

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université de Batna
Faculté de Technologie
Département de Mécanique

THÈSE

Présentée en Vue de l'Obtention du Grade de

Docteur en Sciences

Spécialité : Génie Mécanique

Option : Energétique

PAR

BAKHTI Fatima Zohra

Simulation Numérique de la Convection Naturelle dans les Enceintes

Soutenue publiquement le 18 / 05 /2017 devant le jury composé de Messieurs :

- | | | |
|--------------------------|----------------------|------------|
| • Pr. Benmoussa Hocine | Université de Batna | Président |
| • Pr. Si-Ameur Mohamed | Université de Batna | Rapporteur |
| • Pr. Bougriou Chérif | Université de Batna | Examineur |
| • Pr. Brima Abdelhafid | Université de Biskra | Examineur |
| • Pr. Si Abdellah Mayouf | Université de M'sila | Examineur |
| • Pr. Zegadi Rabah | Université de Sétif | Examineur |

- Année 2017 -

*Le chemin des vainqueurs est toujours parsemé de beaucoup d'efforts,
de sueur et parfois de larmes.*

La joie des victoires compense quelques sacrifices.

Seulement des gens courageux, volontaires et décidés arrivent à leur fin.

La persévérance est le premier pas de la victoire.

Remerciements

Tout d'abord je remercie Allah de m'avoir donné la volonté, le courage et l'endurance pour la réalisation de ce modeste travail.

*Je souhaite remercier mon directeur de thèse Monsieur **Si-Ameur Mohamed** Professeur à l'université de Batna pour avoir encadré mes travaux de recherches durant toutes ces longues années . Je le remercie pour son soutien, ses encouragements, sa confiance et sa grande patience, surtout dans les moments difficiles et de chagrin qu'il a vécu durant cette période.*

*Je tiens également à remercier le Professeur **Benmoussa Hocine** de l'université de Batna pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma soutenance.*

*Les membres du jury, messieurs, **Bougriou Chérif** Professeur à l'université de Batna, **Brima Abdelhafid** Professeur à l'université de Biskra, **Si Abdellah Mayouf** Professeur à l'université de M'sila et **Zegadi Rabah** Professeur à l'université de Sétif pour m'avoir fait l'honneur d'examiner mes travaux de thèse et d'en être les rapporteurs. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.*

*Je suis très reconnaissante envers **Dr Belagraa larbi** du département de génie civil à l'université de M'sila pour son aide et la révision de mon article.*

*Je remercie également ceux qui ont bien voulu m'aider à la lecture critique de cette thèse : **Dr Amirat Belkacem** enseignant au département de génie mécanique à l'université de M'sila et **M^{me} Mostefai Nadjla** enseignante à ENSTP Francis Johnson – Kouba, Alger. Je leur témoigne ici toute ma reconnaissance et ma sympathie.*

A

La mémoire de mon père et mon beau père Mr Mostefai Lotfi,

que dieu les accueille dans son vaste paradis.

Ma très chère mère,

Mon mari,

Mes filles,

Toute ma famille et ma belle-famille.

Toutes mes amies.

Sommaire

	Page
Nomenclature.....	i
La liste des Figures.....	iv
La liste des Tableaux.....	xii
Introduction Générale.....	01

Partie A **Simulation Numérique de la Convection Mixte dans un Tube** **Incliné et Epais**

Chapitre I : Revue Bibliographique

I.1. Introduction	06
I.2. La convection dans les conduites inclinées.....	06
I.3. Le problème conjugué de transfert de chaleur.....	15
I.4. Conclusion	18

Chapitre II : Formulation Mathématique

II.1.Introduction.....	19
II.2. Description de la géométrie étudiée.....	19
II.3. Equations générales de transport	20
II.3.1. Equation de continuité.....	20
II.3.2. Equations de quantité de mouvement	21
II.3.3. Equation de l'énergie	22
II.4. Hypothèses Simplificatrices Fondamentales.....	22
II.5. Approximation de Boussinesq.....	23
II.6. Equations représentatives du problème étudié.....	24
II.7. Conditions aux limites.....	25
II.8. Les équations adimensionnelles.....	26

II.9. La forme adimensionnelle des conditions aux limites.....	28
II.10. La forme générale des équations de conservation.....	28
II.11. Calcul du nombre de Nusselt	30
II.12. Calcul des contraintes pariétales	31
II.13. Conclusion.....	31

Chapitre III : Méthode Numérique

III.1. Introduction.....	32
III.2. Principe de la méthode des volumes finis.....	32
III.3. Maillage	33
III.4. Discrétisation des équations de transport.....	36
III.4.1. Discrétisation de l'équation de continuité.....	38
III.4.2. Discrétisation des équations de conservation.....	39
III.5. Schémas de discrétisation spatiale.....	40
III.5.1. Schéma des différences centrées	40
III.5.2. Schéma Upwind.....	41
III.5.3. Schéma Hybride.....	41
III.5.4. Schéma Exponentiel.....	42
III.5.5. Schéma de la loi de puissance	42
III.6. Discrétisation des termes sources.....	43
III.7. Discrétisation des conditions aux limites.....	44
III.8. Procédures de résolution	46
III.8.1. Introduction.....	46
III.8.2. Algorithme de SIMPLE.....	46
III.8.3. Séquences de l'algorithme SIMPLE.....	49
III.8.4. La Méthode de Sous- relaxation.....	49
III.8.5. Méthode de résolution des systèmes d'équations algébriques.....	51
III.8.6. Méthode de résolution TDMA	52
III.8.7. Critère de convergence.....	54
III.9. Structure du code de calcul.....	55
III.10. Conclusion.....	57

Chapitre IV : Résultats et Discussions

IV.1. Introduction.....	58
IV.2. Champs des vitesses et les lignes de courant	59
IV.3. Les champs de pression.....	60
IV.4. Les champs de température.....	61
IV.5. Evolution axiale du nombre de Nusselt.....	67
IV.5.1. Influence de la variation du nombre de Grashof sur le nombre de Nusselt.	67
IV.5.2. Influence de la variation d'angle d'inclinaison sur le nombre de Nusselt.....	68
IV.5.3. Influence de la variation de la conductivité de la paroi sur le nombre de Nusselt	69
IV.6. La Variation de la contrainte Pariétale	70
I.7. Conclusion.....	72

Partie B
Simulation Numérique de la Convection Mixte dans un
Dissipateur de Chaleur à Ailettes Elliptiques

Chapitre I : Revue Bibliographique

I.1. Introduction.....	73
I.2. Cas des ailettes pleines	73
I.2. Cas des ailettes perforées.....	92
I.3. Conclusion	110

Chapitre II : Formulation Mathématique

II.1. Introduction.....	111
II.2. Géométries des problèmes considérés	111
II.2.1. Cas 1: Dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines.....	111
II.2.2. Cas 2: Dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses et perforées.	113

II.3. Hypothèses simplificatrices.....	114
II.4. Equations gouvernantes	114
II.5. Conditions aux limites	116
II.6. Calcul des grandeurs hydrodynamique et thermique	118
II.6.1. Le diamètre hydraulique	118
II.6.2. Le nombre de Reynolds.....	118
II.6.3. Coefficient d'échange convectif moyen h.....	118
II.6.4. Le nombre de Nusselt moyen	119
II.6.5. La résistance thermique.....	120
II.6.6. L'efficacité des ailettes	120
II.6.7. Coefficient de pression.....	120
II.7. Conclusion.....	121

Chapitre III : Procédures de Simulation Numérique

III.1. Introduction	122
III.2. Présentation du préprocesseur GAMBIT.....	122
III.2.1. Maillage sous "Gambit"	123
III.2.2. Règles générales de génération du maillage.....	126
III.2.3. Qualité du maillage.....	126
III.2.4. Indépendance du maillage.....	128
III.2.5. Conditions aux limites.....	128
III.3. Présentation du code Fluent.....	131
III.4. Procédures sous Fluent.....	131
III.4.1. Ordre de précision	132
III.4. 2. Choix de la formulation du solveur.....	132
III.4.3. Spécification du fluide et des matériaux utilisés.....	133
III.4.4. Operating conditions.....	134
III.4.5. Conditions aux limites utilisées par FLUENT.....	134
III.4.6. Schémas de discrétisation.....	136
III.4.7. Choix du schéma d'interpolation de la pression.....	137
III.4.8. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse.....	138
III.4.9. Facteurs de relaxation.....	139

III.4.10. Choix des critères de convergence.....	139
III.4.11. Initialisation des calculs.....	140
III.4.12. Méthode de résolution des équations algébriques.....	140
III.4.13. Sauvegardes.....	141
III.4.14. Post-traitement.....	141
III.5. Conclusion.....	142

Chapitre IV : Résultats et Discussions

IV.1. Introduction.....	143
IV.2. 1 ^{er} cas : Dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines.....	143
IV.2.1. Effet du maillage.....	144
IV.2.2. Validation du code de calcul.....	145
IV.2.3. Contours des températures dans les ailettes pleines.....	147
IV.2.4. Contours de la température de l'air.....	147
IV.2.5. Contours et vecteurs des vitesses.....	153
IV.2.6. Les lignes du courant.....	153
IV.2.7. Variation du coefficient de convection moyen.....	157
IV.2.8. Variation du nombre de Nusselt moyen.....	158
IV.2.9. Variation de la résistance thermique.....	160
IV.2.10. Variation du coefficient de pression.....	160
IV.2.11. Variation de l'efficacité thermique.....	161
IV.3. 2 ^{ème} cas : Dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses et perforées.....	162
IV.3.1. Introduction.....	162
IV.3.2. Le maillage.....	162
IV.3.3. Contours des températures des ailettes creuses/perforées.....	163
IV.3.4. Contours de la température de l'air.....	163
IV.3.5. Les vecteurs et les contours des vitesses.....	167
IV.3.6. Variation du coefficient de transfert de chaleur moyen.....	170
IV.3.7. Variation du nombre de Nusselt moyen.....	171
IV.3.8. Variation de la résistance thermique.....	172
IV.3.9. Variation du coefficient de pression.....	173

IV.3.10. Variation de l'efficacité thermique.....	174
IV.3.11. Réduction du poids.....	175
IV.4. Conclusion.....	176
Conclusion Générale	177
Références Bibliographiques.....	181
Résumés.....	191

Nomenclature

A	: Rapport de diffusivité ($A=a_p/a_f$)
A	: Surface d'échange totale [m^2]
a	: Diffusivité thermique [$m^2 \cdot s^{-1}$]
A_N, A_S, A_E, A_W, A_P	: Coefficients dans le système d'équations algébriques discrétisées
a_n, a_s, a_e, a_w	: Aires des faces du volume de contrôle.
b	: Terme source dans le système d'équations algébriques discrétisées
C_d	: Coefficient de pression
C_p	: Chaleur spécifique à pression constante [$J/Kg \cdot K$]
D_h	: Diamètre hydraulique [m]
D_n, D_s, D_e, D_w	: Termes de diffusion dans le système d'équations
d	: Diamètre de la conduite ($=2 \cdot R_0$) [m]
d	: Diamètre moyen des ailettes pleines ($d = \sqrt{a \cdot b}$) [m]
\vec{F}	: Force par unité de volume [N]
F_n, F_s, F_e, F_w	: Termes de convection dans le système d'équations algébriques
\vec{g}	: Accélération de pesanteur [$m \cdot s^{-2}$]
H	: Hauteur des ailettes [m]
h	: Coefficient d'échange par convection [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$]
h_t	: hauteur du trou horizontal [m]
I	: Indice des nœuds suivant R
J	: Indice des nœuds suivant Z
k	: Conductivité thermique [$W/m^2 \cdot K$]
K	: Rapport de conductivité ($K=K_p/K_f$)
L	: Longueur de la conduite [m]
L	: Largeur de dissipateur de chaleur [m]
NI	: Nombre total des nœuds dans la zone fluide suivant R

NIM	: Nombre total des nœuds dans la paroi solide suivant R
NJ	: Le nombre des nœuds suivant Z
p	: Pression [Pa]
P	: Pression adimensionnelle
Q	: Quantité de chaleur générée [W]
q	: Génération de chaleur par unité de volume [W/m^3]
q _s	: Flux de chaleur imposé [W]
r	: Coordonnée radiale
R	: Coordonnée radiale adimensionnelle
R ₀	: Rayon de la conduite [m]
R _{th}	: Résistance thermique [W/m.K]
S _L	: Distance longitudinale [m]
S _T	: Distance transversale [m]
S _φ	: Terme source
T	: Température [K]
t	: le temps [s]
u, v	: Composantes des vitesses axiale et radiale
U, V	: Composantes de vitesse adimensionnelle axiale et radiale
U', V'	: Correction de composantes de vitesse axiale et radiale.
u ₀	: Vitesse d'entrée [m/s]
W	: Largeur du dissipateur de chaleur [m]
z	: Coordonnée axiale
Z	: Coordonnée axiale adimensionnelle

Lettres Grecques :

α	: Angle d'inclinaison [degrés]
α	: Coefficient de sous-relaxation
β	: Coefficient de dilatation du fluide à pression constante [K^{-1}]
γ	: Rapport d'aspect des ailettes
δ	: Epaisseur de la paroi de la conduite [m]
ΔT	: Ecart de température [K]
η	: Efficacité des ailettes

θ	: Température adimensionnelle
μ	: Viscosité dynamique [$\text{Kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$]
ν	: Viscosité cinématique [m^2/s]
ρ	: Masse volumique [Kg/m^3]
ϕ	: Variable dépendante
τ	: Contrainte pariétale [Pa]
$\Gamma\phi$: Coefficient de diffusion de ϕ [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]

Indices :

b	: Base	P	: Paroi
e	: Est	S	: Sud
f	: Fluide	S	: Solide
m	: Mélange	s	:Source
n	: Nord	w	:Paroi
o	: Entrée	w	:Ouest
out	: Sortie		

Exposants :

*	: Valeurs estimées
'	: Valeurs corrigées

Nombres adimensionnels :

Gr	:Nombre de Grashof : $\text{Gr} = \frac{g.\beta.q.d^4}{\nu^2.k_f}$
Nu	: Nombre de Nusselt : $\text{Nu} = \frac{h.d}{k_f}$
Pr	: Nombre de Prandtl : $\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$
Ra	: Nombre de Rayleigh : $\text{Ra}=\text{Gr}.\text{Pr}$
Re	: Nombre de Reynolds : $\text{Re} = \frac{u.d}{\nu}$
Pe	: Nombre de Peclet : $\text{Pe}=\text{Re}.\text{Pr}$

La liste des Figures

Partie A

Chapitre I

Figure I.1 : Effet de l'inclinaison sur la longueur de développement sans dimensions en fonction du nombre de Richardson.....	10
Figure I.2 : Schéma représentatif de la géométrie et du système de coordonnées.....	12
Figure I.3 : La configuration étudiée ainsi que les conditions aux limites.....	15

Chapitre II

Figure II.1 : La géométrie étudiée et les conditions aux limites.....	20
--	-----------

Chapitre III

Figure III.1 : Volume de contrôle principal bidimensionnel.....	33
Figure III.2 : Maillage décalé.....	34
Figure III.3 : Le maillage du domaine de calcul.....	35
Figure III.4: Principe de la méthode de balayage.....	52

Chapitre IV

Figure IV.1 : Le profil de vitesse pour les différentes sections de la conduite.....	59
Figure IV.2 : Les champs et les contours de vitesses et les lignes de courant pour $Gr = 5 \cdot 10^6$, $\alpha = 30^\circ$ et $K = 11500$	60
Figure IV.3 : Les champs de pression pour les valeurs du nombre de Grashof (a) $Gr = 5 \times 10^4$ (b) $Gr = 5 \times 10^6$ (c) $Gr = 5 \times 10^7$, $\alpha = 30^\circ$ et $K = 11500$	61
Figure IV.4: Les champs de température pour trois les valeurs du nombre de Grashof, $\alpha = 30^\circ$ et $K = 11500$	62

Figure IV.5 : Profils de température pour les trois valeurs du nombre de Grashof $\alpha=30^\circ$, $K=11500$	64
Figure IV.6: Profils de température pour les différentes valeurs de l'angle α $Gr=5 \times 10^6$, $K=11500$	65
Figure IV.7: Profils de température pour les différentes valeurs de la conductivité K , $\alpha=30^\circ$, $Gr=5 \times 10^6$	66
Figure IV.8 : Evolution axiale du nombre de Nusselt pour les différentes valeurs de Gr	67
Figure IV.9 : Evolution axiale du nombre de Nusselt pour les différentes valeurs de α	68
Figure IV.10 : Evolution axiale du nombre de Nusselt pour les différentes valeurs de K	69
Figure IV.11 : Evolution axiale de la contrainte pariétale pour les différentes valeurs du nombre de Grashof.....	70
Figure IV.12 : Evolution axiale de la contrainte pariétale pour les différentes valeurs de l'angle α	71
Figure IV.13 : Evolution axiale de la contrainte pariétale pour les différentes valeurs du rapport de conductivité K	71

Partie B

Chapitre I

Figure I.1 : Montage expérimental d'un ensemble d'ailettes verticales sur une base horizontale.....	75
Figure I.2 : (a) Dissipateur de chaleur à plaques planes, (b) Différentes formes des plaques planes.....	75
Figure I.3 : Représentation schématique (a) d'un ensemble d'ailettes dans un canal, (b) des rangées d'ailettes alignées.....	76
Figure I.4 : Les géométries des enceintes avec les rangées d'ailettes.....	77
Figure I. 5 : Schémas (a) d'un dissipateur à plaques planes, (b) d'un dissipateur à plaques planes avec ailettes cylindriques.....	78
Figure I. 6 : Vue de face et de côté des ailettes du dissipateur de chaleur en	

arrangement décalé.....	78
Figure I. 7 : Esquisse d'un dissipateur de chaleur (a) à ailettes carrées, (b) à plaques planes.....	79
Figure I. 8 : La géométrie testée: (a) arrangement des ailettes hexagonales, (b) vue en perspective du dissipateur de chaleur.....	80
Figure I. 9 : (a) Le modèle du dissipateur de chaleur à ailettes, (b) Les formes des sections sélectionnées pour la comparaison.....	80
Figure I. 10 : Photos du dissipateur de chaleur à ailettes coniques.....	81
Figure I. 11 : Esquisse d'un dissipateur de chaleur à plaques planes.....	82
Figure I. 12 : Schémas de la géométrie du dissipateur de chaleur : (a) plaque plane, (b) ailettes alignées et (c) ailettes décalées.....	82
Figure I. 13 : La géométrie du dissipateur de chaleur en arrangement aligné et décalé.....	83
Figure I. 14 : Vue en perspective du dissipateur de chaleur.....	84
Figure I. 15 : Vue en perspective de la géométrie du dissipateur de chaleur.....	84
Figure I. 16 : Schéma du dissipateur de chaleur à plaques planes.....	85
Figure I. 17 : Schémas d'un dissipateur de chaleur à (a) plaques planes (b) ailettes carrées soumis à un impact de jet.....	86
Figure I. 18 : Photos des dissipateurs de chaleur utilisés dans l'expérience : (a) plaques planes , (b) ailettes carrées.....	86
Figure I. 19 : Géométrie et dimensions du dissipateur de chaleur.....	87
Figure I. 20 : Schémas montrant les différents modèles de dissipateur de chaleur étudiés : (a) Type 1 (b) Type 2 (c) Type 3 (d) Type 4 (e) Type 5.....	87
Figure I. 21 : Dissipateur de chaleur à plaques planes.....	88
Figure I. 22 : (a) Plaque d'essai ailletée : 1. Châssis 2. La laine de verre isolante, 3. Source de chaleur, 4. Fibre isolante, 5. Ailettes. (b) Orientations des plaques planes testées.....	88
Figure I.23 : Les plaques planes du dissipateur de chaleur :(a) ailettes rectangulaires, (b) ailettes triangulaires, (c) ailettes trapézoïdales inversées	89
Figure I. 24 : Schémas des rangées d'ailettes elliptiques.....	90
Figure I. 25 :(a) Schéma du montage expérimental, (b) Photo des ailettes circulaires et elliptiques.....	90

Figure I. 26 : (a) Vue en perspective du dissipateur de chaleur, (b) Domaine de calcul, (c) Angle illustre l'orientation du dissipateur de chaleur.....	91
Figure I. 27 : Orientation verticale de dissipateur de chaleur (a) à ailettes cylindriques, (b) à plaques planes.....	92
Figure I.28 : Vue en perspective du dissipateur de chaleur et la configuration d'une seule ailette perforée: (a) ailettes circulaires, (b) ailettes carrées.....	93
Figure I.29 : Rangées typiques des ailettes considérées.....	94
Figure I.30 : Domaine de calcul pour les ailettes pleines et perforées.....	95
Figure I.31 : Domaine de calcul pour les ailettes pleines et perforées.....	95
Figure I.32 : Les rangées d'ailettes pleines et perforées considérées	96
Figure I.33 : Ailette avec quatre perforations rectangulaires.....	97
Figure I.34 : (a) Vue en coupe transversale du montage expérimental, (b) Des rangées d'ailettes pleines et perforées.....	97
Figure I. 35 : Vue en perspective des ailettes creuses et perforées.....	98
Figure. I.36 : Orientations de dissipateur de chaleur.....	98
Figure I.37 : Domaine de calcul pour les ailettes elliptiques pleines.....	99
Figure I.38 : Configuration des rangées d'ailettes.....	99
Figure I.39 : Domaine de calcul des rangées d'ailettes.....	100
Figure I.40 : Montage expérimental.....	100
Figure I.41 : Les arrangements et les dimensions des trous triangulaires.....	101
Figure I.42 : Géométrie d'un modèle de l'ailette avec des perforations triangulaires	101
Figure I.43 : (a) Domaine de calcul avec l'ailette perforée (b) Vue agrandie de perforation (c) Ailettes ayant deux perforations carrées , (d) Ailettes ayant deux perforations circulaires.....	101
Figure I.44 : Plaque plane avec des ailettes en arrangement décalé.....	102
Figure I.45 : (a) Domaine de calcul, (b) ailette avec deux perforations carrées.....	103
Figure I.46 : Différents types d'ailettes avec deux perforations (a) circulaires, (b) hexagonales, (c) carrées, (d) triangulaires.....	103
Figure I.47 : (a) Domaine de calcul, (b) ailettes ayant deux perforations carrées.....	103
Figure I.48 : Différents types d'ailettes ayant trois perforations : (a) circulaires, (b) hexagonales, (c) carrées, (d) triangulaires	104
Figure I.49 : Ailettes cylindriques perforées.....	104
Figure I.50 : Schéma des rangées d'ailettes.....	105

Figure I.51 : Vue en perspective du dissipateur de chaleur avec la configuration d'une seule ailette perforée	105
Figure I.52 : Schéma des rangées d'ailettes pleine et perforée : (a) ailettes pleines, (b) ailettes avec une seule perforation a 2mm, (c) ailettes avec deux perforations a 2mm, (d) ailettes avec une perforation a 3mm, (e) ailettes avec deux perforations a 3mm.....	106
Figure I.53 : Schéma du domaine de calcul.....	106
Figure I.54 : Vue en perspective de différentes conceptions (a) la conception # 1, (b) la conception # 2, (c) la conception # 3.....	106
Figure I.55 : (a) Représentation schématique du système expérimental, (b) La conception des neuf ailettes considérées, avec différents nombres et emplacements des perforations.....	107
Figure I.56 : (a) Modèle de transfert de chaleur conjugué de l'ailette du dissipateur de chaleur; (b) Schéma du domaine d'écoulement utilisé dans l'analyse CFD, avec huit ailettes perforées.....	107
Figure I.57 : Schéma des ailettes rectangulaires.....	108
Figure I.58 : (a) Ailette pleine , (b) Ailette avec trois perforations, (c) Ailette avec six perforations, (d) Ailette avec cinq perforations, (e) Un ensemble d'ailettes.....	108
Figure I.59 : Vue en perspective d'un dissipateur à ailettes de section (a) circulaire, (b) rectangulaire, (c) de forme de goutte.....	109
Figure I.60 : Modèle du transfert de chaleur conjugué dans les ailettes d'un dissipateur de chaleur.....	109
Figure I.61 : Trois formes de perforations pour chaque ailette considérée, avec trois perforations (a) circulaires (b) carrées (c) elliptiques.....	109

Chapitre II

Figure II.1 : La géométrie et les dimensions du dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines.....	112
Figure II.2 : Vue isométrique d'un dissipateur de chaleur à ailettes pleines et d'une seule ailette.....	112
Figure II.3 : La géométrie et les dimensions du dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses/perforées.....	113

Figure II.4 : Vue isométrique d'un dissipateur de chaleur à ailettes creuses/perforées et d'une seule ailette..... 113

Chapitre III

Figure III.1 : Maillage du dissipateur de chaleur à ailettes pleines..... 124

Figure III.2 : Maillage du dissipateur de chaleur à ailettes creuses et perforées..... 125

Figure III.3 : Eléments équilatéraux d'un maillage..... 126

Figure III.4 : Eléments présents dans un maillage..... 127

Figure III.5 : Les conditions aux limites imposées dans le dissipateur (a) à ailettes pleines (b) à ailettes creuses et perforées..... 130

Chapitre IV

Figure IV.1 : Comparaison de nos résultats numériques avec ceux de Deshmukh and Warkhedkar [8] du nombre de Nusselt en fonction du rapport d'aspect γ 145

Figure IV.2 : Comparaison de nos résultats numériques avec ceux de Deshmukh and Warkhedkar [8] du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds. 146

Figure IV.3 : Comparaison de nos résultats numériques avec ceux de Deshmukh and Warkhedkar [8] de la résistance thermique en fonction de la vitesse d'entrée..... 146

Figure IV.4 : Contours de température des ailettes pleines en fonction de la vitesse d'entrée..... 149

Figure IV.5 : Contours de la température de l'air en fonction de la vitesse d'entrée dans des plans horizontaux, $\gamma=8.16$ 150

Figure IV.6 : Contours de la température de l'air en fonction de la vitesse d'entrée dans des plans verticaux, $\gamma=8.16$ 151

Figure IV.7 : La variation de la différence de température en fonction de la vitesse d'entrée et le rapport d'aspect γ 152

Figure IV.8 : Variation du débit d'air en fonction de la vitesse d'entrée et le rapport

d'aspect γ	152
Figure IV.9 : Les vecteurs vitesses dans le plan $z=0.04m$ et pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et pour différentes vitesses d'entrée.....	154
Figure IV.10 : Les contours des vitesses dans le plan $z=0.04m$ et pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et pour différentes vitesses d'entrée.....	155
Figure IV.11 : Les lignes du courant autour des ailettes pleines dans le plan $z=0.04m$ et pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et pour différentes vitesses d'entrée.....	156
Figure IV.12. : Variation du coefficient de convection moyen en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.....	157
Figure IV.13 : Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.....	159
Figure IV.14 : Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport d'aspect pour un nombre de Reynolds $Re=150$	159
Figure IV.15 : Variation de la résistance thermique en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.....	160
Figure IV. 16 : Variation du coefficient de pression en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.....	161
Figure IV.17 : Variation de l'efficacité thermique en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.....	161
Figure IV.18 : Contours des températures dans les ailettes creuses/perforées pour $Re=250$	164
Figure IV.19 : Contours de la température de l'air dans le plan horizontal passant par le trou pour $Re=250$	165
Figure IV.20 : Contours de la température de l'air dans le plan vertical à $x =0.075m$ pour $Re=250$	166
Figure IV.21 : Variation de la différence de température entre l'entrée et la sortie du dissipateur de chaleur avec le nombre de Reynolds pour les ailettes pleines et perforées.....	167
Figure IV.22 : Variation de la température de l'air à $z=0.04m$ et $x=0.075m$ dans les ailettes pleines et perforées pour $Re=250$	167
Figure IV.23 : Les vecteurs vitesses dans le plan $x=0.075m$ pour $Re=250$	168
Figure IV.24 : Les vecteurs et les contours des vitesses dans le plan qui passe par le	

trou pour $Re=250$	169
Figure IV.25 : Variation du coefficient du transfert thermique moyen en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal.....	170
Figure IV.26 : Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal.....	172
Figure IV.27 : Variation de la résistance thermique en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal et les ailettes pleines.....	173
Figure IV.28 : Variation du coefficient de pression en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal.....	174
Figure IV.29 : Variation de l'efficacité en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal.....	175

La liste des Tableaux

Partie A

Chapitre I

Tableau I.1 : Longueur de développement L_d pour différentes inclinaisons et différents nombres de Grashof	11
--	----

Chapitre II

Tableau II.1 : Les expressions de la variable ϕ , les coefficients de diffusion Γ_ϕ et la source S_ϕ , utilisés dans les équations de conservation.....	29
---	----

Chapitre IV

Tableau IV.1: Types de convection étudiés en fonction du nombre de Richardson....	58
Tableau IV.2 : Caractéristiques physiques de l'air à 20°C.....	59

Partie B

Chapitre III

Tableau III.1 : Qualité du maillage en fonction du facteur de distorsion.....	127
Tableau III.2 : Valeurs des facteurs de sous-relaxation.....	139

Chapitre IV

Tableau IV.1 : Effet du maillage.....	144
Tableau IV.2 : Pourcentage de réduction de poids des ailettes solides après l'introduction des perforations.....	175

Introduction Générale

Introduction Générale

Depuis plusieurs décennies, les phénomènes de convection ont présenté un intérêt certain dans le domaine du transfert de chaleur et plus particulièrement depuis les travaux de **Graetz (1885)[1]**, **Nusselt (1910)[2]** et **Hallman (1956)[3]** qui sont probablement les premiers à avoir analysé sur une base scientifique, le problème de l'écoulement avec transfert de chaleur notamment dans une conduite circulaire dont la paroi est maintenue à une température constante. Dès lors, plusieurs travaux menés pour de nombreuses configurations géométriques avec différents fluides ont vu le jour.

La convection thermique est fréquemment rencontrée dans la nature et dans différents systèmes industriels. Elle résulte d'une interaction complexe au sein d'un milieu ou entre milieux dès qu'il y a un gradient de température. Lorsque ces interactions sont occasionnées par des forces internes aux fluides, la convection est dite naturelle. Elles sont le plus souvent des forces de la poussée d'Archimède associées à la gravité. Dans la plupart des cas pratiques, *la convection naturelle coexiste avec la convection forcée*. Dans le cas de la convection forcée, le mouvement du fluide est induit par une source externe (action mécanique): une pompe ou un ventilateur. Quand les deux sources ; internes et externes existent simultanément, sans que l'une soit négligeable par rapport à l'autre, la convection est dite *mixte*.

Un grand nombre d'études numériques, analytiques et expérimentales portent sur des tubes chauffés ou isothermes en convection naturelle et mixte. La plupart de ces études considèrent le cas bidimensionnel dans des tubes verticaux, avec négligence de la conduction de la chaleur dans le matériau de la conduite. Généralement, ces études supposent que la condition du flux uniforme sur la paroi prévale directement à l'interface solide –fluide en négligeant la redistribution possible de la chaleur dans la paroi.

Pour l'influence de l'inclinaison du tube sur le transfert de chaleur, peu d'études ont été menées jusqu'à présent. A la suite d'une étude analytique, **Iqbal and Stachiewicz (1966)[4]** ont suggéré qu'un angle optimum, pour lequel le nombre de Nusselt asymptotique devient maximum, peut être trouvé entre 20° et 60°. Par contre, **Babozzi et al. (1985) [5]** ainsi que **Sabbagh et al. (1976) [6]** affirment que le taux de transfert de chaleur tend à diminuer lorsqu'on augmente l'inclinaison. L'influence de la conductivité de la paroi du tube intervient aussi dans le processus du transfert de chaleur en changeant l'inclinaison du tube comme l'a souligné **Laouadi (1994) [7]**. Ce dernier a noté que lorsque la conductivité thermique du tube est faible par rapport à celle du fluide, le nombre de Nusselt diminue si on augmente l'inclinaison. En revanche, il a trouvé une inclinaison près de 30° qui optimise le nombre de Nusselt lorsque la conductivité thermique du tube est grande par rapport à celle du fluide. En somme la valeur de cette inclinaison optimale est mal définie à ce jour et mérite d'être précisée.

La convection mixte à l'intérieur des conduites est parmi les phénomènes de transfert de chaleur qui a suscité l'intérêt des chercheurs à travers des décennies en raison de son implication dans divers domaines de l'ingénierie, tels les échangeurs de chaleur destinés au chauffage ou au refroidissement des fluides, dans les procédés chimiques, dans les industries alimentaires, ainsi que dans le refroidissement des composants électroniques. L'écoulement de l'air par convection à l'intérieur des tubes conduit à des configurations qui s'identifient au problème pratique du refroidissement des composants électroniques en utilisant *des dissipateurs de chaleur à ailettes*. Le rôle de ces derniers est de préserver l'intégrité thermique du composant électronique en augmentant la surface de contact avec l'air ambiant. Ainsi, l'évacuation de la chaleur est améliorée en facilitant les échanges thermiques.

Les caractéristiques de fonctionnement des composants et la fiabilité des systèmes dépendent fortement de la température. La miniaturisation et l'accroissement des fréquences de commutation conduisent à des densités de puissance dissipées de plus en plus élevées qui peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 400 W.cm⁻²

En électronique de puissance, le facteur thermique est devenu dans de nombreux cas le facteur limitant la puissance commutable. Un outil de modélisation fine et rapide du transfert de chaleur dans les composants électroniques s'avérerait donc très utile, pour optimiser leur structure d'un point de vue thermique, et minimiser leur température de

fonctionnement, ou pour uniformiser leur température afin de réduire les contraintes thermomécaniques.

Dans le but de promouvoir la compréhension de la phénoménologie de la convection dans le cas d'une application à vocation pratique, nous avons ciblé les configurations ci-dessous. Les objectifs assignés à nos travaux de recherche sont décrits comme suit :

- Étude thermomécanique d'un dissipateur de chaleur à ailettes tubulaires pleines et perforées : confrontation aux mesures expérimentales issues de la littérature.
- L'outil d'investigation est la simulation numérique dans le cas de la géométrie régulière et complexe.
- Isoler un composant ailette (tube) et étudier l'effet de l'angle d'inclinaison et la conduction pariétale sur les champs hydrodynamiques et thermiques ainsi que, la variation du nombre de Nusselt.

Comme il a été noté précédemment, nous avons jugé utile, voire indispensable d'étendre notre étude à la convection mixte à cause de la coexistence des deux modes dans les applications pratiques.

Pour atteindre nos objectifs nous avons élaboré un code de calcul en 2D écrit en langage Fortran pour simuler la convection naturelle et mixte dans un tube épais, pour un nombre de Grachof égale à 5×10^4 , 5×10^6 et 5×10^7 , un angle d'inclinaison égale à 0° , 30° et 60° et des rapports de conductivité pariétale : $K=k_p/k_f=3600$ pour le Fer, $K=11500$ pour l'Aluminium et $K=19000$ pour le Cuivre.

Le deuxième objectif consiste à simuler en 3D en utilisant le code commercialisé Fluent la convection naturelle et mixte dans un dissipateur de chaleur de 14×7 ailettes, ayant une section transversale elliptique avec un arrangement aligné, fixé à un composant électronique en Silicium, qui génère une quantité de chaleur $Q=400W$.

Dans un premier cas les ailettes utilisées sont pleines avec un rapport d'aspect $\gamma = H/d = 5.10, 6.12, 7.14, 8.16, 9.18$ et pour un nombre de Reynolds Re qui est égal à 50, 100, 150, 200, 250 et par conséquent des vitesses d'entrée $u_0=0.1m/s, 0.2m/s, 0.3m/s,$

0.4m/s, 0.5m/s. Nous avons gardé la même géométrie et les mêmes conditions aux limites utilisées dans le travail expérimental de **Deshmukh and Warkhedkar [8]**.

La configuration étudiée dans le deuxième cas est exactement la même que l'initiale. Cependant, les ailettes sont considérées de hauteur fixe $H=81.6\text{mm}$, elles sont creusées verticalement d'un trou elliptique et perforées d'un trou horizontal de section circulaire de hauteur $h_t=10\text{mm}$, 20mm , 30mm et 40mm à partir de la base du dissipateur de chaleur.

L'organisation de cette thèse est répartie en deux volets :

Le premier volet comporte quatre chapitres :

Le premier chapitre est réservé à une étude bibliographique couvrant les études numériques et expérimentales de la convection dans un tube épais et incliné.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation mathématique, en présentant le problème physique de la convection, suivi de la formulation mathématique. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie ainsi que les conditions aux limites imposées sont présentées en détail.

Dans le troisième chapitre, une explication détaillée de la méthode numérique adoptée pour discrétiser les équations de transport est présentée. C'est la méthode des volumes finis conçue par S.V. Patankar[9]. La discrétisation est achevée en utilisant le schéma PLDS (*Power Low Differencing Scheme*) pour l'espace. Un exposé sur les méthodes de résolution des équations discrétisées termine ce chapitre. Nous avons choisi l'algorithme « SIMPLE » pour assurer le couplage pression –vitesse. Les systèmes obtenus ont été résolus par la méthode de balayage associée à l'algorithme de Thomas (méthode de TDMA).

Les résultats numériques de cette première partie sont présentés dans le quatrième chapitre. Nous avons donné une description détaillée des évolutions des champs thermique et hydrodynamique dans une conduite inclinée et épaisse soumise à un flux de chaleur uniforme. L'influence du matériau de la conduite et l'angle d'inclinaison sur le transfert thermique et l'écoulement a été également étudiée.

Le deuxième volet est aussi constitué de quatre chapitres:

Le premier présente une étude bibliographique sur les travaux relatifs à la convection thermique dans les dissipateurs de chaleur à ailettes elliptiques. De ce chapitre, on distingue les travaux considérant les ailettes pleines et les ailettes creuses / perforées.

Le second chapitre décrit le problème étudié ainsi que les équations de conservation tridimensionnelles relatives au modèle considéré, combinées avec l'approximation de Boussinesq.

Le troisième chapitre regroupe la procédure de résolution numérique, et la description détaillée du code de calcul FLUENT et le préprocesseur GAMBIT.

Le quatrième chapitre est la partie la plus importante de cette étude. Il comporte l'interprétation des résultats numériques obtenus pour les deux cas étudiés : cas des ailettes pleines et celui des ailettes creuses/ perforées. On présente l'influence du maillage sur les résultats et leurs validations avec des travaux antérieurs. Une étude comparative entre les ailettes pleines et creuses /perforées a été également réalisée.

Une conclusion générale résumant les principaux résultats obtenus est présentée, ainsi que les perspectives futures basées sur ce travail.

Partie A

Simulation Numérique de la Convection Mixte dans un Tube Incliné et Epais.

Chapitre I : Revue Bibliographique.

Chapitre II : Formulation Mathématique.

Chapitre III : Méthode Numérique.

Chapitre IV : Résultats et Discussions.

CHAPITRE I

Revue Bibliographique

Revue Bibliographique

I.1. Introduction

Avec l'avancement technologique et informatique, les chercheurs développent de nouvelles méthodes numériques et des techniques expérimentales afin de mieux comprendre les nombreux phénomènes qui interagissent dans les écoulements internes soumis à des flux de chaleur sur les parois des conduites.

Dans ce chapitre, nous allons dresser une revue de la littérature concernant les travaux les plus pertinents dans le domaine de la convection dans les conduites. Cependant, on doit cerner nos champs d'intérêt, car le domaine est très vaste. Il existe de nombreuses configurations possibles, telles que les différentes formes des conduites, leurs orientations, ainsi que les différentes conditions thermiques et hydrodynamiques. Nous avons limité notre recherche bibliographique sur les travaux théoriques, numériques et expérimentaux des écoulements de la convection thermique dans les tubes cylindriques inclinés en tenant compte du transfert de chaleur par conduction dans la paroi.

I.2. La Convection dans les Conduites Inclinées

En ce qui concerne la convection dans un tube chauffé, plusieurs travaux de recherche ont été menés. Ces études traitent principalement des tuyaux horizontaux et verticaux. Pour le cas des tubes inclinés, on trouve peu de résultats, le plus souvent, les études concernées n'arrivent pas aux mêmes conclusions, comme nous le verrons, la situation est plus complexe lorsqu'il s'agit de tenir compte des effets de la gravité et de l'inclinaison.

Sabbagh et al. (1976) [6] ont été parmi les premiers à étudier expérimentalement l'influence de l'inclinaison sur un écoulement développé de l'air en convection mixte dans un tube en cuivre chauffé par de l'huile. Ils ont noté que le nombre de Nusselt est maximal vers 0° et sa valeur diminue constamment lorsque l'inclinaison du tuyau augmente.

Dans une investigation analytique, **Iqbal and Stachiewicz (1966) [4]** ont utilisé la méthode « de petites perturbations » afin d'étudier un écoulement laminaire développé en convection mixte à l'intérieur d'un tube incliné. Ils ont considéré des propriétés constantes du fluide excepté la masse volumique. Leurs résultats montrent que pour une inclinaison du tube égale à 60° , le coefficient de frottement pariétal augmente de 5 à 10 % par rapport à sa valeur pour une masse volumique constante. Ils ont suggéré un angle optimum d'inclinaison entre 20° et 60° , pour lequel le nombre de Nusselt asymptotique Nu , devient maximum.

L'étude expérimentale de **Mori et al. (1966) [10]** a pour but de montrer l'effet de la poussée d'Archimède sur l'écoulement développé de l'air à l'intérieur d'un tube uniformément chauffé. Les distributions de vitesse et de température sont mesurées pour de grandes valeurs du produit $Re.Ra$. Ils ont trouvé que les nombres de Nusselt sont environ deux fois plus grands que ceux calculés en négligeant l'effet de l'écoulement secondaire provoqué par la poussée d'Archimède pour $Re. Ra = 4. 10^5$. En écoulement turbulent, la poussée d'Archimède a un faible effet sur les champs de vitesse et de température. Ils ont constaté aussi que le nombre de Reynolds critique est affecté par l'écoulement secondaire.

Cheng and Hong (1972) [11] ont exploité une approche de vorticité combinée à une méthode itérative pour modéliser la convection laminaire libre et forcée dans un tube incl n  soumis à un flux de chaleur uniforme. Leurs résultats montrent que pour des valeurs élevées du nombre de Rayleigh, l'inclinaison du tube a une influence considérable sur les résultats de calcul au voisinage de la direction horizontale.

Abou-Ellail and Marcos (1980)[12] ont étudié numériquement l'effet des forces d'Archimède sur la convection forcée laminaire dans un canal rectangulaire avec un rapport d'aspect égal à 2. Ils ont montré qu'à un certain emplacement axial, qui dépend

du nombre de Rayleigh, le nombre de Nusselt s'écarte de la solution de convection forcée pure et s'approche d'une valeur constante qui correspond à la condition entièrement développée. Ils ont constaté également que les angles d'inclinaison optimums étaient entre 30° et 45° pour $Re = 50$ et 100 , mais pour $Re = 500$, les coefficients de transfert de chaleur diminuent de façon monotone avec les valeurs des angles d'inclinaison croissantes.

barozzi et al. (1985) [5] ont effectué une étude expérimentale sur la convection libre d'un écoulement ascendant laminaire de l'eau à travers un tube circulaire ayant une température circumférentielle uniforme de la paroi. L'effet des nombres de Reynolds et de Rayleigh sur le transfert de chaleur a été analysé pour des tubes horizontal et incliné, pour des nombres de Reynolds de 200 à 2300 et de Rayleigh de 6000 à 70000, des valeurs d'angle d'inclinaison $10^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$. Leurs résultats affirment que le taux de transfert de chaleur tend à diminuer lorsqu'on augmente l'angle d'inclinaison du tube.

Des expériences ont été réalisées par **Maughan and Incropera (1987) [13]** pour étudier la convection mixte dans un canal chauffé uniformément par le bas. L'effet du flux thermique et l'orientation du canal sur le nombre de Nusselt local est étudié pour $Pr = 0,7$, un nombre de Reynolds $125 < Re < 500$, un nombre de Grashof modifié $7 \times 10^3 < Gr^* < 10^6$ et un angle d'inclinaison $0^\circ < \theta < 30^\circ$. Ils ont constaté que le transfert thermique est initialement dominé par la convection forcée et il montre une décroissance rapide du nombre de Nusselt. A la suite de l'apparition de l'instabilité thermique, un développement d'un écoulement secondaire cause une forte augmentation du nombre de Nusselt suivie d'un maximum et des oscillations. Ces dernières diminuent progressivement jusqu'à une valeur pleinement établie qui dépend du nombre de Grashof. Ils ont noté que l'apparition de l'instabilité est retardée par la diminution du nombre de Grashof et/ou par l'augmentation du nombre de Reynolds et de l'angle d'inclinaison. Pour le canal incliné, un accroissement significatif du transfert thermique se produit avant l'apparition de l'écoulement secondaire.

Lavine et al. (1989) [14] ont mené des investigations expérimentales, d'un écoulement d'eau dans un tube incliné en convection mixte, opposé à la gravité. Ils ont visualisé des renversements de l'écoulement, grâce à l'injection d'un colorant fluorescent; la conduite test étant en polycarbonate est chauffée par l'eau chaude sur sa paroi externe.

Ils ont noté que la longueur de la région du renversement d'écoulement croît en fonction de Gr et décroît en fonction de Re. Leurs résultats montrent aussi qu'une transition vers la turbulence peut se produire avec un faible nombre de Reynolds et un nombre de Grashof élevé.

Également, **Orfi (1991) [15]** a étudié l'effet de la convection naturelle sur un écoulement laminaire développé dans un tuyau incliné soumis à un flux de chaleur uniforme sur sa paroi. Il a constaté que l'influence de l'écoulement secondaire sur les champs des vitesses axiales et de températures est importante pour des faibles inclinaisons du tube. Il a remarqué aussi que le transfert de chaleur pour l'eau et l'air est maximum pour une inclinaison d'environ 30° et l'accroissement du nombre de Grashof augmente sensiblement l'intensité de l'écoulement secondaire et la stratification de la température du fluide ainsi que, le nombre de Nusselt moyen. Les corrélations suivantes ont été proposées:

$$Nu_{\infty} = 4.36 \left[1 + \frac{Gr.Pr^{1.175}}{5209.6} \right]^{0.125} \quad \text{pour } \alpha=0^{\circ} \quad (\text{I.1})$$

$$Nu_{\infty} = 4.36 \left[1 + \frac{Gr.Pr^{0.792}}{12065.5} \right]^{0.125} \quad \text{pour } \alpha=30^{\circ} \quad (\text{I.2})$$

$$Nu_{\infty} = 4.36 \left[1 + \frac{Gr.Pr^{0.804}}{16608} \right]^{0.219} \quad \text{pour } \alpha=60^{\circ} \quad (\text{I.3})$$

Bilodeau (1994) [16] a mené des expériences sur un écoulement d'air en convection mixte dans un tube incliné uniformément chauffé le long de sa paroi, dans le cas du régime laminaire et aussi dans la transition vers la turbulence. En premier lieu il a étudié l'effet du nombre de Grashof sur les écoulements laminaires et forcés pour des valeurs de Gr élevées. A l'instar de plusieurs auteurs, tels **Bergles and Simond (1971) [17]** ou **Hong and Bergles (1974) [18]**, Bilodeau a constaté que le coefficient de transfert thermique asymptotique peut être de 2 à 4 fois plus élevé que la valeur de Nu_{∞} prédite par les solutions classiques. Ses résultats montrent aussi une diminution rapide de la longueur de développement lorsque la valeur du nombre de Richardson Gr/Re^2 augmente. Il a proposé la corrélation (I.4) de l'évolution du nombre de Nusselt asymptotique en fonction du nombre de Grashof pour des écoulements à faibles turbulences.

$$Nu_{\infty} = 4.36. [\ln(Gr) - 10.1]. \frac{2}{3}. Pr^{\left(\frac{1}{3}\right)} \quad (I.4)$$

Pour $10^5 < Gr < 10^8$

En second lieu, Bilodeau a quantifié l'effet de l'inclinaison sur le transfert de chaleur. Il a proposé l'angle 15° comme une inclinaison optimale pour lequel, le nombre de Nusselt asymptotique et la longueur de développement atteignent des valeurs maximales (voir figure I.1). Il a constaté également que l'influence de l'inclinaison diminue avec l'augmentation du nombre de Grashof. L'auteur a suggéré une valeur maximale du nombre de Reynolds Re au-delà de laquelle les effets de la convection naturelle sont négligeables.

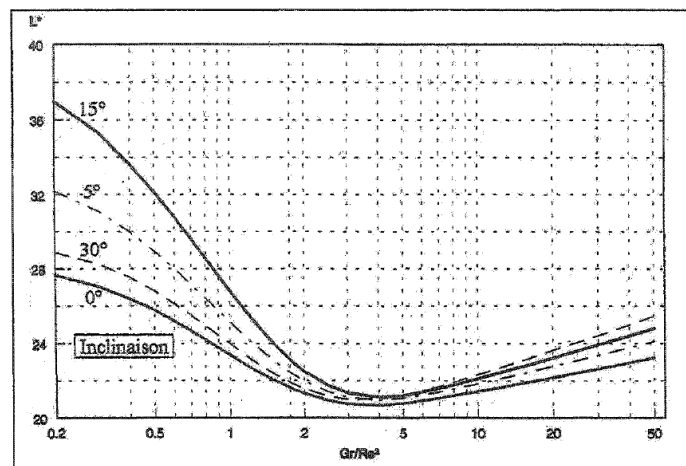


Figure I.1 : Effet de l'angle d'inclinaison sur la longueur de développement sans dimensions en fonction du nombre de Richardson[16].

Orfi et al. (1997) [19] ont présenté une étude numérique sur le comportement d'un écoulement laminaire de l'eau en convection mixte à l'intérieur d'un tube soumis à un flux de chaleur uniforme et constant sur sa circonférence et sa longueur. Le tube est incliné par rapport à l'horizontal d'un angle de 0° , 30° , 60° et 90° . La méthode des volumes finis est utilisée, pour résoudre numériquement les équations adimensionnelles de la convection mixte. Les résultats obtenus pour différentes combinaisons du nombre de Grashof et de l'inclinaison du tuyau, montrent une amélioration du transfert de chaleur moyen et une augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale par rapport à un écoulement forcé pur. Les auteurs ont cerné un angle optimum d'environ 30° qui maximise le nombre de

Nusselt moyen. Ils ont dressé le tableau I.1 qui montre les effets de l'inclinaison du tube et du nombre de Grashof sur la longueur de développement L_d .

Tableau I.1 : Longueur de développement L_d pour différentes inclinaisons et différents nombres de Grashof [19].

L_d	$\alpha=0^\circ$	$\alpha=30^\circ$	$\alpha=60^\circ$	$\alpha=90^\circ$
$Gr=10^4$	0.05	0.054	0.062	0.06
$Gr=10^5$	0.015	0.033	0.042	0.052
$Gr=10^6$	0.042	0.029	0.024	0.013

Ces mêmes auteurs (1999) [20] ont étudié numériquement la convection mixte laminaire dans un tube incliné soumis à un flux thermique uniforme axial et circonférentiel (voir figure I.2).

Des solutions doubles, avec une structure d'écoulement secondaire, à deux et à quatre vortex dans une section perpendiculaire à l'axe du tube ont été trouvées, pour différentes combinaisons de Gr et d'inclinaison du tube, et pour des nombres de Prandtl compris entre 0,7 et 7.

Les résultats montrent que les profils de la vitesse et de température axiaux sont fortement influencés par la structure de l'écoulement secondaire. D'autre part, des quantités globales telles que le nombre de Nusselt moyenné circonférentiellement et la contrainte de cisaillement de la paroi sont essentiellement insensibles à l'effet de la structure de l'écoulement secondaire.

Ils ont noté aussi que les solutions doubles se produisent pour des nombres de Grashof relativement faibles inférieurs à une valeur critique Gr_c et pour des angles d'inclinaison au-dessus d'une valeur critique α_c . Pour les tubes horizontaux Gr_c est égal à $5,5 \times 10^5$, $1,7 \times 10^5$ et $1,7 \times 10^4$ respectivement pour $Pr = 0,7$, 7 et 70 . Pour des tubes à forte inclinaison, la valeur critique α_c est égale à $62,5^\circ$ et $83,5^\circ$ respectivement pour $Pr = 0,7$ et 7 , pour un nombre de Grashof égale à 10^6 . Les expériences numériques réalisées pour le développement des écoulements indiquent que la solution à deux vitesses est la seule structure de l'écoulement stable.

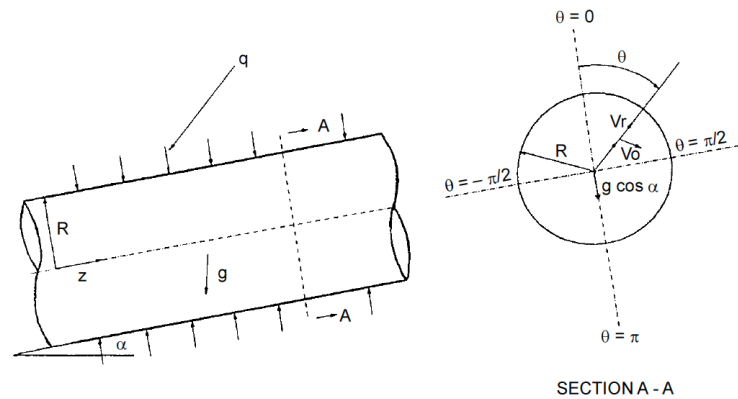


Figure I.2 : Schéma représentatif de la géométrie et du système de coordonnées [20].

Le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal rectangulaire a été étudié expérimentalement par **A. Ozsunar et al. (2002) [21]**. La surface inférieure du canal est soumise à un flux thermique uniforme, les parois latérales sont adiabatiques et la surface supérieure est exposée au fluide environnant. Des expériences ont été menées pour $Pr=0,7$, des rapports d'aspect $AR=5$ et 10 , un nombre de Reynolds $50 \leq Re \leq 1000$, des nombres de Grashof modifiés $Gr^* = 7,0 \times 10^5$ à $4,0 \times 10^7$ et pour un angle d'inclinaison $0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$. Leurs résultats expérimentaux indiquent que le nombre de Nusselt diminue avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison de 0° à 30° . Ils ont constaté aussi l'apparition d'une instabilité thermique en augmentant le nombre de Grashof, le rapport d'aspect et en se déplaçant vers l'amont de la conduite. L'apparition de cette instabilité a été retardée en augmentant le nombre de Reynolds et l'angle d'inclinaison.

Maré et al. (2005) [22] ont résolu numériquement, en utilisant la méthode des volumes finis, les équations différentielles régissant de la convection mixte laminaire ascendante de l'air en régime stationnaire dans un tube isotherme incliné, pour déterminer l'évolution axiale des champs hydrodynamique et thermique et le renversement de l'écoulement. L'effet du nombre de Gr sur l'évolution axiale de la contrainte de cisaillement et du nombre de Nusselt s'est avéré très important dans la région de l'écoulement développé. Le renversement de l'écoulement se produit pour des nombres de Grashof $Gr \geq 9 \times 10^5$. Les résultats ont été trouvés pour un nombre de Reynolds $Re = 100$ et un angle d'inclinaison de tube égale à 45° .

Said et al. (2005) [23] ont étudié numériquement la convection naturelle en régime turbulent dans un canal formé de deux plaques planes isothermes et inclinées. Les calculs ont été effectués pour un rapport d'aspect $L/b = 24$, un nombre de Rayleigh modifié $10^4 \leq Ra' \leq 10^6$ et un angle d'inclinaison $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. Leurs résultats montrent que le nombre de Nusselt diminue avec l'augmentation du nombre de Rayleigh et l'angle d'inclinaison. Ces auteurs ont indiqué également que le nombre de Nusselt moyen pour différents angles d'inclinaison peut être présenté par une corrélation qui représente le produit du nombre de Rayleigh modifié Ra' et $(\cos \theta)^{0.5}$. Pour le cas du canal horizontal ($\theta = 90^\circ$), les résultats montrent que le Nusselt local le long de la paroi inférieure est beaucoup plus élevé que celui le long de la paroi supérieure.

Des expériences ont été menées par **Mohammed and Salman (2007) [24]** pour étudier le transfert thermique par convection mixte d'un écoulement d'air entièrement développé, dans un cylindre circulaire incliné. Les simulations numériques couvrent des nombres de Reynolds de 400 à 1600, un flux de la chaleur qui varie de 70 W/m^2 à 400 W/m^2 et un angle d'inclinaison du cylindre égale à 30° , 45° , et 60° .

Ils ont trouvé que la température de la surface du cylindre est réduite lorsque l'angle d'inclinaison passe de 60° (un cylindre incliné) à 0° (un cylindre horizontal) lorsque la convection libre est dominante. Cette température augmente quand le cylindre passe de l'orientation inclinée à l'orientation horizontale lorsque la convection forcée est dominante.

Leurs résultats montrent aussi une augmentation du flux thermique et du nombre de Nusselt lorsque l'angle d'inclinaison passe de 60° à 0° .

Kholai et al. (2007)[25] ont étudié numériquement la convection mixte dans un tube circulaire incliné par rapport à l'horizontale et chauffé par un flux de chaleur constant et uniforme sur toute sa surface circonférentielle. L'écoulement à l'intérieur du tube est supposé laminaire pour un fluide newtonien et incompressible (l'eau). Les équations différentielles régissant sont résolues en utilisant la méthode des volumes finis. Les résultats sont obtenus pour un nombre de Reynolds égale à 500, un nombre de Grashof $Gr=10^4$, 10^5 et 10^6 et un angle d'inclinaison égale à 30° , 60° , 90° . Ils ont trouvé que le transfert de chaleur s'améliore avec l'augmentation du nombre de Grashof et avec la diminution de l'angle d'inclinaison.

Guimarães and Menon(2008)[26] ont effectué une étude numérique sur le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal rectangulaire incliné avec trois sources de chaleur sur la paroi inférieure. Ils ont utilisé la méthode des éléments finis pour résoudre les équations régissant l'écoulement. La variation du nombre de Nusselt le long des sources de chaleur ainsi que les vecteurs de vitesse sont trouvés pour un angle d'inclinaison égale à 0° , 45° et 90° , un nombre de Reynolds $Re = 1, 10, 50, 100, 1000$ et un nombre de Grashof $Gr = 10^3, 10^4, 10^5$. Ils ont montré que l'angle d'inclinaison a une forte influence sur l'écoulement et le transfert thermique, surtout les valeurs des angles entre 0° et 45° . Des recirculations primaire et secondaire, et un écoulement renversé sont présents pour un nombre de Reynolds $Re = 10$, et un angle d'inclinaison égale à 45° et 90° .

Chong et al. (2008) [27] ont réalisé une étude expérimentale d'un écoulement laminaire et transitoire avec transfert de chaleur par convection mixte dans une conduite rectangulaire. La conduite est chauffée par un flux de chaleur axial et uniforme. L'expérience a été conçue pour déterminer l'effet de l'angle d'inclinaison sur le coefficient de transfert de chaleur et sur le coefficient de frottement pour sept angles d'inclinaison $\theta = -90^\circ, -60^\circ, -30^\circ, 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ et six valeurs du nombre de Reynolds $Re = 420, 840, 1290, 1720, 2190, 2630$ et pour un nombre de Grashof qui varie entre $6,8 \times 10^3$ et $4,1 \times 10^4$.

Ils ont constaté que les angles d'inclinaison optimums qui donnent des coefficients de transfert de chaleur maximum ont diminué de 30° à -30° avec l'augmentation du nombre de Reynolds de 420 à 1720. Le coefficient de transfert de chaleur croît avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison jusqu'à une valeur maximale, puis diminue progressivement. Avec une augmentation supplémentaire du nombre de Reynolds, le coefficient de transfert de chaleur devient pratiquement indépendant de l'angle d'inclinaison.

Ces auteurs ont noté également que le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison de -90° à 90° lorsque, le nombre de Reynolds varie de 420 à 1290, et il est indépendant de l'angle d'inclinaison pour des nombres de Reynolds plus élevés.

Des simulations numériques ont été effectuées par **Ichimiya and Matsushima (2009)[28]** pour étudier l'effet de l'angle d'inclinaison d'un canal carré avec des parois à

température uniforme ($T_w=30^\circ\text{C}$) et une température d'entrée ($T_0=10^\circ\text{C}$) sur les performances thermiques de l'écoulement (voir figure I.3). Les équations tridimensionnelles de l'écoulement ont été résolues numériquement pour un nombre de Reynolds $Re = 100$, un nombre de Prandtl $Pr = 0,72$ et pour un angle d'inclinaison qui varie entre -90° et 90° . Le comportement tridimensionnel du fluide dans ce canal a été examiné pour chaque angle. Ils ont constaté qu'un meilleur transfert de chaleur et une faible chute de pression sont obtenus pour un angle d'inclinaison de la conduite compris entre -15° et -60° .

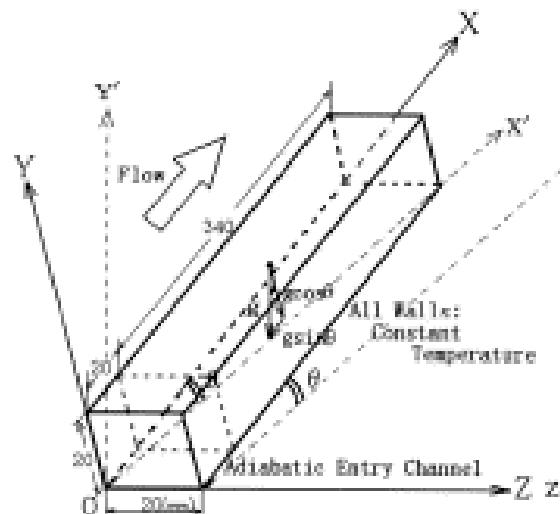


Figure I.3 : La configuration étudiée ainsi que les conditions aux limites [28].

En somme, l'influence de l'inclinaison sur l'écoulement semble être mal définie. Certains auteurs estiment que le nombre de Nusselt décroît lorsque l'angle d'inclinaison augmente, tandis que d'autres proposent une valeur optimale de l'inclinaison. La valeur de cette inclinaison optimale est mal définie à ce jour et mérite d'être précisée.

I.3. Le Problème Conjugué du Transfert de Chaleur

Les auteurs que nous venons de citer n'ont pas pris en compte le transfert de chaleur par conduction dans la paroi. Ils ont aussi supposé une conductivité thermique nulle du tube, simulant ainsi un tube de verre, ou considéré une conductivité thermique infinie, représentant un tube métallique parfaitement conducteur. Les problèmes conjugués de transfert de chaleur sont plus difficiles à résoudre, mais ils peuvent mieux modéliser le phénomène en cause, à savoir un écoulement confiné à l'intérieur d'un tube chauffé.

Peu d'études ont pris en considération la conduction dans la paroi et la convection à l'intérieur du fluide. En effet, cela est certainement dû à la grande complexité que présente la résolution des différentes équations gouvernantes, de plus, la difficulté augmente lorsqu'on tient compte aussi de la convection naturelle et l'inclinaison du tube.

Les études numériques du phénomène conjugué ont fait leur apparition vers le début des années 80. D'ailleurs, **Faghri and Sparrow (1980) [29]** ont étudié numériquement un écoulement laminaire en présence de la convection forcée pure dans un tube dont la partie amont de sa paroi est isolée à l'extérieur tandis que la partie aval est chauffée avec un flux uniforme. Ce problème de transfert de chaleur conjugué est régi par deux paramètres : la conductance de la paroi et le nombre de Peclet, ce dernier prend des valeurs de 5 à 50. Leurs résultats montrent que la conduction axiale dans le solide peut s'étendre jusqu'à 10 fois le diamètre interne à l'amont de la section chauffée. Il en résulte un préchauffage considérable de la paroi et du fluide.

Une technique expérimentale a été développée par **Bernier and Baliga (1992) [30]** pour visualiser un écoulement en convection mixte de l'eau dans une conduite soumise à un flux thermique uniforme. Les résultats numériques sont présentés pour un nombre de Reynolds $Re = 90$, un nombre de Grashof $Gr_q = 0,33 \times 10^6$, $Gr_q / Re^2 = 40,7$ et $Pr = 5,6$. Ils ont montré que la diffusion axiale de la chaleur dans la paroi de la conduite est négligeable pour des faibles valeurs du rapport des conductivités thermiques solide-fluide et pour une faible épaisseur de la paroi. Ils ont montré aussi que les caractéristiques du fluide et de l'écoulement représentées respectivement par les nombres de Prandtl et de Reynolds influent également sur la diffusion axiale de la chaleur dans la paroi de la conduite.

Laouadi et al.(1994) [7] ont présenté une étude numérique détaillée sur le transfert de chaleur conjugué d'un écoulement ascendant laminaire de la convection mixte dans un tube circulaire incliné uniformément chauffé sur sa surface extérieure. Les équations gouvernantes fortement couplées ont été discrétisées en utilisant la méthode des volumes finis et résolues à l'aide de l'algorithme SIMPLER. Ils ont utilisé différents types de fluides : air, eau et un fluide très visqueux avec un angle d'inclinaison du tube $\alpha = 0^\circ, 30^\circ$

et 60° et différentes combinaisons des paramètres du tuyau tels que le rapport des conductivités thermiques k_p et le rapport des rayons A .

Ces auteurs ont constaté que lorsque la conductivité thermique du tube est faible comparativement à celle du fluide (c'est le cas d'un écoulement de l'eau circulant dans un tube de verre), le nombre de Nusselt diminue en augmentant l'inclinaison. Par contre, lorsque la conductivité thermique du tube est grande par rapport à celle du fluide (écoulement de l'air circulant dans un tube de cuivre), ils ont suggéré une valeur optimum de l'angle d'inclinaison du tube près de 30° .

Ouzzane and Galanis (1999)[31] ont étudié l'effet de la conduction pariétale et la répartition du flux thermique sur le développement thermique et hydrodynamique de l'écoulement laminaire d'un fluide incompressible newtonien, à l'intérieur d'une conduite inclinée ($\alpha = 40^\circ$) de quatre configurations différentes :

- Cas 1 : un flux de chaleur uniforme est appliqué sur la paroi extérieure de la conduite.
- Cas 2 : un flux thermique uniforme est appliqué à l'interface fluide -solide.
- Cas 3 : le problème conjugué est traité avec un flux thermique non uniforme.
- Cas 4 : mêmes conditions qu'au cas 3 appliquées à l'intérieur de l'interface fluide-solide.

Leur objectif est de montrer l'existence des limites de la possibilité de négliger la conduction thermique dans la paroi de la conduite, notamment quand une condition de flux non uniforme est appliquée.

La comparaison des résultats de ces quatre cas, montre que, le fait de négliger la conduction peut conduire à des résultats erronés notamment quand le nombre de Grashof est élevé. L'écart de la valeur de Nu est de 38.8 % entre le cas 1 et 2.

Aussi, en comparant les cas 1 et 3 ainsi que les cas 2 et 4, les auteurs ont montré qu'il est également important de tenir compte correctement de tout manque d'uniformité circumférentielle du flux thermique fourni à la conduite. L'écart de la valeur de Nu est de 44.4 % entre le cas 1 et 3.

Ouzzane (2000) [32] a aussi publié une autre étude qui se rapporte au transfert thermique dans un écoulement développé à l'intérieur d'une conduite avec et sans ailettes.

L'auteur a étudié l'effet de la conduction pariétale sur l'évolution des champs thermique et hydrodynamique. Il ressort de cette étude, que dans le cas des matériaux qui présentent une bonne conductivité thermique, la température de l'interface solide-fluide a tendance à s'uniformiser. Cependant, un écart de température relativement important a été observé entre les deux positions extrêmes (le haut et le bas), dans le cas d'un matériau à faible conductivité thermique. Dans le cas d'un conduit horizontal ou incliné, pour améliorer le transfert thermique, l'auteur recommande de placer plus d'ailettes sur la partie supérieure de la section dans le cas de refroidissement et sur la partie inférieure dans le cas du chauffage.

I.4. Conclusion

Nous avons constaté au cours de notre recherche bibliographique, que l'écoulement avec transfert de chaleur dans les tubes inclinés a reçu un intérêt considérable, contrairement au transfert de chaleur conjugué par convection mixte, car la plupart des études négligent la conduction de la chaleur dans la paroi et supposent la condition d'une température constante ou un flux imposé prévale à l'interface solide-fluide, par contre certaines investigations prouvent que la conduction thermique dans la paroi affecte de façon significative l'écoulement interne .

Les études précédentes ont montré également que la géométrie et l'orientation du tube jouent un rôle important dans le transfert de chaleur. En effet, certains auteurs ont noté que le taux de transfert de chaleur tend à diminuer en augmentant l'inclinaison. D'autres, ont cerné une inclinaison optimale pour laquelle le nombre de Nusselt maximum peut être trouvé entre 15° et 60°.

Dans cette étude, nous essayerons d'apporter plus d'éclaircissement et de lumière à ce domaine, et de mettre en évidence l'effet de l'inclinaison du tube et du nombre de Grashof sur le transfert de chaleur et les champs hydrodynamiques et thermiques d'un écoulement laminaire d'air avec transfert de chaleur par convection naturelle et mixte conjugué à l'intérieur d'un tube circulaire incliné soumis à un flux de chaleur constant sur sa paroi.

CHAPITRE II

Formulation Mathématique

Chapitre II

Formulation Mathématique

II.1. Introduction

La résolution complète du problème de la convection dans la géométrie étudiée revient à déterminer en tous points les grandeurs caractéristiques du fluide, soit la vitesse définie par ces deux composantes spatiales dans un système approprié de coordonnées, la pression P et la température T .

Dans ce chapitre, nous présentons les équations modélisant le problème traité, elles expriment les lois de conservation de la masse (de continuité), de la quantité de mouvement et de l'énergie.

II.2. Description de la Géométrie Etudiée :

La configuration étudiée ainsi que les conditions aux limites sont schématisées sur la figure II.1. Il s'agit d'un écoulement de convection naturelle et mixte laminaire dans un tube cylindrique de longueur L , de diamètre d ($d=2R_0$) et de rapport d'aspect $L/2R=3$, avec une épaisseur de la paroi δ . Il est incliné d'un angle α par rapport au plan horizontal.

Le tube est uniformément chauffé par un flux de chaleur constant q_p , donnant naissance à un écoulement convectif ascendant de l'air à travers cette conduite.

En considérant la géométrie du lieu d'écoulement, le choix adéquat est celui d'un système de coordonnées cylindriques.

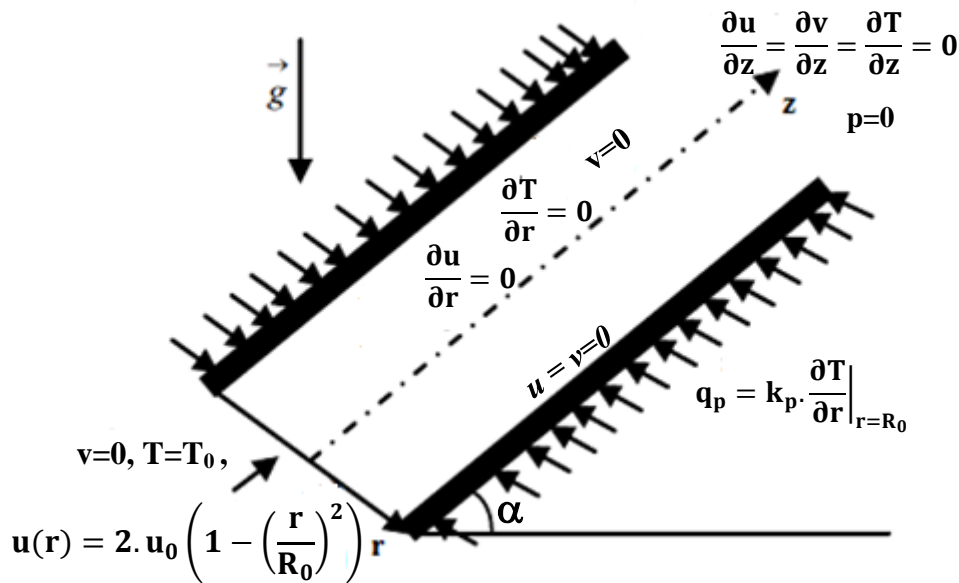


Figure II.1 : La géométrie étudiée et les conditions aux limites.

II.3. Equations Générales de Transport :

Avant de présenter la méthode de résolution et les résultats obtenus , il est nécessaire de présenter les équations de conservation ainsi que, les hypothèses simplificatrices utilisées pour résoudre numériquement ce problème.

La convection est le mécanisme le plus important du transfert d'énergie entre une surface solide et un fluide en mouvement. La caractéristique essentielle du transfert de chaleur par convection est le transport de l'énergie par mouvement moléculaire appelé « diffusion ». Ce phénomène est formulé mathématiquement par des équations aux dérivées partielles régissant l'écoulement et le transfert de chaleur dans la configuration étudiée, qui sont présentées comme suit :

II.3.1. Equation de continuité

Elle est déduite du principe de conservation de la masse et s'exprime sous forme tensorielle comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \tag{II.1}$$

(j=1, 2, 3 : indice de sommation)

Pour un fluide Newtonien incompressible ($\rho = \text{cte}$), l'équation (II.1) se réduit à :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \tag{II.2}$$

II.3.2. Equations de quantité de mouvement (équations de Navier-Stokes)

D'après la deuxième loi fondamentale de la dynamique, les forces appliquées à un système sont les sources de quantité de mouvement. On distingue deux catégories de forces:

- Les forces volumiques qui proviennent des forces extérieures, comme les forces électromagnétiques, les forces de pesanteur et les forces d'Archimède.
- Les forces surfaciques qui sont définies par le tenseur des contraintes.

Le taux temporaire de changement de quantité de mouvement d'une particule fluide est égal à la somme des forces extérieures sur cette particule. L'équation de la dynamique sous forme tensorielle s'écrit alors comme suit :

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

Où :

$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i)$: représente le taux de variation de la quantité de mouvement.

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

i, par mouvement du fluide.

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

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

F_i : Représente les forces volumiques suivant la direction i.

L'exemple le plus courant des forces volumiques est celui de la pesanteur, pour laquelle $\vec{F} = \rho \cdot \vec{g}$.

II.3.3. Equation d'énergie

D'après le premier principe de la thermodynamique, les sources d'énergie appliquées aux systèmes sont dues :

- A la puissance des forces extérieures au domaine,
- Au flux de chaleur fourni par le milieu extérieur à travers la surface,
- A la puissance calorifique créée à l'intérieur du domaine (sources volumiques).

La distribution de la température dans le système et le mouvement d'un fluide Newtonien incompressible sont reliés par l'équation suivante :

$$\rho \cdot C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j T) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] + q + \mu \Phi \quad (\text{II.4})$$

Où :

k : la conductivité thermique

C_p : la chaleur spécifique à pression constante.

ρ : la masse volumique.

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

μ : viscosité dynamique du fluide.

Φ : la dissipation visqueuse.

II.4. Hypothèses Simplificatrices Fondamentales

La modélisation du système étudié est basée sur les hypothèses suivantes :

1. L'écoulement du fluide est stationnaire, axisymétrique et bidimensionnel.
2. Le fluide considéré (l'air) est Newtonien et incompressible.
3. L'hypothèse de Boussinesq est adoptée pour cette étude ; les propriétés thermo-physiques du fluide sont constantes, excepté la densité qui est variable dans le terme de gravité. Cette hypothèse est très utilisée dans les études de la convection naturelle. Celle-ci reste possible tant que les écarts entre la température maximale du fluide et celle de référence ne sont pas très élevés.

4. La fonction de dissipation visqueuse, reliée à la dégradation de l'énergie cinétique en chaleur, du fait du frottement visqueux au sein du fluide caloporteur, est négligeable.

5. Pas de source interne de génération d'énergie dans le fluide caloporteur.

II.5. Approximation de Boussinesq

Dans notre étude, pour les forces de volume, on ne tient compte que de la résultante des forces externes qui est limitée aux forces gravitationnelles de sorte que l'influence de la convection naturelle provoquée par des gradients de la température soit évidente. De plus, les écarts de température sont souvent faibles devant une température absolue de référence. De ce fait, il est encore possible de simplifier les équations de quantités de mouvement, ce qui conduit à l'approximation de *Boussinesq* :

La variation de la masse volumique en fonction de la température est linéaire,

$$\rho = \rho_0 - \rho_0 \cdot \beta \cdot (T - T_0)$$

Dons, on peut écrire :

$$P = p + \rho_0 \cdot g \cdot z$$

Sachant que : $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$ est le coefficient de dilatation à pression constante.

T_0 : la température de référence.

ρ_0 : la masse volumique à T_0 .

L'équation (II.3) s'écrit alors ;

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u}_i) + \frac{\partial (u_j u_i)}{\partial x_j} \right) = \rho \cdot \vec{g} - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (II.5)$$

$$\rho_0 (1 - \beta (T - T_0)) \left(\frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u}_i) + \frac{\partial (u_j u_i)}{\partial x_j} \right) = -\rho_0 \beta (T - T_0) \vec{g} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (II.6)$$

Dans la décomposition $\rho = \rho_0 - \rho_0 \cdot \beta \cdot (T - T_0)$; le premier terme ρ_0 ne contribue pas au mouvement il est simplement pris en compte dans le terme de pression motrice par $\mathbf{P} = p + \rho_0 \cdot g \cdot z$. Le deuxième terme est le moteur du mouvement et doit bien sûr être gardé dans les équations de Navier-Stokes.

Par contre, la décomposition de ρ ne fait que modifier légèrement le terme d'inertie par rapport à $\rho_0 \cdot \frac{d\vec{u}}{dt}$ et on peut faire l'approximation :

Si : $\beta \cdot (T - T_0) \ll 1$, $\rho \cdot \frac{d\vec{u}}{dt} \approx \rho_0 \cdot \frac{d\vec{u}}{dt}$, le terme $\beta \cdot (T - T_0) \cdot \rho_0 \cdot \frac{d\vec{u}}{dt}$ étant d'un ordre de grandeur inférieur.

Finalement, on retiendra l'équation suivante :

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\text{grad} p} - \beta \cdot (T - T_0) \cdot \vec{g} + \nu \cdot \Delta \vec{u} \tag{II.7}$$

Avec : $\mathbf{P} = p + \rho_0 \cdot g \cdot z$ la pression motrice

II.6. Equations Représentatives du Problème Etudié :

En se plaçant dans le cadre de ces hypothèses, les équations en coordonnées cylindriques s'écrivent comme suit:

- **Equation de continuité**

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} = 0 \tag{II.8}$$

- **Equations de quantité de mouvement**

Suivant (oz) :

$$u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right] + g \beta (T - T_0) \cdot \sin \alpha \tag{II.9}$$

Suivant (or) :

$$u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} + v \left[\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \right] - \frac{2.v.v}{r^2} + g\beta(T - T_0). \cos\alpha \quad (\text{II.10})$$

• **Equation d'énergie pour le fluide**

$$u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial r} = a_f \left[\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right] \quad (\text{II.11})$$

$a_f = \frac{k_f}{\rho C_p}$ représente la diffusivité thermique du fluide

• **Equation d'énergie dans la paroi de la conduite**

$$a_p \left[\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right] = 0 \quad (\text{II.12})$$

$a_p = \frac{k_p}{\rho C_p}$ représente la diffusivité thermique de la paroi

II.7. Conditions aux Limites

Puisque l'écoulement est axisymétrique, nous pouvons adopter les conditions aux limites suivantes :

-Pour $z = 0$, et $0 < r < (R_o - \delta)$ (l'entrée) :

$$u(r) = 2. u_0 \left(1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right), T = T_o, v = 0,$$

- Pour $z = L$, et $0 < r < (R_o - \delta)$ (la sortie) :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0, p = 0$$

- Pour $r = 0$, et $0 < z < L$ (l'axe de symétrie) :

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0, v = 0$$

- Pour $r = R_o - \delta$ et $0 < z < L$ (la paroi interne du tube) :

$$u = 0, v = 0,$$

-Pour $r = R_0$ et $0 < z < L$ (la paroi externe du tube) :

$$q_p = k_p \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R_0}$$

II.8. Les Equations Adimensionnelles:

Introduisons les grandeurs adimensionnelles qui permettent d'une part, d'écrire les équations avec un minimum de paramètres et d'autre part, de conférer une certaine généralité aux résultats numériques.

Donc, les variables adimensionnelles introduites dans les équations différentielles sont :

$$U = \frac{u}{u_0}, \quad V = \frac{v}{u_0}, \quad Z = \frac{z}{d}, \quad R = \frac{r}{d}, \quad \Theta = \frac{(T - T_0)}{q_p \left(\frac{d}{k_f} \right)}, \quad P = \frac{p}{\rho_0 \cdot u_0^2}.$$

En introduisant ces variables adimensionnelles dans les équations de conservation, les équations gouvernantes adimensionnelles deviennent comme suit :

•Equation de continuité

$$\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{V}{R} = 0 \tag{II.13}$$

•Equations de quantité de mouvement

✓ Suivant (OZ) :

$$\left[U \frac{\partial U}{\partial Z} + V \frac{\partial U}{\partial R} \right] = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{\partial^2 U}{\partial R^2} \right] + \frac{Gr_{qp}}{Re^2} \cdot \theta \cdot \sin \alpha \tag{II.14}$$

✓ Suivant (OR) :

$$\left[U \frac{\partial V}{\partial Z} + V \frac{\partial V}{\partial R} \right] = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{\partial^2 V}{\partial R^2} \right] - \frac{V}{(Re \cdot R^2)} + \frac{Gr_{qp}}{Re^2} \cdot \theta \cdot \cos \alpha \tag{II.15}$$

Sachant que : $Re = \frac{u_0 d}{\nu}$ est le nombre de Reynolds.

$Gr_{qp} = \frac{g \cdot \beta \cdot q_p d^4}{\nu^2 k_f}$ est le nombre de Grashof,

g : l'accélération de la pesanteur.

β : le coefficient d'expansion .

ν : la viscosité cinématique.

Notons que dans les équations II.14 et II.15, il apparaît un terme adimensionnel Gr_{qp}/Re^2 qui est le nombre de Richardson Ri. Ce nombre mesure l'importance de la convection naturelle par rapport à la convection forcée.

•Equation d'énergie dans le fluide

$$\left[U \frac{\partial \theta}{\partial Z} + V \frac{\partial \theta}{\partial R} \right] = \frac{1}{Pe} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} \right] \quad (II.16)$$

•Equation d'énergie dans la paroi de la conduite

$$\frac{A}{Pe} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} \right] = 0 \quad (II.17)$$

$Pe = Re \cdot Pr = \frac{\rho \cdot C_p \cdot u_0 \cdot d}{k_p}$ le nombre de pecllet

$Pr = \frac{\nu}{a_f}$ le nombre de Prandtl.

$A = \frac{a_p}{a_f}$ représente le rapport des diffusivités paroi/fluide.

II.9. La Forme Adimensionnelle des Conditions aux Limites

- A l'entrée de tube ($Z=0, 0 \leq R \leq 0.4$) :

$$U(R) = 2 \cdot (1 - (2 \cdot R)^2), V = 0, \theta = 0$$
- Sur l'axe de symétrie ($R=0, Z$) :

$$\frac{\partial U}{\partial R} = 0, V = 0, \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0,$$
- A la sortie de tube ($Z=L/d=3, 0 \leq R \leq 0.4$) :

$$\frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{\partial V}{\partial Z} = \frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0, P = 0$$
- Sur la paroi interne du tube ($R=0.4, Z$) :

$$U = V = 0$$
- Sur la paroi externe du tube ($R=0.5, Z$) :

$$\frac{\partial \theta}{\partial R} = \frac{1}{K} \quad \text{tel que} \quad K = \frac{k_p}{k_f}$$

II.10. La Forme Générale des Equations de Conservation :

Le système adimensionnel des équations de (II.13) à (II.17) peut s'écrire sous la forme conservative suivante :

$$\frac{\partial}{\partial R} (R \cdot U \cdot \phi) + \frac{\partial}{\partial Z} (R \cdot V \cdot \phi) = \frac{\partial}{\partial R} \left(R \cdot \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial R} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(R \cdot \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial Z} \right) + R \cdot S_\phi \quad (\text{II.18})$$

Il faut noter que les mêmes équations sont utilisées dans la région occupée par le fluide et dans la paroi solide. Afin de s'assurer que les vitesses dans le solide soient nulles, les coefficients de diffusion de la quantité du mouvement Γ dans le solide doivent tendre à l'infini [Patankar(1980)]. Les différents paramètres ϕ, Γ_ϕ et S_ϕ , de l'équation (II.18) pour le cas du fluide et du solide sont présentés dans le Tableau (II.1).

Tableau II.1 : Les expressions de la variable ϕ , les coefficients de diffusion Γ_ϕ et la source S_ϕ , utilisés dans les équations de conservation.

Systeme d'équation	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Equation de continuité	1	0	0
Equation de quantité de mouvement suivant (OZ)	U	$\frac{1}{Re}$ (pour le fluide) 10^{30} (pour le solide)	$-\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{Gr_{q_p}}{Re^2} \cdot \theta \cdot \sin \alpha$
Equation de quantité de mouvement suivant (OR)	V	$\frac{1}{Re}$ (pour le fluide) 10^{30} (pour le solide)	$-\frac{\partial P}{\partial R} - \frac{V}{(R^2 \cdot Re)} + \frac{Gr_{q_p}}{Re^2} \cdot \theta \cdot \cos \alpha$
Equation d'énergie pour le fluide	θ	$\frac{1}{Pe}$	0
Equation d'énergie dans la paroi	θ	$\frac{A}{Pe}$	0

II.11. Calcul du Nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt est un paramètre adimensionnel qui exprime physiquement le rapport entre le flux de chaleur échangé par convection entre l'interface paroi-fluide et le fluide considéré, au flux de chaleur transmis par conduction au niveau de cette interface. L'expression du nombre de Nusselt est donnée par la relation suivante :

$$\text{Nu}(Z) = \frac{\left. \frac{\partial \theta_f}{\partial R} \right|_{0.4}}{\theta_P - \theta_m} \quad (\text{II.19})$$

Sachant que :

θ_P : La température adimensionnelle de la paroi

θ_f : La température adimensionnelle du fluide

θ_m : La température adimensionnelle du mélange

$$\theta_m = \frac{\int_0^{0.4} U \cdot \theta \cdot R \cdot dR}{\int_0^{0.4} U \cdot R \cdot dR} \quad (\text{II.20})$$

Nous avons utilisé la méthode des trapèzes pour calculer les deux intégrales :

$$\int_0^{0.4} U \cdot \theta \cdot R \cdot dR \quad \text{et} \quad \int_0^{0.4} U \cdot R \cdot dR.$$

II.12. Calcul des Contraintes Pariétales

L'expression de la contrainte pariétale à la paroi sous la forme adimensionnelle est donnée par la relation suivante :

$$\tau = \frac{\tau_p}{\mu \cdot \frac{u_0}{d}} = \left. \frac{\partial U}{\partial R} \right)_{R=0.4} \quad (\text{II.21})$$

$$\text{Avec : } \tau_p = \mu \cdot \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right)_{r=R_0-\delta}$$

II.13. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle physique considéré ainsi que les équations qui régissent le phénomène de la convection naturelle et mixte en régime laminaire et stationnaire dans une conduite inclinée et épaisse avec des conditions aux limites thermiques et dynamiques adaptées à notre problème.

Nous avons développé les équations dynamiques et thermiques qui sont issues de la thermodynamique et de la mécanique des fluides, ainsi que les conditions aux limites associées à notre configuration pour modéliser numériquement le problème. La méthode des volumes finis a été choisie pour la discrétisation des équations gouvernantes. Les questions relatives à la technique de résolution, ainsi que le choix du maillage seront abordés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

Méthode Numérique

III.1. Introduction

Depuis des années, le développement des ordinateurs a encouragé les scientifiques à résoudre des problèmes de plus en plus complexes pour lesquels des solutions analytiques ne peuvent être trouvées. Ce type de problème est généralement modélisé par des équations aux dérivées partielles non linéaires. Pour obtenir une solution numérique, ces problèmes doivent être discrétisés en transformant les équations différentielles en systèmes d'équations algébriques linéarisées par une méthode de discrétisation avant de les résoudre par des méthodes directes ou itératives. Les trois grandes méthodes de discrétisation utilisées dans les codes de calcul sont : les volumes finis, les différences finies et les éléments finis.

La méthode des volumes finis, choisie pour notre étude, a été développée par **Patankar [9]**. Sa grande simplicité de mise en œuvre a fait qu'elle a connu un essor rapide depuis les années 1970-1980, elle est à l'origine de la majorité des codes de calculs (Fluent, CFD,...). L'avantage déterminant des volumes finis par rapport aux autres méthodes est qu'ils sont conservatifs ; tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans un autre.

III.2. Principe de la Méthode des Volumes Finis

Le principe de cette méthode est de subdiviser le domaine de calcul en un nombre fini de sous-domaines élémentaires jointifs, appelés volumes de contrôle puis, intégrer les équations aux dérivées partielles décrites au chapitre précédent sur chaque volume de contrôle. Ce dernier englobe un nœud dit "nœud principal", comme indiqué dans la figure III.1. Ceci nous conduit à l'obtention d'une équation algébrique simple appelée « équation discrétisée » qui est propre à chaque nœud du domaine. Donc, si celui-ci est constitué de n -nœuds, on aurait n -équations algébriques à résoudre, il y a donc, autant de nœuds que de volumes de contrôle d'où la performance de la méthode des volumes finis comparativement aux autres méthodes. La dernière étape de cette méthode est la résolution

du système d'équations obtenu par l'une des méthodes de résolution des équations algébriques linéaires.

III.3. Maillage

Le domaine physique est divisé dans les deux directions R et Z en un nombre fini de volumes de contrôle, et au milieu de chaque volume, on considère un nœud principal P (voir figure III.1). Les points E, W, N, S sont les centres des volumes de contrôle adjacents respectivement à l'est, ouest, nord et sud de celui contenant P. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction R, n et s dans la direction Z.

Les quantités scalaires : pression, température sont stockées au centre du volume de contrôle. Par contre, les composantes radiale V et axiale U de la vitesse sont localisées respectivement aux faces e et n du volume de contrôle.

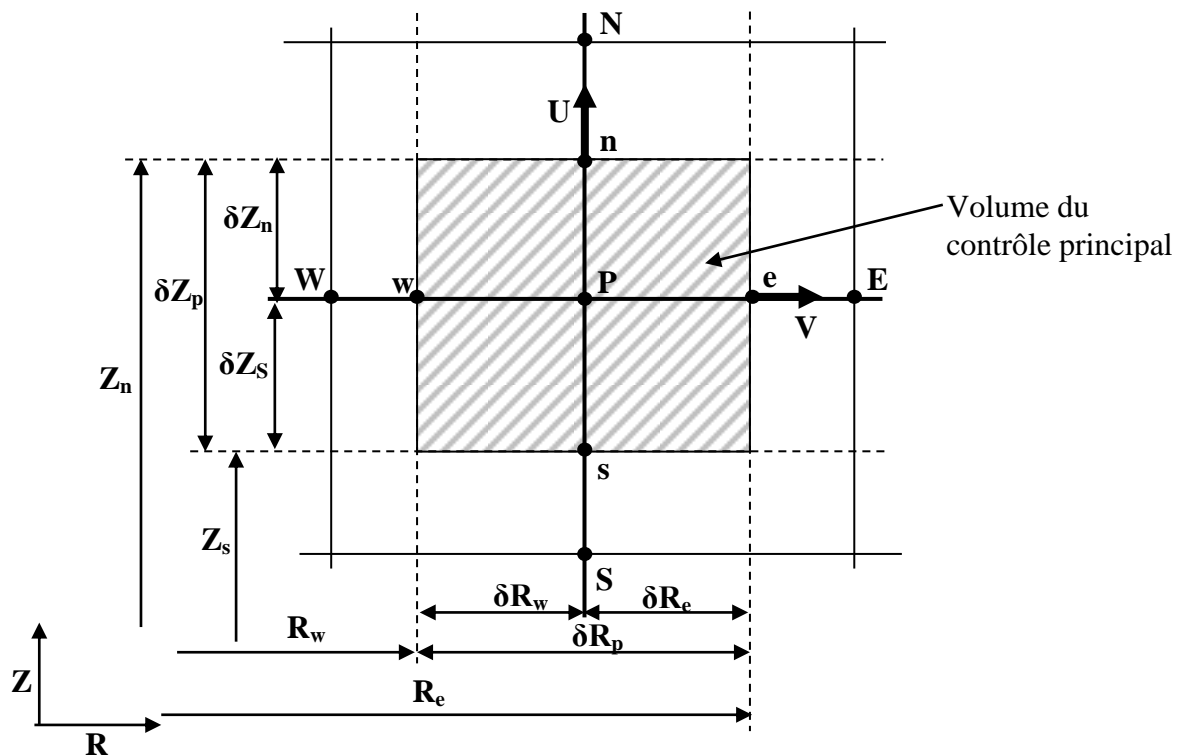
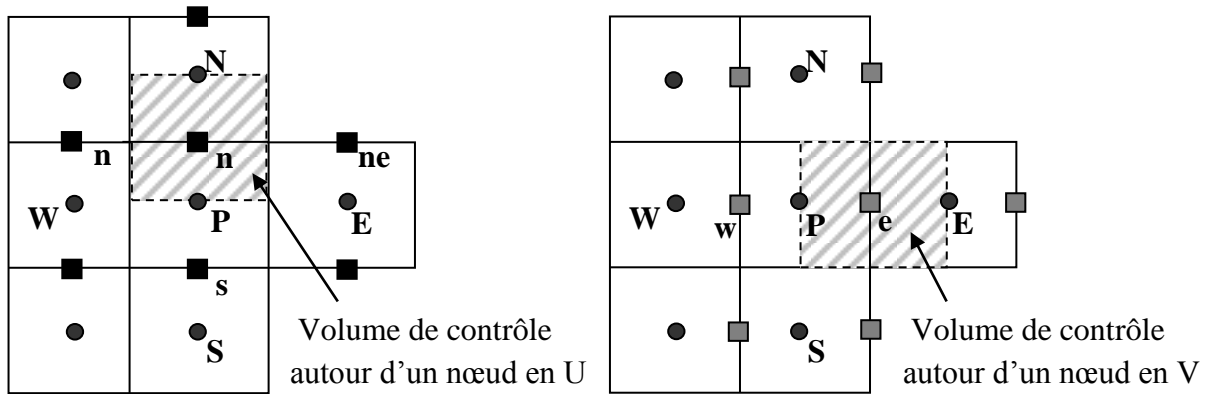


Figure III.1 : Volume de contrôle principal bidimensionnel

Le volume de contrôle de la composante longitudinale U est décalé dans le sens positif suivant la direction Z par rapport au volume de contrôle principal, celui de la composante transversale V est décalé suivant la direction R. Ce type de maillage dit “maillage décalé” permet une bonne approximation des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression ainsi qu’une stabilisation numérique de la solution. La construction des volumes de contrôle du maillage décalé est montrée dans la figure III.2.



■ Nœuds pour la composante U de la vitesse ■ Nœuds pour la composante V de la vitesse

Figure III.2 : Maillage décalé

- ◆ Le problème entier (fluide +paroi) est résolu, suivant la direction radiale, comme étant un problème fluide dans tout le domaine physique ($0 \leq R \leq 0.5$). Selon les recommandations de Patankar [9], dans la région solide ($0.4 \leq R \leq 0.5$), la viscosité est supposée avoir une valeur très élevée.
- ◆ Dans le fluide, le maillage suivant la direction axiale est choisi uniforme. Les gradients de la vitesse et de la température près de la paroi de la conduite sont importants, un maillage raffiné à ce niveau est utilisé (voir figure III.3). Pour générer ce maillage suivant la direction radiale, nous avons utilisé l’expression suivante :

$$R(I) = R_0 \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot I}{2NI}\right) \tag{III.1}$$

Soit :

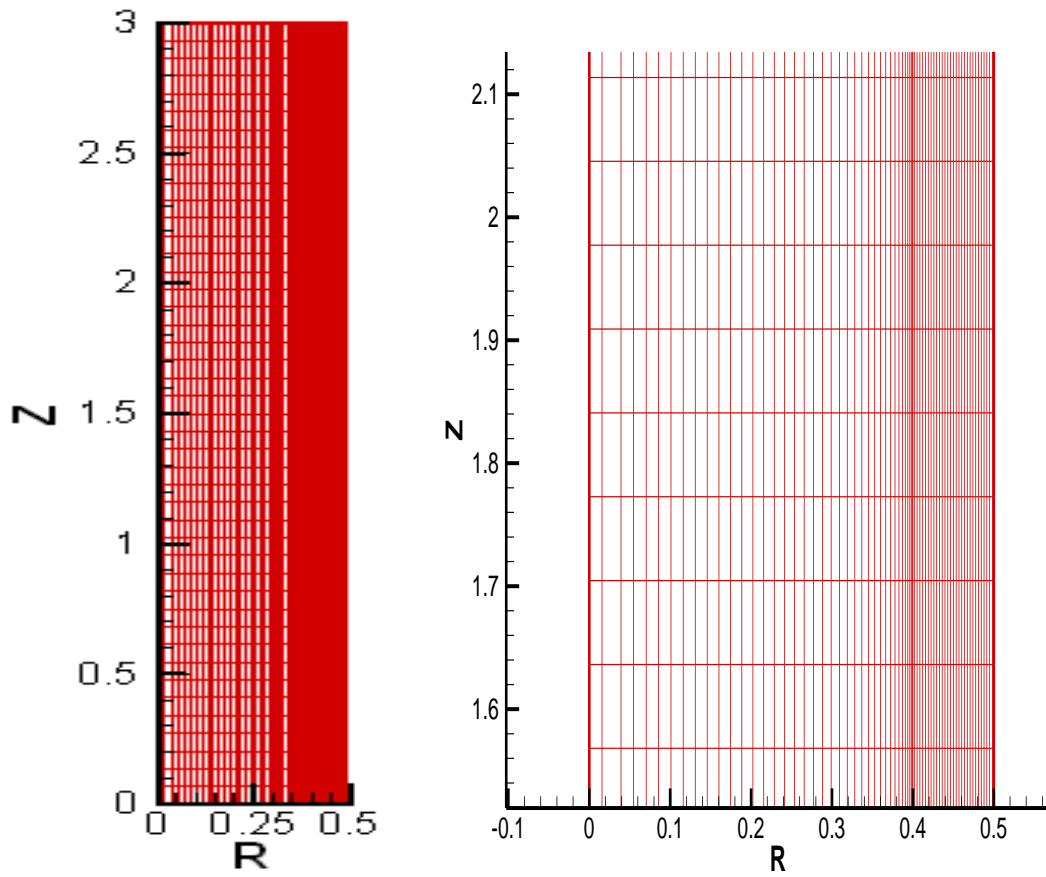
NI : le nombre de nœuds suivant R dans la zone fluide (NI=40)

NJ : le nombre de nœuds suivant Z (NJ=50)

I : indice des nœuds suivant R

J : indice des nœuds suivant Z

Nous avons opté pour un maillage uniforme dans la paroi du tube (la zone solide) suivant la direction radiale avec un nombre de nœuds $NIM=30$ ($41 \leq I \leq 70$) comme, il est indiqué dans la figure III.3.



Agrandissement du maillage

Figure III.3 : Le maillage du domaine de calcul.

III.4. Discrétisation des Equations de Transport

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, et afin d'éviter la répétition de la discrétisation pour chaque équation, toutes les équations peuvent être mises sous la forme d'une équation générale de convection-diffusion pour la variable ϕ . Le principe de la méthode des volumes finis consiste à intégrer l'équation de transport pour la variable ϕ sur chaque volume de contrôle.

Avant l'intégration, on réécrit l'équation (II.18) de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial R}(\mathbf{R} \cdot \mathbf{J}_R) + \frac{\partial}{\partial Z}(\mathbf{R} \cdot \mathbf{J}_Z) = \mathbf{R} \cdot \mathbf{S}_\phi \quad (\text{III.2})$$

Avec :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_R &= \mathbf{U} \cdot \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial R} \\ \mathbf{J}_Z &= \mathbf{V} \cdot \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial Z} \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

$\mathbf{J}_R, \mathbf{J}_Z$ sont les flux totaux (convection et diffusion) par unité de surface dans les directions R et Z.

La discrétisation consiste à transformer l'équation différentielle de transport en un système d'équations algébriques. L'équation (III.2) est d'abord intégrée sur le volume de contrôle.

$$\int_{s_w}^{n_e} \int \left(\frac{\partial(\mathbf{R} \cdot \mathbf{J}_R)}{\partial R} + \frac{\partial(\mathbf{R} \cdot \mathbf{J}_Z)}{\partial Z} \right) d\mathbf{R} \cdot d\mathbf{Z} = \int_{s_w}^{n_e} \int \mathbf{R} \cdot \mathbf{S}_\phi d\mathbf{R} \cdot d\mathbf{Z} \quad (\text{III.4})$$

I
II

Pour pouvoir approximer l'équation sous la forme algébrique, on considère les hypothèses suivantes :

- ✓ La variable généralisée ϕ varie linéairement entre les nœuds principaux dans les deux directions ;
- ✓ Les termes convectifs et diffusifs sont uniformes à travers les faces correspondantes ;
- ✓ Le terme source est uniforme sur le volume de contrôle.

• **L'intégration du flux total**

L'intégration du terme convectif et diffusif (terme I) de l'équation (III.4) pour tout le volume de contrôle est sous la forme :

$$I = (J_e \cdot a_e - J_w \cdot a_w) + (J_n \cdot a_n - J_s \cdot a_s) \quad (III.5)$$

Sachant que les grandeurs a_e, a_w, a_n, a_s , représentent respectivement les aires est, ouest, nord et sud des faces du volume de contrôle.

$$\left\{ \begin{array}{l} a_e = \int_s^n (R_e \cdot dZ) \\ a_w = \int_s^n (R_w \cdot dZ) \\ a_n = \int_w^e (R_n \cdot dR) \\ a_s = \int_w^e (R_s \cdot dR) \end{array} \right. \quad (III.6)$$

Où les termes J_e, J_w, J_n et J_s sont les flux traversant les faces est, ouest, nord, et sud de volume de contrôle. Ces flux s'expriment comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} J_e = (V \cdot \phi)_e - \left(\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial R} \right)_e \\ J_w = (V \cdot \phi)_w - \left(\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial R} \right)_w \\ J_n = (U \cdot \phi)_n - \left(\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial Z} \right)_n \\ J_s = (U \cdot \phi)_s - \left(\Gamma_\phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial Z} \right)_s \end{array} \right. \quad (III.7)$$

• **Linéarisation du terme source**

L'intégration du terme source (terme II) de l'équation (III.4) pour tout le volume de contrôle s'exprime par la relation suivante :

$$\Pi = \int_s^e \int_w^e R \cdot S_\phi dR \cdot dZ = \overline{S_\phi} \cdot \Delta V \quad (III.8)$$

ΔV représente le volume de volume de contrôle

$\overline{S_\phi}$ la source moyenne.

Quand le terme source dépend de la variable dépendante. Cette dépendance doit être exprimée par une relation linéaire, ceci permettra d'utiliser les méthodes de résolution des systèmes linéaires.

Suite à la résolution des équations algébriques adoptées, le terme source sera linéarisé de façon à forcer la convergence, de sorte que :

$$\overline{S_\phi} = S_C + S_P \cdot \phi_P \quad (III.9)$$

Où S_C est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de ϕ_P

S_P représente la pente de ϕ_P

Pour que la solution soit numériquement stable et la convergence soit aussi plus rapide, il faut prendre le coefficient S_P comme valeur négative.

Alors l'équation (III.4) peut s'écrire sous cette forme :

$$(J_e \cdot a_e - J_w \cdot a_w) + (J_n \cdot a_n - J_s \cdot a_s) = \overline{S_\phi} \cdot \Delta V \quad (III.10)$$

III.4.1. Discrétisation de l'équation de continuité

Le remplacement des valeurs $\phi = 1$ et $\overline{S_\phi} = 0$ dans l'équation (III.10) conduit à :

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (III.11)$$

Avec :

$$\begin{cases} F_w = (V \cdot a)_w \\ F_e = (V \cdot a)_e \\ F_n = (U \cdot a)_n \\ F_s = (U \cdot a)_s \end{cases} \quad (III.12)$$

F_e, F_w, F_s et F_n sont les flux convectifs à travers les faces e, w, s et n du volume de contrôle.

III.4.2. Discrétisation des équations de conservation

On multiplie l'équation (III.11) par ϕ_P puis on la soustrait de l'équation (III.10) on aura :

$$(J_e \cdot a_e - F_e \cdot \phi_P) - (J_w \cdot a_w - F_w \cdot \phi_P) + (J_n \cdot a_n - F_n \cdot \phi_P) - (J_s \cdot a_s - F_s \cdot \phi_P) = \bar{S}_\phi \cdot \Delta V \quad (III.13)$$

On met les termes entre parenthèses de l'équation (III.13) sous la forme suivante :

$$\begin{cases} J_e \cdot a_e - F_e \cdot \phi_P = A_E (\phi_P - \phi_E) \\ J_w \cdot a_w - F_w \cdot \phi_P = A_W (\phi_W - \phi_P) \\ J_n \cdot a_n - F_n \cdot \phi_P = A_N (\phi_P - \phi_N) \\ J_s \cdot a_s - F_s \cdot \phi_P = A_S (\phi_S - \phi_P) \end{cases} \quad (III.14)$$

En injectant ces relations dans l'équation (III.13) on aura l'expression :

$$A_P \cdot \phi_P = A_E \phi_E + A_W \cdot \phi_W + A_N \cdot \phi_N + A_S \cdot \phi_S + b \quad (III.15)$$

Sachant que :

$$\begin{cases} A_E = D_e \cdot A(|P_e|) + \|-F_e, 0\| \\ A_W = D_w \cdot A(|P_w|) + \|F_w, 0\| \\ A_N = D_n \cdot A(|P_n|) + \|-F_n, 0\| \\ A_S = D_s \cdot A(|P_s|) + \|F_s, 0\| \\ b = S_C \cdot \Delta V \\ A_P = A_E + A_W + A_N + A_S - S_P \cdot \Delta V \end{cases}$$

Le symbole $\|R, Z\|$ indique la valeur maximale de (R, Z) .

Les coefficients de diffusion $D_i (i = e, w, n, s)$ sont donnés sous cette forme :

$$\begin{cases} D_e = \Gamma_e \frac{a_e}{(\delta R)_e} \\ D_w = \Gamma_w \frac{a_w}{(\delta R)_w} \\ D_n = \Gamma_n \frac{a_n}{(\delta Z)_n} \\ D_s = \Gamma_s \frac{a_s}{(\delta Z)_s} \end{cases}$$

Les nombres de Peclet $P_i (i = e, w, n, s)$ sont définis par :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_e = \frac{F_e}{D_e} \\ P_w = \frac{F_w}{D_w} \\ P_n = \frac{F_n}{D_w} \\ P_s = \frac{F_s}{D_s} \end{array} \right.$$

III.5. Schémas de Discrétisation Spatiale

Le traitement spatial des différents termes qui composent l'équation (III.15) est de difficulté inégale. En effet, le terme de diffusion et le terme source posent peu de problèmes et ils sont discrétisés en espace à l'aide des schémas centrés du second ordre. En revanche, le terme de convection est beaucoup plus délicat à traiter car son traitement détermine la précision de la solution de l'équation.

C'est pour quoi, un certain nombre de méthodes de discrétisation très différentes les unes des autres, se différenciant par leur précision, sont mises à la disposition de l'utilisateur pour traiter le terme de convection.

Les différents schémas proposés par **Patankar [9]** qui permettent d'exprimer la fonction $A(|P|)$ sont les suivants :

III.5.1. Schéma des différences centrées

La fonction $A(|P|)$ est donnée par l'expression suivante :

$$A(|P|) = 1 - 0.5 \cdot |P| \tag{III.16}$$

Les coefficients de l'équation générale de transport discrétisée seront :

$$\left. \begin{array}{l} A_E = D_e \cdot (1 - 0.5 \cdot |P_e|) + \max(-F_e, 0) \\ A_W = D_w \cdot (1 - 0.5 \cdot |P_w|) + \max(F_w, 0) \\ A_N = D_n \cdot (1 - 0.5 \cdot |P_n|) + \max(-F_n, 0) \\ A_S = D_s \cdot (1 - 0.5 \cdot |P_s|) + \max(F_s, 0) \end{array} \right\} \tag{III.17}$$

Le schéma des différences centrées est basé sur une interpolation linéaire des valeurs de ϕ sur les interfaces.

Il est stable pour $|P| \leq 2$ et donne des coefficients de discrétisation (A_E, A_W, A_N, A_S) positifs. Ce schéma est utilisé dans le cas où la convection ne domine pas la diffusion, il permet un compromis satisfaisant entre la précision des résultats et l'économie de temps de calcul, mais une fois la convection est dominante, ce schéma est sujet d'une instabilité numérique.

III.5.2. Schéma Upwind

La fonction $A(|P|)$ est donnée par l'équation :

$$A(|P|) = 1 \tag{III.18}$$

D'où les expressions suivantes des coefficients :

$$\left. \begin{aligned} A_E &= D_e + \max(-F_e, 0) \\ A_W &= D_w + \max(F_w, 0) \\ A_N &= D_n + \max(-F_n, 0) \\ A_S &= D_s + \max(F_s, 0) \end{aligned} \right\} \tag{III.19}$$

Ce schéma est appliqué pour les écoulements à dominance convective suivant le sens d'écoulement, le schéma Upwind affecte à la variable ϕ sur la face du volume de contrôle sa valeur sur le nœud en amont. Il est inconditionnellement stable, il perd son exactitude pour des vitesses d'écoulement élevées.

III.5.3. Schéma Hybride

La fonction $A(|P|)$ est exprimée comme suit :

$$A(|P|) = \max(0, 1 - 0.5|P|) \tag{III.20}$$

D'où les coefficients de l'équation générale de transport discrétisée ;

$$\left. \begin{aligned} A_E &= \max\left(-F_e, D_e - \frac{F_e}{2}, 0\right) \\ A_W &= \max\left(F_w, D_w + \frac{F_w}{2}, 0\right) \\ A_N &= \max\left(-F_n, D_n - \frac{F_n}{2}, 0\right) \\ A_S &= \max\left(F_s, D_s + \frac{F_s}{2}, 0\right) \end{aligned} \right\} \tag{III.21}$$

Ce schéma est la combinaison des deux schémas précédents rassemblant ainsi leurs caractéristiques. Donc dans ce cas si l'écoulement est à dominance convective ($|P| \geq 2$), les termes convectifs sont approximés par le schéma Upwind, autrement ils sont approximés par le schéma des différences centrées.

En appliquant ce schéma on aura un compromis entre stabilité et précision de la méthode numérique.

III.5.4. Schéma Exponentiel :

$$A(|P|) = \frac{|P|}{e^{|P|} - 1} \tag{III.22}$$

Les coefficients de l'équation générale de transport discrétisée sont exprimés comme suit :

$$\begin{aligned} A_E &= \frac{F_e}{\exp\left(\frac{F_e}{D_e}\right) - 1} & , & & A_w &= \frac{F_w}{\exp\left(\frac{F_w}{D_w}\right) - 1} \\ A_N &= \frac{F_n}{\exp\left(\frac{F_n}{D_n}\right) - 1} & , & & A_S &= \frac{F_s}{\exp\left(\frac{F_s}{D_s}\right) - 1} \end{aligned} \tag{III.23}$$

Ce schéma est issu de la résolution analytique (exacte) d'un problème unidimensionnel permanent de convection –diffusion sans source.

Malgré cette caractéristique, l'utilisation de ce schéma est moins répandue dans la pratique, car le calcul des exponentielles est coûteux en temps de machine.

III.5.5. Schéma de la loi de Puissance « Power law »

La fonction $A(|P|)$ est donnée par l'expression suivante :

$$A(|P|) = \max[0, (1 - 0.1 \cdot |P|)^5] \tag{III.24}$$

D'où les coefficients de l'équation générale discrétisée :

$$\left. \begin{aligned} A_E &= D_e \cdot \max\left[0, (1 - 0.1 \cdot |P_e|)^5\right] + \max(-F_e, 0) \\ A_W &= D_w \cdot \max\left[0, (1 - 0.1 \cdot |P_w|)^5\right] + \max(F_w, 0) \\ A_N &= D_n \cdot \max\left[0, (1 - 0.1 \cdot |P_n|)^5\right] + \max(-F_n, 0) \\ A_S &= D_s \cdot \max\left[0, (1 - 0.1 \cdot |P_s|)^5\right] + \max(F_s, 0) \end{aligned} \right\} \quad (III.25)$$

Il est dérivé du schéma exponentiel par interpolation polynomiale entre deux nœuds adjacents, ce schéma s'approche mieux de la solution exacte avec l'augmentation du nombre d'intervalles d'approximation.

Le schéma de la loi de puissance donne une très bonne approximation de la solution exacte, en plus il est recommandé par **Patankar [9]** ; c'est pourquoi notre choix s'est posé sur ce schéma.

III.6. Discrétisation des Termes Sources

- **Terme source pour la composante U de la vitesse**

La discrétisation des termes sources sur le volume de contrôle donne :

$$S^U = S_C^U + S_P^U U_P \quad (III.26)$$

Donc :

$$\begin{cases} S_P^U = 0 \\ S_C^U = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{Gr_{qp}}{Re} \cdot \theta_p \cdot \sin \alpha \end{cases} \quad (III.27)$$

L'intégration de ce terme est comme suit :

$$\int_s^e \int_w \left(-\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{Gr_{qp}}{Re^2} \cdot \theta_p \cdot \sin \alpha \right) R \cdot dR \cdot dZ = \left(\frac{P_P - P_S}{\delta Z_S} + \frac{Gr_{qp}}{Re^2} \cdot \theta_p \cdot \sin \alpha \right) \cdot \Delta V \quad (III.28)$$

- **Terme source pour la composante V de la vitesse**

$$S^V = S_C^V + S_P^V V_P \quad (III.29)$$

Donc :

$$\begin{cases} S_P^V = -\frac{1}{Re \cdot R_p^2} \\ S_C^V = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{Gr_{qp}}{Re^2} \cdot \theta_p \cdot \cos \alpha \end{cases} \quad (III.30)$$

L'intégral de ce terme est donné par la relation :

$$\int_s^n \int_w^e \left(-\frac{\partial P}{\partial R} - \frac{1}{Re \cdot R_p^2} \cdot V_p + \frac{Gr_{qp}}{Re^2} \cdot \theta_p \cdot \cos \alpha \right) R \cdot dR \cdot dZ = \quad (III.31)$$

$$\left(\frac{P_p - P_w}{\delta R_w} - \frac{1}{Re \cdot R_p^2} \cdot V_p + \frac{Gr_{qp}}{Re^2} \cdot \theta_p \cdot \cos \alpha \right) \cdot \Delta V$$

III.7. Discrétisation des Conditions aux Limites

- Sur l'axe du symétrie ($R=0$), ce qui correspond à ($I=1, 1 < J < NJ$), on a :

* $\frac{\partial \theta}{\partial R} = 0$ la forme discrétisée de cette équation s'écrit :

$$\frac{4\theta(2, J) - \theta(3, J) - 3\theta(1, J)}{2 \cdot \Delta R} = 0$$

Soit : $4 \cdot \theta(2, J) - \theta(3, J) - 3 \cdot \theta(1, J) = 0$, ce qui correspond à :

$$a_p=4, a_E=1, a_w=3, a_n=a_s=b=0$$

* $\frac{\partial U}{\partial R} = 0$ la forme discrétisée de cette équation s'écrit :

$$\frac{4U(2, J) - U(3, J) - 3U(1, J)}{2 \cdot \Delta R} = 0$$

Soit : $4 \cdot U(2, J) - U(3, J) - 3 \cdot U(1, J) = 0$, ce qui correspond à :

$$a_p=4, a_E=1, a_w=3, a_n=a_s=b=0$$

- A la sortie ($Z=L/2R=3$ et $0 \leq R \leq 0.4$), ce qui correspond à ($J=NJ, 1 < I < NI$), on a :

* $\frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0$ la forme discrétisée de cette équation s'écrit :

$$\frac{4\theta(I, NJ - 1) - \theta(I, NJ - 2) - 3\theta(I, NJ)}{2.\Delta Z} = 0$$

Soit : $4.\theta(I, NJ-1) - \theta(I, NJ-2) - 3.\theta(I, NJ)=0$, ce qui correspond à :

$$a_p=4, a_N=3, a_S=1, a_W=a_E=a_S=b=0$$

* $\frac{\partial U}{\partial Z} = 0$ la forme discrétisée de cette équation s'écrit :

$$\frac{4.U(I, NJ - 1) - U(I, NJ - 2) - 3U(I, NJ)}{2\Delta Z} = 0$$

Soit : $4.U(I, NJ-1) - U(I, NJ-2) - 3.U(I, NJ)=0$, ce qui correspond à :

$$a_p=4, a_N=3, a_S=1, a_W=a_E=a_S=b=0$$

* $\frac{\partial V}{\partial Z} = 0$ la forme discrétisée de cette équation s'écrit :

$$\frac{4.V(I, NJ - 1) - V(I, NJ - 2) - 3V(I, NJ)}{2\Delta Z} = 0$$

Soit : $4.V(I, NJ-1) - V(I, NJ-2) - 3.V(I, NJ)=0$, ce qui correspond à :

$$a_p=4, a_N=3, a_S=1, a_W=a_E=a_S=b=0$$

- A la paroi externe du tube ($R=0.5$), ce qui correspond à ($I=NI+NIM, 1 \leq J \leq NJ$), on a :

* $\frac{\partial \theta}{\partial R} = \frac{1}{K}$ la forme discrétisée de cette équation s'écrit :

$$\frac{4.\theta(NI + NIM - 1, J) - \theta(NI + NIM - 2, J) - 3\theta(NI + NIM, J)}{2\Delta R} = \frac{1}{K}$$

Soit : $4.\theta(NI+NIM-1, J) - \theta(NI+NIM-2, J) - 3\theta(NI+NIM, J)-2\Delta R/K =0$, ce qui correspond à :

$$a_p= 4, a_E=3, a_W= 1, a_n=a_S=0, b=2\Delta R/K$$

III.8. Procédure de Résolution

III.8.1. Introduction

Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport est un ensemble d'équations algébriques non-linéaires. Si on divise le domaine de calcul en NI nœuds suivant R et NJ nœuds suivant Z , on aura un système $(NI \times NJ)$ équations algébriques non-linéaires pour chaque variable ϕ considérée. Rappelons que les variables, dans notre problème, sont la température adimensionnelle θ , la pression P et les deux composantes de la vitesse U et V .

Lors de la discrétisation des équations de quantité de mouvement, deux problèmes sont survenus, à savoir :

- Les coefficients de discrétisation posent le problème de la non-linéarité du système à cause de leur dépendance de la variable recherchée.
- Les termes sources des équations de quantité de mouvement, impliquent des grandeurs de pression or nous ne disposons d'aucune équation pour cette variable jusqu'à présent, ce qui rend la résolution directe de ces équations impossible.

La première de ces deux difficultés pourra être levée par un traitement itératif des systèmes d'équations. Quant à la seconde, elle sera surmontée par l'utilisation d'une équation relative à la pression dérivée principalement de l'équation de continuité. Des méthodes indirectes sont alors utilisées pour obtenir le champ de pression. Parmi les algorithmes existants pour le traitement de la relation vitesse – pression, nous pouvons citer : "SIMPLE" (*acronyme Semi –Implicite Pressure Linked Equations*), SIMPLE Révisé « SIMPLER » et l'algorithme « PISO ».

III.8.2. Algorithme SIMPLE

L'algorithme "SIMPLE" adopté dans la présente étude, a été développé par Patankar et Spalding (1972), son idée principale est de corriger petit à petit la pression ainsi que les composantes de la vitesse afin que ces variables qui vérifient les équations de quantité de mouvement vérifient également l'équation de continuité.

Le principe de cet algorithme consiste à partir de la pression estimée P^* au départ ou à l'itération précédente, on peut déduire un champ de vitesses U^*, V^* ne vérifiant pas

l'équation de continuité, et de ce fait donnant lieu à un résidu massique R_m accumulé dans le volume de contrôle dû à la fausse distribution de pression. Ceci peut se traduire mathématiquement par :

$$\begin{cases} A_n \cdot U_n^* = \sum A_i \cdot U_i^* + b + a_n \cdot (P_P^* - P_N^*) \Delta R \\ A_s \cdot U_s^* = \sum A_i \cdot U_i^* + b + a_s \cdot (P_S^* - P_P^*) \Delta R \\ A_e \cdot V_e^* = \sum A_i \cdot V_i^* + b + a_e \cdot (P_P^* - P_E^*) \Delta Z \\ A_w \cdot V_w^* = \sum A_i \cdot V_i^* + b + a_w \cdot (P_W^* - P_P^*) \Delta Z \end{cases} \quad (III.32)$$

i : représente l'indice des points w, e, s et n

b : contient tous les termes sources de l'équation sauf ceux de la pression.

L'indice $*$ sur U et V désigne que ces dernières sont obtenues en utilisant des champs estimés de pression.

Comme les vitesses obtenues des équations (III.32) ne satisfont pas l'équation de continuité pour chaque volume de contrôle, le résidu massique R_m est défini par :

$$R_m = U_n^* \cdot a_n - U_s^* \cdot a_s + V_e^* \cdot a_s - V_w^* \cdot a_w \quad (III.33)$$

Pour réduire le résidu massique à zéro et satisfaire l'équation de continuité, la pression doit être corrigée par :

$$P = P^* + P'$$

Où P' est la correction de pression.

Cette correction de pression, induit une correction sur les vitesses U' et V' de sorte que les nouveaux champs de vitesses s'écrivent :

$$\begin{cases} U_n = U_n^* + U_n' \\ U_s = U_s^* + U_s' \\ V_e = V_e^* + V_e' \\ V_w = V_w^* + V_w' \end{cases} \quad (III.34)$$

U' : Correction de la composante axiale de la vitesse U

V' : Correction de la composante radiale de la vitesse V

Ces valeurs corrigées de pression et des composantes de vitesse doivent satisfaire les équations de quantité de mouvement :

$$\begin{cases} A_n(U_n^* + U_n') = \sum A_i(U_i^* + U_i') + b + a_n(P_P^* + P_P' - P_N^* - P_N')\Delta R \\ A_s(U_s^* + U_s') = \sum A_i(U_i^* + U_i') + b + a_s(P_S^* + P_S' - P_P^* - P_P')\Delta R \\ A_e(V_e^* + V_e') = \sum A_i(V_i^* + V_i') + b + a_e(P_P^* + P_P' - P_E^* - P_E')\Delta Z \\ A_w(V_w^* + V_w') = \sum A_i(V_i^* + V_i') + b + a_w(P_W^* + P_W' - P_P^* - P_P')\Delta Z \end{cases} \quad (III.35)$$

En soustrayant les équations (III.32) des équations (III.35), on aura :

$$\begin{cases} A_n.U_n' = \sum A_i.U_i' + a_n.(P_P' - P_N')\Delta R \\ A_s.U_s' = \sum A_i.U_i' + a_s.(P_S' - P_P')\Delta R \\ A_e.V_e' = \sum A_i.V_i' + a_e.(P_P' - P_E')\Delta Z \\ A_w.V_w' = \sum A_i.V_i' + a_w.(P_W' - P_P')\Delta Z \end{cases} \quad (III.36)$$

Afin d'obtenir ces corrections, il faut résoudre les équations de discrétisation complètes de U' et V' , mais si on fait l'approximation de ne retenir que les termes de pression, on aboutit aux équations modifiées suivantes :

$$\begin{cases} A_n.U_n' = a_n.(P_P' - P_N')\Delta R \\ A_s.U_s' = a_s.(P_S' - P_P')\Delta R \\ A_e.V_e' = a_e.(P_P' - P_E')\Delta Z \\ A_w.V_w' = a_w.(P_W' - P_P')\Delta Z \end{cases} \quad (III.37)$$

D'où les expressions suivantes des valeurs corrigées de pression et des composantes de vitesse :

$$P = P^* + P' \quad (III.38)$$

$$\begin{cases} U_n = U_n' + d_n.(P_P' - P_N') \\ U_s = U_s' + d_s.(P_S' - P_P') \\ V_e = V_e' + d_e.(P_P' - P_E') \\ V_w = V_w' + d_w.(P_W' - P_P') \end{cases} \quad (III.39)$$

Les coefficients de pression d_n, d_s, d_e et d_w sont définis comme suit :

$$d_n = \frac{a_n}{A_N}, \quad d_s = \frac{a_s}{A_S}, \quad d_e = \frac{a_e}{A_E}, \quad d_w = \frac{a_w}{A_W}$$

En insérant les expressions (III.39) dans l'équation de continuité discrétisée, on aboutit à l'équation de correction de pression suivante :

$$A_P.P_P' = A_E.P_E' + A_W.P_W' + A_N.P_N' + A_S.P_S' + b' \quad (III.40)$$

Les coefficients de cette équation sont donnés par les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_E = d_e . \Delta Z \\ A_W = d_w . \Delta Z \\ A_N = d_n . \Delta R \\ A_S = d_s . \Delta R \\ A_P = A_E + A_W + A_N + A_S \\ b' = (U_s^* - U_n^*) \Delta R + (V_w^* - V_e^*) \Delta Z \end{array} \right. \quad (III.41)$$

III.8.3. Séquences de l'algorithme SIMPLE :

1. Estimer un champ de pression P^* .
2. Résoudre les équations de quantité de mouvement pour en tirer les champs de vitesses U^* et V^* .
3. Résoudre l'équation de correction de pression P' .
4. Corriger la pression $P : P = P^* + P'$.
5. Corriger les champs de vitesses U et V en utilisant les formules de correction.
6. Résoudre l'équation de l'énergie pour en tirer les champs de température θ .
7. Prendre le champ de pression P trouvé dans l'étape 4 comme une nouvelle estimation P^* et recommencer la séquence à partir de l'étape 2, jusqu'à ce que la convergence soit réalisée.

III.8.4. La Méthode de Sous- relaxation

L'expérience numérique montre que, dans les calculs des problèmes non linéaires, les changements trop rapides des valeurs de ϕ d'une itération à l'autre risque de provoquer des instabilités numériques. Par conséquent, la sous relaxation est utilisée pour amortir l'amplitude de ces changements d'une variable, d'une itération à l'autre par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation α afin de minimiser les risques de divergence,

Comme nous l'avons vu précédemment, toutes les équations de transport, après avoir été discrétisées, peuvent être mises sous la forme suivante :

$$A_p \cdot \phi_p = \sum_i A_i \cdot \phi_i + S_c \cdot \Delta V \quad (III.42)$$

Si nous notons ϕ_p^n la valeur de ϕ_p à l'énème itération, il est possible d'écrire :

$$\phi_p^n = \phi_p^{n-1} + \left[\frac{\sum_i A_i \cdot \phi_i + S_c \cdot \Delta V}{A_p} - \phi_p^{n-1} \right] \quad (III.43)$$

Le terme entre parenthèses peut être interprété comme la variation de ϕ_p de l'itération (n-1) à l'itération (n), cette variation peut être amortie par l'introduction d'un facteur de sous relaxation α_ϕ , de la manière suivante :

$$\phi_p^n = \phi_p^{n-1} + \alpha_\phi \cdot \left[\frac{\sum_i A_i \cdot \phi_i + S_c \cdot \Delta V}{A_p} - \phi_p^{n-1} \right] \quad (III.44)$$

Cette équation peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{A_p}{\alpha_\phi} \phi_p^n = \sum_i A_i \cdot \phi_i^n + S_c \cdot \Delta V + \frac{(1 - \alpha_\phi)}{\alpha_\phi} \cdot A_p \cdot \phi_p^n \quad (III.45)$$

Cette sous relaxation est donc appliquée à toutes les variables, hormis la pression, cette dernière demande également à être sous relaxée afin que l'équation de continuité soit résolue sans problème de divergence. La sous relaxation s'effectue d'une manière un peu différente compte tenu de l'existence de l'algorithme de couplage vitesse –pression . Elle est simplement introduite dans la correction de pression P' sous la forme suivante :

$$P = P^* + \alpha_p \cdot P' \quad (III.46)$$

Tous les facteurs de sous relaxation doivent être compris entre les valeurs 0 et 1. Plus ils sont faibles, plus la sous relaxation est forte et plus la convergence est lente. Mais plus, ils sont forts, plus la sous relaxation est faible et plus il y aura une possibilité d'intervenir des instabilités dans le processus itératif. Il faut cependant savoir que le choix de ces facteurs est essentiel pour le bon déroulement de la procédure itérative.

Pour finir, rappelons que la valeur de ces coefficients peut être imposée différemment d'une variable à l'autre. Dans ce travail, les valeurs des facteurs de sous relaxation utilisées sont :

$$\alpha_U = 0.3, \alpha_V = 0.5, \alpha_P = 0.7, \alpha_\theta = 0.8$$

III.8.5. Méthode de résolution des systèmes d'équations algébriques :

La résolution directe des systèmes d'équations (III.45) est compliquée et nécessite un nombre de nœuds importants. Pour y remédier, une méthode de résolution itérative de deux balayages successifs suivant la direction radiale OR et axiale OZ est utilisée. Cette méthode consiste à rendre les systèmes d'équations Pendiagonaux en des systèmes tridiagonaux. La résolution de ces derniers s'effectue par l'algorithme de TDMA (*Tri-Diagonal Matrix Algorithm*).

Thomas a développé en 1949 cette technique pour résoudre rapidement ce type de système, qui est aujourd'hui connu sous le nom d'algorithme de Thomas ou algorithme de la matrice tridiagonale TDMA.

- **Méthode de balayage (*Line by line*) :**

Cette méthode économique, procède par la propagation de l'information prise aux limites du domaine de calcul, sur toute l'étendue du champ de calcul. Le domaine d'évolution donnant lieu en général à un système de $(NI-2 \times NJ-2)$ équations, ceci après incorporation des conditions aux limites, avec NI et NJ représentant respectivement les nombres totaux des nœuds suivants R et Z.

Si on prend la ligne (j) (figure III.4), on suppose que ϕ est connu sur les lignes $(j-1)$ et $(j+1)$ de l'itération précédente, alors l'équation (III.45) prendra la forme suivante :

$$a_i \cdot \phi_i = b_i \cdot \phi_{i+1} + c_i \cdot \phi_{i-1} + d_i \tag{III.47}$$

où $i = 2, NI - 1$

et $\phi_i = \phi_P, \phi_{i+1} = \phi_E, \phi_{i-1} = \phi_W$

$$a_i = \frac{A_P}{\alpha_\phi}, \quad b_i = A_E, \quad c_i = A_W$$

$$d_i = S_C \cdot \Delta V + (1 - \alpha_\phi) \cdot \frac{A_P}{\alpha_\phi} \cdot \phi_P^o + A_S \cdot \phi_S + A_N \cdot \phi_N$$

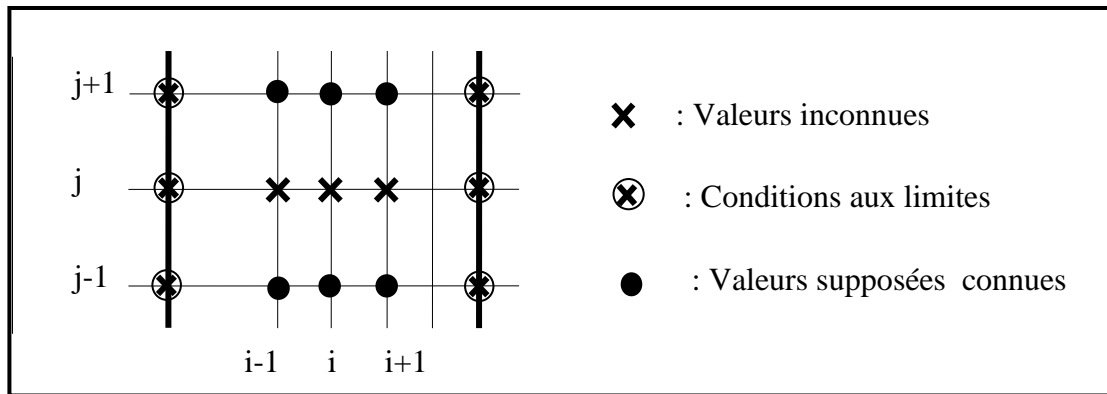


Figure III.4: Principe de la méthode de balayage

Dans la présente étude, nous avons employé plusieurs balayages alternés W-E, N-S au cours d'une itération, ceci permettra une amélioration très avantageuse de la précision du calcul et par la suite une diminution du nombre d'itérations.

III.8.6. Méthode de résolution TDMA :

La méthode TDMA, est utilisée après chaque balayage pour résoudre les systèmes d'équations, en transformant le système tridiagonal en système bidiagonal unitaire (éléments diagonaux égaux à 1) dont la résolution est immédiate.

L'équation (III.47) peut s'écrire :

$$\phi_i = \frac{C_i}{a_i} \cdot \phi_{i-1} + \frac{b_i}{a_i} \cdot \phi_{i+1} + \frac{d_i}{a_i} \tag{III.48}$$

Donc :

$$\phi_2 = \frac{C_2}{a_2} \cdot \phi_1 + \frac{b_2}{a_2} \cdot \phi_3 + \frac{d_2}{a_2} \tag{III.49}$$

$$\phi_3 = \frac{C_3}{a_3} \cdot \phi_2 + \frac{b_3}{a_3} \cdot \phi_4 + \frac{d_3}{a_3} \tag{III.50}$$

.....

.....

$$\phi_{NI-1} = \frac{C_{NI-1}}{a_{NI-1}} \cdot \phi_{NI-2} + \frac{b_{NI-1}}{a_{NI-1}} \cdot \phi_{NI} + \frac{d_{NI-1}}{a_{NI-1}} \tag{III.51}$$

La résolution est comme suit :

ϕ_1 est donnée aux conditions aux limites

$$\phi_2 = \frac{b_2}{a_2} \cdot \phi_3 + \frac{C_2 \cdot \phi_1 + d_2}{a_2} \tag{III.52}$$

$$\phi_2 = P_2 \cdot \phi_3 + Q_2 \tag{III.53}$$

avec : $P_2 = \frac{b_2}{a_2}$, $Q_2 = \frac{C_2 \cdot \phi_1 + d_2}{a_2}$

On remplace ϕ_2 par son expression dans la deuxième ligne qui donne la valeur de ϕ_3 en fonction de ϕ_4 :

$$\phi_3 = \frac{b_3}{a_3 - C_3 \cdot P_2} \cdot \phi_4 + \frac{d_3 + C_3 \cdot Q_2}{a_3 - C_3 \cdot P_2} \tag{III.54}$$

$$\phi_3 = P_3 \cdot \phi_4 + Q_3 \tag{III.55}$$

avec : $P_3 = \frac{b_3}{a_3 - C_3 \cdot P_2}$, $Q_3 = \frac{d_3 + C_3 \cdot Q_2}{a_3 - C_3 \cdot P_2}$

On continue l'opération pour toutes les autres lignes on aura la forme de récurrence des coefficients :

$$\phi_i = P_i \cdot \phi_{i+1} + Q_i$$

$$\text{avec : } P_i = \frac{b_i}{a_i - C_i \cdot P_{i-1}} \quad , \quad Q_i = \frac{d_i + C_i \cdot Q_{i-1}}{a_i - C_i \cdot P_{i-1}} \quad (\text{III.56})$$

La valeur de ϕ_{N1} étant connue d'après les conditions aux limites, une substitution inverse dans l'équation (III.56) permet de déterminer par retour en arrière les valeurs de ϕ_{N-1} , $\phi_{N-2}, \dots, \phi_2$ (ϕ_1 étant connue aux conditions aux limites).

On peut dire finalement qu'on a résolu la matrice en faisant un balayage suivant Z (ligne par ligne). Pour la résolution de la matrice en faisant un balayage suivant R (colonne par colonne), on utilisera les mêmes étapes que le balayage suivant Z, en supposant connues les valeurs de la variable ϕ sur les colonnes (i-1) et (i+1).

III.8.7. Critère de convergence

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. Elle converge lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est donc utilisé pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait.

Le critère de convergence utilisé par le code de calcul repose sur le résidu absolu normalisé de l'équation de continuité. En toute rigueur, le résidu correspond à la somme, sur toutes les mailles, de l'erreur effectuée sur l'équation discrétisée lorsque les variables déterminées par le processus sont réintégrées dans l'équation discrétisée. Par définition :

$$\text{RESOR}\phi = \sum_{i,j} |R_\phi|_{i,j}$$

$$R_\phi = \sum A_i \cdot \phi_i + b - A_P \cdot \phi_P \quad (\text{III.57})$$

$\text{RESOR}\phi$ est la somme des résidus normalisés en valeur absolue de l'équation pour ϕ associée à tous les volumes de contrôle du domaine.

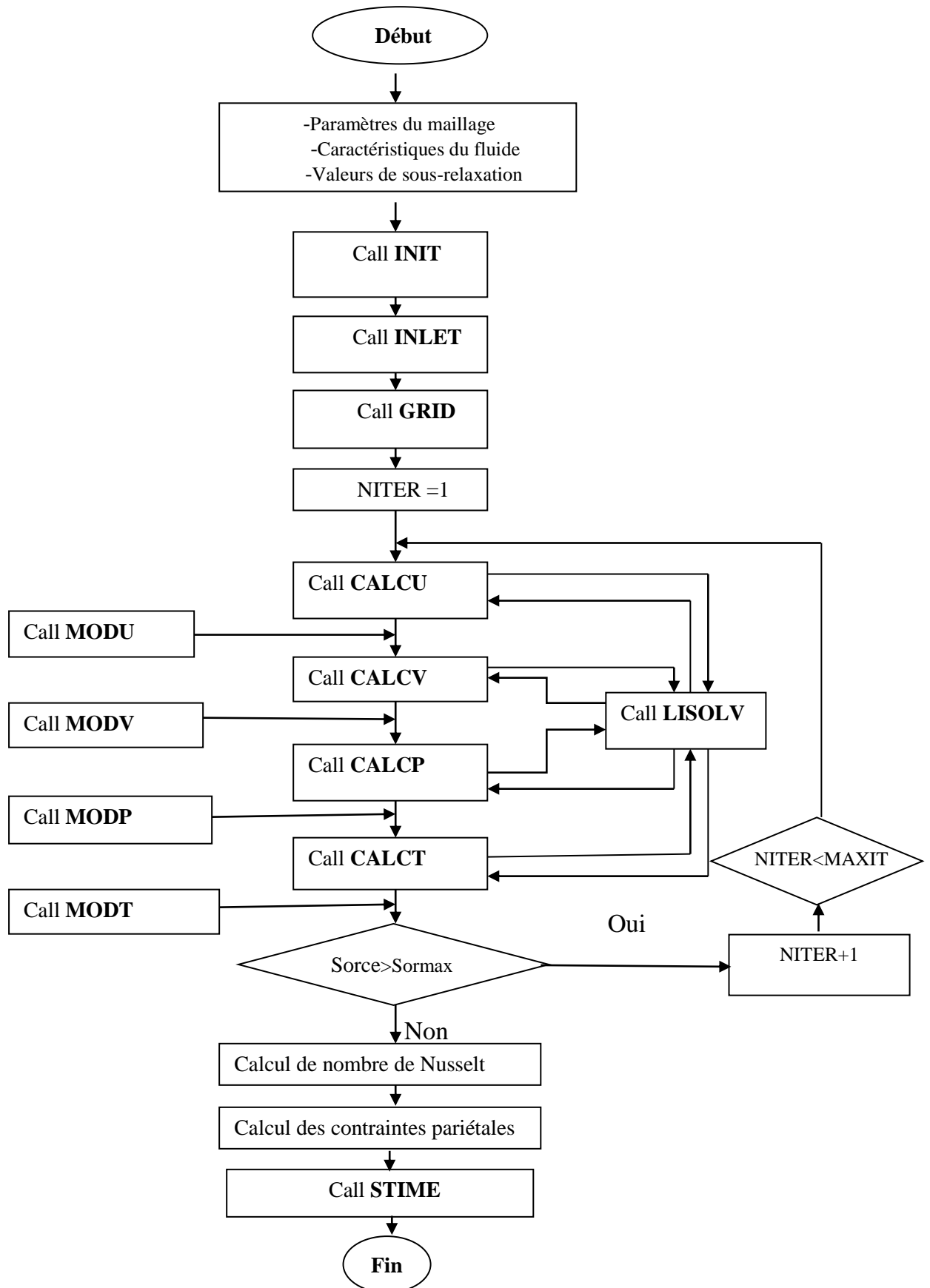
En choisissant une valeur de résidu SORMAX à ne pas dépasser, à chaque itération, dès que le résidu calculé sur l'équation discrétisée passe au-delà de la valeur fixée, le processus itératif s'arrête, considérant que les calculs ont convergé. Pour la présente étude, SORMAX est pris égal à 10^{-3} .

III.9. Structure du Code de Calcul :

Le code de calcul élaboré dans le cadre de cette étude est constitué principalement d'un programme principal écrit en langage **FORTRAN** qui fait à leur tour appel aux sous-programmes (subroutines) suivants :

- **INIT** : Initialise les coefficients de l'équation discrétisée de chaque variable, ainsi que les variables de l'écoulement.
- **INLET** : Détermine les conditions aux limites des vitesses, de la température et de la pression.
- **GRID** : Permet d'établir le maillage.
- **CALCU** : Calcul des coefficients A_i et résolution de l'équation de transport de U^* .
- **MODU** : Modification de U pour créer la zone inactive (paroi).
- **CALCV** : Calcul des coefficients A_i et résolution de l'équation de transport de V^* .
- **MODV** : Modification de V pour créer la zone inactive (paroi).
- **CALCP** : Calcul des coefficients A_i et résolution de l'équation de correction de pression P' et correction des composantes de vitesses U' et V' .
- **MODP** : Modification de P pour créer la zone inactive.
- **CALCT** : Calcul des coefficients A_i et résolution de l'équation de transport de T .
- **MODT** : Modification de la valeur de Γ_T pour résoudre l'équation de l'énergie dans la paroi
- **LISOLV** : Résolution du système d'équations algébriques associé à la variable ϕ .
- **STIME** : Impression des résultats

- L'organigramme du code de calcul:



III.10. Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté la méthodologie de résolution numérique des équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie en utilisant la méthode des volumes finis, dont le parcours passe par le maillage, l'intégration des équations sur les volumes de contrôle. Nous avons détaillé la linéarisation des termes des équations en utilisant les schémas de discrétisation.

L'algorithme SIMPLE de Patankar et Spalding (1972) a été adopté dans cette étude avec le maillage décalé. L'idée générale de cet algorithme est de corriger petit à petit la pression ainsi que les composantes de la vitesse afin que ces variables qui vérifient les équations de la quantité de mouvement vérifient également l'équation de continuité.

La sous relaxation est utilisée pour éviter la divergence du processus itératif. Elle consiste à diminuer la rapidité des changements d'une variable, d'une itération à l'autre, par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation.

La résolution des équations discrétisées est obtenue en utilisant deux balayages successifs suivant la direction radiale et axiale. Cette méthode consiste à rendre les systèmes d'équations pendiagonaux en systèmes tridiagonaux. La résolution de ces derniers s'effectue par l'algorithme de Thomas.

CHAPITRE IV

Résultats et Discussions

IV.1. Introduction

Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus, par le code de calcul élaboré pour un écoulement en convection naturelle et mixte dans une conduite inclinée et épaisse. Pour mettre en évidence l'influence du taux de chauffage, la variation de l'angle d'inclinaison du tube et la conductivité pariétale sur la structure de l'écoulement d'une part, et pour mieux analyser les champs thermiques et hydrodynamiques d'autre part. Nous avons fait varier l'angle d'inclinaison de 0° à 60° et le taux de chauffage pariétal imposé, afin que le nombre de Grashof puisse prendre les valeurs suivantes : 5×10^4 , 5×10^6 et 5×10^7 . Pour rappel, la convection mixte est la combinaison simultanée des deux modes de convection : forcée et naturelle. On caractérise la convection par le nombre de Richardson (Ri) qui est le rapport du nombre de Grashof au carré du nombre de Reynolds. Donc pour une valeur fixe du nombre de Reynolds $Re = 200$, et pour les trois valeurs du nombre de Grashof étudiés, les différents types de convection associés aux nombres de Richardson calculés sont représentés dans le tableau IV.1.

Tableau IV.1: Types de convection étudiés en fonction du nombre de Richardson

Gr	5×10^4	5×10^6	5×10^7
$Ri = \frac{Gr}{Re^2}$	1.25	125	1250
Type de convection	Convection mixte	Convection naturelle	Convection naturelle

Pour représenter l'effet de la conductivité pariétale, on a pris trois valeurs du rapport du conductivité K ($K = k_p / k_f$) : $K = 3600$ (pour le Fer), $K = 11500$ (pour l'Aluminium) et $K = 19000$ (pour le Cuivre). Nous avons fixé la température ambiante à 20°C . Le fluide véhiculé est l'air. Vu le faible gradient de la température, les propriétés physiques de l'air sont évaluées à une température égale à 20°C . Leurs valeurs sont données dans le tableau IV.2 sont tirées des tables par interpolation linéaire.

Tableau IV.2: Caractéristiques physiques de l'air à 20°C

Pr	ν [m ² /s]	a [m ² /s]	k [W/m.K]	C_p [J/Kg.K]	ρ [Kg/m ³]
0.71	1.65×10^{-5}	2.38×10^{-5}	0.02	1006.228	1.15676

IV.2. Champs et Contours des Vitesses et les Lignes de Courant

Les figures IV.1 et IV.2 représentent respectivement les profils, les champs et les contours de la vitesse adimensionnelle et les lignes de courant pour les différentes valeurs de Grashof. Pour voir l'évolution de la vitesse axiale le long de la conduite, nous avons choisi de représenter le profil de cette vitesse à l'entrée, au milieu et à la sortie de celle-ci. D'après ces figures, on remarque que les vitesses ont un profil parabolique classique de l'écoulement laminaire. Nous constatons également une accélération du fluide près de l'axe de symétrie due à la dominance des poussées d'Archimède et un ralentissement de la vitesse près de la paroi pour satisfaire la condition de non glissement de la paroi et pour assurer une conservation du débit global. On peut noter aussi que, la vitesse à l'entrée de la conduite est parabolique, elle satisfait la condition d'entrée imposée puis, elle augmente au fur et à mesure qu'on avance le long de la conduite pour atteindre une valeur maximale dans la zone d'établissement de l'écoulement. L'échauffement du fluide traduit par l'augmentation du nombre de Grashof et l'inclinaison du tube α n'ont aucun effet sur le profil de la vitesse.

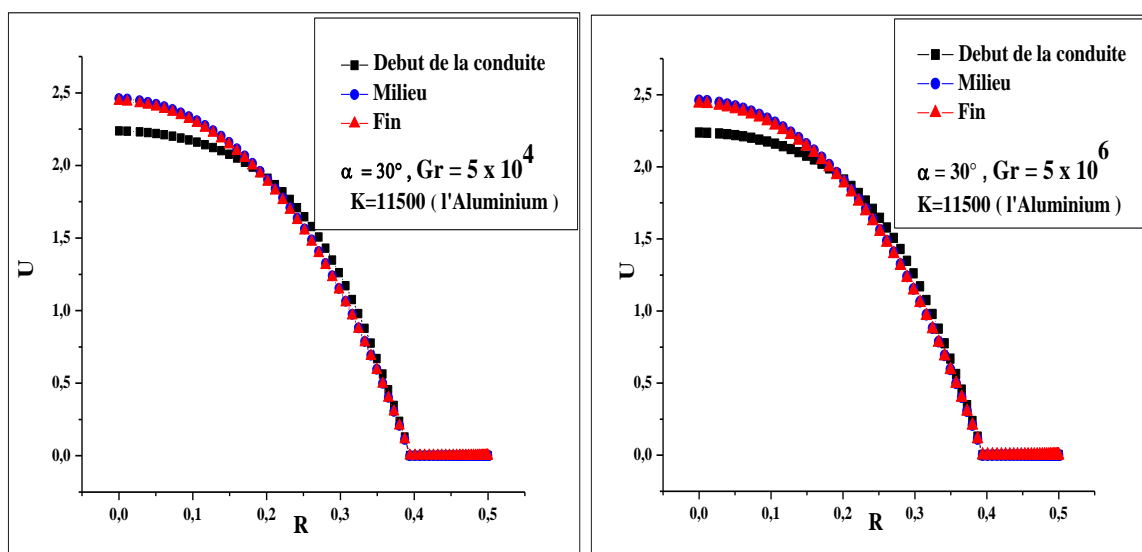


Figure IV.1 : Le profil de vitesse pour les différentes sections de la conduite

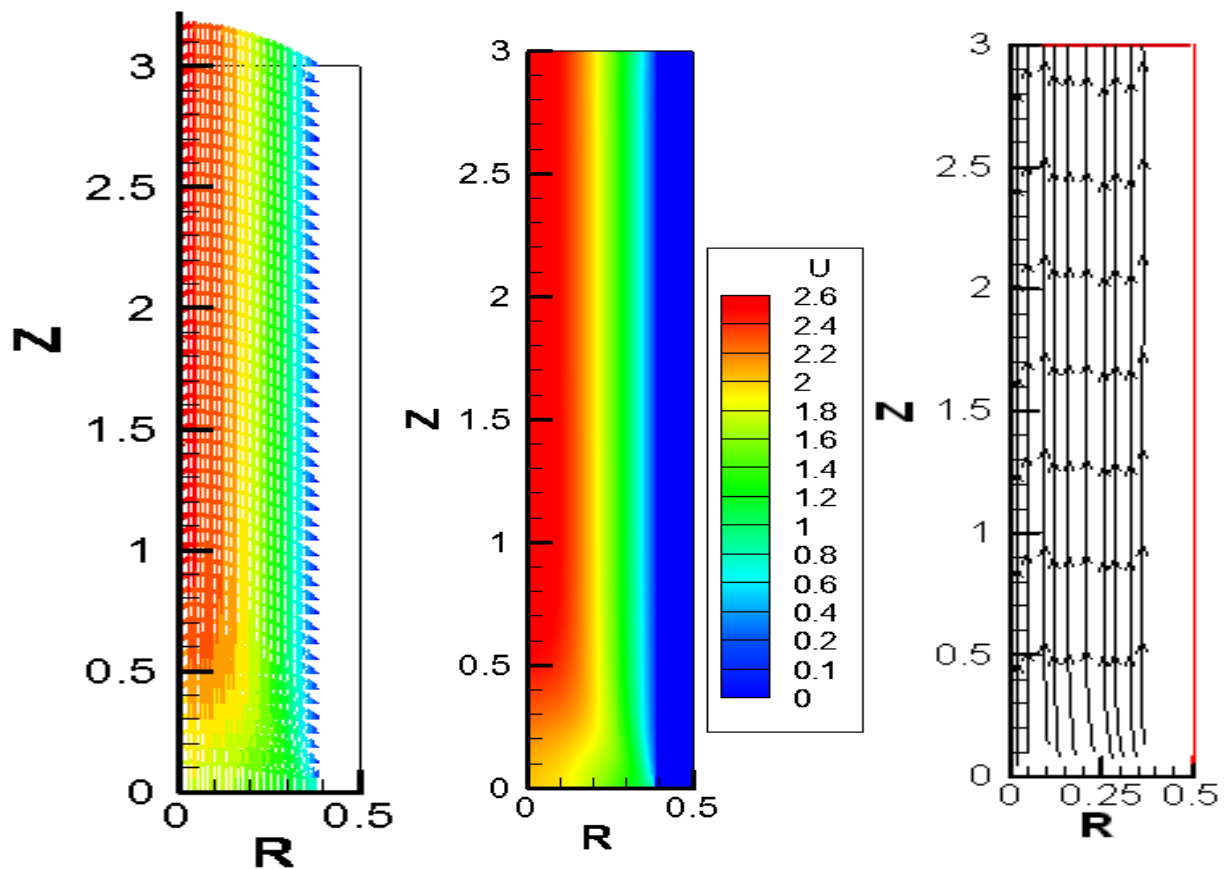


Figure IV.2 : Les champs et les contours de vitesses et les lignes de courant pour

$$Gr=5 \times 10^6, \alpha=30^\circ \text{ et } K=11500.$$

IV.3. Les Champs de Pression

L'influence de la variation du nombre de Grashof sur les champs de pression est mentionnée dans la figure IV.3. D'après cette figure, on constate que la pression diminue progressivement au fur et à mesure qu'on avance le long de la conduite jusqu'à atteindre une valeur minimale ($P=0$) (satisfaction de la condition de sortie). Nous remarquons aussi que les valeurs de la pression diminuent quand le nombre de Grashof augmente. L'inclinaison de la conduite n'a aucun effet sur les champs de pression.

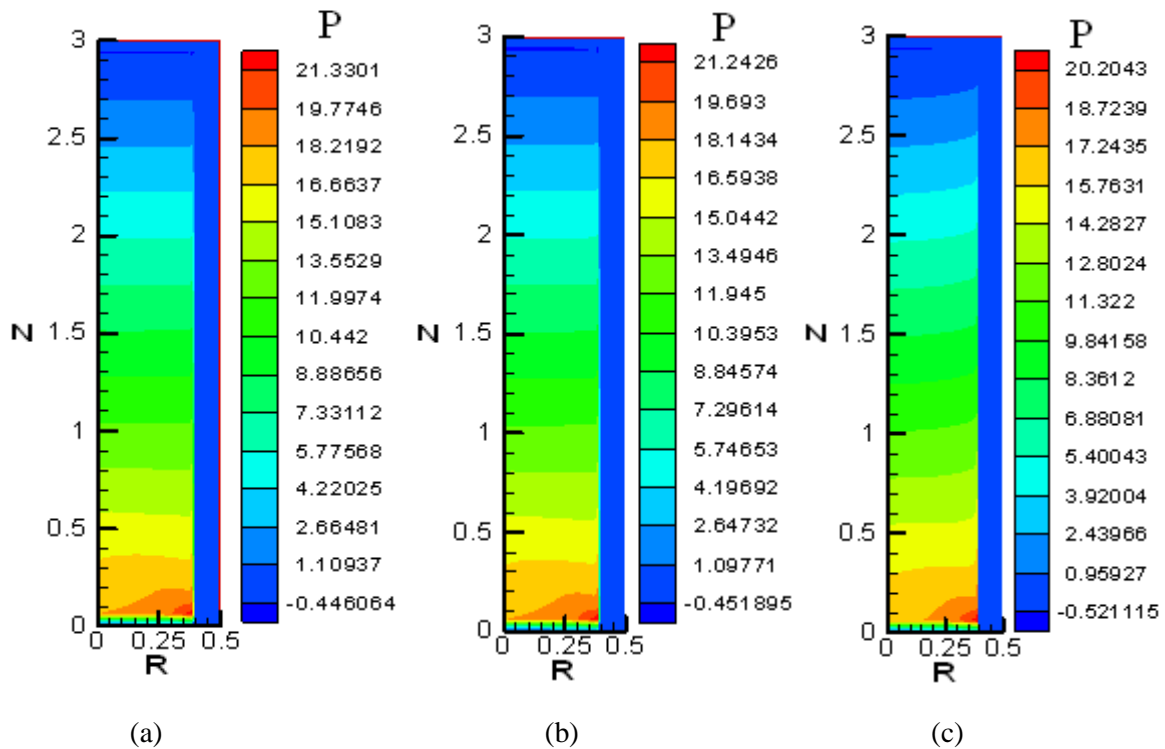


Figure IV.3 : Les champs de pression pour les valeurs du nombre de Grashof,

(a) $Gr=5 \times 10^4$ (b) $Gr=5 \times 10^6$ (c) $Gr=5 \times 10^7$, $\alpha=30^\circ$, $K=11500$.

IV.4. Les Champs de Température

La figure IV.4 représente les champs de la température adimensionnelle pour les différentes valeurs du nombre de Grashof et pour un angle d'inclinaison $\alpha=30^\circ$ et un rapport de conductivité $K=11500$. D'après cette figure, on constate que pour les trois valeurs de Gr la température prend sa valeur la plus élevée près de la paroi et elle diminue progressivement jusqu'à ce qu'elle atteigne sa valeur la plus faible au niveau de l'axe de la conduite.

Nous remarquons aussi que pour les valeurs de $Gr \leq 5 \times 10^6$ la température tend à devenir presque homogène à la sortie de la conduite, la transmission de la chaleur par conduction à partir de la paroi de la conduite domine celle par convection à partir de l'entrée. Par contre pour des valeurs de $Gr > 5 \times 10^6$, on constate que l'écart entre les valeurs de température près de la paroi et celles près de l'axe augmente au fur et à mesure que le nombre de Grashof augmente à cause de la dominance du transfert de chaleur par convection par rapport à celui par conduction.

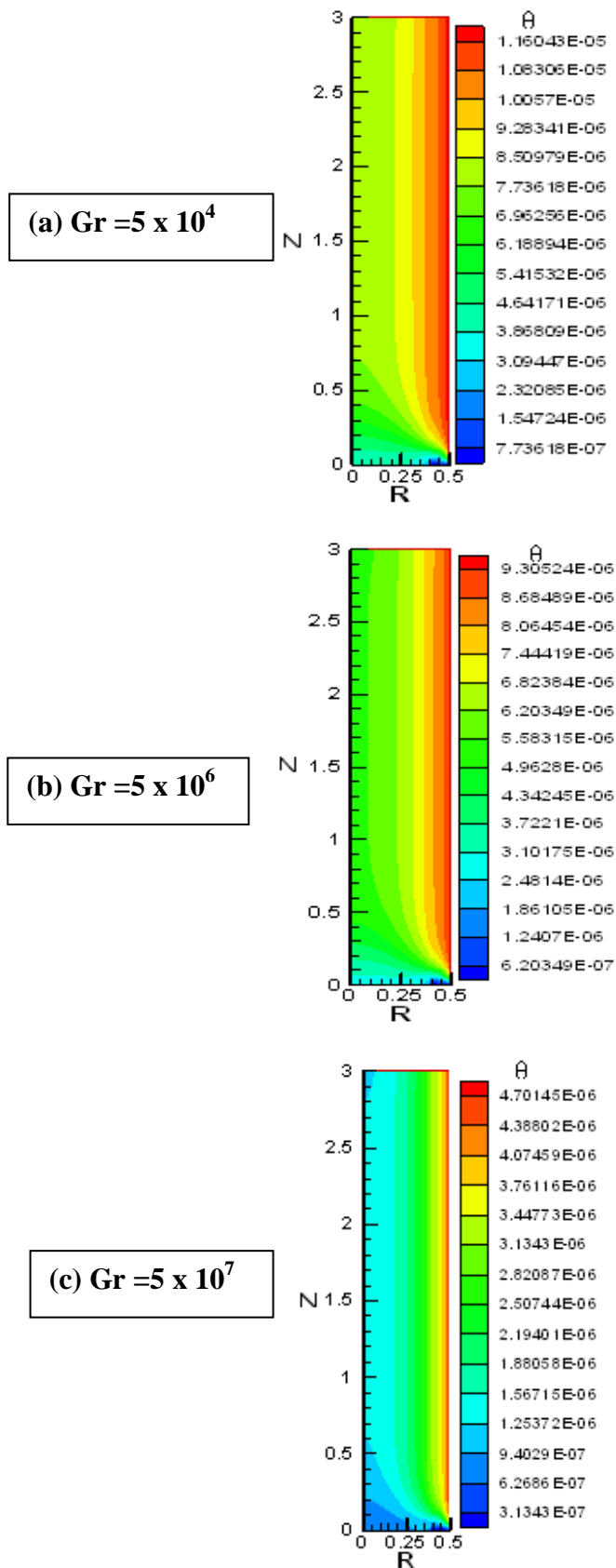
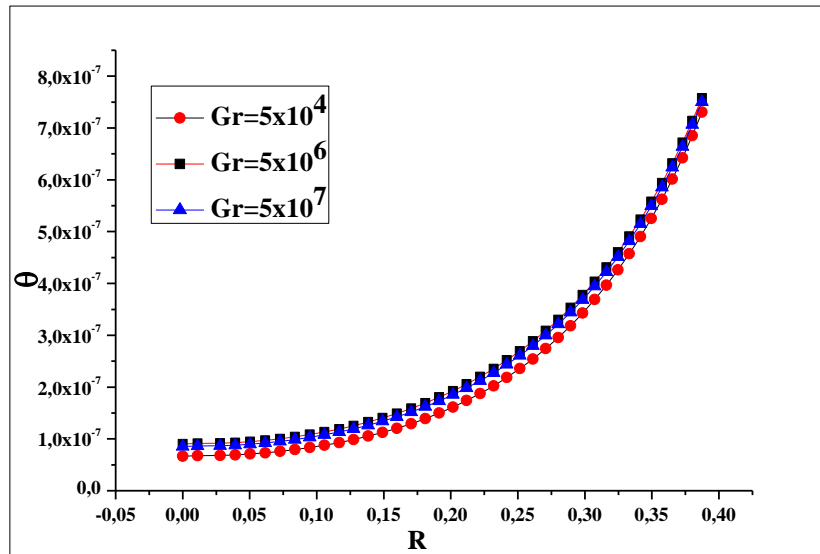


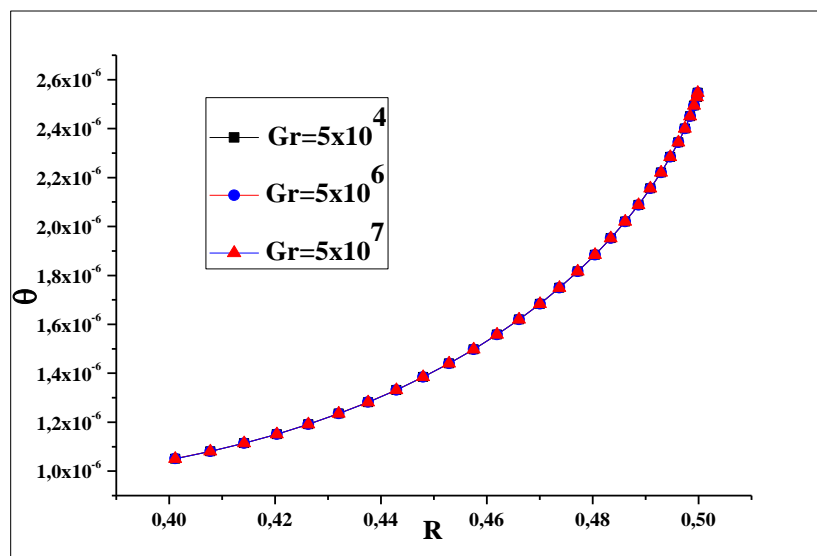
Figure IV.4 : Les champs de température adimensionnelle pour les trois valeurs du nombre de Grashof , $\alpha=30^\circ$, $K=11500$

Les profils de la température radiale dans le fluide et dans la paroi solide de la conduite pour les différentes valeurs de Gr , α et K sont présentés respectivement sur les figures (IV.5), (IV.6) et (IV.7). Ces figures montrent que l'augmentation du taux de chauffage traduit par l'augmentation du nombre de Grashof et l'accroissement de l'angle d'inclinaison de 0° à 60° provoquent une faible élévation de la température de l'air, par contre ces deux paramètres n'ont aucune influence sur le profil de température dans la paroi solide (des courbes confondues), seul le rapport de la conductivité de la paroi ($K=k_p/k_f$) a un effet important sur l'évolution de la température dans la paroi solide et dans le fluide.

La Figure IV.7 représente la variation de la température adimensionnelle dans le fluide pour $0 \leq R \leq 0,4$ et dans le solide pour $0,4 \leq R \leq 0,5$. D'après cette figure, nous avons constaté que l'écart de température entre le maximum et le minimum est plus important pour la conduite faite avec un matériau présentant la plus faible conductivité thermique ($K=3600$ pour le Fer). Par contre les parois qui ont des conductivités thermiques élevées ; le cas de l'Aluminium ($K=11500$) et le cuivre ($K=19000$), le gradient radial de la température dans la paroi est presque négligeable. Cela s'explique par le fait que le flux de chaleur appliqué sur la surface extérieure est véhiculé rapidement par conduction dans la paroi (bonne conductrice de chaleur) jusqu'à l'interface solide-fluide où il est freiné par le fluide (moins bon conducteur). Ceci entraîne une accumulation de chaleur dans le matériau et la température a tendance à s'uniformiser .

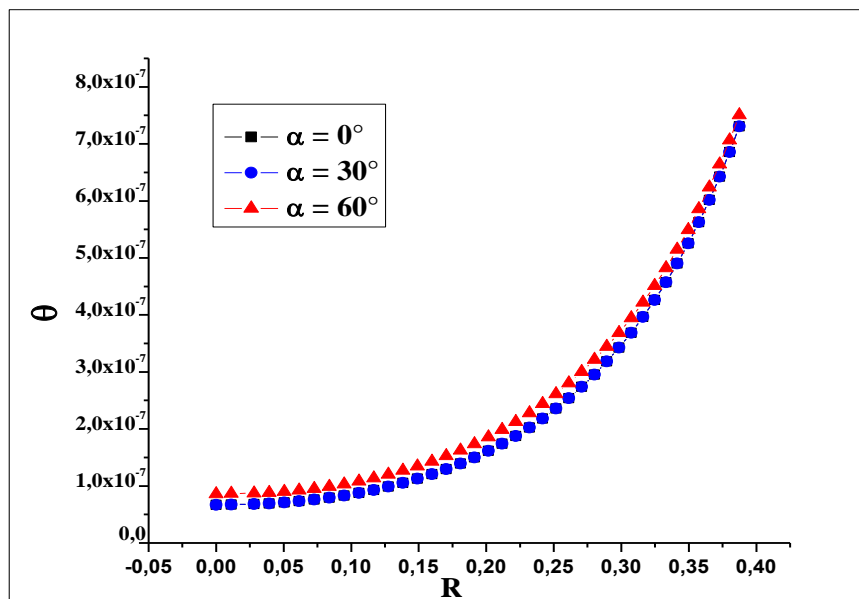


(a) Dans le fluide

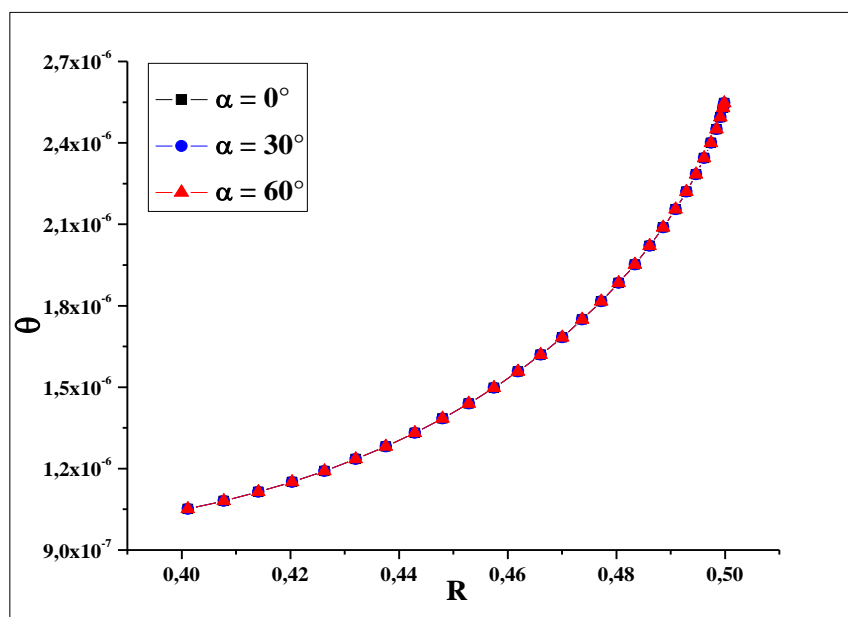


(b) Dans la paroi solide

Figure IV.5 : Profils de température pour les trois valeurs du nombre de Grashof, $\alpha=30^\circ$, $K=11500$.

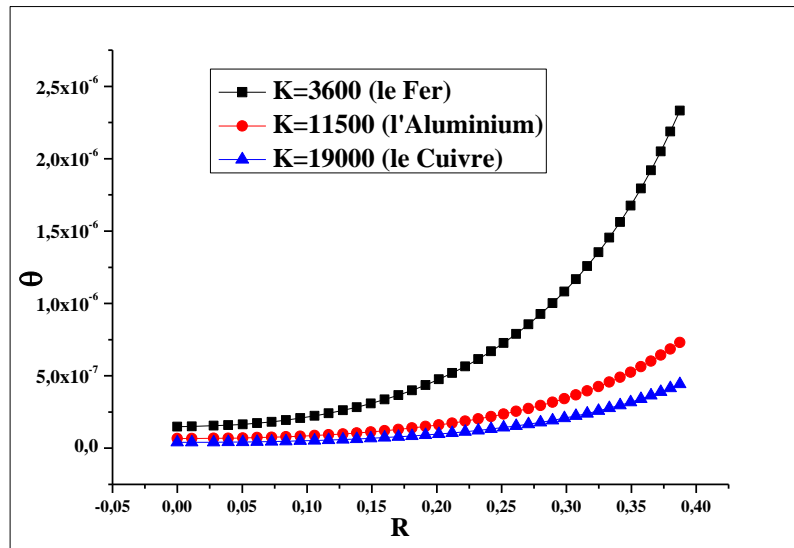


(a) Dans le fluide

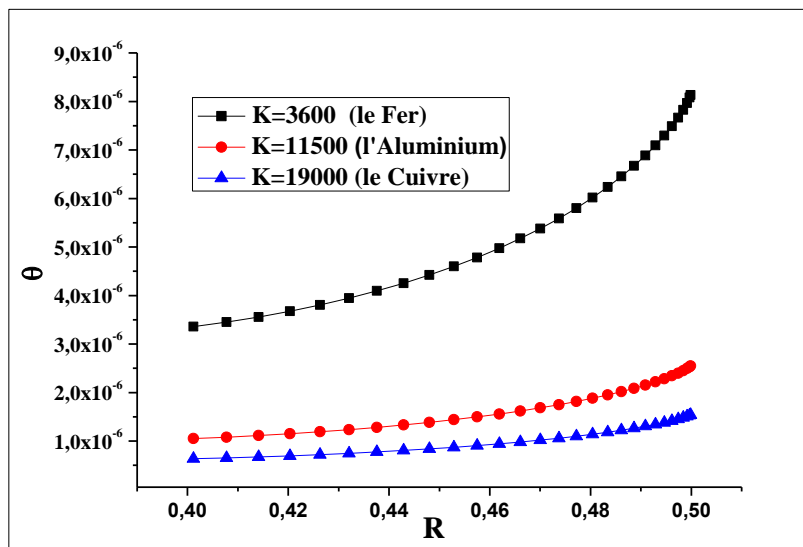


(b) Dans la paroi solide

Figure IV.6 : Profils de température pour les différentes valeurs de l'angle α , $Gr=5 \times 10^6$, $K=11500$



(a) Dans le fluide



(b) Dans la paroi solide

Figure IV.7 : Profils de température pour les différentes valeurs de la conductivité K , $\alpha=30^\circ$, $Gr= 5 \times 10^6$.

IV.5. Evolution Axiale du Nombre Nusselt

IV.5.1. Influence de la variation du nombre de Grashof sur le nombre de Nusselt

L'évolution axiale du nombre de Nusselt pour différents nombres de Grashof est représentée sur la figure IV.8. Il est bien clair que, près de l'entrée de la conduite, le flux de chaleur transmis au fluide par le bas est plus important. Les trois courbes sont confondues et prennent des valeurs importantes, le nombre de Nusselt a essentiellement la même valeur que celui d'un écoulement forcé pur, ce qui signifie que les effets de la convection naturelle dans cette région sont négligeables. La décroissance rapide du nombre de Nusselt s'explique par l'augmentation rapide de l'écart de température entre la paroi et le fluide. Pour des positions axiales, relativement loin de l'entrée, à partir de $Z=0.30$, quand le chauffage augmente, les effets de la convection naturelle sont plus importants et la courbe du nombre de Nusselt correspondant à $Gr=5 \times 10^7$ se détache de celles correspondant à $Gr=5 \times 10^4$ et $Gr=5 \times 10^6$ pour prendre des valeurs nettement supérieures ce qui indique la présence des mouvements secondaires induits par la convection naturelle. Très loin, les courbes présentent pratiquement des valeurs constantes du nombre de Nusselt correspondant à un écoulement complètement développé.

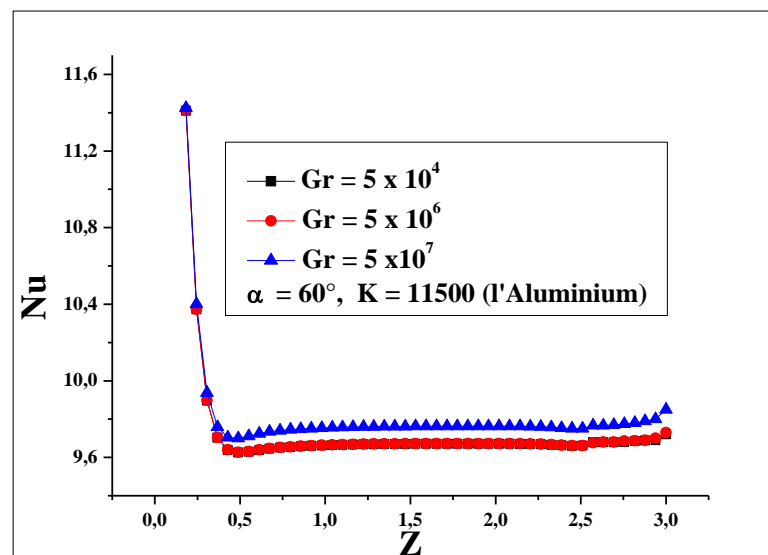


Figure IV.8 : Evolution axiale du nombre de Nusselt le long de la conduite pour les différentes valeurs de Gr .

V.5.2. Influence de la variation de l'angle d'inclinaison sur le nombre de Nusselt

Afin de bien cerner l'impact de l'inclinaison du tube sur le transfert de chaleur, nous avons tracé, sur la figure IV.9 l'évolution axiale du nombre de Nusselt, pour un nombre de Grashof $Gr=5 \times 10^7$ et pour des angles d'inclinaison $\alpha=0^\circ$, 30° et 60° .

En comparant les courbes de Nu pour les trois angles, on distingue deux zones : la première zone se caractérise par un transfert de chaleur meilleur pour tous les angles d'inclinaison. Dans la deuxième zone, l'inclinaison 60° , donne un transfert de chaleur relativement important expliqué par le détachement de la couche limite jusqu'à la sortie de la conduite.

Par contre les deux autres inclinaisons enregistrent des valeurs nettement inférieures. Donc, on peut conclure que l'augmentation de l'angle d'inclinaison conduit à une augmentation dans les valeurs du nombre de Nusselt, et l'angle $\alpha=60^\circ$ est considéré comme un angle optimum qui donne un nombre de Nusselt maximal et assure un transfert de chaleur meilleur.

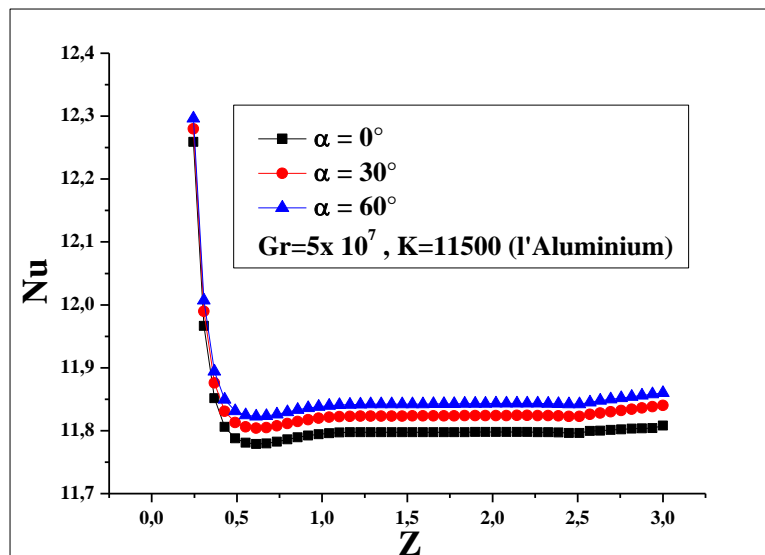


Figure IV.9 : Evolution axiale du nombre de Nusselt le long de la conduite pour les différentes valeurs de α

IV.5.3. Influence de la variation de la conductivité de la paroi sur le nombre de Nusselt

La figure IV.10 représente l'évolution axiale du nombre de Nusselt pour les différents matériaux de la paroi. D'après cette figure, on distingue deux zones d'évolution : dans la première zone, les trois courbes sont confondues et prennent des valeurs maximales ce qui donne une meilleure convection dans cette zone.

Dans la deuxième zone, à partir de $Z= 0.30$ on constate un détachement de la courbe correspondant à la valeur $K = 3600$ (du Fer) en prenant des valeurs supérieures. Cette courbe est suivie par celle qui correspond à $K=11500$ (de l'Aluminium) puis par celle de $K=19000$ (du Cuivre).

Le nombre de Nusselt est le rapport du transfert convectif sur le transfert conductif, l'utilisation d'un matériau de faible conductivité thermique dans notre cas le Fer ($K=3600$) donne un écart de température important entre l'axe et la paroi ce qui augmente la température du mélange, et par conséquent, obtenir un faible flux conductif et un grand nombre de Nusselt. Donc on peut conclure que la convection est meilleure dans les tubes à parois de faible conductivité thermique (le Fer dans notre cas).

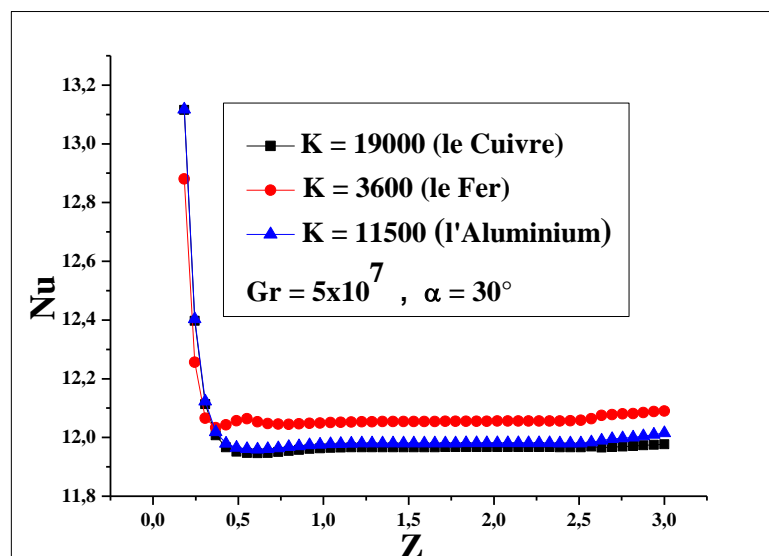


Figure IV.10 : Evolution axiale du nombre de Nusselt le long de la conduite pour les différentes valeurs de K

IV.6. La Variation de la Contrainte Pariétale :

Les figures (IV.11), (IV.12) et (IV.13) représentent les évolutions axiales de la contrainte pariétale pour différentes valeurs de Grashof, angles d'inclinaison et différentes conductivités pariétales.

On constate que les courbes représentent une augmentation très rapide au voisinage immédiat de l'entrée de la conduite, elles sont confondues dans cette région, pareillement que les courbes du nombre de Nusselt puis se détachent à cause de l'effet de la convection naturelle avant d'atteindre une valeur asymptotique, cette position correspond au maximum de l'intensité que peuvent atteindre les mouvements secondaires dus à la convection naturelle.

L'augmentation du taux de chauffage (augmentation de Gr) entraîne une augmentation de la contrainte pariétale. Par contre, on constate que l'effet de l'angle d'inclinaison (Figure IV.12) et la conductivité du matériau (Figure IV.13) est presque négligeable (courbes confondues).

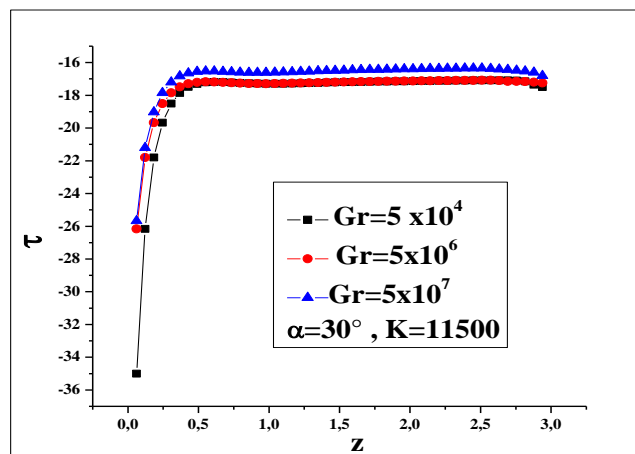


Figure IV.11 : Evolution axiale de la contrainte pariétale le long de la conduite pour les différentes valeurs du nombre de Grashof

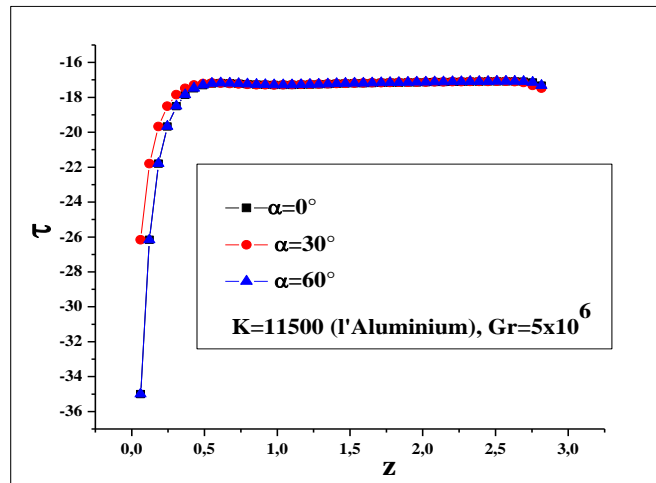


Figure IV.12 : Evolution axiale de la contrainte pariétale le long de la conduite pour les différentes valeurs de l'angle α .

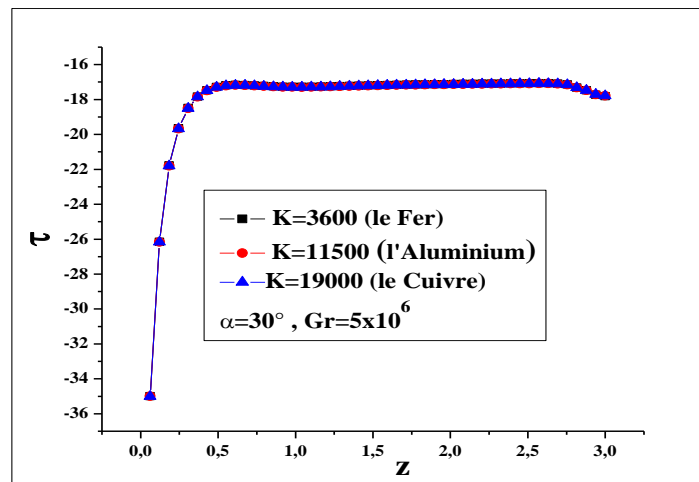


Figure IV.13 : Evolution axiale de la contrainte pariétale le long de la conduite pour les différentes valeurs du rapport de conductivité K

IV.7. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de la simulation numérique de la convection naturelle et mixte dans un tube incliné et épais pour un nombre de Grashof égale à 5×10^4 , 5×10^6 et 5×10^7 et pour un angle d'inclinaison égale à 0° , 30° et 60° . Pour le matériau de la paroi de la conduite, on a choisi le Cuivre ($K=k_p/k_f=19000$), le Fer ($K=3600$) et l'Aluminium ($K=11500$).

Nous avons constaté que l'augmentation du nombre de Grashof, entraîne une amélioration apparente du transfert de chaleur traduit par l'accroissement du nombre de Nusselt.

Pour l'influence de l'inclinaison du tube sur le transfert de chaleur, nous avons trouvé que l'augmentation de l'angle d'inclinaison conduit à une augmentation dans les valeurs du nombre de Nusselt, et l'angle $\alpha=60^\circ$ est considéré comme un angle optimum qui donne un nombre de Nusselt maximal et assure un transfert de chaleur meilleur.

L'utilisation d'un matériau de faible conductivité thermique dans notre cas le Fer ($K=3600$) donne un faible flux conductif et par conséquent un nombre de Nusselt important.

Partie B

Simulation Numérique de la Convection Mixte dans un Dissipateur de Chaleur à Ailettes Elliptiques.

Chapitre I : Revue Bibliographique.

Chapitre II : Formulation Mathématique.

Chapitre III : Procédures de Simulation Numérique.

Chapitre IV : Résultats et Discussions.

CHAPITRE I

Revue Bibliographique

I.1. Introduction

L'amélioration des surfaces d'échange thermique s'est développée au cours des années, est devenue l'objectif principal de l'industrie des échangeurs de chaleur. Les surfaces étendues ou les ailettes sont des exemples des méthodes passives qui sont fréquemment utilisées pour améliorer le transfert de chaleur dans les dispositifs d'échange thermique entre une surface primaire et un fluide ambiant. Par conséquent, différents types d'ailettes: rectangulaires, carrées, circulaires et elliptiques sont couramment utilisés pour améliorer le refroidissement par convection naturelle, forcée ou mixte. L'utilisation des ailettes perforées est considérée comme l'une des méthodes les plus utiles pour l'optimisation du transfert de chaleur. En utilisant des ailettes perforées, la surface d'échange thermique des ailettes augmente et son poids se réduit, les deux buts d'optimisation des ailettes peuvent être atteints simultanément.

Dans ce chapitre, Nous présentons une revue bibliographique détaillée sur des travaux antérieurs se rapportant aux cas des dissipateurs de chaleur à ailettes pleines et creuses/ perforées, soumis à la convection naturelle, forcée ou mixte.

I.2. Cas des Ailettes Pleines

Les problèmes de dissipation thermique revêtent une grande importance dans l'emboîtement des circuits intégrés. Ne pas les considérer et ne pas les maîtriser revient à fabriquer des modules n'offrant pas toutes les garanties de fonctionnement et de fiabilité. Une mauvaise ou insuffisante évacuation de la chaleur a des effets néfastes sur le bon fonctionnement du circuit et sur sa durée de vie.

Dans cette même perspective, nombreux sont les travaux effectués par les chercheurs et les scientifiques concernant la convection sous ses trois formes, qu'ils soient des travaux numériques ou expérimentaux. **Sparrow et al. (1980) [33]** ont été parmi les premiers à

étudier expérimentalement les performances thermiques des ailettes cylindriques et l'effet des arrangements aligné et décalé des ailettes sur la dissipation thermique et la chute de pression. Ils ont constaté que les coefficients de transfert de chaleur et de pression pour l'arrangement décalé sont plus élevés que ceux de l'arrangement aligné.

Sparrow and Larson (1982) [34] ont effectué une étude expérimentale pour déterminer le coefficient de transfert de chaleur dans des rangées d'ailettes exposées à un écoulement d'air.

Ils ont trouvé que les ailettes proches de l'entrée ont des coefficients de transfert de chaleur plus élevés que celles situées à l'intérieur de l'arrangement. Le nombre de Nusselt pour les ailettes adjacentes aux bords est pratiquement indépendant des rapports hauteur/diamètre H/D et espace entre ailettes/diamètre S/D , quand il est mis en corrélation avec un nombre de Reynolds basé sur la vitesse d'écoulement transversale. Pour les ailettes de l'intérieur, un nombre de Reynolds basé sur une vitesse d'écoulement longitudinale est utilisé pour établir une formule qui fait intervenir H/D et S/D . La chute de pression à travers l'arrangement est présentée sous la forme adimensionnelle à partir d'une vitesse particulière qui donne une chute de pression universelle valable pour toutes les conditions expérimentales.

Naik et al. (1986) [35] ont étudié le refroidissement par convection stationnaire forcée et libre des ailettes rectangulaires verticales, séparées de manière uniforme et dirigées verticalement vers le haut et fixées sur à une base horizontale isotherme de 250mm x190mm. Pour chaque combinaison spécifiée des arêtes des ailettes, ils ont déduit le débit d'air horizontal forcé, la température de la base des ailettes et l'espacement optimal des ailettes qui correspondent au taux maximum du transfert de chaleur. Les distributions de la température sur les surfaces ont été également trouvées pour une température de la base d'ailette supérieure de 40 °C, 60 °C et 80 °C à celle du milieu ambiant. Des gradients importants de température produits près des droites principales et des extrémités des ailettes dans le cas de la convection forcée, alors que des distributions isothermes étaient plus présentes dans les conditions de convection libre.

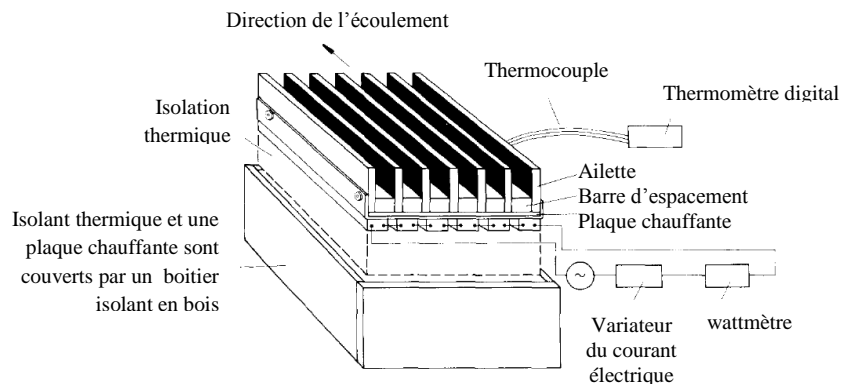


Figure I.1 : Montage expérimental d'un ensemble d'ailettes verticales sur une base horizontale [35].

Ledezma and bejan (1996) [36] ont effectué une étude expérimentale et numérique de la convection naturelle et forcée de l'air utilisé pour refroidir les plaques planes d'un dissipateur de chaleur. Ils ont étudié deux effets: (1) l'orientation des plaques planes par rapport au champ gravitationnel de la convection naturelle et par rapport à un écoulement libre de la convection forcée. (2) l'inclinaison des sommets des plaques par rapport au sens d'écoulement. Ils ont montré que la conductance thermique globale du dissipateur de chaleur augmente lorsque les sommets des plaques sont inclinés de sorte qu'ils font face à l'écoulement de l'air. L'effet de l'inclinaison augmente avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement.

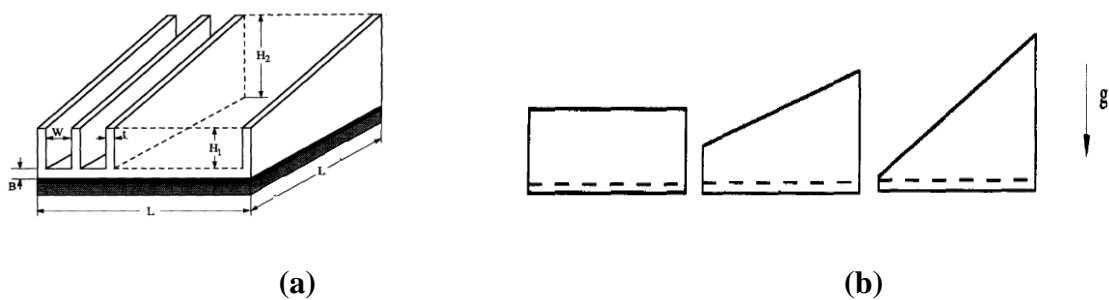


Figure I.2 : (a) Dissipateur de chaleur à plaques planes, (b) Différentes formes des plaques planes [36].

Tahat et al. (2000)[37] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur stationnaire dans des rangées d'ailettes cylindriques en arrangement aligné et décalé et perpendiculaires à l'écoulement moyen de l'air. Pour les conditions appliquées, les

espacements optimaux des ailettes dans la direction de l'écoulement ont été déterminés. La dépendance du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds et l'espacement entre les ailettes (dans les deux directions) a été déduite.

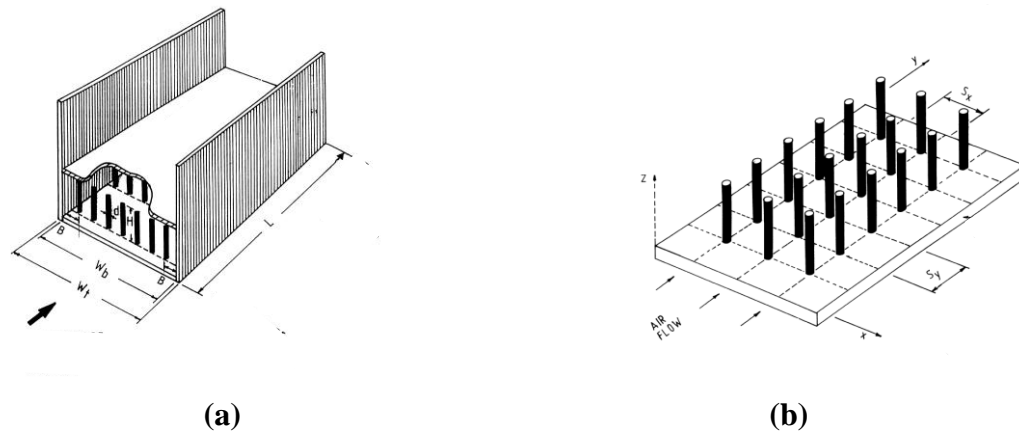


Figure I.3 : Représentation schématique : (a) d'un ensemble d'ailettes dans un canal, (b) des rangées d'ailettes alignées [37].

Yu and Joshi (2002) [38] ont étudié le transfert de chaleur par conduction combinée à la convection naturelle et au rayonnement dans les ailettes d'un dissipateur de chaleur. Ce dernier est fixé à un composant électronique et monté dans une enceinte rectangulaire. Les effets du rayonnement, la densité des ailettes et l'ouverture de l'enceinte ont été évalués. Ils ont trouvé que le rayonnement thermique représente plus de 40% du transfert thermique global. Sa contribution devient plus significative pour une faible puissance. Ils ont constaté aussi que les murs de l'enceinte réduisent le transfert de chaleur global par rapport à un dissipateur de chaleur qui se trouve dans un espace libre.

Les expériences ont montré également que l'ouverture et l'orientation de l'enceinte ont un effet important sur les performances thermiques des ailettes. La présence d'une ouverture réduit la résistance thermique dans les enceintes horizontales. Les enceintes verticales produisent une résistance thermique plus faible que celle des enceintes horizontales. Des expériences ont été également réalisées sur une enceinte chauffée horizontalement pour étudier l'effet de l'orientation du dissipateur de chaleur sur le refroidissement par convection naturelle d'une source de chaleur. Les résultats expérimentaux montrent que l'amélioration du transfert de chaleur en utilisant les ailettes du dissipateur de chaleur était significative pour différentes orientations horizontale et verticale de l'enceinte chauffée.

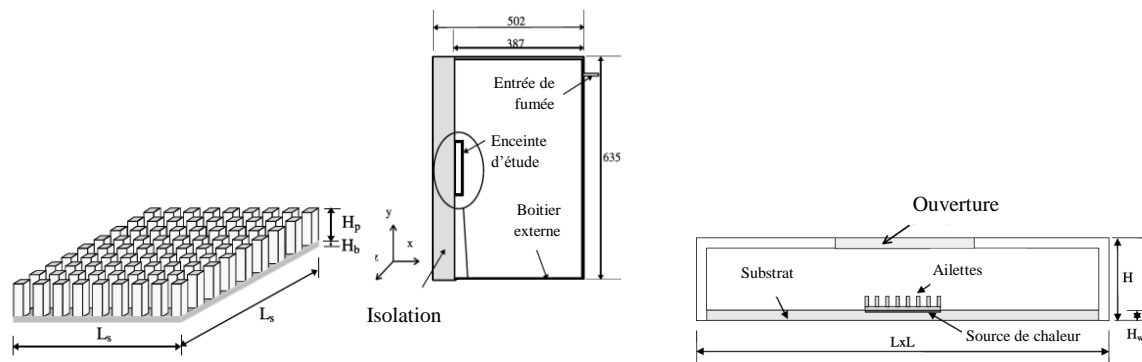


Figure I.4 : Les géométries des enceintes avec les rangées d'ailettes
(Toutes les dimensions sont en mm) [38].

L'amélioration du transfert de chaleur en utilisant des ailettes carrées fixées en arrangement décalé dans la surface plane d'un canal rectangulaire a été étudiée expérimentalement par **Sara (2003)** [39]. Leurs résultats expérimentaux ont montré que l'utilisation des ailettes de section carrée peut conduire à une amélioration importante du transfert de chaleur. Pour une performance thermique supérieure des ailettes, des faibles valeurs de rapport d'aspect de distance inter-ailettes (S_x/D) et de nombre de Reynolds devraient être choisis. Les résultats des ailettes en arrangement décalé ont été également comparés avec ceux de l'arrangement aligné.

Yu et al. (2005) [40], **Yang and Peng (2009)** [41] et **Yuan et al. ((2012)** [42] ont conçu un nouveau type de dissipateur de chaleur (PPFHS), qui est construit sur la base d'un dissipateur de chaleur à plaques planes (PFHS) et quelques ailettes cylindriques insérées entre ces plaques. Des investigations numériques et expérimentales ont été effectuées pour comparer les performances thermiques de ces deux types de dissipateurs de chaleur. Les résultats de simulation montrent que la résistance thermique d'un PPFHS était d'environ 30% inférieure à celle d'un PFHS dans des conditions de vitesse de l'air identiques.

Un autre avantage évident de PPFHS est que, les utilisateurs peuvent obtenir diverses formes de PPFHS à partir d'un PFHS existant, grâce à l'implantation des ailettes cylindriques avec différents nombres et paramètres géométriques, pour obtenir divers PPFHS avec des performances de refroidissement selon leurs besoins particuliers.

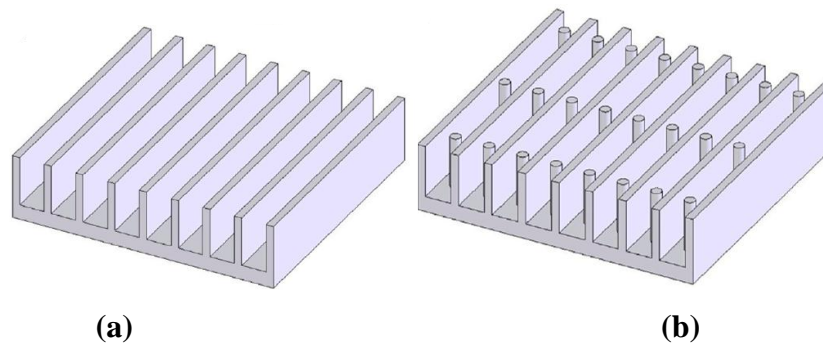


Figure I. 5 : Schémas (a) d'un dissipateur à plaques planes, (b) d'un dissipateur à plaques planes avec des ailettes cylindriques [40,41,42].

Kobus and Oshio (2005) [43,44] ont réalisé une étude théorique et expérimentale sur les performances thermiques des ailettes de forme cylindrique en arrangement décalé. Un modèle théorique a été formulé qui a la capacité de prédire l'influence de différents paramètres y compris l'émissivité du dissipateur de chaleur, la température de l'air ambiant, la température de la surface chaude et le facteur de forme du rayonnement sur la résistance effective du dissipateur de chaleur. Un autre modèle théorique a été développé et validé par des données expérimentales, qui a la capacité de prédire l'influence du rayonnement sur la performance thermique des ailettes, par l'introduction du coefficient de transfert de chaleur par rayonnement ajouté au coefficient de transfert convectif.

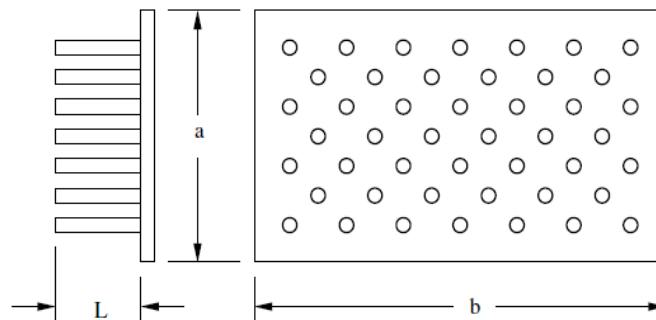


Figure I.6 : Vue de face et de côté des ailettes du dissipateur de chaleur en arrangement décalé [43,44].

Li et al. (2005) [45] ont étudié en utilisant la technique de thermographie infrarouge les performances thermiques du refroidissement par impact de jet d'un dissipateur de chaleur à plaques planes et à ailettes carrées. L'effet du nombre Reynolds, la largeur et la hauteur des ailettes sur la résistance thermique a été examiné. Leurs résultats montrent que la résistance thermique diminue progressivement avec l'augmentation du nombre de

Reynolds. Ils ont noté aussi que l'augmentation de la hauteur et la largeur des ailettes croît la surface totale en contact avec le fluide, ce qui améliore la convection thermique. Mais, lorsque la hauteur dépasse une certaine valeur critique, la capacité de pénétration des jets impactant peut être diminuée. Ce problème est surmonté en augmentant le nombre de Reynolds du jet.

Avec la contrainte de dimensions fixe de la base du dissipateur de chaleur, ils ont constaté que, l'augmentation de la largeur des ailettes implique une diminution de la distance de passage entre ailettes, ce qui augmente par conséquent la résistance de l'écoulement. Cependant, l'augmentation de la largeur des ailettes combinée à un nombre de Reynolds approprié peut améliorer les performances thermiques du dissipateur de chaleur.

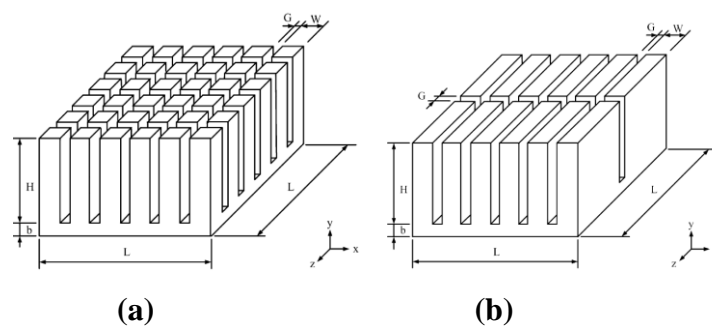


Figure I.7 : Esquisse d'un dissipateur de chaleur à (a) ailettes carrées, (b) plaques planes [45].

Yakut et al. (2006) [46] ont étudié en utilisant la méthode expérimentale de conception Taguchi, les effets de la hauteur et la largeur des ailettes hexagonales, les distances entre ailettes et la vitesse de l'écoulement sur la résistance thermique et la chute de pression. La répartition de la température dans les ailettes sélectionnées a été déterminée également. Une résistance thermique et une chute de pression minimales ont été constatées avec une hauteur d'ailettes égale à 150 mm, une largeur égale à 14 mm, une vitesse du fluide de 4 m/s et une distance entre ailettes de 20mm.

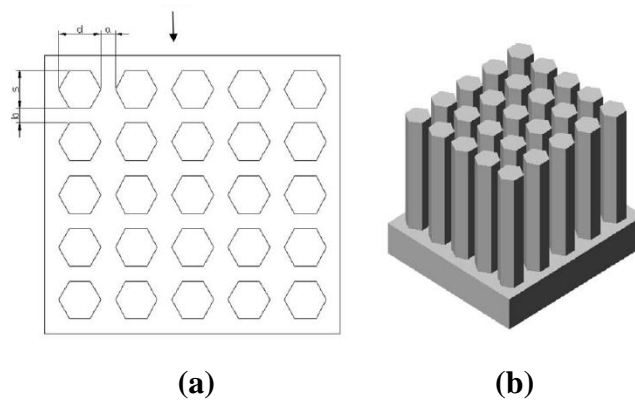


Figure I.8 : La géométrie testée: (a) arrangement des ailettes hexagonales, (b) vue en perspective du dissipateur de chaleur [46].

Sahiti et al. (2006), (2007) [47,48] ont étudié l'influence de la forme des ailettes sur la chute de pression et sur le transfert de chaleur convectif. Six formes de section des ailettes en arrangement aligné et décalé ont été numériquement étudiées.

Ils ont montré que les sections elliptiques offrent la meilleure performance thermique par rapport aux autres sections d'ailettes étudiées. La forme simplifiée du profile NACA ne montre aucune amélioration de la chute de pression par rapport aux autres sections transversales des ailettes. Ils ont constaté aussi que des résultats optimaux de la chute de pression pour la forme NACA sont atteints avec un rapport épaisseur sur hauteur de l'ordre de 0,2. Compte tenu des limites des moyens de fabrication par extrusion ou de fonderie de ce type d'ailettes, ils ont choisi un rapport d'épaisseur sur hauteur des profils égale à 0.5.

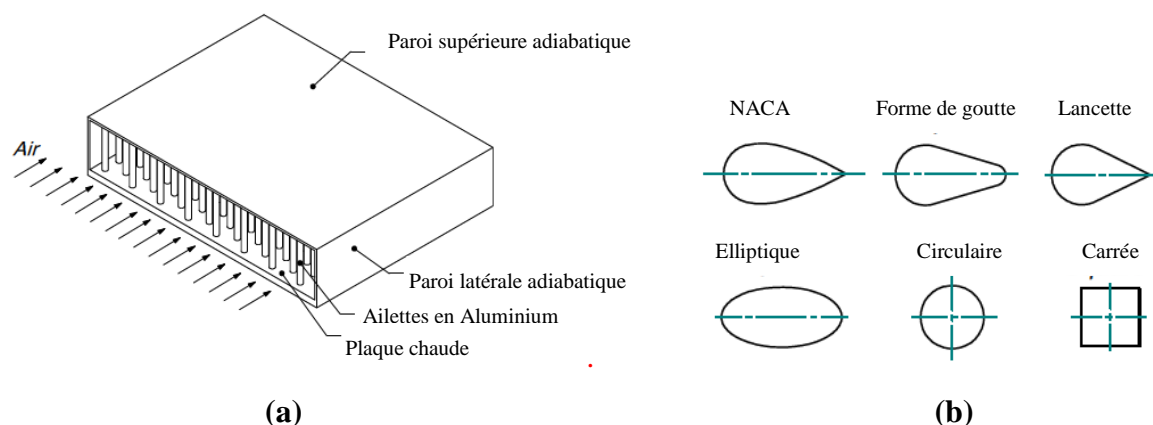


Figure I.9 : (a) Le modèle du dissipateur de chaleur à ailettes, (b) Les formes des sections sélectionnées pour la comparaison. [47,48].

Naphon and Sookkasem (2007) [49] ont présenté une étude expérimentale et numérique sur les caractéristiques de transfert de chaleur dans des ailettes coniques en arrangement aligné et décalé sous un flux de chaleur constant. Les expériences sont réalisées pour un nombre de Reynolds qui varie de 1000 à 9000 et un flux de chaleur dans la gamme de 0,91 à 3,64 kW/m². Le nombre d'ailettes est égal à 16 et 17 respectivement pour l'arrangement aligné et décalé. Ils ont constaté que le coefficient de transfert de chaleur pour des grandes valeurs du flux de chaleur est plus élevé que celui calculé pour des faibles valeurs. Ils ont noté également que ce coefficient obtenu à partir de l'étude numérique est légèrement inférieur à sa valeur expérimentale avec une erreur moyenne égale respectivement 8.32% et 4.55% pour l'arrangement aligné et décalé.



Figure I.10 : Photos du dissipateur de chaleur à ailettes coniques [49].

Li and Chen (2007) [50] ont utilisé la technique de thermographie infrarouge pour étudier la performance thermique des dissipateurs de chaleur à plaques planes sous un impact de jet confiné. Ils ont examiné l'influence du nombre de Reynolds ($Re = 5000 - 25000$), les rapports $Y/D = 4 - 28$, $W/L = 0,08125$ à $0,15625$ et $H/L = 0,375$ à $0,625$ sur la performance thermique des dissipateurs de chaleur à plaques planes. Leurs résultats expérimentaux montrent que la résistance thermique du dissipateur de chaleur diminue quand le nombre de Reynolds augmente, cependant, une distance d'impact approprié peut diminuer la résistance thermique de manière efficace. En outre, l'influence de la distance d'impact sur la résistance thermique pour des nombres de Reynolds élevés devient moins visible, car l'amplitude de la résistance thermique diminue avec le nombre de Reynolds.

Ils ont constaté également que la résistance thermique augmente fortement lorsque la largeur de l'ailette est supérieure à une certaine valeur. Le nombre de Reynolds $Re = 20000$, la distance d'impact $Y/D = 16$, $W/L = 0,1375$ et $H/L = 0,625$ sont les paramètres optimaux proposés dans cette étude.

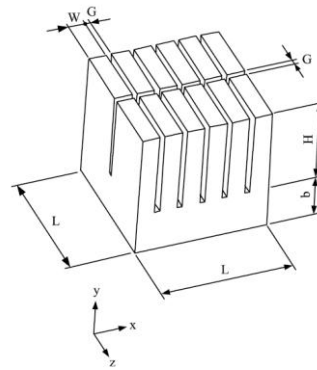


Figure I.11 : Esquisse d'un dissipateur de chaleur à plaques planes [50].

Yang et al. (2007) [51] ont effectué une étude expérimentale sur douze ailettes en arrangement aligné et décalé ayant des sections : circulaires, elliptiques et carrées. L'effet de la densité des ailettes sur les performances thermiques a été examiné.

Ils ont trouvé que pour un arrangement aligné, la densité des ailettes circulaires a une grande influence sur ses performances thermiques, alors qu'aucun effet n'a été enregistré de la densité sur les ailettes de sections carrées. Pour l'arrangement décalé, le coefficient de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de la densité des ailettes pour les trois configurations. Ils ont constaté également que pour la même surface et pour une puissance de pompage constante, les ailettes elliptiques en arrangement décalé montrent des chutes de pression les plus basses et possèdent la plus faible résistance thermique.

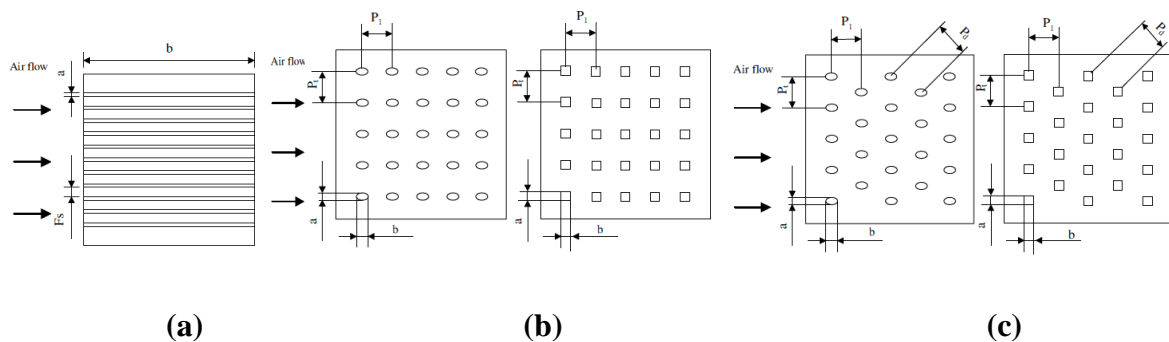


Figure I.12 : Schémas de la géométrie du dissipateur de chaleur : (a) plaques planes, (b) ailettes alignées, (c) ailettes décalées [51].

Khan et al. (2008) [52] ont présenté des modèles analytiques pour déterminer le transfert de chaleur dans les ailettes cylindriques d'un dissipateur de chaleur en arrangement aligné et décalé utilisées dans les applications de packaging électronique. Le coefficient de transfert thermique du dissipateur de chaleur et la température moyenne du fluide qui entoure les ailettes sont obtenues à partir d'un bilan énergétique sur un volume de contrôle.

Ils ont trouvé que le transfert de chaleur et la chute de pression augmentent avec l'accroissement des paramètres suivants : la vitesse d'écoulement, le diamètre, la hauteur et le nombre des ailettes et aussi avec la conductivité thermique du matériau. Leurs résultats montrent également que l'arrangement aligné donne une résistance thermique supérieure et une chute de pression inférieure à celles données par l'arrangement décalé.

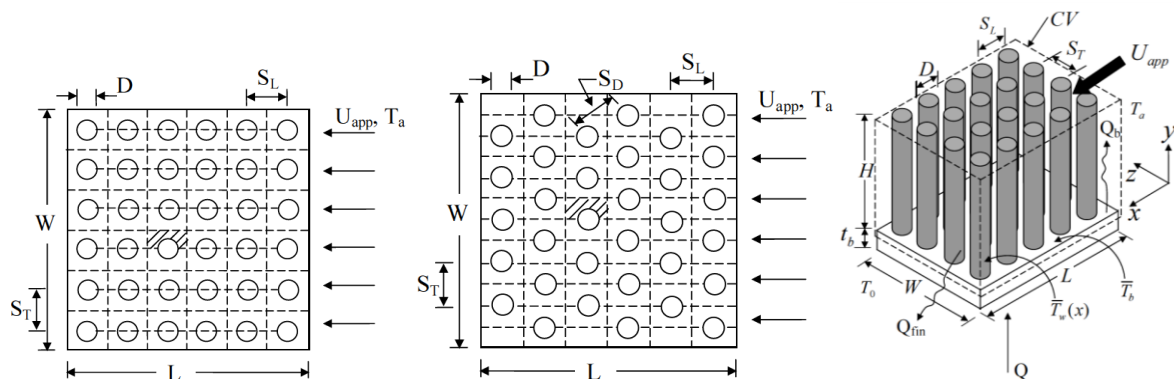


Figure I.13 : La géométrie du dissipateur de chaleur en arrangement aligné et décalé [52].

Yang and Peng (2008) [53] ont présenté une simulation numérique d'un dissipateur de chaleur à ailettes de hauteurs non-uniformes avec un refroidissement par impact de jet. Les équations régissant l'écoulement sont discrétisées en utilisant la méthode des différences finies. Ces auteurs ont examiné l'effet du nombre de Reynolds qui est égal à 15000 et 25000 et la forme des ailettes avec douze conceptions de hauteur non uniforme sur les performances thermiques. Ils ont constaté que la température de jonction peut être réduite en augmentant la hauteur des ailettes près du centre du dissipateur de chaleur. Les résultats montrent également qu'il y a un potentiel pour optimiser la conception des dissipateurs de chaleur en utilisant des hauteurs non uniformes des ailettes.

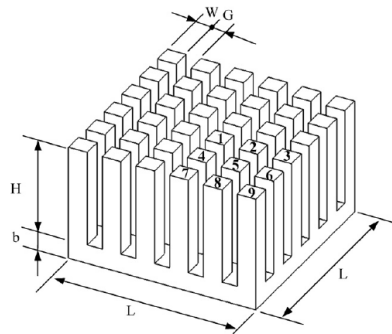


Figure I.14 : Vue en perspective du dissipateur de chaleur [53].

Chiang et al. (2009) [54] ont utilisé une conception expérimentale pour trouver l'effet des différents paramètres de conception des ailettes tels que la hauteur et le diamètre des ailettes et la distance entre ailettes sur la résistance thermique R_{th} et la chute de pression ΔP .

La surface d'échange thermique du dissipateur de chaleur est liée principalement à la hauteur H et le diamètre D des ailettes, l'augmentation de ces deux paramètres conduit à l'accroissement de la surface d'échange thermique et par conséquent, une amélioration du transfert de chaleur convectif et une diminution de la résistance thermique R_{th} du dissipateur de chaleur.

Ces auteurs ont montré également que, la chute de pression ΔP diminue si on augmente l'écart entre ailettes jusqu'à une valeur critique au-delà de laquelle cet écart n'aura aucun effet sur ΔP .

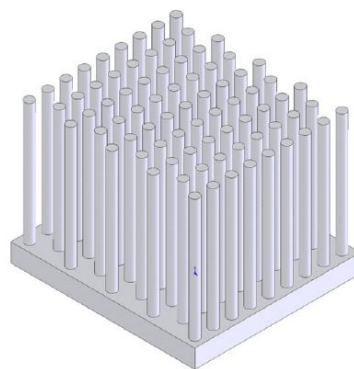


Figure I.15 : Vue en perspective de la géométrie du dissipateur de chaleur [54].

Li and Chao (2009) [55] ont évalué l'effet du nombre de Reynolds et la hauteur et la largeur des ailettes sur la résistance thermique et la chute de pression des plaques planes d'un dissipateur de chaleur. Leurs résultats expérimentaux indiquent que l'augmentation du

nombre de Reynolds peut réduire la résistance thermique des ailettes. En outre, le transfert de chaleur s'améliore si on augmente le nombre de Reynolds jusqu'à une valeur critique au-delà de laquelle l'amélioration devient limitée.

Ils ont constaté aussi que pour une valeur constante de la largeur de l'ailette, sa température diminue suivant sa hauteur de bas en haut et du centre de la section de l'ailette vers l'extérieur et les ailettes longues ont une meilleure performance thermique. Ils ont trouvé également que pour une hauteur constante de l'ailette, la largeur qui offre une meilleure performance thermique croît avec le nombre de Reynolds. La chute de pression augmente avec l'accroissement de la largeur et la hauteur des ailettes.

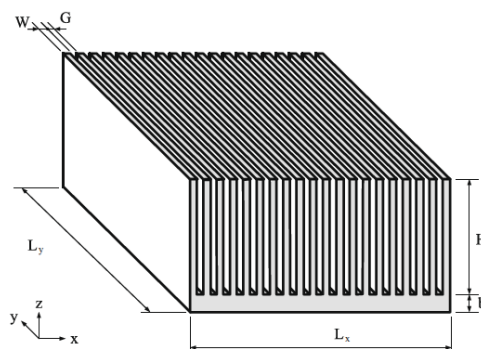


Figure I.16 : Schéma du dissipateur de chaleur à plaques planes [55].

Kim et al. (2009) [56] ont comparé les performances thermiques de deux types de dissipateurs thermiques couramment utilisés dans l'industrie du matériel électronique: les plaques planes et les ailettes de section carrées. Le dissipateur de chaleur soumis à un impact de jet. Ils ont montré que les ailettes carrées possèdent des résistances thermiques inférieures par rapport aux plaques planes pour une faible puissance adimensionnelle de pompage et pour une grande longueur adimensionnelle du dissipateur de chaleur. Au contraire, les plaques planes ont des résistances thermiques faibles pour une grande puissance de pompage et pour une faible longueur adimensionnelle du dissipateur de chaleur.

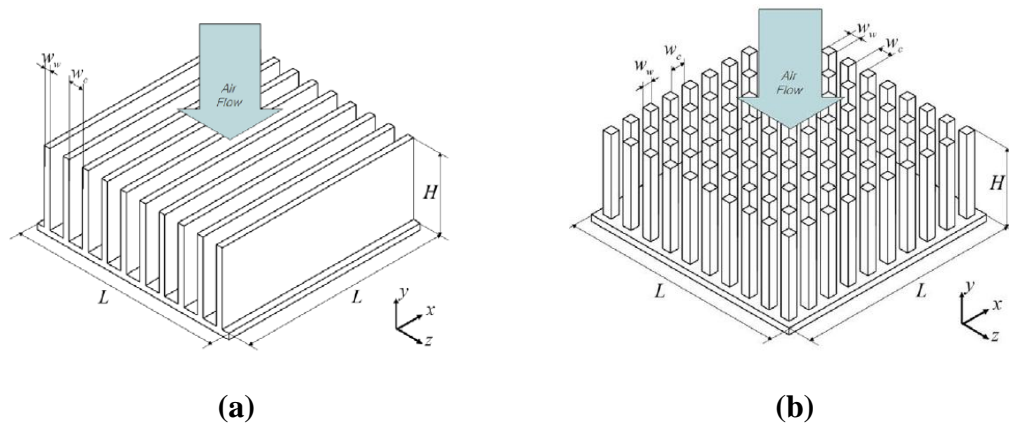


Figure I.17 : Schémas d'un dissipateur de chaleur à (a) plaques planes, (b) ailettes carrées soumis à un impact de jet [56].

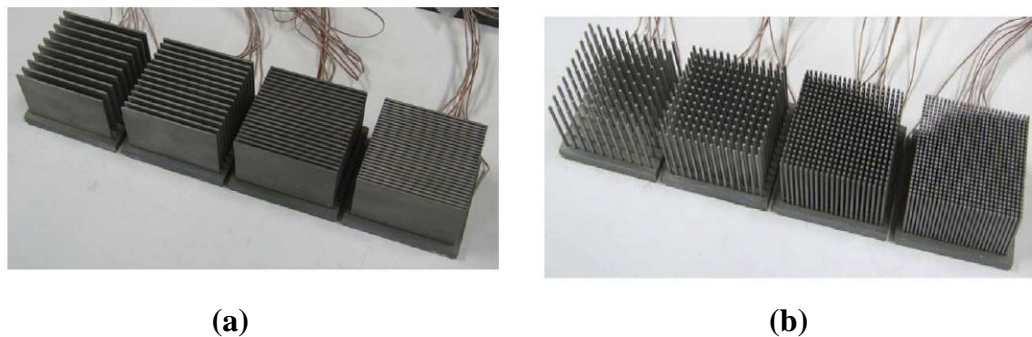


Figure I.18 : Photos des dissipateurs de chaleur utilisés dans l'expérience (a) plaques planes, (b) ailettes carrées [56].

Yang and Peng (2009) [57] ont étudié numériquement les performances thermiques d'un dissipateur de chaleur avec une largeur non-uniforme d'ailettes soumis à un impact de jet de refroidissement. Les équations régissant l'écoulement sont discrétisées en utilisant la méthode des différences finies. Les paramètres d'étude sont : le nombre de Reynolds ($Re = 5000-25000$), la hauteur des ailettes ($H = 35, 40, 45$ mm), et cinq conceptions d'ailettes de largeur différentes (type-1-Type-5).

Les résultats montrent que le nombre de Nusselt augmente avec l'accroissement du nombre de Reynolds, l'effet des dimensions des ailettes sur le nombre de Nusselt pour des nombres de Reynolds élevés est significatif en le comparant à celui à faibles nombres de Reynolds. Ils ont également constaté qu'il existe un potentiel pour l'optimisation de la conception du dissipateur de chaleur en utilisant des ailettes de largeur non uniforme.

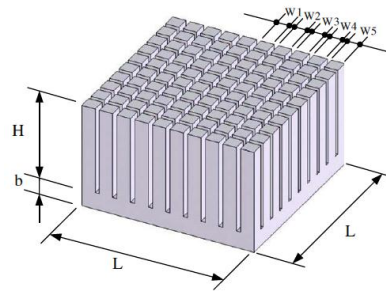


Figure I. 19 : Géométrie et dimensions du dissipateur de chaleur [57].

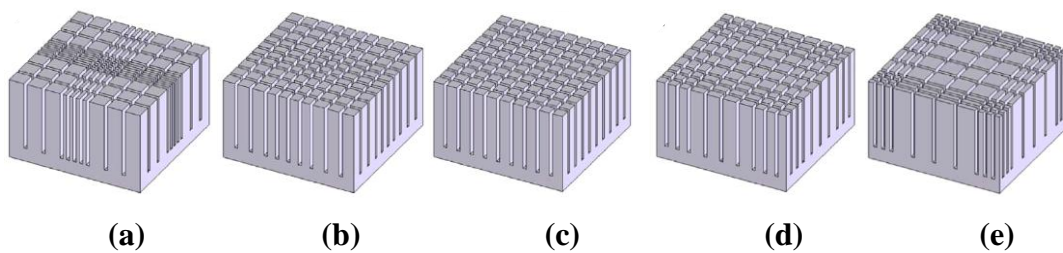


Figure I. 20 : Schémas montrant les différents modèles de dissipateur de chaleur étudiés : (a) type 1, (b) Type-2, (c) Type-3, (d) type 4 (e), Type-5 [57].

En utilisant le logiciel de CFD Fluent, **Tsai et al. (2010)** [58] ont étudié l'effet de l'angle d'inclinaison de la plaque d'un déflecteur thermique fixé à un dissipateur de chaleur à plaques planes sur les performances thermique et hydraulique. Leurs résultats indiquent que dans le cas d'une petite hauteur d'ailette $H = 30$ mm et pour $Re = 10000$, la résistance thermique augmente avec l'angle d'inclinaison du déflecteur, elle croit de 10% sur une augmentation de l'angle d'inclinaison de 45° à 135° .

Ils ont constaté également que la chute de pression pour différents angles d'inclinaison du déflecteur augmente avec l'accroissement du nombre de Reynolds. La chute de pression minimale pour les petites hauteurs d'ailettes ($H = 30$ mm et 45 mm) est obtenue pour des angles d'inclinaison dans la gamme de 90° à 105° . L'inclinaison 90° du déflecteur est le meilleur choix pour $H = 30$ mm et 45 mm, alors que, le choix d'un angle optimum d'inclinaison pour $H = 75$ mm sera plus difficile.

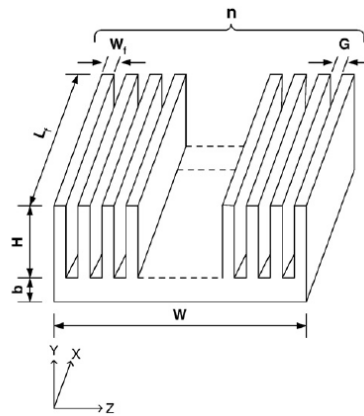


Figure I. 21 : Dissipateur de chaleur à plaques planes [58].

Le transfert de chaleur par convection naturelle combiné au rayonnement dans les plaques planes d'un dissipateur de chaleur est étudié expérimentalement par **Sertkaya et al. (2011) [59]**. Les ailettes ont été orientées soit vers le bas soit vers le haut, soit son axe vertical fait différents angles d'inclinaison. Les expériences ont été effectuées pour différentes valeurs de puissance de chauffage. Les résultats montrent que le taux de transfert de chaleur et l'efficacité des ailettes sont plus élevés lorsque, les ailettes sont orientées vers le haut et ils diminuent progressivement avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison.

La partie radiative est de 25 à 40% du transfert de chaleur totale, elle est plus élevée pour des faibles taux de transfert de chaleur et pour de petites puissances de chauffage.

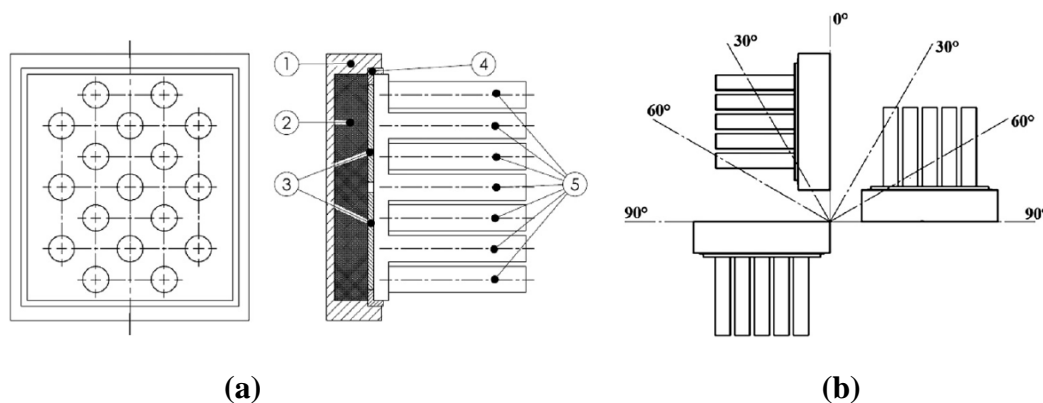


Figure I. 22 : (a) Plaque d'essai ailetée : 1. Châssis 2. La laine de verre isolante, 3. Source de chaleur, 4. Fibre isolante, 5. Ailettes, (b) Orientations des plaques planes testées [59].

Kim (2012) [60] a étudié la convection naturelle dans un dissipateur de chaleur à plaques planes de forme : rectangulaire, triangulaire et trapézoïdale inversée. Il a constaté que la résistance thermique diminue de 10% lorsque l'épaisseur de l'ailette augmente suivant la hauteur (cas des ailettes trapézoïdales inversées), cependant, la différence entre les résistances thermiques des dissipateurs de chaleur avec une épaisseur uniforme (ailettes rectangulaires) et les dissipateurs de chaleur avec une épaisseur variable diminue à mesure que la hauteur des ailettes et le flux de chaleur diminuent.

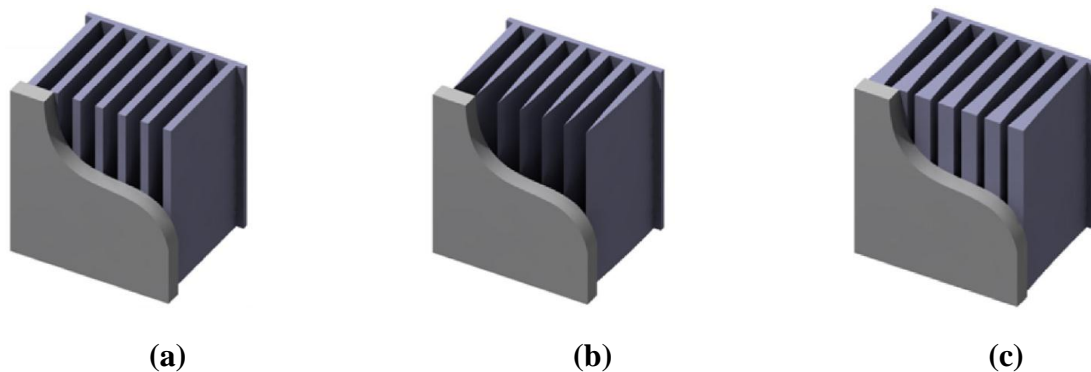


Figure I.23 : Les plaques planes du dissipateur de chaleur : (a) ailettes rectangulaires, (b) ailettes triangulaires, (c) ailettes trapézoïdales inversées [60].

Deshmukh and Warkhedkar (2013) [8] ont étudié expérimentalement l'effet des paramètres de conception sur les performances thermiques de la convection mixte autour des ailettes elliptiques en arrangement aligné et décalé. Un modèle théorique est utilisé pour prédire l'influence de divers paramètres géométriques et thermiques sur la résistance thermique du dissipateur de chaleur tels que, le rapport d'aspect $5.10 \leq \gamma \leq 9.18$, la fraction de vide $0.534 \leq \alpha \leq 0.884$, la vitesse d'entrée $0.1 \leq U_0 \leq 0.5$ et le coefficient de convection mixte $1 \leq Gr_d/Re_d \leq 100$. Une étude comparative des performances thermiques des ailettes circulaires et elliptiques est présentée basé sur des données expérimentales,

Les résultats montrent que l'augmentation de l'espace entre ailettes dans les deux directions longitudinale et transversale conduit à une augmentation de la fraction de vide des ailettes. Pour une superficie fixe de la base, quand la fraction de vide augmente, le nombre d'ailettes diminue et, par conséquent, la surface de transfert de chaleur diminue et le refroidissement sera plus faible.

Ils ont constaté également que les ailettes en arrangement décalé ont une meilleure performance thermique par rapport aux ailettes en arrangement aligné grâce à un meilleur mélange de fluide et une surface de contact avec le fluide de refroidissement plus grande.

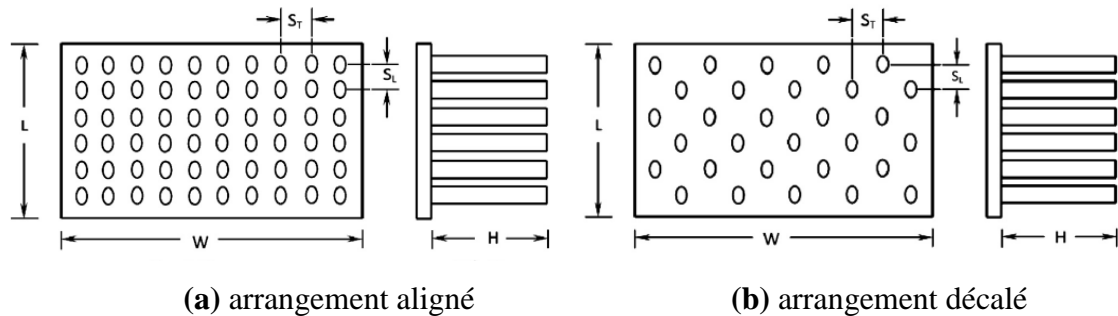


Figure I.24 : Schémas des rangés d'ailettes elliptiques [8].

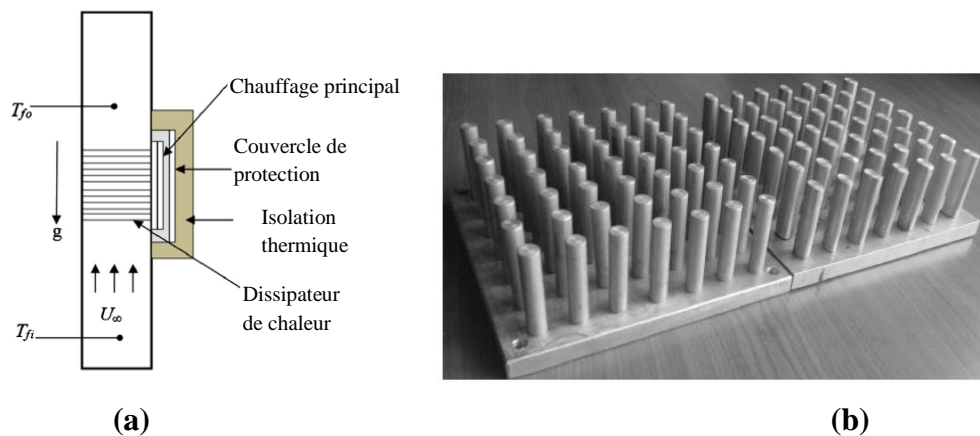


Figure I.25 : (a) Schéma du montage expérimental, (b) Photo des ailettes circulaires et elliptiques [8].

Shen et al. (2014) [61] ont effectué une investigation expérimentale et numérique sur l'effet de huit angles d'inclinaison du dissipateur de chaleur à ailettes rectangulaires sur le transfert de chaleur par convection naturelle. Leurs résultats indiquent que les rangées d'ailettes plus denses sont plus sensibles à l'inclinaison.

La corrélation du nombre de Nusselt dans sa forme simple $Nu = C.Ra^m$ est proposée pour différentes angles d'inclinaison et nombre de Rayleigh. L'exposant m a presque la même valeur pour les angles : 45° , 135° , 225° et 315° .

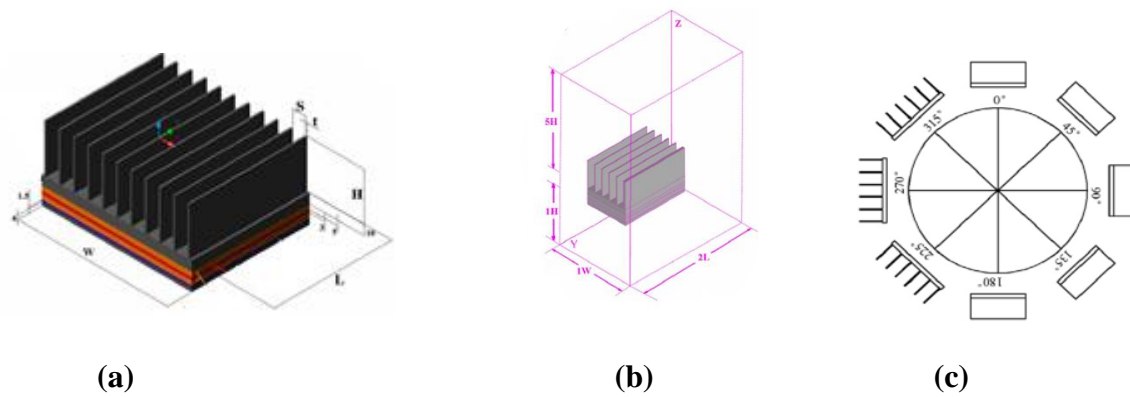


Figure I.26 : (a) Vue en perspective du dissipateur de chaleur, (b) Domaine de calcul, (c) Angles d'inclinaison du dissipateur de chaleur [61].

Joo and Kim (2015) [62] ont comparé analytiquement les performances thermiques de la convection naturelle dans deux types de dissipateur de chaleur à plaques planes et à ailettes cylindriques. Les deux dissipateurs ont les mêmes dimensions de la base et la hauteur des ailettes. Une nouvelle corrélation du coefficient de transfert de chaleur est proposée et validée expérimentalement pour optimiser les ailettes cylindriques. Cependant, ils ont utilisé la corrélation de **Bar-Cohen and Rohsenow(1984) [63]** pour déterminer le coefficient de transfert de chaleur convectif de dissipateur de chaleur à plaques planes.

Deux fonctions sont utilisées dans l'optimisation de la performance thermique: la dissipation de la chaleur totale et la dissipation de la chaleur par unité de masse.

Ils ont noté que, lorsque la dissipation totale de chaleur est utilisée comme fonction, le dissipateur de chaleur à plaques planes dissipe une quantité de chaleur totale plus grande que le dissipateur de chaleur à ailettes cylindriques. Par contre, lorsque la dissipation de la chaleur par unité de masse est utilisée comme fonction, le dissipateur de chaleur à ailettes cylindriques dissipe une quantité de chaleur par unité de masse plus élevée que celle à plaques planes.

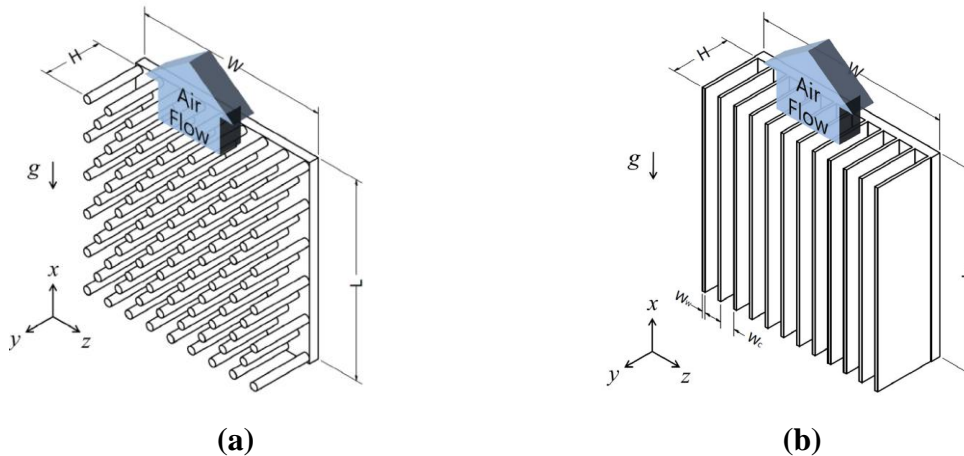


Figure I. 27 : Orientation verticale de dissipateur de chaleur (a) à ailettes cylindriques, (b) à plaques planes [62].

I.2. Cas des Ailettes Perforées

Le cas des ailettes perforées a fait l'objet de plusieurs travaux analytiques, expérimentaux et numériques, telles les investigations menées par **Sara et al. (2000) (2001) [64,65]** qui ont étudié expérimentalement l'amélioration apportée aux performances thermiques d'une plaque plane en fixant des blocs rectangulaires perforés à sa surface. Leurs résultats indiquent que les blocs pleins améliorent le transfert de chaleur de la plaque de façon significative à la suite de l'augmentation de la surface d'échange thermique. Pour les blocs perforés, plus le diamètre de perforation et l'inclinaison des trous par rapport à la surface de la plaque augmentent, plus les performances thermiques sont meilleures.

Ils ont constaté aussi que les blocs avec des perforations inclinées ont donné un meilleur taux de transfert de chaleur par rapport aux blocs avec des perforations droites. Ces auteurs ont noté également que le diamètre des perforations joue un rôle plus important dans l'amélioration du transfert de chaleur que leur nombre. Les pertes de charge en termes de coefficient de frottement dues aux blocs perforés sont plus petites que celles qui sont dues aux blocs pleins. L'angle d'inclinaison des trous n'a pas une influence remarquable sur le coefficient de frottement.

Abu-Hijleh (2003) [66,67] a mené une analyse numérique du transfert de chaleur par convection thermique autour des ailettes perméables. Il a constaté que, l'utilisation des ailettes perméables entraîne une amélioration significative du transfert convectif par

rapport aux ailettes pleines. Il a noté également que, l'augmentation du nombre d'ailettes perméables aboutit toujours à une augmentation du nombre de Nusselt contrairement aux ailettes pleines.

Dorignac et al. (2005) [68] ont déterminé expérimentalement le transfert de chaleur par convection dans de multiples plaques perforées. Ces auteurs ont proposé une relation empirique pour déterminer le transfert de chaleur autour de la surface d'une plaque perforée. Ils ont rapporté que le transfert par convection sur le côté amont de la plaque dépend du pas entre les perforations. En outre, ils ont indiqué que pour calculer les échanges convectifs moyens autour des perforations, il faut définir des nombres de Nusselt et Reynolds basés sur une longueur caractéristique et une vitesse d'écoulement à l'amont de la plaque et non pas aux perforations.

Sahin and Demir (2008) [69,70] ont présenté une étude expérimentale sur le renforcement du transfert de chaleur et la chute de pression dans une surface plane équipée des ailettes perforées de section circulaire et carrée fixée dans un canal rectangulaire. En utilisant la méthode expérimentale de conception Taguchi. L'effet des paramètres géométriques et d'écoulement sur le transfert de chaleur et sur le coefficient de frottement a été étudié. Les paramètres optimums du transfert de chaleur et de chute de pression ont été également déterminés. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt moyen et le coefficient de frottement sont meilleurs pour des faibles valeurs des rapports d'espace libre autour des ailettes et d'espace entre ailettes.

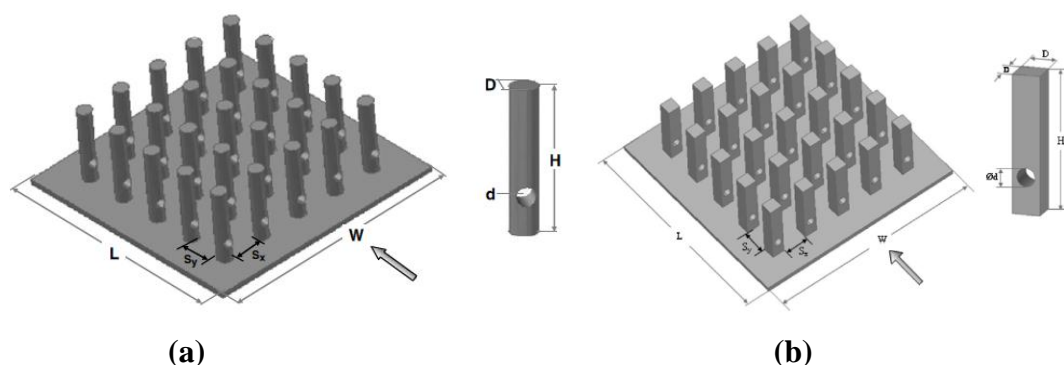


Figure I.28: Vue en perspective du dissipateur de chaleur et la configuration d'une seule ailette perforée : (a) ailettes circulaires, (b) ailettes carrées [69,70].

Shaeri et al. (2009) [71] ont étudié numériquement l'écoulement tridimensionnel turbulent avec transfert de chaleur convectif autour des ailettes rectangulaires ayant des trous carrés dans ses surfaces latérales, avec différent nombre de perforations et avec deux tailles différentes.

Ils ont constaté que pour la même porosité, les ailettes ayant des trous de taille plus grande ont un nombre de Nusselt plus élevé à celles ayant des trous plus petits. Ces auteurs ont noté également que lorsque, le nombre de perforations augmente, l'écart des températures entre la base et le bout de l'ailette devient plus grand et le refroidissement est meilleur. Le principal avantage de ces nouveaux types d'ailettes perforées est leur poids et leur force de traînée qui sont faibles, ainsi que, le taux de transfert de chaleur qui est plus élevé par rapport aux ailettes pleines.

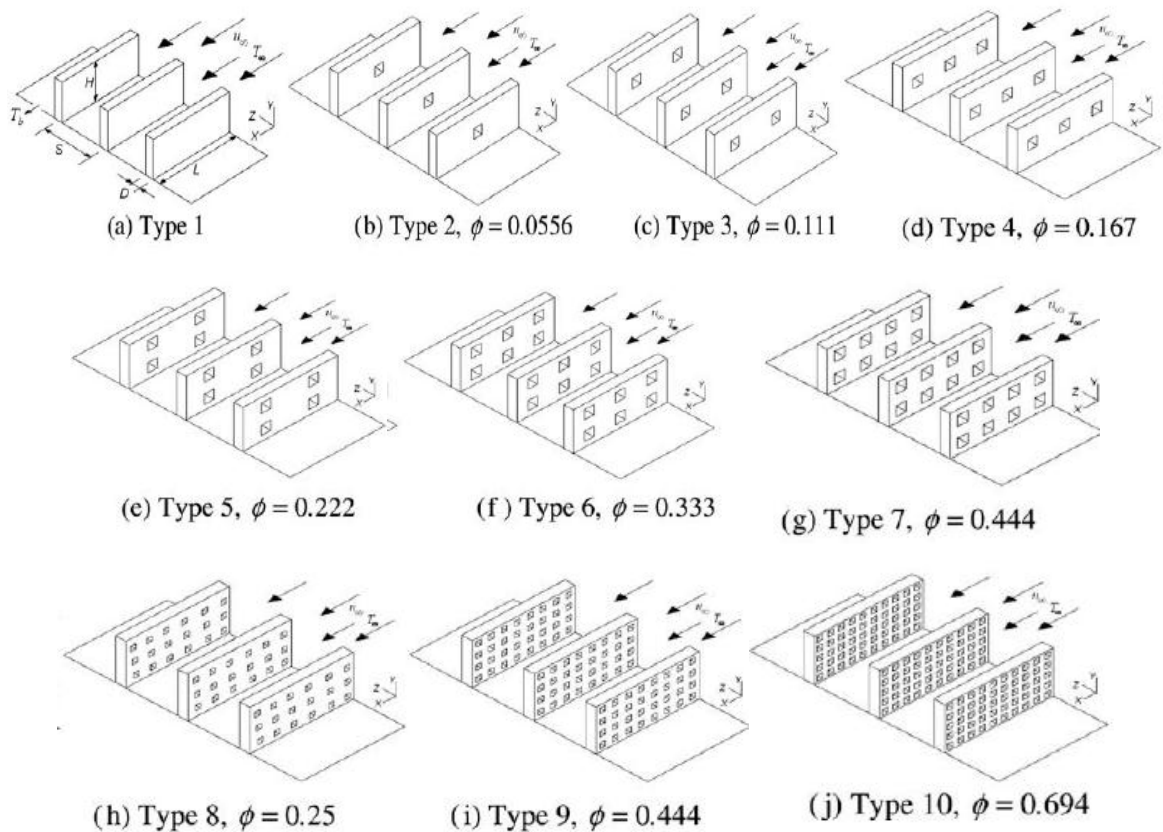


Figure I.29 : Rangées typiques des ailettes considérées [71].

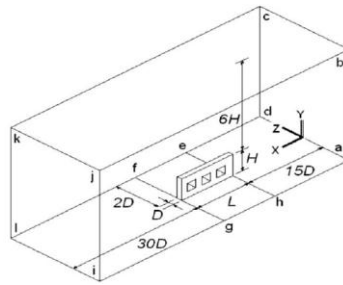


Figure I.30 : Domaine de calcul pour les ailettes pleines et perforées [71].

Shaeri and Yaghoubi (2009) [72,73] ont mené leur étude numérique tridimensionnelle sur le transfert de chaleur par convection thermique autour d'une rangée d'ailettes rectangulaires pleines et perforées. Les ailettes ont un nouveau type de conception avec 1, 2, 3, 4, 6 et 8 trous droits de section rectangulaire.

Leurs résultats indiquent que pour des grandes valeurs du nombre de Reynolds l'écoulement autour des ailettes pleines et perforées d'une seule perforation est instable, alors que, pour les mêmes valeurs du nombre de Reynolds, en augmentant le nombre de trous, l'écoulement devient plus stable. Ils ont également montré que le coefficient de frottement moyen des ailettes perforées est plus élevé que celui des ailettes pleines, car les ailettes perforées ont une surface de contact plus grande avec le fluide. Les résultats montrent aussi que les perforations dans les ailettes longitudinales provoquent une augmentation remarquable du coefficient de transfert convectif et une diminution du poids par rapport aux ailettes pleines.

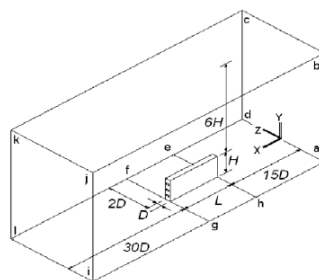


Figure I.31 : Domaine de calcul des ailettes pleines et perforées [72,73].

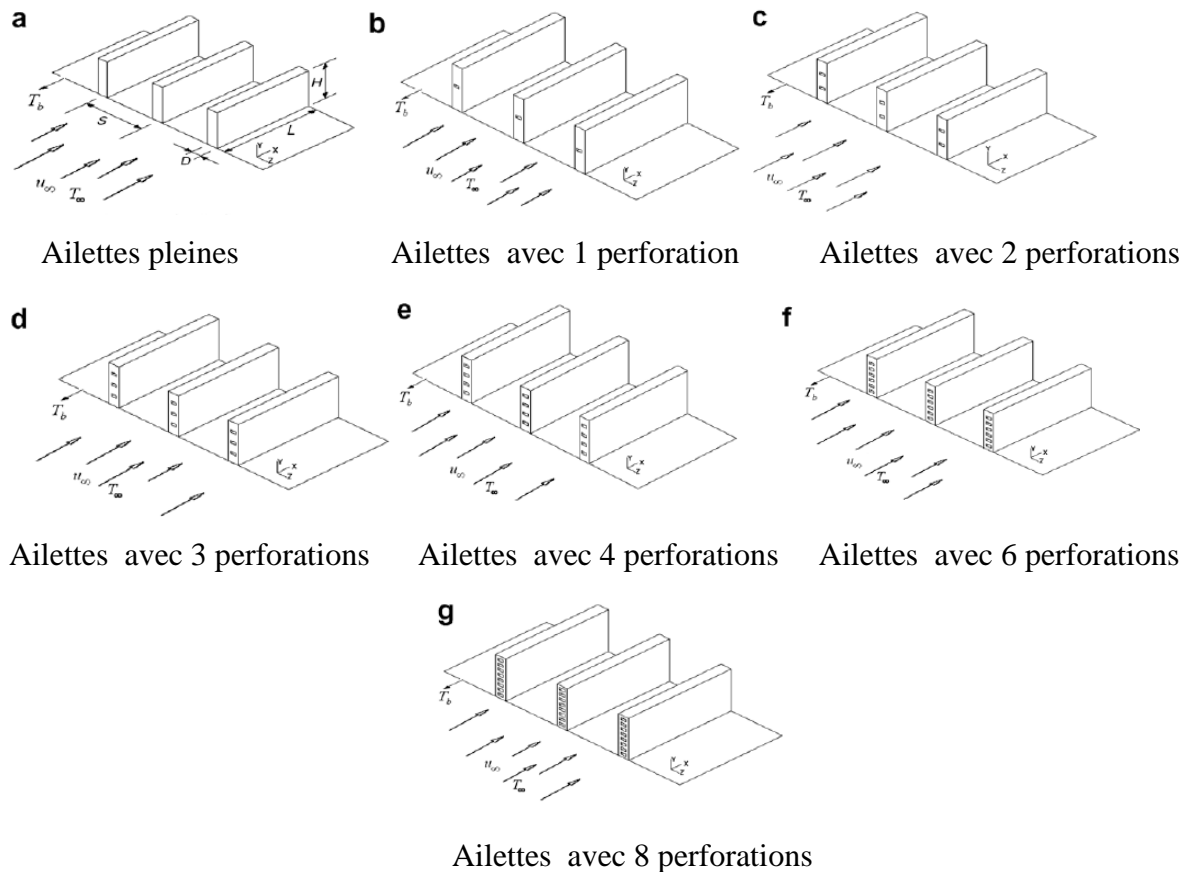


Figure I.32 : Les rangées d'ailettes pleines et perforées considérées [72,73].

Al-Essa et al. (2009) [74] et Al-Essa (2012) [75] ont étudié l'amélioration du transfert de chaleur par convection naturelle autour d'une ailette rectangulaire ayant des trous rectangulaires. L'ailette perforée est comparée à celle équivalente pleine. Les paramètres pris en compte sont les dimensions géométriques et les propriétés thermiques de l'ailette. Les résultats montrent que pour une certaine valeur de dimension de perforation, cette dernière conduise à une augmentation considérable de la dissipation de la chaleur de l'ailette perforée au-dessus de celle équivalente pleine. L'amélioration apportée à la dissipation de la chaleur dépend de l'épaisseur de l'ailette, sa conductivité thermique, les dimensions de la perforation, les écarts latéral et longitudinal entre les perforations. Ils ont noté aussi que la perforation augmente le taux de dissipation de chaleur et diminue le poids de l'ailette.

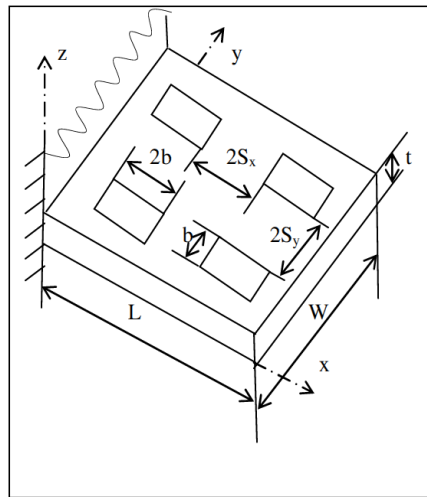


Figure I.33 : Ailette avec quatre perforations rectangulaires [74,75].

K.H. Dhanawade and H.S. Dhanawade (2010) [76] ont effectué une analyse expérimentale de l'écoulement turbulent avec transfert de chaleur par convection dans des ailettes pleines, et un nouveau design d'ailettes perforées de deux tailles différentes de perforations. Leurs résultats montrent que, l'amélioration du transfert de chaleur avec les ailettes perforées est plus élevée que celle avec les ailettes pleines, pour toute la gamme du nombre de Reynolds étudiée, et pour toutes les tailles de perforation. Ils ont constaté également que les perforations augmentent généralement le nombre de Nusselt et le diamètre de perforation optimal est en fonction de la densité du flux de chaleur appliqué. Les grandes perforations étant bénéfiques pour des faibles flux de chaleur et les petites sont meilleures pour des flux de chaleur élevés.

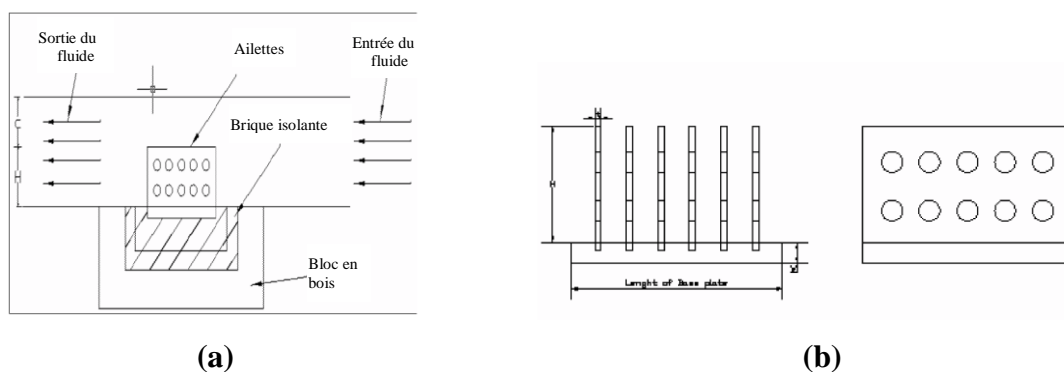


Figure I.34 : (a) Vue en coupe transversale du montage expérimental, (b) Des rangées d'ailettes pleines et perforées [76].

Elshafei (2010) [77] a réalisé une étude expérimentale du transfert de chaleur par convection naturelle autour d'un dissipateur de chaleur à ailettes circulaires creuses et perforées soumises à l'influence de leurs géométries, du flux de chaleur et de l'orientation du dissipateur de chaleur. Il a constaté que le coefficient de transfert de chaleur pour l'orientation horizontale était légèrement plus élevé que celui pour l'orientation verticale pour des grandes valeurs de Ra . Cependant, ces résultats ont montré une tendance inverse pour des faibles nombres de Rayleigh. Les performances thermiques des dissipateurs de chaleur à ailettes creuses et perforées étaient meilleures que celles des ailettes pleines.

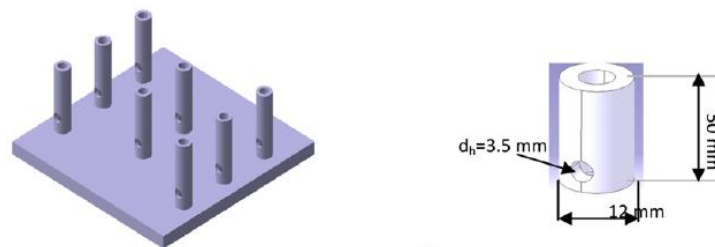


Figure I.35 : Vue en perspective des ailettes creuses et perforées [77].

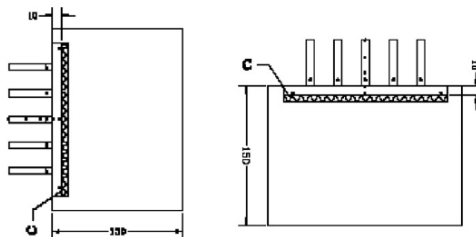


Figure I.36 : Orientations du dissipateur de chaleur [77].

Baruah et al. (2011) [78] ont effectué une investigation numérique pour évaluer les caractéristiques thermiques des ailettes elliptiques montées en zigzag dans un conduit rectangulaire. Ils ont considéré des ailettes pleines ainsi que des ailettes elliptiques ayant trois perforations. Ils ont noté que, en remplaçant les ailettes elliptiques pleines avec des ailettes elliptiques perforées, la chute de pression diminue en moyenne de 12% et le transfert de chaleur augmente de 23%. Ces performances peuvent encore être améliorées en augmentant le nombre de perforations dans les ailettes elliptiques.

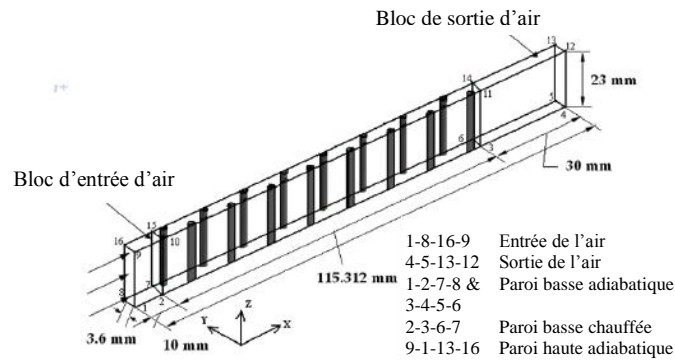


Figure I.37 : Domaine de calcul des ailettes elliptiques pleines [78].

Les études de **Shaeri and Jen (2012) [79,80]** est un complément des investigations numériques de **Shaeri and Yaghoubi [72,73]** pour étudier l'effet de la taille et du nombre de perforations sur les caractéristiques d'un écoulement laminaire avec transfert de chaleur d'une rangée d'ailettes rectangulaires. Leurs résultats montrent que pour une porosité constante, les ailettes avec un faible nombre de perforation sont plus efficaces pour augmenter le taux de transfert de chaleur par rapport aux ailettes avec un nombre plus élevé de perforations. Les ailettes perforées ont un grand coefficient de frottement et un faible coefficient de pression par rapport aux ailettes pleines, cependant les perforations n'ont aucun effet sur le coefficient de traînée total.

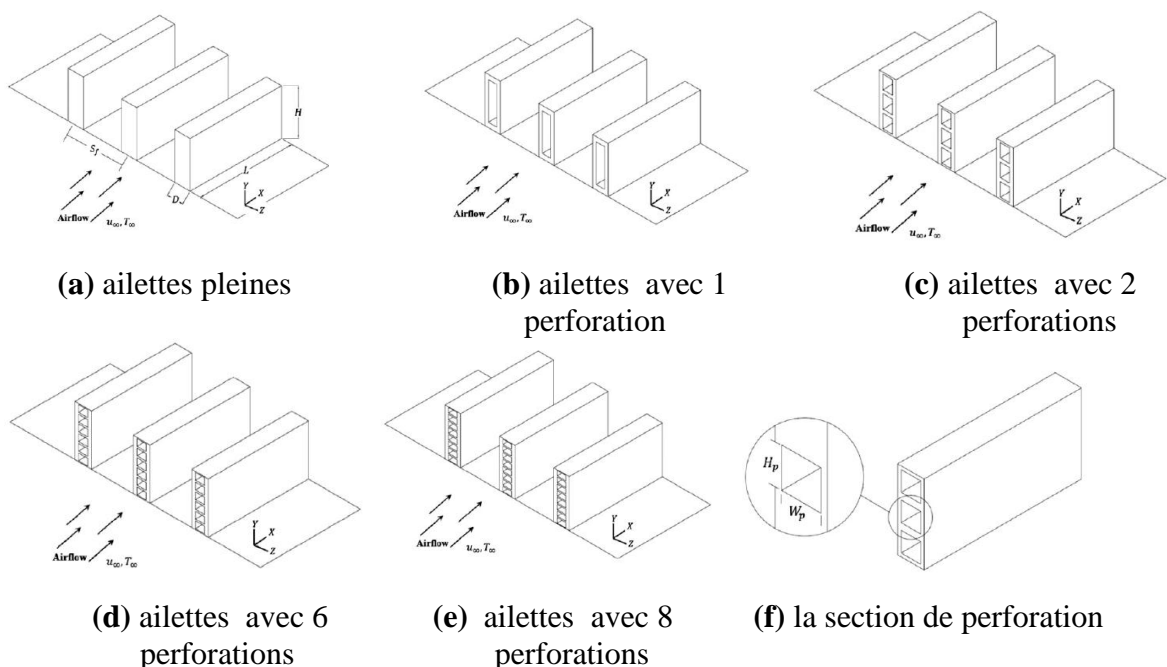


Figure I.38 : Configuration des rangées d'ailettes [79,80].

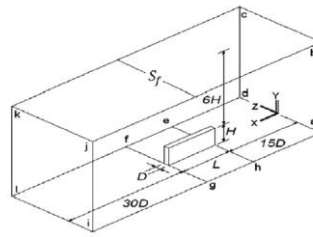


Figure I.39 : Domaine de calcul des rangées d'ailettes [79,80].

Ganorkar and Kriplani (2012)[81] ont étudié expérimentalement les performances thermiques d'un ensemble d'ailettes latérales perforées conçues dans un canal rectangulaire. Différents types d'ailettes perforées sont utilisés. L'effet des perforations des ailettes sur le nombre de Nusselt et sur le coefficient de transfert de chaleur a été analysé pour des nombres de Reynolds de 2500 à 10000 et du diamètre de perforation de 6 à 10 mm. Ils ont noté que le rapport de $(Nu_{\text{perforées}}/ Nu_{\text{pleines}})$ d'ailettes augmente avec le nombre de Reynolds et le diamètre des trous.

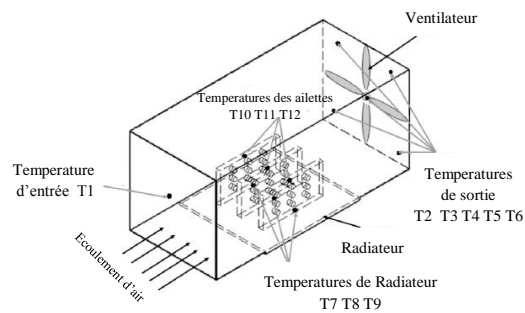


Figure I.40 : Montage expérimental [81].

Li et al. (2013) [82] ont proposé une étude numérique en 3D du transfert de chaleur par convection et les caractéristiques de l'écoulement à travers des ailettes ayant des trous triangulaires. Ils ont examiné l'effet de l'espace entre les trous et ses taux d'ouverture sur les caractéristiques du transfert de chaleur et sur la chute de pression. L'amélioration du transfert de chaleur est étudiée en utilisant.

Ils ont constaté que l'augmentation de l'espace entre les trous de la moitié de la taille de l'unité améliore le transfert de chaleur et la résistance thermique. Ils ont noté également que, l'écoulement secondaire et les tourbillons peuvent améliorer le transfert convectif entre les ailettes et le fluide environnant.

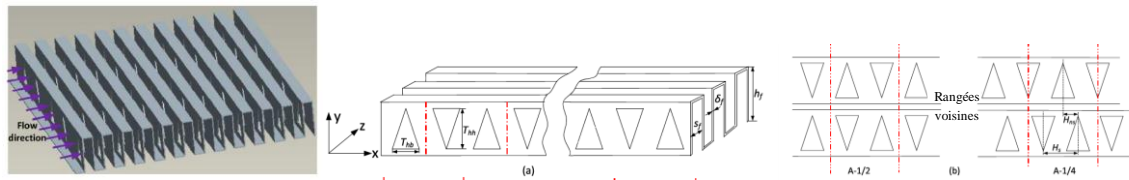


Figure I.41 : Les arrangements et les dimensions des trous triangulaires [82].

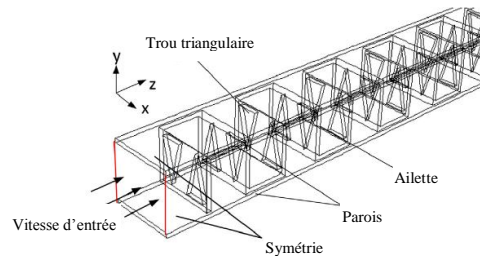


Figure I.42 : Géométrie d'un modèle de l'ailette avec des perforations triangulaires [82].

Ismail et al. (2013) [83] ont présenté une étude numérique en trois dimensions d'un écoulement avec transfert de chaleur par convection autour d'une rangée d'ailettes pleines et perforées de deux trous de section carrée et circulaire. Ces trous sont le long de l'ailette et leur section transversale est perpendiculaire à la direction d'écoulement de fluide. Ils ont noté que les ailettes perforées ont une grande surface de contact avec le fluide en comparaison avec les ailettes pleines. Ainsi, elles ont une efficacité plus élevée que les ailettes pleines.

Ces auteurs ont constaté également que les ailettes avec des perforations circulaires et carrées ont presque la même quantité de taux d'évacuation de la chaleur, contrairement à la chute de pression qui est pour les ailettes à perforations circulaires nettement inférieure à celle des ailettes à perforations carrées. Par conséquent, l'optimisation des ailettes pour les applications pratiques peut être atteinte par ces nouveaux types d'ailettes perforées.

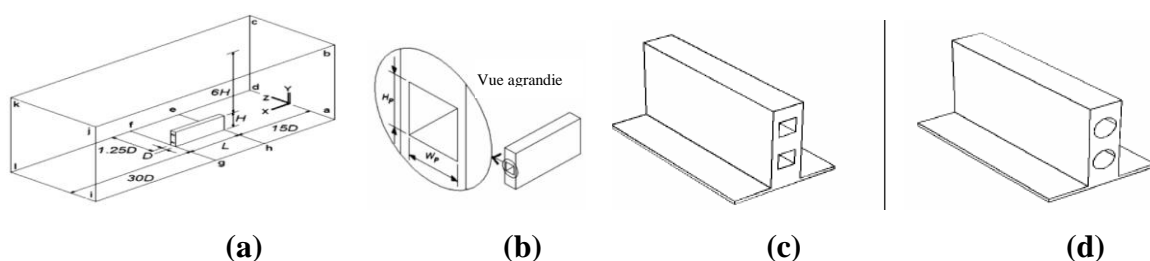


Figure I.43 : (a) Domaine de calcul avec l'ailette perforée, (b) Vue agrandie de perforation, (c) Ailettes ayant deux perforations carrées, (d) Ailettes ayant deux perforations circulaires [83].

Alors, **Dhumme and Farkade (2013) [84]** ont examiné l'effet de l'arrangement décalé des ailettes perforées de section circulaire sur les performances thermiques des ailettes. Ils ont montré que le jet localisé de l'écoulement à travers les perforations augmente le transfert de chaleur local en allégeant les zones de recirculation qui se forment derrière les ailettes et en augmentant le cisaillement du mélange produit. Ils ont constaté également que, une seule perforation dans chaque ailette, conduit à une amélioration du transfert de chaleur et une réduction de la chute de pression par rapport à un système équivalent d'ailettes pleines. En outre, l'utilisation de micro-jet pour induire la séparation de l'écoulement, peut améliorer le taux de transfert de chaleur et réduire la chute de pression en systèmes monophasé et à deux phases.

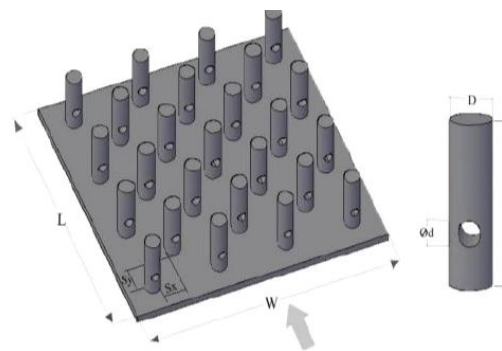


Figure I.44 : Plaque plane avec des ailettes en arrangement décalé [84].

Ismail (2013) [85] a présenté une étude numérique en 3D d'un écoulement stationnaire, laminaire et incompressible avec transfert de chaleur par convection forcée à travers des ailettes pleines et perforées de deux perforations sous la forme de canaux avec des sections transversales carrées, circulaires, triangulaires et hexagonales. Le modèle physique, le domaine de calcul, les équations régissant l'écoulement et les conditions aux limites utilisés dans cette étude sont les mêmes que ceux utilisés par **Shaeri et al. [71]**. Les résultats montrent que les ailettes perforées ont une meilleure performance thermique par rapport aux ailettes pleines. Les ailettes avec des perforations hexagonales ont les plus grandes valeurs du nombre de Nusselt par rapport aux autres formes de perforation examinées. Il a noté également que les ailettes avec une perforation circulaire ont une efficacité légèrement plus élevée à celle avec une perforation hexagonale. Une diminution importante du coefficient moyen de pression et de traînée due à la perforation a été constatée. Les ailettes perforées nécessitent moins de puissance de refroidissement (ventilateur) en les comparant avec les ailettes pleines.

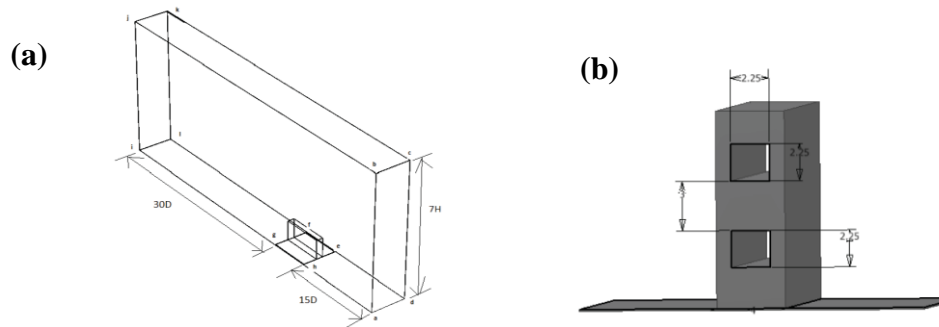


Figure I.45 : (a) Domaine de calcul, (b) ailette avec deux perforations carrées (dimensions en mm) [85].

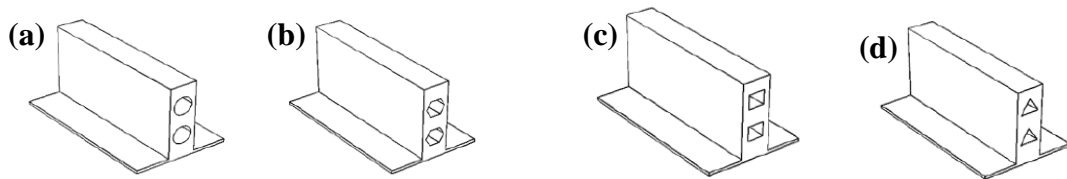


Figure I.46 : Différents types d'ailettes avec deux perforations : (a) circulaires, (b) hexagonales, (c) carrées, (d) triangulaires [85].

Une investigation numérique a été effectuée par **Ismail et al. (2014) [86]** pour étudier le transfert de chaleur par convection turbulente dans une plaque rectangulaire perforée montée dans un canal rectangulaire. Ils ont examiné l'effet de différentes formes de perforations latérales de sections carrées, circulaires, triangulaires et hexagonales sur les performances thermique et hydraulique du dissipateur de chaleur. Ces auteurs ont constaté que la forme de perforation a un effet significatif sur le nombre de Nusselt, la résistance thermique et le coefficient de frottement du dissipateur de chaleur. Leurs résultats ont montré également que les ailettes à perforations hexagonales ont des nombres de Nusselt les plus élevés et les trous triangulaires ont les plus faibles valeurs du coefficient de frottement par rapport aux autres types d'ailettes considérées.

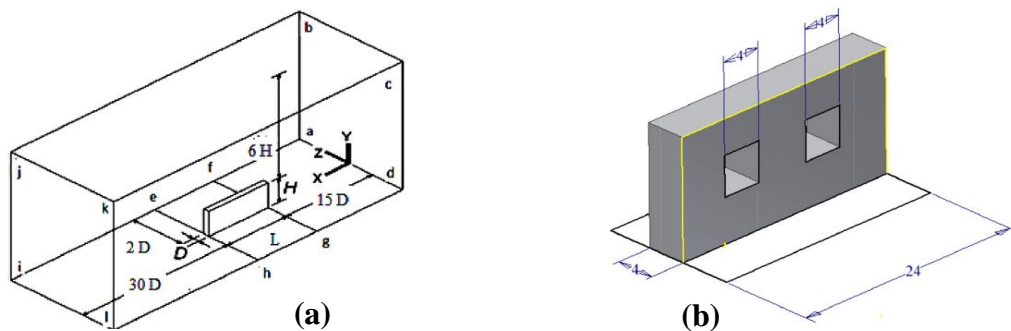


Figure I.47 : (a) Domaine de calcul, (b) ailettes ayant deux perforations carrées avec les dimensions en mm [86].

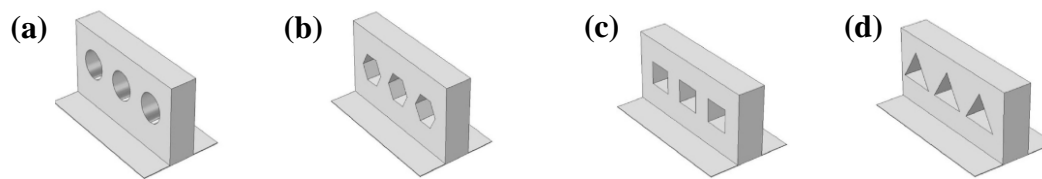


Figure I.48 : Différents types d'ailettes ayant trois perforations : (a) circulaires, (b) hexagonales, (c) carrées, (d) triangulaires [86].

Samarth and Sawankar (2014) [87] ont donné une analyse expérimentale du renforcement du transfert de chaleur et la chute de pression correspondante sur une surface plane équipée d'ailettes cylindriques perforées montées dans un canal rectangulaire. Les résultats expérimentaux ont montré que l'utilisation des ailettes cylindriques perforées conduit à une amélioration du transfert de chaleur par rapport aux ailettes cylindriques pleines. Ils ont constaté aussi que l'amélioration de l'efficacité varie en fonction du rapport d'espace libre entre ailettes et le rapport d'espacement inter-ailettes. Les valeurs de ces deux rapports pour un nombre de Reynolds relativement bas sont suggérées pour une performance thermique supérieure.

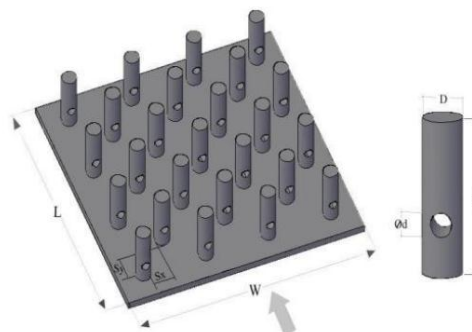


Figure I.49 : Ailettes cylindriques perforées [87].

Dhanawade et al. (2014) [88] ont étudié expérimentalement l'amélioration apportée à la convection forcée sur une plaque plane horizontale équipée d'ailettes latérales rectangulaires ayant des trous carrés et circulaires de différentes tailles et pour un nombre de Reynolds de 2.1×10^4 à 8.7×10^4 . Ils ont constaté que pour la même taille de perforations, les valeurs du nombre de Nusselt des ailettes à perforations carrées sont plus grandes à celles des ailettes à perforations circulaires. Le coefficient de friction augmente légèrement avec l'augmentation de la taille de perforation.

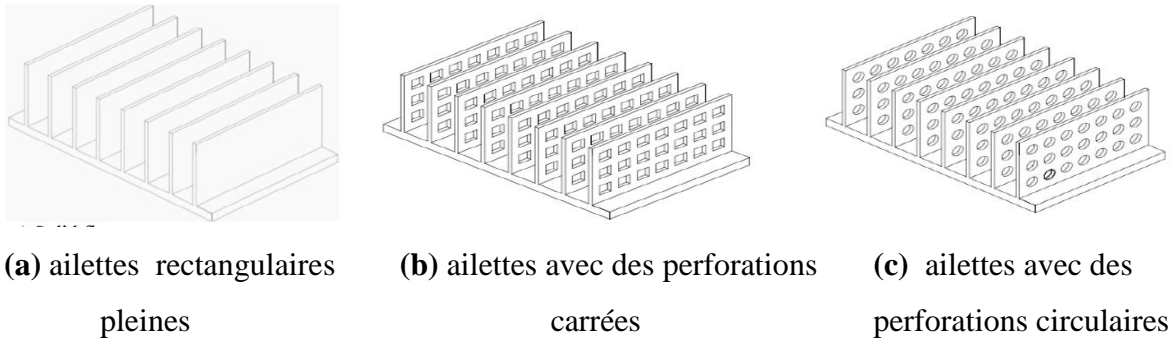


Figure I.50 : Schémas des rangés d'ailettes. [88]

Şahin et al. (2014) [89] ont étudié numériquement le transfert de chaleur par convection turbulente et la chute de pression dans une surface équipée d'ailettes perforées de section carrée. Ils ont constaté que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et avec la diminution du rapport de l'espace libre et du rapport d'espacement entre ailettes. Les ailettes perforées sur la surface plane augmentent le nombre de Nusselt de sept à dix fois par rapport à un canal lisse.

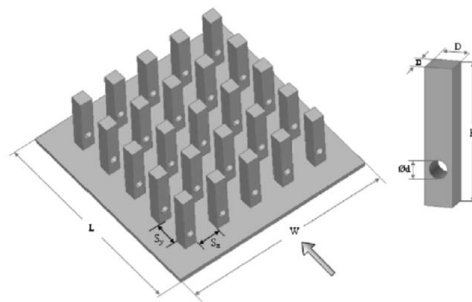


Figure I.51 : Vue en perspective du dissipateur de chaleur avec la configuration d'une seule ailette perforée [89].

Ehteshum et al. (2015) [90] ont présenté une analyse expérimentale pour étudier les performances thermiques de cinq types d'ailettes ayant des perforations circulaires, ils ont varié la taille et le nombre de perforation circulaire et les comparé avec des ailettes pleines équivalentes par l'étude du nombre de Nusselt, la résistance thermique, l'efficacité et la chute de pression. Ils ont constaté que les ailettes perforées montrent des valeurs plus élevées du nombre de Nusselt et des valeurs inférieures de chute de pression par rapport aux ailettes pleines. Ils ont également noté que, plus on augmente le nombre et la taille de perforations, plus on obtient une résistance thermique et une chute de pression sans dimension plus faibles et une efficacité plus élevée.

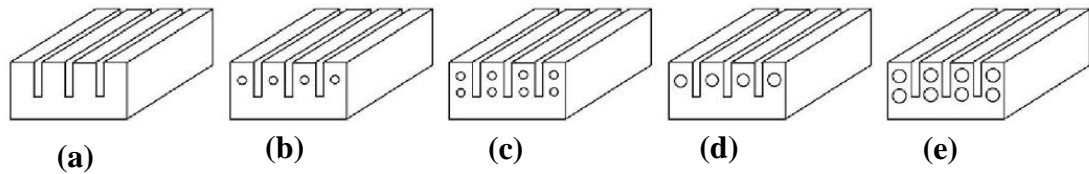


Figure I.52 : Schémas des rangées : (a) d’ailettes pleines, (b) d’ailettes avec une seule perforation à 2mm, (c) d’ailettes avec deux perforations à 2mm, (d) d’ailettes avec une perforation a 3mm, (e) d’ailettes avec deux perforations à 3mm [90].

Huang et al. (2015) [91] ont effectué une étude numérique tridimensionnelle pour estimer le diamètre de perforation optimal d’une rangée d’ailettes sur la base de la différence de températures entre la température moyenne de la base et la température ambiante. Les résultats de la simulation numérique montrent que, pour tous les six modèles considérés dans cette étude, le dissipateur de chaleur optimal conçu a toujours la température moyenne de la base la plus basse, elle peut diminuer de 6,3 à 7,3% par rapport aux ailettes pleines.

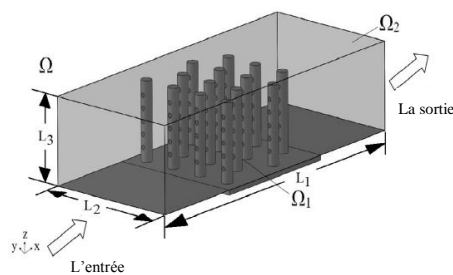


Figure I.53 : Schéma du domaine de calcul [91].

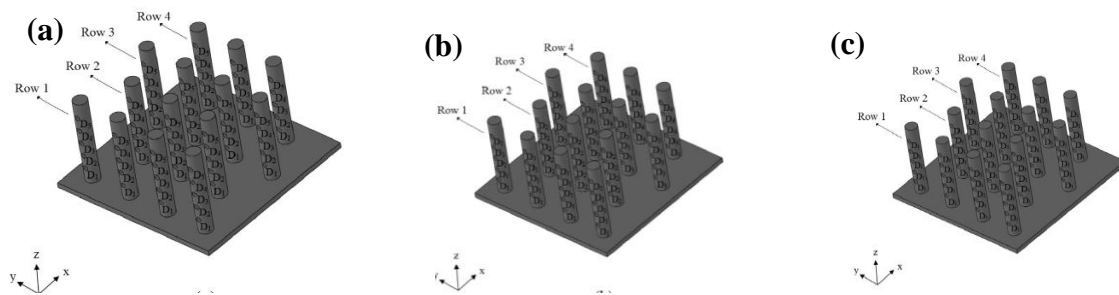


Figure I.54 : Vue en perspectives de différentes conceptions : (a) la conception # 1, (b) la conception # 2 , (c) la conception # 3 [91].

Al-Damook et al. (2015) [92] ont réalisé une étude expérimentale et numérique de la convection thermique autour de plusieurs ailettes perforées. Ils ont constaté que l'utilisation de multiples perforations permet d’augmenter le transfert de chaleur, et au

même temps réduire à la fois la chute de pression à travers le dissipateur de chaleur et la puissance du ventilateur nécessaire pour pomper l'air à travers les ailettes.

Le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de perforations, tandis que la chute de pression et la puissance du ventilateur se réduisent de façon monotone. Ils ont remarqué aussi que, les ailettes avec cinq perforations ont un nombre de Nusselt plus grands de 11% et une chute de pression plus faible de 16% par rapport au dissipateur de chaleur à ailettes pleines.

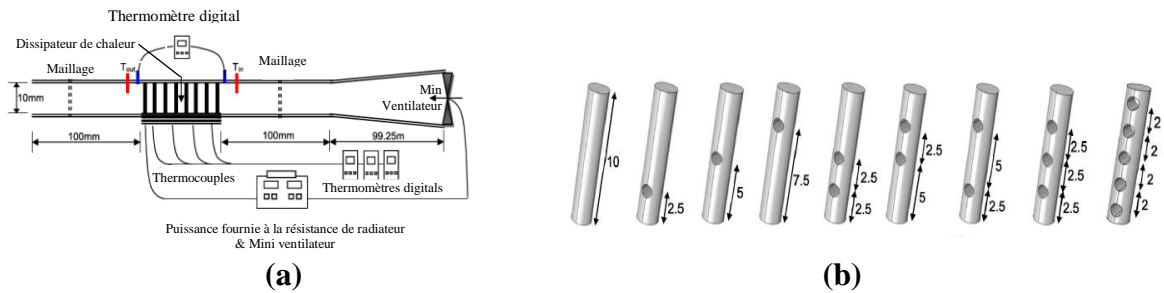


Figure I.55 : (a) Représentation schématique du système expérimental, (b) La conception des neuf ailettes considérées avec différents nombres et emplacements de perforations [92].

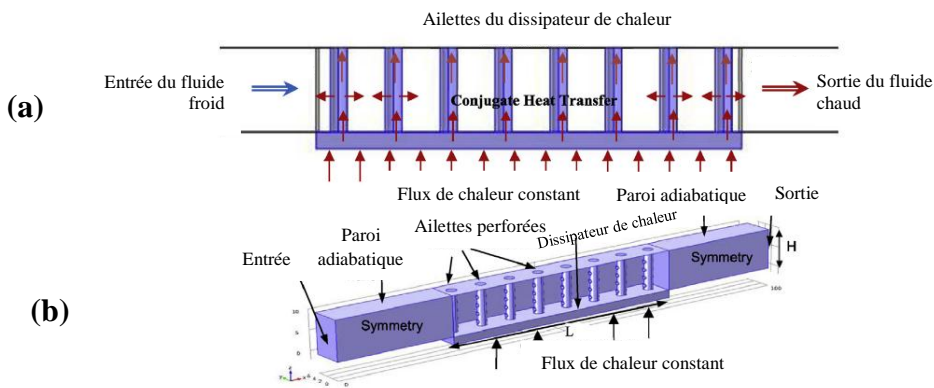


Figure I.56 : (a) Modèle de transfert de chaleur conjugué de l'ailette du dissipateur de chaleur, (b) Schéma du domaine d'écoulement utilisé dans l'analyse CFD, avec huit ailettes perforées [92].

Awasarmol and Pise (2015) [93] ont réalisé une investigation expérimentale pour quantifier et comparer la convection naturelle et l'amélioration du transfert de chaleur dans un dissipateur de chaleur à ailettes perforées avec différents diamètres de perforation et différents angles d'inclinaison du dissipateur de chaleur. Leurs résultats

indiquent que la température le long de l'ailette perforée est toujours plus petite que celle équivalente de l'ailette pleine. L'amélioration du transfert de chaleur dépend de l'angle d'orientation du dissipateur de chaleur, du diamètre de perforation et de l'entrée du dispositif de chauffage. La perforation des ailettes améliore le taux de dissipation de chaleur et en même temps diminue les dépenses du matériau et obtenir des ailettes de poids plus léger. Ils ont également constaté qu'il existe un diamètre de perforation optimal pour lequel le taux de transfert de chaleur à l'état stable est maximum. Le diamètre de la perforation optimal dépend de l'angle d'inclinaison du dissipateur de chaleur.

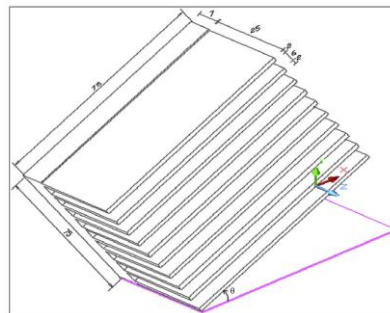


Figure I.57 : Schéma des ailettes rectangulaires [93].

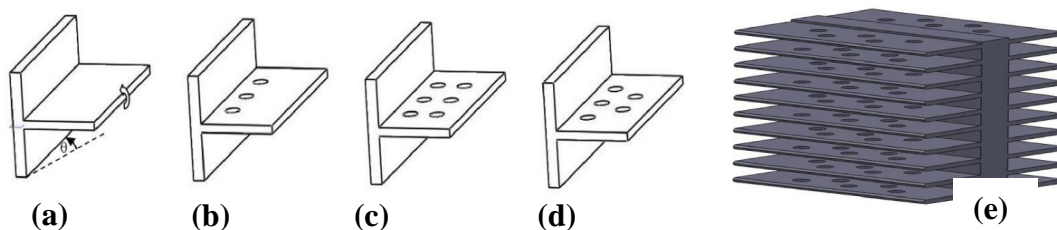


Figure I.58 : (a) Ailette pleine, (b) Ailette avec trois perforations, (c) Ailette avec six perforations, (d) Ailette avec cinq perforations, (e) Un ensemble d'ailettes perforées [93].

Manikandan and Pachaiyappan(2016) [94] ont comparé les ailettes perforées en forme de goutte avec les ailettes circulaires et rectangulaires en arrangement décalé. Leurs résultats indiquent que les ailettes perforées en forme de goutte ont augmenté le transfert de chaleur par rapport aux ailettes circulaires. L'utilisation des ailettes de la forme de goutte provoque aussi une diminution considérable du coefficient de frottement par rapport aux autres types d'ailettes.

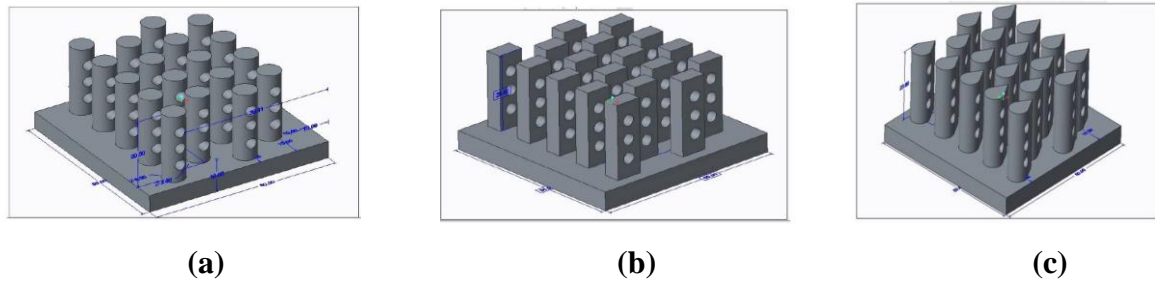


Figure I.59 : Vue en perspective d’un dissipateur à ailettes de section : (a) circulaire, (b) rectangulaire, (c) de forme de goutte [94].

Al-Damook et al. (2016) [95] ont présenté une analyse numérique du transfert de chaleur conjugué des ailettes cylindriques avec de multiples perforations circulaires, carrées et elliptiques. Les résultats montrent que les perforations circulaires donnent la plus grande amélioration du transfert de chaleur et les perforations elliptiques minimisent la chute de pression.

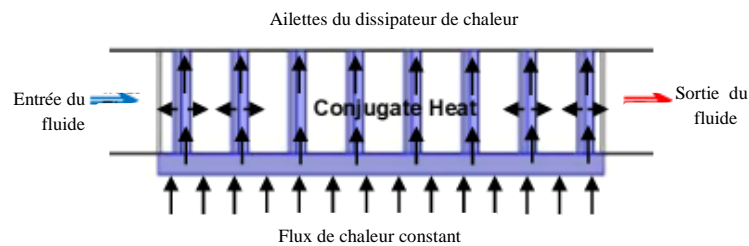


Figure I.60 : Modèle du transfert de chaleur conjugué dans les ailettes d’un dissipateur de chaleur [95].

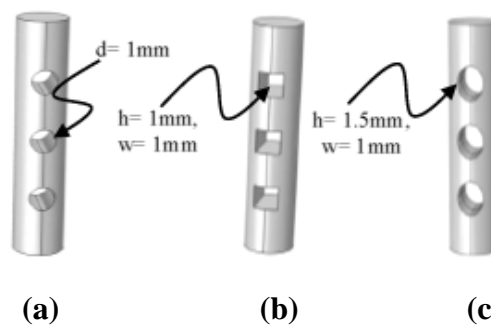


Figure I.61 : Trois formes de perforation pour chaque ailette considérée avec trois perforations : (a) circulaires, (b) carrées, (c) elliptiques [95].

I.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une revue de la littérature de différents travaux traitant le transfert de chaleur par convection naturelle, forcée ou mixte dans des ailettes de différentes formes. De ce chapitre, on distingue les travaux considérant les ailettes pleines et les ailettes creuses / perforées et l'amélioration apportée aux valeurs du nombre de Nusselt, la résistance thermique, la chute de pression et l'efficacité thermique de dissipateur de chaleur avec l'utilisation des ailettes perforées.

Cette revue sur les dissipateurs de chaleur indique également que la plupart des études considèrent la convection naturelle ou forcée pour diverses formes d'ailettes. Cependant, les ailettes elliptiques pleines ou creuses/ perforées sous le transfert de chaleur par convection naturelle et forcée combinée ont une moindre attention.

Le présent travail se concentre sur une étude numérique du transfert de chaleur par convection naturelle et mixte dans des rangées d'ailettes elliptiques en arrangement aligné. Nous avons étudié deux cas : le premier cas traite les deux types de convection dans un dissipateur de chaleur à ailettes pleines, et l'effet de la hauteur des ailettes sur les performances thermiques du dissipateur de chaleur.

Le deuxième cas étudié est celui des ailettes creuses/ perforées exposées à un écoulement d'air vertical de convection naturelle et mixte. Les effets de la hauteur du trou horizontal sur le taux de dissipation thermique et la chute de pression sont examinés puis, comparés ces paramètres des ailettes perforées à ceux des ailettes pleines.

L'étude numérique sur les ailettes donnera un aperçu de la conception, y compris l'existence d'une hauteur optimale de l'ailette pleine et du trou horizontal de l'ailette perforée qui donnent une meilleure dissipation de la chaleur et par conséquent, un bon refroidissement du composant électronique.

CHAPITRE II

Formulation Mathématique

Formulation Mathématique

II.1. Introduction

Depuis l'augmentation de la puissance de calcul des ordinateurs, la simulation numérique a pris une grande place dans la recherche et l'industrie et a remplacé l'expérimentation directe trop coûteuse et longue à mettre en œuvre. La simulation numérique est fondée sur la résolution des équations aux dérivées partielles conduisant à l'obtention des solutions approchées. L'objet de ce chapitre est de présenter la géométrie du problème considéré et les équations qui gouvernent le phénomène de la convection en régime laminaire : la conservation de la masse (la continuité), la quantité de mouvement (Navier-Stokes), de l'énergie pour le fluide et le solide, ainsi que les conditions aux limites pour chaque grandeur.

II.2. Géométries des Problèmes Considérés

II.2.1. 1^{er} Cas : Dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines

La géométrie du problème considéré est schématisée sur les figures II.1 & II.2. Elle consiste en un dissipateur de chaleur qui se compose de 14x7 ailettes en arrangement aligné, ayant une section transversale elliptique d'un demi-petit axe $a = 8$ mm, un demi-grand axe $b = 12$ mm et un rapport d'aspect $\gamma = H/d = 5.10, 6.12, 7.14, 8.16, 9.18$, telle que H est la hauteur des ailettes et d est le diamètre moyen ($d = \sqrt{a \cdot b}$). Les ailettes sont fixées à une base parallélépipédique de dimensions $L \times W = 164$ mm x 164 mm et une épaisseur $w_b = 12$ mm. Le dissipateur de chaleur est fabriqué en Aluminium de conductivité thermique égale à 202,4 W/m.K. Les distances longitudinale et transversale entre ailettes sont respectivement $S_L = 22,5$ mm et $S_T = 11,25$ mm. Ce dissipateur est fixé à un composant électronique en Silicium d'épaisseur $w_s = 10$ mm et de conductivité thermique égale à 130 W/m.K, qui génère une quantité de chaleur $Q = 400$ W. Les bouts des ailettes ($z = H$) sont supposés adiabatiques.

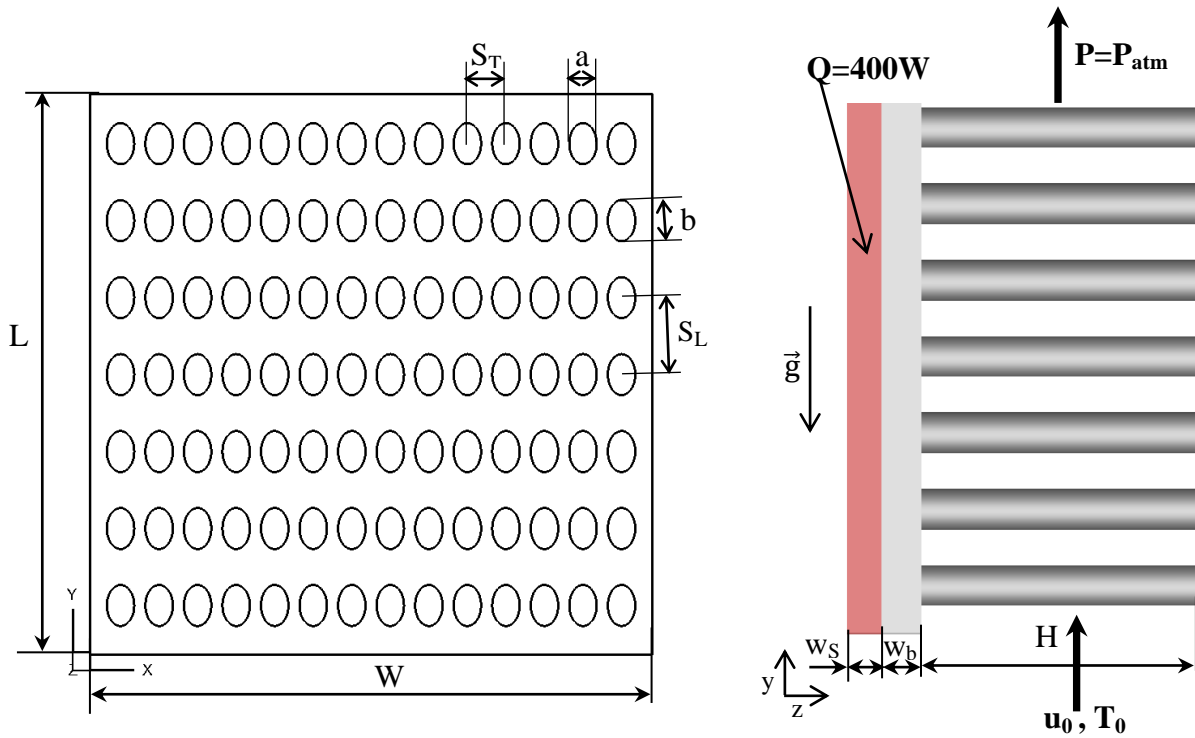


Figure II.1 : La géométrie et les dimensions du dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines

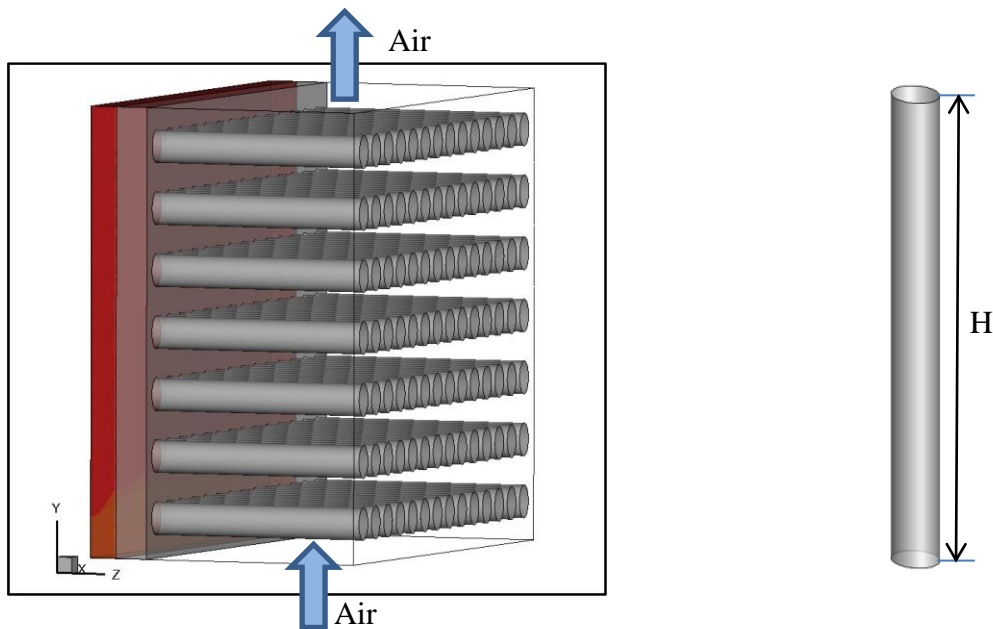


Figure II.2 : Vue isométrique d'un dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines et d'une seule ailette.

II.2.2. 2^{ème} Cas : Dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses et perforées :

La géométrie étudiée dans ce deuxième cas est exactement la même que l'initiale (voir Figures II. 3 & II.4) seulement , on a remplacé les ailettes pleines par d'autres de hauteur fixe $H=81.6\text{mm}$ creusées verticalement d'un trou elliptique de demi-petit axe $a_1=6\text{ mm}$ et un demi-grand axe $b_1=10\text{mm}$ et perforées d'un trou horizontal de section circulaire de diamètre $d_t=5\text{mm}$ et de hauteur $h_t =10\text{mm}, 20\text{mm}, 30\text{mm}$ et 40mm à partir de la base du dissipateur de chaleur comme indiqué sur la Figure II.4.

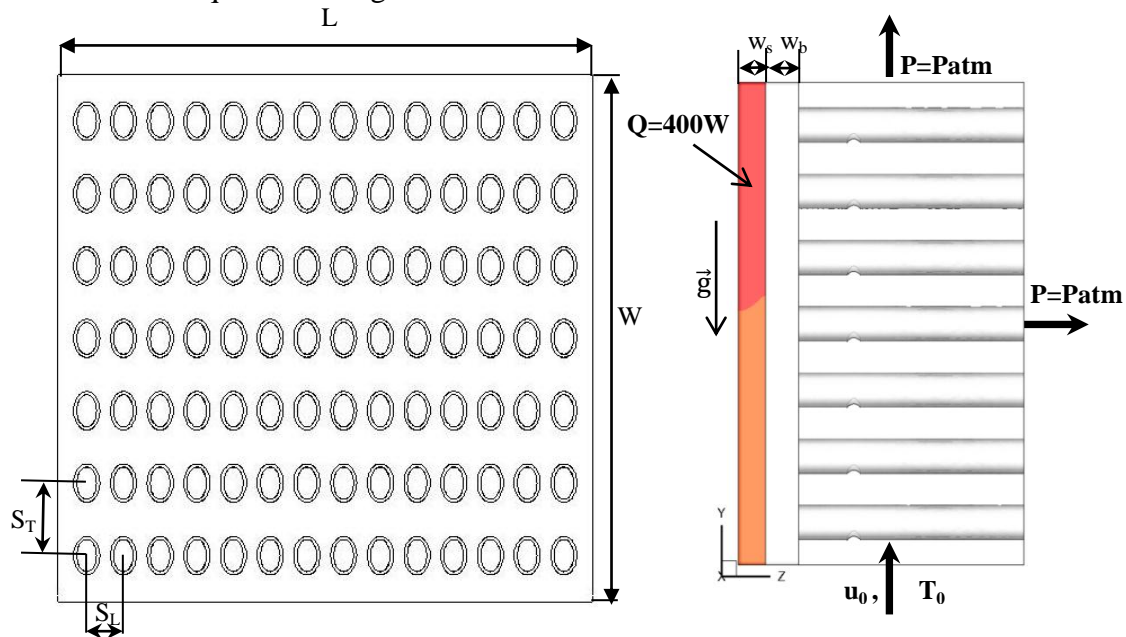


Figure II.3 : La géométrie et les dimensions du dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses /perforées

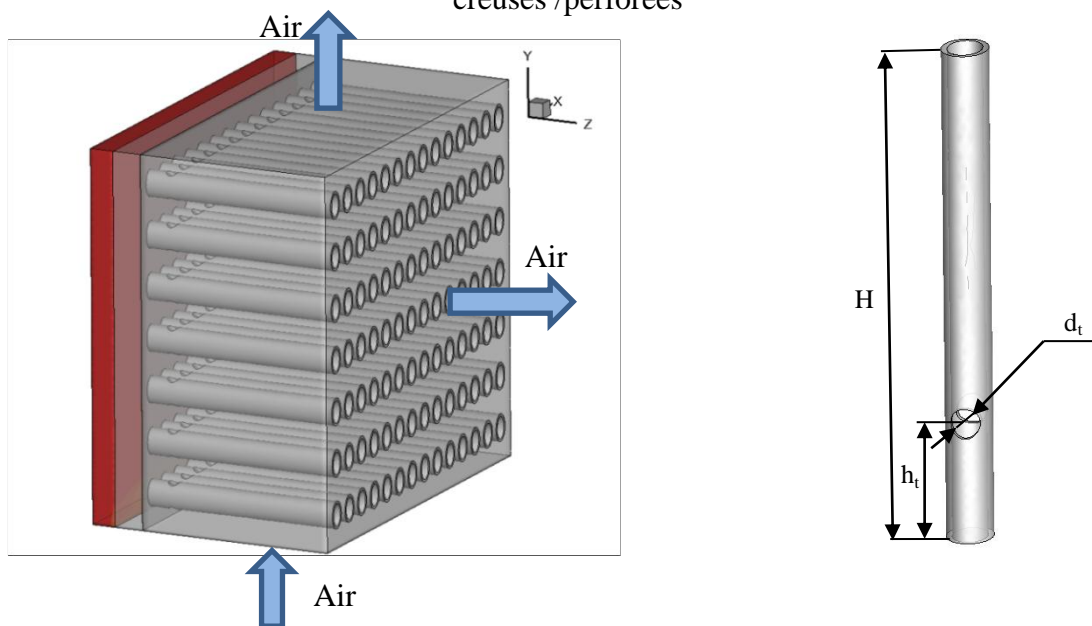


Figure II.4 : Vue isométrique d'un dissipateur de chaleur à ailettes creuses/perforées et d'une seule ailette

II.3. Hypothèses Simplificatrices :

Ces hypothèses sont largement utilisées pour l'étude des phénomènes de la convection mixte dans des domaines très variés. Elles ont été étudiées en détail par de nombreux auteurs dans le but de simplifier la formulation mathématique des équations de conservation couplées. Ces dernières ont été établies sur la base des hypothèses suivantes :

1. L'écoulement est stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$).
2. Le fluide (l'air) Newtonien et incompressible.
3. Le milieu est continu.
4. L'écoulement est tridimensionnel (suivant les coordonnées x , y et z).
5. Le régime est laminaire.
6. La dissipation visqueuse est négligeable ($\mu \Phi = 0$).
7. Le transfert d'énergie par rayonnement est négligé.
8. Les propriétés thermo-physiques du fluide (k, μ, β et C_p) sont considérées constantes et prises à la température de référence à l'exception, de la masse volumique dans le terme de la poussée d'Archimède qui est supposée obéir à l'approximation de Boussinesq.

II.4. Equations Gouvernantes :

La formulation mathématique des phénomènes de convection repose sur les équations liant les différents paramètres à savoir : la vitesse, la pression et la température. Ces équations régissant l'écoulement sont les équations de continuité, de Navier-stokes et l'équation d'énergie, qui expriment, respectivement, la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

Les champs de vitesses et de températures issus de ces équations peuvent être utilisés pour évaluer les paramètres de transfert de chaleur tels que le coefficient de transfert thermique, le nombre de Nusselt, la résistance thermique et l'efficacité des ailettes.

Si (x, y, z) et (u, v, w) sont respectivement les trois coordonnées dimensionnelles et les trois composantes de la vitesse dimensionnelle, et si on prend en considération les hypothèses simplificatrices citées ci-dessus, les équations dimensionnelles peuvent s'écrire comme suit :

➤ **Equation de continuité :**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.1})$$

➤ **Equation de la conservation de la quantité de mouvement suivant x :**

$$\rho_o \left[\frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(vu)}{\partial y} + \frac{\partial(wu)}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right] \quad (\text{II.2})$$

➤ **Equation de la conservation de la quantité de mouvement suivant y :**

$$\rho_o \left[\frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial(vv)}{\partial y} + \frac{\partial(wv)}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right] + g\beta(T-T_0) \quad (\text{II.3})$$

➤ **Equation de la conservation de la quantité de mouvement suivant z :**

$$\rho_o \left[\frac{\partial(uw)}{\partial x} + \frac{\partial(vw)}{\partial y} + \frac{\partial(ww)}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right] \quad (\text{II.4})$$

➤ **Equation de l'énergie:**

-Pour l'air

$$\rho_o C_p \left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left[k_f \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[k_f \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[k_f \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (\text{II.5})$$

-Dans les ailettes solides:

$$k_S \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q = 0 \quad (\text{II.6})$$

II.5. Conditions aux Limites :

A ces équations sont associées des conditions aux limites issues des considérations physiques relatives à la géométrie du modèle étudié.

Les équations mathématiques auxquelles on a abouti sont résolues dans le cadre des conditions aux limites caractéristiques du problème. En imposant les conditions aux limites dynamique et thermique, le problème est donc entièrement posé.

Dans notre étude, il existe quatre types de conditions aux limites :

- Entrée : toutes les propriétés du fluide sont connues.
- Sortie : le régime est établi.
- Paroi : les vitesses sont nulles
- L'interface : le flux à l'interface fluide solide est couplé.

➤ Les conditions aux limites pour l'ensemble d'équations régissant les deux géométries étudiées sont présentées ci-dessous:

1^{er} cas : ailettes pleines

- L'entrée : $y=0$:
 $v = u_0, T_0 = 293.16K.$
- Les plans $x=0$ et $x=164mm$ définis comme surface libre:
 $\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0, u = w = 0.$
- Les bouts des ailettes sont supposés parois adiabatiques :
 $u = v = w = 0, \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$
- La base de dissipateur est une paroi adiabatique :
 $u = v = w = 0, \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$
- Le contour du composant électronique (source de chaleur) est une paroi adiabatique :
 $u = v = w = 0, \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$
- Le contour de la base des ailettes est une paroi adiabatique :

$$u = v = w = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$$

- L'interface base ailettes couplée :

$$k_s \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\text{paroi}} = k_f \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\text{paroi}}$$

- Pour le composant électronique, il génère une quantité de chaleur : $Q = 400 \text{ W}$.

La densité de flux est :

$$q = \frac{Q}{V}, \quad V \text{ c'est le volume du composant électronique.}$$

$$q = \frac{400}{(0.164)(0.164)(0.01)} = 1487210 \frac{\text{W}}{\text{m}^3}$$

- La sortie: $y=164\text{mm}$, une pression atmosphérique à la sortie :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad p = p_{\text{atm}}$$

2^{ème} cas : ailettes creuses/perforées:

Pour cette configuration, nous avons gardé les mêmes conditions aux limites utilisées dans le premier cas portant sur la température et la vitesse, on ajoute seulement une deuxième condition de sortie à travers les ailettes creuses :

- La sortie 2 : $z = H$ une pression atmosphérique à la sortie :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad p = p_{\text{atm}}$$

II.6. Calcul des Grandeurs Hydrodynamique et Thermique :**II.6.1. Le diamètre hydraulique :**

Le diamètre hydraulique est défini comme le rapport entre le volume du fluide qui entoure les ailettes et la surface totale mouillée :

$$D_h = \frac{4.V_f}{A_f} \quad (\text{II.7})$$

Où V_f est le volume total du fluide à l'intérieur du dissipateur de chaleur, A_f est la surface mouillée, qui est définie comme la surface de transfert de chaleur par convection en contact avec le fluide de refroidissement. La surface totale de transfert de chaleur comprend les surfaces de la base et des parois des ailettes en contact avec le fluide [96].

II.6.2. Le nombre de Reynolds :

L'expression du nombre de Reynolds basée sur le diamètre hydraulique est:

$$Re = \frac{\rho u_0 D_h}{\mu} \quad (\text{II.8})$$

Où ;

ρ : la masse volumique du fluide.

u_0 : la vitesse d'écoulement à l'entrée.

D_h : le diamètre hydraulique.

μ : la viscosité dynamique du fluide.

II.6.3. Coefficient d'échange convectif moyen \bar{h} :

L'expression du coefficient d'échange convectif est :

$$\bar{h} = \frac{q_c}{A.(\bar{T}_w - \bar{T}_m)} \quad (\text{II.9})$$

q_c : la quantité de chaleur définie par l'expression suivante:

$$q_c = \dot{m}. C_p (\bar{T}_{out} - T_0)$$

avec :

\bar{T}_{out} : la température moyenne à la sortie

$$\bar{T}_{out} = \frac{\iint_A T u dA}{\iint_A u dA} \quad (II.10)$$

T_0 : la température à l'entrée.

C_p : la capacité calorifique de l'air à pression constante.

\dot{m} : le débit massique, en kg/s

$$\bar{T}_w = \frac{1}{A} \iint T \cdot dA$$

\bar{T}_w : la température moyenne de la surface d'échange (des ailettes + la base):

A : la surface d'échange thermique totale.

\bar{T}_m : la température moyenne de mélange pondérée par la masse volumique:

$$\bar{T}_m = \frac{\iiint_V T u dV}{\iiint_V u dV} \quad (II.11)$$

Le coefficient d'échange moyen \bar{h} est exprimé en $W/m^2.K$.

II.6.4. Le nombre de Nusselt moyen:

Le nombre de Nusselt est le rapport de la chaleur réelle transférée par convection par les ailettes au fluide en mouvement sur le transfert de chaleur équivalent qui se produirait par conduction. Le nombre de Nusselt a été défini comme suit:

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h} \cdot D_h}{k_f} \quad (II.12)$$

k_f : La conductivité thermique de l'air

\bar{h} : Coefficient d'échange convectif moyen.

Un nombre de Nusselt dont la valeur est proche de l'unité indique que le transfert de chaleur par conduction est prédominant tandis que, des valeurs plus élevées révèlent l'importance du transfert par convection. Cette grandeur est beaucoup utilisée pour la caractérisation de l'efficacité des transferts thermiques, et donc souvent, un paramètre à optimiser.

II.6.5. La résistance thermique :

L'indice important du taux de transfert de chaleur est la résistance thermique R_{th} , qui est considérée comme une caractéristique des performances thermiques des ailettes:

$$R_{th} = \frac{\bar{T}_b - T_0}{q_c} \quad (II.13)$$

Où :

\bar{T}_b est la température moyenne de la base du dissipateur de chaleur.

$$\bar{T}_b = \frac{1}{A} \iint T \cdot dA \quad (II.14)$$

II.6.6. Efficacité des ailettes

L'efficacité des ailettes est définie comme le rapport entre le taux de transfert de chaleur réelle de l'ailette sur la chaleur qui serait idéalement transférée si l'ensemble de l'ailette était à la température de la base. Elle est définie comme suit:

$$\eta = \frac{\tanh(m.H)}{m.H} \quad (II.15)$$

$$\text{Où : } m = \sqrt{\frac{4 \cdot \bar{h}}{k_s \cdot D_h}}$$

k_s : La conductivité thermique des ailettes.

II.6.7. Coefficient de pression

Le coefficient de pression est calculé comme suit,

$$C_d = \frac{\Delta p}{0.5 \cdot \rho \cdot u_0^2} \quad (II.16)$$

Où : Δp est la différence de pression

$$\Delta p = p_{inlet} - p_{out}$$

II.7. Conclusion

Dans le présent chapitre, nous avons établi pour le problème traité le modèle mathématique. Ce dernier est constitué d'un système d'équations, complété par des conditions aux limites. Il s'agit d'un système complexe formé par des équations issues de la thermodynamique et de la mécanique des fluides. Les équations de bilan sont donc connues mais :

- La résolution analytique de ces équations de bilan n'est pratiquement jamais réalisable.
- La non-linéarité visible dans les équations est principalement à l'origine des difficultés rencontrées pour l'obtention d'une solution analytique.

Donc, l'utilisation des méthodes numériques s'avère indispensable pour la résolution des équations du modèle mathématique. Dans notre étude, nous avons utilisé le code de calcul Fluent 6.3.26 basé sur la méthode numérique des volumes finis. Cette méthode est bien exposée dans un chapitre précédent (partie A, chapitre III) et le code Fluent va être détaillé dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

Procédures de Simulation Numérique

Procédures de Simulation Numérique

III.1. Introduction

Au cours de ces dernières décennies, l'étude numérique a pris une place importante dans le domaine de la mécanique des fluides et des transferts thermiques. En effet, elle constitue un moyen efficace et rapide d'étudier les différents phénomènes physiques et de préparer les dimensionnements en minimisant les coûts des essais expérimentaux. En outre, la simulation numérique permet aussi d'accéder aux grandeurs locales ce qui est rarement possible dans le cas d'une étude expérimentale.

La simulation numérique est devenue un outil incontournable pour les études de la gestion thermique des systèmes électroniques. Dans notre étude, nous avons effectué la résolution numérique des équations aux dérivées partielles (EDP) sur une configuration tridimensionnelle par la méthode des volumes finis adoptée par le logiciel CFD Fluent 6.3.26. Le maillage des géométries a été réalisé en utilisant le préprocesseur Gambit 2.2.30 pour les différentes configurations étudiées (ailettes pleines avec différents rapports d'aspect et les ailettes creuses/ perforées avec différentes hauteurs h_0).

Dans ce chapitre, nous allons donner une idée détaillée sur les deux logiciels Fluent et Gambit, et présenter les phases de la conception des géométries étudiées et la génération du maillage utilisé pour la simulation numérique ainsi que les étapes de simulation sous Fluent.

III.2. Présentation du Préprocesseur GAMBIT

GAMBIT (Geometry And Mesh Building Intelligent Toolkit) est un mailleur 2D / 3D ; pré- processeur qui permet de mailler des domaines de géométries d'un problème de CFD. Il génère des fichiers *.msh pour Fluent . Il regroupe trois fonctions : définition de la géométrie du problème (construction si la géométrie est simple ou bien l'import de la

géométrie CAO (SolidWorks, CATIA...), le maillage et sa vérification, la définition des frontières (types de conditions aux limites) et définition des domaines de calcul.

III.2.1. Maillage sous "Gambit"

Le premier travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à l'écoulement. Un maillage de très bonne qualité est essentiel pour l'obtention des résultats de calcul précis, robustes et significatifs. La qualité du maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul. Une bonne qualité de maillage repose sur la minimisation des éléments présentant des « distorsions » (skewness en anglais), et sur un bon raffinement dans les régions présentant un fort gradient (couches limites, ondes de choc, . . .). Un bon maillage doit également être suffisamment lisse.

La création des géométries étudiées ainsi que le maillage se font sous "Gambit". Ce mailleur propose des solutions étendues pour les géométries les plus compliquées. Cependant, pour notre étude, deux principaux maillages sont choisis : un maillage à base de cellules hexaédriques est utilisé dans la géométrie du dissipateur à ailettes elliptiques pleines (voir figure III.1), et des cellules tétraédriques pour le cas des ailettes creuses/perforées (voir figure III.2). Le maillage tétraédrique est très gourmand en nombre de mailles comparé au maillage structuré, d'où le besoin de plus de ressources matérielles et de temps de calcul.

Afin d'illustrer plus facilement les différents maillages et régions discrétisées, des maillages grossiers sont présentés. Pour le maillage de la configuration des ailettes pleines, l'idée initiale est de placer les ellipses (les sections des ailettes) dans des rectangles en utilisant un maillage à l'aide des quadrilatères (Figure III.1). Cet arrangement permet d'avoir un contrôle sur le maillage en ayant la possibilité de le raffiner près des parois des ailettes (e.g., en contrôlant le nombre de nœuds et leurs intervalles à la fois sur les ellipses, mais également, sur les diagonales des rectangles).

Un raffinement au niveau de la couche limite, au voisinage de la base de dissipateur de chaleur et aux alentours des ailettes a été pris en considération pour distinguer les différents aspects de l'écoulement à ces endroits et pour capter les forts gradients des grandeurs physiques recherchées. Un maillage relâché est adopté loin de la base et des

ailettes là où les gradients sont moins importants. Dans le chapitre suivant, nous allons réaliser une étude d'indépendance du maillage pour déterminer le nombre des nœuds qu'il faut choisir.

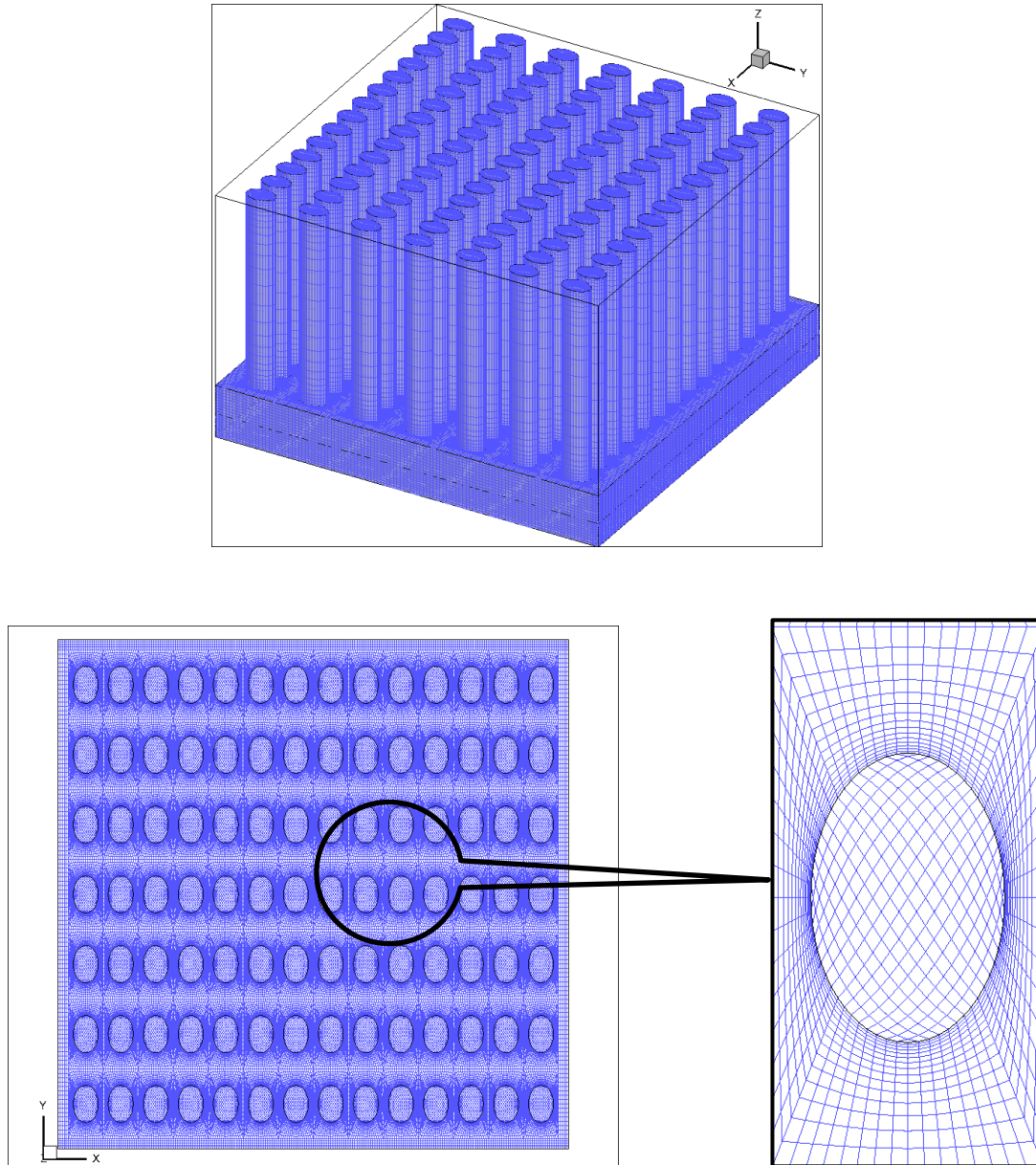


Figure III.1 : Maillage du dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines.

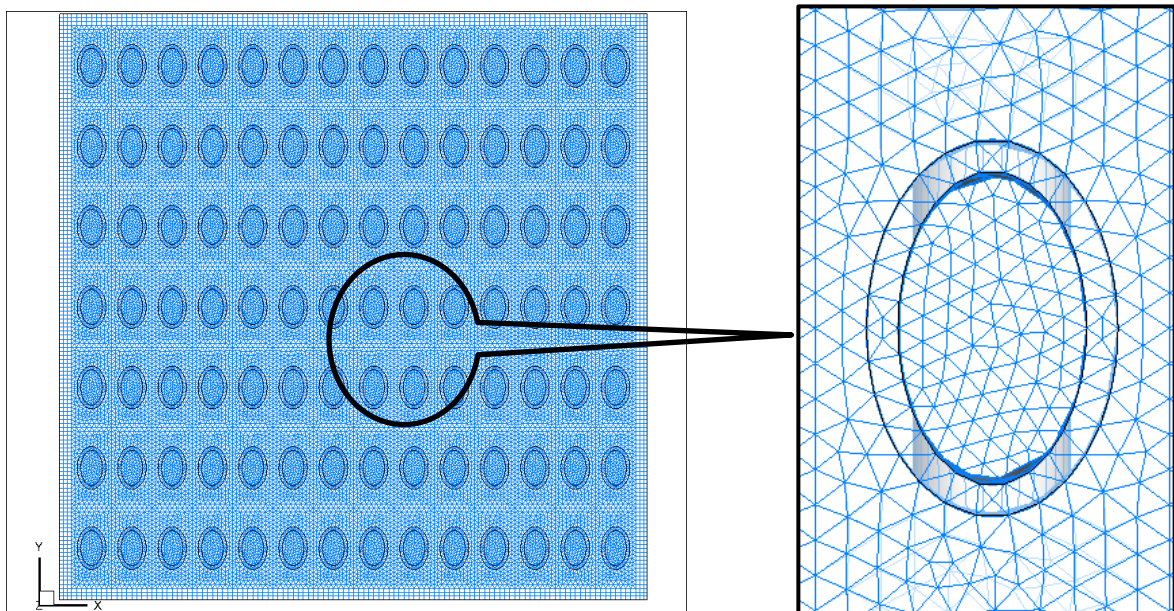
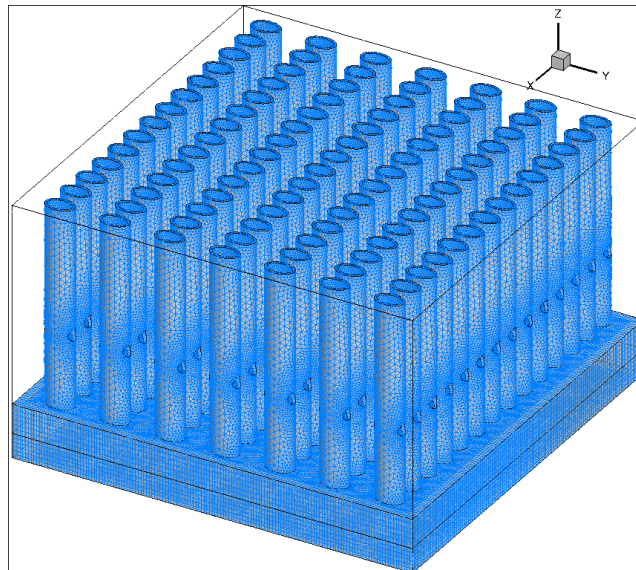


Figure III.2: Maillage du dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses et perforées

III.2.2. Règles générales de génération du maillage:

La qualité du maillage joue un rôle significatif dans la précision et la stabilité du calcul numérique. Avant d'entreprendre la simulation numérique de l'écoulement, il est nécessaire de vérifier les étapes suivantes :

- Assurer une bonne résolution dans les régions à fort gradient.
- Assurer un bon lissage dans les zones de transition entre les parties à maillage fin et les parties à maillage grossier.
- Maintenir une bonne qualité des éléments.
- Minimiser le nombre total des éléments (temps de calcul raisonnable)

III.2.3. Qualité du maillage:

La génération d'un maillage de bonne qualité est primordiale pour obtenir des résultats stables et précis. Il faut donc minimiser les paramètres présentant des distorsions (skewness) et s'assurer de la résolution dans les régions présentant un fort gradient.

Une bonne qualité de maillage est synonyme d'absence de grandes distorsions d'éléments (bon skewness). Le facteur de distorsion skewness Q_{EAS} se calcule de deux façons différentes :

- ✓ Calcul basé sur le volume équilatéral : applicable uniquement pour les éléments triangulaires ou tétraédriques (Figure III.3).

$$Q_{EAS} = \frac{\text{Taille élément optimal} - \text{Taille élément généré}}{\text{Taille élément optimal}} \tag{III.1}$$

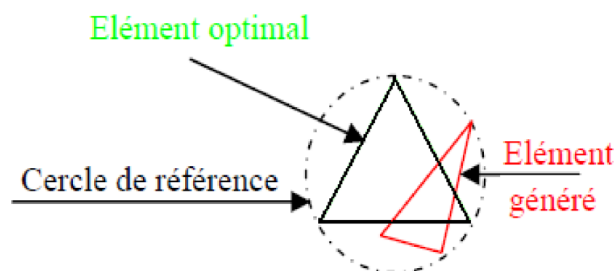


Figure III.3 : Eléments équilatéraux d'un maillage [97].

- ✓ Calcul basé sur la déviation angulaire : applicable pour tout type d'élément.

$$Q_{EAS} = \max \left[\frac{\theta_{\max} - \theta_d}{180 - \theta_d}, \frac{\theta_d - \theta_{\min}}{\theta_d} \right] \tag{III.2}$$

où θ_{\max} et θ_{\min} sont les angles maximal et minimal respectifs entre les côtés de l'élément (Figure III.4) ; $\theta_d = 60^\circ$ pour un élément triangulaire ou tétraédrique; $\theta_d = 90^\circ$ pour un élément quadrilatéral ou hexaédrique.

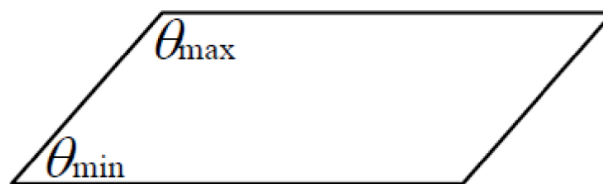


Figure III.4 : Eléments présents dans un maillage

Le tableau III.1 illustre la variation de la qualité des éléments de maillage en fonction de la valeur du facteur de distorsion skewness Q_{EAS} . Il est à noter que les grandes valeurs du facteur de distorsion induisent des erreurs de calcul et ralentissent considérablement le processus de convergence. Cependant, quelques distorsions peuvent être tolérées dans des régions à faible gradient.

La valeur maximale du skewness tolérée pour un maillage volumique doit être inférieure à 0.90. Toutefois, la valeur maximale du facteur de distorsion tolérée pour un maillage surfacique structuré ou non, hexaédrique ou tétraédrique doit être inférieure à 0.75 [97].

Tableau III.1 : Qualité du maillage en fonction du facteur de distorsion [97].

Valeurs de skewness Q_{EAS}	Qualité du maillage
$Q_{EAS}=0$	Parfaite
$0 < Q_{EAS} \leq 0.25$	Excellente
$0.25 < Q_{EAS} \leq 0.5$	Bonne
$0.5 < Q_{EAS} \leq 0.75$	Correcte
$0.75 < Q_{EAS} \leq 0.9$	Pauvre
$0.9 < Q_{EAS} < 1$	Mauvaise
$Q_{EAS}=1$	Dégénérée

III.2.4. Indépendance du maillage

Il est tout d'abord important de rappeler que le maillage peut être modifié dans la phase de simulation à l'aide du code "FLUENT". On peut par exemple, faire une adaptation du maillage à l'aide de l'option (Adapt), selon divers critères permettant de définir des régions à l'intérieur du domaine de calcul. Cette fonction adapte la grille du maillage à l'écoulement en intervenant particulièrement sur :

- Les zones à fort gradient
- Les zones définissant les frontières des volumes fluides.
- A l'intérieur de certaines zones.

L'adaptation n'est toutefois permise que sur la base d'une première solution pour l'écoulement. L'indépendance du maillage a été réalisée en utilisant un raffinement de solution adaptatif, puisque des cellules peuvent être rajoutées là où elles sont nécessaires dans la grille après obtention des résultats de simulation. Le maillage initial a été adapté en mettant plus de cellules dans les régions où le gradient de vitesse est plus élevé qu'un niveau choisi. Ce processus a été répété jusqu'à ce que les résultats soient devenus indépendants du maillage [98].

III. 2.5. Conditions aux limites

Une fois que la géométrie et le maillage du domaine physique étudié sont définis, nous spécifierons les zones géométriques de la configuration étudiée. Pour les deux cas étudiés (ailettes pleines et creuses/ perforées), il existe deux zones bien distincts : une zone fluide qui correspond au fluide qui entoure les ailettes pleines et qui est à l'intérieur des ailettes creuses/perforées et une zone solide qui correspond à la base et les ailettes du dissipateur de chaleur et le composant électronique.

Sur ces deux zones nous allons appliquer les conditions aux limites choisies. Le logiciel GAMBIT propose différents types de conditions aux limites. Nous en utilisons quatre : vitesse d'entrée, conditions de parois, condition à la sortie et conditions de symétrie.

- Les extrémités des ailettes sont supposées isolées qui correspond à la condition « wall » adiabatique avec un flux de chaleur nul.

-Les contours de la base du composant électronique sont supposés « wall » adiabatique avec un flux convectif nul.

- Les limites du fluide à gauche, à droite et en haut du dissipateur de chaleur sont supposées être une surface libre, mais vu que Fluent ne résout pas les écoulements à surface libre, nous avons choisi la condition de « symmetry »

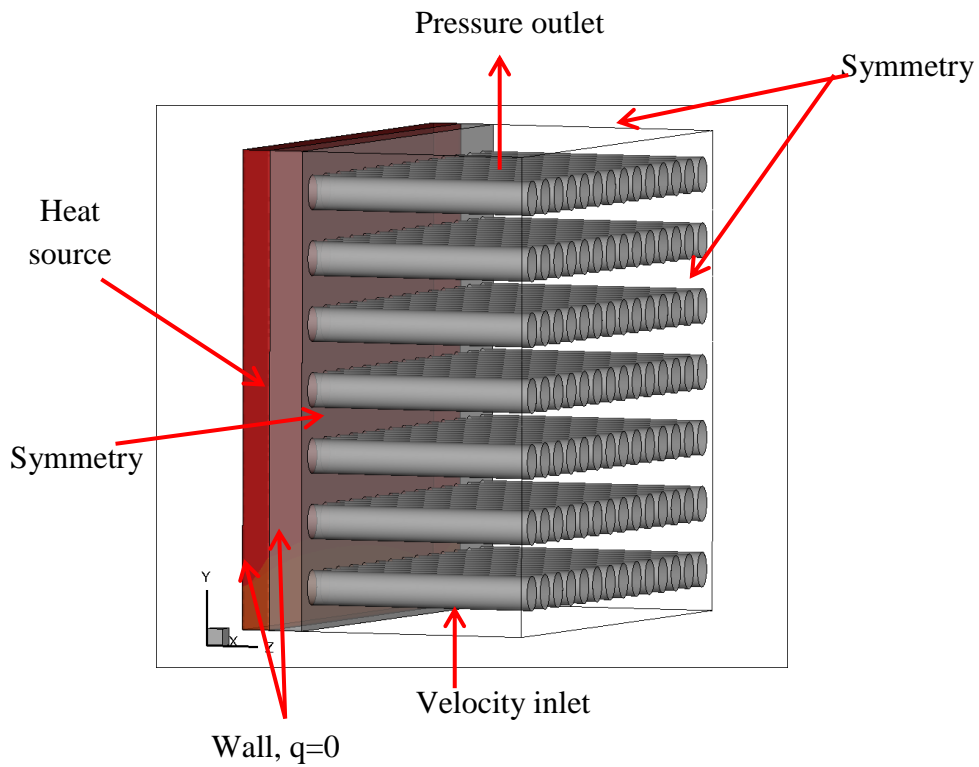
- La condition aux limites "velocity inlet" correspond à une vitesse et une température imposées à l'entrée du dissipateur de chaleur.

- La condition au limite au niveau des parois du dissipateur de chaleur est de type "wall". Les vitesses sont nulles sur les parois.

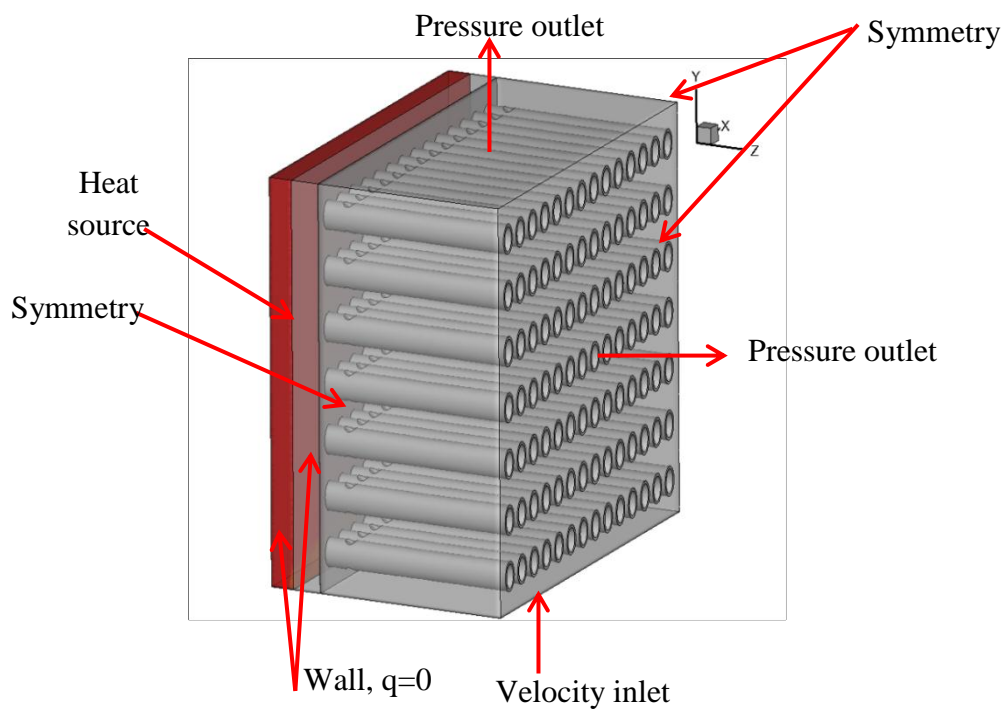
- La condition. « pressure outlet » assure une valeur nulle de la pression $P=0$ à la sortie de dissipateur de chaleur.

Les différentes conditions aux limites sont schématisées sur la figure III.5.

Lorsque le maillage est terminé et que les conditions aux limites sont correctement imposées, il ne reste qu'à exporter le fichier depuis le préprocesseur GAMBIT vers le solveur FLUENT en format "msh" afin d'effectuer les simulations numériques tout en discrétisant les équations qui gouvernent l'écoulement.



(a) Dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines



(b) Dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses et perforées

Figure III.5 : Les conditions aux limites imposées dans Gambit.

III.3. Présentation du Code "Fluent"

Fluent est sans doute le logiciel de simulation numérique de mécanique des fluides le plus abouti du marché. Il est même depuis peu intégré dans la suite de logiciel de simulation ANSYS. Sa force vient du très grand nombre de modèles disponibles, pouvant faire face à de très nombreux aspects de la mécanique des fluides : Ecoulement diphasique (miscible, non miscible, cavitation, solidification), turbulence (LES, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, Reynolds stress...), combustion (prémélangé et non prémélangé), transport de particules, écoulement en milieux poreux, maillages mobiles et dynamiques avec reconstruction du maillage... Les schémas temporels et spatiaux peuvent de plus être modifiés pour améliorer la convergence. Il est de plus parallélisé et permet donc de tirer parti de systèmes multiprocesseurs aussi bien au sein d'une seule machine qu'en réseau (cluster, dual core, plateforme multi CPU).

Fluent est un logiciel largement utilisé dans l'industrie parce qu'il offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Ces raisons ont motivé notre choix pour l'utilisation de ce code de calcul.

À l'aide de ce logiciel de simulation numérique, nous allons résoudre le système constitué de six équations de conservation dimensionnelles (II.1)-(II.6); soit l'équation de continuité, les trois équations de quantité de mouvement dans le système de coordonnées x , y et z puis les deux équations de l'énergie. Fluent utilise la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de conservation. Le domaine est découpé en petits volumes de contrôle. Les équations de conservation sont ensuite intégrées sur chaque volume de contrôle. En utilisant des interpolations pour déterminer les propriétés aux faces des volumes de contrôle, on arrive à un système d'équations algébriques reliant les variables aux centres des volumes de contrôle entre elles. Ce système matriciel est résolu numériquement par le logiciel avec une méthode itérative.

III.4. Procédures sous "Fluent"

Au chargement du maillage sous "Fluent", avant tout, nous devons mettre la géométrie à l'échelle (en mètres, pour notre cas). Le logiciel permet aussi de réordonner les nœuds, les surfaces et les cellules en mémoire à l'aide de la commande *smooth/swap*, de telle façon qu'ils aient la même disposition dans la grille et dans la mémoire, pour améliorer les performances du calcul et l'efficacité de l'accès à la mémoire.

III.4.1. Ordre de précision

Fluent offre deux modes de calcul: le mode "*double précision*" et le mode "*simple précision*".

Dans le mode "double précision", les nombres à virgule flottante sont représentés en utilisant 64 bits, alors que le mode "simple précision" utilise une représentation à 32 bits. Le revers de cette précision est que le premier mode requiert beaucoup plus de mémoire. En outre, Le mode "double précision" est préconisé, entre autres, pour les écoulements impliquant des longueurs d'échelles très disparates, comme dans notre cas. Donc, c'est le mode que l'on va utiliser.

III.4.2. Choix de la formulation du solveur

En démarrant "Fluent" on peut choisir entre plusieurs formulations du solveur:

•**La formulation "*Segregated*", ou isolée (*implicite*):** Cette formulation résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et quand c'est nécessaire celle de l'énergie, séquentiellement, c'est-à-dire isolées les unes des autres (*implicite* par défaut). Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressibles à modérément compressibles. De ce fait, c'est la formulation que l'on a choisi d'utiliser pour notre problème.

•**La formulation "*Coupled*", ou couplée soit *implicite* ou *explicite*:** Cette option permet aux équations gouvernantes d'être résolues simultanément, c'est-à-dire couplées les unes avec les autres. Initialement, ce mode a été conçu pour les écoulements compressibles à grandes vitesses et les écoulements réactifs. Ce qui lui donne un avantage pour le traitement des écoulements hautement couplés (forte interdépendance entre la densité, l'énergie et les moments) avec des forces de volumes (ex. flottabilité et forces de rotation). Il faut signaler que le solveur couplé *implicite* requiert presque le double de la mémoire qu'utiliserait le solveur isolé, alors que le solveur couplé *explicite* vient au milieu, en terme de besoins en ressources, mais convergera plus lentement que la formulation *implicite* et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires.

III.4.3. Spécification du fluide et des matériaux utilisés

Dans le module "Define" de Fluent, on peut choisir le type du fluide (gaz ou liquide), les conditions d'opération (effet de la gravité et de la pression), les conditions aux limites...

Les matériaux et le fluide utilisés pour notre étude sont choisis à partir de la banque de données dans Fluent.

- Le fluide utilisé pour le refroidissement est l'air, il est essentiel de connaître la variation de ses propriétés thermo-physiques, notamment pour notre cas où la poussée d'Archimède joue un rôle important. Il est donc indispensable de prendre en compte les changements de densité, de viscosité, de conductivité thermique ainsi que ceux de la capacité calorifique.

FLUENT propose différentes méthodes pour définir les propriétés d'un fluide. L'une de ces méthodes consiste à utiliser l'approximation de Boussinesq, tandis qu'une autre utilise explicitement des corrélations en fonction de la température du fluide.

L'approximation de Boussinesq utilisée dans notre étude consiste à définir des propriétés thermo-physiques constantes en introduisant le coefficient d'expansion thermique β . Toutes les propriétés sont donc considérées constantes dans tous les termes des équations sauf pour le terme de gravitation, représentant la poussée d'Archimède.

-Les propriétés thermo-physiques de l'air sont les suivantes:

- La masse volumique : $\rho = 1.225 \text{ kg/m}^3$
- La chaleur spécifique : $C_p = 1006.43 \text{ J/kg.K}$
- La conductivité thermique : $k = 0.024 \text{ W/m.K}$
- La viscosité dynamique : $\mu = 1.7894 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$
- Le coefficient d'expansion thermique : $\beta = 3.25 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$

- Les ailettes sont en Aluminium, qui a les propriétés thermo-physiques suivantes :

- La masse volumique : $\rho = 2719 \text{ kg/m}^3$
- La chaleur spécifique : $C_p = 871 \text{ J/kg.K}$
- La conductivité thermique : $k = 202.4 \text{ W/m.K}$

-Le composant électronique est en Silicium qui a les propriétés thermo-physiques suivantes:

- La masse volumique : $\rho = 2329 \text{ kg/m}^3$
- La chaleur spécifique : $C_p = 700 \text{ J/kg.K}$
- La conductivité thermique : $k = 130 \text{ W/m.K}$

III.4.4. Operating conditions

Avant d'introduire les conditions aux limites, il faut choisir d'abord la valeur de la pression de référence. En effet, bien souvent les calculs sont effectués avec une pression relative appelée « gauge pressure » afin d'éviter les erreurs d'ordre numérique lors du calcul pour des écoulements à faible nombre de Mach. La relation liant la pression absolue à la « gauge pressure » est donnée par :

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{op}} + P_{\text{gauge}}, \text{ avec } P_{\text{op}} : \text{operating pressure.}$$

Par défaut, il s'agit de la pression atmosphérique et c'est le cas choisi pour notre étude.

Dans la présente investigation, l'étude de la convection naturelle et mixte nécessite d'inclure la gravité suivant la direction d'écoulement (suivant l'axe oy) .

III.4.5. Conditions aux limites utilisées par FLUENT

Les conditions aux limites de notre problème sont définies sur le code Fluent comme suit :

-Condition d'entrée : on a choisi le type vitesse à l'entrée « *Velocity Inlet* »

Elle est spécifiée par:

- Magnitude, Normale à la frontière
- Les composants suivant les trois axes x, y, z
- Magnitude et Direction

Le profil de vitesse est uniforme par défaut. Pour les écoulements incompressibles, la pression statique s'ajuste afin de correspondre à celle de la vitesse demandée.

Donc, à l'entrée du dissipateur de chaleur, nous avons défini une vitesse d'entrée égale à 0.1m/s, 0.2m/s, 0.3m/s, 0.4m/s et 0.5m/s et d'autres valeurs qui correspondent aux nombres de Reynolds $50 \leq Re \leq 500$. La température à l'entrée $T_0 = 20^\circ\text{C} = 293.16\text{K}$.

-Condition de sortie: de type pression à la sortie « *Pressure Outlet* »

Ce type de condition est spécifiée par un niveau statique de pression, elle est interprétée comme étant la pression statique de l'environnement extérieur. Elle est utilisable avec les écoulements compressible ou incompressible.

La direction du backflow est supposée normale à la frontière. Les données de backflow doivent être posées pour toutes les variables, plus elles sont réalistes moins la convergence est difficile.

Dans notre problème, on a considéré la pression atmosphérique comme condition au limite imposée à la sortie du dissipateur de chaleur. En effet dans Fluent, nous devons placer la pression statique à la sortie en tant qu'invariante donnée par rapport aux paramètres d'entrée.

-Condition sur les deux extrémités gauche et droite et en haut de dissipateur de chaleur :

Nous avons choisi la condition « Symmetry » qui correspond à des gradients nuls de la température, de pression et de vitesse.

-Condition de paroi: nous avons choisi le type « *Wall* » pour les parois des ailettes et la base de dissipateur de chaleur ainsi aux contours de la base et du composant électronique.

Dans ce type de condition, différents paramètres peuvent être spécifiés nous citons :

- Limite (fluide/solide), avec les écoulements visqueux, la condition de non glissement à la paroi :
 - Vitesse tangentielle de fluide égale à la vitesse de la paroi.
 - Composante normale de vitesse égale à zéro.
 - Le cisaillement peut être spécifié.
 - Une vitesse de translation ou de rotation peut être affectée au mur.
 - La rugosité du mur peut être définie pour les écoulements turbulents.
 - Conditions thermiques (plusieurs possibilités), le matériau du mur et son épaisseur peuvent être définis pour des calculs de transfert de chaleur.

- *La condition du transfert de chaleur conjugué à la paroi des ailettes et à la base du dissipateur de chaleur :*

Dans beaucoup de cas, la prédiction correcte du champ thermique dans un appareil exige l'inclusion des effets de la conduction dans les solides. Les simulations de transfert de chaleur conjuguée sont faites pour coupler les calculs de la température de fluide-solide.

Dans Fluent, la frontière entre les deux zones est toujours un mur (paroi) et une zone d'ombre (shadow zone) qui est créée automatiquement par Fluent. Si la paroi a une région fluide ou solide de chaque côté, cela s'appelle "une paroi recto-verso"(two-sided wall). Quand nous lisons une grille de ce type de paroi avec Fluent, une zone "ombre" (shadow zone) sera automatiquement créée de sorte que chaque côté du mur soit une zone distincte.

Avec Fluent, pour coupler les deux côtés de la paroi (le côté fluide avec le côté solide dans notre problème), choisir l'option couplée (Coupled) dans les conditions thermiques. Cette option (Coupled) apparaîtra dans Fluent seulement dans le cas de transfert de chaleur conjuguée. Dans ce cas, aucune condition aux limites thermique additionnelle n'est exigée, parce que le code Fluent calculera le transfert thermique directement à partir de la solution dans les cellules adjacentes (les cellules du fluide dans notre problème). Vous pouvez cependant, spécifier le type de matériel, l'épaisseur de la paroi, et le taux de la génération de la chaleur pour les calculs de la résistance thermique d'une paroi mince.

- La condition des parois des contours de la base et du composant électronique sont choisies du type « *Wall* » adiabatiques ($q=0$)

-La Source de Chaleur : nous avons supposé que le composant électronique génère une quantité de chaleur $Q= 400W$, alors une densité du flux volumique :

$$q = \frac{Q}{V} = \frac{400}{0.164 \times 0.164 \times 0.01} = 1487210W/m^3$$

On doit imposer cette source de chaleur dans la zone solide du composant électronique.

III.4.6. Schémas de discrétisation

Sous "Fluent", les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision.

Fluent propose plusieurs schémas de discrétisation des termes convectifs parmi lesquels nous citons :

- **Le schéma amont du premier ordre "First Order Upwind Scheme"** : ce schéma permet une certaine stabilité dans les calculs. La valeur stockée au centre d'une cellule est égale à la moyenne de toutes les valeurs de la même cellule. Les valeurs aux niveaux des faces sont égales à celles des cellules se trouvant en amont. Il est à noter qu'un raffinement du maillage est nécessaire pour pouvoir utiliser ce schéma.
- **Le schéma amont du second ordre "Second Order Upwind Scheme"** : l'utilisation de ce schéma permet de minimiser la diffusion numérique. Le développement des calculs des valeurs aux centres des cellules est effectué en série de Taylor afin de calculer les valeurs aux faces. La valeur approchée d'une variable au niveau de la face dépend dans ce cas de la valeur au sein du volume des deux autres cellules en amont. Ce schéma est utilisé dans les écoulements non alignés au maillage, c'est pour cette raison qu'il était choisi dans notre étude pour la simulation du dissipateur à ailettes creuses et perforées.
- **Le schéma "QUICK" (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics)**: Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire, c'est pour cette raison que nous l'avons utilisé dans la simulation des ailettes pleines.
- **Le schéma "Power Law"** est plus précis que le "First Order Upwind Scheme" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds. Sinon, il procure en général le même degré de précision.

III.4.7. Choix du schéma d'interpolation de la pression

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes:

• **Le schéma de force de volume pondéré "Body-Force-Weighted"** : est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de Rayleigh). C'est le schéma choisi dans notre cas de la convection mixte pour les deux configurations étudiées.

•*Le schéma "PRESTO!" (PREssure STaggering Option):* est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.

•*Le schéma au second ordre :* est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision des écoulements incompressibles.

•*Le schéma linéaire "Linear" :* est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

III.4.8. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse

Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires: pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées. La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que "SIMPLE" pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une procédure d'estimation et correction pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse. Fluent propose trois méthodes pour le couplage pression-vitesse (seulement avec la formulation "isolé"):

•Les deux premières, très similaires, sont la méthode "SIMPLE" (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et la méthode "SIMPLEC" (SIMPLE Consistent). Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.

•Méthode "PISO" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators): cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

Pour notre étude, on se limitera à l'utilisation de la méthode "SIMPLE" qui est la plus robuste, offrant plus de garanties pour la convergence de la solution.

III.4.9. Facteurs de relaxation

Afin de contrôler et réduire le changement produit durant chaque itération d'une variable de l'écoulement, Fluent permet d'agir sur les facteurs de relaxation assignés à un nombre de variables comme suit:

$$\phi^n = \phi^{n-1} + \alpha \cdot \Delta\phi \quad (\text{III.3})$$

où n représente l'avancement des itérations successives, et $\Delta\phi$ la différence entre les résultats des deux itérations n-1 et n.

α est le facteur de sous-relaxation. Dans le logiciel Fluent, les facteurs de relaxation sont compris entre 0 et 1.

Les valeurs du facteur de sous relaxation choisies dans notre étude sont données dans le tableau ci-dessous:

Tableau III.2 : Valeurs des facteurs de sous-relaxation

	Pression	Quantité de Mouvement	Energie	Densité
Modèle laminaire	0.3	0.4	1	1

Si on voit qu'au cours du calcul les résidus commencent à s'amplifier (problème de divergence), il est préférable de réduire les facteurs de sous relaxation, ce problème apparaît surtout pour des nombres de Reynolds élevés. Par contre, si nous remarquons une convergence très lente mais sûre là, on pourra les augmenter prudemment, surtout le facteur de relaxation lié à l'équation de continuité.

III.4.10. Choix des critères de convergence

Un solveur itératif cherche à équilibrer les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et de l'énergie. Partant d'une solution initiale, le solveur la fait évoluer vers une solution finale qui respecte au mieux ces diverses équations. On définit les résidus comme une mesure de l'écart à une solution parfaite.

Les résidus sont calculés à partir des corrections dans les variables pression, vitesse, température du problème entre la présente itération et l'itération précédente.

Le critère de convergence par défaut dans Fluent est des résidus sous 10^{-3} . Dans notre cas, on a poussé les calculs à 10^{-3} pour le résidu des équations de continuité et de quantité de mouvement et 10^{-6} pour l'équation d'énergie.

III.4.11. Initialisation des calculs

Avant de commencer les simulations numériques avec le logiciel Fluent, il faut fournir une solution initiale à partir de laquelle le logiciel commence le calcul. Le choix adéquat des conditions initiales permet d'atteindre une solution stable et une convergence accélérée. L'initialisation du calcul peut être effectuée à partir de l'entrée, de la sortie ou à partir du domaine en entier. Dans notre cas, nous avons choisi d'initialiser le calcul à partir des conditions d'entrée où nous connaissons la température et la vitesse.

Toutefois s'il y a un calcul qui a déjà convergé et que nous désirons changer juste un paramètre (par exemple la vitesse d'entrée), il est préférable d'initialiser au calcul précédent déjà convergé.

III.4.12. Méthode de résolution des équations algébriques

Nous avons décrit auparavant les méthodes de discrétisation des équations qui gouvernent l'écoulement et le transfert thermique qui peuvent se mettre pour la variable ϕ en chaque volume de contrôle élémentaire, sous la forme suivante :

$$a_p \phi_{i,j} = a_E \phi_{i+1,j} + a_W \phi_{i-1,j} + a_N \phi_{i,j+1} + a_S \phi_{i,j-1} + b \quad (\text{III.4})$$

Ce processus conduit à un système d'équations algébriques linéaires qui doit être résolu. La complexité et la dimension de l'ensemble d'équations dépendent du dimensionnement du problème, du nombre de nœuds de la grille et de la méthode de discrétisation. Il y a deux méthodes pour la résolution des équations algébriques linéaires : les méthodes directes et les méthodes indirectes ou itératives. Les exemples simples des méthodes directes sont la règle de Cramer par l'inversion de la matrice et la méthode de Gauss.

Les méthodes itératives sont basées sur une application répétée d'un algorithme relativement simple qui mène à la convergence éventuelle après un nombre de répétitions.

Les exemples les plus connus sont de Jacobi et Gauss Seidel, méthodes d'itération point par point. Les méthodes itératives sont plus économiques que les méthodes directes.

Les méthodes itératives utilisées par Fluent pour la résolution des systèmes d'équations algébriques sont :

1-Gauss-Seidel : La méthode Gauss-Seidel est une technique pour résoudre à la fois et dans l'ordre un système linéaire d'équations. Il utilise les résultats calculés précédemment dès qu'ils deviennent disponibles. Il exécute deux balayages sur les inconnus dans les directions avancées et moins évoluées.

2-Algebraic Multi Grid method (AMG) : Cet algorithme est connu sous le nom d'un plan multi grid algébrique, il est utilisé par défaut par Fluent selon la nature de maillage de la géométrie.

III.4.13. Sauvegardes

Il est conseillé une fois le paramétrage est effectué, de sauvegarder la simulation avant de la lancer, ainsi que de mettre en place une sauvegarde automatique tous les n itérations ou pas de temps.

III.4.14. Post-traitement

Les logiciels de CFD fournissent souvent des outils intégrés de post-traitement. Toutefois, rien n'interdit d'exporter les données dans divers formats afin de les traiter sous d'autres logiciels comme le TECPLOT pour la visualisation, ou Origin pour une analyse ou un calcul plus poussé.

Les outils de post –traitement intégrés dans Fluent nous permet par exemple de :

- Calculer et rapporter des quantités intégrales sur les surfaces, les frontières et les volumes pour trouver des températures moyennes et de mélange.

- Calculer le débit massique à l'entrée du dissipateur de chaleur, les forces et les moments sur les frontières.
- Imprimer des courbes et des histogrammes des données, et définir des valeurs de référence pour le calcul des coefficients adimensionnels.
- Afficher des champs de température, de pression, de vitesse et autres quantités sur des sections.
- Tracer des profils sur des surfaces ou sur des lignes particulières.

III.5. Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté le code de calcul Fluent, le principe de la méthode des volumes finis, les étapes de transformation et de résolution des équations algébriques issues de système physique, également le choix de différents modèles d'interpolations puis les différents types de conditions aux limites offerts par ce code de calcul. La résolution effectuée par le logiciel Fluent donne des résultats qui sont présentés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE IV

Résultats et Discussions

Chapitre IV

Résultats et Discussions

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les différents résultats obtenus issus de nos simulations numériques relatives à la convection naturelle et mixte laminaire dans les deux configurations étudiées : ailettes elliptiques pleines et ailettes elliptiques creuses/perforées.

Nous procédons à la validation des résultats des ailettes pleines obtenus à l'aide du logiciel Fluent en les comparant à ceux de la littérature.

Nous présentons pour chaque configuration, les contours de la température et les vecteurs vitesses ainsi que les lignes de courant en fonction de la vitesse d'entrée ou le nombre de Reynolds et le rapport d'aspect pour le cas des ailettes pleines, et la hauteur du trou pour le cas des ailettes creuses/ perforées. Nous terminons par une étude relative au transfert thermique en considérant le nombre du Nusselt moyen en fonction de la vitesse d'entrée ainsi que la résistance thermique et le coefficient de pression.

IV.2. 1^{er} cas : Dissipateur de Chaleur à Ailettes Elliptiques Pleines

Cette section de chapitre est consacrée principalement à la présentation des résultats de la simulation numérique de la convection naturelle et mixte en régime laminaire dans un dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines avec différents rapports d'aspect γ . Les calculs vont permettre de montrer l'influence du nombre de Reynolds et la hauteur des ailettes, en termes de rapport d'aspect, sur le champ d'écoulement et le transfert de chaleur.

Nous verrons en premier lieu, l'influence du maillage sur les résultats de calcul. Puis nous procédons à la validation de nos résultats de la simulation obtenus à l'aide du logiciel Fluent en les comparant aux résultats expérimentaux rapportés par **Deshmukh and Warkhedkar [8]** qui sont disponibles dans la littérature. Pour cela on a gardé la même géométrie et les mêmes conditions aux limites que celles utilisées par [8] .

IV.2.1. Effet du maillage

Le premier travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à l'écoulement. De sa qualité dépend la précision des résultats. Un nombre de mailles insuffisant fera diverger les calculs ou sera responsable d'une diffusion numérique importante.

Afin d'avoir un compromis raisonnable entre la précision des résultats et le temps de calcul qui augmente avec le raffinement de la discrétisation du domaine, le choix d'un maillage adéquat s'avère nécessaire. Cela nécessite des essais préliminaires pour tester l'effet du maillage sur la sensibilité des solutions.

Dans cette étude une série d'essais numériques sur différents maillages ont été réalisés pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et un nombre de Reynolds $Re=150$. L'ensemble du domaine de calcul a été maillé avec des éléments hexagonaux, un maillage raffiné est utilisé près des parois et dans les régions de fort gradient de vitesse et de température afin de capter les effets de la couche limite dans ces régions.

Quatre maillages avec différentes tailles de 2216056 nœuds (grossier), 3448899 nœuds (intermédiaire), 5901789 nœuds (fin) et 7043527 nœuds (très fin) sont utilisés pour l'étude de l'indépendance du maillage.

Les résultats obtenus en termes de $\bar{T}_w(^{\circ}K)$, $\bar{T}_b (^{\circ}K)$, $q_c (W)$, $R_{th}(^{\circ}C/W)$, $\bar{T}_m(^{\circ}K)$, \bar{h} , \bar{Nu} sont présentés en fonction du maillage dans le tableau IV.1. Ce tableau montre que les résultats obtenus avec les quatre maillages sont proches entre eux. Nous avons constaté que l'augmentation du nombre de mailles ne va pas produire un grand changement dans la solution mais demande un temps de calcul plus élevé.

Cependant, un bon compromis entre le temps de calcul et la précision des résultats a été obtenu avec un maillage fin de 5901789 nœuds. Alors, nous l'avons définitivement adopté pour produire tous les résultats de ce premier cas.

Tableau IV.1 : Effet du maillage

N^{bre} noeuds	$\bar{T}_w(^{\circ}K)$	$\bar{T}_b (^{\circ}K)$	$q_c (W)$	$R_{th}(^{\circ}C/W)$	$\bar{T}_m(^{\circ}K)$	$\bar{h} (W/^{\circ}K.m^2)$	\bar{Nu}
2216056	427,7649	434,9536	312,8126	0,4532	375,7809	22,0294	9,1030
3448899	425,2643	432,3180	292,2875	0,4760	374,2563	20,9778	8,6685
5901789	427,2181	434,3156	299,4505	0,4713	375,9820	21,3962	8,8414
7043527	427,0681	434,1723	296,2957	0,4759	375,8728	21,1877	8,7552

IV.2.2. Validation du code de calcul

De manière à vérifier l'exactitude des résultats numériques obtenus dans le présent travail avec le code FLUENT, il est indispensable de les valider avec des résultats existants dans la littérature. Ainsi, nous avons confronté avec succès nos résultats aux résultats expérimentaux de **Deshmukh and Warkhedkar [8]**. Pour cela nous avons gardé la même configuration et les mêmes conditions aux limites que [8] pour un dissipateur à ailettes elliptiques pleines.

En effet, les figures IV.1, IV.2 et IV.3 montrent la comparaison entre les valeurs du nombre de Nusselt moyen et la résistance thermique de nos simulations numériques et les résultats expérimentaux de [8].

Cette comparaison montre que le code de calcul utilisé donne des résultats satisfaisants. Les écarts enregistrés sur les valeurs de Nusselt et la résistance thermique peuvent être dus à l'approche unidimensionnelle utilisée par ces auteurs, qui ont pris le même flux convectif dissipé de chaque ailette du dissipateur de chaleur. Donc nous pouvons s'assurer de la validité du code de calcul et de la fiabilité des résultats numériques.

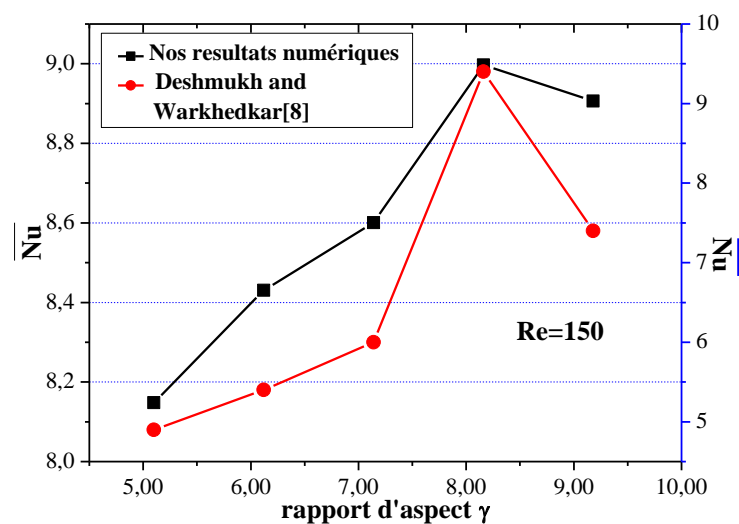


Figure IV.1 : Comparaison de nos résultats numériques avec ceux de Deshmukh and Warkhedkar [8] du nombre de Nusselt en fonction du rapport d'aspect γ .

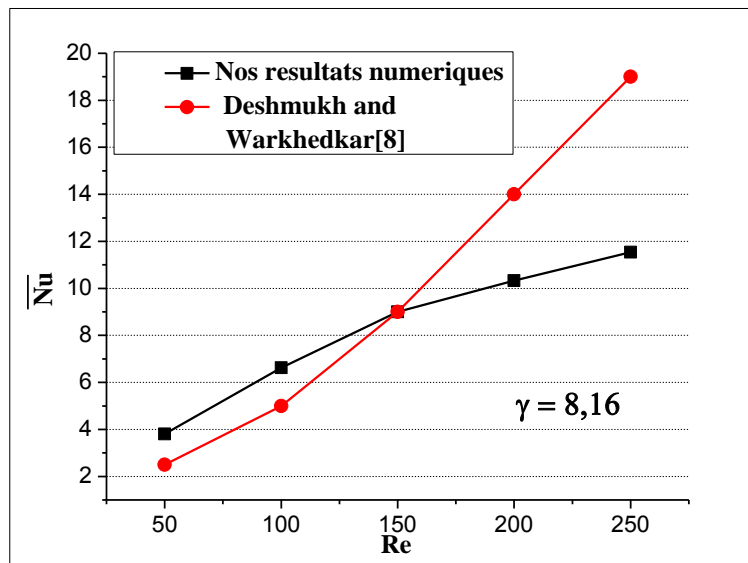


Figure IV.2 : Comparaison de nos résultats numériques avec ceux de Deshmukh and Warkhedkar [8] du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds.

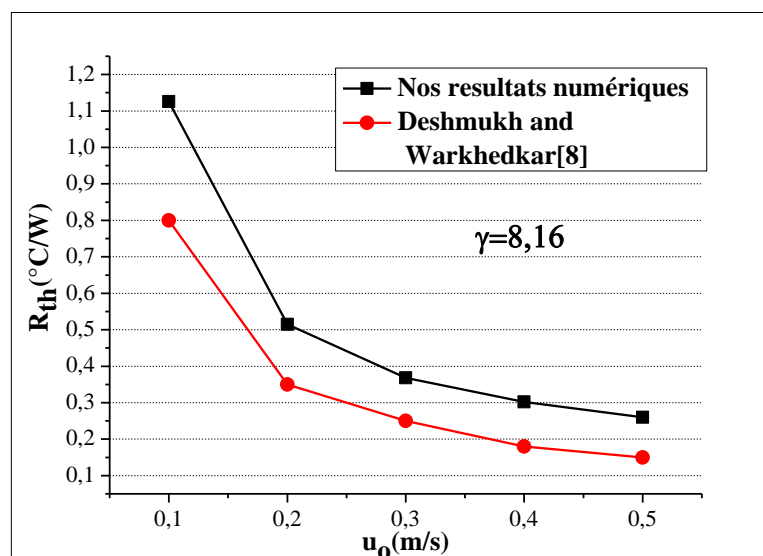


Figure IV.3 : Comparaison de nos résultats numériques avec ceux de Deshmukh and Warkhedkar [8] de la résistance thermique en fonction de la vitesse d'entrée.

Après avoir mis au point et validé notre modèle numérique grâce aux résultats disponibles dans la littérature, nous nous proposons d'étudier le transfert de chaleur par convection naturelle et mixte dans un dissipateur de chaleur à ailettes pleines pour des vitesses d'entrée $u_0=0.1\text{m/s}$, 0.2m/s , 0.3m/s , 0.4m/s , 0.5m/s et par conséquent pour un

nombre de Reynolds $50 \leq Re \leq 250$ et un rapport d'aspect $\gamma = H / d = 5.10, 6.12, 7.14, 8.16, 9.18$.

IV.2.3. Contours des températures dans les ailettes pleines

La Figure IV.4 représente les contours de la température dans les ailettes pleines pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et pour les différentes vitesses d'entrée considérées $u_0 = 0.1\text{m/s}, 0.2\text{m/s}, 0.3\text{m/s}, 0.4\text{m/s}, 0.5\text{m/s}$. On constate que la température à l'intérieur de chaque ailette est presque uniforme et atteint des valeurs maximales. Ces dernières diminuent avec l'augmentation de u_0 . L'accroissement de la vitesse d'entrée permet d'améliorer le transfert de chaleur par convection, ce qui implique une évacuation plus importante de la chaleur à partir des ailettes.

Il est clair aussi que pour toutes les valeurs de la vitesse d'entrée u_0 , les ailettes de l'entrée du dissipateur de chaleur ont des températures plus basses que celles de la sortie car l'entrée est exposée à l'air froid ($T_0=293.16\text{ K}$). La différence de températures entre deux rangées consécutives des ailettes pour la même valeur de u_0 diminue, dans le sens de l'écoulement du bas de dissipateur vers le haut (de la première rangée des ailettes vers la septième rangée dans le sens de l'écoulement). Cela est dû à la diminution progressive de la vitesse longitudinale, et par conséquent une décroissance de l'échange convectif entre les ailettes et l'air qui l'entoure et une diminution de l'écart de température entre les rangées d'ailettes.

IV.2.4. Contours de la température de l'air

Les contours de la température de l'air dans différents plans horizontaux du dissipateur de chaleur sont représentés sur la figure IV.5. On constate que la température la plus basse de l'air se trouve en amont des ailettes et la plus haute valeur en aval suivant la direction de l'écoulement d'air, cela est dû probablement, aux faibles vitesses de l'air enregistrées dans la zone de recirculation en aval des ailettes et par conséquent une diminution du transfert convectif entre les ailettes et l'air qui l'entoure en aval.

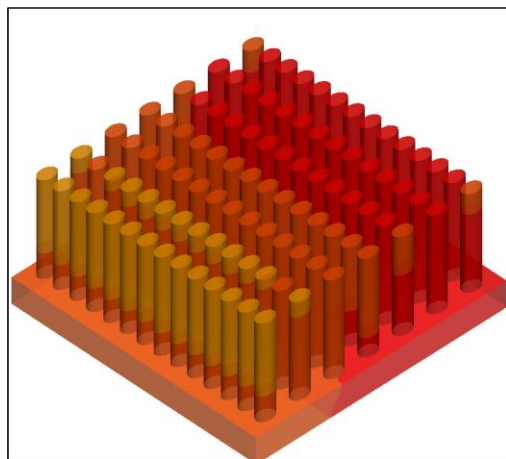
Ces figures montrent aussi un développement de couches limites thermiques autour des ailettes, une comparaison entre la première et la septième rangée montre que les couches limites des ailettes de la première rangée sont plus minces que celles de la

septième , cela est dû à la diminution de la vitesse d'écoulement de l'air dans le sens de l'écoulement et par conséquent une diminution de l'échange thermique.

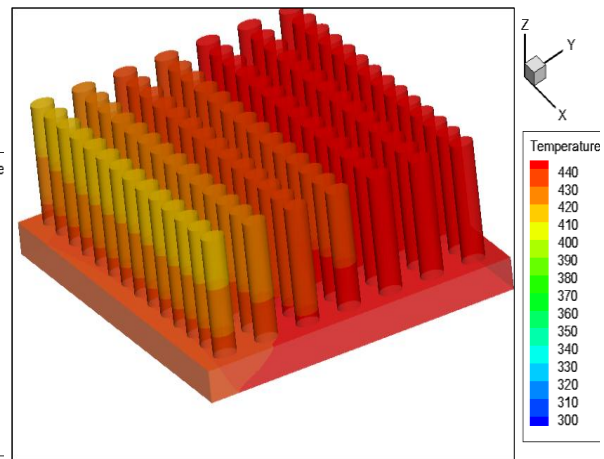
La figure IV.6 représente les contours de température de l'air dans différents plans verticaux, on constate que la température de l'air à l'entrée est uniforme et égale à 293.16 K. L'air ensuite est chauffé en contactant les parois chaudes des ailettes d'entrée, puis cette chaleur est transportée progressivement vers le milieu et l'extrémité du dissipateur de chaleur. On peut noter aussi que la température est maximale à la base des ailettes et elle diminue progressivement en allant du bas en haut suivant la hauteur de l'ailette.

Les performances thermiques du dissipateur de chaleur peuvent être aussi déterminées en calculant la variation de la différence de température $\Delta T = \bar{T}_{out} - T_o$ entre l'entrée et la sortie du dissipateur de chaleur. La Figure IV.7 indique la variation de ΔT avec u_0 et le rapport d'aspect γ . En général, les résultats montrent que ΔT diminue avec l'augmentation de la vitesse u_0 et le rapport d'aspect γ .

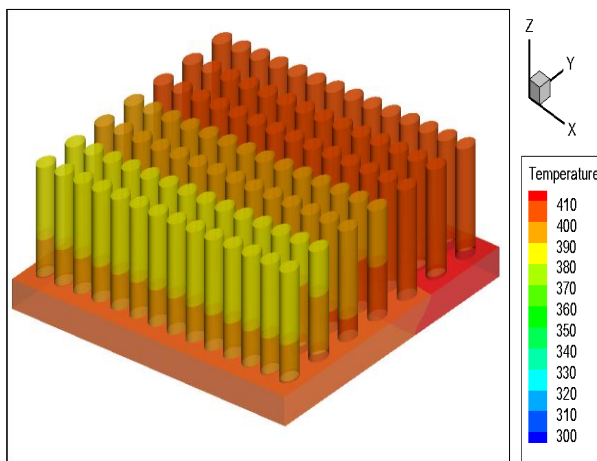
Le taux de transfert convectif est directement influencé par le rapport d'aspect γ et par conséquent avec la hauteur des ailettes. L'utilisation des ailettes de grande hauteur (rapport d'aspect élevé) donne une surface d'échange plus élevée, ce qui provoque une augmentation du taux de transfert de chaleur accompagnée par un accroissement du débit d'air qui traverse les ailettes dû à l'augmentation de la surface d'entrée (cela est prouvé clairement sur la figure IV.8) et par conséquent une diminution de la température de l'air à la sortie du dissipateur de chaleur. Cette diminution est remarquable aux grandes valeurs de vitesses d'entrée (nombres de Reynolds élevés) car, la couche limite thermique devient plus mince par rapport aux faibles vitesses (faibles nombres de Reynolds) et le refroidissement devient meilleur.



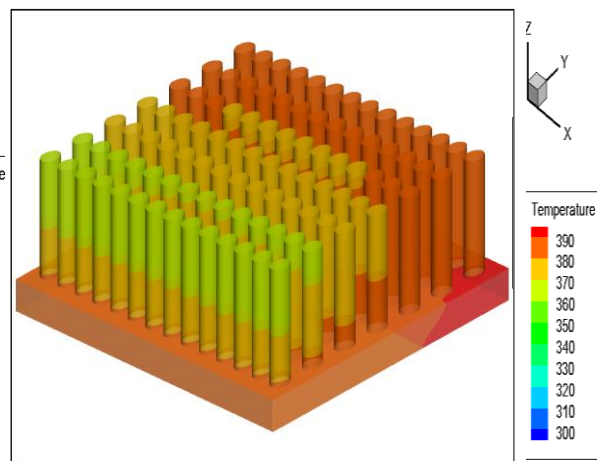
(a) $u_0=0.1\text{m/s}$



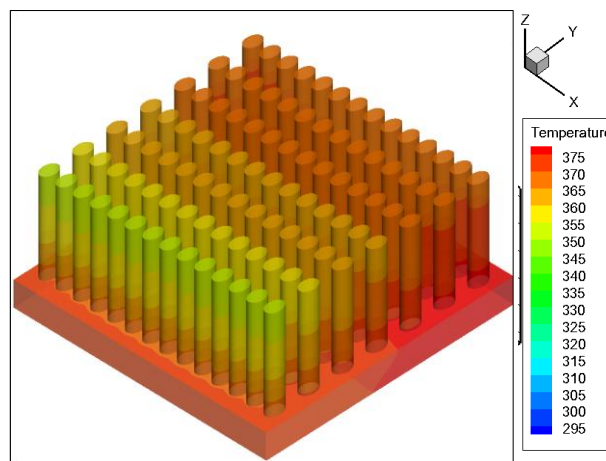
(b) $u_0=0.2\text{m/s}$



(c) $u_0=0.3\text{m/s}$



(d) $u_0=0.4\text{m/s}$



(e) $u_0=0.5\text{m/s}$

Figure IV.4 : Contours de température des ailettes pleines en fonction de la vitesse d'entrée, $\gamma=8.16$.

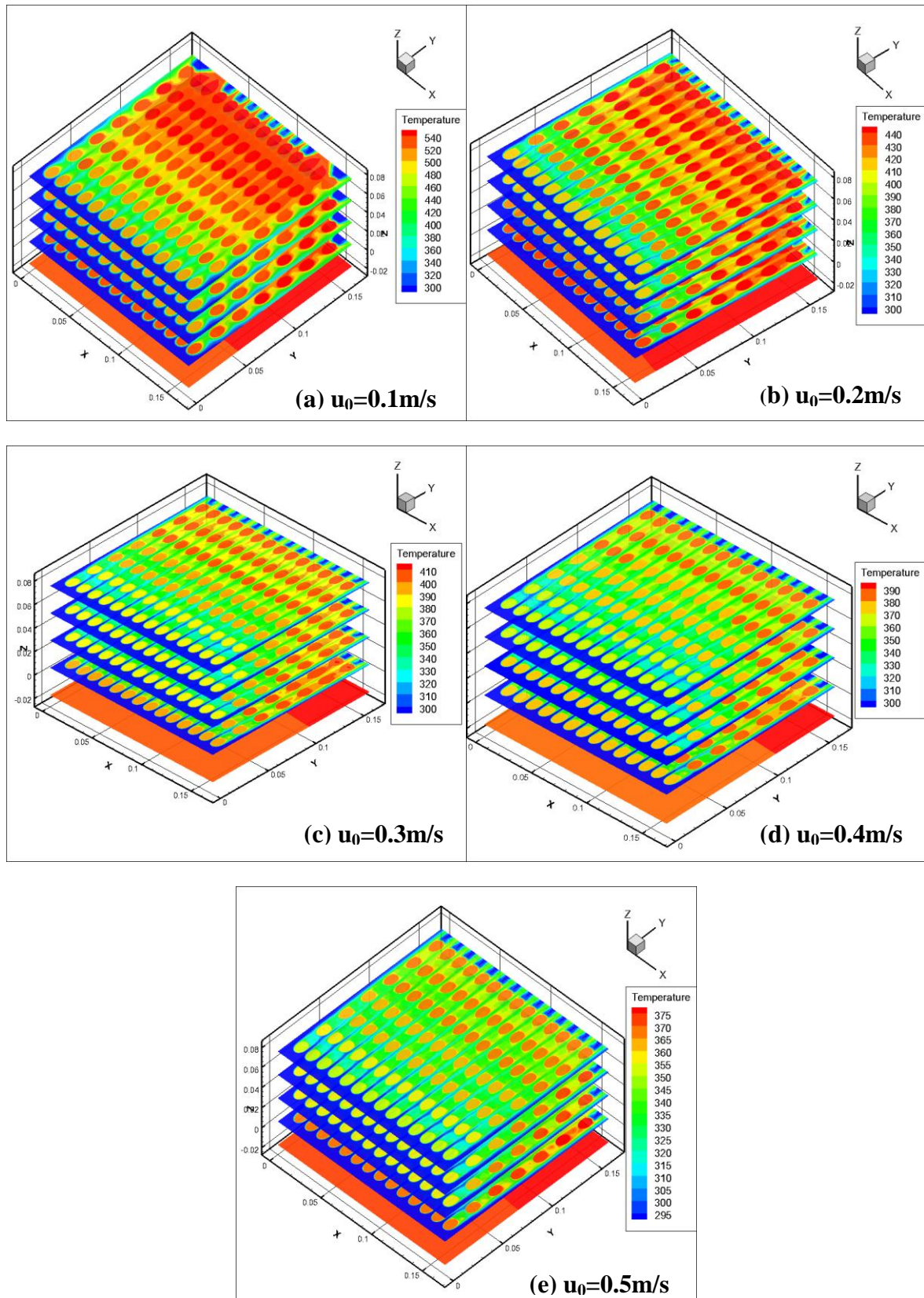


Figure IV.5 : Contours de température de l'air en fonction de la vitesse d'entrée dans différents plans horizontaux, $\gamma=8.16$.

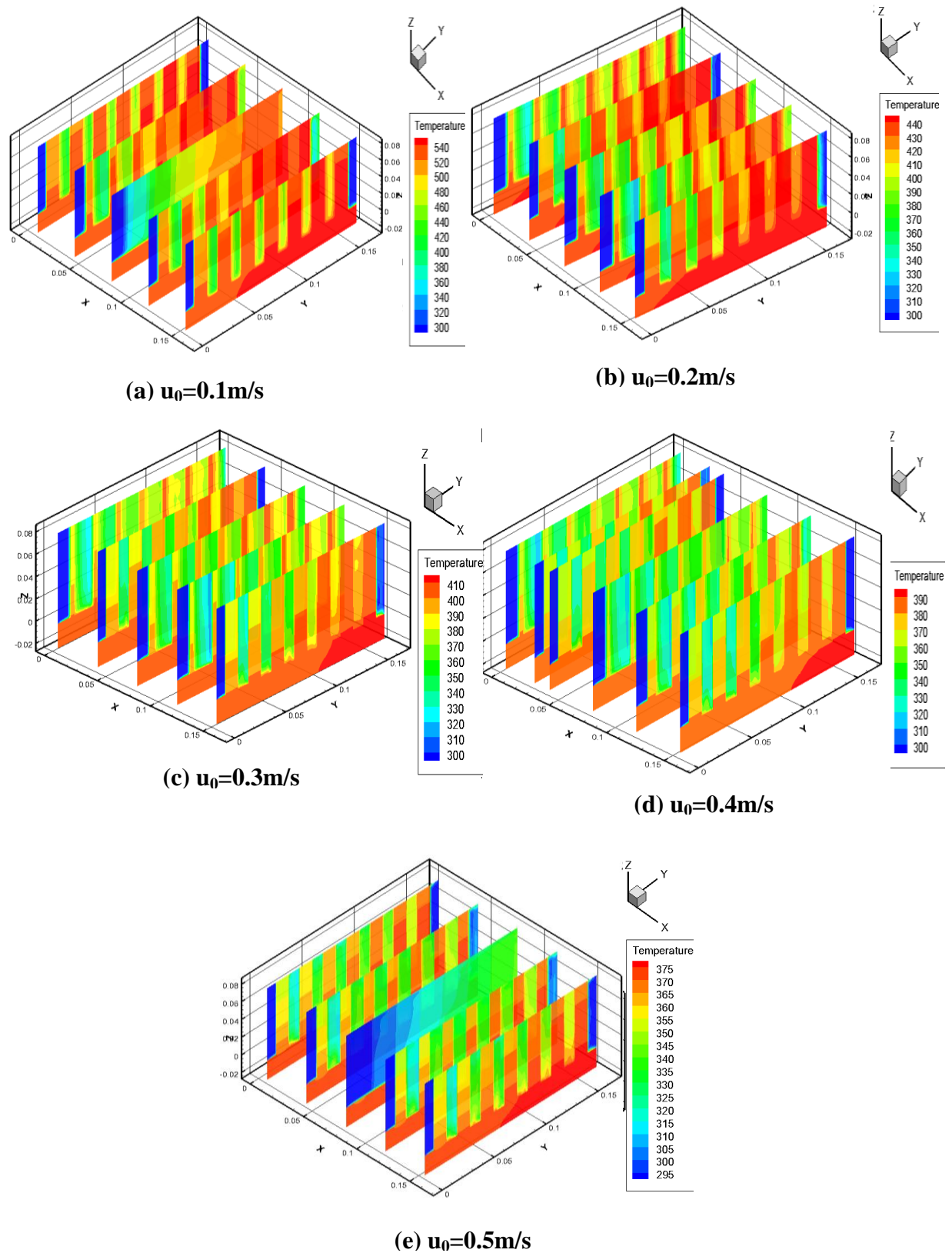


Figure IV.6 : Contours de la température de l'air en fonction de la vitesse d'entrée dans différents plans verticaux, $\gamma=8.16$.

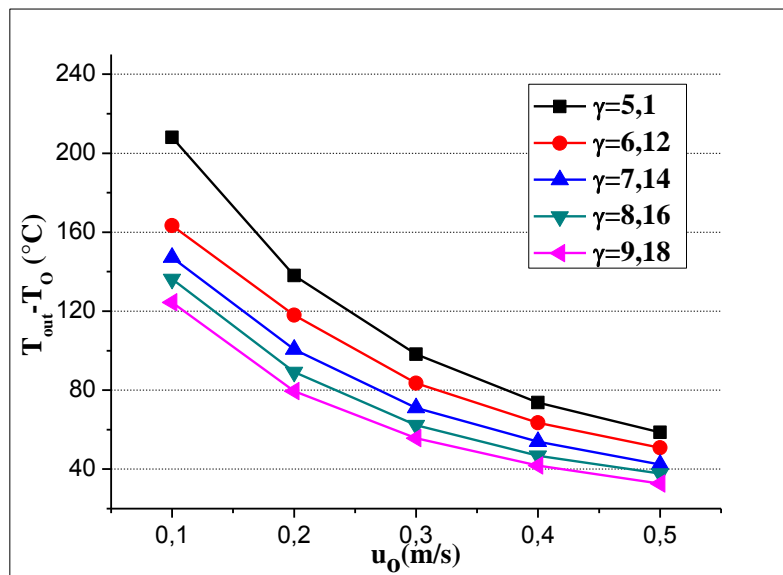


Figure IV.7 : Variation de la différence de température en fonction de la vitesse d'entrée et le rapport d'aspect γ .

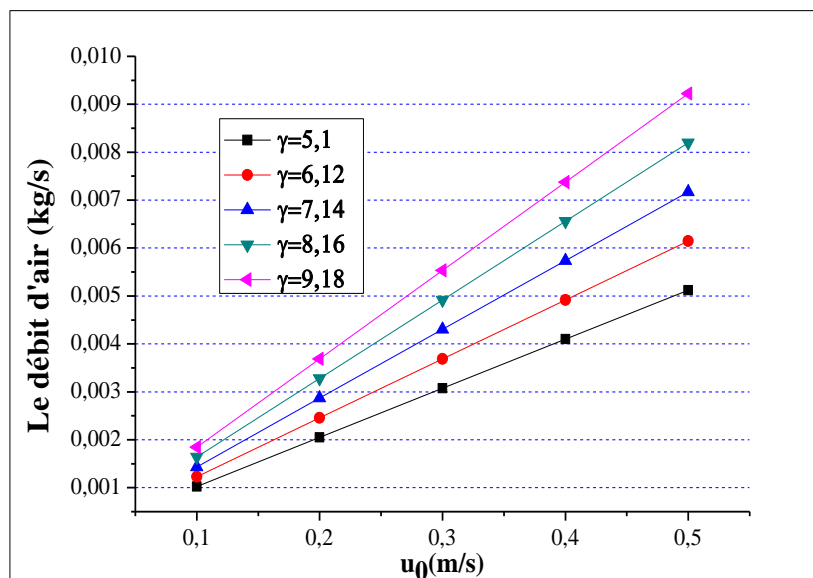


Figure IV.8 : Variation du débit d'air en fonction de la vitesse d'entrée et le rapport d'aspect γ .

IV.2.5. Contours et vecteurs des vitesses

Les Figure IV.9 & IV.10 représentent les vecteurs et les contours des vitesses pour un rapport d'aspect $\gamma = 8,16$ au mi-plan horizontal ($z = 0,04\text{m}$) pour différentes valeurs de vitesse d'entrée. Il est clairement observé que les champs dynamiques subissent un profil de vitesse uniforme à l'entrée du dissipateur de chaleur, tandis qu'ils resteront nulles à travers l'ensemble des parois des ailettes car la condition de non glissement à la paroi est appliqué. Les directions des vecteurs vitesses dévient quand les particules fluides s'approchent des parois des ailettes et se déplacent autour d'elles en créant un brassage favorisant le transfert de chaleur. On peut noter aussi une augmentation de la vitesse dans l'espace entre ailettes dans la direction longitudinale, cela est dû à la diminution de la section du passage du fluide entre ailettes. Dans cette zone, le coefficient de frottement reste important et l'accélération du fluide chaud privilège le transfert de chaleur par convection. En outre, le profil de vitesse déformé à proximité des ailettes chauffées induit un aspect tridimensionnel des champs dynamiques du fluide.

D'après les résultats numériques, on remarque également que les valeurs des vitesses sont très faibles au voisinage des ailettes surtout dans les régions situées en amont et en aval, en raison de la présence des zones de recirculation.

IV.2.6. Les lignes du courant

La Figure IV.11 montre les lignes de courant au mi-plan horizontal ($z = 0,04\text{m}$) pour $\gamma = 8.16$ et pour différentes vitesses d'entrée u_0 . Pour $u_0 = 0.1\text{m/s}$, l'écoulement est connu comme rampant. Les forces visqueuses étant dominantes, le fluide reste attaché aux ailettes sans aucune séparation. L'écoulement est symétrique pour chaque colonne d'ailettes par rapport à son axe central et également entre l'amont et l'aval de l'ailette.

Pour $u_0 > 0,1\text{m/s}$, les forces d'inertie augmentent et empêchent la couche limite de rester attachée aux parois des ailettes et commencent à soutenir une dépression dans la zone de sillage. Ainsi, on observe en aval de chaque ailette, la formation de deux lobes de recirculation contrarotatifs presque symétriques. Les deux lobes perdent leur symétrie et commence à se déplacer loin de la paroi des ailettes lorsque la vitesse d'entrée augmente.

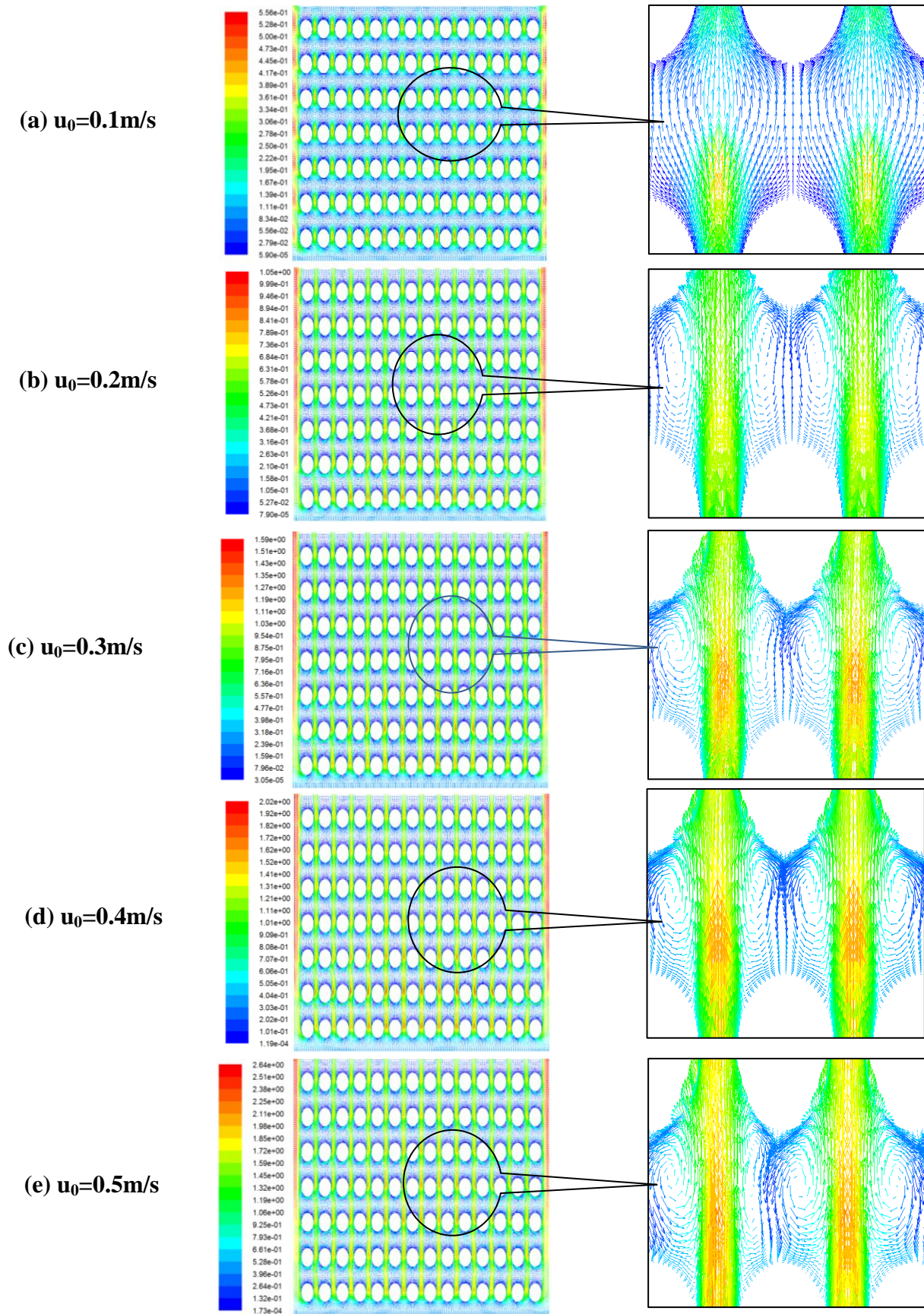


Figure IV.9 : Les vecteurs vitesses dans le plan $z=0.04\text{m}$, pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et pour différentes vitesses d'entrée.

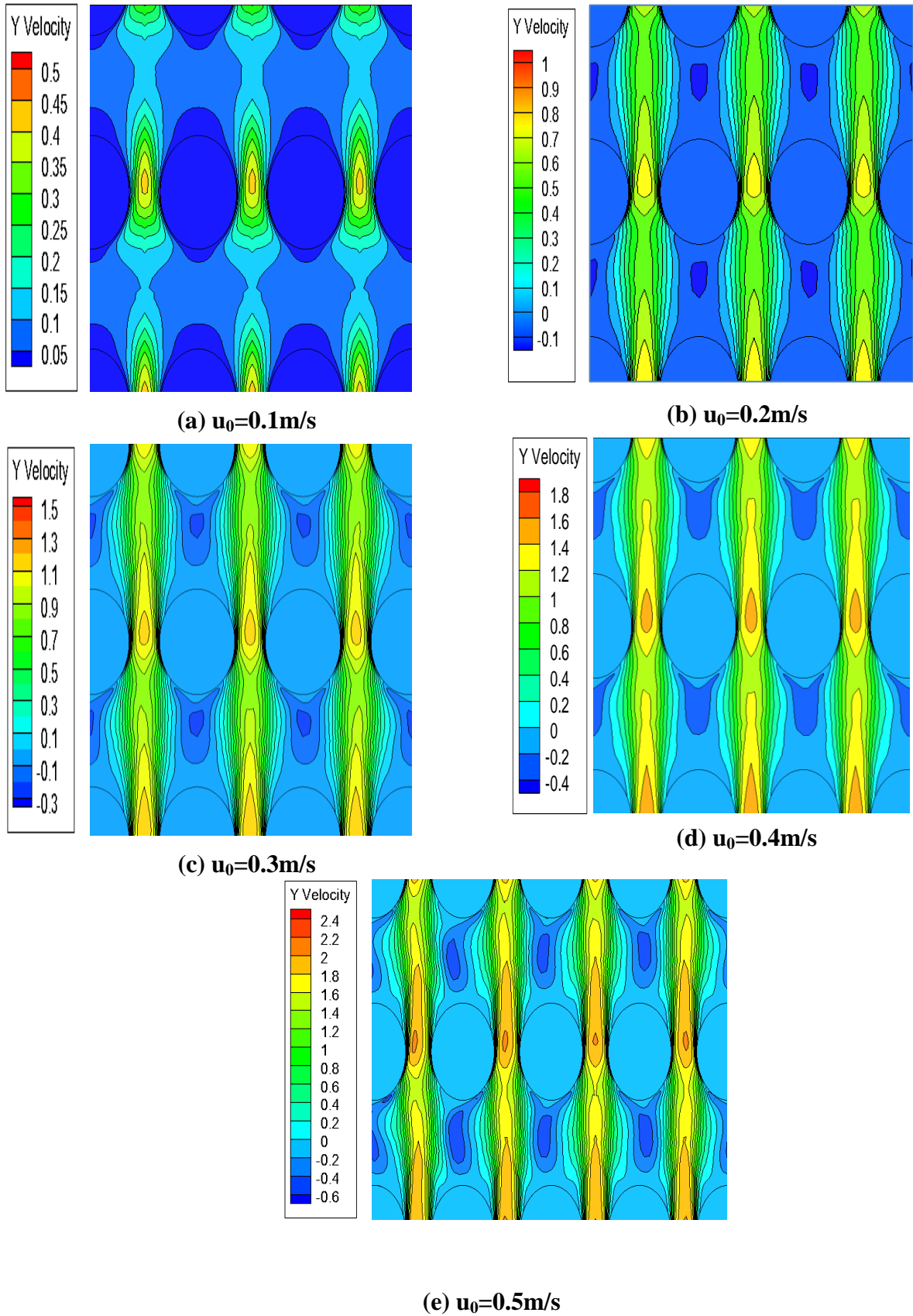
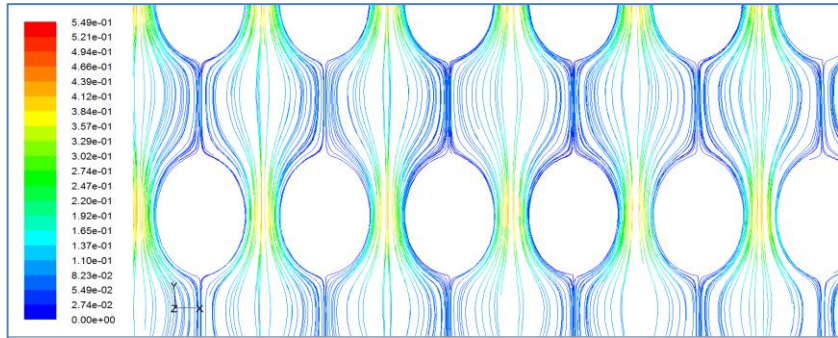
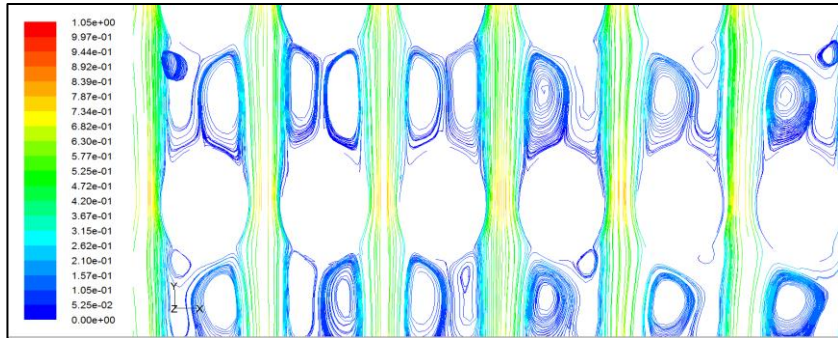


Figure IV.10 : Les contours des vitesses dans le plan $z=0.04\text{m}$, pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et pour différentes vitesses d'entrée.

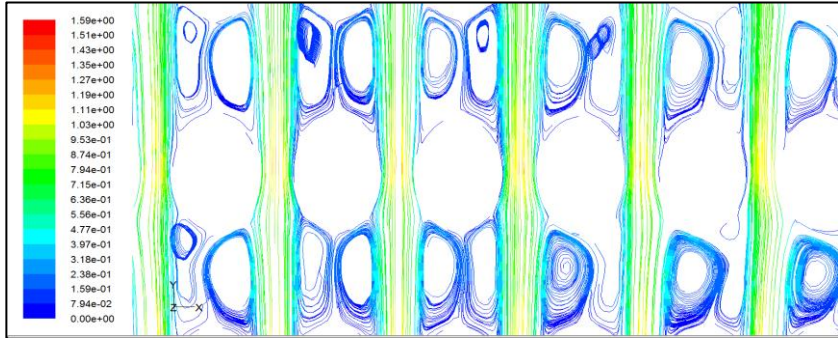
(a) $u_0=0.1\text{m/s}$



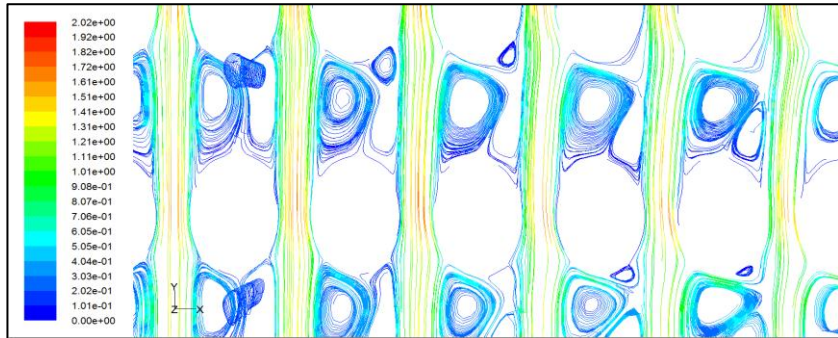
(b) $u_0=0.2\text{m/s}$



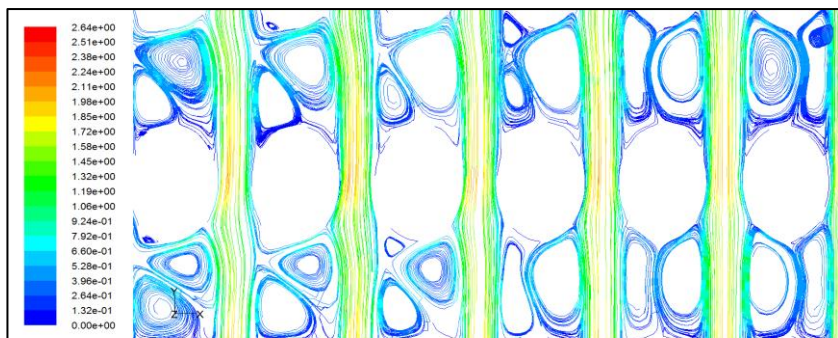
(c) $u_0=0.3\text{m/s}$



(d) $u_0=0.4\text{m/s}$



(e) $u_0=0.5\text{m/s}$



Pathlines Colored by Velocity Magnitude (m/s)

May 21, 2015
FLUENT 6.3 (3d, dp, pbns, lam)

Figure IV.11 : Les lignes de courant autour des ailettes pleines dans le plan $z=0.04\text{m}$, pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et pour différentes vitesses d'entrée.

IV.2.7. Variation du coefficient de convection moyen

La figure IV.12 représente la variation du coefficient de convection moyen en fonction du nombre de Reynolds et le rapport d'aspect γ . Nous constatons que pour les différentes valeurs de γ le coefficient de convection augmente avec l'accroissement du nombre de Reynolds. L'analyse de cette figure montre également que l'augmentation du rapport d'aspect dans la gamme 5.10 à 8.16 conduit à une augmentation du coefficient de convection puis il prend des valeurs inférieures pour $\gamma=9.18$. Ces résultats indiquent l'existence d'une valeur optimale du rapport d'aspect $\gamma=8.16$ pour laquelle le coefficient de convection est maximal.

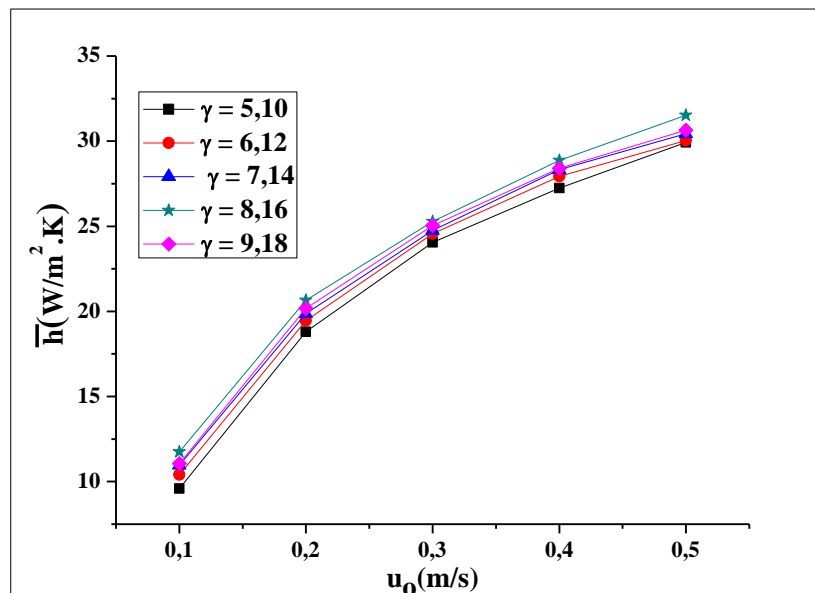


Figure IV.12 : Variation du coefficient de convection moyen en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.

IV.2.8. Variation du nombre de Nusselt moyen

Le nombre de Nusselt a été calculé pour chaque configuration étudiée. La courbe sur la Figure IV.13 montre la variation du nombre de Nusselt en fonction de la vitesse d'entrée, pour tous les rapports d'aspect γ des ailettes. Il est à noter que le nombre de Nusselt moyen, dans l'ensemble des ailettes augmente avec la vitesse d'entrée, car l'augmentation de u_0 , favorise le phénomène conducto-convectif de l'air circulant entre les ailettes ce qui donne une meilleure dissipation de la chaleur à partir des ailettes vers l'air ambiant, et par conséquent, un bon refroidissement de l'ensemble du système.

La Figure IV.14 confirme, que pour un nombre de Reynolds $Re=150$ et pour un rapport d'aspect γ dans la gamme 5.10 à 8.16, le nombre de Nusselt augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur maximale pour $\gamma=8.16$, puis prend des valeurs décroissantes pour $\gamma>8.16$, cette diminution peut être attribuée aux faibles gradients de température à proximité des bouts des ailettes et par conséquent, une diminution de la performance thermique représentée par le nombre de Nusselt. Ces résultats numériques montrent l'existence d'une hauteur optimum des ailettes en termes de rapport d'aspect égale à 8,16.

En effet, on peut constater que la condition d'une performance optimale de transfert de chaleur trouvée dans cette étude numérique est la même donnée dans l'investigation expérimentale de **Deshmukh and Warkhedkar [8]**, malgré les simplifications considérées par ces auteurs [8] qui ont pris le même flux convectif dissipé de chaque ailette du dissipateur de chaleur, et leur adoption d'une approche unidimensionnelle dans leur étude analytique. Notre approche numérique apparaît plus précise, car toutes les équations régissant l'écoulement sont résolues en trois dimensions (3D) et nous avons considéré que le flux de chaleur convectif dissipé de chaque ailette n'est pas le même.

Pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et des valeurs du nombre de Reynolds variant de 50 à 250, les résultats du transfert de chaleur obtenus peuvent être corrélés par l'équation polynomiale (IV.1), donnant le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds. Cette corrélation est donnée comme suit ;

$$\overline{Nu}_d = a_1 + b_1 \cdot Re_d - c_1 \cdot Re_d^2 \quad (IV.1)$$

Où : $a_1 = 0.36987$, $b_1 = 0.07494$, $c_1 = 1.21936 \cdot 10^{-4}$ Avec : $50 \leq Re_d \leq 250$

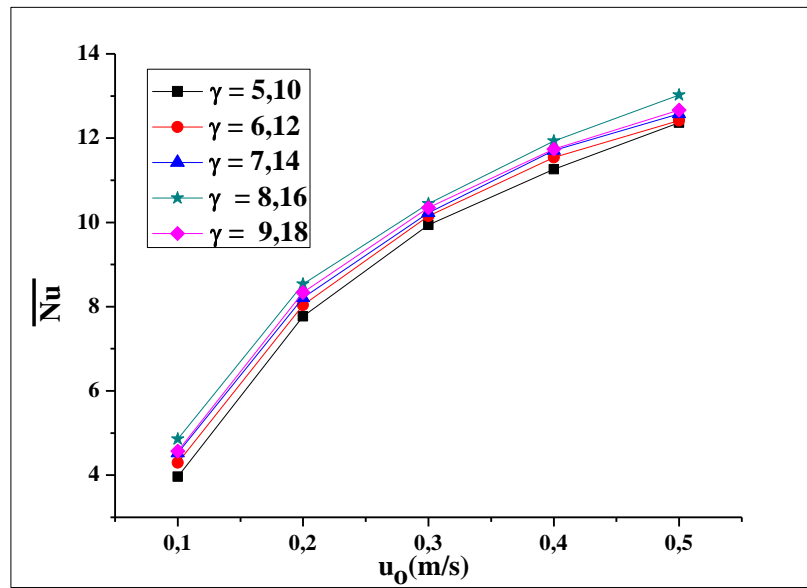


Figure IV.13 :Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.

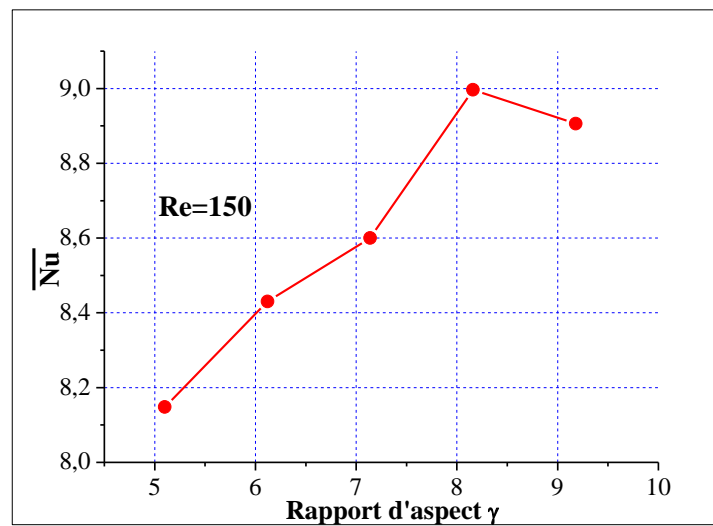


Figure IV.14 :Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport d'aspect pour un nombre de Reynolds $Re=150$.

IV.2.9. Variation de la résistance thermique

Pour plus de comparaison des performances relatives aux surfaces d'ailettes, on a représenté dans la Figure IV.15 la résistance thermique pour différents rapport d'aspect des ailettes et pour diverses vitesses d'entrée. La résistance thermique du dissipateur de chaleur a été calculée en utilisant l'expression (II.13). On peut constater que la résistance thermique pour les différents rapports d'aspect diminue avec l'augmentation de la vitesse d'entrée, cela est dû à l'augmentation du taux de transfert convectif provoqué par l'augmentation du débit d'air. La résistance thermique augmente aussi avec la diminution du rapport d'aspect à cause de la diminution de la surface d'échange et par conséquent la diminution du taux de transfert convectif.

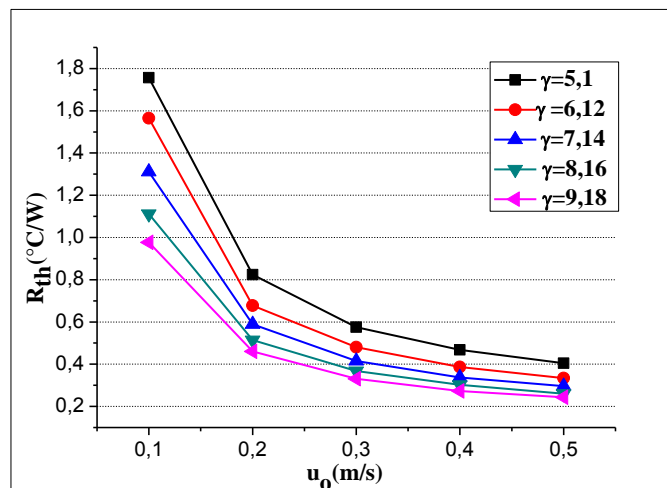


Figure IV.15 : Variation de la résistance thermique en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.

IV.2.10. Variation du coefficient de pression

Dans la figure IV.16, nous présentons la variation du coefficient de pression avec la vitesse d'entrée et le rapport d'aspect γ et par conséquent avec la hauteur des ailettes. Pour chaque valeur du rapport d'aspect γ , on constate que le coefficient de pression augmente avec u_0 jusqu'à atteindre une valeur maximale pour $u_0=0.3\text{m/s}$ puis diminue progressivement avec l'augmentation de la vitesse d'entrée.

On peut noter aussi que le coefficient de pression augmente avec le rapport d'aspect γ et par conséquent avec la hauteur des ailettes, cela est dû à l'augmentation des forces de frottement générées le long des ailettes.

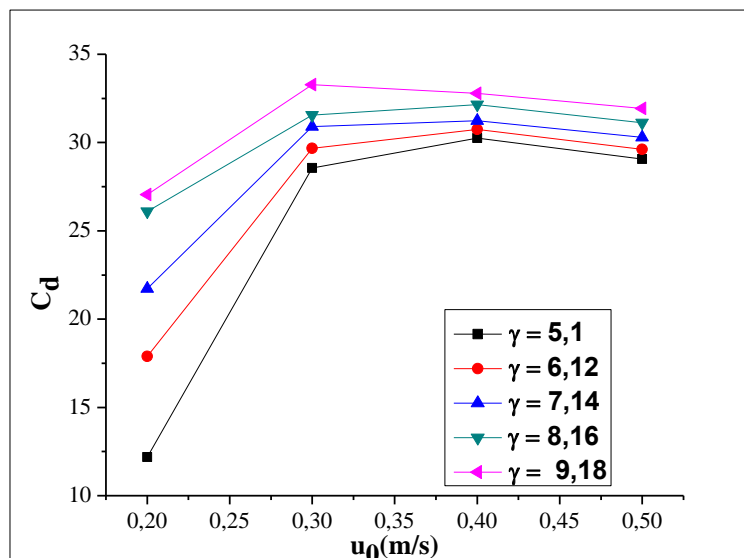


Figure IV. 16 : Variation du coefficient de pression en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.

IV.2.11. Variation de l'efficacité thermique

Afin de donner une compréhension plus claire de la performance thermique du dissipateur de chaleur, l'efficacité thermique des ailettes est présentée dans la Figure IV.17. On peut voir clairement que l'efficacité des ailettes η diminue avec l'augmentation de la vitesse d'entrée u_0 et le rapport d'aspect γ . Les ailettes avec un rapport d'aspect $\gamma=5,10$ donnent une efficacité maximale.

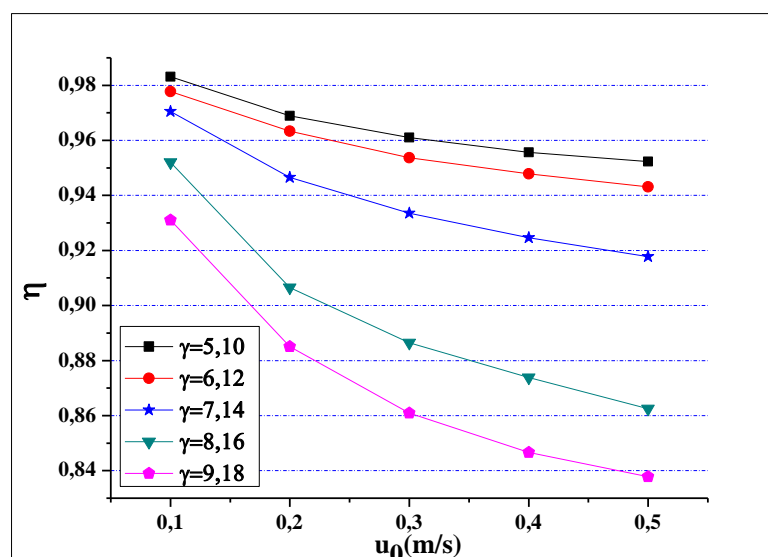


Figure IV.17 : Variation de l'efficacité thermique en fonction du rapport d'aspect et la vitesse d'entrée.

IV.3. 2^{ème} cas : Dissipateur de Chaleur à Ailettes Elliptiques Creuses et Perforées

IV.3.1. Introduction

La revue bibliographique exposée dans le premier chapitre montre que les ailettes elliptiques perforées sont largement utilisées dans le refroidissement des composants électroniques. Dans cette section de chapitre nous allons exposer les résultats de la deuxième configuration qui est le dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses et perforées.

L'objectif principal est de montrer l'amélioration apportée au refroidissement du composant électronique avec l'utilisation des ailettes perforées.

Pour évaluer l'effet des perforations sur les performances thermiques, les ailettes perforées sont comparées avec leurs homologues pleines. Nous avons supposé que les ailettes perforées présentent les mêmes dimensions, la même conductivité thermique et les mêmes conditions aux limites que les ailettes pleines.

Les résultats de ces rangées d'ailettes sont comparés à ceux des ailettes pleines en termes de température, coefficient de transfert de chaleur, nombre de Nusselt, la résistance thermique et le coefficient de pression.

L'effet de la hauteur du trou horizontal sur les performances des ailettes est discuté dans les paragraphes ci-dessous.

IV.3.2. Le maillage

Le maillage non structuré d'éléments de volume tétraédriques est utilisé dans nos calculs, pour répondre à la complexité interne de la configuration. Le maillage a été raffiné dans certaines zones critiques du domaine de calcul pour assurer une couverture et une résolution satisfaisante: près des murs où nous avons des gradients de vitesse et de température élevés et entre les ailettes pour capter l'accélération de l'écoulement du fluide dû à la diminution de la section de cette zone. Environ 1737894 nœuds ont été utilisés pour mailler l'ensemble du domaine de calcul.

IV.3.3. Contours des températures des ailettes creuses et perforées

La figure IV.18 montre, la distribution de la température dans les ailettes elliptiques creuses et perforées d'un trou horizontal de hauteur $h_t = 10\text{mm}, 20\text{mm}, 30\text{mm}, 40\text{mm}$ et pour un nombre de Reynolds $Re = 250$.

De cette figure, on peut constater qu'à l'entrée du dissipateur de chaleur, la température est inférieure à celle de la sortie, car l'entrée des ailettes est exposée à l'air froid. La température des ailettes augmente progressivement dans le sens de l'écoulement du fait, de la diminution de la vitesse d'écoulement et par conséquent, une diminution du refroidissement des ailettes.

On constate également que, pour les différents types d'ailettes la température maximale se situe à la base des ailettes et diminue en allant de la base vers les bouts, car l'ailette prend la chaleur de la plaque de la base chauffée qui a été chauffée à son tour par la chaleur générée par le composant électronique.

IV.3.4. Contours de la température de l'air

Les Figures IV.19 & IV.20 représentent respectivement les contours de la température de l'air dans le plan horizontal passant par le trou et dans le plan vertical pour $x = 0,075\text{ m}$ pour les différents types d'ailettes. On constate que la température minimale de l'air est observée à l'entrée du dissipateur de chaleur et les températures maximales à la sortie, cela est dû à la dominance de la convection à la sortie du dissipateur de chaleur. On voit également que, pour différentes valeurs de h_t , l'air adjacent aux ailettes atteint la température maximale, les ailettes prennent la chaleur de la plaque de fond qui va être enlevée par l'air de refroidissement.

Ainsi, la plus grande valeur de la température de l'air est observée à la base du dissipateur de chaleur et diminue au fur et à mesure qu'on se déplace vers le bout de l'ailette, la différence de températures entre les ailettes et l'air qui l'entoure diminue suivant la hauteur.

On peut noter aussi que les ailettes elliptiques creuses où le trou de perforation est à une hauteur $h_t = 10\text{mm}$, atteignent la température de sortie la plus élevée (voir Figure IV.21 & IV.22) (meilleur refroidissement) en comparaison aux autres types d'ailettes (h_t

= 20mm, 30mm, 40mm) . Pour un meilleur refroidissement des ailettes, une quantité de chaleur maximale a été enlevée des ailettes et transmise à l'air, ce qui donne une température de sortie plus élevée.

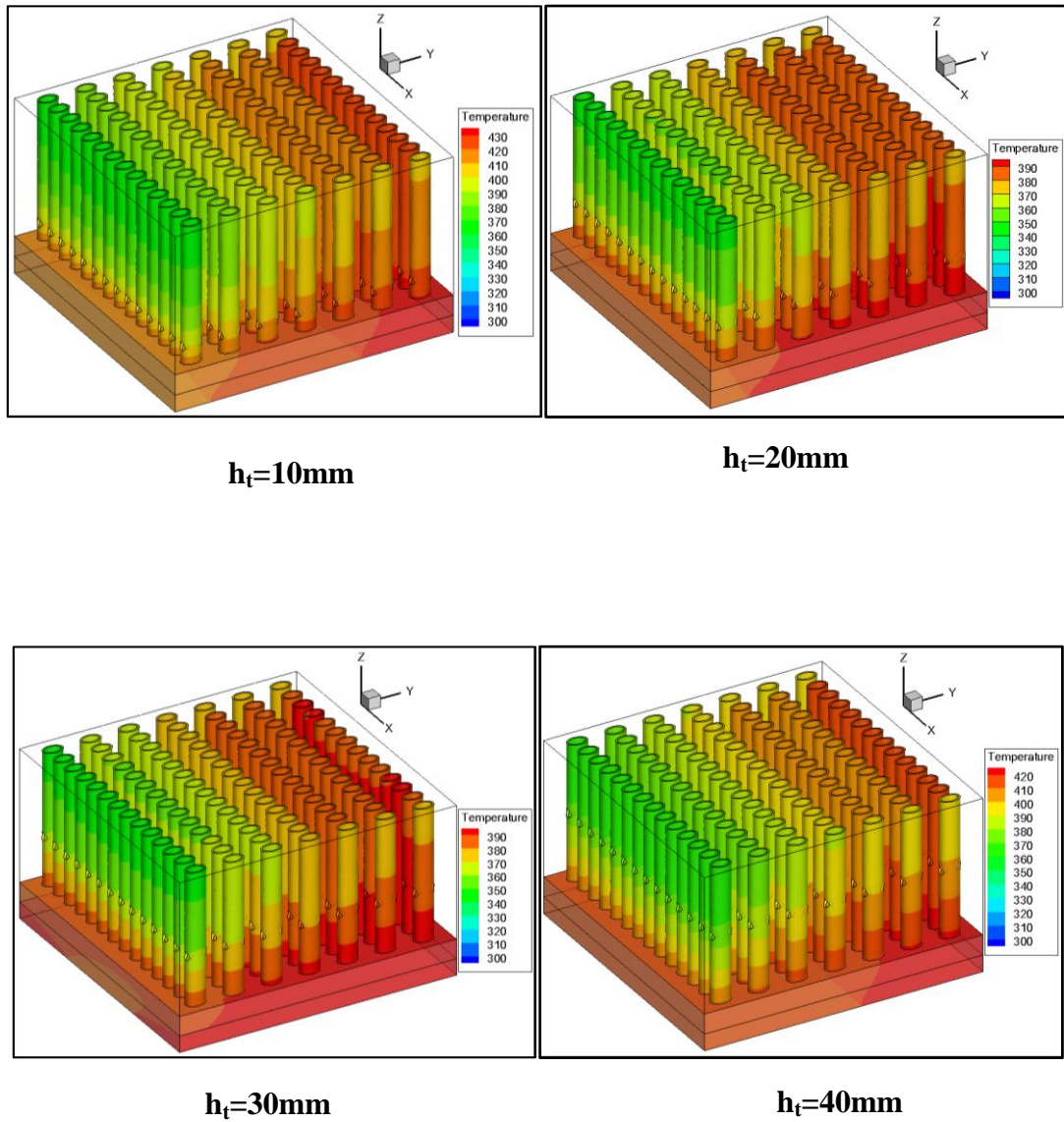
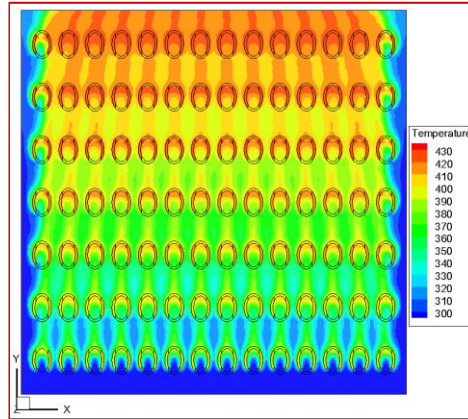
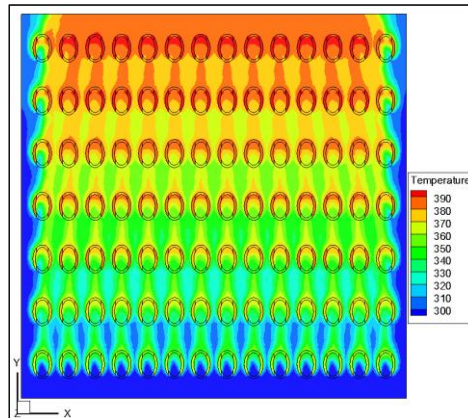


Figure IV.18 : Contours des températures des ailettes creuses/perforées pour $Re=250$.

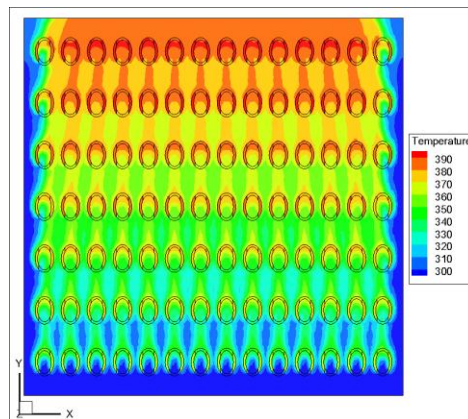
$h_t=10\text{mm}$



$h_t=20\text{mm}$



$h_t=30\text{mm}$



$h_t=40\text{mm}$

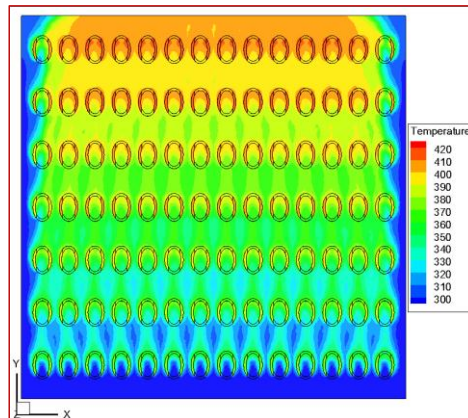


Figure IV.19 : Contours de la température de l'air dans le plan horizontal passant par le trou pour $Re=250$.

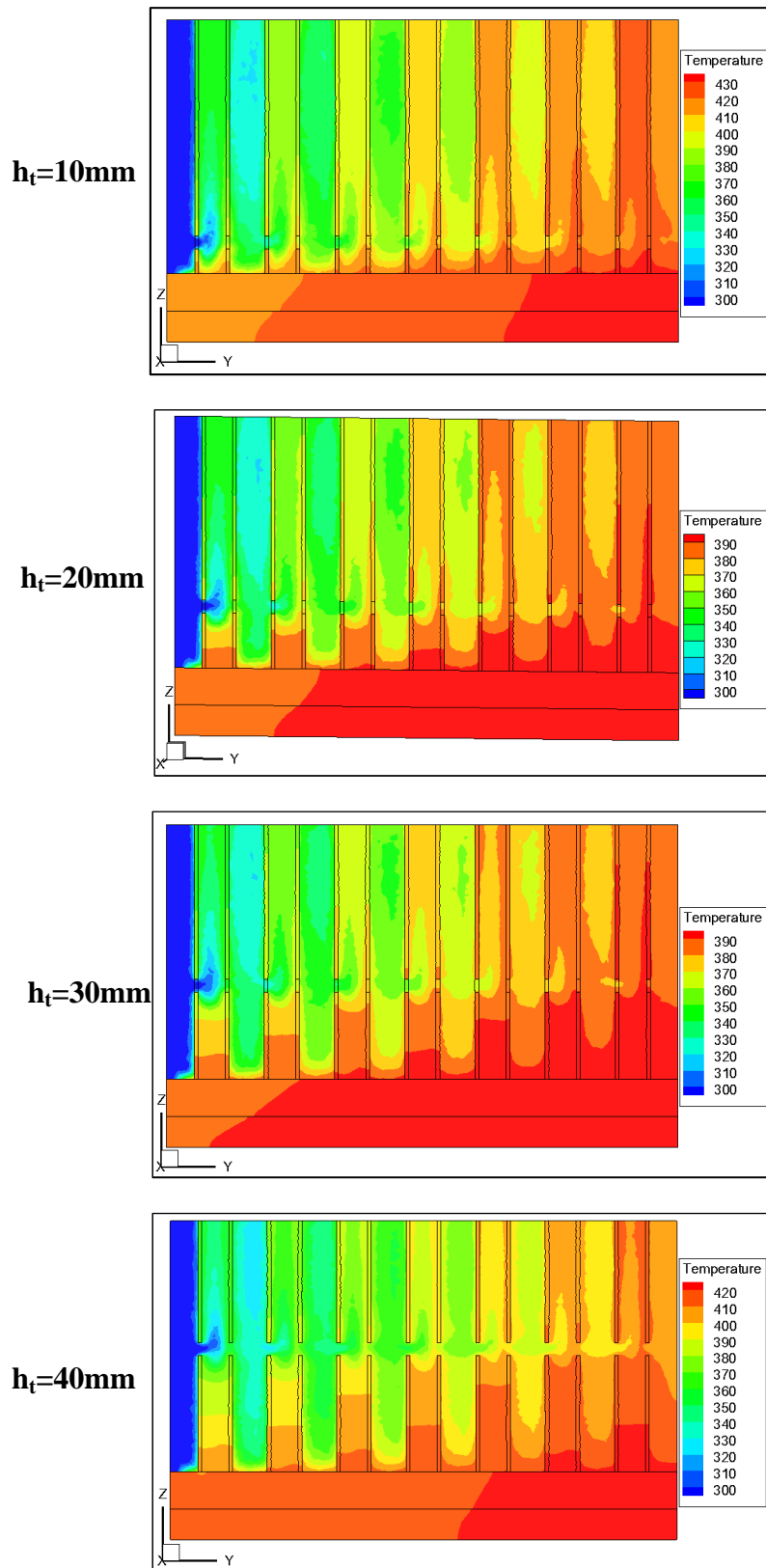


Figure IV.20 : Contours de la température de l'air dans le plan vertical à $x = 0.075\text{m}$ pour $Re=250$.

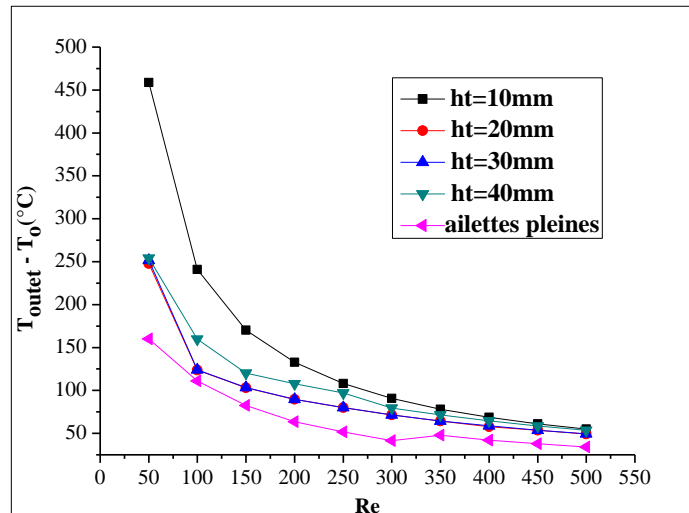


Figure IV.21 : Variation de la différence de température entre l’entrée et la sortie du dissipateur de chaleur avec le nombre de Reynolds.

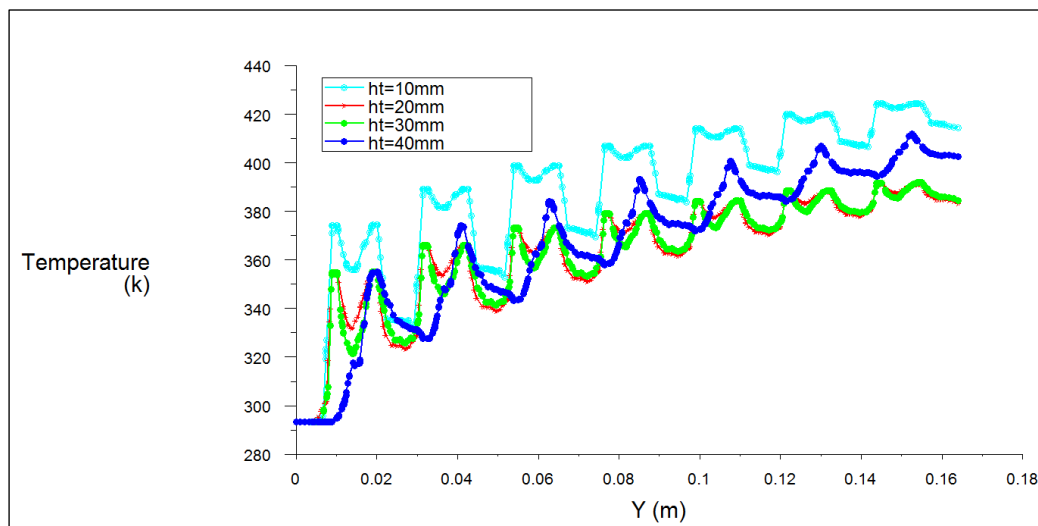


Figure IV.22 : Variation de la température de l’air à $z=0.04$ m et $x=0.075$ m pour $Re=250$.

IV.3.5. Les vecteurs et les contours des vitesses

Les Figure IV.23 & IV.24 montrent respectivement les champs des vecteurs vitesse au plan vertical pour $x = 0,075$ m et au plan horizontal passant par le trou pour un nombre de Reynolds $Re = 250$ et pour différentes hauteurs h_t . De ces figures, on constate que le profil de la vitesse autour des ailettes a la même tendance pour les différentes valeurs de h_t . La vitesse de l’écoulement de l’air à l’entrée du trou et dans l’espace entre ailettes atteint des valeurs maximales du fait de la réduction de la section de perforation et de l’espace entre ailettes.

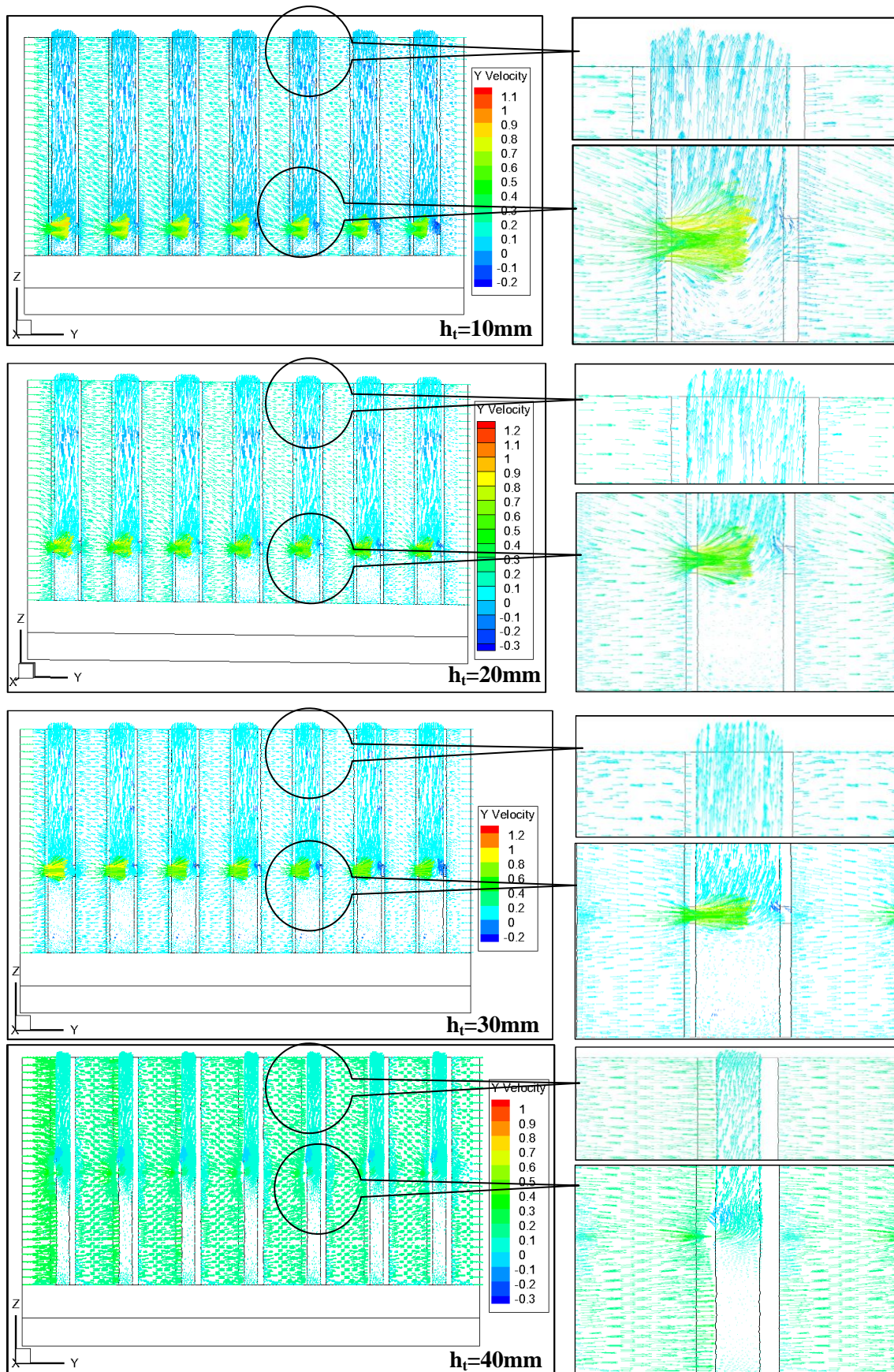


Figure IV.23 : Les vecteurs vitesses dans le plan $x=0.075m$ pour $Re=250$.

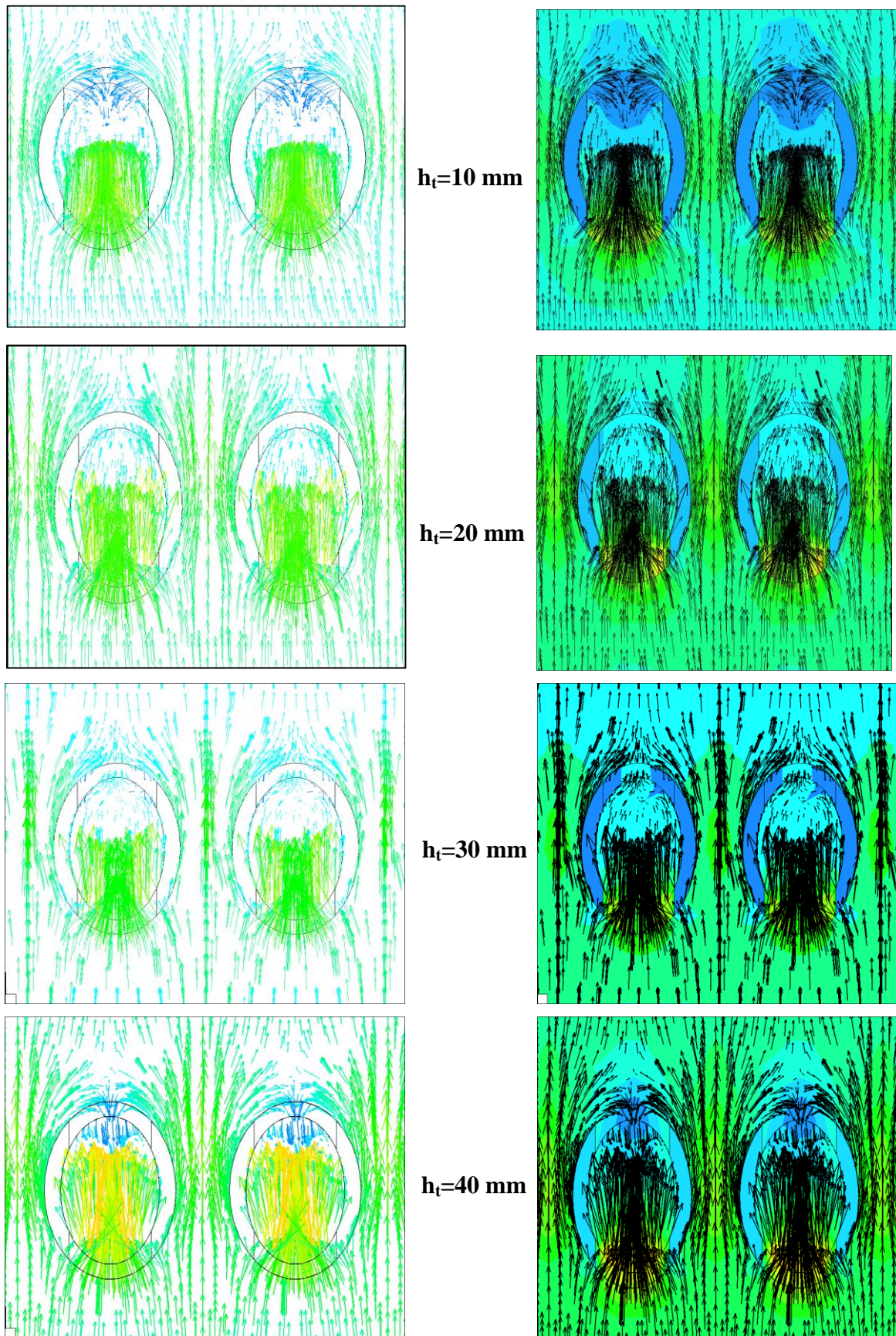


Figure IV.24 : Les vecteurs et les contours des vitesses dans le plan qui passe par le trou pour $Re=250$.

IV.3.6. Variation du coefficient de transfert de chaleur moyen

La figure IV.25 illustre la relation entre le coefficient de transfert de chaleur moyen et le nombre de Reynolds Re dans un dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques creuses et perforées. Les résultats numériques montrent que le coefficient de transfert de chaleur moyen augmente avec le nombre de Reynolds.

Nous constatons que le coefficient de transfert de chaleur moyen augmente avec la diminution de la hauteur de perforation h_t . Les ailettes perforées d'un trou de hauteur $h_t=10$ mm ont un coefficient de transfert de chaleur par convection le plus élevé.

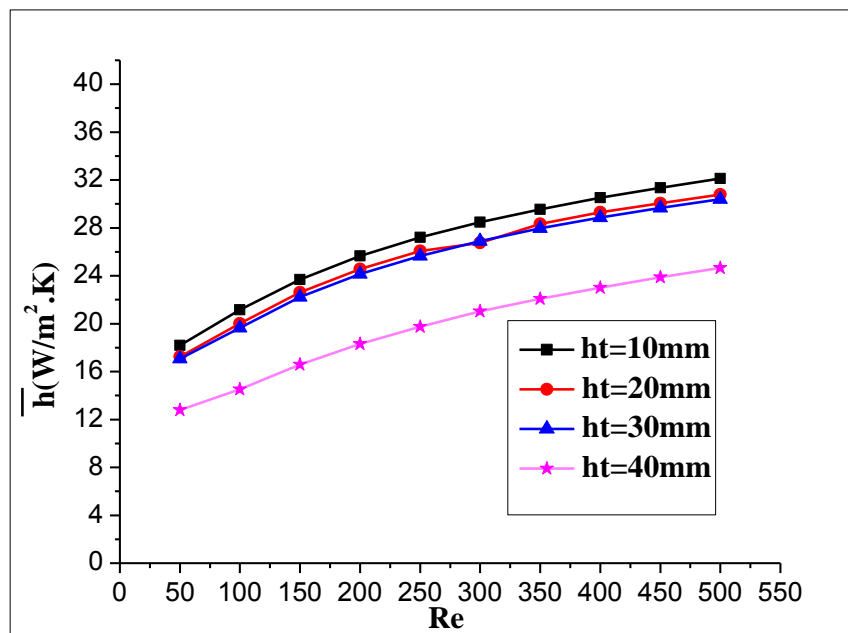


Figure IV.25 : Variation du coefficient du transfert thermique moyen en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal.

IV.3.7. Variation du nombre de Nusselt moyen :

Une comparaison de la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour les ailettes creuses/perforées et les ailettes pleines est représentée sur la Figure IV.26. Nous constatons que pour les deux cas des ailettes pleines et perforées le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds. Les ailettes perforées donnent le plus grand nombre de Nusselt et les ailettes pleines les valeurs les plus faibles pour tous les nombres de Reynolds dans la gamme considérée, car avec la perforation la surface exposée à la convection thermique augmente et l'interaction entre les ailettes et le fluide est meilleure, ce qui augmente le transfert de chaleur par convection.

Sachant que, le nombre de Nusselt est le rapport du transfert de chaleur par convection sur le transfert par conduction. Alors, l'augmentation du transfert de chaleur convectif dû à l'accroissement de la surface d'échange, engendre un nombre de Nusselt plus élevé, cela est la raison pour laquelle le nombre de Nusselt des ailettes creuses/perforées est supérieur à celui des ailettes pleines.

La diminution de la hauteur du trou dans les ailettes perforées entraîne une augmentation du nombre de Nusselt. Les ailettes perforées de hauteur du trou $h_t = 10\text{mm}$ ont un nombre de Nusselt plus élevé en comparaison avec les ailettes ayant des trous à hauteur $h_t = 20\text{mm}$, 30mm et 40mm . Cela est dû probablement aux interactions qui sont plus fortes entre la base chauffée et le débit d'air traversant le trou le plus proche. Plus on s'éloigne de la base du dissipateur de chaleur, plus ces interactions diminuent, ce qui engendre des nombres de Nusselt plus faibles.

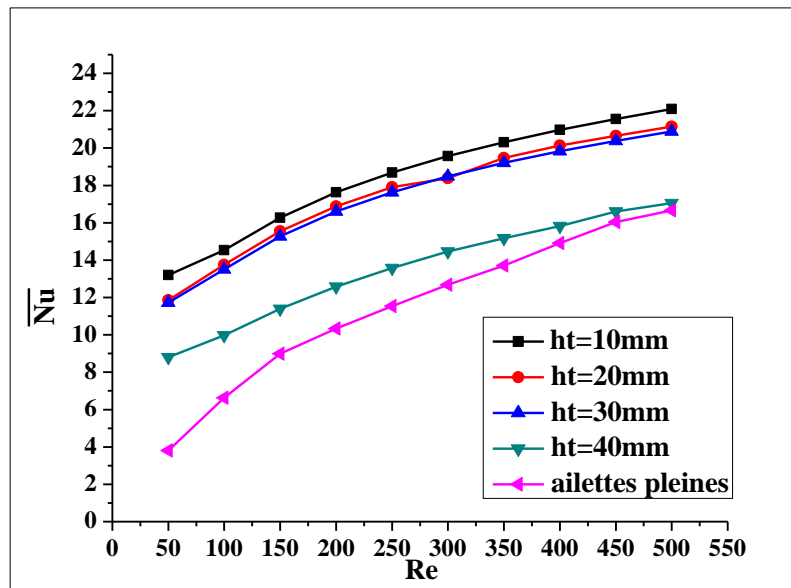


Figure IV.26: Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal.

IV.3.8. Variation de la résistance thermique

La Figure IV.27 illustre, la variation de la résistance thermique avec le nombre de Reynolds pour les ailettes pleines et creuses/perforées avec $h_t = 10$ mm, 20 mm, 30 mm, 40 mm. On constate que la résistance thermique diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. En effet, le taux du transfert de chaleur augmente avec le débit d'air. Pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds, les ailettes pleines ont une résistance thermique maximale et les ailettes perforées ont des résistances thermiques inférieures à celles des ailettes pleines et augmentent avec l'accroissement de la hauteur du trou. La hauteur $h_t=10$ mm a une résistance thermique minimale.

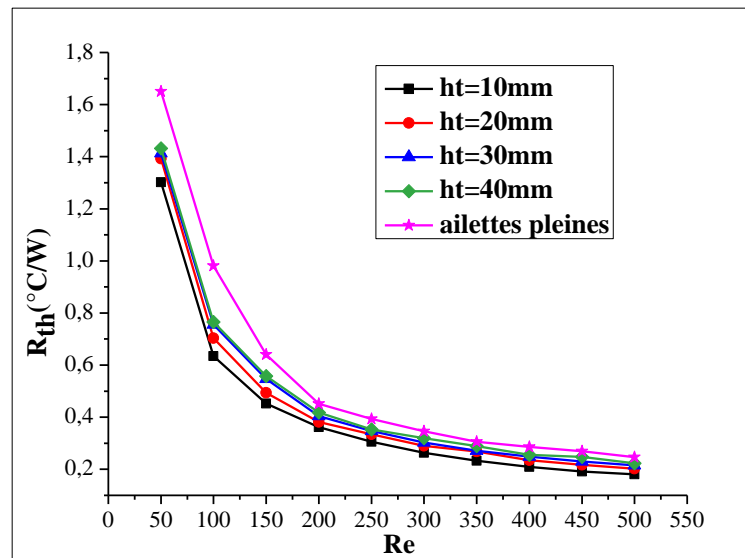


Figure IV.27: Variation de la résistance thermique en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal et les ailettes pleines.

IV.3.9. Variation du coefficient de pression

La chute de pression joue un rôle important dans la performance des ailettes du dissipateur de chaleur. Pour qu'une ailette soit efficace, il est nécessaire d'avoir une faible chute de pression. Par conséquent, pour arriver à une bonne géométrie des ailettes, nous avons aussi besoin d'étudier la variation de la pression dans les ailettes d'un dissipateur de chaleur.

La figure IV.28 montre la variation du coefficient de pression avec le nombre de Reynolds pour différentes configurations géométriques. On voit clairement à partir de cette figure que le coefficient de pression augmente au début avec le nombre de Reynolds puis diminue après avoir atteint la valeur maximale pour $Re = 250$. Pour toutes les configurations d'ailettes creuses / perforées, les chutes de pression ont presque la même tendance, bien que les ailettes pleines aient des valeurs plus élevées. Avec la perforation une partie de l'air passe à travers les trous, ce qui engendre une chute de pression plus faible en comparaison avec les ailettes pleines où le fluide se confronte avec la surface frontale de l'ailette, ce qui provoque une augmentation de la pression.

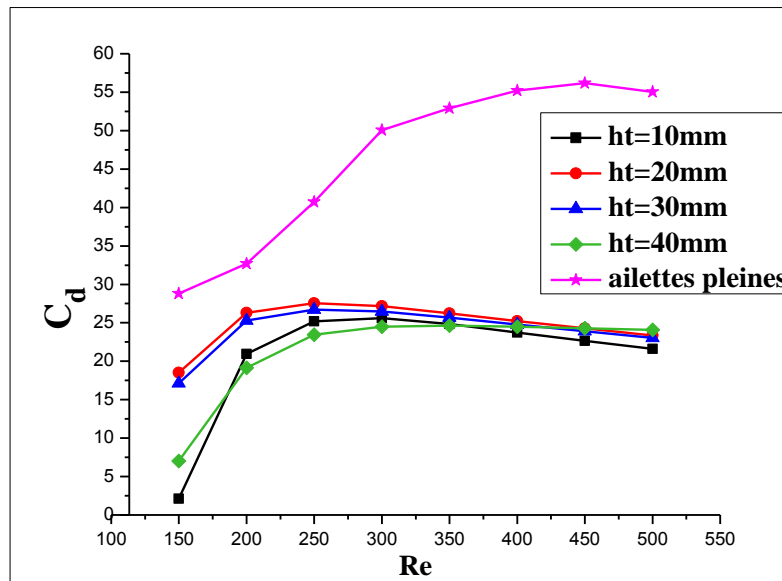


Figure IV.28 : Variation du coefficient de pression en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal.

IV.3.10. Variation de l'efficacité thermique

La figure IV.29 présente l'efficacité thermique pour différents types de dissipateurs de chaleur. L'efficacité des ailettes diminue avec le nombre de Reynolds. On trouve également que les ailettes creuses/perforées présentent une performance thermique plus élevée et échangent plus de chaleur entre la surface primaire et le fluide de refroidissement. Les ailettes perforées ont une plus grande efficacité en raison de la plus grande surface de transfert de chaleur par rapport aux ailettes pleines. De cette figure, nous avons également constaté que les ailettes avec la hauteur du trou $h_t = 10\text{mm}$ ont une efficacité maximale proche de l'unité.

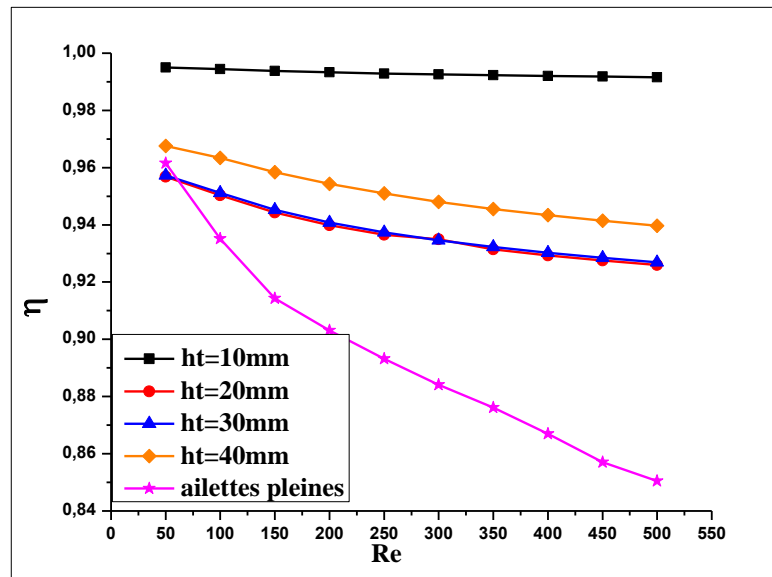


Figure IV.29 : Variation de l’efficacité en fonction du nombre de Reynolds et la hauteur du trou horizontal.

IV.3.11. Réduction du poids

L’utilisation des ailettes perforées améliore non seulement le transfert de chaleur, mais réduit également la masse et le volume des ailettes pour un taux de dissipation thermique donné. Un autre avantage majeur de l’utilisation des ailettes perforées est que leur poids devient plus léger en comparaison avec les ailettes pleines. Le tableau IV.2 montre la comparaison du poids et sa réduction des ailettes perforées par rapport aux ailettes pleines. D’après ce tableau, le poids des ailettes perforées peut être réduit de 41% par rapport aux ailettes pleines. Il est clair qu’avec les perforations, les ailettes deviennent plus légères et par conséquent, une importante réduction du poids de l’équipement.

Tableau IV.2 : Pourcentage de réduction de poids des ailettes pleines après la perforation

	Poids(kg)	Réduction du poids(kg)	Pourcentage de la réduction du poids(%)
Ailettes pleines	2,51429796	-	
Ailettes creuses/perforées	1,4802062	1,03409176	41

IV.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé les résultats numériques de la convection naturelle et mixte stationnaire et laminaire dans un dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines et dans une nouvelle conception des ailettes elliptiques creuses / perforées pour le refroidissement à air d'un composant électronique (source de chaleur).

Nos simulations numériques des ailettes pleines ont été réalisées pour une large variation des paramètres indépendants, tels que la vitesse d'entrée $u_0 = 0.1 - 0.5\text{m/s}$ ou le nombre de Reynolds $Re = 50-250$ et le rapport d'aspect $\gamma = 5.10, 6.12, 7.14, 8.16, 9.18$.

Les résultats montrent que le champ de température de chaque ailette a été trouvé presque uniforme, un bon et un meilleur refroidissement sont obtenus lorsque la vitesse d'entrée ou le nombre de Reynolds augmente. Une valeur optimale du rapport d'aspect $\gamma = 8.16$ a été atteinte. Enfin, une corrélation a été proposée pour calculer le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds.

Dans le cas des ailettes elliptiques creuses/perforées, les calculs ont été effectués pour une gamme de nombres de Reynolds 50-500 et une hauteur du trou horizontal $h_t=10\text{mm}, 20\text{mm}, 30\text{mm}, 40\text{mm}$ à partir de la base. Nous avons constaté que les perforations permettent d'améliorer les performances thermiques du dissipateur de chaleur en termes du nombre de Nusselt. Les ailettes perforées avec $h_t = 10\text{mm}$ ont le plus grand nombre de Nusselt en comparaison avec les autres valeurs de la hauteur du trou.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse est destiné à mieux comprendre le processus de la convection dans les enceintes (application aux dissipateurs de chaleur).

Dans la première partie de ce travail, nous avons simulé la convection naturelle et mixte laminaire dans une conduite inclinée et épaisse dont la paroi est soumise à un flux uniforme provoquant un mouvement ascendant de l'air à travers cette conduite.

La discrétisation des équations simulant ce phénomène (équation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) est faite par la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLE est adopté pour assurer le couplage vitesse pression et la méthode de balayage associé à l'algorithme de Thomas est utilisée pour la résolution des équations discrétisées. Pour cela, un code de calcul en langage Fortran a été élaboré pour traiter l'effet du nombre de Grashof, de la conduction pariétale et l'inclinaison de la conduite sur les champs thermique et hydrodynamique de l'écoulement.

Des simulations numériques ont été effectuées pour des nombres de Grashof de 5×10^4 , 5×10^6 , 5×10^7 et pour des angles d'inclinaison de 0° , 30° et 60° . Pour le matériau de la paroi, nous avons choisi le Cuivre ($K=k_p/k_f=19000$), le Fer ($K=3600$) et l'Aluminium ($K=11500$). Les principales conclusions tirées de cette première partie sont :

- L'augmentation du taux de chauffage traduit par l'augmentation du nombre de Grashof et l'accroissement de l'angle d'inclinaison de 0° à 60° provoquent une faible élévation de la température de l'air, par contre ces deux paramètres n'ont aucune influence sur le profil de température dans la paroi solide, seul le rapport de la conductivité de la paroi ($K=k_p/k_f$) qui a un effet important sur l'évolution de la température dans la paroi solide et dans le fluide.
- L'augmentation du nombre de Grashof et de l'angle d'inclinaison conduit à une augmentation dans les valeurs du nombre de Nusselt, et l'angle $\alpha=60^\circ$ est considéré comme un angle optimum qui donne un nombre de Nusselt maximal et assure un meilleur transfert convectif.

- Le gradient de la température dans le fluide et dans la paroi solide est plus important dans la conduite faite avec un matériau présentant la plus faible conductivité thermique ($K=3600$ pour le Fer). Par contre les parois qui ont des conductivités thermiques élevées ; le cas de l'Aluminium ($K=11500$) et le cuivre ($K=19000$) ont un gradient radial de la température presque négligeable.
- L'utilisation d'un matériau de faible conductivité thermique dans notre cas le Fer ($K=3600$) donne un faible flux conductif et par conséquent un grand nombre de Nusselt.
- L'augmentation du nombre de Grashof entraîne une augmentation de la contrainte pariétale. Par contre, l'effet de l'angle d'inclinaison et la conductivité du matériau est presque négligeable sur cette contrainte.

Dans le deuxième volet de cette thèse, nous avons étudié numériquement la convection naturelle et mixte tridimensionnelle laminaire dans un dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines et dans une nouvelle conception des ailettes elliptiques creuses / perforées pour le refroidissement à air d'un composant électronique (source de chaleur).

Les équations qui régissent l'écoulement sont les équations de continuité, de quantité du mouvement et l'équation d'énergie. La méthode des volumes finis est utilisée pour la discrétisation des équations, et l'algorithme SIMPLE est adopté pour le couplage vitesse pression.

Après la conception des géométries en utilisant le logiciel Gambit, nous avons passé aux simulations numériques en régime stationnaire à l'aide du code commercialisé Fluent.

Nos simulations numériques pour le premier cas des ailettes pleines ont été réalisées pour une large variation des paramètres indépendants, tels que la vitesse d'entrée $u_0 = 0.1 - 0.5\text{m/s}$ ou le nombre de Reynolds $Re = 50-250$ et le rapport d'aspect ratio $\gamma = 5.10, 6.12, 7.14, 8.16, 9.18$.

Les résultats montrent que le champ de température dans chaque ailette a été trouvé presque uniforme et atteint des valeurs maximales, une meilleure évacuation de la chaleur est obtenue pour une vitesse d'entrée ou un nombre de Reynolds élevés.

L'utilisation des ailettes de grande hauteur (rapport d'aspect élevé) donne une surface d'échange plus élevée, ce qui provoque une augmentation du taux de transfert de chaleur accompagnée par un accroissement du débit d'air qui traverse les ailettes dû à l'augmentation de la surface d'entrée et par conséquent une diminution de la température de l'air à la sortie du dissipateur de chaleur.

Nos résultats numériques montrent également l'existence d'une hauteur optimum des ailettes en termes de rapport d'aspect égale à 8,16. Cette condition de la performance optimale de transfert de chaleur trouvée est la même donnée dans l'investigation expérimentale de **Deshmukh and Warkhedkar [8]**.

Pour un rapport d'aspect $\gamma=8.16$ et des valeurs du nombre de Reynolds variant de 50 à 250, les résultats du transfert de chaleur obtenus peuvent être corrélés par l'équation polynomiale (IV.1), donnant le nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds.

La résistance thermique augmente avec la diminution du rapport d'aspect à cause de la diminution de la surface d'échange et par conséquent la diminution du taux de transfert convectif.

Dans le deuxième cas des ailettes elliptiques creuses/perforées, les calculs ont été effectués pour une gamme de nombres de Reynolds entre 50-500 et de hauteur du trou horizontal $h_t=10\text{mm}$, 20mm , 30mm , 40mm . Les conclusions tirées de ces résultats peuvent être résumées comme suit ;

- Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, le coefficient de transfert de chaleur et le nombre de Nusselt des ailettes creuses/ perforées augmentent.

- L'amélioration apportée au transfert de chaleur avec les ailettes perforées est supérieure à celle des ailettes pleines pour la gamme entière testée du nombre de Reynolds et pour les différentes hauteurs de la perforation.
- Les ailettes perforées ont un coefficient de transfert de chaleur et un nombre de Nusselt plus élevé que les ailettes pleines pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds.
- Pour les ailettes perforées, la diminution de la hauteur du trou produit une augmentation du nombre de Nusselt. Les ailettes perforées avec $h_t = 10\text{mm}$ ont le plus grand nombre de Nusselt en comparaison avec les autres valeurs de la hauteur du trou.
- La résistance thermique diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds, les ailettes perforées ont des résistances thermiques plus faibles que celles des ailettes pleines et la hauteur de perforation $h_t=10\text{mm}$ représente la valeur minimale.
- Les ailettes perforées ont un coefficient de pression plus faible que les ailettes pleines.
- Les ailettes perforées ont une plus grande efficacité en raison de la plus grande surface de transfert de chaleur par rapport aux ailettes pleines. Nous avons également constaté que les ailettes perforées d'un trou de hauteur $h_t = 10\text{mm}$ ont une efficacité maximale.
- Enfin, avec les perforations dans les ailettes, le dissipateur de chaleur devient plus léger et le poids peut être réduit de 41% par rapport aux ailettes pleines, par conséquent, une importante réduction du poids de l'équipement.

A l'issue de ce travail, de nombreuses perspectives apparaissent. Nous espérons poursuivre l'étude entamée sur l'effet de la forme et le nombre de perforation sur les performances thermiques des ailettes et l'amélioration apportée sur le refroidissement du composant électronique. En outre, considérer d'autres configurations industrielles.

Références Bibliographiques

Les Références Bibliographiques

- [1] **L. Graetz**, Uben die Wärmeleitungsfähigkeit von Flüssigkeiten (On the Thermal Conduction of Liquids) - Part 2. Ann. Phys. Chem., 25(1885), pp. 337-357, 1885.
- [2] **W. Nusselt**, Die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Rohrlänge (The dependance of the heat transfer coefficient on the tube lenght). VDI Z., vol. 54, pp. 1154-1158, 1910.
- [3] **T.M. Hallman**, Combined forced and free laminar heat transfer in vertical tubes with uniform internal heat generation. Transaction of the ASME,78, pp 1831-1841, 1956.
- [4] **M. Iqbal and J. W. Stachiewicz**, Influence on the tube orientation on combined free and forced laminar convection heat transfer. Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer, vol. 88, issue 1, pp. 109-116, 1966.
- [5] **G. S. Barozzi, E. Zanchini and M. Mariotti**, Experimental investigation of combined free and forced convection in horizontal and inclined tubes. Meccanica, vol. 20, issue1, pp. 18-27, 1985.
- [6] **J. Sabbagh, A. Aziz, A.S. El-Ariny and G. HAMAD**, Combined free and forced convection in inclined circular tubes. Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer, vol. 98, issue 2, pp. 322-324, 1976.
- [7] **A. Laoudi, N. Galanis and C.T. Nguyen**, Laminar fully developed mixed convection in inclined tubes uniformly heated on their outer surface. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, vol. 26, issue 6, pp.719-738, 1994.
- [8] **P.A. Deshmukh and R.M. Warkhedkar**, Thermal performance of elliptical pin fin heat sink under combined natural and forced convection. Experimental Thermal and Fluid Science vol. 50, pp. 61–68, 2013.
- [9] **S.V. Patankar**, Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere Publishing Corporation and McGraw-Hill Book Company, New York, N. Y., pp. 197, 1980.

- [10] **Y. Mori, K. Futagami, S. Tokuda and M. Nakamura**, Forced convective heat transfer in uniformly heated horizontal tubes, 1st Report, Experimental Study on the Effect of Buoyancy. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 9, issue 5, pp. 453-463, 1966.
- [11] **K. C. Cheng and S. W. Hong**, Combined free and forced laminar convection in inclined tubes. *Applied Scientific Research*, vol. 27, issue 1, pp. 19-38, 1973.
- [12] **M.M.M. Abou-Ellail and S.M. Morcos**, Combined forced and free laminar convection en the entrance region of inclined rectangular channels. *Numerical Methods for Non-linear Problems*, Pineridge Press, Swansea, UK, vol. 1, pp. 807–820, 1980.
- [13] **J.R. Maughan and F.P. Incropera**, Experiments on mixed convection heat transfer for air flow in a horizontal and inclined channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.30, Issue 7, pp. 1307-1318, 1987.
- [14] **A. S. Lavine, M.Y. Kim and C. N. Shores**, Flow reversal in opposing mixed convection flow in inclined pipes. *Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer*, vol. 111, issue 1, pp. 114-120, 1989.
- [15] **J. Orfi**, Étude de l'effet de la convection naturelle sur un écoulement laminaire développé dans un tuyau incliné chauffé uniformément à la paroi. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, 1991.
- [16] **S. Bilodeau**, Étude expérimentale de la convection mixte laminaire ou turbulente dans un tube incliné soumis à un flux de chaleur uniforme. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, 1994.
- [17] **A. E. Bergles and R. R. Simonds**, Combined forced and free convection for laminar flow in horizontal tubes with uniform heat flux. *International Journal Heat Mass Transfer*, vol.14, issue 12, pp. 1989-2000, 1971.
- [18] **S.W. Hong and A.E. Bergles**, Analysis of combined forced and free laminar convection in horizontal tubes. Technical Report, Engineering Research Institute, Iowa State University, Iowa, pp. 149, 1974.
- [19] **J. Orfi, N. Galanis and C.T. Nguyen**, Développement simultané hydrodynamique et thermique d'un écoulement laminaire dans un tube incliné en régime de convection mixte. *Revue Générale de Thermique*, vol. 36, issue 2, pp 83-92, 1997.

- [20] **J. Orfi , N. Galanis and C.T. Nguyen**, Bifurcation in steady laminar mixed convection flow in uniformly heated inclined tubes. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, vol. 9, issue 5, pp. 543-567, 1999.
- [21] **A. Ozsunar, S. Baskaya and M. Sivrioglu**, Experimental investigation of mixed convection heat transfer in a horizontal and inclined rectangular channel. *Heat and Mass Transfer*, vol. 38, Issue 3, pp 271–278, 2002.
- [22] **T. Maré, N. Galanis, S. Pretot and J. Miriel**, Mixed convection with flow reversal in the entrance region of inclined tubes. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow* vol.15., issue 7, pp 740– 756, 2005.
- [23] **S. A. M. Said, M. A. Habib, H. M. Badr and S. Anwar**, Turbulent natural convection between inclined isothermal plates. *Computers and Fluids*, vol. 34, issue 9, pp. 1025-1039, 2005.
- [24] **H. A. Mohammed and Y. K. Salman**. Combined convection heat transfer for thermally developing aiding flow in an inclined circular cylinder with constant heat flux. *Applied Thermal Engineering*, vol. 27, issues 8-9, pp. 1236–1247, 2007.
- [25] **O. Kholai, A. Bellaouar et M. Kadja**, Etude numérique de La convection mixte dans un tube incline, 13èmes Journées Internationales de Thermique, Albi, France, 2007.
- [26] **P.M. Guimarães and G.J. Menon**, Combined free and forced convection in an inclined channel with discrete heat sources. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol.35, issue 10, pp. 1267–1274, 2008.
- [27] **D.T. Chong, J.P. Liu and J.J. Yan**, Effects of duct inclination angle on thermal entrance region of laminar and transition mixed convection, *International Journal of Heat and Mass Transfer* , vol. 51, issues 15-16, pp. 3953–3962, 2008.
- [28] **K. Ichimiya and Y. Matsushimab**, Performance evaluation of mixed convection in an inclined square channel with uniform temperature walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, Issues 7–8, pp. 1802-1810, 2009.
- [29] **M. Faghri and E. M. Sparrow**, Simultaneous wall and fluid axial conduction in laminar pipe- Flow Heat Transfer. *Transactions of the ASME, Journal Heat Transfer*, vol. 102, issue 1, pp. 58-63, 1980.

- [30] **M. A. Bernier and B. R. Baliga**, Visualisation of upward mixed-convection flows in vertical pipes using a thin semitransparent gold-film heater and dye injection. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol.13, issue 3, pp. 241-249, 1992.
- [31] **M. Ouzzane and N. GALANIS**, Developing mixed convection in an inclined tube with circumferentially non-uniform heating at its outer surface. *Numerical Heat Transfer, Part A : Application*, vol. 35, issue 6, pp. 609-628, 1999.
- [32] **M. Ouzzane**, Développement simultané en convection mixte laminaire dans une conduite avec un flux de chaleur non uniforme sur sa surface externe : cas avec et sans ailettes. Thèse de doctorats, Sherbrooke, 2000.
- [33] **E.M. Sparrow, J.W. Ramsey and C.A.C. Altemani**, Experiments on in-line pin fin arrays and performance comparisons with staggered arrays. *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 102, issue 1, pp. 44–50, 1980.
- [34] **E.M. Sparrow and E. D. Larson**, Heat transfer from pin-fins situated in an oncoming longitudinal flow which turns to crossflow, *International Journal Heat Mass Transfer*, vol. 25, issue 5, pp. 603-614, 1982.
- [35] **S. Naik, S.D. Probert and M.J. Shilston**, Maximising the performances of flat-plate heat exchangers experiencing free or forced convection. *Applied Energy*, vol. 22, issue 3, pp. 225-239, 1986.
- [36] **G. Ledezma and A. Bejan**, Heat sinks with sloped plate fins in natural and forced convection, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 39, issue 9, pp. 1773-1783, 1996.
- [37] **M. Tahat, Z.H. Kodah, B.A. Jarrah and S.D. Probert**, Heat transfers from pin-fin arrays experiencing forced convection. *Applied Energy*, vol. 67, issue 4, pp. 419-442, 2000.
- [38] **E. Yu and Y. Joshi**, Heat transfer enhancement from enclosed discrete components using pin–fin heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, issue 25, pp. 4957–4966, 2002.
- [39] **O.N. Sara**, Performance analysis of rectangular ducts with staggered square pin fins. *Energy Conversion & Management*, vol. 44, issue 11, pp. 1787–1803, 2003.
- [40] **X. Yu , J. Feng, Q. Feng and Q. Wang**, Development of a plate-pin fin heat sink and its performance comparisons with a plate fin heat sink. *Applied Thermal Engineering*, vol. 25, issue 2-3, pp. 173–182, 2005.

- [41] **Y.T. Yang and H.S. Peng**, Investigation of planted pin fins for heat transfer enhancement in plate fin heat sink, *Microelectronics Reliability*, vol. 49, issue 2, pp. 163–169, 2009.
- [42] **W. Yuan, J. Zhao, C.P. Tso, T. Wu , W. Liu and T. Ming**, Numerical simulation of the thermal hydraulic performance of a plate pin fin heat sink. *Applied Thermal Engineering*, vol. 48, pp. 81-88, 2012.
- [43] **C.J. Kobus and T. Oshio**, Development of a theoretical model for predicting the thermal performance characteristics of a vertical pin-fin array heat sink under combined forced and natural convection with impinging flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, issue 6, pp. 1053–1063, 2005.
- [44] **C.J. Kobus and T. Oshio**, Predicting the thermal performance characteristics of staggered vertical pin fin array heat sinks under combined mode radiation and mixed convection with impinging flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 ,issue 13, pp. 2684–2696, 2005.
- [45] **H.Y. Li, S.M. Chao and G.L. Tsai**, Thermal performance measurement of heat sinks with confined impinging jet by infrared thermography, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, issues 25-26, pp. 5386–5394, 2005.
- [46] **K. Yakut, N. Alemdaroglu, I. Kotcioglu and C. Celik**, Experimental investigation of thermal resistance of a heat sink with hexagonal fins. *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, issues 17-18, pp.2262–2271, 2006.
- [47] **N. Sahiti, A. Lemouedda, D. Stojkovic, F. Durst and E. Franz**, Performance comparison of pin fin in-duct flow arrays with various pin cross-sections. *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, issues 11-12, pp.1176–1192, 2006.
- [48] **N. Sahiti, F. Durst and P. Geremia**, Selection and optimization of pin cross-sections for electronics cooling, *Applied thermal Engineering*, vol. 27, issue 1, pp. 111–119, 2007.
- [49] **P. Naphon and A. Sookkasem**, Investigation on heat transfer characteristics of tapered cylinder pin fin heat sinks. *Energy Conversion and Management*, vol. 48, issue 10, pp. 2671–2679, 2007.
- [50] **H.Y. Li and K.Y. Chen**, Thermal performance of plate-fin heat sinks under confined impinging jet conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, issues 9-10, pp. 1963–1970, 2007.

- [51] **K.S. Yang, W.H. Chu, I.Y. Chen and C.C. Wang**, A comparative study of the airside performance of heat sinks having pin fin configurations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, issues 23-24, pp. 4661–4667, 2007.
- [52] **W.A. Khan, J. R. Culham and M.M. Yovanovich**, Modeling of cylindrical pin-fin heat sinks for electronic packaging. *IEEE Transactions On Components And Packaging Technologies*, vol. 31, issue. 3, pp. 536-545, 2008.
- [53] **Y.T. Yang and H.S. Peng**, Numerical study of pin-fin heat sink with un-uniform fin height design. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, issues 19-20, pp. 4788–4796, 2008.
- [54] **K.T. Chiang , C.C. Chou and N.M. Liu**, Application of response surface methodology in describing the thermal performances of a pin-fin heat sink. *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 48, issue 6, pp. 1196–1205, 2009.
- [55] **H.Y. Li and S.M. Chao**, Measurement of performance of plate-fin heat sinks with cross flow cooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, issues 13-14, pp. 2949–2955, 2009.
- [56] **D.K. Kim, S.J. Kim and J.K. Bae**, Comparison of thermal performances of plate-fin and pin-fin heat sinks subject to an impinging flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, issues 15-16, pp. 3510–3517, 2009.
- [57] **Y.T. Yang and H.S. Peng**, Numerical study of the heat sink with un-uniform fin width designs. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, issues 15-16, pp.3473–3480, 2009.
- [58] **G.L. Tsai, H.Y. Li and C.C. Lin**, Effect of the angle of inclination of a plate shield on the thermal and hydraulic performance of a plate-fin heat sink. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 37, issue4, pp. 364–371, 2010.
- [59] **A.A. Sertkaya, E. Bilir and S. Kargici.**, Experimental investigation of the effects of orientation angle on heat transfer performance of pin-finned surfaces in natural convection, *Energy*, vol. 36, issue 3, pp.1513- 1517, 2011.
- [60] **D.K. Kim**, Thermal optimization of plate-fin heat sinks with fins of variable thickness under natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, issue 4, pp. 752–761, 2012.

- [61] **Q. Shen, D. Sun, Y. Xu, T. Jin and X. Zhao**, Orientation effects on natural convection heat dissipation of rectangular fin heat sinks mounted on LEDs, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 75, pp. 462–469, 2014.
- [62] **Y. Joo and S.J. Kim**, Comparison of thermal performance between plate-fin and pin-fin heat sinks in natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 83, pp. 345–356, 2015.
- [63] **A. Bar-Cohen and W.M. Rohsenow**, Thermally optimum spacing of vertical, natural convection cooled, parallel plates. *Journal of Heat Transfer*, vol. 106, issue 1, pp. 116–123, 1984.
- [64] **O.N. Sara, T. Pekdemir, S. Yapici and H. Ersahan**, Thermal performance analysis for solid and perforated blocks attached on a flat surface in duct flow. *Energy Conversion & Management*, vol. 41, issue 10, pp. 1019-1028, 2000.
- [65] **O.N. Sara, T. Pekdemir, S. Yapici and M. Yilmaz**, Heat transfer enhancement in a channel flow with perforated rectangular blocks. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 22, issue 5, pp. 509-518, 2001.
- [66] **B. A/K. Abu-Hijleh**, Natural convection heat transfer from a cylinder with high conductivity permeable fins. *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 125, issue 2, pp. 282–288, 2003.
- [67] **B. A/K. Abu-Hijleh**, Enhanced forced convection heat transfer from a cylinder using permeable fins. *ASME Journal Heat Transfer*, vol. 125, n°5, 804–811, 2003.
- [68] **E. Dorignac, J.J. Vullierme, M. Broussely, C. Foulon and M. Mokedem**, Experimental heat transfer on the windward surface of a perforated flat plate. *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 44, issue 9, pp. 885–893, 2005.
- [69] **B. Sahin and A. Demir**, Thermal performance analysis and optimum design parameters of heat exchanger having perforated pin fins. *Energy Conversion and Management*, vol. 49, issue 6, pp. 1684–1695, 2008.
- [70] **B. Sahin and A. Demir**, Performance analysis of a heat exchanger having perforated square fins. *Applied Thermal Engineering*, vol. 28, issues 5-6, pp. 621–632, 2008.
- [71] **M.R. Shaeri, M. Yaghoubi and K. Jafarpur**, Heat transfer analysis of lateral perforated fin heat sinks. *Applied Energy*, vol. 86, issue 10, pp. 2019–2029, 2009.

- [72] **M.R. Shaeri and M. Yaghoubi**, Numerical analysis of turbulent convection heat transfer from an array of perforated fins. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 30, issue 2, pp. 218–228, 2009.
- [73] **M.R. Shaeri and M. Yaghoubi**, Thermal enhancement from heat sinks by using perforated fins. *Energy Conversion and Management*, vol. 50, issue 5, 1264–1270, 2009.
- [74] **A. H. AlEssa, A. M. Maqableh and S. Ammourah**, Enhancement of natural convection heat transfer from a fin by rectangular perforations with aspect ratio of two. *International Journal of Physical Sciences*, vol. 4 (10), pp. 540-547, 2009.
- [75] **A. H. AlEssa**, Augmentation of heat Transfer of a fin by rectangular perforations with aspect ratio of three. *International Journal of Mechanics and Applications*, vol.2, issue 1, pp. 7-11, 2012.
- [76] **K.H. Dhanawade and H.S. Dhanawade**, Enhancement of forced convection heat transfer from fin arrays with circular perforation. *IEEE, Frontiers in Automobile and Mechanical Engineering (FAME)*, pp.192-196, 2010.
- [77] **E.A.M. Elshafei**, Natural convection heat transfer from a heat sink with hollow/perforated circular pin fins. *Energy*, vol. 35, issue 7, pp. 2870-2877, 2010.
- [78] **M. Baruah, A. Dewan and P. Mahanta**, Performance of elliptical Pin heat exchanger with three elliptical perforations. *CFD letters*, vol. 3(2), pp. 65-73, 2011.
- [79] **M. R. Shaeri and T.C. Jen**, The effects of perforation sizes on laminar heat transfer characteristics of an array of perforated fins. *Energy Conversion and Management*, vol. 64, pp. 328–334, 2012.
- [80] **M.R. Shaeri and T.C. Jen**, Turbulent heat transfer analysis of a three-dimensional array of perforated fins due to changes in perforation sizes, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*. 61 (11), pp. 16, 2012.
- [81] **A.B. Ganorkar and V.M. Kriplani**, Experimental study of Heat transfer Rate by using lateral perforated fins in a rectangular channel. *International Journal of Mechanical Engineering* vol. 2, No. 2, pp. 91-96, 2012.
- [82] **J. Li, X. Ling and H. Peng**, Field synergy analysis on convective heat transfer and fluid flow of a novel triangular perforated fin, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 64, pp. 526–535, 2013.

- [83] **Md. F. Ismail, M.O. Reza, M.A. Zobaer and M. Ali**, Numerical investigation of turbulent heat convection from solid and longitudinally perforated rectangular fins. 5th BSME International Conference on Thermal Engineering, Procedia Engineering, vol. 56 , pp. 497 – 502, 2013.
- [84] **A. B. Dhumme and H. S. Farkade**, Heat transfer analysis of cylindrical perforated fins in staggered arrangement, International Journal of Innovative Technology and Exploring Engineering (IJITEE), vol. 2, issue 5, pp. 225-230, 2013.
- [85] **Md. F. Ismail**, Effects of perforations on the thermal and fluid dynamic performance of a heat exchanger. IEEE Transactions On Components, Packaging And Manufacturing Technology, Vol. 3, issue 7, pp. 1178-1185, 2013.
- [86] **Md.F. Ismail, M.N. Hasan and S.C. Saha**, Numerical study of turbulent fluid flow and heat transfer in lateral perforated extended surfaces. Energy, vol. 64, pp. 632-639, 2014.
- [87] **A.B. Samarth and K.S. Sawankar**, Thermal performance of perforated pin-fin arrays in staggered arrangement. International Journal of Scientific & Engineering Research, vol. 5, issue 7, pp. 777-783, 2014.
- [88] **K.H. Dhanwade, V.K. Sunnapwar and H.S. Dhanawade**, Thermal analysis of square and circular perforated fin arrays by forced convection. International Journal of Current Engineering and Technology, special issue 2, 2014.
- [89] **B. Şahin, E. Manay, K. Geliş and S. Karşlı**, Numerical Investigation of convective heat transfer from perforated pin-fins. International Journal of Advancements in Mechanical and Aeronautical Engineering – IJAMAE, vol. 1, issue 3, pp.108-114, 2014.
- [90] **M. Ehteshum, M. Ali, Md. Q. Islam and M. Tabassum**, Thermal and hydraulic analysis of rectangular fin arrays with perforation size and number. 6th BSME International Conférence on Thermal Engineering. Procedia Engineering, vol. 105, pp. 184-191, 2015.
- [91] **C.H. Huang, Y.C. Liu and H. Ay**. The design of optimum perforation diameters for pin fin array for heat transfer enhancement. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 84 , pp. 752–765, 2015.
- [92] **A Al-Damook, N. Kapur, J.L. Summers and H.M. Thompson**, An experimental and computational investigation of thermal air flows through perforated pin heat sinks, Applied Thermal Engineering, vol. 89, pp. 365-376, 2015.

- [93] **U.V. Awasarmol and A.T. Pise**, An experimental investigation of natural convection heat transfer enhancement from perforated rectangular fins array at different inclinations. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 68, pp. 145–154, 2015.
- [94] **C. Manikandan and S. Pachaiyappan**, Transient thermal simulation of perforated drop-shaped pin fin array in staggered arrangement. *International journal of innovative research in science engineering and technology*, vol. 5, issue 2, 2016.
- [95] **A. Al-Damook, J.L. Summers, N. Kapur and H. Thompson**, Effect of different perforations shapes on the thermal-hydraulic performance of perforated pinned heat sinks. *Journal of Multidisciplinary Engineering Science and Technology (JMEST)*, vol. 3, Issue 4, pp. 4466-4474, 2016.
- [96] **F. Wang, J. Zhang, and S. Wang**. Investigation on flow and heat transfer characteristics in rectangular channel with drop-shaped pin fins. *Propulsion and Power Research*, vol.1, issue 1, pp. 64–70, 2012.
- [97] *Gambit 2.2.30 User's Guide*, 2006.
- [98] *Fluent User's Guide*, Release 6.1. *Fluent Inc.*, 2003.

Résumés

Résumé

La description des transferts thermo-convectifs mis en jeu dans les conduites inclinées est encore mal connue et constitue un enjeu pour l'amélioration des systèmes de refroidissement des composants électroniques. La première partie de cette thèse est consacrée à l'étude de la convection naturelle et mixte laminaire dans une conduite inclinée et épaisse, dont la paroi est soumise à un flux uniforme afin d'obtenir un mouvement ascendant du fluide à travers cette conduite. Des simulations numériques ont été effectuées pour des nombres de Grashof de 5×10^4 , 5×10^6 , 5×10^7 et des angles d'inclinaison de 0° , 30° et 60° . Pour le matériau, on a choisi le cuivre ($K=k_p/k_f= 19000$), le fer ($K=3600$) et l'aluminium ($K=11500$). Nous avons constaté que l'augmentation du nombre de Grashof, entraîne une amélioration apparente du transfert de chaleur traduit par l'accroissement du nombre de Nusselt. Nous avons trouvé que l'augmentation de l'angle d'inclinaison conduit à une augmentation des valeurs du nombre de Nusselt et la convection est meilleure pour les matériaux à faibles conductivités thermiques (le Fer dans ce cas). $K = 3600$. Dans la deuxième partie de cette thèse, nous avons étudié numériquement la convection naturelle et mixte tridimensionnelle laminaire de la convection mixte conjuguée dans un dissipateur de chaleur à ailettes elliptiques pleines et dans une nouvelle conception des ailettes elliptiques creuses / perforées. Nos simulations numériques ont été réalisées pour une large variation des paramètres indépendants, tels que la vitesse d'entrée $u_0 = 0.1 - 0.5 \text{ m/s}$ ou le nombre de Reynolds $Re = 50-500$ et le rapport d'aspect ratio $\gamma = 5.1, 6.12, 7.14, 8.16, 9.18$. Les résultats montrent qu'un bon et un meilleur refroidissement sont obtenus lorsque la vitesse d'entrée ou le nombre de Reynolds augmente. Une valeur optimale du rapport d'aspect $\gamma = 8.16$ a été atteinte dans le cas des ailettes pleines. Dans le cas des ailettes elliptiques creuses/perforées, les calculs ont été effectués pour une hauteur du trou horizontal $h_t = 10\text{mm}, 20\text{mm}, 30\text{mm}, 40\text{mm}$. Nous avons trouvé que les ailettes perforées ont une plus grande efficacité en raison de la plus grande surface de transfert de chaleur par rapport aux ailettes solides, il est également constaté que les ailettes perforées avec $h_t = 10\text{mm}$ ont le plus grand nombre de Nusselt en comparaison avec les autres valeurs de la hauteur du trou.

Mots clés : convection naturelle et mixte, conduite épaisse et inclinée, ailettes elliptiques perforées, la méthode des volumes finis, refroidissement des composants électroniques.

Abstract

The description of the convective heat transfer involved in the inclined pipe is still poorly understood and is a challenge for the improvement of cooling systems for electronic components. The first part of this thesis is devoted to the study of laminar natural and mixed convection in a inclined thick duct is considered. A uniform heat flux is applied over the entire circumference of the tube . Several numbers of Grashof ($4 \cdot 10^4$, $4 \cdot 10^6$, $4 \cdot 10^7$) are considered for an angle of inclination equal: 0° , 30° and 60° . For material of the wall, we chose Report/ratio of conductivity ($K=k_p/k_f$) of the copper ($K=19000$), iron ($K=3600$) and aluminium ($K=11500$). We found that increasing the number of Grashof, causes a noticeable improvement in heat transfer results in increasing the number of Nusselt. We found that the increase of the inclination angle leads to an increase in the values of the Nusselt number and the convection is better for low thermal conductivity materials (iron in this case) $K = 3600$.

In the second part of this thesis, we have numerically studied the three-dimensional natural and mixed convection in a combined heat sink fins with both elliptical and a new design hollow / perforated elliptical pins. Our numerical simulations were performed for a wide range of independent parameters, such as the velocity inlet $u_0 = 0.1 - 0.5 \text{ m/s}$ or the Reynolds number $Re = 50-500$ and the aspect ratio $\gamma = H/d$ which cover the range $\gamma=5.1 - 9.18$. The results show that a good and better cooling is achieved when the velocity inlet or the Reynolds number increases. An optimal value of aspect ratio $\gamma = 8.16$ was reached in the case of solid fins.

In the case of hollow / perforated elliptical pins, calculations were made for a height of the horizontal hole $h_t = 10\text{mm}, 20\text{mm}, 30\text{mm}, 40\text{mm}$. We found that the perforated fins have increased efficiency due to greater heat transfer surface compared to solid fins, it is also found that the optimal value of the geometrical coordinate of the hole is founded about $h_t = 10\text{mm}$, which enhances positively heat dissipation and consequently ensures a good cooling process of the system.

Keywords: natural and mixed convection, inclined thick duct , perforated/hollow elliptic pin fins, finite volume method , cooling of the electronics components,

ملخص

وصف انتقال الحرارة بالحمل في أنبوب مائل وسميك ، لا يزال غير مفهوم ويشكل تحديا لتحسين تبريد الأجهزة الالكترونية . الجزء الأول من هذا البحث مخصص لدراسة الحمل الحراري الطبيعي و المختلط في انبوب مائل وسميك يتعرض جداره الخارجي الى تدفق حراري منتظم ، يؤدي الى صعود الهواء داخل الأنبوب. أجريت محاكاة عددية لأعداد قراشوف Gr تساوي 5×10^4 ، 5×10^6 ، 5×10^7 وزاوية ميلان الأنبوب تساوي 0° ، 30° ، 60° ومواد جدار الأنبوب هي النحاس ($K=K_p/K_F=19000$) ، الحديد ($K=3600$) والألومنيوم ($K=11500$).

وجدنا أن زيادة عدد Gashof يؤدي الى تحسن ملحوظ في نقل الحرارة، وبالمقابل زيادة في عدد نسالنت Nusselt ، لاحظنا ايضا أن زيادة زاوية الميل يؤدي الى ارتفاع في قيم عدد نسالنت، ويكون الحمل الحراري أفضل من أجل ناقلية حرارية منخفضة في هذه الدراسة من أجل الحديد $K=3600$.

في الجزء الثاني من هذه الأطروحة، قمنا بدراسة الحمل الحراري الطبيعي و المختلط ثلاثي الأبعاد حول زعانف بيضوية الشكل ومملوءة، وفي تصميم جديد لزعانف بيضوية مجوفة ومثقوبة بثقب أفقي.

أجريت المحاكاة العددية لمجموعة واسعة من المعلمات المستقلة مثل سرعة الدخول $u_0=0.1$ م/ثا - 0.5 م/ثا والممثلة لعدد رينولدز من 50-500 ونسبة ارتفاع $\gamma=5.16$ ، 6.12 ، 7.14 ، 8.16 . وأظهرت النتائج أن التبريد يكون أفضل عند زيادة سرعة الادخال أو عدد رينولدز ، وتم التوصل الى القيمة المثلى لقيمة نسبة الارتفاع تساوي 8.16 بالنسبة للزعانف الممتلئة.

في حالة الزعانف البيضوية الشكل جوفاء ومثقوبة بثقب ارتفاعه 10 مم، 20مم، 30مم، 40 مم. لاحظنا أن الزعانف المجوفة المثقوبة زادت من كفاءة النقل الحراري ، وهذا نتيجة زيادة سطح النقل مقارنة مع الزعانف الممتلئة، كما وجد أن الزعانف المثقوبة بثقب ارتفاعه 10 مم لها عدد نسالنت أعلى وبالمقابل احسن تبريد حراري.

الكلمات المفتاح : حمل حراري طبيعي و مختلط، أنبوب سميكة ومائل ، زعانف بيضوية الشكل جوفاء ومثقوبة، طريقة الحجوم المتناهية، تبريد الأجهزة الالكترونية