modifiée de l'algorithme *SIMPLER* (*SIMPLE Revised*) a été introduite par Patankar en 1979 (Tannehill et al.1997). L'algorithme est itératif et les étapes de base de la solution sont résumées comme suit :

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

b) L'algorithme *PISO*

L'algorithme *PISO* (*Pressure-Implicit with Splitting of Operators*) a été proposé par Issa (1986) sans itérations et avec des pas de temps importants et un effort de calcul moindre. Il est une extension de l'algorithme *SIMPLE*. Cet algorithme est une procédure de calcul pression-vitesse pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Il est développé à l'origine pour le calcul non itératif de l'écoulement compressible instationnaire, mais il a été adapté avec succès aux problèmes en régime permanent. Le *PISO* est structuré de manière à satisfaire la conservation de masse en utilisant des étapes de prédiction-correcteur. Les étapes de l'algorithme peuvent être résumées comme suit :

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

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

3.3.2.5. Étapes générales pour lancer les calculs

Pour lancer les calculs avec Ansys Fluent, il faut procéder de la manière suivante :

a) Lancement de Fluent

Puisque la géométrie est en 2D, le choix de la double précision 2D est le plus approprié à notre simulation. Si le travail est fait sur une machine multi-core ou sur un cluster de PC en réseau, il est possible de lancer Fluent sur plusieurs processeurs (chaque processeur s'occupera d'une partie du domaine). Donc si vous travaillez sur un ordinateur multi-core (figure 3.13) :

- Lancer Fluent
- Cocher *Parallel*
- Indiquer le nombre de processeurs
- Cliquer OK

b) Importation de la géométrie (*. msh)

Pour commencer la simulation, il faut importer le fichier (*.msh) généré sous Gambit (*File>Read> Mesh,* figure 3.14).

Fluent offre quelques options pour créer des visualisations du maillage (*Setup >General >Display*) :
Dans la liste Surfaces, on voit apparaître les différentes sélections que l'on a lors du maillage (figure 3.15).

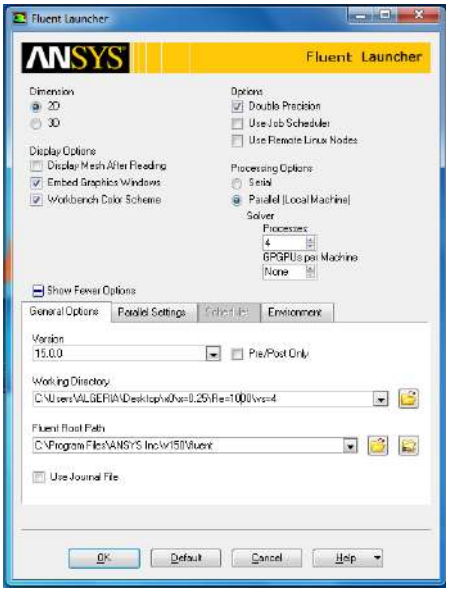


Figure 3.13 : Lancement de Fluent.

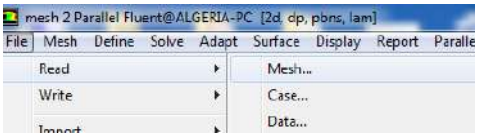


Figure 3.14 : Importation de maillage.

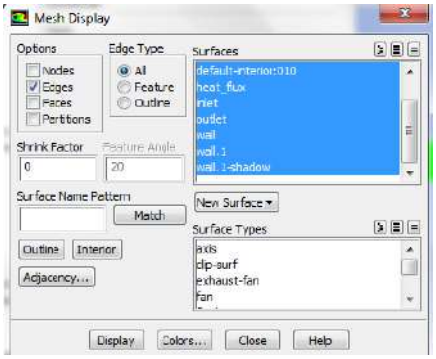


Figure 3.15 : Visualisations du maillage.

c) Vérification du maillage

Pour éviter un éventuel problème lors de la construction de la géométrie ou de la génération du maillage, il est vivement recommandé de vérifier le maillage avant de lancer le calcul. Cette opération pourra être assuré par :

- *General* > *Mesh* > *Check* : La première chose à faire est toujours de vérifier l'intégrité du maillage, c'est-à-dire qu'il est adapté à un calcul Fluent et ne

présente pas de problème géométrique (lire les informations données dans la fenêtre de commande).

– *General* > *Mesh* > *Report Quality* : Cette fonction permet d'afficher les valeurs maximales des critères de qualité du maillage (Ansys Fluent 16.0 Theory Guide). En cas de problème, c'est-à-dire si un critère est trop important pour le solveur, un message d'erreur est affiché. Il faudra alors recréer le maillage.
– *General* > *Mesh* > *Scale* : Scale permet de vérifier les dimensions du domaine et de multiplier par une échelle quelconque si la géométrie n'est pas créé en taille réel. Si le domaine a été créé en mm par exemple, ce menu permet de remettre les bonnes unités.

d) Réglage des paramètres du solveur

Les paramètres suivants servent à imposer les différents paramètres du solveur, avant de lancer le calcul.

– Choisir le solveur *pressure-based* : Dans *Solution Setup* > *General* le solveur *pressure-based* est choisi. On peut spécifier ici le type de calcul (figure 3.16) si stationnaire (*steady*) ou instationnaire (*unsteady*).

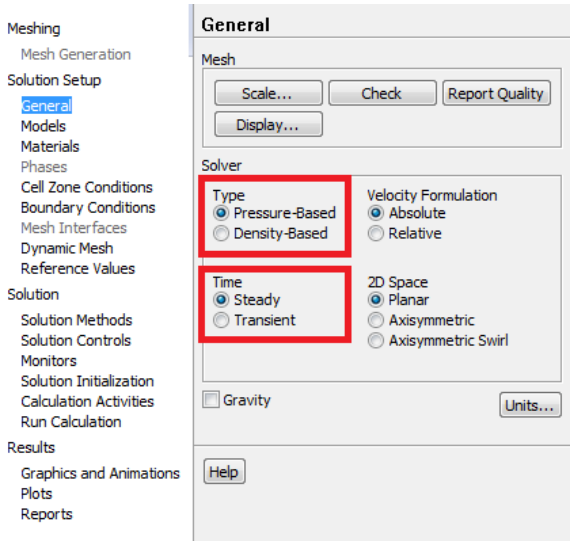


Figure 3.16 : Choix du solveur.

– Spécification les modèles physiques (*Solution Setup* > *Models*) : C'est ici qu'il faut indiquer quels les phénomènes qui doivent être résolus (turbulence, thermique, combustion, etc.), voir la figure 3.17.

Pour notre calcul, nous avons sélectionné les paramètres suivants :

- *Energy* : activé.
- *Viscous* : Laminar.

Différents niveaux de modélisation des effets de viscosité sont disponibles ici :

- *Inviscid* : Fluide parfait, pas de frottement visqueux.
- *Laminar* : Ecoulement laminaire.
- Différents modèles de turbulence plus ou moins précis (et donc plus ou moins rapides).

On travaille par défaut avec un fluide newtonien.

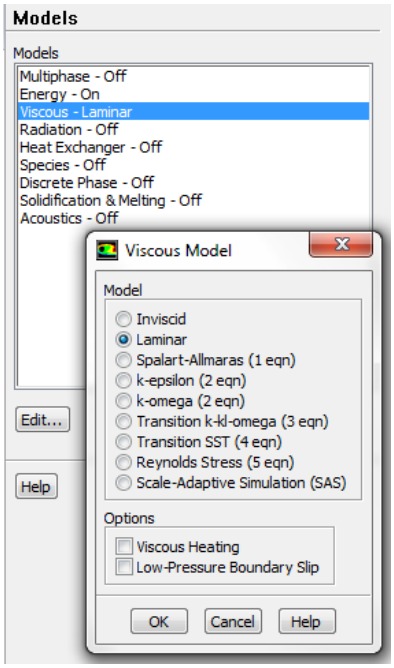


Figure 3.17 : Menu de spécification des modèles physiques.

– Spécification des matériaux utilisés (*Solution Setup* > *Materials*) : Dans Fluent, il faut indiquer quels matériaux sont en jeu et spécifier ses propriétés physiques (densité, viscosité, etc.). Notre domaine physique est constitué de deux matériaux (solide et fluide) qui possèdent des propriétés physiques dépendant de la forme des équations différentielles adimensionnelles présentées dans le chapitre 2.

– Conditions des zones cellulaires (*Solution Setup* > *Cell zones conditions*) : On doit spécifier quel matériau (fluide et solide) est associé à quelle zone du maillage.

On vérifie ici que chaque zone dans le logiciel de maillage est bien associée au matériau correspondant.

– Conditions aux limites (*Solution Setup* > *Boundary conditions*) : Le type de condition a été imposé dans le logiciel de maillage. Il est possible dans ce menu de modifier les conditions aux limites et de régler ses paramètres (vitesses d'entrée, température, etc.), voir la figure 3.18.

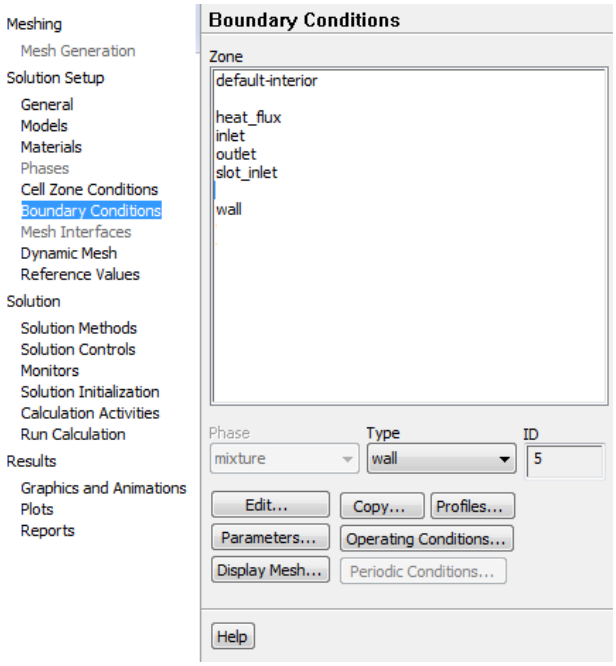


Figure 3.18 : Menu de conditions aux limites.

e) Résolution

Pour lancer la simulation, nous devons d'abord effectuer les étapes suivantes :

– Régler tous les paramètres du solveur à *Solution* > *Solution Methods*. Différents schémas de discrétisation (*second ordre par défaut*) et de couplage (*SIMPLE* par défaut) sont accessibles (figure 3.19). On utilise ici les algorithmes de *SIMPLE* et *PISO* et.

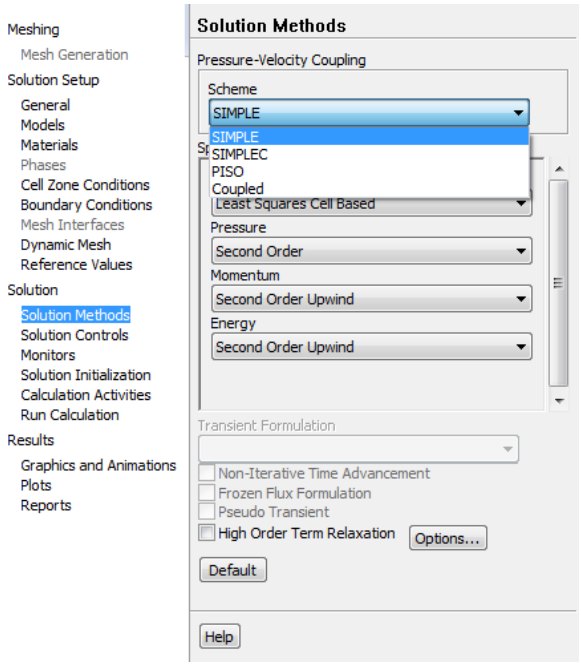


Figure 3.19 : Menu des paramètres du solveur.

– À chaque itération et pour chaque équation une erreur, nommée résidu, est calculé par rapport la solution exacte du système (Ansys Fluent 16.0 Theory Guide). Pour déterminer les valeurs des conditions des résidus et suivre leur évolution au cours du calcul accéder à *Solution* > *Monitors* après choisir *Residuals* (figure 3.20). Fluent dispose par défaut d'une possibilité d'arrêter les calculs en dessous d'une certaine valeur des résidus. Dans notre travail, on a fixé les résidus de convergence à la valeur 10^{-6} (Ansys Fluent 16.0 Theory Guide).

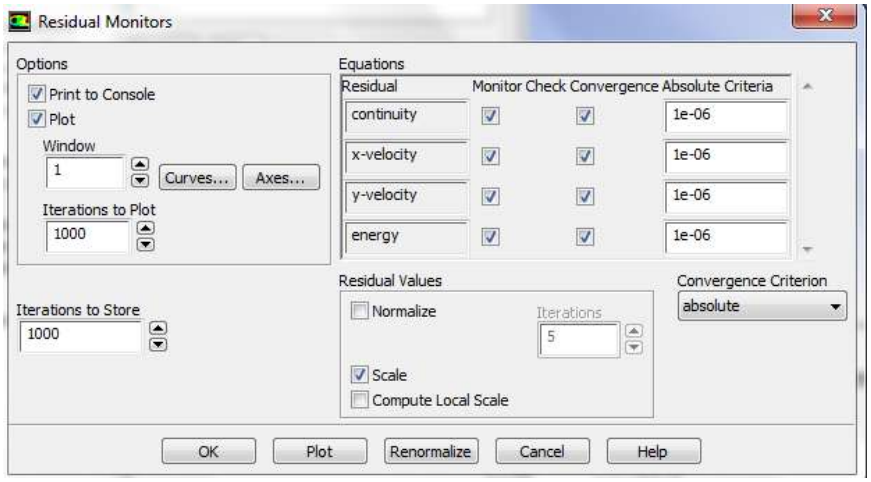


Figure 3.20 : Menu de détermination des valeurs des résidus.

– Initialisation (accéder à *Solution* > *Solution Initialization* et cliquer sur *Initialize* pour initialiser la solution de départ) : Afin que le calcul puisse démarrer, il lui

faut un champ de vitesse initial comme point de départ des itérations. Si tout se passe bien, chaque itération doit modifier la solution courante pour la remplacer par une solution plus proche de la solution exacte recherchée. Il y a cinq méthodes d'initialisation disponibles dans Fluent qui sont présentés ci-après :

- Initialisation hybride : par défaut et utilisée dans la plupart des cas.
- L'initialisation *FMG* : Offre une prédiction initiale plus réaliste, mais le processus d'initialisation prend beaucoup plus de temps que les autres méthodes, particulièrement utiles pour les écoulements compressibles et les machines tournantes.
- Initialisation standard (*Standard initialization*) : Toutes les cellules ont la même valeur de l'initialisation.
- Valeurs des patches (*Patch values*) : Le panneau Patch vous permet de patcher différentes valeurs de variables au niveau des différentes cellules.
- Commencer à partir d'une solution précédente : très utilisé pour les calculs instationnaires.

Dans notre cas, nous avons utilisé l'initialisation Hybyrid pour les calculs stationnaires et nous avons utilisé l'initialisation à partir d'une solution précédente pour les cas instationaire (figure 3.21).

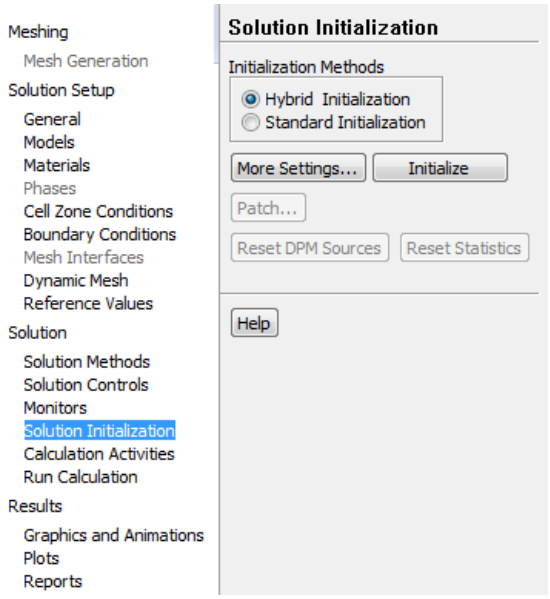


Figure 3.21 : Menu d'initialisation de solution de départ.

– Le lancement de la simulation (*Solution* > *Run Calculation*) : C'est ici que l'on indique le nombre d'itérations souhaitées et que l'on lance le calcul proprement dit (figure 3.22). Pour les calculs instationnaires, le pas de temps (*Time Step Size*) et le nombre de pas de temps (*Number of Time Steps*) doivent être définis. il est important de noter que le pas de temps dépend de la convergence, et couramment on utilise le nombre de courant pour estimer sa valeur.

$$\textbf{Nombre de courant} = \frac{\textbf{la vitesse d'écoulement} \times \Delta \textbf{t}}{\textbf{La taille de cellule typique}} \qquad (3.23)$$

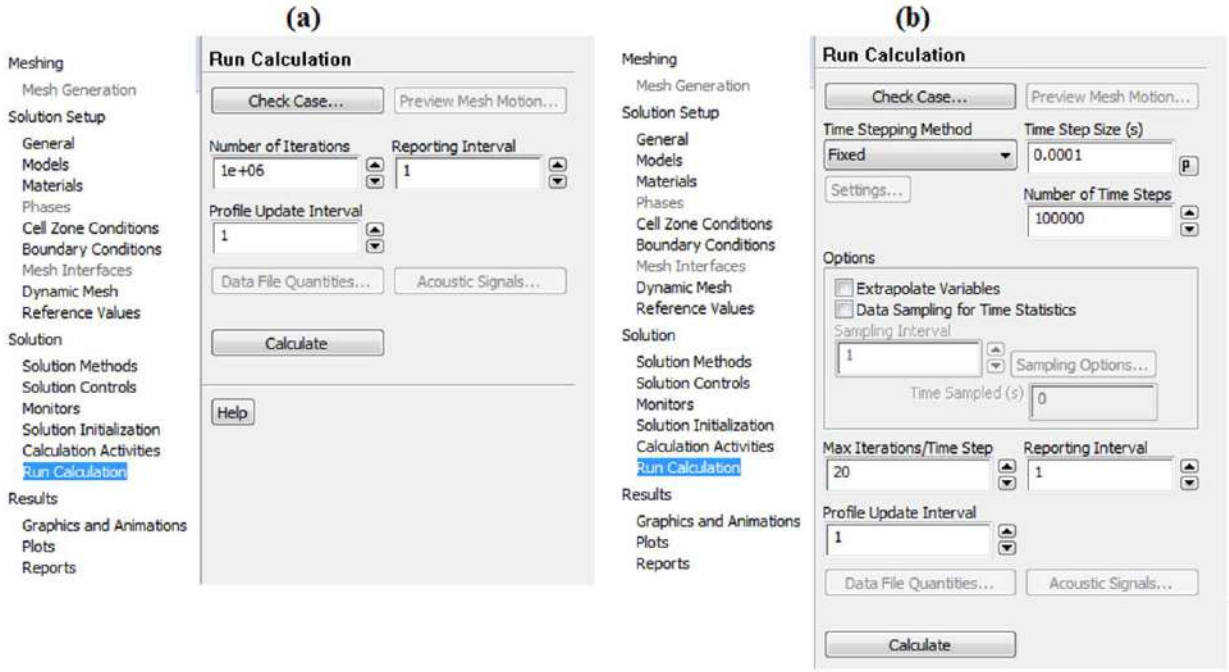


Figure 3.22 : Menu de lancement de simulation ; avec (a) pour l'algorithme *SIMPEL* et (b) pour l'algorithme *PISO*.

On considérera le calcul comme converger quand les résidus ne descendent plus et les valeurs des résidus atteignent la valeur fixée précédemment (10^{-6}).

3.4. Visualisations et analyse des résultats (*post-processing*)

Grâce à la puissance des outils de post-traitement d'Ansys workbench et de Fluent, il est possible de visualiser et analyser les résultats obtenus à partir du processus de calcul. Les deux outils sont faciles à utiliser et permettent un accès total aux résultats. Dans notre cas nous avons utilisé Tecplot360, qui est un logiciel spécialisé dans le traitement (visualisation et analyse) des résultats *CFD*. L'analyse commence par l'importation des fichiers de cas (*.

cas) et de données (*. data) créés avec Fluent pendant le processus de calcul. Les résultats obtenus pour notre cas d'étude seront analysés et interprétés dans la partie résultats et discutions du prochain chapitre.

3.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la méthode numérique utilisée pour résoudre le système d'équations qui gouvernent notre problème physique. Nous avons choisi la méthode du volume fini pour la discrétisation des équations et le code Ansys Fluent comme outil de calcul. L'intégration des équations de bilan sur les volumes de contrôles correspondants, le solveur disponible dans Ansys Fluent et les algorithmes utilisés pour traiter le couplage des équations de conservation discrétisées sont présentés. Une petite description des étapes suivies pour créer le maillage dans Gambit et les étapes suivies pour démarrer les calculs avec Ansys Fluent sont présentées.

Chapitre IV :
Résultats et discussion

4.1. Introduction

Dans ce chapitre, on va discuter les résultats obtenus par simulation numérique pour le phénomène présenté dans les chapitres précédents. Le but de ce travail est d'étudier l'effet de l'injection d'air à partir des fentes perforées en aval des blocs sur la dynamique du fluide et le transfert thermique. Afin d'élucider le phénomène, l'effet de différents paramètres tels que la position des fentes, la vitesse d'air du jet et le nombre de Reynolds sera examiné.

Avant d'effectuer les simulations numériques, des études préliminaires de faisabilité et d'optimisation du maillage sont nécessaires. En premier lieu, l'indépendance du maillage est étudiée pour optimiser le temps de simulation et assurer que la solution est de précision acceptable avec une taille de données optimale afin d'économiser en temps de calcul et en ressources matérielles. En second lieu, une étude de faisabilité qui consiste à reproduire la solution pour un phénomène similaire sous les mêmes conditions dont la solution est connue et déjà publiée. Une fois ces étapes achevées, l'étude du comportement global du phénomène sera réalisée et suivie d'une étude paramétrique afin de mettre la lumière sur les différents paramètres qui peuvent affecter le transfert de chaleur et l'écoulement.

4.2. Étude préliminaire

4.2.1. Sélection des paramètres adimensionnels

Beaucoup des paramètres indépendants interviennent dans le phénomène d'écoulement et de transfert de chaleur dans une géométrie complexe comme celle-ci, mais l'analyse dimensionnelle peut regrouper plusieurs paramètres en un ou quelques paramètres sans dimensions qui peuvent contrôler le phénomène. Donc, l'utilisation des paramètres sans dimension permet de réduire le temps de l'étude. Une analyse succincte du phénomène a permet de ressortir les paramètres suivants comme les plus importants dans cette étude :

- Le nombre de Reynolds (Re), basé sur la largeur du canal (H). Pour cette étude, le nombre de Reynolds est varié entre 100 et 1000 pour qu'on reste au régime laminaire.
- Le deuxième paramètre est la vitesse adimensionnelle d'injection d'air ($v_j=v_j^*/u_m^*$) à partir des fentes ce qui représente le rapport entre la vitesse d'injection d'air à partir les fentes (v_j^*) à la vitesse moyenne d'air à l'entrée du canal (u_m^*). Pour ce paramètre, cinq valeurs ont été considérées (v_j = 0.1, 0.5, 1, 2, et 4).

- Le troisième paramètre est la position de fente de jet ($x_j=x_j^*/H$) qui est mesurée par la distance adimensionnelle à partir du coin arrière de l'obstacle au centre d'ouverture de la fente. Trois valeurs de ce paramètre ont été examinées (x_j=0.0125, 0.1250 et 0.2375).

Le premier paramètre est un paramètre typique des problèmes de la convection forcée et les deux autres sont des paramètres dynamiques et géométriques propres au problème étudié.

Dans ce type de phénomène, d'autres paramètres qui peuvent avoir une influence sur la solution numérique, tels que les longueurs d'entrée (la distance de l'entrée au premier bloc) et de sortie (la distance du dernier bloc à la sortie du canal). Ces paramètres doivent être bien choisis afin d'assurer une solution indépendante qui décrit correctement le phénomène physique. La longueur d'entrée et la longueur de sortie doivent être suffisamment longues pour avoir un écoulement développé à l'entrée et un écoulement établi à la sortie. Après une série des tests la distance de l'entrée au premier bloc a été choisie trois fois la largeur du canal ($L_{entrée}$=3H), et la distance du dernier bloc à la sortie du canal a été choisie L_{sortie}=20H.

4.2.2. Indépendance du maillage

Lors de la résolution numérique, le domaine est divisé en petites mailles ; un maillage plus fin produit une solution plus précise, cependant en contrepartie, ce maillage augmente le temps de calcul et l'espace de mémoire occupé par les fichiers des résultats. Pour cela il faut trouver un compromis entre l'espace occupé et la précision des résultats effectués. Une série de tests est effectuée pour obtenir un maillage offrant ce compromis entre la précision et la consommation des ressources de calcul. À cet effet plusieurs maillages ont été testés et les résultats obtenus chaque fois sont comparés en traçant sur la même figure, l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de la distance périphérique. Le maillage a été choisi non uniforme selon les deux dimensions, il est plus dense près des parois des blocs et espacé loin de ces derniers avec un taux d'expansion approprié afin de capter les gradients élevés des quantités physiques. Le rapport d'expansion entre deux cellules voisines est choisi de manière à éviter la variation brusque des gradients numériques. Les résultats de comparaison sont présentés pour quatre maillages 590×40, 935×70, 1350×110 et 1950×140. (figure 4.1).

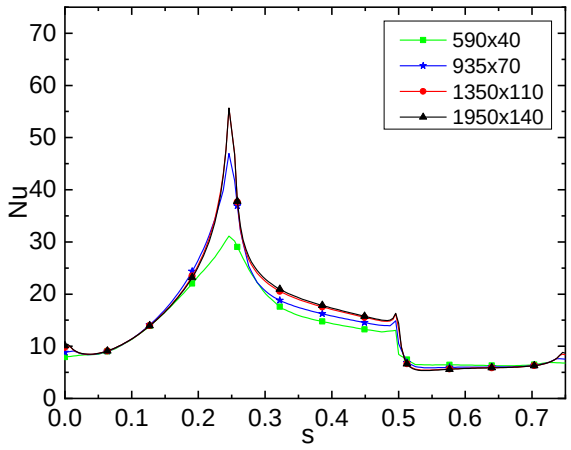


Figure 4.1 : Évolution du nombre de Nusselt le long de la périphérie du bloc pour différents maillages à Re=1000.

On remarque que pour un maillage supérieur à 1350×110, les résultats sont quasiment identiques et l'écart maximum entre les nombres de Nusselt obtenu en utilisant les deux maillages 1350×110 et 1950×140 ne dépasse pas 2 %. De ce fait, un maillage de 1350×110 est considéré comme suffisant pour la gamme des nombres de Reynolds étudiés et peut assurer l'indépendance des résultats avec une tolérance acceptable. Ce maillage sera utilisé pour tous les cas traités dans ce travail.

4.2.3. Validation du model de calcul

Pour vérifier la précision et la validité des résultats numériques, une comparaison des résultats obtenus par simulation avec ceux présentés par Young et Vafai (1998a et 1998b) pour les deux configurations (un seul bloc et plusieurs blocs) sous les mêmes conditions, à savoir Re=1000, Pr = 0.7 est effectuée. La figure 4.2 présente, la comparaison entre les profils de nombre de Nusselt de notre simulation, avec ceux obtenus par Young et Vafai (1998a). À partir les résultats obtenus, on remarque que l'écart entre les deux solutions ne dépasse pas 3 %, alors on peut constater que les résultats obtenus au cours de cette étude sont très similaires à ceux des cas des références. Par conséquent, le code de calcul utilisé est valide et pourra être utilisé pour simuler des phénomènes physiques similaires.

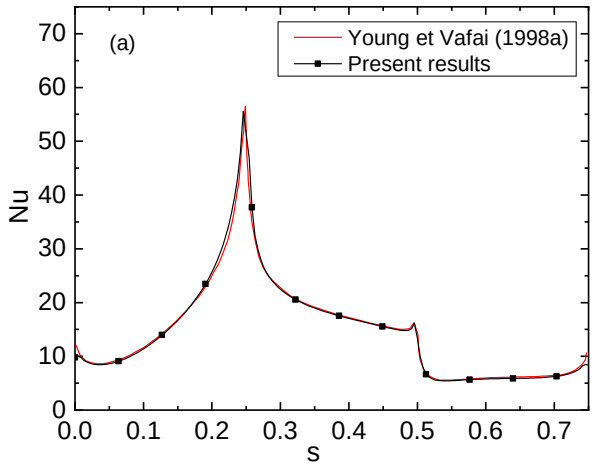


Figure 4.2 : Comparaison des résultats obtenus par simulation avec ceux présentés par Young et Vafai (1998a) pour le cas de bloc individuel à Re=1000, Pr=0.71 et k_s/k_f=10.

4.3. Présentation des résultats

Dans cette section les résultats obtenus par simulation numérique seront présentés et commentés pour les différentes combinaisons de paramètres du problème définis dans les chapitres précédents. Le calcul sera effectué avec des propriétés thermophysiques du fluide constant pour lesquelles le rapport de conductivité thermique solide sur fluide (k_s/k_f) est de 10 (ce qui correspond aux propriétés des semi-conducteurs) et le fluide considéré est l'air avec Pr = 0.72. Rappelons que dans cette étude les paramètres sont adimensionnés et tous les résultats obtenus par nos simulations sont adimensionnels. Pour avoir une idée globale sur la nature de l'écoulement du fluide et du transfert thermique mis en jeu ainsi que le taux d'amélioration du transfert de chaleur, les résultats sont présentés sous forme des lignes de courant et de contours de température. Pour la quantification du transfert de chaleur, on utilise le nombre Nusselt local et moyen. Le nombre de Nusselt local est défini comme le rapport entre la chaleur transférée par convection et celle transférée par conduction à l'interface solide-liquide (éq. 2.28a). L'historique de la vitesse en fonction du temps aux points fixes choisis comme références est utilisé lorsqu'il est nécessaire.

4.3.1. Régimes d'écoulement

Les simulations indiquent qu'en augmentant le nombre de Reynolds ou la vitesse relative du jet d'air, l'écoulement bifurque vers l'écoulement instationnaire auto-assisté. La limite de bifurcation dépend du nombre de Reynolds, de la vitesse relative d'air du jet, de la position de la fente et du nombre de blocs attachés à la paroi inférieure du canal. L'analyse

des résultats dépend du régime d'écoulement s'il est stationnaire ou variable. Afin de définir les limites de chaque régime, une série de simulations a été effectuée en variant les paramètres vitesse à l'entrée du domaine, vitesse du jet et position de la fente. Le tableau 4.1 récapitule les résultats obtenus. Comme indiqué précédemment, cette étude se limite au régime permanent et la vérification n'est effectuée que pour éviter des résultats non réalistes.

Tableau 4.1 : Limites entre l'écoulement stationnaire et instationnaire.

Cas de bloc individuel						
	Re=400			Re=1000		
	x_j=0.0125	x_j=0.1250	x_j=0.2375	x_j=0.0125	x_j=0.1250	x_j=0.2375
v_j=1	--	--	--	--	--	Stationnaire
v_j=2	--	--	--	Stationnaire	Stationnaire	Instationnaire
v_j=4	Stationnaire	Stationnaire	Stationnaire	Instationnaire	Instationnaire	--
Cas d'arrangement de cinq blocs						
	Re=400			Re=1000		
	x_j=0.0125	x_j=0.1250	x_j=0.2375	x_j=0.0125	x_j=0.1250	x_j=0.2375
v_j=1	--	--	--	--	--	Stationnaire
v_j=2	--	--	Stationnaire	--	Stationnaire	Instationnaire
v_j=4	Stationnaire	Stationnaire	Instationnaire	Stationnaire	Instationnaire	--

Pour mieux illustrer le caractère stationnaire ou instationnaire de l'écoulement et à titre d'exemple, l'historique des enregistrements temporelles de la vitesse au point de référence (x=7, y=0.125) est présenté sur la figure 4.3 pour x_j=0.2375, v_j=2 et deux valeurs du nombre de Reynolds. Il est évident d'après cette figure que pour un nombre de Reynolds en deçà d'une certaine valeur critique qui dépend de la configuration, la composante de vitesse u oscille pour converger vers une valeur asymptotique (figure 4.3a). Cependant, pour des valeurs élevées du nombre de Re ou de la vitesse du jet, la composante change de façon pseudo-périodique ou apériodique avant de converger vers une allure oscillatoire périodique (figure 4.3b).

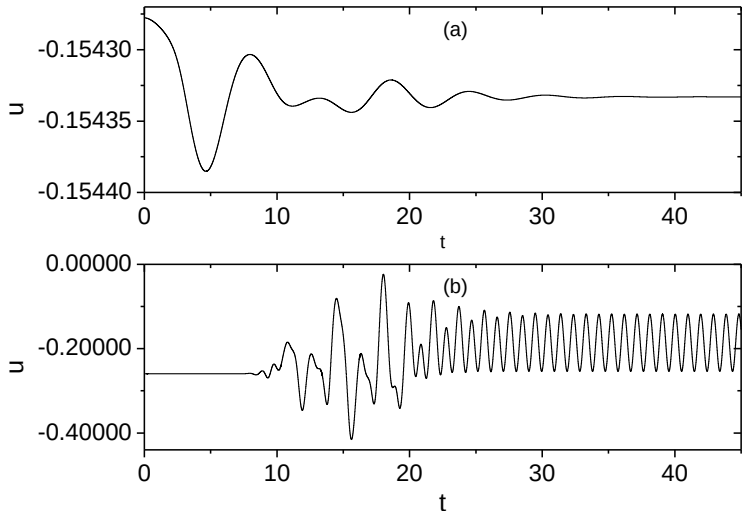


Figure 4.3 : Évolution de la composante de vitesse u par rapport au temps temps adimensionnel au point de référence (x=7.0 et y=0.125) pour x_j=0.2375, v_j=2 et (a) Re=400, (b) Re=1000.

Lors des écoulements dans des géométries complexes, telles que la présence d'obstacles ou chicanes, etc., l'effet de ce qu'on appelle des instabilités de TollmienSchlichting engendrent une bifurcation de l'écoulement vers un régime instationnaire alors que les conditions imposées aux limites sont toujours stationnaires. Ces écoulements sont toujours laminaires caractérisées par un régime ondulatoire auto-entretenu qui se développe à un nombre de Reynolds modéré. Ce phénomène est démontré expérimentalement par de nombreux chercheurs. Pour un rapport de blocage compris entre 0.33 et 0.66, McEntire et Webb (1990) ont constaté que l'écoulement est laminaire pour Re=1000. Dans le cas d'un canal rainuré ayant un rapport de blocage de 0.5, Farhanieh et al. (1993) ont rapporté que l'écoulement est laminaire instationnaire même à Re=1760. En plus, Herman et Kang (2001b) ont constaté que l'écoulement oscillatoire était encore laminaire dans un canal rainuré à Re=1050 et pour un rapport de blocage de 0.36.

4.3.2. Champ dynamique

La structure des lignes de courant et des contours de température pour le cas d'un bloc individuel est présentée à la figure 4.4a pour Re=400, v_j=1 et x_j=0, 0125. Comme on peut le voir dans cette figure, le fluide s'écoule régulièrement et les lignes de courant sont quasi parallèles. Approchant de la face avant du bloc, le flux est dévié vers le centre du canal. La variation brusque de section de passage provoque une variation brusque de la pression qui à son tour donne naissance à un petit tourbillon au voisinage de l'angle inférieur frontal du

bloc. Au-dessus de la face horizontale, l'écoulement est accéléré en raison de la restriction de la section de passage ; l'expansion de la section transversale provoque à nouveau une pression négative et par conséquent, une grande zone de recirculation se forme derrière le bloc et après le jet. Par comparaison avec le cas sans jet, Young et Vafai (1998a) qui est montré dans la figure 4.4b, le jet balayer la face arrière verticale de bloc et déplace le vortex de fluide chaud situé au voisinage de la face arrière du bloc vers l'arrière. Une diminution de la taille du vortex aval est observée en cas de présence du jet d'air. Au-devant du coin inférieur gauche, un très faible tourbillon se développe dans le sens horaire pour les deux cas.

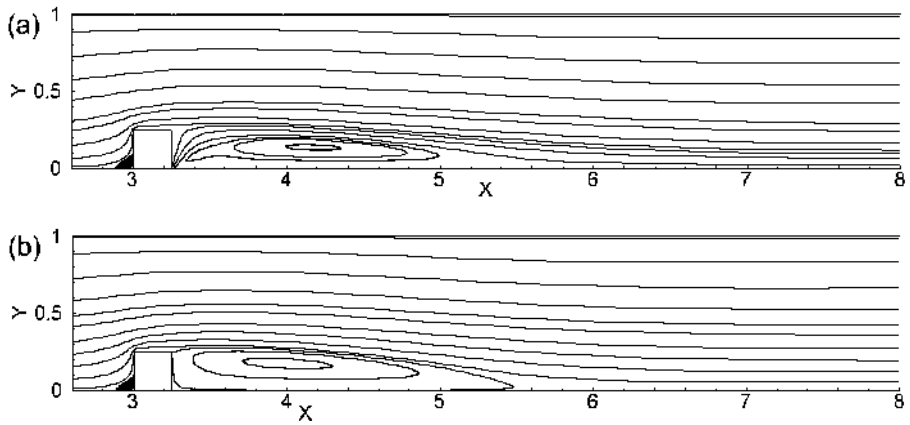


Figure 4.4 : Lignes de courant pour le cas d'un bloc individuel à Re=400 avec : (a) v_j=1, x_j=0.0125 et (b) sans jet (Young et Vafai1998a).

Les lignes de courant obtenu pour le cas d'un arrangement de cinq blocs munis de fentes sont présentées sur la figure 4.5a. Comme dans le cas d'un bloc individuel, le fluide s'écoule régulièrement et les lignes de courant sont quasi-parallèles. La pression exercée vers le bas empêche les tourbillons de s'élever vers le haut pour dépasser le niveau des faces supérieures des obstacles. Pour un nombre de Reynolds fixe, les tailles des tourbillons dans les différentes cavités inter-blocs sont comparables et une grande zone de recirculation est observée dans la zone située en aval du dernier obstacle. La différence principale avec l'introduction d'un jet est que les cavités inter-blocs ne sont plus entièrement occupées par des vortex. De plus, le vortex situé après le dernier bloc est d'une taille plus petite par rapport au cas sans jet. Il est important de noter que les jets déplacent les tourbillons vers le droit et balaient les faces verticales des blocs (comme observés pour le cas d'un seul bloc) et aussi frappent une partie importante des faces frontales des blocs. La forme et la taille similaires des tourbillons entre les blocs indiquent la possibilité d'une périodicité géométrique.

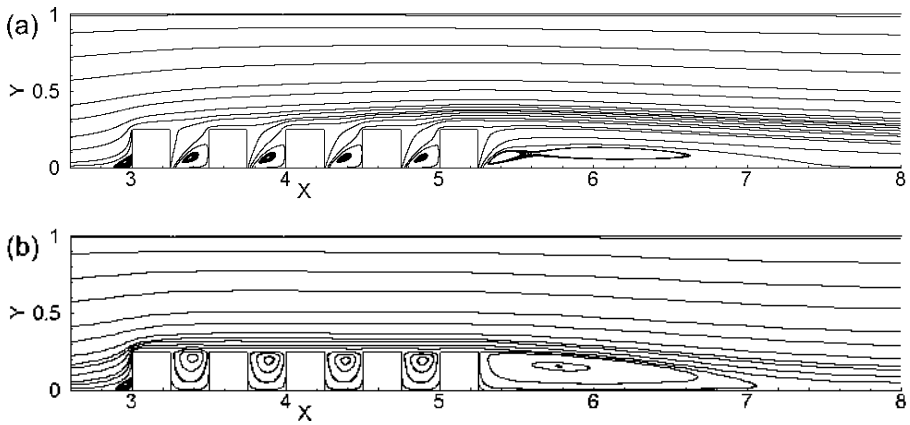


Figure 4.5 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re=400 avec : (a) v_j=1, x_j=0.0125 et (b) sans jet.

4.3.3. Champ thermique

Le champ de température, illustré par les contours des isothermes obtenus sous les conditions de l'écoulement décrit prudemment, est présenté sur la figure 4.6 pour le cas de bloc individuel. On remarque que dans la zone inférieure située en amont de la face frontale (dans la phase fluide), les contours isothermes sont divergents l'un de l'autre en raison de la présence des tourbillons puis a commencé à se rapprocher l'un d'autres dans le parcours vers le coin supérieur. Sur le coin frontal de la face supérieure et sur le chemin vers le coin supérieur de la face arrière, les isothermes divergent légèrement l'un de l'autre en raison de l'augmentation de la chaleur apportée par le fluide. Il est important de noter que la partie supérieure de la face arrière est considérée comme la plus grande zone de divergence sur la périphérie du bloc, contrairement à la partie inférieure (à côté du jet) qui présente la partie la plus dense en isothermes. En comparaison par rapport au cas sans injection de jet (Fig. 4.6 b), les niveaux de température sont nettement diminués. Encore plus, leurs courbes sont inversées (dans la phase solide), le maximum se trouve à côté de la face frontale du bloc et diminue en allant vers l'arrière au sein du bloc. Le champ thermique ainsi obtenu permet de constater que la forme des contours isothermes dans les zones solides et fluides a été considérablement modifiée par rapport au cas sans injection de jet.

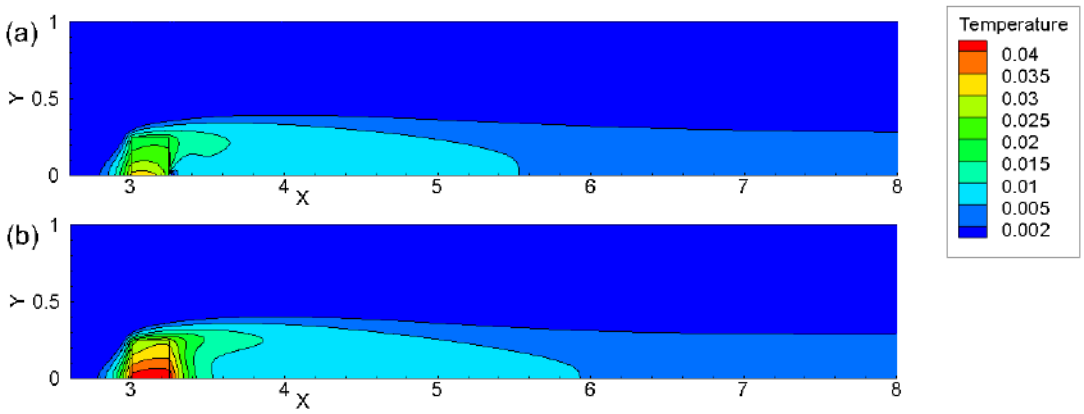


Figure 4.6 : Contours des isothermes pour le cas de bloc individuel à Re=400 avec : (a) v_j=1, x_j=0.0125 et (b) sans jet.

Les contours de température pour le cas d'arrangement de bloc sont présentés sur la figure 4.7. Pour mettre en avant la différence par rapport au cas sans jet, les contours pour ce dernier cas sont présentés sur la même figure (figure 4.7b). On remarque que les contours de température imitent de très près la structure de l'écoulement. La première constatation qu'on peut tirer de la comparaison par rapport au cas sans injection d'air est que les cinq blocs sont refroidis de façon comparable contrairement au cas sans jet. Il est à noter que pour le cas sans injection de jet, lorsqu'on passe d'un bloc au bloc suivant, la température de bloc augmente. Ce qui fait que le 1er bloc est le plus froid et le dernier bloc est le plus chaud. La position de la température maximale dans le 5^{e} obstacle est située à l'intérieur et dans le coin inférieur gauche du bloc. Cette situation est due au débit d'air du jet sur l'autre côté. Du point de vue du champ thermique, on voit clairement que les jets apportent des changements notables à la forme des isothermes dans les cavités des inter-blocs et dans la phase solide (comparé au cas sans jet figure 4.7b). Le débit d'air des jets perturbe le développement de la couche limite thermique au niveau des blocs en aval. Les contours de température en phase solide prennent une forme semi-parabolique inversée ; en s'approchant de l'axe central du bloc, la température chute en suivant la parabole inversée vers la base chauffée (comme dans le cas de bloc individuel). La présence d'air frais à l'intérieur des cavités est bénéfique à la fois pour la diffusion et la convection en raison du gradient de température élevée dans ces zones. De plus, elle réduit la température des blocs par rapport au cas sans jet qui est présenté sur figure 4.7b.

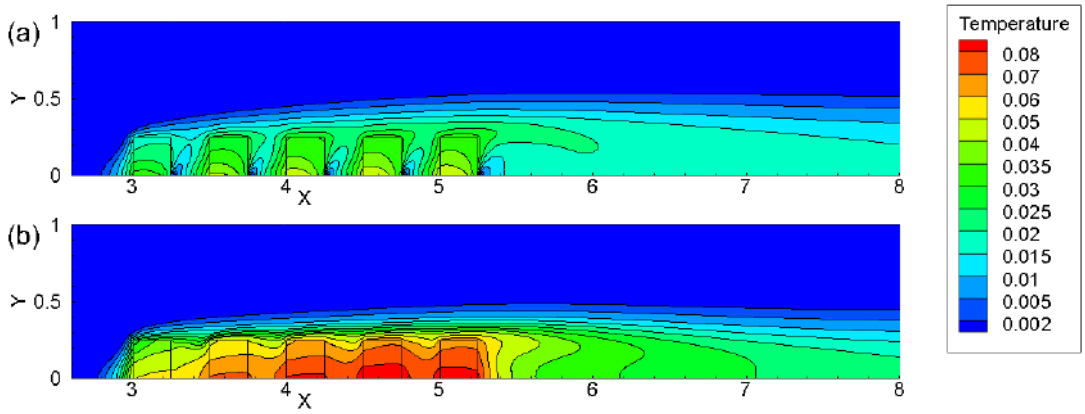


Figure 4.7 : Contours des isothermes pour le cas de blocs multiples à Re=400 avec : (a) v_j=1, x_j=0.0125 et (b) sans jet.

4.3.4. Nombre de Nusselt local

Pour la quantification du transfert de chaleur, l'évolution du nombre de Nusselt local (éq. 2.28b) le long de la distance périphérique, des blocs sont obtenus pour les cas avec et sans jet. Aussi, la valeur moyenne par face et par obstacle est évaluée (éq. 2.28c)

L'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de la distance périphérique à la surface du solide pour le cas d'un seul bloc est présentée sur la figure 4.8 pour les deux cas (avec et sans injection de jet). On remarque que l'allure est quasiment identique le long des deux faces amont et supérieure. Il est faible au coin inférieur frontal et augmente le long de la face pour atteindre son maximum local au niveau du coin supérieur frontal ; puis il diminue le long de la face horizontale du bloc. Une légère augmentation est enregistrée au niveau du bord de fuite de cette face. Cependant, pour le cas avec jet, après une courte descente le long de la face verticale arrière, le nombre de Nusselt croît sensiblement pour atteindre une valeur très élevée à la base du bloc. Il est maximal pour le cas avec jet qui ramène de l'air frais qui frappe directement la surface du bloc, par contre il est minimal pour le cas sans jet à cause de la présence d'une zone de stagnation à l'arrière du bloc. Cette zone emprisonne le fluide qui entraîne une accumulation de la chaleur et par conséquent une réduction du nombre de Nusselt. Comme soulevé dans la bibliographie déjà présentée au chapitre premier, la surchauffe dans cette zone pose un problème commun au refroidissement des équipements électroniques. L'injection de l'air frais à travers la fente améliore considérablement le transfert de chaleur dans cette zone.

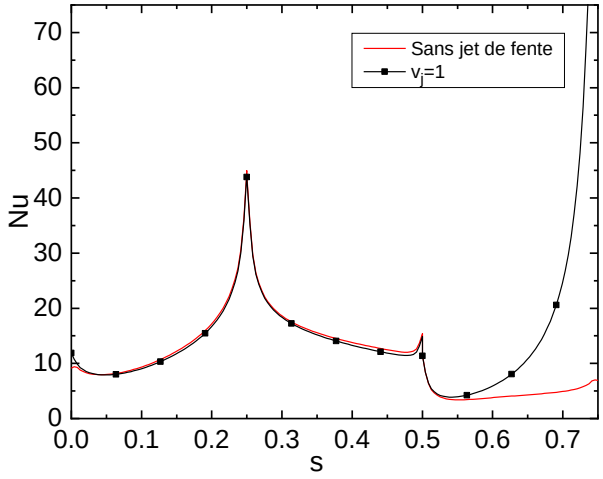


Figure 4.8 : Comparaison entre les nombres de Nusselt local des cas avec (x_j=0.0125) et sans jet à Re=400.

L'évolution du nombre Nusselt local pour le cas avec et sans injection de jet est présentée sur la figure 4.9. On remarque que pour le premier bloc l'allure est similaire à un bloc individuel. Par comparaison entre les cas avec et sans jet, on peut conclure que pour le premier bloc, aucun changement observé sur la face frontale, une légère diminution au bord de fuite de la face supérieure et une augmentation importante est obtenue sur la face arrière du bloc. Cependant, pour les blocs suivants situés dans le sens de l'écoulement une augmentation importante est observée le long la major partie de la face frontale et arrière tandis qu'une dégradation est constatée long de la face horizontale. Cette dégradation peut être expliquée par le fait que le jet frappe les faces verticales amont et aval des blocs qui a un effet positif, mais aussi pousse le débit principal qui se trouve sur la face supérieure vers le haut. Ce qui donne une couche limite plus épaisse sur cette face et entraîne une réduction du nombre de Nusselt. Pour Re=1000, v_j=1, x_j=0.0125, l'amélioration du transfert de chaleur peut atteindre 259.55 % pour le 1er bloc et 355.16 % pour le second bloc. L'amélioration continue d'augmenter progressivement dans le sens de l'écoulement au autour des blocs chauffés suivants, pour atteindre environ de 492.41 % pour le dernier bloc. L'amélioration du transfert de chaleur est le résultat de l'impact du débit de l'air frais du jet avec les faces des blocs. De plus, la réduction du temps de résidence et de la taille des tourbillons entraîne un meilleur mixage des fluides et une réduction de la température dans le voisinage des blocs. En raison de la stagnation du fluide après les blocs pour le cas sans jet, le fluide devient plus chaud que la surface solide et pour cela des valeurs négatives du nombre de Nusselt sont détectées sur une partie des faces arrière. Ce résultat a été obtenu précédemment et rapporté

dans la littérature par des travaux expérimentaux Nigen et Amon (1994) et numériques Young et Vafai (1998b), Arquis et al. (2007) et Imani et al. (2012).

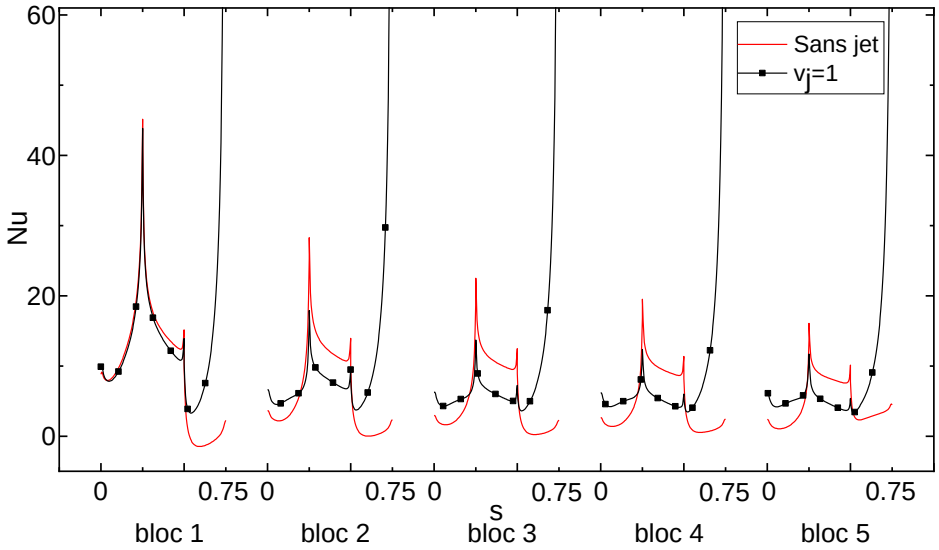


Figure 4.9 : Nombre de Nusselt local pour le cas de cinq blocs avec (x_j=0.0125) et sans jet à Re=400.

4.3.5. Étude paramétrique

Pour l'évaluation et l'analyse de l'écoulement du fluide, du transfert de chaleur ainsi que du taux d'amélioration du transfert de chaleur dans le canal équipé de blocs chauffés sous l'action de jets à travers les fentes, les effets des variables indépendantes tels que le nombre Reynolds (Re), la vitesse du jet (v_j) et la position de la fente (x_j) ont été évalués.

4.3.5.1. Effet de nombre de Reynolds

a) Champ dynamique

La figure 4.10 montre l'évolution des lignes de courant pour le cas de bloc individuel avec x_j=0.0125 et v_j=1 à différents nombres de Reynolds (Re=200, 400 et 1000). Comme le montre la figure, l'augmentation de Reynolds pour ce cas s'accompagne d'une augmentation de la longueur et de hauteur de tourbillon situé après le bloc. Il est important de noter qu'une nouvelle zones de recirculation du fluide est formée sur la face supérieure du bloc pour une valeur du nombre de Reynolds égale à 1000.

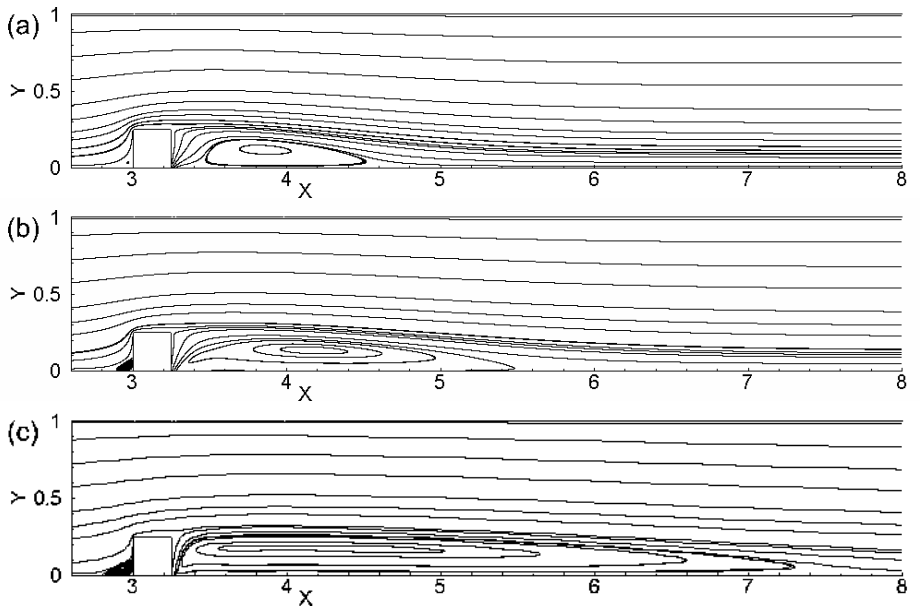


Figure 4.10 : Lignes de courant pour le cas d'un bloc individuel à v_j=1, x_j=0.0125 et différents nombres de Reynolds : (a) Re=200, (b) Re=400, (c) Re=1000.

Pour le cas de cinq blocs (figure 4.11), l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation de la taille et de l'intensité des tourbillons situés entre la fente et le bloc en aval ainsi que pour le tourbillon situé après le dernier bloc. L'augmentation de la zone de recirculation entraîne une diminution de l'épaisseur du film séparateur de jet, ce qui augmente la vitesse du fluide et améliore le transfert de chaleur par convection le long des faces arrière. Il est important de signaler que la meilleure structure des écoulements autour les blocs est obtenue pour nombre de Reynolds minimal Re=100. Par contre, la taille maximale des tourbillons est atteinte pour le nombre de Reynolds le plus élevé (Re=1000), ce qui fait que les tourbillons entre les blocs atteignent les faces supérieures et que les faces frontales des blocs deviennent complètement isolées avec l'air chaud. Comme mentionné précédemment, le flux des jets d'air balaye les faces arrière des blocs et aussi frappent une partie substantielle de la face frontale de chaque bloc. Pour cette dernière, nous avons noté que la longueur de contact entre l'air des jets et les faces frontales diminuent avec l'augmentation du nombre Reynolds.

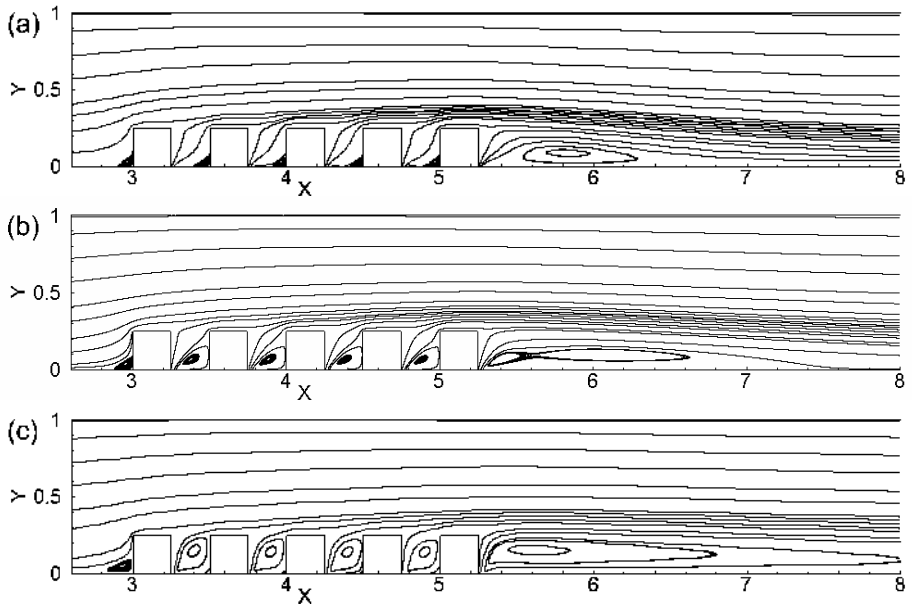


Figure 4.11 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds : (a) Re=200, (b) Re=400, (c) Re=1000.

b) Champ thermique

Les contours des isothermes obtenus pour les deux cas (blocs chauffés individuels et multiples) et sous les mêmes conditions paramétriques sont représentés sur les figures 4.12 et 4.13. Il est évident que l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation du débit ce qui augmente le transfert de chaleur par convection. Comme il apparaît, les lignes des isothermes descendent vers le bas (dans les deux phases fluides et solides) avec augmentation du nombre de Reynolds, cela signifie que la température des blocs chauffés diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Aussi, il est très important de noter que l'augmentation du nombre de Reynolds rapproche les températures des blocs (cas de blocs multiples) tels que, pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds, les différents blocs sont refroidis d'une manière comparable (figure 4.13c).

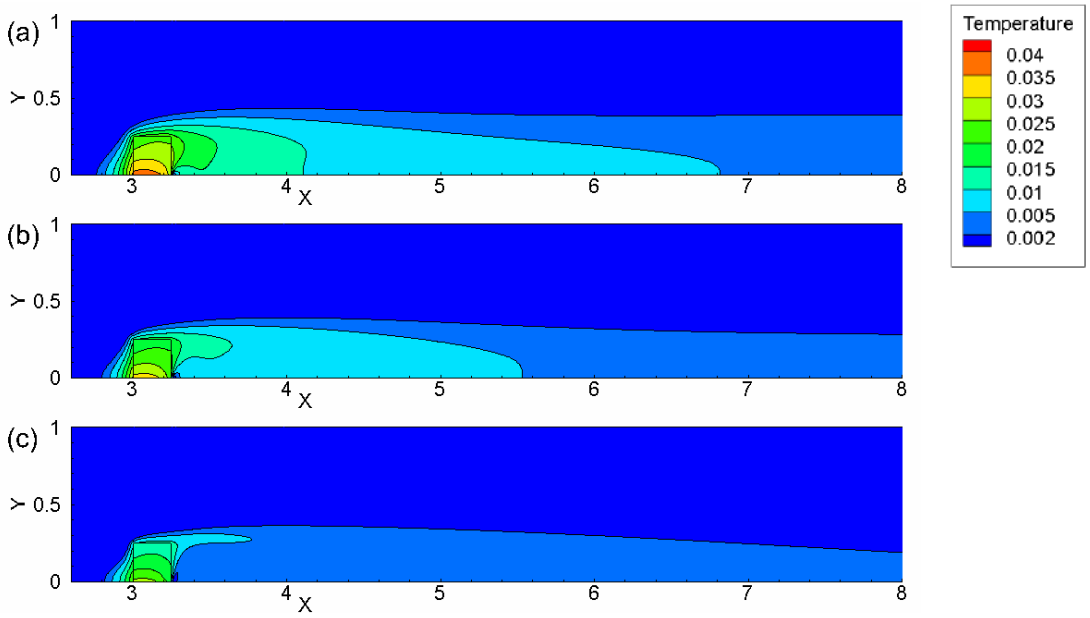


Figure 4.12 : Contours des isothermes pour le cas de bloc individuel à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds : (a) Re=200, (b) Re=400, (c) Re=1000.

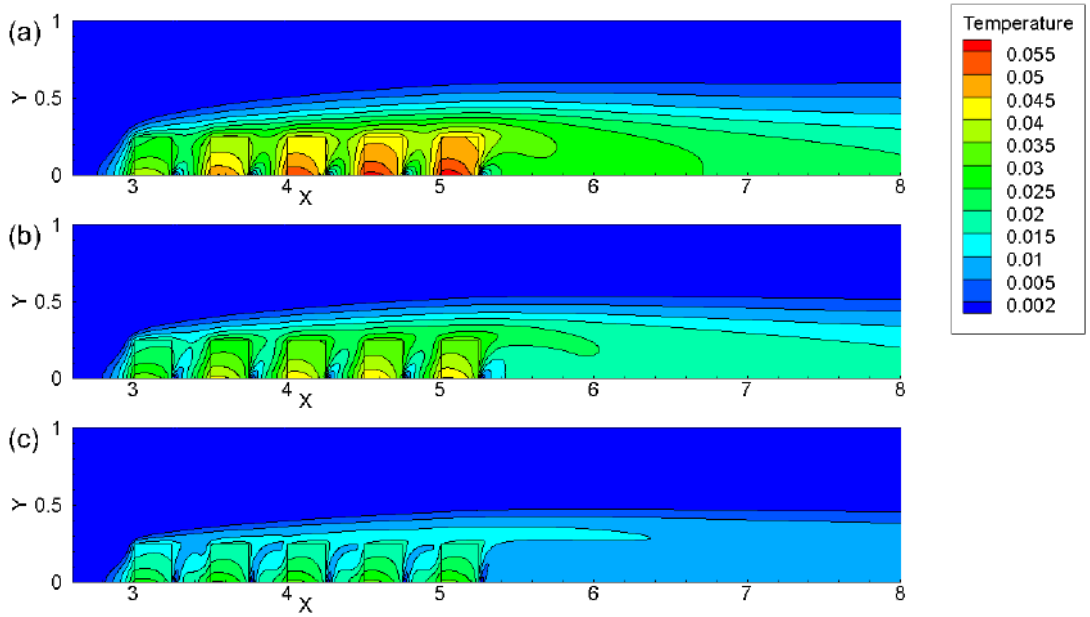


Figure 4.13 : Contours des isothermes pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds : (a) Re=200, (b) Re=400, (c) Re=1000.

c) Nombre de Nusselt local

L'effet du nombre de Reynolds sur l'évolution du nombre de Nusselt autour du bloc individuel pour une vitesse et une position de jet constantes (v_j = 1, x_j = 0.0125) est illustré dans la figure 4.14. Il est clair que l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation importante du nombre de Nusselt sur toutes les faces, même sur la face arrière, contrairement au cas sans jet. Comme mentionné ci-dessus, l'air frais du jet entraîne une forte augmentation du nombre de Nusselt sur la face arrière ; l'augmentation est plus prononcée pour un grand nombre de Reynolds. Dans une étude précédente, sans l'injection de jet, faite par Young et Vafai (1998a), seulement une légère augmentation a été détectée le long de la face arrière pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds. Le taux d'amélioration du transfert de chaleur peut atteindre 206.27 % pour Re=400, v_j=4, x_j=0.0125 et environ 261.23 % pour Re=1000, v_j=2, x_j=0.0125. Le taux d'amélioration est calculé par rapport au cas de base en absence de jet à Re=100.

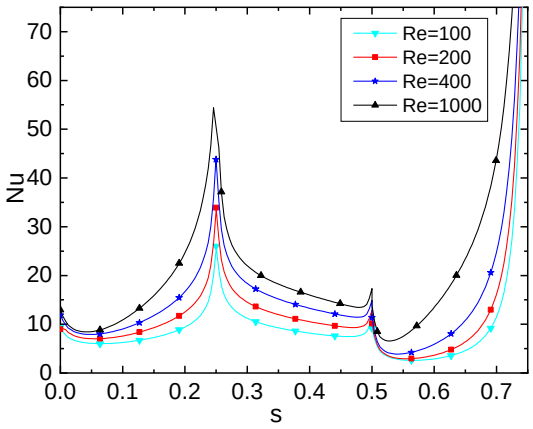


Figure 4.14 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de bloc individuel à x_j=0.0125, v_j =1 et différents nombres de Reynolds.

Pour le cas des blocs multiples, l'effet du nombre de Reynolds sur la variation du nombre de Nusselt local autour les blocs chauffés est présenté sur la figure 4.15 à une vitesse du jet (v_j=1) et une position de la fente (x_j=0.0125) constantes. Comme prévu, l'augmentation du nombre de Reynolds implique une augmentation importante du nombre de Nusselt sur toutes les faces des blocs. De plus, à nombre de Reynolds élevé, le nombre de Nusselt local pour les différents blocs devient comparable ; ce phénomène n'a pas été observé pour le cas sans jet où le nombre de Nusselt diminue dans la direction du flux (Young et Vafai 1998b).

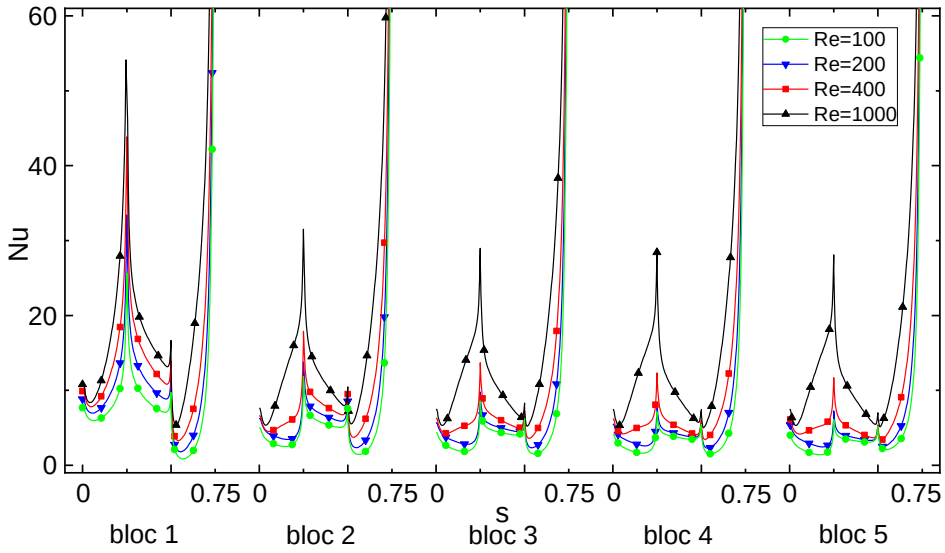


Figure 4.15 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125, v_j =1 et différents nombres de Reynolds.

d) Nombre de Nusselt moyen

Il est plus commode et plus raisonnable d'effectuer une analyse globale du transfert de chaleur, car une large disparité est observée quant à l'effet des différents paramètres su-cités. Parfois dans certaines portions une dégradation du transfert de chaleur est obtenue. A cet effet, le nombre du Nusselt global (Nu moyen) par bloc est évalué afin de tirer des conclusions globales.

D'après la figure 4.16, le nombre de Nusselt moyen autour du bloc individuel augmente avec l'augmentation de nombre de Reynolds. Il est important de noter que l'amélioration pourrait atteindre 215 % par rapport au cas de base en absence de jet à Re=100 (tableau 4.2).

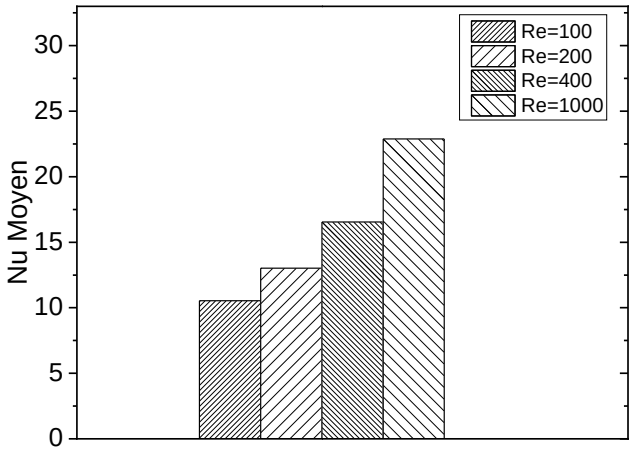


Figure 4.16 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de bloc individuel à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds.

Tableau 4.2 : Taux d'amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le cas d'un bloc individuel à x_j=0.0125, v_j=1.

Re	Re=100	Re=200	Re=400	Re=1000
%	45.5517	79.8390	128.4847	215.8369

Le même comportement est observé pour le cas de blocs multiples. Pour chaque bloc, le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation de nombre de Reynolds (figure 4.17). Il faut noter que le nombre de Nusselt moyen le plus élevé est obtenu pour le nombre de Reynolds le plus élevé (Re=1000). Le taux d'amélioration du transfert de chaleur par rapport au cas de base sans jet est présenté dans le tableau 4.3. Tel qu'il apparaît, il augmente avec le nombre de Reynolds et avec la direction du flux à travers les blocs. Bien que le nombre de Nusselt moyen diminue légèrement en parcourant les blocs. Une importante amélioration du transfert de chaleur est enregistrée par rapport au cas sans jet.

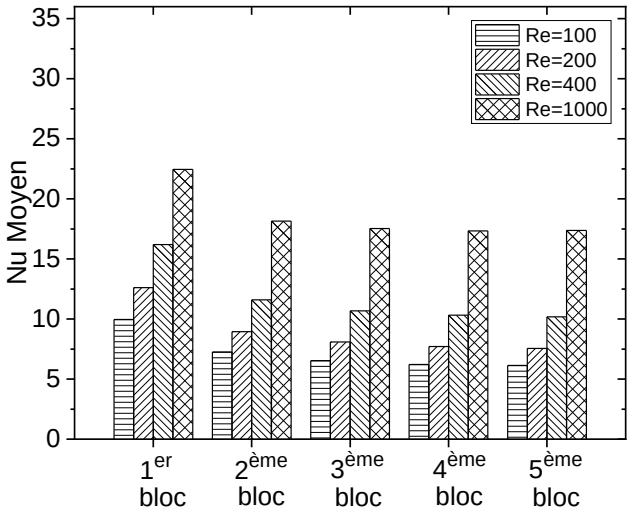


Figure 4.17 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125, v_j=1 et différents nombres de Reynolds.

Tableau. 4.3 : Taux d'amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125 et v_j=1.

%	Re=100	Re=200	Re=400	Re=1000
1er bloc	59.4863	101.7976	159.2312	259.5532
2e bloc	81.5704	124.0112	190.5534	355.1667
3e bloc	96.4143	142.9598	221.1424	426.7007
4e bloc	106.9792	156.8369	244.2071	478.1559
5e bloc	109.6327	157.7840	247.3336	492.4135

4.3.5.2. Effet de la vitesse du jet

Parmi les paramètres influant sur le transfert thermique et la structure de l'écoulement on trouve aussi la vitesse relative du jet injecté à travers les fentes. Afin d'évaluer cet effet cinq valeurs de vitesse du jet ont été testées, v_j= 0.1, 0.5, 1, 2 et 4 pour un nombre de Reynolds qui varie de Re=100, 200, 400 et 1000 et une position de jet constante (x_j=0.0125).

a) Champ dynamique

Le débit d'air injecté à travers les fentes modifie certainement la morphologie de l'écoulement dans le canal. Il peut même être utilisé pour le contrôle de l'écoulement puisque le passage vers le régime instationnaire dépend aussi de la vitesse du jet. Afin d'étudier l'effet de ce paramètre, plusieurs valeurs ont été testées.

La figure 4.18 montre l'évolution des lignes de courant pour le cas de bloc individuel à Re= 200 et à différentes vitesses du jet. Ces illustrations montrent que pour Re=100 et Re=200 l'augmentation de la vitesse du jet s'accompagne d'une diminution de la taille du tourbillon situé derrière la face arrière de bloc à une valeur minimale correspondant à v_j=2. Au-dessus de cette valeur, le comportement est totalement inversé. Pour les cas de Re=400 et 1000, l'effet de v_j est réduit ; la longueur du tourbillon est approximativement restée la même pour les vitesses v_j=0.1, 0.5, 1 et 2, pour v_j=4 une augmentation est détectée. Cependant, la hauteur diminue légèrement avec l'augmentation de la vitesse du jet jusqu'à une taille minimale correspondant à v_j=1, au-dessus de cette valeur de v_j le comportement est aussi totalement inversé (figure 4.19). Il est à noter que la variation de la taille de tourbillon s'accompagne avec une variation inverse de l'épaisseur du film de jet située au-dessus et en avant du vortex arrière.

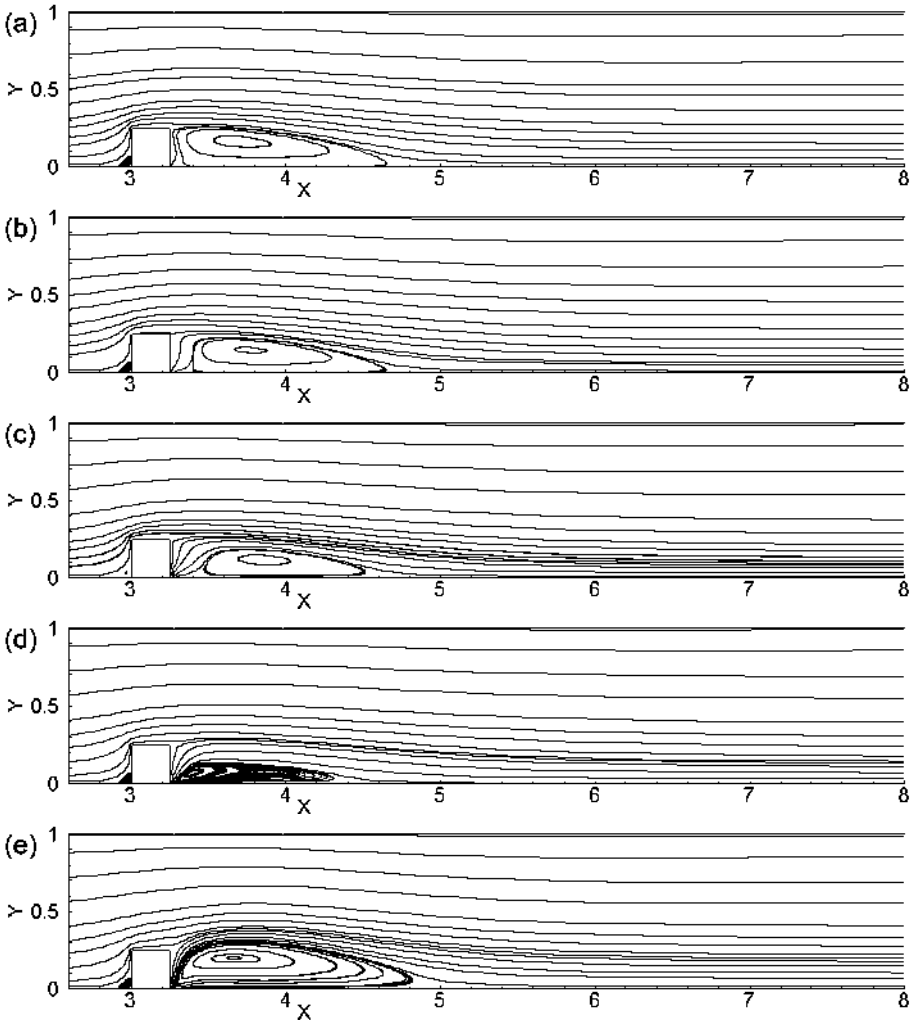


Figure 4.18 : Lignes de courant pour le cas de bloc individuel à Re= 200, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4.

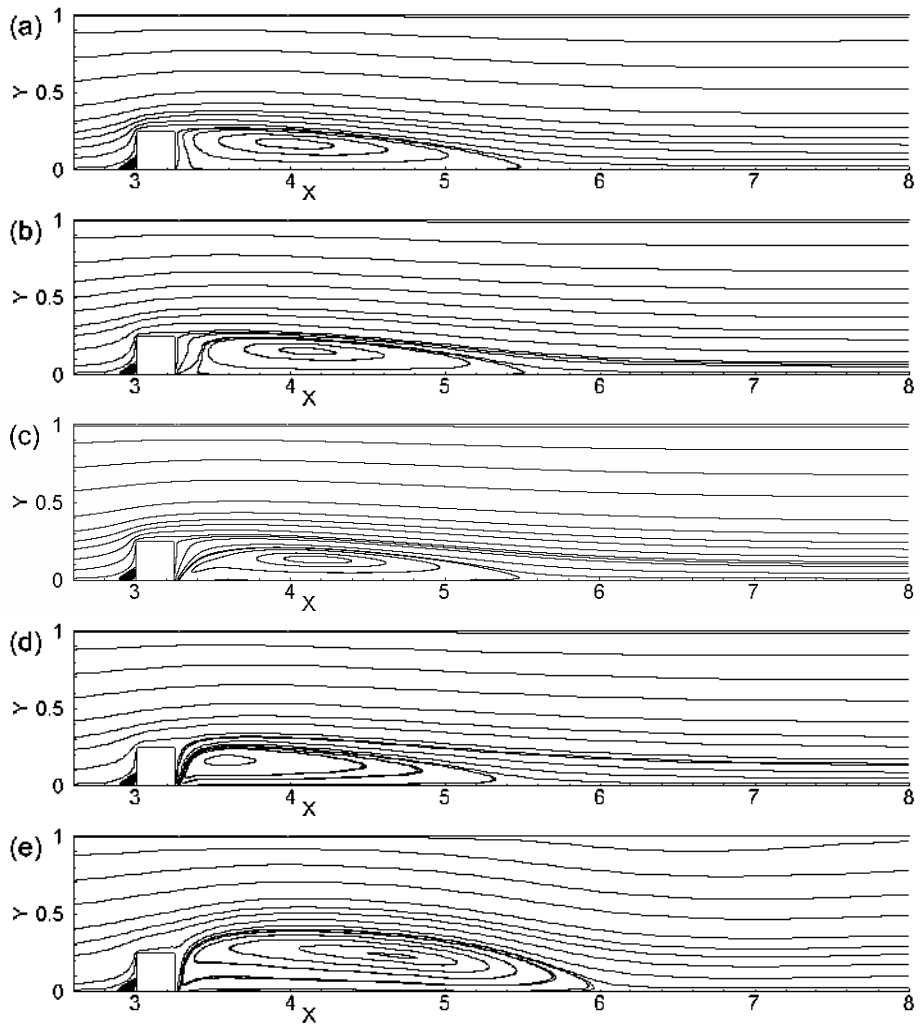


Figure 4.19 : Lignes de courant pour le cas de bloc individuel à Re= 400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4.

Dans le cas de blocs multiples, le constat est le même que pour le cas de bloc individuel, à Re=100 ou Re=200, le tourbillon situé derrière la face arrière du dernier bloc diminue avec l'augmentation de la vitesse du jet, la taille minimale correspondant à v_j=2 et au-dessus de cette valeur on remarque que le comportement est inversé (figure 4.20). Il convient de noter que, à Re=100 v_j=2, le tourbillon situé après la face arrière du dernier bloc disparaît totalement (Figure 4.20d). Pour Reynolds égal à 400 et 1000 et quand la vitesse du jet augmente, la hauteur du vortex diminue et la longueur augmente jusqu'à une valeur critique correspondent à v_j=1 pour Re=400 et v_j=0.5 pour Re=1000, au-dessus de cette valeur la taille du vortex augmente avec v_j (figure 4.21).

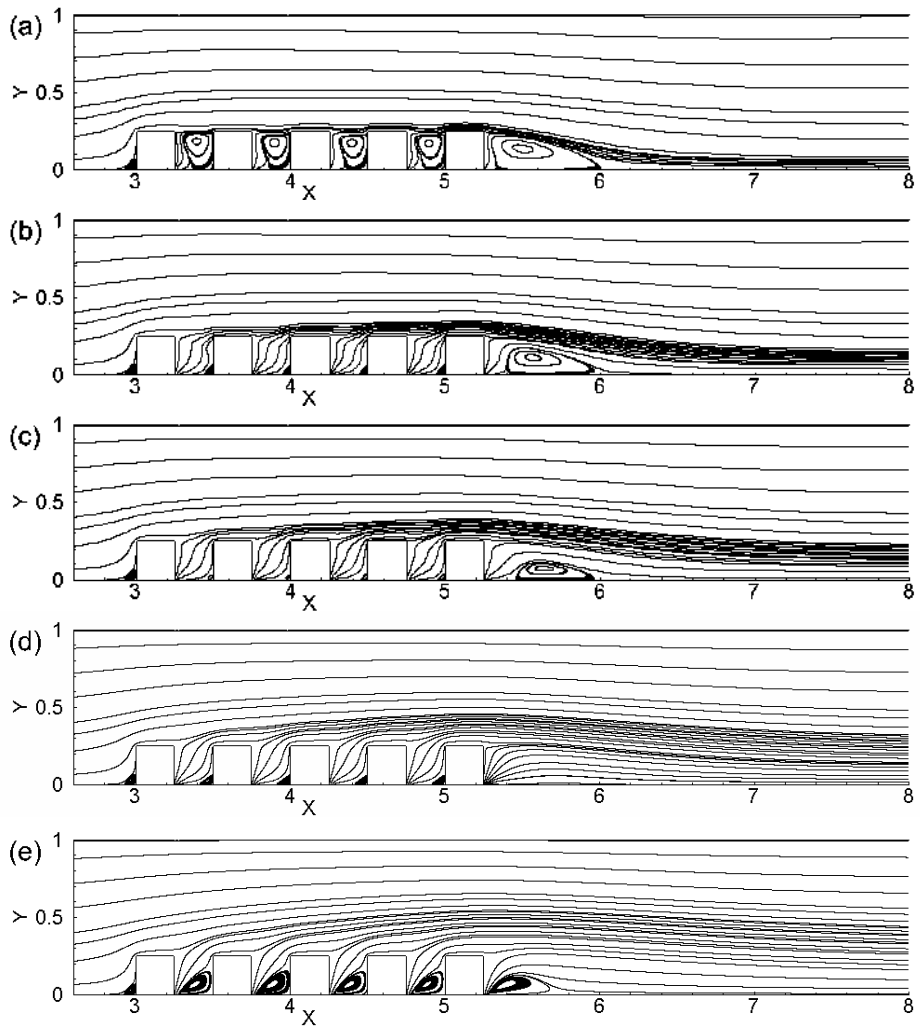


Figure 4.20 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re= 100, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4.

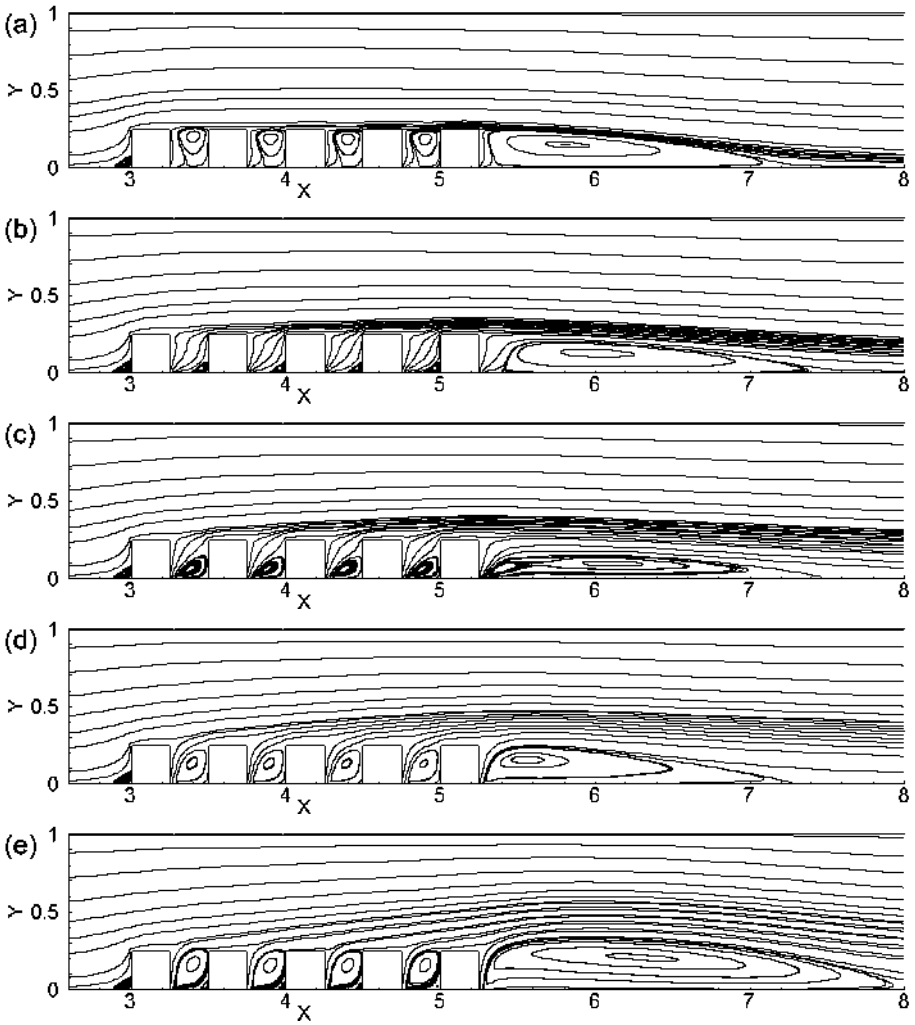


Figure 4.21 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re= 400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4.

Pour les vortex situés dans les espaces entre les blocs, une grande diminution de la taille est observée avec l'augmentation de la vitesse du jet, la diminution se poursuit pour atteindre une taille minimale du vortex (environ h/10) correspondant à une valeur critique de vitesse de débit du jet (v_j=0.5 pour Re=200, 400 et 1000 ; v_j=1 pour Re=100). Au-dessus de ces valeurs (v_j=0.5 ou 1), le comportement s'inverse. Il est aussi important de signaler que lorsque les tourbillons atteignent la hauteur des blocs, l'effet de la vitesse du jet d'air de fentes diminue dans ces zones.

b) Champ thermique

Le développement de la structure du fluide discuté précédemment en fonction de l'augmentation de la vitesse du jet entraîne l'augmentation de débit et de vitesse d'air au

voisinage des blocs, ce qui augmente également le transfert de chaleur par convection. Pour le cas d'un bloc individuel présenté dans la figure 4.22, le jet d'air permet d'isoler la face arrière du bloc contre la stagnation de l'air chaud qui suit le bloc et de balayer la face arrière du bloc. Cela permet d'augmenter le transfert thermique dans ces zones. Après l'analyse des résultats, nous avons constaté que, l'augmentation de la vitesse du jet est accompagnée par une diminution de la température (figure 4.23) de bloc chauffé ce qui assure un meilleur état de fonctionnement des composants électroniques.

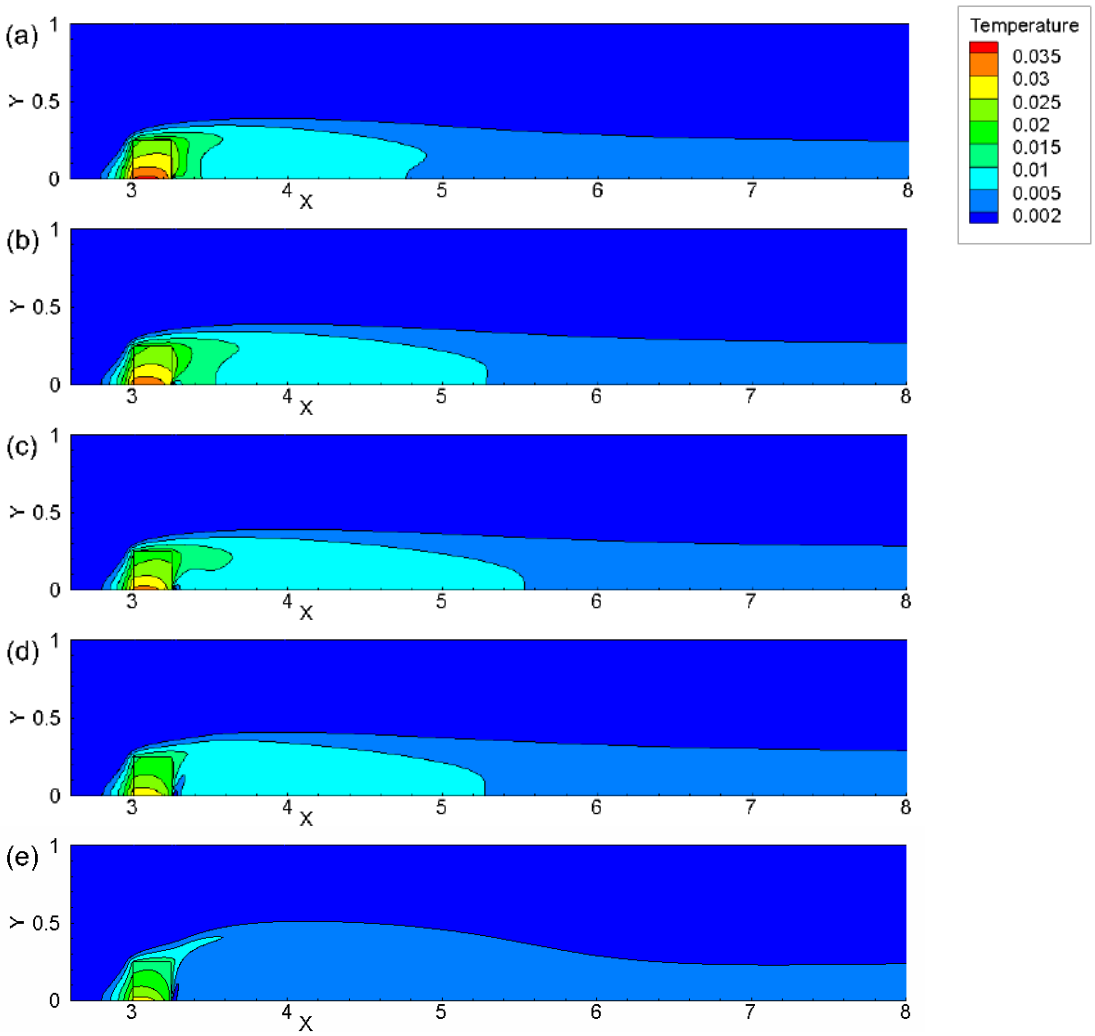


Figure 4.22 : Contours des isothermes pour le cas d'un bloc individuel à Re=400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5, (c) v_j=1, (d) v_j=2 et (e) v_j=4.

Dans le cas de cinq blocs, lorsque la vitesse relative du jet est plus élevée, le débit du jet augmente l'activité tourbillonnaire et améliore le mixage du fluide dans le voisinage des blocs ce qui permet une évacuation efficace de chaleur. D'après la figure 4.23, la température diminue dans les phases solide et fluide et les lignes d'isothermes descendent avec

l'augmentation de la vitesse du jet. Dans la phase fluide et en raison de la diminution de la température des blocs, l'espace entre les contours des isothermes augmente. Il est aussi important de noter que lorsque la vitesse du jet augmente, la température des blocs s'approche jusqu'à devenir approximativement la même pour les cinq blocs (figure 4.23e).

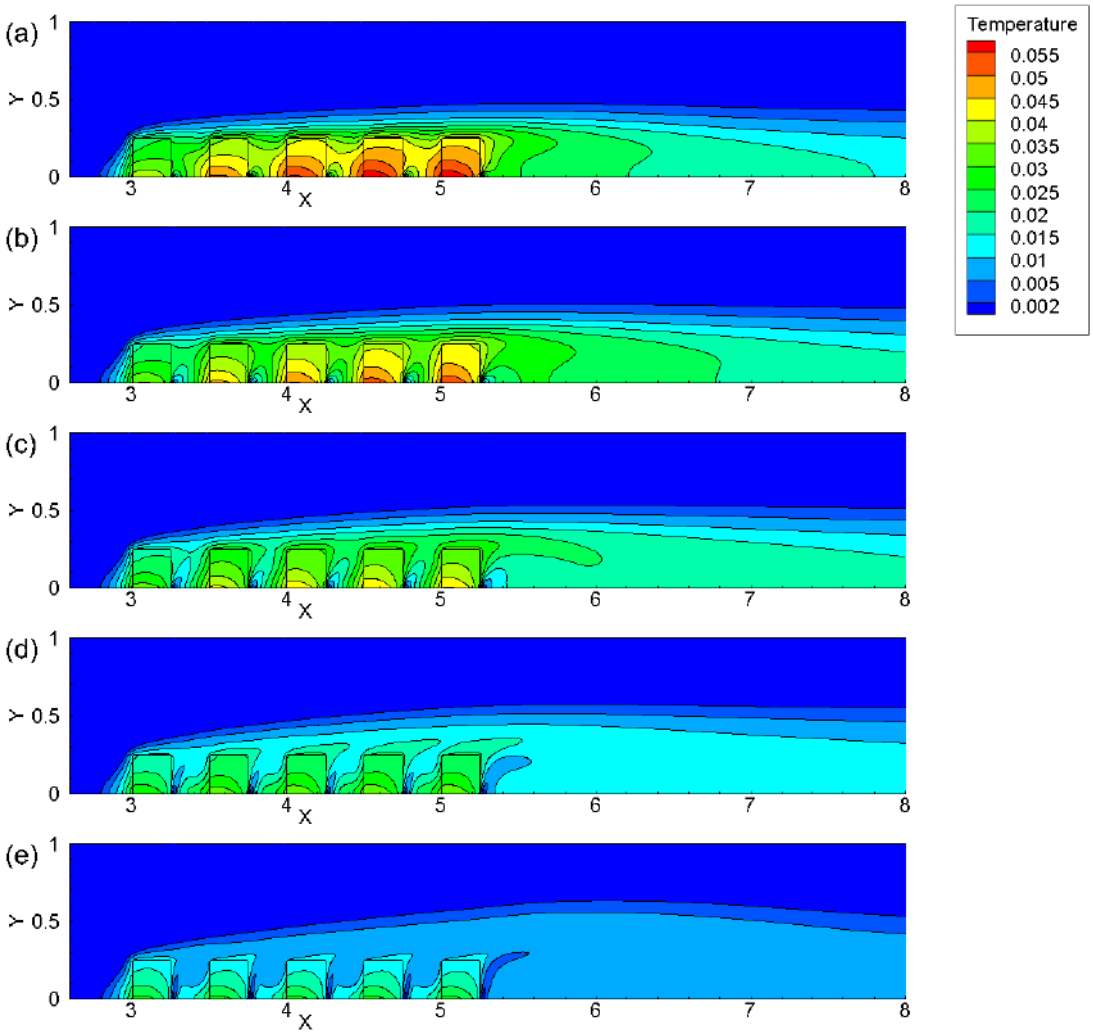


Figure 4.23 : Contours des isothermes pour le cas de blocs multiples à Re=400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet : (a) v_j=0.1, (b) v_j=0.5 et (c) v_j=1, (d) v_j=2, (e) v_j=4.

c) Nombre de Nusselt local

Dans le cas de bloc individuel, l'évolution du nombre de Nusselt local pour des différentes vitesses relatives de jet (v_j=0.1, 0.5, 1, 2 et 4) à Re=400 est présentée sur la figure 4.24. Il est évident que l'augmentation de la vitesse du jet entraîne une augmentation importante du nombre de Nusselt sur la face arrière. Le point d'inversion du nombre de Nusselt, qui veut dire le point de départ de l'augmentation du nombre de Nusselt, se déplace

vers le haut sur la face arrière quand la vitesse relative du jet augmente. Pour toutes les valeurs des nombres de Reynolds et de vitesse du jet, le nombre de Nusselt local minimum correspond au point d'inversion du nombre de Nusselt. L'augmentation de Nusselt local est la conséquence du déplacement du tourbillon chaud sous l'effet du jet. Pour les faces frontale et supérieure, la vitesse du jet a un effet négligeable sur le nombre de Nusselt, une légère dégradation est observée vers la fin de la face horizontale.

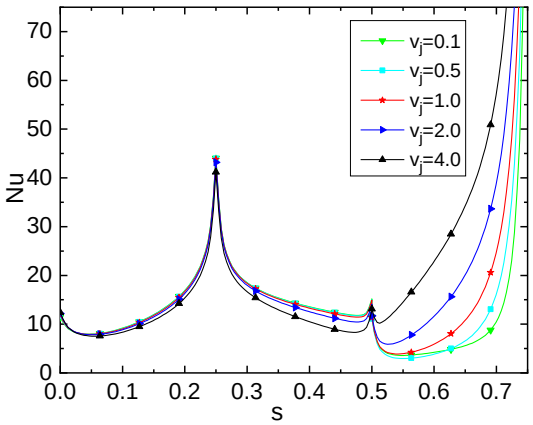


Figure 4.24 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de bloc individuel à Re=400, x_j =0.0125 et à différentes vitesses du jet.

La variation du nombre de Nusselt local le long de la distance périphérique des blocs chauffés est présentée sur la figure 4.25. Il est évident que l'effet de la vitesse du jet sur la premier bloc est identique à celui pour le cas d'un bloc individuel. L'effet pour les faces frontales et arrière est plus important pour les autres blocs. Pour les faces frontales, le nombre Nu local augmente avec l'augmentation de la vitesse du jet. L'augmentation devient plus importante avec l'augmentant de nombre de Reynolds. L'amélioration maximale est détectée pour les faces arrière et le nombre de Nusselt local dans ces faces aussi augmente avec l'augmentation de la vitesse du jet. Pour les faces supérieures, deux plages de combinaison entre le nombre de Reynolds et la vitesse du jet sont détectées. Pour un nombre de Reynolds Re=200, 400 et 1000 l'augmentation de la vitesse du jet de v_j=2 à v_j=4 s'accompagne d'une augmentation du nombre de Nusselt local. Pour l'autre gamme de combinaison entre le nombre de Reynolds et la vitesse du jet, le comportement est inversé.

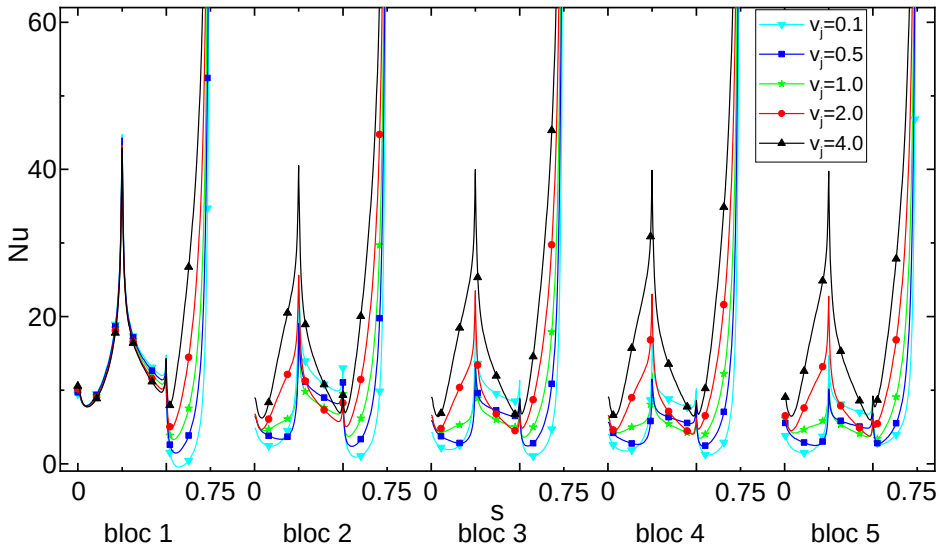


Figure 4.25 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de blocs multiples à Re=400, x_j =0.0125 et à différentes vitesses du jet.

d) Nombre de Nusselt moyen

La figure 4.26 présente la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de la vitesse du jet à Re=400 et x_j=0.0125 (cas de bloc individuel). D'après cette figure, on observe que l'augmentation de la vitesse du jet entraîne une augmentation du nombre de Nusselt moyen, ce qui signifie une grande amélioration du transfert de chaleur. L'amélioration est de 261 % pour le cas de Re=1000, v_j=2 x_j=0.0125. En outre il est important de noter que l'effet de la vitesse du jet est plus important pour un nombre de Reynolds plus élevé et le taux d'amélioration augmente avec le nombre de Reynolds et la vitesse du jet. Le taux d'amélioration du transfert de chaleur par rapport au cas de référence est récapitulé dans le tableau 4.4.

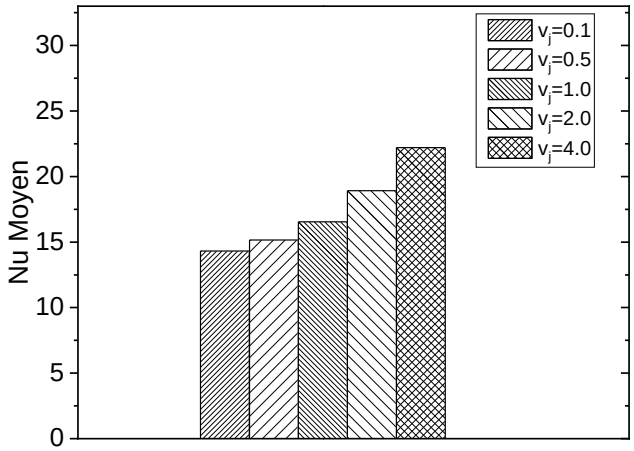


Figure 4.26 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de bloc individuel à Re=400 x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet.

Tableau 4.4 : Taux d'amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le cas d'un bloc individuel à x_j=0.0125.

%	Re=100	Re=200	Re=400	Re=1000
v_j=0.1	38.6297	64.7944	97.7837	146.0843
v_j=0.5	41.1080	69.9427	109.1801	180.0123
v_j=1	45.5517	79.8390	128.4847	215.8369
v_j=2	55.7850	99.4925	161.1934	261.2367
v_j=4	75.9815	133.3751	206.5276	Instationnaire

Pour le cas de cinq blocs et avec un nombre de Reynolds constant, la vitesse relative du jet a un effet considérable sur le transfert de chaleur (figure 4.27). Une faible vitesse du jet résulte en un nombre de Nusselt moyen pour le premier bloc est beaucoup plus grand que pour les autres blocs ; par contre, à vitesse élevée (v_j=4), le nombre moyen de Nusselt est quasiment le même pour tous les blocs. La même remarque que pour le cas d'un bloc individuel, l'augmentation de la vitesse du jet est accompagnée d'une augmentation du nombre de Nusselt moyen de chaque bloc. Pour l'amélioration du taux de transfert de chaleur, elle peut atteindre 1152 % pour le cas Re=1000 v_j=4 (tableau 4.5). Comme il apparaît dans le tableau, l'amélioration du transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds, la vitesse du jet (la même que dans le cas d'un bloc) et et avec le sens du flux à travers les blocs. L'amélioration devient plus prononcée au fur et à mesure que le fluide avance.

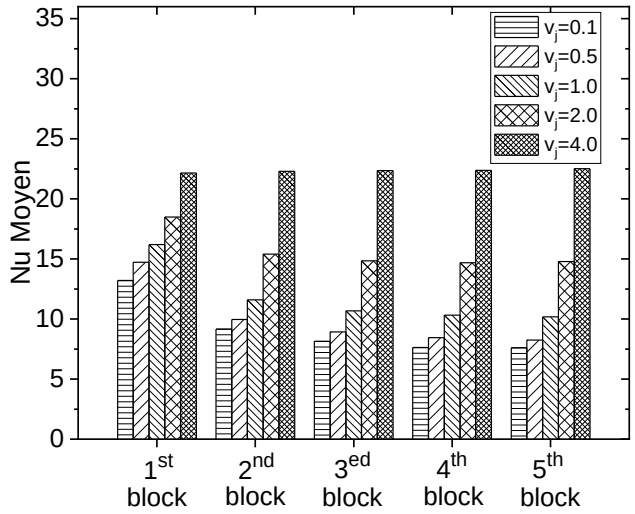


Figure 4.27 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à Re=400, x_j=0.0125 et à différentes vitesses du jet.

Tableau 4.5 : Taux d'amélioration du nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à x_j=0.0125.

Re=100					
%	v_j=0.1	v_j=0.5	v_j=1	v_j=2	v_j=4
1er bloc	47.0803	52.1171	59.4863	59.4862	99.1750
2e bloc	69.8845	73.4351	81.5704	81.5704	153.9382
3e bloc	83.8175	87.1309	96.4143	96.4143	189.9051
4e bloc	93.3070	96.6295	106.9792	106.9792	216.3835
5e bloc	98.6726	100.398	109.6327	109.6327	221.9169
Re=200					
%	v_j=0.1	v_j=0.5	v_j=1	v_j=2	v_j=4
1er bloc	75.6622	87.1599	101.7976	125.6359	165.0309
2e bloc	96.1859	104.6729	124.0112	169.5399	270.9742
3e bloc	110.4358	119.1935	142.9598	202.3904	334.8855
4e bloc	119.9671	129.3091	156.8369	227.0613	382.4761
5e bloc	124.9586	131.0143	157.7840	231.4465	396.9856
Re=400					
%	v_j=0.1	v_j=0.5	v_j=1	v_j=2	v_j=4
1er bloc	111.4468	135.6682	159.2312	196.0113	254.7003
2e bloc	129.7269	149.9499	190.5534	286.0884	459.0174
3e bloc	144.8524	168.5547	221.1424	346.1256	571.7352
4e bloc	154.7315	181.8329	244.2071	389.7977	645.9090
5e bloc	159.7149	181.6673	247.3336	404.1092	668.2007
Re=1000					
%	v_j=0.1	v_j=0.5	v_j=1	v_j=2	v_j=4
1er bloc	167.6773	218.0166	259.5532	319.6784	389.6941
2e bloc	184.9167	244.3680	355.1667	543.5854	809.6138
3e bloc	205.4723	282.7685	426.7007	673.4370	1009.5880
4e bloc	217.8634	310.6161	478.1559	759.0074	1132.7420
5e bloc	221.4989	315.2109	492.4135	778.8354	1152.0680

4.3.5.3. Effet de la position de fente

Le choix des positions des ouvertures x_j est très important dans le refroidissement et la conception des systèmes à composants électroniques. Afin d'élucider cet effet, trois positions de la fente par rapport à la limite du bloc x_j=0.0125, 0.125 et 0. 2375 ont été testées. Le calcul est effectué pour quatre valeurs du nombre de Reynolds Re (100, 200, 400 et 1000) et cinq valeurs de la vitesse du jet v_j (0.1, 0.5, 1, 2 et 4).

a) Champ dynamique

Pour le cas de bloc individuel, lorsque la position du jet est éloignée, x_j=0.1250 ou plus, un nouveau tourbillon est observé entre le jet et la face verticale arrière du bloc (figure 4.28). Ce tourbillon englobe une zone relativement chaude. Le déplacement du jet en position x_j=0.2375 augmente la taille du tourbillon situé entre le jet et la face verticale arrière du bloc. De plus, on a observé une petite variation de la taille du tourbillon situé après le jet avec l'augmentation de la distance entre le jet et la face arrière du bloc.

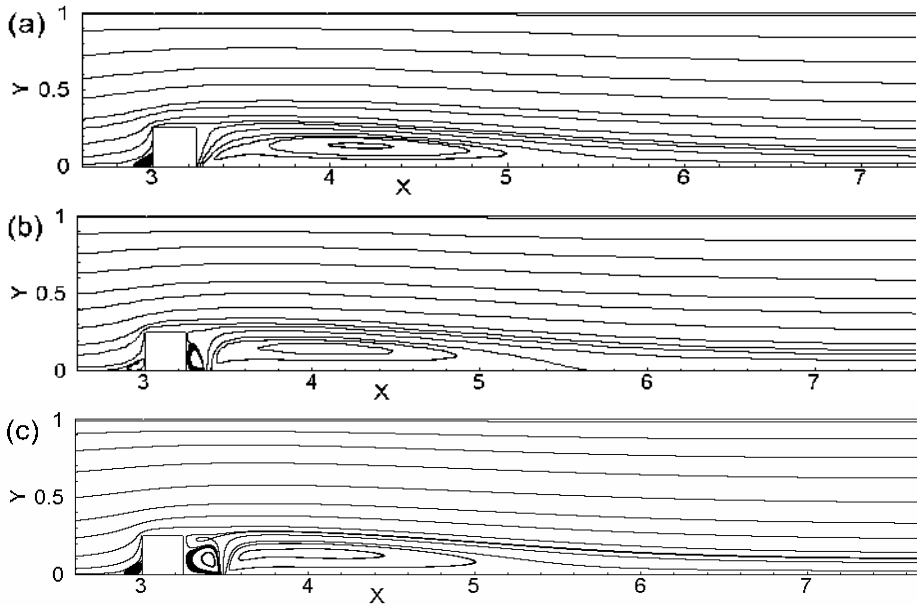


Figure 4.28 : Lignes de courant pour le cas de bloc individuel à Re= 400, v_j=1 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125, (b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375.

Pour un nombre de Reynolds et une vitesse de jet élevés nous avons observé que l'augmentation de la distance entre le jet et la face arrière (x_j>0.0125), permet une disparition du tourbillon et une pénétration du débit d'air vers le fond sur la face arrière verticale ce qui

réduit considérablement le gradient de température (figure 4.29). Les cas de pénétration de l'air frais et de disparitions des vortex sont récapitulés dans le tableau 4.6.

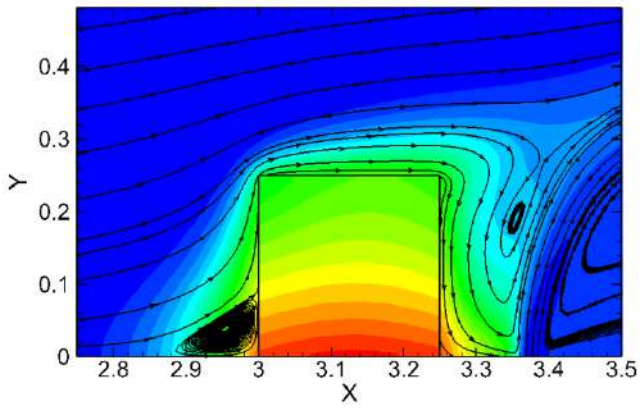


Figure 4.29 : Lignes de courant et les isothermes au voisinage du bloc à Re=400, v_j=4, et x_j=0.1250.

Tableau 4.6 : Conditions de disparation de tourbillon et d'apparition de la pénétration de l'air frais.

	x_j=0.125	x_j=0.2375
Re=100	Non détecté	v_j=4
Re=200	v_j=4	v_j=2, 4
Re=400	v_j=2, 4	v_j=2, 4
Re=1000	v_j=1, 2,4	v_j=1, 2,4

Les lignes de courant dans le cas de cinq blocs sont présentées à la figure 4.30 pour trois positions des fentes. Il paraît qu'un jet au milieu de la cavité donne naissance à deux tourbillons contrarotatifs asymétriques sur les deux côtés de la cavité. La pression élevée en aval de chaque bloc permet au vortex de gagner plus d'espace que celui de l'autre côté. Pour la position x_j= 0.2375, des tourbillons symétriques aux ceux observés pour le cas de x_j=0.0125 ont été détectés.

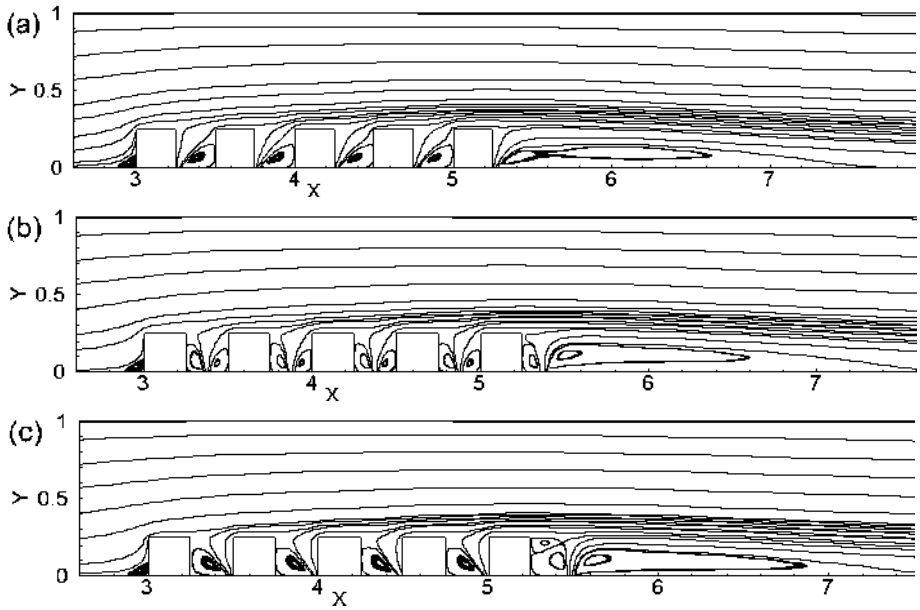


Figure 4.30 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re= 400, v_j=1 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125, (b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375.

Dans le dernier bloc, le comportement de la structure de fluide est le même que celui qui a été discuté pour le cas de bloc individuel. Le déplacement de x_j en une position supérieure à 0.0125 permet une meilleure pénétration de l'air frais dans la cavité et réduit ainsi considérablement le gradient de température. Le tableau 4.7 récapitule les cas où ce phénomène est détecté.

Tableau 4.7 : Conditions d'apparition de la pénétration de l'air frais dans les cavités.

	Dans cavité entre les blocs		Après le dernier bloc	
	x_j=0.125	x_j=0.2375	x_j=0.125	x_j=0.2375
Re=100	Non détecté	v_j=4	Non détecté	Non détecté
Re=200	v_j=4	v_j=2, 4	v_j=4	v_j=4
Re=400	v_j=2, 4	v_j=2	v_j=2, 4	v_j=2
Re=1000	v_j=1, 2	v_j=1	v_j=1, 2	v_j=1

Pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds et de la vitesse jet, l'augmentation de la distance entre la face arrière de chaque bloc et la position du jet provoque la création des vortex sur les faces supérieures des blocs (figure 4.31). Au-delà du premier bloc, la taille des vortex situés au-dessus des blocs diminue en allant dans le sens de l'écoulement. Les

combinaisons de différents paramètres permettant l'apparition de ce phénomène sont résumées dans le tableau 4.8.

Tableau 4.8 : Conditions d'apparition de vortex en dessus des blocs.

	x_j=0.0125	x_j=0.125	x_j=0.2375	Notification
Re=200	Non détecté	Non détecté	v_j=4	Le vortex apparaît en haut de chaque bloc situé du 2^e au dernier bloc.
Re=400	Non détecté	v_j=4	Non détecté	Le vortex apparaît en haut de chaque bloc situé du 2^e au dernier bloc.
Re=1000	v_j=0.1, 0.5, 1, 2, 4	v_j=0.1, 0.5, 1	v_j=0.1, 0.5, 1	Le vortex apparaît en haut du premier bloc
	Non détecté	v_j=2	Non détecté	Le vortex apparaît en haut de chaque bloc situé du 2^e au dernier bloc.

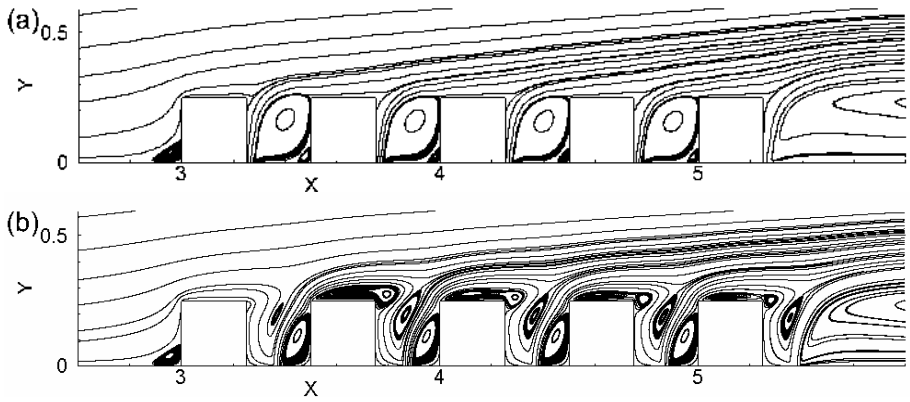


Figure 4.31 : Lignes de courant pour le cas de blocs multiples à Re=400, v_j=4 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125 et (b) x_j=0.1250.

b) Champ thermique

Comme il apparaît dans la figure 4.32, l'augmentation de la distance entre la position de jet et la face arrière du bloc (cas d'un seul bloc) réduit l'effet du jet sur le refroidissement des blocs chauffés, ce qui conduit à augmenter la température du bloc chauffé. L'effet est plus important pour des positions entre x_j=0.0125 et x_j=0.1250.

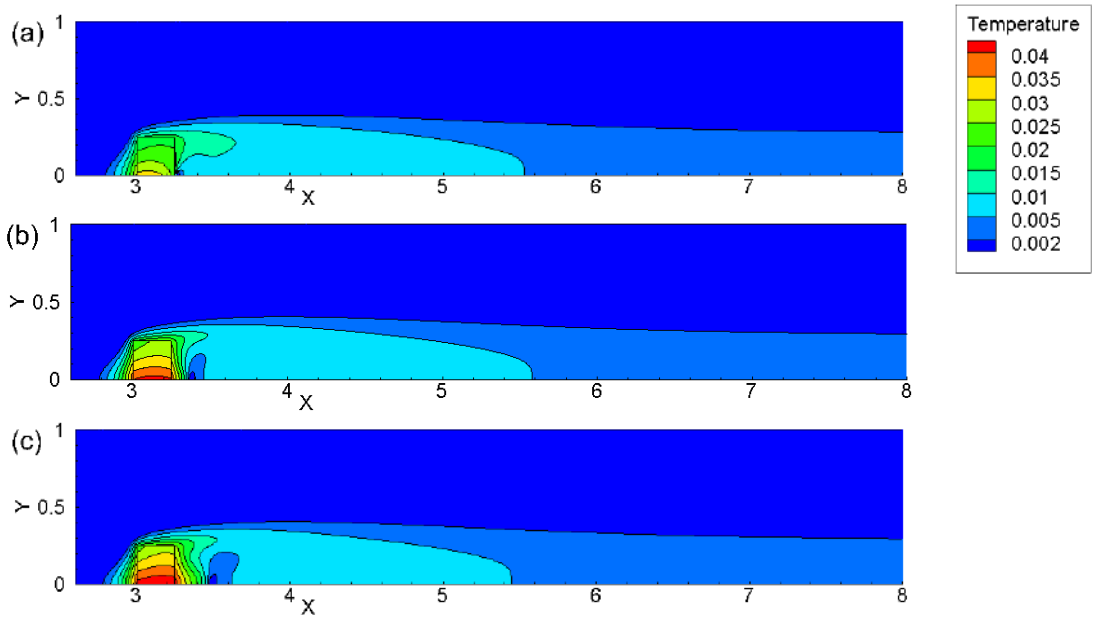


Figure 4.32 : Contours des isothermes pour le cas d'un bloc individuel à Re=400, v_j=1 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125, (b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375.

Dans le cas de plusieurs blocs, on constate que la position du jet influe sur les contours de température aussi bien dans la phase fluide que celui dans la phase solide. Les contours des isothermes dans les cavités suivent la structure de vortex. D'après la figure 4.33, on remarque que les isothermes dans la phase solide pour le cas où le jet se trouve juste avant le bloc (x_j=0.2375) sont en quelque sorte une image miroir, par rapport à la face du coté opposé du jet, de celles obtenues pour une position de la fente juste après le bloc (x_j=0.0125). En termes de niveau de température, les deux cas (x_j=0.0125 et x_j=0.2375) sont comparables ; cependant, les résultats pour x_j=0.1250 donnent une température beaucoup plus élevée, surtout pour les blocs en aval.

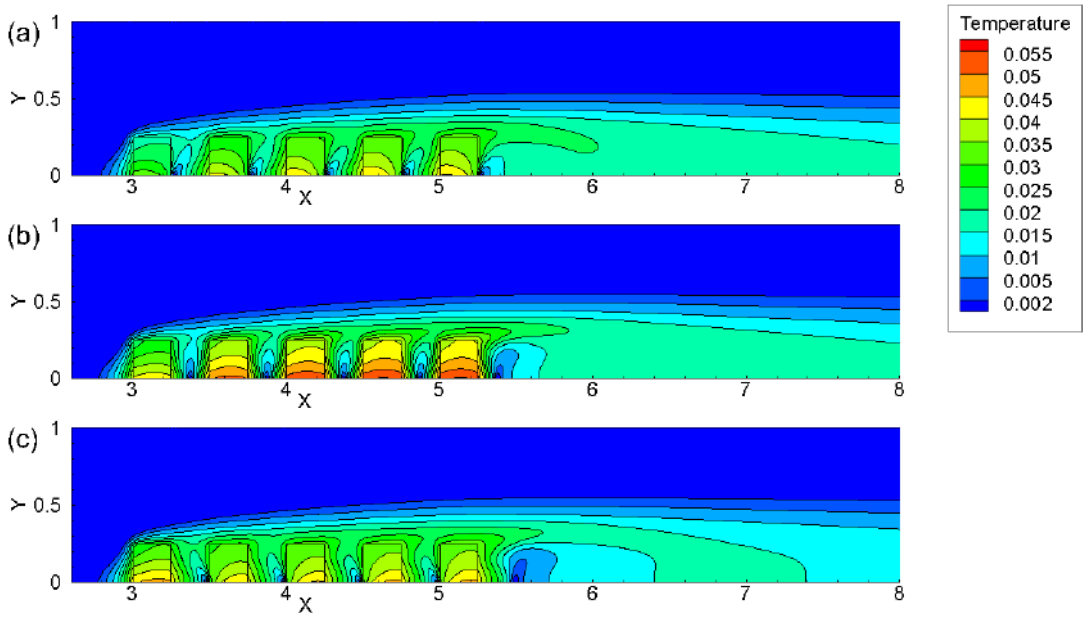


Figure 4.33 : Contours des isothermes pour le cas de blocs multiples à Re=400, v_j=1 et à différentes positions de jet : (a) x_j=0.0125, (b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375.

c) Nombre de Nusselt local

D'une façon générale pour le cas d'un bloc individuel, l'augmentation de la distance entre la face arrière du bloc et la position du jet est accompagnée d'une variation négligeable du nombre Nusselt local sur les faces avant et supérieure (figure 4.34). Sur la face arrière du bloc, l'effet est plus important. Pour xj=0.0125, il diminue rapidement le long environ 1/5 de la hauteir, puis il augmente pour atteindre des valeurs très importante vers le bas du bloc. Pour xj=0.1250 et xj=0.2375 l'allure est quasiment la même avec un léger écart ou celui pour xj=0.125 est plus élevé. Pour ces deux positions de jet, le nombre de Nusselt diminue légèrment pour converger vers une valeur asymptotique.

L'effet de la position du jet sur le nombre de Nusselt local (pour le cas de cinq blocs) est schématisé sur la figure 4.35. La distance périphérique des faces frontales et arrière est divisée en deux parties (supérieure et inférieure) qui sont en fonction du comportement du nombre de Nusselt local. L'effet est négligeable pour le premier bloc, à l'exception d'une augmentation importante obervée pour x_j=0.0125 à la fin de la face arrière. Les zones inférieures des faces frontales et arrière sont caractérisées par un nombre de Nusselt local plus élevé pour une position de jet plus proche de la face arrière des blocs. Pour les parties supérieures des faces frontales, arrières ainsi que les faces supérieures, le nombre de Nusselt local le plus élevé est celui qui correspond à la position x_j=0.1250 suivie par celui de la

position x_j=0.0125 puis de la position x_j=0.2375. Il est important à noter que l'effet est négligeable pour la partie supérieure de la face avant, en particulier pour les blocs au delà du 3ème. Pour la face supérieure, il y a une légère dégradation des profils du nombre de Nusselt local pour les deux derniers blocs à x_j=0.0125 et x_j=0.2375.

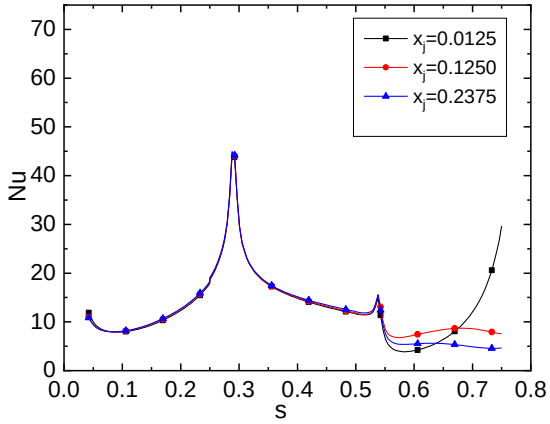


Figure 4.34 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de bloc individuel à Re=400, v_j =1 et à différentes positions de jet.

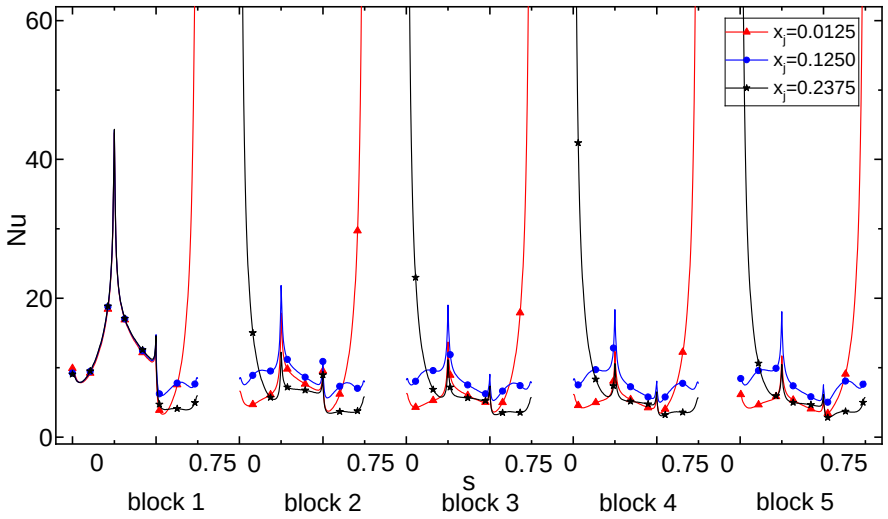


Figure 4.35 : Évolution du nombre de Nusselt local pour le cas de blocs multiples à Re=400, v_j =1 et à différentes positions de jet.

d) Nombre de Nusselt moyen

En termes d'évaluation globale du transfert de chaleur pour tout le bloc, l'augmentation de la distance entre la face arrière du bloc individuel et la position du jet fait réduire le nombre de Nusselt moyen (figure 4.36). L'effet est négligeable lorsqu'on passe de la position x_j= 0.1250 à la position x_j= 0.2375.

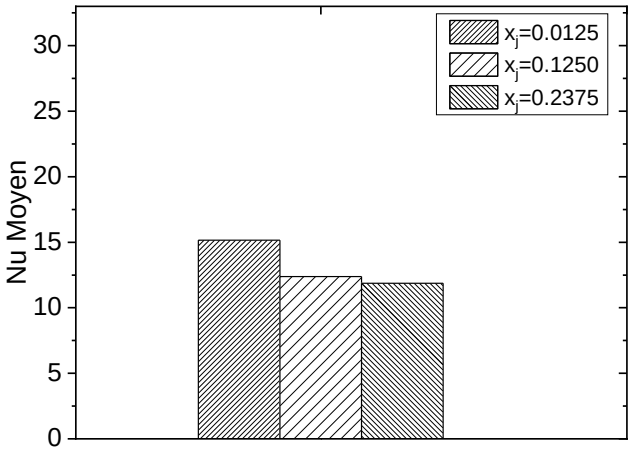


Figure 4.36 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de bloc individuel à Re=400, v_j=1 et différentes positions du jet.

D'après les résultats, le déplacement de la position du jet diminue également l'effet de la vitesse du jet d'air sur l'amélioration du transfert de chaleur (figure 4.37). Il a été constaté que pour une distance supérieure à x_j=0.125, la vitesse n'a pas d'effet sur le transfert de chaleur. Un jet à la limite du bloc permet un impact direct du jet avec la face arrière du bloc ; cependant le déplacement du jet vers l'arrière, dans le sens de l'écoulement, réduit progressivement l'impact de jet avec la face. Pour de larges valeurs de la distance x_j, le vortex se comporte comme une zone morte ce qui réduit le transfert de chaleur.

Pour le cas de blocs multiples, la position de jet a un faible effet par rapport aux autres paramètres (figure 4.38). Mais il est important de noter qu'une position de jet juste derrière les blocs offre la meilleure performance de refroidissement par rapport aux deux autres positions et un jet au milieu entre les blocs, correspond au transfert de chaleur le plus défavorable. Cette dernière situation est due à la présence de deux tourbillons contrarotatifs quasiment symétriques dans les deux côtés, ce qui entraîne une accumulation de chaleur dans les deux côtés de la cavité. L'effet sur le 1er bloc est le même que pour le cas de bloc individuel. Pour une position de la fente au mileux de la cavité, le jet n'impacte ni la face arrière du bloc en amont ni la face avant de bloc en aval. Cela implique que la vitesse de jet n'a pratiquement aucun effet visible sur le transfert de chaleur auteure des blocs. Pour une fente placée a l'extrémité droite de la cavité, le jet balaye la face frontale du bloc suivant impliquant une augmentation le long de la face mais entraine une augmentation du vortex situé à gauche du jet.

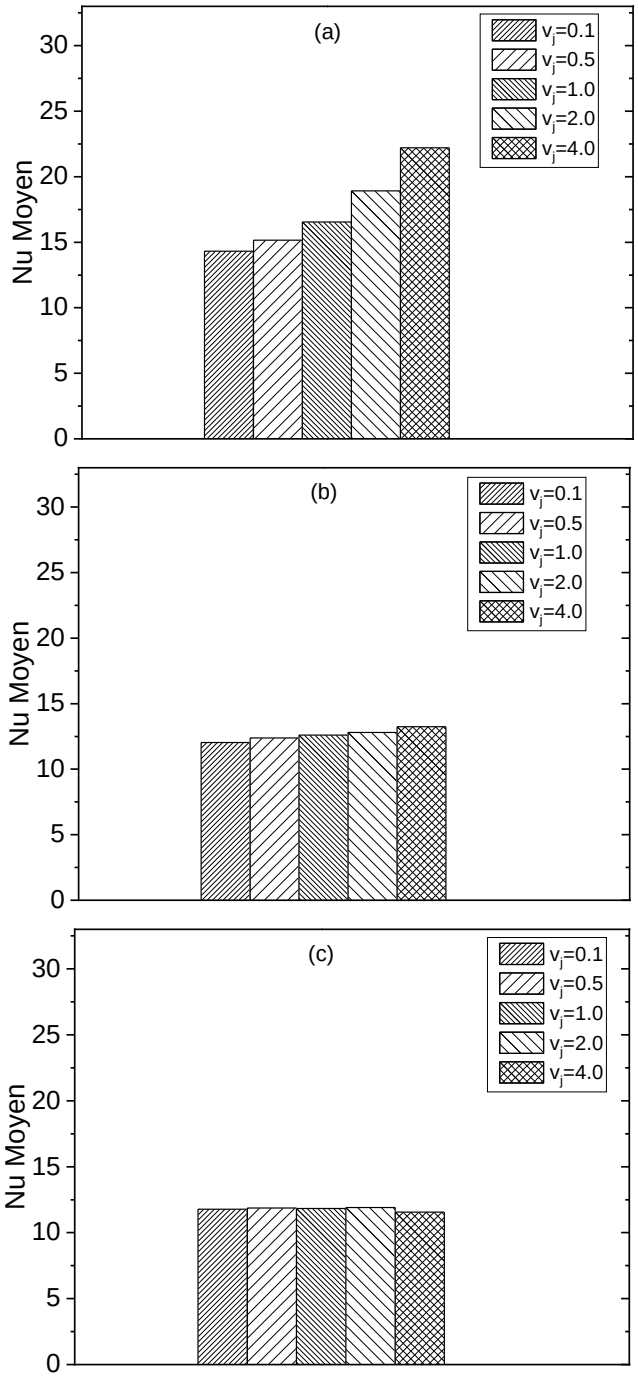


Figure 4.37 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de bloc individuel à Re=400, différentes vitesses du jet et différentes positions du jet : (a) x_j=0.0125, (b) x_j=0.1250 et (c) x_j=0.2375.

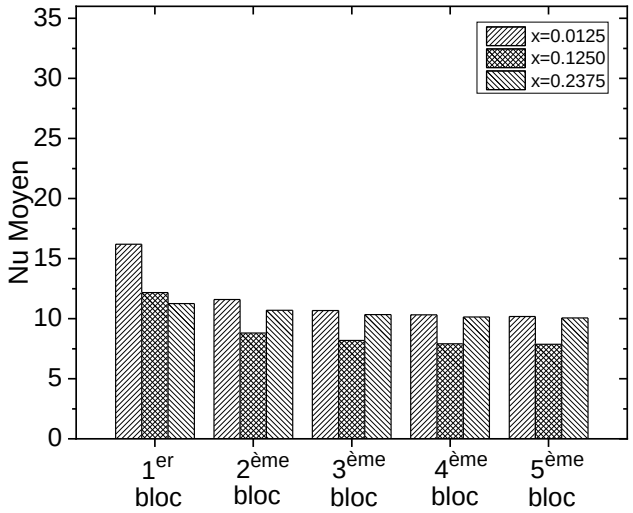


Figure 4.38 : Nombre de Nusselt moyen pour le cas de blocs multiples à Re=400, v_j=1 et différentes positions du jet.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans cette étude, des simulations numériques d'écoulement de fluide et du transfert de chaleur forcé sur des blocs chauffés avec injection de jet d'air en aval des blocs à travers des fentes perforées ont été présentés. L'influence du nombre de Reynolds, de la position et de la vitesse du jet, est investiguée. Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne à l'entrée de canal varie de 100, 200, 400 et 1000. Trois positions du jet x_j=0.0125, 0.1250 et 0.2375 avec plusieurs valeurs de la vitesse du jet (v_j=0.1, 0.5, 1, 2 et 4) sont considérées. Les résultats des différentes simulations ont montré que les trois paramètres ont une influence considérable sur l'écoulement et les champs thermiques. Les notes les plus importantes sont résumées ci-après :

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, la présence d'un débit par jet entraîne une bifurcation précoce (à faible valeur du nombre de Reynolds) vers un écoulement instable par rapport au cas sans jet ce qui est provoqué par la perturbation de l'écoulement par l'injection du jet. En outre, le nombre de Reynolds critique pour la bifurcation dépend à la fois de la position de la fente et de la vitesse relative du jet.

Dans tous les cas (bloc individuel et blocs multiples), le fluide du jet balaye la face arrière de l'obstacle. Pour le cas de blocs multiples, le film d'air de chaque jet frape la face frontale de bloc suivant et aussi balaye la face supérieure de chaque bloc, la présence du jet contribue à la régénération du fluide et du mixage du fluide dans les cavités. Ceci devient plus important avec l'augmentation de la vitesse du jet. En comparaison avec le cas sans fente, le jet détruit l'isolation thermique liée à la circulation de l'air chaud derrière les blocs (apparaît dans le cas de l'absence du jet) et les tourbillons deviennent plus petits que dans le cas sans jet, ce qui permet un meilleur refroidissement pour les composants électroniques.

Du point de vue des contours de température, la température dans la phase solide est considérablement réduite par rapport le cas sans jet; la réduction est plus prononcée près de la position de la fente. L'augmentation de du nombre de Reynolds et de la vitesse du jet entraîne une diminution importante de la température des blocs, ce qui permet un meilleur état de fonctionnement des composants électroniques.

Pour l'effet des positions des fentes, nous avons noté qu'une position juste après le bloc présente la meilleure performance et la position dans le milieu est la plus défavorable en raison de la présence de deux tourbillons contra-rotatifs des deux cotés du jet dans la cavité.

Dans le cas d'un bloc, l'augmentation de la position réduit l'effet du jet qui fait augmenter la température de bloc.

Contrairement au cas sans jet, pour une vitesse de jet ou un nombre de Reynolds élevé, l'efficacité de refroidissement est comparable pour tous les blocs.

Pour la quantification du transfert de chaleur, le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation de la vitesse de Reynolds ou de la vitesse relative des jets. Et une position de jet juste en aval du bloc (c.-à-d. x_j=0.0125) offre une meilleure performance. L'amélioration obtenue sur les faces arrières pour les deux cas (bloc individuel et blocs multiples) et sur les faces frontales (pour le cas de blocs multiple) permet d'éviter l'échauffement excessif produit dans le cas de base sans jet. L'amélioration peut atteindre 261 % pour le cas de bloc individuel avec x_j=0.0125, Re=1000, v_j=2 et 1152 % pour le dernier bloc de cas des blocs multiples à Re=1000 et vj=4.

Il faut noter que la technique étudiée dans ce travail, c'est-à-dire l'utilisation du jet comme moyen d'amélioration du transfert de chaleur, peut être bénéfique pour les applications techniques et peut assurer de bonnes performances de refroidissement.

En perspectives nous comptons étudier l'effet d'autres paramètres, changer la géométrie, étendre l'étude à la troisième dimension de l'espace (3D) pour une approche plus réaliste du phénomène, passer au régime instationnaire et suivre l'évolution réelle du phénomène à des valeurs élevées de Reynolds et valider les résultats obtenus numériquement par étude expérimentale et d'investiguer de larges champs de paramètres.

On note qu'une partie des résultats obtenus dans le cadre de ce travail ont fait l'objet d'une publication internationale dans une revue de catégorie A avec IF=1.293 (2019)

Amirat, H. & Korichi, A. (2020). Forced convection enhancement over heated blocks by using slot jet. *Journal of mechanics*. vol. 36 n°1, pp. 119-131.

Références bibliographiques

Bibliography

[1] Alahyari Beig, S., Mirzakhalili, E., & Kowsari, F. (2011). Investigation of optimal position of a vortex generator in a blocked channel for heat transfer enhancement of electronic chips. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 54, pp. 4317-4324.

[2] Alamgholilou, A., & Esmaeilzadeh, E. (2012a). Experimental investigation on hydrodynamics and heat transfer of fluid flow into channel for cooling of rectangular ribs by passive and EHD active enhancement methods. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 38, pp. 61-73.

[3] Alamgholilou, A., & Esmaeilzadeh, E. (2012b). Numerical investigation on effects of secondary flowinto duct for cooling of the ribs by passive enhancementmethod. *Journal of Enhanced Heat Transfer*. vol. 19 n° 3, pp. 233–248.

[4] Ali, R. (2009). Heat transfer enhancement from protruding heat sources using perforated zone between the heat sources. *Applied Thermal Engineering*. vol. 29 n°13, pp. 2766-2772.

[5] Amirat, H. & Korichi, A. (2020). Forced convection enhancement over heated blocks by using slot jet. *Journal of mechanics*. vol. 36 n°1, pp. 119-131.

[6] Anderson, A., & Moffat, R. (1991). Direct air cooling of electronic components: Reducing component temperatures by controlled thermal mixing. *Journal of Heat Transfer*. vol. 113 n°1, pp. 56–62.

[7] *Ansys Fluent 16.0 Theory Guide, Ansys Inc. (2014). Canonsburg, U.S.A.*

[8] Arquis, E., Rady, M., & Nada, S. (2007). A numerical investigation and parametric study of cooling an array of multiple protruding heat sources by a laminar slot air jet. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 28 n°4, pp. 787–805.

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

[10] Bejan, A. (1993). *Heat transfer.* New York: John Wiley and Sons.

[11] Bergles, A.E., Nirrnalan, V., Junkhan, G.H., & Webb, R.L. (1983). *Bibliography on augmentation of convective heat and mass transfer II.*Heat Transfer Laboratory Report HTL-31, ISU-ERI-Ames- 84221, Iowa State University, Ames.

[12] Cheng, Y., Lee, T., & Low, H. (2008). Numerical simulation of conjugate heat transfer in electronic cooling and analysis based on field synergy principle. *Applied Thermal Engineering*.vol. 28, pp. 1826–1833.

[13] Chorin, A. (1968). Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations. *Mathematics of Computation*. vol. 22 n°104, pp. 745-762.

[14] Davalath, J., & Bayazitoglu, Y. (1987). Forced convection cooling across rectangular blocks. *Journal of Heat Transfer*. vol. 109 n° 2, pp. 321-328.

[15] Donald, J. D., Bushinsky, J. P., & Saylor, P. E. (1989). Mixed Convection Heat Transfer at High Grashof Number in a Vertical Tube. *Industrial and Engineering Chemistry Research*. vol. 28 n° 12, pp. 1899-1903.

[16] Farhanieh, B., Herman, Č., & Sundén, B. (1993). Numerical and experimental analysis of laminar fluid flow and forced convection heat transfer in a grooved duct. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 36 n° 6, pp. 1994-0849.

[17] Ferziger, J. H., & Peric, M. (2001). *Computational Methods for Fluid Dynamics.* Springer-Verlag.

[18] Florio, L., & Harnoy, A. (2007). Combination technique for improving natural convection cooling in electronics. *International Journal of Thermal Sciences*. vol. 46 n° 1, pp. 76-92.

[19] Fu, W., & Tong, B. (2004). Numerical investigation of heat transfer characteristics of the heated blocks in the channel with a transversely oscillating cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.vol. 47 n° 2, pp. 341-351.

[20] Garimella, S., & Eibeck, P. (1991). Enhancement of single phase convective heat transfer from protruding elements using vortex generators. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 34 n° 9, pp. 2431-2433.

[21] Glimm, J. (1965). Solutions in the large for nonlinear hyperbolic systems of equations. *Communications on Pure and Applied Mathematics* . vol. 18 n° 4, pp. 697-715.

[22] Godunov, S. (1959). A Finite Difference Method for the Computation of Discontinuous Solutions of the Equations of Fluid Dynamics. *Mat. Sb*. vol. 47 n° 4, pp. 357-393.

[23] Herman, C., & Kang, E. (2001a). Comparative evaluation of three heat transfer enhancement strategies in a grooved channel. *Heat and Mass Transfer*. vol. 8 n° 6, pp. 353-371.

[24] Herman, C., & Kang, E. (2001b). Experimental visualization of temperature fields and study of heat transfer enhancement in oscillatory flow in a grooved channel. *Heat and Mass Transfer*. vol. 37, pp. 87-99.

[25] Herman, C., & Kang, E. (2001c). An experimental study of convective heat transfer enhancement in a grooved channel using cylindrical eddy promoters. *Journal of Enhanced Heat Transfer*. vol. 8 n° 6, pp. 353-371.

[26] Herman, C., & Kang, E. (2002). Heat transfer enhancement in a grooved channel with curved vanes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 45 n° 18, pp. 3741-3757.

[27] Huang, P., & Vafai, K. (1994). Analysis of forced convection enhancement in a channel using porous blocks. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. vol. 8 n° 3, pp. 249-59.

[28] Hung, J. (2001). A conceptual design of thermal modeling for efficiently cooling an array of heated devices under low reynolds numbers. *Numerical Heat Transfer; Part A: Applications*.vol. 39 n° 4, pp. 361-382.

[29] Hung, T., & Fu, C. (1999). Conjugate heat transfer analysis for the passive enhancement of electronic cooling through geometric modification in a mixed convection domain. *Numerical Heat Transfer; Part A: Applications*.vol. 35 n° 5, pp. 519-535.

[30] Hung, T., Wang, S., & Tsai, F. (1997). Simulations of passively enhanced conjugate heat transfer across an array of volumetric heat sources. *Communications in Numerical Methods in Engineering*.vol. 13 n° 11, pp. 855-866.

[31] Icoz, T., & Jaluria, Y. (2006). Design optimization of size and geometry of vortex promoter in a two-dimensional channel. *Journal of Heat Transfer*.vol. 128 n° 10, pp. 1081-1092.

[32] Imani, G., Maerefat, M., & Hooman, K. (2012). Lattice Boltzmann simulation of conjugate heat transfer from multiple heated obstacles mounted in a walled parallel plate channel. *Numerical Heat Transfer; Part A: Applications*.vol. 62 n° 10, pp. 798-821.

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

[34] Issa, R. (1986). Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*. vol. 62 n° 1, pp. 40-65.

[35] Jubran, B., & Al-Haroun, M. (1998). Heat transfer enhancement in electronic modules using various secondary air injection hole arrangements. *Journal of Heat Transfer*. vol. 120 n° 2, pp. 342-347.

[36] Kapat, J., Ratnathicam, J., & Mikić, B. (1994). Experimental determination of transition to turbulence in a rectangular channel with eddy promoters. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*. vol. 116 n° 3, pp. 484-487.

[37] Karniadakis, G., Mikic, B., & Patera, A. (1987). Heat transfer enhancement by flow destabilization: application to the cooling of chips. *Proc Int, Ha Symposium on cooling Technology for Electronic Equipment*, (pp. 587-610).

[38] Kim, S., & Anand, N. (2000). Use of slots to enhance forced convective cooling between channels with surface-mounted heat sources. *Numerical Heat Transfer; Part A: Applications*. vol. 38 n° 1, pp. 1-21.

[39] Kim, S., Kang, B., & Hyun, J. (1998). Forced convection heat transfer from two heated blocks in pulsating channel flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 41 n° 3, pp. 625-634.

[40] Korichi, A., & Oufer, L. (2007). Heat transfer enhancement in oscillatory flow in channel with periodically upper and lower walls mounted obstacles. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 28 n° 5, pp. 1003-1012.

[41] Larraona, G., Rivas, A., Antón, R., Ramos, J., Pastor, I., & Moshfegh, B. (2013). Computational parametric study of an impinging jet in a cross-flow configuration for electronics cooling applications. *Applied Thermal Engineering*. vol. 52 n° 2, pp. 428-438.

[42] Lorenzini-Gutierrez, D., Hernandez-Guerrero, A., Luviano-Ortiz, J., & Leon-Conejo, J. (2015). Numerical and experimental analysis of heat transfer enhancement in a grooved channel with curved flow deflectors. *Applied Thermal Engineering*. vol. 75, pp. 800-808.

[43] Luviano-Ortiz, L., Hernandez-Guerrero, A., Rubio-Arana, C., & Romero-Mendez, R. (2008). Heat transfer enhancement in a horizontal channel by the addition of curved deflectors. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 51, pp. 3972-3984.

[44] Maghrabie, H., Attalla, M., Fawaz, H., & Khalil, M. (2019). Impingement/effusion cooling of electronic components with cross-flow. *Applied Thermal Engineering*. vol. 151, pp. 199-213.

[45] Masip, Y., Rivas, A., Larraona, G., Anton, R., Ramos, J., & Moshfegh, B. (2012). Experimental study of the turbulent flow around a single wall-mounted cube exposed to a cross-flow and an impinging jet. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 38, pp. 50-71.

[46] McEntire, A., & Webb, B. (1990). Local forced convective heat transfer from protruding and flush-mounted two-dimensional discrete heat sources. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 33 n° 7, pp. 1521-1533.

[47] Mebarki, G., Rahal, S., & Hamza, A. (2013). Heat Transfer Enhancement by Flow Control in a Rectangular Horizontal Channel. *International Journal of Materials, Mechanics and Manufacturing*. vol. 1 n° 2, pp. 171-176.

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

[49] Myrum, T., Acharya, S., Inamdar, S., & Mehrotra, A. (1992). Vortex generator induced heat transfer augmentation past a rib in a heated duct air flow. *Journal of Heat Transfer*. vol. 114 n° 1, pp. 280-284.

[50] Myrum, T., Acharya, S., Sinha, S., & Qui, X. (1996). The effect of placing vortex generators above ribs in ribbed ducts on the flow, flow temperature, and heat transfer behavior. *Journal of Heat Transfer*. vol. 118 n° 2, pp. 294-300.

[51] Myrum, T., Qiu, X., & Acharya, S. (1993). Heat transfer enhancement in a ribbed duct using vortex generators. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 36 n° 14, pp. 3497-3508.

[52] Nemdili, S., Nemdili, F., & Azzi, A. (2015). Improving cooling effectiveness by use of chamfers on the top of electronic components. *Microelectronics Reliability*. vol. 55 n° 7, pp. 1067-1076.

[53] Nigen, J., & Amon, C. (1994). Time-dependent conjugate heat transfer characteristics of self-sustained oscillatory flows in a grooved channel. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*. vol. 116 n° 3, pp. 499-507.

[54] Oztop, H., Varol, Y., & Alnak, D. (2009). Control of heat transfer and fluid flow using a triangular bar in heated blocks located in a channel. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. vol. 36 n° 8, pp. 878-885.

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

[56] Patankar, S., & Spalding, D. (1972). A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 15 n° 10, pp. 1787-1806.

[57] Perng, S., & Wu, H. (2008). Numerical investigation of mixed convective heat transfer for unsteady turbulent flow over heated blocks in a horizontal channel. *International Journal of Thermal Sciences*. vol. 47 n° 5, pp. 620-632.

[58] Perng, S., Wu, H., & Jue, T. (2012). Numerical investigation of heat transfer enhancement on a porous vortex-generator applied to a block-heated channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 55, pp. 3121-3137.

[59] Popovac, M., & Hanjalić, K. (2007). Large-eddy simulations of flow over a jet-impinged wall-mounted cube in a cross stream. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 28 n° 6, pp. 1360-1378.

[60] Popovac, M., & Hanjalić, K. (2009). Vortices and heat flux around a wall-mounted cube cooled simultaneously by a jet and a crossflow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 52, pp. 4047-4062.

[61] Ratts, E., Amon, C. H., Mikic, B. B., & Patera, A. T. (1988). Cooling Enhancement of Forced Convection Air Cooled Chip Array through Flow Modulation induced by Vortex Shedding Cylinders in Cross Flow. *Cooling Technology for Electronic Equipment, Hemisphe*. pp. 183-194.

[62] Roeller, P., Stevens, J., & Webb, B. (1991). Heat transfer and turbulent flow characteristics of isolated three-dimensional protrusions in channels. *Journal of Heat Transfer*. vol. 113 n° 3, pp. 597-603.

[63] Rundström, D., & Moshfegh, B. (2006). Investigation of flow and heat transfer of an impinging jet in a cross-flow for cooling of a heated cube. *Journal of Electronic Packaging, Transactions of the ASME*. vol. 128 n° 2, pp. 150-156.

[64] Rundström, D., & Moshfegh, B. (2008). Investigation of heat transfer and pressure drop of an impinging jet in a cross-flow for cooling of a heated cube. *Journal of Heat Transfer*. vol. 130 n° 12, pp. 121401-121413.

[65] Rundström, D., & Moshfegh, B. (2009). Large-eddy simulation of an impinging jet in a cross-flow on a heated wall-mounted cube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 52 n° 2, pp. 921-931.

[66] Rundström, D., Moshfegh, B., & Ooi, A. (2007). RSM and v $\overline{2}$ -f predictions of an impinging jet in a cross flow on a heated surface and on a pedestal. *Proceedings of the 16th Australasian Fluid Mechanics Conference,* (pp. 316-323).

[67] Selimefendigil, F., & Öztop, H. (2014). Numerical study and identification of cooling of heated blocks in pulsating channel flow with a rotating cylinder. *International Journal of Thermal Sciences*. vol. 79, pp. 132-145.

[68] Sparrow, E., Yanezmoreno, A., & Otis, D. (1984). Convective heat transfer response to height differences in an array of block-like electronic components. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.vol. 27 n° 3, pp. 469-473.

[69] Sultan, G. (2000). Enhancing forced convection heat transfer from multiple protruding heat sources simulating electronic components in a horizontal channel by passive cooling. *Microelectronics Journal*. vol. 31 n° 3, pp. 773-779.

[70] Suzuki, H., Kida, S., Nakamae, T., & Suzuki, K. (1991). Flow and heat transfer over a backward-facing step with a cylinder mounted near its top corner. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 12 n° 4, pp. 353-359.

[71] Tannehill, J. C., Anderson, D. A., & Pletcher, R. H. (1997). *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer.* Taylor & Francis.

[72] Thomas, D. G. (1965). Forced convection mass transfer: Part II. Effect of wires located near the edge of the laminar boundary layer on the rate of forced convection from a flat plate. *AIChE J.*. vol. 11 n° 5, pp. 848-852.

[73] Thomas, D. G. (1966). Forced convection mass transfer: Part III. Increased mass transfer from a flat plate caused by the wake from cylinders located near the edge of the boundary layer. *AIChE J.*. vol. 12 n° 1, pp. 124-130.

[74] Tsay, Y., & Cheng, J. (2008). Analysis of convective heat transfer characteristics for a channel containing short multi-boards mounted with heat generating blocks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 51, pp. 145-154.

[75] Tsay, Y., & Cheng, J. (2006). Enhancement of Heat Transfer from Block Heat Sources Mounted on a Short Board to Air Stream in a Channel by Constructing Slots in the Board. *Numerical Heat Transfer; Part A: Applications*. vol. 49 n° 5, pp. 495-510.

[76] Tseng, Y., Fu, H., Hung, T., & Pei, B. (2007). An optimal parametric design to improve chip cooling. *Applied Thermal Engineering*. vol. 27, pp. 1823-1831.

[77] Tuckerman, D., & Pease, R. (1981). High-Performance Heat Sinking for VLSI. *IEEE Electron Device Letters*. vol. 2 n° 5, pp. 126 - 129.

[78] Tummers, M., Flikweert, M., Hanjalić, K., Rodink, R., & Moshfegh, B. (2005). Impinging Jet Cooling of Wall Mounted Cubes. *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 6*, (pp. 773-782).

[79] TWI: Site internet: www.twi-global.com/technical-knowledge/faqs/faq-at-what-temperature-do-conventional-electronics-packages-fail. Consulté le 02/05/2020.

[80] Vafai, K., & Kim, S. (1990). Analysis of surface enhancement by a porous substrate. *Journal of Heat Transfer*. vol. 112 n° 3, pp. 700-706.

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

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

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

[84] Wu, H., & Perng, S. (1999). Effect of an oblique plate on the heat transfer enhancement of mixed convection over heated blocks in a horizontal channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 42 n° 7, pp. 1217-1235.

[85] Yeh, L. (1995). Review of heat transfer technologies in electronic equipment. *Journal of Electronic Packaging, Transactions of the ASME*. vol. 117 n° 4, pp. 333-339.

[86] Young, T., & Vafai, K. (1998a). Convective cooling of a heated obstacle in a channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 41 n° 20, pp. 3131-3148.

[87] Young, T., & Vafai, K. (1998b). Convective flow and heat transfer in a channel containing multiple heated obstacles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 41 n° 21, pp. 3279-3298.

[88] Young, T., &Vafai, K. (1999). Experimental and numerical investigation of forced convective characteristics of arrays of channel mounted obstacles. *Journal of Heat Transfer*. vol. 121 n° 1, pp. 34-42.