



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique

جامعة وهران 2 محمد بن أحمد
Université d'Oran 2 Mohamed Ben Ahmed

معهد الصيانة و الأمن الصناعي
Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle

Département de maintenance en électromécanique

MÉMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de Master

Filière : Master en électromécanique industrielle

Spécialité : électromécanique industrielle

Thème

**L'effet de la rugosité sur le refroidissement des
composants électronique**

Présenté et soutenu publiquement par :

Nom : AOUATI

Prénom : Mohammed

Nom : DEHIMI

Prénom : Imad-eddine

Devant le jury composé de :

Nom et Prénom	Grade	Etablissement	Qualité
Bouhafs Mohamed	MCB	IMSI	Président
Meghdir Abed	MCB	IMSI	Encadreur
Achache Habib	MCA	IMSI	Examineur

2019/2020

Abstract

The recent technological progress opens new perspectives for electronic components, which become more powerful and small. In this effect, the evacuation of the heat become more important in electronic field. Many cooling systems were been studied in the purpose of increasing heat transfer and ameliorate the cooling systems efficiency. Among those methods, we find free and forced convection with gas and liquid cooling. It is notice that free convection is used for low power systems. High power systems demand a high and more efficient heat dissipation, in this raison-forced convection is primordial in most cases.

The main objective of this work is to re-establish a thermo-energetic study of a convective flow in the channels for the cooling of electronic components,

This study is based on the simulation of the aerodynamic behavior of the flow of a fluid around the faces of a hot cube. The objective is to study the effect of roughness on cooling, by modifying the reynolds ratio ($Re_j / Re_h = 0.5 ; 1 ; 1.5$) in order to improve heat transfer using a CFD simulator.

ملخص

أدى التطور التكنولوجي إلى فتح آفاق وقفزات هائلة في مجال الإلكترونيات التي أصبحت أكثر فاعلية ومتناهية الصغر، مما أدى إلى جعل التبادل الحراري أكثر أهمية في مجال الإلكترونيك. هناك عدة أنظمة للتبادل الحراري بغية التبريد منها، طرق التبريد الكلاسيكية: الحمل الحراري الطبيعي والمقوي مع السوائل و الغازات، يستعمل الحمل الحراري الطبيعي للإخلاء الحراري بالنسبة للأنظمة ذات استطاعة وكثافة صغيرتين. فيما الأنظمة ذات استطاعة حرارية معتبرة تحتاج إلى آلية ذات مردودية حرارية جد فعالة، لهذا السبب الحمل المقوى هو أحسن وسيلة في أغلب الحالات.

الهدف الأساسي من وراء هذا العمل هو القيام بدراسة حرارية-طاقوية للحمل الحراري المقوى داخل القنوات والتي تستعمل لتبريد المركبات الإلكترونية. هذه الدراسة تعتمد على محاكاة السلوك الحركي الهوائي لتدفق السوائل حول أوجه مكعب ساخن والهدف من ذلك هو دراسة تأثير سطح الخشونة على تبريد المكون الإلكتروني وذلك بتغيير نسبة رينولد ($Rej/Reh = 0.5 ; 1 ; 1.5$) وذلك لتحسين النقل الحراري باستعمال محاكي CFD.

Résumé

Suite aux progrès technologiques récents en électronique, les composants deviennent de plus en plus puissants et de plus en plus petits. En conséquence, la chaleur à évacuer devient très importante dans le domaine de l'électronique dont plusieurs systèmes de refroidissement ont été étudiés dans le but d'améliorer le transfert de chaleur et augmenter l'efficacité des systèmes de refroidissement. Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes classiques de refroidissement par convection naturelle et forcée avec des écoulements gazeux et liquides. Il est à noter que la convection naturelle est utilisée pour les systèmes de faible puissance et de densités de flux réduite. Le refroidissement des systèmes de forte puissance et à grande échelle nécessite une dissipation thermique plus élevée, raison pour laquelle la convection forcée est la plus appropriée dans la plupart des cas.

L'objectif principal de ce travail est de rétablir une étude thermo énergétique d'un écoulement convectif dans les canaux pour le refroidissement des composants électroniques,

Cette étude est basée sur la simulation du comportement aérodynamique de l'écoulement d'un fluide autour des faces d'un cube chaud. L'objectif est d'étudier l'effet de la rugosité sur le refroidissement, en modifiant le rapport de Reynolds ($Re_j / Re_h = 0.5 ; 1 ; 1.5$) afin d'améliorer le transfert thermique à l'aide d'un simulateur CFD.

Remerciements

Tout d'abord, nous remercions Dieu qui nous a donné la force d'accomplir ce travail.

Nous remercions particulièrement notre encadrant pour leur suivi régulier et leurs conseils : Mr Abed MEGHDIR, nous apprécions son expertise et son humanité. Merci pour la confiance que vous nous accordez tout au long de ce travail.

Un grand merci à nos amis, et tous nos camarades de la promotion ELM... Pour leurs encouragements.

Enfin, nous tenons à remercier nos familles qui nous ont soutenus dans toutes nos carrières scolaires, en particulier nos pères et nos mères, nous leur offre toute l'appréciation et le respect.

Table des matières

Nomenclature	i
Liste des figures.....	iii
Liste des tableaux	v
Introduction générale	1

Chapitre I : Le refroidissement des composants électroniques

I.1-Introduction	3
I.2-Comment chauffe un composant électronique?.....	4
I.3-Le besoin de refroidissement en électronique	4
I.4-Technologies de refroidissement et leurs performances	5
I.4.1-Refroidissement à air	5
I.4.2-Refroidissement par liquide caloporteur :.....	6
I.4.3-Refroidissement par plaque à eau.....	7
I.4.4-Refroidissement par micro-canaux.....	8
I.4.5-Refroidissement diphasique (Les caloducs).....	9
I.5- Conclusion.....	11

Chapitre II : Recherche bibliographique

II.1-Introduction	12
II.2-Recherche bibliographique :.....	12
II.3-Conclusion.....	23

Chapitre III : l'étude et modélisation de la turbulence

III.1-introduction à La turbulence.....	24
III.2-l'étude de l'écoulement turbulent (turbulent flow).....	25
III.2.1-Nombre de Reynolds.....	26
III.2.2-Distribution des vitesses dans un tuyau rectiligne	27
III.2.3-écoulement à l'entrée de conduits	28
III.3-Mise en équations.....	30
III.3.1-Ecoulement laminaire.....	30
III.3.2-Les écoulements turbulents	31

III.4-Hypothèse de Boussinesq.....	33
III.5-La modélisation de la turbulence.....	33
III.5.1- Simulation directe numérique (DNS).....	34
III.5.2-Simulation des grandes échelles (LES).....	35
III.5.3- Simulation des équations de Navier-Stokes moyennées-RANS	38
III.6-Loi de la paroi (wall function).....	39
III.6.1-Les modèles de Turbulence	41
III.6.1.1-Modèles linéaires à 1 équation de transport.....	41
III.6.1.2-Modèles linéaires à 2 équations de transport	42
III.6.1.3-Modèle k- ϵ	43
III.6.1.4-Modèle k- ω	44
III.6.1.5-Modèle de Turbulence SST (Shear Stress Transport)	45
III.7-Conclusion.....	46

Chapitre IV : simulation et résultats

IV.1-Introduction.....	48
IV.2- Configuration numérique.....	49
VI .2.1- Domaine numérique.....	49
IV.3- Génération du maillage.....	51
IV.3.1- Optimisation du maillage	52
IV.4-Validation	53
IV.5-Résultats et discussions	53
IV.5.1-Partie dynamique	54
IV.5.1.1-La variation des vitesses dans les linges verticale	54
IV.6.1.2-Conteur de vitesse	56
IV.6.2-Partie thermique.....	58
IV.6.2.1-L'effet de variation de rugosité sur le refroidissement du cube.....	59
IV.6.2.2-L'effet de rugosité sur le refroidissement du cube	59
IV.7-Conclusion	61
Conclusion générale	62
Référence bibliographique.....	64

Nomenclature

<i>Symbole</i>	<i>Désignation</i>	<i>Unité</i>
R_{eH}	Nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la conduite est la vitesse de Référence	(-)
R_{ej}	Nombre de Reynolds base sur le diamètre du jet et la vitesse débitante	
R_e	Nombre de Reynolds supporteurs	
N_u	Nombre de Nusselt	
H	La hauteur	(m)
D_h	Diamètre hydraulique	(m)
G	Accélération	(m/s ²)
V	Vitesse moyenne de l'écoulement	(m/s)
D	Le diamètre intérieur de la conduite	(m)
L	Longueur caractéristique de l'environnement de l'écoulement	(m)
L_e	La longueur de la région d'entrée	(m)
f	Le coefficient de friction de Darcy-Weisbach	(-)
ΔP	La chute de pression	(Pa ou N/m ²)
τ_w	Le taux de cisaillement	(m ² /s ²)
τ_{ij}	Tenseur de Reynolds	
ε	Rugosité	
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	(m ² /s ³)
S	Section de passage	(m ²)
Q	Débit volumique	(m ³ /s)
t	Temps	(s)
T	Température	(°K)
u	Composante selon x du vecteur de vitesse	(m/s)
v	Composante selon y du vecteur de vitesse	(m/s)
w	Composante selon z du vecteur de vitesse	(m/s)
μ	La viscosité dynamique	(Kg/ms)
μ_t	La viscosité dynamique turbulente	(Kg/ms)
ν	La viscosité cinématique	(m ² /s)
ν_t	La viscosité cinématique turbulente	(m ² /s)
ρ	La Masse volumique	(Kg/m ³)
C	Coefficient de contraction	(-)
C_{ij}	Terme convectif	(-)
k	L'énergie cinétique turbulente	(m ² /s ²)
p	Pression	(Pa)
P	Composante de la pression moyenne	(Pa)
P'	Fluctuation de la pression	(Pa)
S_Φ	Production locale de Φ (terme source)	(-)
t'_p	Terme fluctuation de la température	(°K)
U	Composante de la vitesse	(m/s)
U_i	Composante de la vitesse moyenne suivent x	(m/s)
u'_i	Terme fluctuant de la vitesse	(m/s)

V	Volume d'une cellule	(m ³)
\bar{v}	Vitesse du mouvement moyenne	(m/s)
ω	Fréquence turbulente	(Hz)
y	Distance par rapport à la paroi	(m)
y_k	Dissipation de k due à la turbulence	
y_ω	Dissipation de ω due à la turbulence	
y^+	Distance adimensionnelle normale à la paroi	(m)
Δy	Distance normale à la paroi solide	(m)
$-\rho \overline{u'_i u'_j}$	Tenseur de Reynolds	(m ² /s ²)

Lettres grecque

δ	Kronecker Delta
ϵ_{ij}	Tenseur de dissipation
Φ	Grandeur transportée
$\bar{\Phi}$	Moyenne temporelle de la grandeur transportée
Φ'	Fluctuation de la grandeur transportée
λ	Coordonnée locale bi normale à la paroi
$\sigma_k \sigma_\epsilon \sigma_t$	Nombres de Prandtl turbulent associés à k , ϵ et t respectivement
σ	Nombres de Prandtl laminaire
τ	Coordonnée locale tangentielle à la paroi
Γ_Φ	Coefficient de diffusion
Γ_k	Coefficient de diffusion de k
Γ_ω	Coefficient de diffusion de ω
Φ_{ij}	Corrélation pression / Taux de déformation
$\nabla \Phi$	Gradient du scalaire Φ
$(\nabla \Phi)_n$	Gradient du scalaire Φ dans la direction normale à la face f
∂	Dérivée partielle
Δ	Variables

Liste des figures

Chapitre I : Le refroidissement des composants électroniques

Figure I-1:Exemples de systèmes de refroidissement à air pulsé.....	6
Figure I-2:Schéma simplifié de refroidissement par liquide.....	7
Figure I-3:structure de plaque à eau.....	7
Figure I-4:mini-échangeur avec micro-canaux de 0.2mm de largeur.....	8
Figure I-5:Schéma de caloduc classique.....	9

Chapitre II : Recherche bibliographique

Figure II-1:Simulation d'un écoulement turbulent autour d'un cube (LES).	13
Figure II-2: Domaine d'étude.....	14
Figure II-3: Domaine de calcul et conditions aux limites	15
Figure II-4 : Lignes de courant dans le cas d'un faible nombre de Reynolds.....	16
Figure II.5 : Lignes de courant dans le cas d'un fort nombre de Reynolds.....	16
Figure II-6: l'écoulement autour deux obstacles carrés sur même ligne.....	17
Figure II-8:Schéma du système expérimental	20
Figure II-12 : Configuration d'étude Cornaro et al	22
Figure II-13 : jet-cavité à fond chauffé	23

Chapitre III : l'étude et modélisation de la turbulence

Figure III-1:Visualisation expérimentale d'instabilités de Kelvin-Helmholtz dans une couche de mélange turbulente réalisée par Parezanovic V. dans le cadre du projet TUCOROM à l'institut PPrime (Poitiers, France).....	25
Figure III-2:régime d'écoulement [30].....	26
Figure III-3:évolution de la vitesse dans une conduite circulaire [3].....	27
Figure III-4:la région d'entrée de conduits [4].....	28
Figure III-5:diagramme de moody [2]	30
Figure III-6:Simulation directe numérique d'un jet, $M=1.92$ (d'après Freund [33]).....	35
Figure III-7:Simulation des grandes échelles : collision axiale de deux anneaux tourbillonnaires (d'après Mansfiel [34]).....	36

Figure III-8:Illustration des puissances disponibles et nécessaires pour un calcul numérique base sur la méthode LES (D'après Pope [35]).....	37
Figure III-9:Observation de l'appariement de deux tourbillons.....	37
Figure III-10:présentation temporelle de la grandeur Φ	38
Figure III-11:représentation schématique de la déférence entre DNS, RANS et LES.....	39
Figure III-12:Structure typique de la couche limite turbulente (Lakehal, 2001).....	40
Figure III-13:Subdivision de la couche limite turbulente (Bellettre, 1998).....	41

Chapitre IV : simulation et résultats

Figure IV-1 : Représentation du domaine de calcul.....	50
Figure IV-2 : Dessin de définition du domaine de calcul.....	50
Figure IV-3 : représente le maillage hexahédrale du domaine de calcul.....	52
Figure IV-4 : Graphes d'optimisation du maillage.....	52
Figure IV-5 : Profil de vitesse longitudinal à $Z/h=0$, $Re_h=3410$ et $\alpha =0.5$	53
Figure IV-6 : la position des lignes dans le cas étudiée.....	54
Figure IV-7 : Profil de la vitesse longitudinale à $Z/h=0$, $X/h=-0.75$	54
Figure IV-8 : Profil de la vitesse longitudinale à $Z/h=0$, $X/h=0$	55
Figure IV-9 : Profil de la vitesse longitudinale à $Z/h=0$, $X/h=1$	55
Figure IV-10 : Profil de la vitesse longitudinale à $Z/h=0$, $X/h=1.5$	55
Figure IV-11 : Conteur de vitesse test 1 ($Re_j/Re_h=0.5$)Plans (x-y).....	56
Figure IV-12 : Conteur de vitesse test 2 ($Re_j/Re_h=1$)Plans (x-y).....	56
Figure IV-13 : Conteur de vitesse test 3 ($Re_j/Re_h=1.5$)Plans (x-y).....	57
Figure IV-14 : Conteur de vitesse test 1 ($Re_j/Re_h=0.5$)Plans (y-z).....	57
Figure IV-15 : Conteur de vitesse test 2 ($Re_j/Re_h=1$)Plans (y-z).....	57
Figure IV-16 : Conteur de vitesse test 3 ($Re_j/Re_h=1.5$)Plans (y-z).....	58
Figure IV-17 : Représentation des lignes EF, FG, GH et AB, BC, CD.....	58
Figure IV-18 : Comparaison des profils de température entre les différentes valeurs de rugosité.....	59
Figure IV-19 : Comparaison nos résultats de température avec les résultats de Masip et al [43].....	60

Liste des tableaux

Chapitre III : l'étude et modélisation de la turbulence

TAB III-1:Évaluation, selon Spalart [31], des stratégies de calcul et de leur disponibilité pour les applications industrielles en aérodynamique externe.....	34
TAB III-2: Les constantes les plus couramment utilisées.....	44
TAB III-3: Constantes du modèle $k - \omega$ Haut Reynolds.....	45
TAB III-4: Constantes du modèle $k - \omega$ Bas Reynolds.....	45

Chapitre IV : simulation et résultats

TAB IV-1 : Principaux paramètres utilisés.....	50
TAB IV-2 : Grilles testées.....	51

Introduction générale

Suite aux progrès technologiques récents en électronique, les composants deviennent de plus en plus puissants et de plus en plus petits. En conséquence, la chaleur à évacuer devient très importante dans le domaine de l'électronique. En effet, de nos jours, les composants de puissance (microprocesseurs, disques durs, barrettes mémoires, convertisseur de tension, ...) peuvent dissiper plusieurs centaines de watts par centimètre carré. La surchauffe des composants réduit leur durée de vie et peut provoquer des contraintes de fonctionnement. Une bonne évacuation de la chaleur est donc primordiale pour assurer le fonctionnement et la fiabilité de ces dispositifs.

Les technologies de la microélectronique développées depuis plusieurs décennies ont permis de réduire la taille des composants, et d'augmenter leur densité dans les circuits intégrés. Si, en 1958, il n'y avait qu'un seul transistor par circuit intégré, de nos jours, il y'en a des millions. Au début des années 80 et après avoir considérablement diminué les dimensions des composants, les électroniciens ont intégré sur une même plaque en silicium, les capteurs, les actionneurs, les éléments mécaniques, engrenages et moteurs. Cet ensemble appelé MEMS (Micro Electro Mechanical System) fait appel pour sa fabrication aux micro technologies, qui permettent une production à grande échelle. Cela nécessite des systèmes de refroidissement adaptés à ces flux de chaleur très intenses, le refroidissement à l'air forcé des puces est actuellement à la limite de ces performances et le recours à des moyens plus performants s'impose de plus en plus de nos jours devant l'évolution galopante de la miniaturisation électronique.

Plusieurs méthodes de refroidissement ont été étudiées dans le but d'améliorer le transfert de chaleur et augmenter l'efficacité des systèmes de refroidissement. Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes classiques de refroidissement par convection naturelle et forcée avec des écoulements gazeux et liquides. Il est à noter que la convection naturelle est utilisée pour les systèmes de faible puissance et de densités de flux réduite. Le refroidissement des systèmes de forte puissance et à grande échelle nécessite une dissipation thermique plus élevée, raison pour laquelle la convection forcée est la plus appropriée dans la plupart des cas.

C'est dans ce contexte que nous allons mener notre étude. L'objectif de ce travail consiste donc à étudier numériquement l'influence de la rugosité sur le

refroidissement des composants électroniques et sur l'amélioration de refroidissement d'un élément chauffé. Ainsi le comportement de certains paramètres thermiques et dynamiques.

Le présent manuscrit s'organise autour de quatre chapitres et une conclusion : faisant suite à cette introduction, Le premier chapitre est consacré à expliquer l'importance de le refroidissement dans le domaine industrielle, les modernes technologies la à dus à la miniaturisation et les différentes méthodes de refroidissement adoptées.

Le deuxième chapitre est consacré à une synthèse bibliographique concernant les problèmes d'évacuation de chaleur, le phénomène de la turbulence et les déferrent expérience des scientifique dans ce domaine.

Dans le troisième chapitre nous avons faisons une étude sur la turbulence et sa modélisation et nous avons clarifiés les différentes formulations mathématique, les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, de l'énergie ainsi que les méthodes et les différents modèles de simulation du turbulence.

Dans Le quatrième chapitre nous décrivons le problème, ainsi que les conditions aux limites imposées sur chaque grandeur, sont présentées en détail, et les hypothèses nécessaires qui nous facilitent la tâche pour résoudre le problème.

nous avons proposé une étude numérique de l'influence de la rugosité sur la structure de l'écoulement aux alentours d'un cube chauffé et sur le transfert de chaleur en présentant les paramètres critiques qui influent sur le phénomène de la convection forcée à l'intérieur des canaux de refroidissement.

Et ce chapitre est consacré à la discussion des résultats obtenus en présentant une étude thermique et dynamique et une comparaison entre les autres expériences étudiés dans le même domaine.

Finalement, la conclusion de ce manuscrit sera accompagnée d'un ensemble de perspectives à retenir pour des développements futurs.

Chapitre I :
Le refroidissement des composants
électroniques

I.1-Introduction

Depuis le développement des premiers ordinateurs, dans les années 1940 l'évacuation efficace de la chaleur de ces derniers, et des appareils électroniques en général, est indispensable quand il s'agit de leur assurer un fonctionnement optimal et fiable. En effet, Le refroidissement de composants électroniques permet de maintenir la température des composants dans des limites acceptables et donc favorisent leur bon fonctionnement

De nos jours, la conception de composants électroniques de plus en plus miniaturisés et de grande fiabilité est limitée par des problèmes de dissipation de la chaleur. L'augmentation de la quantité de transistors sur les micros chips résulte en une hausse de leur puissance et, en conséquence, du flux de chaleur émis par les composants.

Traditionnellement, les systèmes de refroidissement basés sur la convection naturelle avec de l'air étaient employés pour dissiper la chaleur des composants. Cette technique a permis de refroidir des tubes électroniques dissipant environ 10 mW/cm Ces systèmes ont ensuite évolué pour permettre de dissiper de flux de chaleur jusqu'à 300 mW/cm en utilisant des ventilateurs. Le principe de cette transformation était d'augmenter la vitesse de l'air sur les composants pour évacuer plus de chaleur.

Aujourd'hui pourtant, les équipements électroniques ont besoin de dissiper des densités de chaleur localement supérieures à 100 W/cm, c'est la raison pour laquelle les techniques de refroidissement ont évolué à partir du refroidissement par convection vers des techniques utilisant des liquides de refroidissement avec ou sans changement de phase

De ces dernières, les techniques diphasiques (liquide-vapeur) sont les plus efficaces car, lorsqu'on travaille dans ce mode. Une grande quantité de chaleur est éliminée grâce au changement de phase produit pendant l'évaporation (chaleur latente).

I.2-Comment chauffe un composant électronique?

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

à résistance constante
et pour un courant périodique ou continu

$$W_{\text{joule}} = R \cdot I_{\text{eff}}^2 \cdot t$$

énergie dissipée par effet joule (joule) résistance (ohm) intensité efficace (ampère) durée (seconde)

$$P_{\text{joule}} = \frac{W_{\text{joule}}}{t}$$

puissance dissipée par effet joule (watt = joule/s)

Loi de Joule pour un conducteur ohmique

I.3-Le besoin de refroidissement en électronique

Tout composant semi-conducteur admet une température maximale de fonctionnement appelée température maximale de jonction, dépendant du type de matériau utilisé et de la technologie de réalisation. Ainsi, avec du silicium, cette température peut passer de 80°C pour certains composants de la microélectronique à 250°C pour un transistor MOSFET de puissance basse tension. Enfin. L'utilisation en électronique de puissance de matériaux comme le carbure de silicium laisse envisager des températures de fonctionnement encore supérieures

Cette température maximale de jonction reste une donnée importante puisque c'est elle qui permet d'estimer le niveau de refroidissement nécessaire au bon fonctionnement du composant: pertes données. Le refroidisseur peut être moins performant si on utilise un Composant haute température plutôt qu'un composant basse température, à refroidisseur identique, un composant haute température permet d'augmenter les densités de pertes et donc la puissance commutable.

Ainsi. même si nous entrevoyons aujourd'hui la possibilité d'utiliser à grande échelle des composants en carbure de silicium ou en nitrure de gallium, la recherche sur des systèmes de refroidissement performants reste d'actualité car c'est elle qui permettra d'aller vers des systèmes électroniques de puissance à fortes densités volumiques de pertes. Ceci va tout à fait dans le sens d'une

intégration et d'une miniaturisation désirée par la plupart des acteurs industriels en particulier dans le domaine des transports (ferroviaire, aéronautique principalement).

I.4-Technologies de refroidissement et leurs performances

Dans tous les systèmes de refroidissement, la chaleur doit d'abord traverser par conduction thermique les épaisseurs des différentes couches de l'assemblage avant d'arriver au liquide de refroidissement. Un soin particulier doit donc être porté au choix des matériaux constituant ces couches et qui composent les différentes interfaces (brasures...). Mais cela ne suffit pas si l'on n'arrive pas à évacuer correctement la chaleur qui arrive à la dernière couche en contact avec l'ambient. C'est pour cette raison que des dispositifs d'échange thermique avec l'ambient ont été développés et perfectionnés.

I.4.1-Refroidissement à air

La technologie de refroidissement par air est l'une des plus communes et largement utilisée. On utilise l'air comme fluide caloporteur qui vient en contact avec des radiateurs sous forme pulsée (convection forcée) ou naturelle (convection naturelle).

- Convection naturelle par air

Le refroidissement à air passif est d'abord constitué d'un dissipateur de chaleur (voir figure) dimensionné suivant la surface de refroidissement, celui-ci étant toujours choisi pour ses propriétés thermiques (bonne diffusivité et grande capacité thermiques, cuivre, aluminium)

La chaleur émise par le composant s'épanouit dans le dissipateur thermique avant d'être dissipée dans l'air ambient. L'ajout du dissipateur de chaleur peut donc grandement améliorer l'efficacité du refroidissement.

- Convection forcée à air

Pour améliorer le transfert thermique vers le milieu ambient, on peut utiliser un ventilateur qui augmente le débit d'air à travers la surface d'échange. Le bloc formé par le dissipateur et le ventilateur est souvent appelée ventirad (Ventilateur-Radiateur voir Figure I-1)



Figure I.1. Exemples de systèmes de refroidissement à air pulsé

La technologie de refroidissement à air présente plusieurs avantages: la sécurité du fait qu'aucun liquide n'est nécessaire (pas de risque de corrosion), le coût est limité et la durée de vie est satisfaisante. Toutefois, le consensus actuel sur la méthode traditionnelle de refroidissement par air à haute puissance atteindra vite ses limites. L'utilisation de ventilateurs standards qui engendre un niveau de bruit nuisible assure un coefficient de transfert de chaleur maximum de $150 \text{ [W/m}^2\text{K]}$, soit environ 1 W/cm pour une différence de température de $60 \text{ }^\circ\text{C}$ entre la source chaude et le milieu ambiant.

I.4.2-Refroidissement par liquide caloporteur :

Le refroidissement par liquide (souvent de l'eau additionnée) est une autre méthode d'évacuation de la chaleur vers le milieu ambiant. Le principal mécanisme de refroidissement par liquide est le transfert de chaleur par convection tout comme pour l'air. Le refroidissement par liquide est couramment utilisé pour le refroidissement des moteurs à combustion interne et dans les grandes installations industrielles comme les centrales à vapeur, les générateurs hydroélectriques, les raffineries de pétrole et usines chimiques. D'autres utilisations incluent le refroidissement à huile lubrifiante dans les pompes, de même on peut trouver à l'intérieur des ordinateurs haut de gamme un refroidissement incluant un liquide.

Les avantages d'utiliser un liquide de refroidissement par rapport à l'air sont liés à la possibilité de tirer profit de plus grandes valeurs de chaleur spécifique, de densité et de conductivité thermique, le coefficient d'échange convectif est ainsi beaucoup plus élevé.

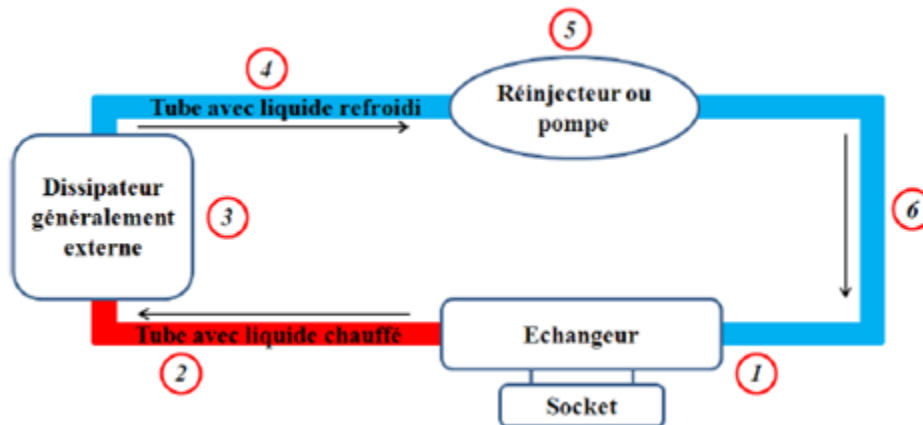


Figure I-2:Schéma simplifié de refroidissement par liquide

Ce système (voir Figure I-2) est plus efficace qu'un refroidissement à air et permet d'extraire la chaleur au plus près de la puce et de la dissiper de façon déportée dans un radiateur qui peut être large et performant.

I.4.3-Refroidissement par plaque à eau

Une technologie robuste consiste à utiliser une cavité assez proche de la source de chaleur dans laquelle le liquide circule de manière turbulente. Comme le liquide utilisé est souvent à base d'eau, cette technologie se nomme plaque à eau (voir Figure I-3).



Figure I-3:structure de plaque à eau

Une pompe est nécessaire pour contraindre le passage d'un fluide entre deux plaques après son passage dans un canal étroit afin de créer de la turbulence

➤ Les avantages de l'utilisation d'une plaque à eau :

1. Efficacité du transfert de chaleur: avec un échangeur de chaleur à plaque, le transfert de chaleur est élevé (les valeurs du coefficient de transfert de chaleur sont 3 à 5 fois plus élevées que celles d'un tubulaire simple).
2. Fonctionnement régulé: par le biais d'un contrôle précis de la température sortie, le débit peut être régulé de façon à optimiser l'efficacité du refroidisseur

I.4.4-Refroidissement par micro-canaux

Le développement rapide du domaine de la microélectronique suit la loi de Moore. Avec l'intégration croissante de transistors à haute vitesse dans les appareils électroniques, la densité de dissipation thermique visée devrait atteindre 500 W/cm Pour les applications futures. Les micro-canaux qui sont des dispositifs très performants d'échange de chaleur sont venus suppléer les systèmes traditionnels. Les systèmes embarqués liés à l'aérospatiale par exemple, ainsi qu'à l'électronique médicale font largement appel aux échangeurs de chaleur à micro-canaux.

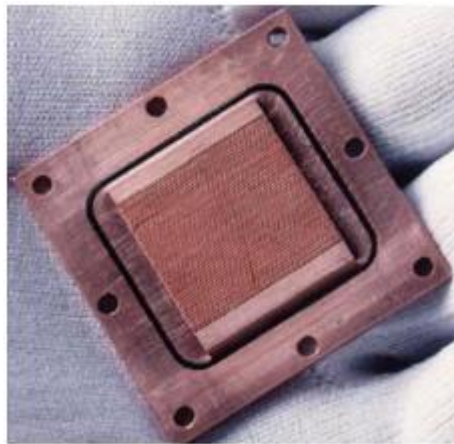


Figure I-4: mini-échangeur avec micro-canaux de 0.2mm de largeur

Par rapport aux échangeurs de chaleur conventionnels, les échangeurs de chaleur à micro-canaux n'offrent pas seulement un bon coefficient de transfert thermique, mais offre également une excellente robustesse notamment devant la pression du liquide.

➤ Les principaux avantages

1. Les micro-canaux agissent comme plusieurs micro-plaque-ailettes. Ils augmentent la surface d'échange. La résistance thermique de convection est donc réduite.
2. Pour utiliser les micro-canaux, la semelle est supprimée, donc la résistance thermique de conduction est réduite.
3. En faisant appel à la technologie des micro-canaux on peut réduire la taille de système de refroidissement.

I.4.5-Refroidissement diphasique (Les caloducs)

Il est bien connu que le passage de la matière d'un état liquide à un état gazeux ou solide s'accompagne d'un échange de chaleur avec l'environnement. Le passage de l'état solide vers l'état liquide puis gazeux est endothermique, les passages inverses sont exothermiques.

Les matériaux à changement de phase (plutôt pour solide liquide) sont utilisés dans le processus de refroidissement par évaporation d'un liquide ou d'un solide (sublimation) à basse température, ce processus de fusion ou de sublimation thermique absorbe la chaleur de l'objet à refroidir à température à peu près constante. Cette chaleur est ensuite restituée plus loin (dans le condenseur) à l'environnement, faisant condenser le gaz formé. Les températures de changement de phase peuvent être modifiées en agissant sur la pression de l'enceinte dans laquelle est enfermé le matériau diphasique. Ce cycle s'auto-entretient assurant ainsi un bon transfert thermique.

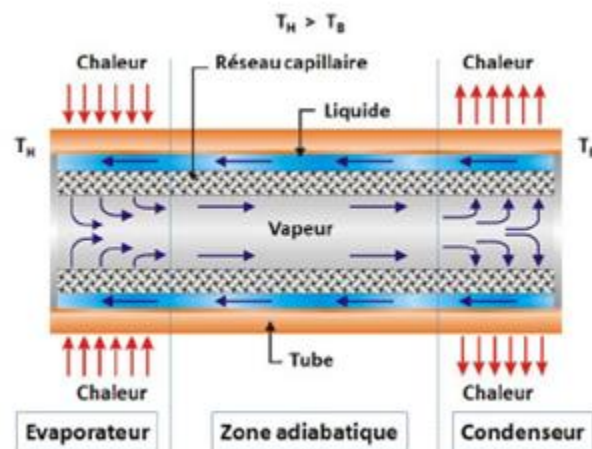


Figure I-5:Schéma de caloduc classique

Les caloducs sont des dispositifs de transfert de chaleur qui combinent à la fois les propriétés de bonne conductivité thermique et de transition de phase pour gérer efficacement le transfert de chaleur entre deux interfaces.

Le principe du caloduc a été découvert en 1930, mais aucun usage industriel n'avait été trouvé. En 1963, au laboratoire de Los Alamos, grâce aux travaux du physicien nucléaire George M. Grove, une application de ce principe fut mise au point: le premier caloduc était alors né.

La Figure I-5 monte un schéma de caloduc classique. Le caloduc est un mince tube à deux parois métalliques fermées. Un liquide est injecté à l'intérieur. Plusieurs types de liquide peuvent servir de fluide caloporteur, ce qui inclut le potassium, le sodium, l'indium, le césium le lithium, le bismuth, le mercure, l'eau, l'alcool de bois, l'acétone, les réfrigérants (fréons), l'azote, l'oxygène et d'autres sels inorganiques

➤ Dans ce caloduc classique, il y a trois grandes zones: Évaporateur, zone adiabatique, condenseur. L'échange thermique suit cinq étapes principales:

1. Dans l'évaporateur, la chaleur extraite de la source traverse la paroi du tube et fait chauffer le liquide enfermé.
2. Dans l'évaporateur, le liquide est vaporisé. Un gaz se forme.
3. Comme la température d'évaporateur (T_a) est plus grande que celle du condenseur (T_e). La pression dans l'évaporateur est plus grande que celle du condenseur. La vapeur s'écoule donc vers condenseur en traversant la zone adiabatique.
4. Quand la vapeur atteint la zone du condenseur, celle-ci se liquéfie.
5. Le liquide retourne par capillarité à l'évaporateur pour subir une nouvelle évaporation.

➤ Les principaux avantages du caloduc sont :

1. Haute conductivité thermique. Le principe du caloduc repose sur la transition de phase du fluide qui absorbe et libère de façon cyclique de l'énergie sous forme de chaleur latente. Ce phénomène traduit en conductivité thermique équivalente peut atteindre des valeurs 100 fois supérieures à celles du cuivre.

2. Le caloduc peut être utilisé pour diffuser la chaleur et augmenter ainsi la surface d'échange avec l'environnement.
3. Le caloduc ne nécessite pas un grand écart de température (entre évaporateur et concentrateur) pour l'extraction de la chaleur.
4. Sa durée de vie est élevée: Il s'agit d'un tube fermé, sans besoin d'ajouter du fluide, il n'y a pas de pièces mobiles, ce qui le rend fiable et silencieux.

I.5- Conclusion

Le refroidissement se fait par convection forcée et par changement de phase, cependant, la convection naturelle est une partie intégrante de la dissipation de chaleur surtout dans le cas des ordinateurs portables et les appareils électroniques de petites dimensions. Bien que la convection forcée reste le principal mode de refroidissement, il est toutefois important de déterminer avec certitude le processus de transport du fluide dans l'absence de courte durée d'un écoulement externe forcé quand il y a interruption temporaire du système de refroidissement par ventilation.

Chapitre II :
Recherche bibliographie

II.1-Introduction

Actuellement, il est bien établi que la surchauffe des composants électroniques est la principale raison de leurs limitations de puissance et des échecs rencontrés lors de leurs utilisations intensives. Dans ce contexte, la loi de Moore stipule que la puissance de chaque nouvelle génération de microprocesseur double par rapport à sa précédente, d'où l'intérêt majeur porté par les designers des composants électroniques au problème du refroidissement.

Comme solution de refroidissement, l'utilisation des ventilateurs soufflants un débit d'air maintenu dissipe la chaleur dégagée par convection forcée et Une autre solution consiste à ajouter un jet impactant directement sur les composants les plus susceptibles de dégager un maximum de chaleur.

A cause de l'importance de ce domaine-là il y a plusieurs recherches analytiques, expérimentales et numériques qui sont effectuées à partir du siècle précédent.

Exactement les années soixante-dix après la découverte des lois qui peuvent discrétiser la convection et le régime d'écoulement turbulent, et la présence de l'outil informatique. Les recherches sont basées principalement sur l'amélioration de la convection afin d'étudier le comportement dynamique et thermique de l'écoulement dans différentes géométries complexes.

II.2-Recherche bibliographique :

Hinze et Kunisch [1] ont fait une étude sur les présentes sous-optimaux papier stratégies de contrôle aux limites pour la fonction du temps, écoulement incompressible sur la face arrière-étape sont pris en considération. L'objectif consiste en la réduction de la bulle de recirculation de l'écoulement derrière l'étape. Plusieurs fonctionnelles des coûts sont suggérées et un cadre pour la dérivation des systèmes d'optimalité pour une classe générale des fonctionnelles des coûts est présenté.

Hwang et al [2] ont présenté une étude numérique de l'écoulement turbulent dans une conduite contenant un obstacle. Les résultats numériques prouvent que la prolongation de la région de recirculation en amont de l'obstacle ne dépend pas de sa longueur dans le sens de l'écoulement. La zone de recirculation est fortement influencée par la longueur de l'obstacle, cette zone diminue quand la longueur d'obstacle est augmentée.

Nigro et al [3] ont présenté une étude numérique sur l'écoulement autour d'un cube. Ils ont utilisé la simulation LES (Large Eddy Simulation). Les conditions aux limites

choisies sont prises de ceux suggérées par Rodi [2]. Le nombre de Reynolds à environ 40000. Les conditions aux limites incluent un écoulement périodique sur les cotés latéraux. Une pression atmosphérique est appliquée à la sortie. Une condition de non-glissement est imposée sur la paroi du canal. La visualisation est employée pour clarifier le comportement de l'écoulement. Les résultats trouvés montrent un accord avec d'autres travaux. Leur présent travail consiste pratiquement à améliorer le modèle de LES, ou faire appel à la formulation mathématique (multiscale) pour obtenir plus informations sur la modélisation de la turbulence et les termes numériques de stabilisation.

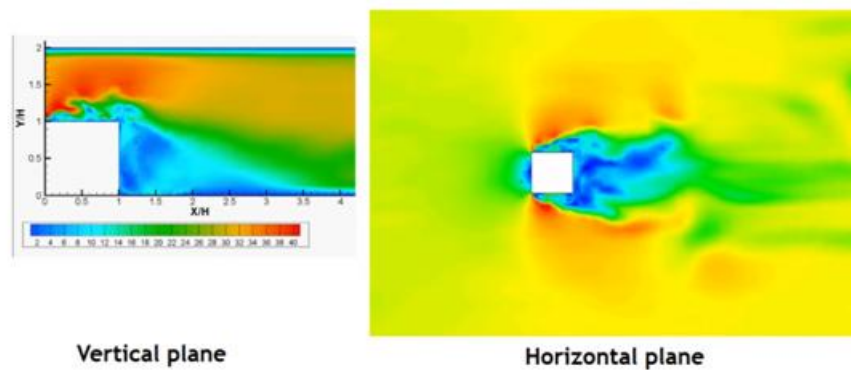


Figure II-1: Simulation d'un écoulement turbulent autour d'un cube (LES) [3].

Yılmaz et Öztop [4] ont étudié numériquement le transfert de chaleur turbulent forcé pour un écoulement passant dans une conduite à double étages. La paroi inférieure du canal est chauffée à une température uniforme. Les solutions sont effectuées en utilisant le code commercial FLUENT qui utilise la méthode des volumes finis. Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ standard est utilisé pour obtenir la modélisation des flux de turbulence. Effets de la hauteur des étages, des longueurs et des nombres de Reynolds sur le transfert de la chaleur et de l'écoulement du fluide sont étudiés en tant que paramètres principaux. Les résultats ont montré que la deuxième étape peut être utilisée comme un dispositif de commande de transfert de chaleur et le flux de fluide.

Yakhot et al [5] ont étudié avec la simulation numérique directe (DNS) l'écoulement turbulent autour d'un cube disposé sur le fond d'un canal. Le nombre de Reynolds à environ de 5610. Les résultats trouvés confirment l'in-stationnarité de l'écoulement provoquée par l'interaction instable d'un vortex en fer à cheval en amont de cube et sur ces cotés latéraux. Ils ont montré dans ce travail que la production négative de turbulence est prévue dans la région amont de l'obstacle ou le vortex en fer à cheval commence principalement à se formé.

Hallek et al [6] ont effectué une simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement en convection forcée turbulent autour de deux cavités avec l'existence d'un obstacle carré sur la deuxième cavité. Ils ont montré pour le cas d'une seule cavité large que la structure assure la présence d'une grosse recirculation ou il y'a la naissance de deux tourbillons ; une petite au pied de la première étage et l'autre plus grande qui couvre tout la cavité avant de s'échapper après le recollement. Tandis que pour le deuxième cas, ils ont trouvé que ce phénomène a été bloqué sous l'effet de l'obstacle carré. L'étude des profile de vitesse, dans les différentes sections du domaine leur montre que le profil d'admission n'est plus laminaire.

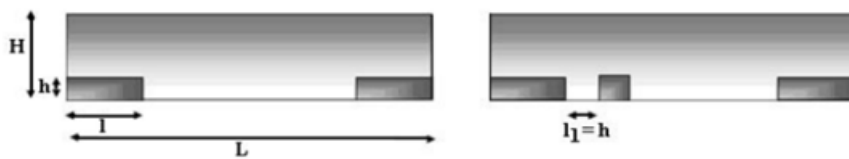


Figure II-2: Domaine d'étude

Meddane et al [7] ont étudié l'écoulement de fluide autour d'un obstacle, telle une aile de profil NACA 0021. Ils ont montré que l'utilisation du volet a une influence directe sur la distribution de pression et donc sur les forces aérodynamiques du profil.

Korichi et al [8] ont effectué une étude numérique d'un écoulement dans un canal rectangulaire avec des obstacles de températures élevée montés alternativement sur les murs supérieurs et inférieurs. Un écoulement laminaire bidimensionnel dépendant du temps avec des propriétés thermo-physiques constantes est assumé pour l'air à trois valeurs du nombre de Reynolds (50, 500 et 1000). Une analyse détaillée est effectuée pour étudier le modèle de l'écoulement et le nombre de Nusselt.

Bajoria [9] ont réalisé un travail sur l'écoulement de vent autour d'une plaque carré. Le logiciel informatique ADINA qui utilise la méthode des éléments finis a été employé pour la simulation. Le modèle de turbulence k-ε été utilisé. Dans ce travail, il a augmenté le nombre de Reynolds afin de diminuer la viscosité de 0,01 à 0,0001 dans trois modèles différents. Ceci a aidé à étudier l'effet de la non-linéarité et les diverses mesures qui sont exigés pour que la solution converge. Il a constaté que cette technique utilisée par le logiciel ADINA permet à évaluer l'écoulement en aval de la plaque. Cette analyse peut être appliquée pendant la phase de conception pour améliorer la structure aérodynamique et pour réduire les forces. Parmi les résultats obtenus, il a trouvé qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds, les vortex en aval de la plaque sont parallèlement augmentés.

Ouestati et al [10] se sont intéressés à la simulation par les différentes formulations de la fonction-vorticité pour résoudre l'équation de Navier-stokes. Ils ont étudié l'écoulement de fluide laminaire et transitoire autour d'un obstacle carré. Ils ont conclu que cette formulation a plusieurs avantages, puisque la limite de pression a éliminé des équations de gouvernent et satisfait automatiquement l'équation de continuité.

Masip et al [11] Cette configuration représente un cube chauffé à une température de 60°C , qui est placé dans un écoulement d'air forcé à une température de 20°C . Le cube est exposé aussi à un jet perpendiculaire au-dessus et qui est à une température de 20°C . Ils ont étudié l'influence du nombre de Reynolds (R_{ej} et R_{eH}) sur la structure de l'écoulement, trois nombre de Reynolds de 3410, 5752, 8880, ont été étudiés, correspondants au rapport suivants 0.5, 1.0, 1.5, respectivement. Les résultats montrent que le jet impactant n'arrive pas à frapper la paroi supérieure du cube pour le cas d'un faible nombre de Reynolds, cela élimine l'existence du vortex en fer à cheval sur la paroi supérieure et change les caractéristiques d'écoulement dans la région au-dessus du cube. La configuration géométrique est représentée sur la **Figure II-3**. Les résultats numériques obtenus dans cette étude sont comparés aux mesures expérimentales de Masip et al. (2012).

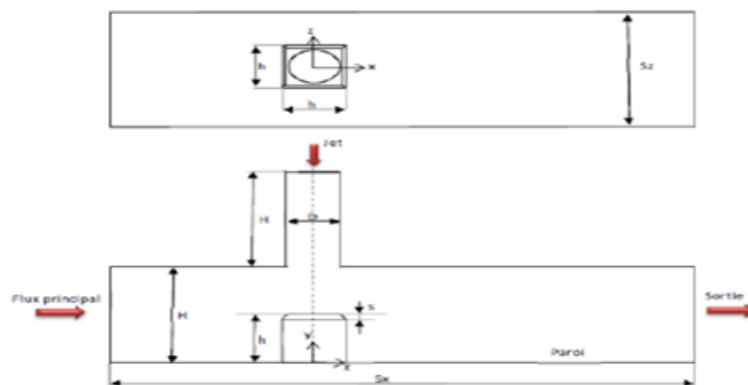


Figure II-3: Domaine de calcul et conditions aux limites [11]

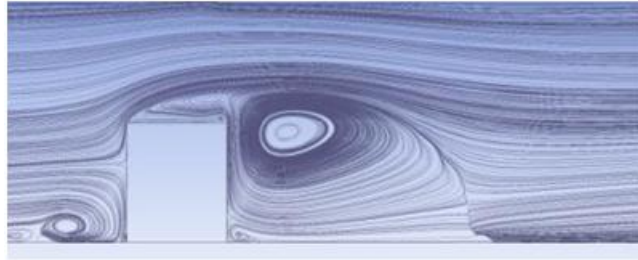


Figure II-4 : Lignes de courant dans le cas d'un faible nombre de Reynolds

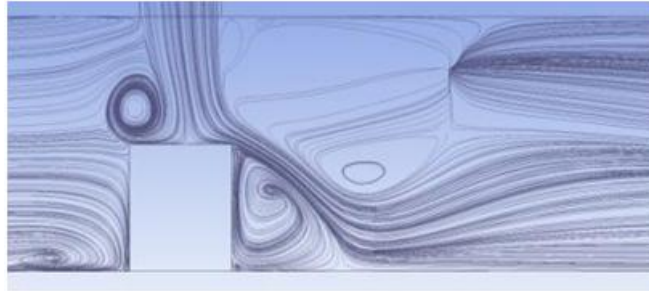


Figure II.5 : Lignes de courant dans le cas d'un fort nombre de Reynolds

Nassab et al [12] ont fait un calcul sur les écoulements turbulents complexes avec le transfert de chaleur passant dans un canal avec un seul étage par une méthode numérique pour résoudre les équations régissant basées sur la génération des grilles orthogonales par la transformation de Schwarz-Christoffel. Dans ce travail, l'écoulement de fluide turbulent orienté vers l'avant est étudié pour examiner les effets de la longueur de pas et son angle d'inclinaison sur les flux et les distributions de transfert de chaleur. Les équations de continuité, de Navier-Stokes et de l'énergie sont résolues numériquement et le modèle $k-\varepsilon$ est utilisé pour le calcul des variations de turbulence. En raison de la géométrie d'écoulement complexe, les équations sont transformées dans le domaine de calcul et les formes discrétisées de ces équations sont obtenues par la méthode des volumes finis et résolus par l'algorithme SIMPLE. Les résultats montrent que le coefficient de transfert de chaleur et également le comportement hydrodynamique de l'écoulement sont fortement dépendants du la longueur et l'angle d'inclinaison.

Yojina et al [13] ont présenté une investigation aux configurations de l'écoulement dans un canal avec l'existence des obstacles carré. La modélisation est réalisée par la méthode de Boltzmann (LBN) avec un rapport de blocage de $1/4$. Les lignes de courant et les profils de vitesse sont présentés pour indiquer le décollement de tourbillon. Le nombre de Strouhal est calculé pour caractériser la dynamique fréquentiel de l'écoulement. Les résultats obtenus prouvent que l'écoulement est laminaire à l'entrée, ensuite, ils ont constaté une transition périodique et instable sur l'écoulement. Cette transition est obtenue

au fur et à mesure avec l'augmentation du nombre de Reynolds. On outre, avec un nombre suffisant d'itération, ils ont montré que la périodicité de l'écoulement dans le sillage produit le décollement du tourbillon de van Karman.

Murakami et Mochida [14] ont effectué une simulation numérique tridimensionnelle (3D) de l'écoulement d'air autour d'un modèle cubique avec le modèle de turbulence $k-\varepsilon$. La simulation numérique de l'écoulement d'air autour d'un obstacle cubique vise, en premier lieu, à estimer l'influence du maillage et des conditions aux limites sur les résultats simulés.

Vardoulaskis et al [15] présentent une étude de comparaison afin d'évaluer la capacité des quatre modèles RAMS CFD (CHENSI, MIMO, VADIS et Fluent) pour simuler l'écoulement du vent et de la turbulence autour de bâtiment d'un seul bloc isolée avec l'utilisation de système de fermeture de turbulence $k-\varepsilon$. En particulier, les quatre modèles surestimaient l'énergie cinétique turbulente générée dans la zone d'impact près du mur.

Huptas et Elnsner [16] ont travaillé sur un écoulement stationnaire et instationnaire autour deux obstacles carrés. Ils ont présenté avec l'utilisation du FLUENT des résultats numériques concernant l'écoulement autour d'un obstacle carré en premier cas, et autour deux obstacles carrés sur même ligne en deuxième cas. Pour la première résolution, ils ont montré que l'épaisseur de la couche limite peut influencer sur la couche de cisaillement près de la paroi. Et pour la deuxième résolution, ils ont constaté que l'union des deux zones tourbillonnaires en aval du premier cube et en amont du deuxième rend l'écoulement plus turbulent.

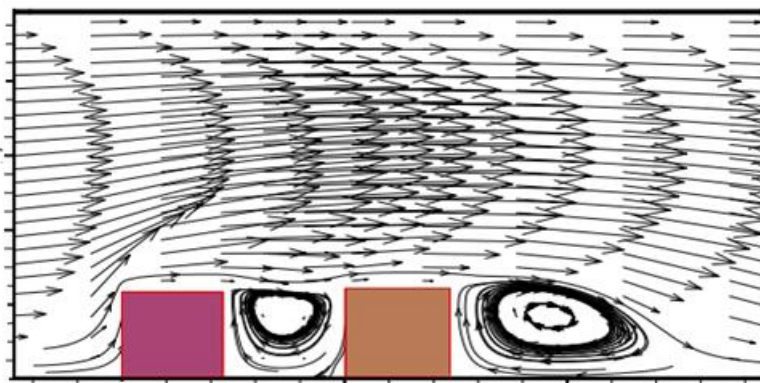


Figure II-6: l'écoulement autour deux obstacles carrés sur même ligne [16].

Tominage et Stathopoulos [17] présentent une étude sur la précision de la prédiction de l'écoulement et la dispersion de polluant autour d'un bâtiment cubique à l'aide des différents modèles de turbulence $k-\varepsilon$, et les résultats numériques ont été comparés avec les données de soufflerie. Cette étude a été comparée pour quatre types de modèle de turbulence $k-\varepsilon$ standard, RNG $k-\varepsilon$, $k-\varepsilon$ réalisable et $k-\varepsilon$ modifié par Kato et Launder.

Martinuzzi et Tropea [18] ont étudié les effets d'un champ d'écoulement tridimensionnel autour de obstacles prismatiques de différentes largeurs en utilisant diverses techniques de visualisation des flux: visualisation au laser, cristal violet et film d'huile par des mesures de pression statique à un nombre de Reynolds de 40 000 basé sur la hauteur du cube, les profils de vitesse, les lignes de courant et les données de coefficient de pression sont présentés.

Hussein et Martinuzzi [19] ont la même expérience que [18] mais seulement avec l'obstacle cubique, en utilisant le LDA (Doppler Anemometry Laser), le taux de dissipation de la turbulence, les conditions de production, le transport et l'équilibre de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente ont été présentés. L'expérience a permis d'identifier différentes échelles appropriées aux différentes caractéristiques d'écoulement autour du cube (par exemple, sillage, couche limite, vortex en fer à cheval).

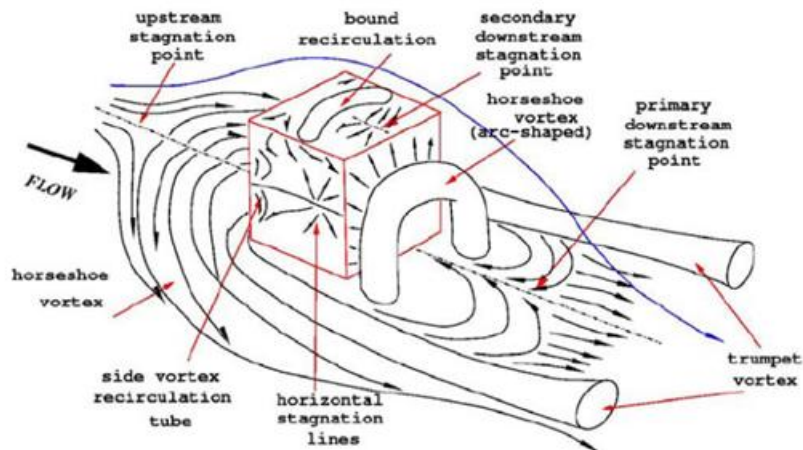


Figure II-7: Représentation schématique du flux autour d'un cube monté en surface (Hussein et Martinuzzi) [19].

Sagot et al [20] ont étudié l'influence de l'écartement h/R_j sur les transferts thermiques et ont comparé leurs données expérimentales à un modèle de turbulence de type $k - \omega$ pour mettre en évidence le point de stagnation du nombre de Nusselt Nu et la position du second pic dans la distribution de Nu .

Uddin et al [21] par une LES ($R_{ej} = 13000$, $R_{ej} = 23000$ et $h/R_j = 4$) d'un jet impactant un disque fixe ont montré que ce second pic est intimement lié au maximum d'énergie cinétique en ($r/R_j \approx 3.94$). Au-delà de ce pic, la diminution d'épaisseur de la couche limite s'accompagne par une diminution du nombre de Nusselt. Les transferts thermiques sont réduits de plus de moitié dans des configurations plus confinées et peu d'études sont consacrées à des ratios ($h/R_j < 1$).

Pellé et Harmand [22] ont étudié expérimentalement les influences du paramètre de rotation N et du nombre de Reynolds débitant R_{ej} sur les transferts de chaleur dans une cavité de faible rapport d'aspect $G = 0.02$ et d'écartement $h/R_j = 0.5$. Cette étude a été complétée par celle de Nguyen et al. Sur les caractéristiques de l'écoulement en fonction de N et R_{ej} ($17.2 \times 10^3 \leq R_{ej} \leq 4.3 \times 10^4$).

J.C. Hsieh et al [23] qui ont étudié les caractéristiques de l'écoulement tourbillonnaire à travers un jet d'air impactant sur un disque circulaire chauffé. L'écoulement est caractérisé par un vortex dynamique contournant le jet et un vortex thermique à la sortie du jet. Pour des nombres de Reynolds élevés, un vortex dynamique secondaire apparaît. Les caractéristiques de recirculation refroidissement des le sont influencées par le nombre de Reynolds du jet et le rapport de forme D/H .

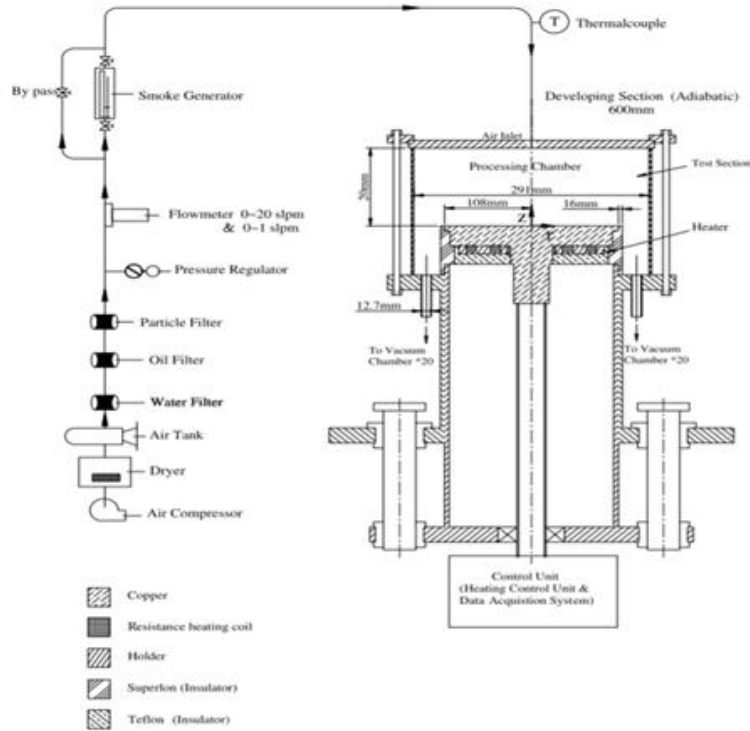


Figure II-8: Schéma du système expérimental [23]

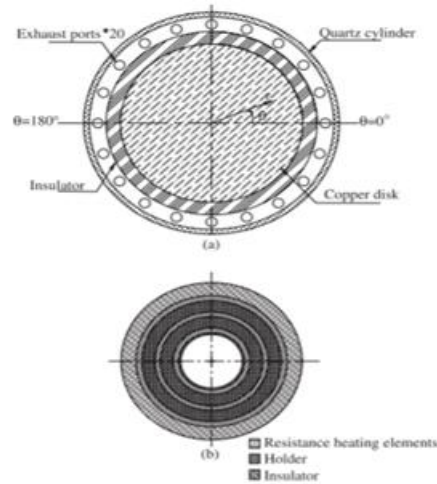


Figure II-9: Schéma de la section d'essai à partir de la vue du haut (a) et du réchauffeur concentrique à 3 zones (b)

J.G. Detrya et al [24] ont fait une étude numérique et expérimentale d'un jet laminaire. L'expérience a été faite pour évaluer la facilité de traitement des surfaces qui est l'un des applications industrielles de jet axisymétrique radiale. L'analyse numérique a été faite pour différentes valeurs du rapport de forme et du nombre de Reynolds. Ces auteurs ont constaté l'apparition de vortex primaire, secondaire, tertiaire et quaternaire. La

formation de multiples vortex dans un écoulement laminaire été étudié par Ajay Chatterjee.

Des recherches publiées ont été effectuées concernant l'impact de plusieurs jets avec l'extraction locale du fluide vers un plénum.

Rhee et coll [25] ont examiné l'effet du modèle de trou d'échappement sur la géométrie décrite dans **Figure II-10**. Ils ont montré la configuration avec le plus grand zone d'extraction à la zone de jet ($A_e = A_{jet}$) constamment atteint coefficients de transfert de chaleur plus élevés à chaque distance de séparation ($H = D$) testé.

Huber et Viskanta [26] ont examiné l'effet du rapport de la hauteur du jet au diamètre du jet H/D sur le essayez illustré dans la **Figure II-11**. Le taux moyen de transfert de chaleur a augmenté de 10% lors de l'utilisation de l'extraction Locale par rapport à aucune extraction pour les petites distances de séparation $0.25 \leq H/D \leq 1$. Bien que les taux de transfert de chaleur pour les réseaux tractés et non extraits se sont avérés similaires pour $H/D = 1$,

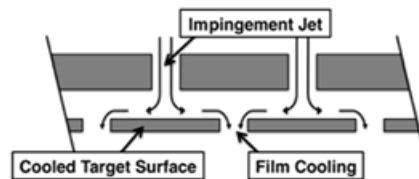


Figure II-10:Extraction locale de la surface cible

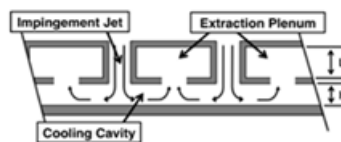


Figure II-11: Extraction locale du plan d'impact

Shou-Shing Hsieh et al [27] ont déterminé expérimentalement les caractéristiques du transfert de chaleur d'un jet impactant une surface plane confinée transversalement. Ils ont examiné l'effet du nombre de Reynolds, la distance d'interaction ainsi que le flux thermique imposé sur la plaque. Ils ont déduit la variation du nombre de Nusselt local et moyen qui ont comparé avec les résultats des autres travaux, ils ont constaté que le nombre de Nusselt au point d'arrêt atteint sa valeur optimale pour une distance d'impact de

l'ordre de ($L = 8$), par contre le transfert thermique moyen demeure indépendant de la distance L , pour des faibles valeurs du nombre de Reynolds ($Re = 6500$).

Cornaro et al [28] ont effectué une visualisation d'un jet frappant une paroi concave figure (**Figure II-12**), ils ont approfondi plus particulièrement sur les effets de la hauteur d'impact et le rayon de courbure de la paroi sur la structure de l'écoulement. Ils montrent que l'écoulement d'un jet impactant une paroi concave est plus instable que seul observé dans le cas d'une paroi convexe, ils attribuent cela à l'effet de la force centrifuge et à l'interaction qui existe entre l'écoulement sortant de la surface et la buse d'injection figure (**Figure II-12**). Cet écoulement « d'échappement » est entraîné par le jet principal, réduisant la probabilité de la formation des tourbillons stables dans le jet principal. Ils remarquent ainsi que la hauteur d'impact influence fortement sur la structure de l'écoulement. Deux comportements de l'écoulement se distinguent suivant cette distance d'impact. Quand la surface d'impact est disposée à l'extrémité du cône potentiel ($4d$ pour $Re = 6000$), ils observent une oscillation radiale aléatoire du point de stagnation détruisant les structures tourbillonnaires en amont (aucun tourbillon stable n'est alors observé sur la surface d'impact). Ils ont remarqué aussi, que pour les hauteurs d'impacts plus importants ($L > 4$) ou bien les plus faibles ($L < 4$), la courbure de la paroi est masquée par les fortes oscillations du point de stagnation et par le jet de paroi.

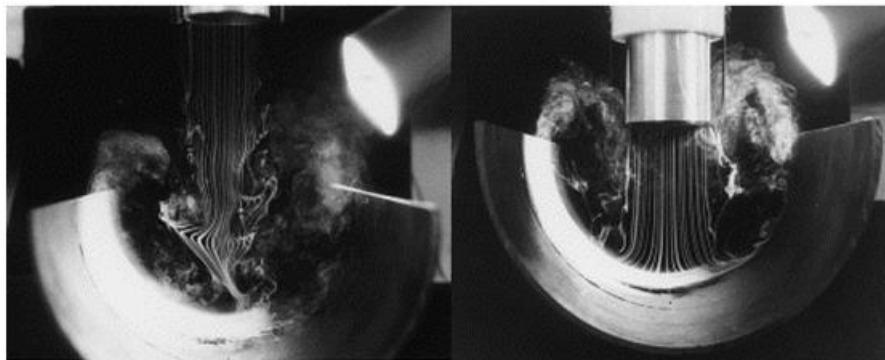


Figure II-12 : Configuration d'étude Cornaro et al [28]

Chandtatileke T. T et King A. J. C [29] ont examiné l'amélioration du refroidissement d'une surface plane par un jet au lieu d'utiliser une surface conventionnelle (jet impactant une surface plane), ils ont proposé une nouvelle technique qui consiste à un jet dirigé vers une cavité cylindrique coaxiale qui enveloppe la surface chauffée figure (**Figure II-13**). Une étude numérique a été effectuée pour déterminer les caractéristiques du transfert de chaleur et celles de l'écoulement du fluide pour approfondir l'influence des différents paramètres géométriques de la surface de la cavité sur la performance du

refroidissement en comparant avec le cas conventionnel d'un jet impactant une plaque plane chauffée. Ils ont exploré une gamme du nombre de Reynolds R_e variant de 5 000 et 30 000 basé sur le diamètre du jet d . Différentes cavités ont été considérées du diamètre d_c , ($d < d_c < 4d$) et de profondeur L , ($0 \leq L \leq 5d$). La distance entre la sortie du jet et la surface adiabatique est fixée entre $(-2d$ et $2d)$. Le modèle numérique de la turbulence utilisé dans cette étude est le modèle $\mathbf{v}^2\text{-f}$ car il présente un bon accord avec l'expérience par rapport au modèle $k\text{-}\epsilon$ Standard d'après les travaux de (Behnia et al [Behl 1999] et King A J.C et T. T. Chandratilleke [Kin 2004]). Ils ont trouvé que le transfert de chaleur augmente pour le cas de la cavité et la performance thermique dépend surtout de la profondeur de la cavité et du nombre de Reynolds.

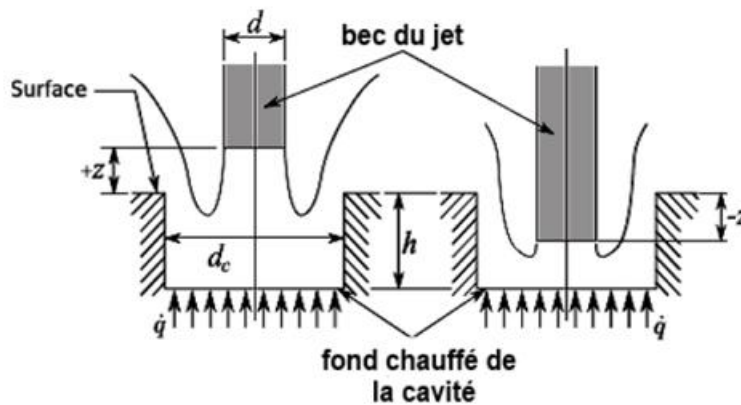


Figure II-13 : jet-cavité à fond chauffé [29]

II.3-Conclusion

Dans cette étude on a présenté plusieurs recherches numériques et expérimentales effectuées dans le but d'améliorer le transfert de chaleur et augmenter l'efficacité des systèmes par l'utilisation des différentes géométries complexes et la variation de différentes grandeurs physiques.

Les chercheurs ont mené ses études pour mieux comprendre le comportement de l'écoulement et du transfert thermique en présence des obstacles

Chapitre III :

L'étude et modélisation de la turbulence

III.1-introduction à La turbulence

En juin 1975, au colloque de la Société Française de Physique "Hydrodynamique physique et instabilités", Craya (1976) commençait sa revue de la turbulence par ces mots : "parler de turbulence est difficile. Essayer d'être clair et significatif en peu de temps devient acrobatique". Il serait présomptueux de donner une définition précise de la turbulence, car chacun pourrait trouver une situation que la contredirait.

Comme Tennekes et Lumley (1972) ainsi que Favre et al. (1976), donnons les caractéristiques certaines, indéniables et essentielles d'un écoulement qualifié de turbulent:

- irrégularité. Le premier caractère est l'aspect irrégulier, désordonné et imprévisible ou aléatoire de l'écoulement.
- diffusivité. C'est l'expérience fondamentale de Reynolds qui montre que les particules composant les filets colorés subissent un brassage intense et diffusent dans tout le tube. Il y a donc, par rapport à l'écoulement laminaire, un accroissement important des transferts de masse, de chaleur et de quantité de mouvement.
- rotationnel et tridimensionnel. Le rotationnel de la vitesse présente de fortes fluctuations aléatoires.
- dissipation. Les écoulements turbulents sont essentiellement dissipatifs. L'énergie cinétique d'agitation est dissipée en chaleur dans le fluide. Pour entretenir le mouvement, un rapport continu d'énergie est nécessaire.
- non linéarité. Entre les diverses échelles de fluctuations, il y a des interactions qui correspondent à un phénomène de transfert d'énergie dû au terme non linéaire de l'équation du mouvement.



Figure III-1: Visualisation expérimentale d'instabilités de Kelvin-Helmholtz dans une couche de mélange turbulente réalisée par Parezanovic V. dans le cadre du projet TUCOROM à l'institut PPrime (Poitiers, France).

La turbulence est une propriété des écoulements et non du fluide lui-même. Elle s'étudie, pour les fluides visqueux newtoniens incompressibles, avec l'équation de Navier:

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + (\vec{q} \cdot \vec{\nabla}) \vec{q} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{q} \quad (\text{III.1})$$

Où p et q représentent respectivement la pression et la vitesse. Les propriétés moléculaires du fluide n'interviennent que par la viscosité cinématique (ν).

La description du mouvement se fera dans le cadre d'une théorie de milieu continu. Et, bien qu'il existe des fluctuations de très petites dimensions, la plus petite échelle rencontrée dans l'écoulement sera toujours beaucoup plus grande que le libre parcours moyen des molécules. On associe aussi à (III.1) l'équation de continuité:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q} = 0 \quad (\text{III.2})$$

III.2-l'étude de l'écoulement turbulent (turbulent flow)

Est encore appelé écoulement tourbillonnaire ou hydraulique. Il se produit aux moyennes et grandes vitesses, avec formation de tourbillons plus ou moins désordonnés, provoqués par le frottement des diverses couches du fluide.

Les vitesses d'écoulement sont parallèles comme dans le cas régime laminaire. On admettra par la suite que le régime turbulent s'établit au dessus d'une valeur du nombre de Reynolds de 30000 (la valeur de R_e n'est pas exactement définie et certains auteurs prennent une valeur inférieure alors que d'autres admettent que des valeurs de R_e de 5000 même 10000 sont nécessaires pour que le régime turbulent soit

parfaitement atteint), l'écoulement laminaire est cependant respecté sur une faible épaisseur, près des parois lisses, mais on observe des tourbillons au centre de la conduite.

En réalité, on fait une distinction entre le régime :

- « Faiblement turbulent », qui produit pour des nombres de Reynolds compris entre 4000 et 10^5 , dans ce cas, le coefficient de frottement est surtout fonction de la vitesse d'écoulement.
- « Fortement turbulent » lorsque $Re > 10^5$, dans ce cas, le coefficient de frottement est surtout fonction de la rugosité de la conduite.

L'écoulement turbulent est très présent dans la pratique industrielle puisqu'il correspond à des écoulements à grandes vitesses compatibles avec les contraintes de productivité industrielle.

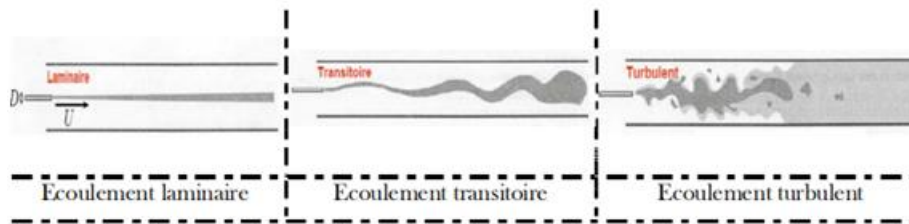


Figure III-2: régime d'écoulement [30]

III.2.1-Nombre de Reynolds

Selon la vitesse relative aux dimensions géométriques de l'écoulement on observe, à partir d'un certain seuil l'apparition de fluctuations de la vitesse que l'on nomme turbulence. Le nombre de Reynolds permet de déterminer si l'écoulement est laminaire (sans turbulence) ou turbulent

La distinction entre les régimes turbulent et laminaire est importante dans la détermination du frottement des parois sur l'écoulement.

Dans le cas général, le nombre de Reynolds s'écrit:

$$Re = \frac{V.L}{\nu} \quad (\text{III.3})$$

Où :

V : vitesse moyenne de l'écoulement.

L : Longueur caractéristique de l'environnement de l'écoulement.

ν : viscosité cinématique du fluide.

Dans le cas d'une conduite circulaire, on considère le diamètre intérieur de la conduite comme longueur caractéristique, le nombre de Reynolds s'exprime donc ainsi :

$$R_e = \frac{V.D}{\nu} \quad (\text{III.4})$$

Où:

D : est le diamètre intérieur de la conduite [31].

III.2.2-Distribution des vitesses dans un tuyau rectiligne

En fonction du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent) les forces dans l'écoulement sont différentes. Cela à pour effet une distribution de la vitesse ponctuelle moyennée dans le temps (que l'on appelle vitesse moyenne temporelle) à l'intérieur du tuyau qui est différente suivant le régime d'écoulement.

La connaissance du profil de vitesse dans une conduite permet de calculer le débit. La plupart des capteurs en réseau mesurent la vitesse moyenne temporelle en quelques points et reconstituent le profil complet de la vitesse pour en déduire le débit.

Le graphique suivant compare la forme du profil de la vitesse en régimes laminaire et turbulent dans une conduite circulaire.

On constate que la vitesse maximale est au centre de la canalisation. Par contre, le profil de vitesse turbulent varie beaucoup plus qu'en laminaire au voisinage de la paroi. Cette zone de fort gradient de vitesse est appelée couche limite.

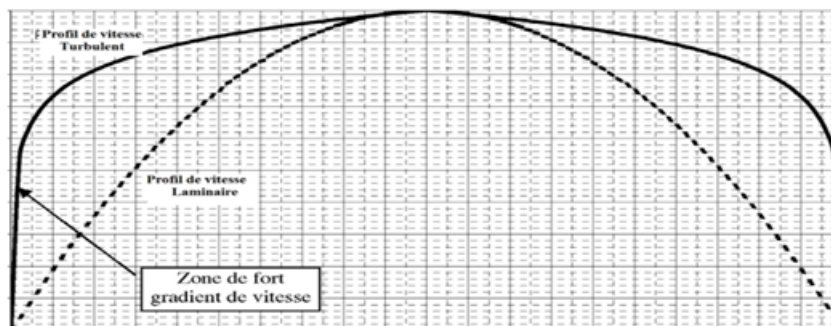


Figure III-3:évolution de la vitesse dans une conduite circulaire [32]

III.2.3-écoulement à l'entrée de conduits

L'écoulement à l'entrée de conduit est montré à **Figure III-4**. Nous pouvons constater que l'écoulement est en développement près de la paroi due aux effets de cisaillement et l'accélération du fluide dans la région loin de la paroi. En conséquence le gradient de la distribution de pression dans la région de l'entrée est plus grand par rapport à celui de l'écoulement développé.

Pour l'écoulement laminaire la longueur de la région d'entrée est donnée par :

$$\frac{L_e}{D} \cong 0.06R_e \quad (\text{III.5})$$

Et pour l'écoulement turbulent :

$$\frac{L_e}{D} \cong 4.4R_e^{1/6} \quad (\text{III.6})$$

L_e : est la longueur de la région d'entrée [33].

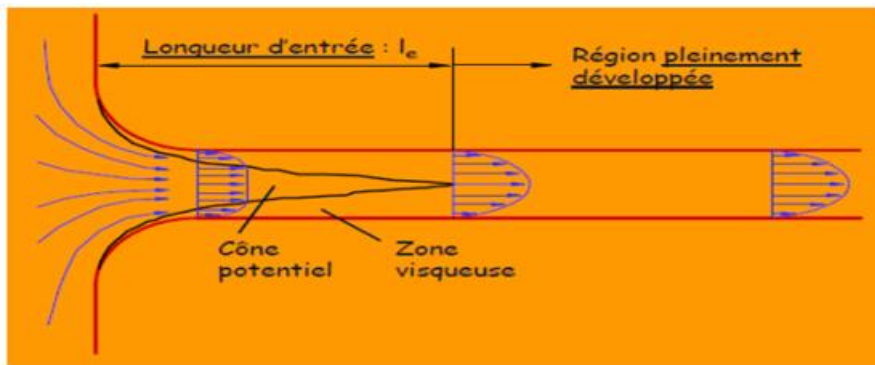


Figure III-4: la région d'entrée de conduits [33]

✓ Coefficient de Friction pour écoulement laminaire et turbulent

Nous allons définir un coefficient de friction, dit « le coefficient de friction de Darcy-Weisbach » pour l'écoulement dans les conduits droits comme :

$$f = \frac{\Delta P}{\frac{L_1}{D^2} \rho V^2} \quad (\text{III.7})$$

Où: ΔP est la chute de pression due à la friction seulement, sa dimension est en $[N/m^2]$ ou $[Pa]$.

Nous pouvons écrire cette équation pour calculer la chute de pression :

$$\Delta P = f \frac{L_1}{D^2} \rho V^2 (Pa) \quad (\text{III.8})$$

Où bien, en utilisant $\Delta P = \rho gh$

Nous pouvons l'écrire pour la chute de pression en dimension de m de colonne de fluide :

$$h = f \frac{LV^2}{D 2g} [m] \quad (\text{III.9})$$

Le coefficient de friction est défini pour l'écoulement laminaire ou turbulent, mais f doit être déterminé pour le régime de l'écoulement du problème [34].

Dans l'industrie et certain autre pays, on utilise le coefficient de friction défini d'une autre façon dit « le coefficient de friction de Fanning ». Ce coefficient est différent du celui de Darcy-Weisbach par un facteur est égale à 4.

✓ Taux de cisaillement pour écoulement laminaire ou turbulent

Pour un écoulement dans un conduit, en utilisant la quantité de mouvement et la définition du coefficient de friction, nous pouvons déduire la relation entre le taux de cisaillement (τ_w) et le coefficient de friction (f) comme suivant :

$$f = \frac{4\tau_w}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (\text{III.10})$$

Cette relation aussi est valable pour l'écoulement laminaire ou turbulent, mais le coefficient de friction doit être déterminé selon le régime de l'écoulement.

✓ Le diagramme de Moody

Le diagramme de Moody permet d'évaluer graphiquement le facteur de frottement (f) en fonction de la vitesse d'écoulement moyenne (V), du diamètre (D) et de rugosité (ε) de la viscosité du fluide, ces quatre variables sont regroupées en deux nombres adimensionnels :

- ❖ La rugosité relative ε/D
- ❖ Le nombre de Reynolds R_e

On détermine alors le régime d'écoulement, si le régime est laminaire alors :

$$f = \frac{64}{R_e} \quad (\text{III.11})$$

Si le régime est turbulent on choisit le point d'intersection de la courbe correspondant au ε/D de la conduite et au nombre de Reynolds, on projeté en suite ce point sur l'ordonnée de gauche du diagramme pour estimer (f).

Une équation empirique a été proposée par COLEBROOK en 1939 pour représenter la totalité de la courbe, depuis $Re = 4000$ jusqu'à $Re > 10^8$:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \log\left(\frac{\varepsilon}{3,71 \cdot D} + \frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\lambda}}\right) \tag{III.12}$$

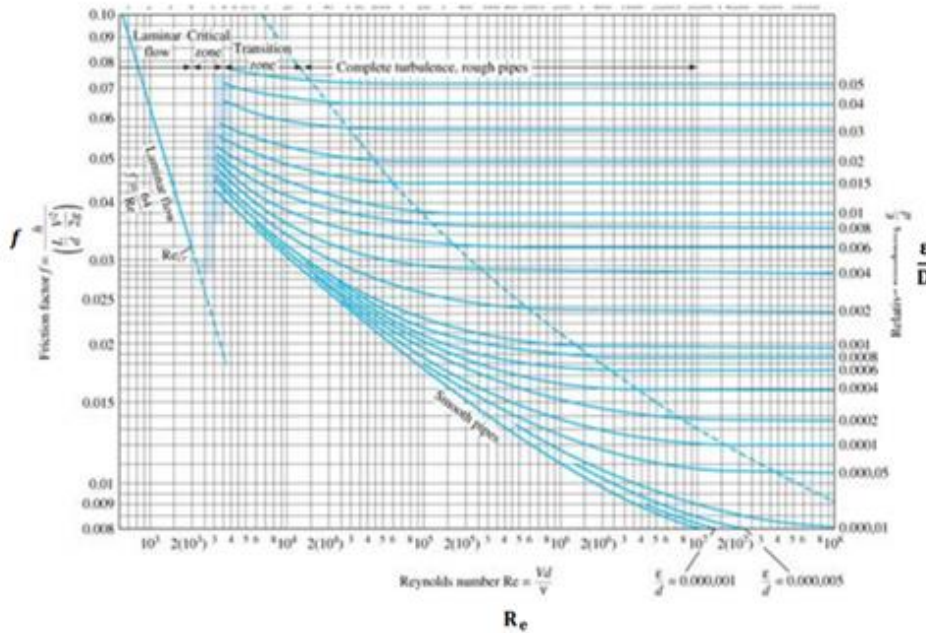


Figure III-5:diagramme de Moody [31]

III.3-Mise en équations

Ce présent chapitre traite les équations mathématiques sur lesquelles est basé ce travail.

La formulation mathématique de l'état d'un fluide incompressible (air), repose sur les équations liantes les différents paramètres de l'écoulement. Pour pouvoir expliciter clairement chaque terme, on exprimera les équations dans un système de coordonnées cartésien. Les équations régissant l'écoulement de l'air avec les simplifications nécessaires sont obtenues à partir de:

- La loi de conservation de la masse (continuité);
- La loi de conservation de la quantité de mouvement;

III.3.1-Ecoulement laminaire

➤ Equation de continuité

Elle exprime le principe de conservation de la masse.

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \tag{III.13}$$

➤ **Equations de transport de quantité de mouvement**

Cette équation découle de l'application de la 2ème loi de Newton à un volume de contrôle élémentaire de fluide. Elle permet d'établir des relations entre les caractéristiques du fluide, celles de ses mouvements et les causes qui les produisent.

$$\rho U_j \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (\text{III.14})$$

Remarque: Le terme visqueux est écrit comme la divergence du tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} dont l'expression est simplifiée, en utilisant la condition d'incompressibilité, soit:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \text{Et}$$

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{III.15})$$

Et on obtient :

$$\underbrace{\rho U_j \frac{\partial U_j}{\partial x_j}}_{\text{Terme convectif}} = \underbrace{-\frac{\partial P}{\partial x_i}}_{\text{Effet de pression}} + \underbrace{\mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}}_{\text{Terme Visqueux}} + \underbrace{\rho g_i}_{\text{Effet de gravité}} \quad (\text{III.16})$$

➤ **Equation de l'énergie**

C'est l'équation de l'énergie déduite du premier principe de la thermodynamique :

$$\frac{\partial(\rho U_j T)}{\partial x_j} = \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} \quad (\text{III.17})$$

III.3.2-Les écoulements turbulents

Pour obtenir les équations régissant les mouvements turbulents d'un fluide, on introduit dans les équations de Navier-Stokes la décomposition de Reynolds. Cette décomposition consiste à considérer toute grandeur scalaire comme la somme d'un terme moyen et d'un terme fluctuant:

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' \quad (\text{III.18})$$

Où la moyenne temporelle de Φ sur la période Δt est définie par :

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \Phi(t) dt \quad (\text{III.19})$$

On obtient, donc, pour les composantes de la vitesse, la pression et la température :

$$\begin{cases} u_i = U_i + u_i' \\ p = P + p' \\ t_p = T + t_p' \end{cases} \quad (\text{III.20})$$

Il est à noter que :

$$\begin{cases} \overline{u_i} = 0 \\ \overline{p'} = 0 \\ \overline{\Phi'} = 0 \end{cases} \quad (\text{III.21})$$

En introduisant cette décomposition dans les équations instantanées, les équations du mouvement stationnaire en moyenne pour un fluide incompressible, utilisées dans notre étude s'écrivent comme suit.

➤ **Equation de continuité**

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{III.22})$$

➤ **Equation de transport de quantité de mouvement**

$$\rho U_j \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i' u_j'})}_{\text{Contraintes de Reynolds}} + \rho g_i \quad (\text{III.23})$$

➤ **Equation de l'énergie**

$$\frac{\partial(\rho U_j T)}{\partial x_j} = \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_j' t_p'}) \quad (\text{III.24})$$

Toutes ces équations peuvent être écrites sous forme générale suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho U_j T)}{\partial x_j}}_1 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)}_2 + \underbrace{S_\Phi}_3 \quad (\text{III.25})$$

Terme 1 : Transport de Φ par convection

Terme 2 : Transport de Φ par diffusion

Terme 3 : Production locale de Φ

On peut souligner que tout l'objet des différents modèles de turbulence est de modéliser le terme supplémentaire $(-\rho \overline{u_i' u_j'})$ dans les équations de quantité de mouvement et $(-\rho \overline{u_j' t_p'})$ dans l'équation de l'énergie, afin de fermer le système d'équations à résoudre [35].

III.4-Hypothèse de Boussinesq

L'hypothèse de Boussinesq est au cœur des modèles de viscosité, utilisés dans un grand nombre de contextes pour modéliser des écoulements turbulents. Dans sa formulation moderne, cette hypothèse correspond à un alignement entre tenseur de contrainte de Reynolds et tenseur de déformation moyen. Nous rappelons le contexte historique de l'énoncé de cette hypothèse, en soulignant que Boussinesq avait introduit une moyenne locale vingt ans avant Reynolds, mais en effectuant une erreur qui a privé de la mise en évidence du tenseur de Reynolds. Nous introduisons ensuite un indicateur, compris entre 0 et 1, indiquant le degré de validité de cette hypothèse. Pour des bases de données expérimentales et numériques, lorsque les différents tenseurs sont connus, ceci permet de tester directement, a priori, cette hypothèse [36].

Donc le but de la modélisation de la turbulence dans ce cadre est d'avoir une relation entre ν_t et les autres inconnues du problème afin de fermer le système d'équations à résoudre, mais exprimée telle quelle, cette relation fournit une énergie cinétique turbulente nulle, en effet si on prend la trace de ce tenseur et compte tenu de l'incompressibilité du champ moyen on obtient ($k = 0$).

Boussinesq proposa une relation entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation, qui a été étendue par la suite :

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_i}) \delta_{ij} \quad (\text{III.26})$$

k : étant l'énergie cinétique associée à la turbulence.

$$(\delta_{ij} = 1 \text{ si } i = j) \text{ Et } (\delta_{ij} = 0 \text{ si } i \neq j) \text{ (Delta de Kronecker).}$$

μ_t : est la viscosité dynamique turbulente et k désigne l'énergie cinétique moyenne de champ fluctuant :

$$k = \frac{1}{2} \overline{(u'_i u'_i)}$$

III.5-La modélisation de la turbulence

Malgré une recherche intensive depuis plus d'un siècle appliquée aux écoulements en régime turbulent, leur modélisation reste un grand défi à relever encore aujourd'hui. Trois axes principaux de simulation se dégagent : la simulation numérique directe, la simulation des grandes échelles et la modélisation purement statistique.

Selon la théorie de Kolmogorov [37], l'agitation turbulente est composée de structures tourbillonnaires dont les tailles sont réparties de façon continue sur une plage d'échelles de longueur, bornée supérieurement par la géométrie de

l'écoulement, et inférieurement par l'échelle de Kolmogorov, siège de la dissipation visqueuse.

La simulation numérique directe (**DNS** en anglais, pour **D**irect **N**umerical **S**imulation) 1 consiste à résoudre explicitement toutes les échelles de la turbulence en résolvant numériquement les équations de Navier-Stokes. Le champ tridimensionnel et in-stationnaire obtenu décrit de façon fiable et précise l'agitation turbulente, car aucune modélisation n'est pratiquée.

Dans ces approches dites **RANS** (**R**eynolds **A**verage **N**avier-**S**tokes), on s'intéresse en principe aux phénomènes moyens dans le temps. Mathématiquement ceci revient à rechercher la moyenne dans le temps des équations de l'écoulement et de modéliser des termes non connus qui résultent des termes non linéaires.

Alors que ce sont souvent les paramètres moyens qui importent à l'ingénieur (échange de chaleur, force de portance moyenne, etc..) la connaissance de l'évolution temporelle s'avère primordiale dans certaines applications et elle est à l'origine du second type d'approche plus récent appelé Simulations des Grandes Échelles (**LES**, pour **L**arge **E**ddy **S**imulation). Le principe de cette technique consiste à appliquer un filtrage spatial sur les échelles turbulentes et à ne résoudre que les grandes structures de l'écoulement dites « structures cohérentes », et par ailleurs de modéliser l'interaction de ces dernières avec les échelles filtrées.

Les différentes approches présentées ci-dessus n'ont pas les mêmes objectifs concernant les informations obtenues sur l'écoulement traité, ni ne requièrent les mêmes exigences en matière de coût de calcul.

Stratégies	Dependence en R_e	Empirisme	Maillage	Pas de temps	Disponibilité
RANS	Faible	Fort	10^7	10^3	1985
LES	Moyenne	Faible	$10^{11.5}$	$10^{6.7}$	2070
DNS	Forte	Aucun	10^{16}	$10^{7.7}$	2080

TAB III-1:Évaluation, selon Spalart [38], des stratégies de calcul et de leur disponibilité pour les applications industrielles en aérodynamique externe.

III.5.1- Simulation directe numérique (DNS)

Cette méthode permet de résoudre directement les équations de Navier-Stokes sans aucune modélisation. Elle présente ainsi l'avantage de donner accès à toutes les

quantités instantanées considérées dans l'écoulement. Une application possible est donnée sur la **Figure III-6** représentant la turbulence créée par un jet d'air issu d'une tuyère.

Tous les mouvements doivent être résolus par cette méthode, la taille de maille doit donc être inférieure à l'échelle de dissipation. Le nombre de mailles est alors important. Ceci a pour conséquence des temps de calcul extrêmement longs, et d'autant plus longs que la vitesse de l'écoulement est élevée. La capacité et la performance des calculateurs actuels ne cessent de progresser mais ne permettent pas encore de sonder des écoulements complexes et à hautes vitesses à partir de cette méthode. Néanmoins, celle-ci permet de mieux comprendre les comportements turbulents dans des configurations simples, mais aussi dans certains cas de valider les modèles de turbulence issus de la modélisation statistique.

Une alternative à cette méthode est de simuler uniquement les grandes échelles et de modéliser les petites : **LES**.

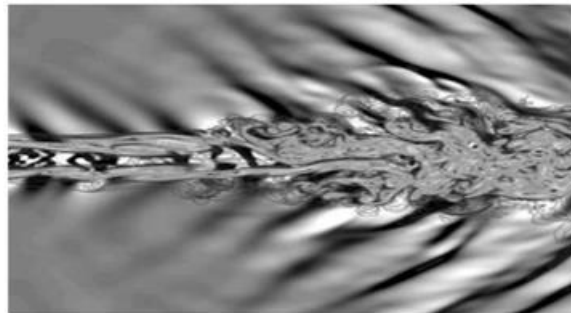


Figure III-6: Simulation directe numérique d'un jet, $M=1.92$
(d'après Freund [39]).

III.5.2-Simulation des grandes échelles (LES)

Il s'agit d'une méthode numérique intermédiaire entre la **DNS** et les méthodes statistiques consistant à appliquer un filtre spatial en tout point du domaine. Le champ filtre est obtenu par un produit de convolution dans l'espace :

$$\bar{\Phi}(x) = \int_D \Phi(x')G(x, x')dx' \quad (\text{III.27})$$

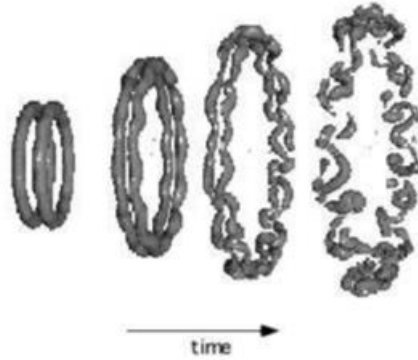


Figure III-7: Simulation des grandes échelles : collision axiale de deux anneaux tourbillonnaires (d'après Mansfiel [40]).

Où D est le domaine de calcul, et G le filtre déterminant la taille des tourbillons à simuler. Le filtre sépare donc les grandes échelles (simulées) des petites structures (modélisées). On suppose ici que le comportement de ces dernières ne dépend pas de la géométrie et est donc isotrope, ce qui n'est pas le cas des grandes échelles qui, elles, voient leur comportement guidé par leur environnement. La simulation des grandes échelles reste néanmoins très délicate car elles ont un comportement anisotrope, elles sont sujettes à des effets historiques, et sont fortement dépendantes du type d'écoulement et de ses conditions aux limites. La taille de maille est choisie largement supérieure à l'échelle de Kolmogorov et correspond la plupart du temps à la taille du filtre. Le filtrage précédent s'écrit alors :

$$\bar{\Phi}(x) = \frac{1}{V} \int_V \Phi(x') dx', \quad x' \in V \quad (\text{III.28})$$

Avec (V) le volume de la maille.

Malgré la modélisation des petites structures, le temps de calcul demeure important et les calculs sont limités, comme pour la **DNS** à des nombres de Mach faibles. Néanmoins, alors que la puissance de nos ordinateurs personnels était insuffisante pour ces types de calcul, depuis les années 2000 la tendance s'est inversée (**Fig.III.8**).

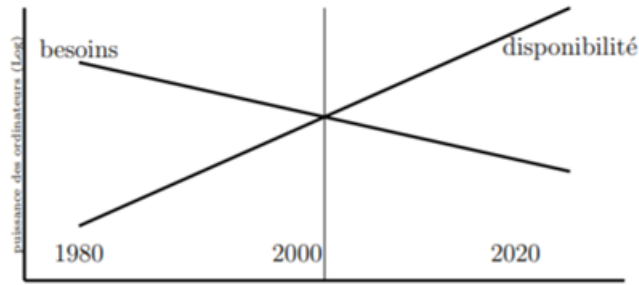


Figure III-8: Illustration des puissances disponibles et nécessaires pour un calcul numérique basé sur la méthode LES (D'après Pope [41]).

Figure III-7 propose un exemple de calcul possible : la collision de deux anneaux tourbillonnaires en vue d'une meilleure compréhension des interactions entre les structures turbulentes. **Figure III-9** montre une autre forme d'interaction, ici entre deux tourbillons, résultant sur l'appariement des deux structures. Les études fondamentales ont aussi pour

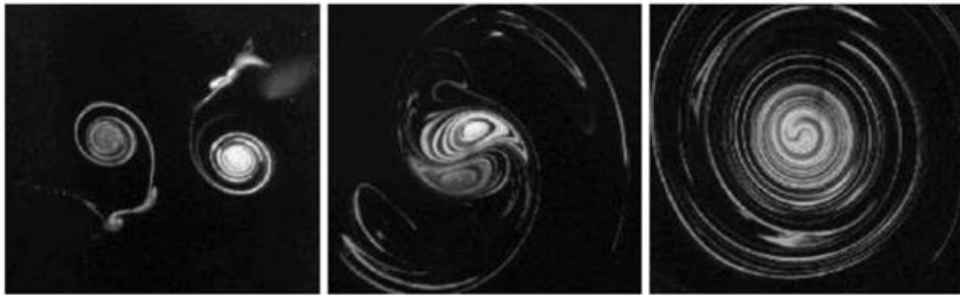


Figure III-9: Observation de l'appariement de deux tourbillons.

Objectif de simuler et prédire ces comportements.

La **DNS** et la **LES** sont très prometteuses car la perte d'informations est minimale pour la première (seules les contributions moléculaires sont filtrées), un peu plus importante pour la deuxième. Cependant, le coût d'un calcul est inversement proportionnel à la précision obtenue. Pour cette raison, dans des configurations industrielles, ces deux méthodes sont inutilisables, et on leur préférera les méthodes statistiques exposées dans la suite du document.

III.5.3- Simulation des équations de Navier-Stokes moyennées-RANS

La simulation moyennée est aujourd'hui l'approche la plus utilisée dans la plupart des calculs industriels. L'approche **RANS** consiste à ne simuler que l'écoulement moyen en temps.

Les deux types de moyenne possible sont:

- La moyenne d'ensemble ou stochastique sur N réalisation d'un même écoulement d'une grandeur (φ) fonction aléatoire en espace et en temps, prenant la valeur (φ_m) pour la réalisation:

$$\varphi(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{M=1}^N \varphi_m(x_i, t) \quad (\text{III.29})$$

- La moyenne temporelle, ou l'on effectue une expérience pendant un temps très long et on moyenne les données obtenues :

$$\overline{\varphi(x)} = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \varphi(x, t) dt : \bar{\Phi} = \bar{\Phi}(x) \quad (\text{III.30})$$

L'intervalle de temps t doit être suffisamment grand pour que ($\bar{\Phi}$) soit indépendant du temps

$$\Phi = \bar{\Phi} = \Phi' \quad (\text{III.31})$$

($\bar{\Phi}$) Est la valeur moyenne de la variable (Φ) et (Φ') sa fluctuation temporelle.

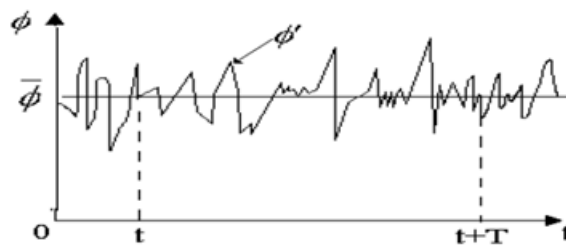


Figure III-10:présentation temporelle de la grandeur Φ

$\Phi(\rho, u, v, w, p)$ Sont les valeurs instantanées des différentes composantes de chaque propriété. En utilisant la relation précédente qui se base sur la décomposition de Reynolds, on obtient les relations suivantes :

$$u = \bar{u} + u' \quad ; \quad v = \bar{v} + v' \quad ; \quad w = \bar{w} + w' \quad ; \quad p = \bar{p} + p'$$

Et on peut aussi définir l'intensité de la turbulence par :

$$T_1 = \frac{\sqrt{\overline{u^2 + v^2 + w^2}}}{\bar{v}} \tag{III.32}$$

(\bar{V}) Est la Vitesse du mouvement moyen.

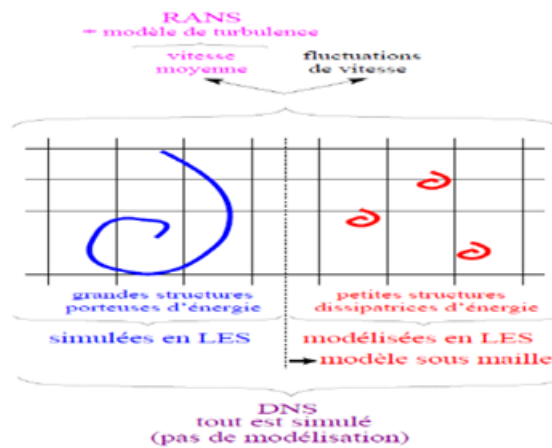


Figure III-11: représentation schématique de la différence entre **DNS**, **RANS** et **LES**

III.6-Loi de la paroi (wall function)

On distingue deux zones au sein des couches limites dynamiques turbulentes **Figure III-12** et **Figure III-13**:

Une région interne : qui dépend fortement des conditions à la paroi, et elle contient trois zones :

Sous-couche visqueuse : est une zone très mince et très proche de la paroi où les effets des forces visqueuses sont prépondérants devant les effets des forces d'inertie. Dans cette zone:

$$U_p^+ = y_p^+ \tag{III.33}$$

Une couche (tampon) de transition : où les contraintes visqueuses et turbulentes sont de même grandeur.

Zone logarithmique : est une zone où la vitesse varie proportionnellement à $(\log y^+)$. Dans cette zone, les effets turbulents sont prépondérants par rapport aux effets moléculaires. Le profil de vitesse est décrit par la relation (loi logarithmique) suivante:

$$U_p^+ = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) \quad (\text{III.34})$$

Une région externe : est une région de turbulence pleinement développée, où l'effet de la turbulence l'emporte sur la viscosité, et les contraintes pariétales s'expriment par :

$$\tau_w = -\rho \overline{u'v'} \quad (\text{III.35})$$

L'idée de la loi de paroi consiste à placer le point de calcul dans la zone logarithmique. En supposant principalement que :

L'écoulement est en équilibre dans cette zone, si bien que la production de la turbulence est égale à sa dissipation ($P = \varepsilon$).

Le profil de vitesse suit la loi logarithmique.

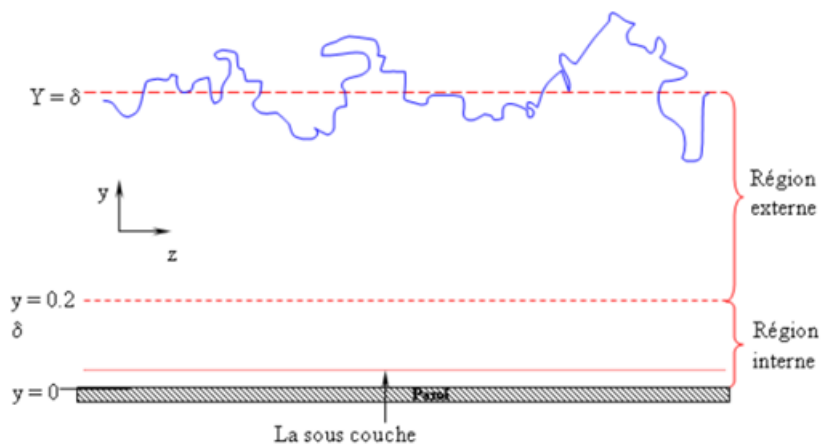


Figure III-12: Structure typique de la couche limite turbulente (Lakehal, 2001).

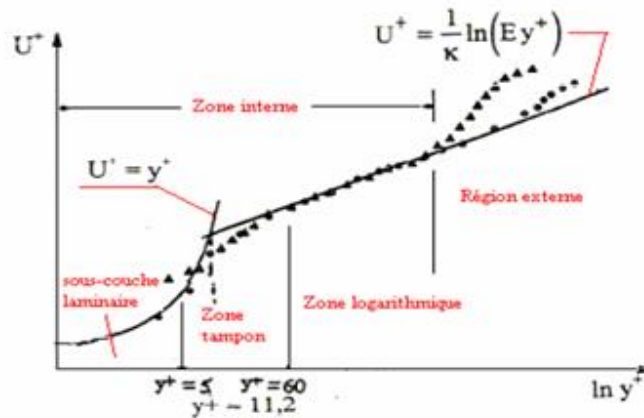


Figure III-13: Subdivision de la couche limite turbulente (Bellettre, 1998).

Puisque le principe de l'équilibre n'est pas valable dans la sous couche visqueuse, une attention très particulière doit être consacrée à la position du centre du premier volume de contrôle sur lequel les conditions aux limites sont appliquées. Il doit se situer dans la zone où $11.6 \leq y_p \leq 200$.

$$\begin{cases} U_p^+ = y_p^+ & \text{si } y_p^+ \leq 11.63 \\ U_p^+ = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) & \text{si } y_p^+ > 11.63 \end{cases} \quad (\text{III.36})$$

Où

$$U^+ = U \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} \quad \text{Et} \quad y^+ = \frac{\rho y}{\mu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

III.6.1-Les modèles de Turbulence

III.6.1.1-Modèles linéaires à 1 équation de transport

L'idée de ce type de modèle est de résoudre une équation dite de transport, afin de déterminer une échelle caractéristique de la turbulence locale. Toutes les autres grandeurs turbulentes seront obtenues par des relations algébriques.

Dans cette classe de modélisation, il faut distinguer deux types de modèles. Celui de Bradshaw et al. (1967), basé sur la résolution d'une équation de transport pour la tension de cisaillement, et les modèles basés sur le concept de viscosité turbulente.

Pour le premier cas, Bradshaw et al. (1967) proposent une équation valable dans les écoulements cisailés minces :

$$\frac{-1}{a} \left[\bar{u}_i \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_i} + \bar{u}_j \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \right] = -\partial \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \partial \overline{u'_i u'_j}^{1/2} \frac{\partial (G \partial \overline{u'_i u'_j})}{\partial u_j} - \frac{-\partial \overline{u'_i u'_j}^{3/2}}{d} \quad (\text{III.37})$$

$$\begin{cases} a = 0,3 \\ G = -\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}^{1/2}}{u_\infty} f_1(y/\delta) \\ \frac{L}{\delta} = f_2(y/\delta) \end{cases} \quad (\text{III.38})$$

Qui donne de bons résultats dans les couches limites, avec présence ou non de gradient de pression. Les autres modèles de cette classe reposent sur le concept de viscosité turbulente.

❖ Viscosité turbulente, schéma de Prandtl-Kolmogorov

Prandtl fut le premier auteur à proposer un modèle à une équation basé sur le concept de viscosité turbulente. Ce modèle, également formulé pour les couches cisailées minces, résout une équation modélisée pour l'énergie cinétique turbulente. La tension de cisaillement est obtenue par la relation de Boussinesq via le schéma de Prandtl-Kolmogorov :

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{kl} \quad (\text{III.39})$$

Le modèle de Glushko (1965) repose également sur le concept de viscosité turbulente. Il consiste en une équation de transport de l'énergie cinétique turbulente et une estimation de l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence \tilde{l} de telle sorte que la viscosité turbulente puisse être évaluée comme suit :

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k\tilde{l}} \quad \text{Avec} \quad C_\mu = 1$$

Dans ce qui suit, nous allons introduire le modèle de Spalart & Allmaras (1992), largement utilisé dans l'industrie aux vues de sa simplicité d'implémentation et de sa stabilité.

III.6.1.2-Modèles linéaires à 2 équations de transport

❖ Viscosité turbulente de Boussinesq

Ces modèles reposent sur le concept de viscosité turbulente proposé par Boussinesq (1877). Ce concept introduit une relation de linéarité entre le cisaillement turbulent et le gradient transverse

Il a ensuite été généralisé à toutes les contraintes turbulentes :

$$-\tau_{ij} = -\overline{\partial u_i' u_j'} = \nu_t \left[\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{III.40})$$

Avec ν_t la viscosité turbulente.

Cette relation comporte plusieurs limitations sur l'évolution des grandeurs turbulentes :

- elle suppose que la viscosité turbulente soit un tenseur ; la première des simplifications est de considérer que localement, la viscosité est une constante.
- la proposition de Boussinesq implique une colinéarité entre les axes principaux du tenseur de déformation moyenne et le tenseur d'anisotropie défini par :

$$a_{ij} = \frac{\overline{u_i' u_j'}}{K} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{III.41})$$

Ce qui n'est valable que dans le cas d'une turbulence homogène isotrope.

- le tenseur de Reynolds qui apparaît dans les équations de Navier-Stokes moyennées du fait de la non-linéarité du terme convectif. À l'inverse, la relation de Boussinesq confère à ces tensions un caractère linéaire et diffusif, ce qui d'un côté introduit une certaine stabilité numérique, mais qui de l'autre, va avoir tendance à linéariser des phénomènes advectifs non-linéaires.
- cette relation inhibe tous les effets de mémoire spatiaux-temporels propres à la turbulence.

Malgré ces limitations, les modèles qui reposent sur le concept de viscosité turbulente restent satisfaisants pour modéliser un grand nombre d'écoulements. Une extension non-linéaire de ce concept pourra permettre de s'affranchir de quelques-unes de ces contraintes

III.6.1.3-Modèle k- ϵ

Le modèle **k- ϵ** est un modèle semi-empirique développé par (Launder et Spalding (1974)). L'approche consiste à représenter les propriétés de la turbulence à l'aide d'échelle de vitesse " θ " et de longueur de mélange " l " où :

$$\theta = k^{\frac{1}{2}} \quad \text{Et} \quad l = \frac{k^{\frac{1}{2}}}{\epsilon}$$

On spécifie la viscosité turbulente comme suit :

$$\mu_t = C_\mu \rho \theta l = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.42})$$

Où C_μ : est une constante adimensionnelle.

Le modèle (**k-ε**) comporte deux équations de transport l'une pour l'énergie cinétique turbulente (**k**), et l'autre pour le taux de sa dissipation (**ε**):

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}}_{\text{Taux de variation de } k} + \underbrace{\text{div}(\rho k c)}_{\text{Transport par convection de } k} &= \underbrace{\text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad } k\right)}_{\text{diffusion}} + \underbrace{2\mu_t E_{ij} E_{ij}}_{\text{production}} - \underbrace{\rho \varepsilon}_{\text{dissipation}} \\ \underbrace{\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t}}_{\text{Taux de variation de } \varepsilon} + \underbrace{\text{div}(\rho \varepsilon c)}_{\text{Transport par convection de } \varepsilon} &= \underbrace{\text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \text{grad } \varepsilon\right)}_{\text{diffusion}} + \underbrace{C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} E_{ij}}_{\text{production}} - \underbrace{C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{dissipation}} \end{aligned}$$

(III.43)

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$
0.09	1.00	1.30	1.44	1.92

TAB III-2: Les constantes les plus couramment utilisées

III.6.1.4-Modèle **k – ω**

Le modèle à deux équations **k – ω** de Wilcox (1988) s'écrit, pour la viscosité turbulente :

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\bar{\rho} k}{\omega} \quad (\text{III.44})$$

Pour l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \beta^* \bar{\rho} k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III.45})$$

Et pour les relations auxiliaires :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial x_j} = \gamma \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \beta^* \bar{\rho} \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III.46})$$

$$\varepsilon = \beta^* \omega k \quad \text{Et} \quad l = \frac{\sqrt{k}}{\omega} \quad (\text{III.47})$$

Pour la formulation à Reynolds élevée, les constantes du modèle sont récapitulées dans le tableau 3.4.

α^*	γ	β	β^*	σ	σ^*
1	5/9	3/40	9/100	1/2	1/2

TAB III-3: Constantes du modèle $k - \omega$ Haut Reynolds

Dans la version bas Reynolds, les coefficients du modèle sont obtenus à partir des relations suivantes :

$$\begin{cases} \alpha^* = \frac{\alpha_0^* + R_{et}/R_k}{1 + R_{et}/R_k} \\ \gamma = 5/9 \frac{\gamma_0 + R_{et}/R_\omega}{1 + R_{et}/R_\omega} \alpha^{*-1} \\ \beta = 5/9 \frac{5/18 + (R_{et}/R_\beta)^4}{1 + (R_{et}/R_\beta)^4} \end{cases} \quad (\text{III.48})$$

Où (R_{et}), le nombre de Reynolds de turbulence est défini par :

$$R_{et} = \frac{k}{v\omega} \quad (\text{III.49})$$

Et où les constantes sont récapitulées dans le tableau 3.5.

α_0^*	γ_0	β	σ	σ^*	R_k	R_ω	R_β
$\beta/3$	1/10	3/40	1/2	1/2	6	27/10	8

TAB III-4: Constantes du modèle $k - \omega$ Bas Reynolds

III.6.1.5-Modèle de Turbulence SST (Shear Stress Transport)

Sous un gradient de pression défavorable, le décollement joue un rôle important près de la paroi (intensification du transfert de chaleur). Le modèle Shear Stress Transport (**SST**) a démontré ces possibilités de prédictions précises de la séparation dans de nombreux cas

L'idée derrière le **SST** est de combiner le modèle ($\mathbf{k} - \boldsymbol{\varepsilon}$) et le modèle ($\mathbf{k} - \boldsymbol{\omega}$) à l'aide de coefficients d'amortissements (f_1).

(f_1) Est égale à 1 près de la paroi et zéro loin de cette dernière. Il active le modèle de Wilcox ($\mathbf{k} - \boldsymbol{\omega}$) dans la région près de la paroi et le modèle ($\mathbf{k} - \boldsymbol{\varepsilon}$) pour le reste de l'écoulement. Par cette approche, l'exécution du modèle Wilcox, peut être utilisé sans erreurs potentielles.

La formulation du modèle de SST est comme suit:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (\text{III.50})$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{v_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + 2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{III.51})$$

Avec :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} ; \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} ; P_k = \tau_{ij} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} ; \tilde{P}_k = \min(P_k, C_{1\varepsilon})$$

Les coefficients, φ_1 et φ_2 du modèle sont des fonctions de :

$$\varphi = f_1 \varphi_1 + (1 - f_1) \varphi_2 \quad (\text{III.52})$$

Où les coefficients du modèle ($k - \omega$) et du modèle ($k - \varepsilon$) sont respectivement égales à:

$\sigma_{k1=2.0}$	$\sigma_{\omega 1} = 2.0$	$k = 0.41$	$\gamma_1 = 0.5532$	$\beta_1 = 0.075$	$\beta^* = 0.09$	$C_1 = 10$
$\sigma_{k2=2.0}$	$\sigma_{\omega 2} = 1.168$	$k = 0.41$	$\gamma_2 = 0.4403$	$\beta_2 = 0.0828$	$\beta^* = 0.09$	

III.7-Conclusion

Le modèle de turbulence $k - \omega$ SST est très répandu dans les codes de CFD modernes, car il offre de bonnes performances pour une vaste gamme de problèmes. Il fait notamment bonne figure dans les zones de fort gradient de pression adverse.

La force de ce modèle réside dans sa capacité à exploiter les avantages des deux modèles de turbulence les plus populaires, le $k - \varepsilon$ et le $k - \omega$.

Le premier pour ses bonnes performances dans les zones d'écoulement libre, et le second pour sa pertinence dans les zones cisailées, plus particulièrement dans les couches limites.

Par ailleurs, le modèle $k - \omega$ SST est intégrable jusqu'à la paroi et donc compatible avec les modèles bas-Reynolds et l'approche des lois de paroi consistantes. Les lois de paroi consistantes présentent l'avantage, par rapport aux lois

de paroi standard, d'être entièrement consistantes avec le modèle de turbulence avec lequel elles sont utilisées. En effet, dans l'approche consistante des lois de paroi, les variables adimensionnelles de vitesse, température et de turbulence sont interpolées dans des tables spécifiques à chaque modèle de turbulence.

Ces dernières sont produites à partir de la résolution des équations RANS 1D dans la couche limite. On s'assure ainsi d'imposer des conditions limites cohérentes en faisant un minimum d'hypothèse sur l'écoulement.

Chapitre IV :

Simulation et Résultats

IV.1-Introduction

Nous avons vus précédemment des écoulements aérothermiques impliquant un jet ou un écoulement transverse. La littérature fournit également des cas présentant la combinaison de ces deux écoulements afin d'homogénéiser l'efficacité thermique des dispositifs existants. Une configuration mettant en jeu un élément chauffé refroidi par un jet et un écoulement transverse peut s'apparenter au refroidissement d'un composant électronique. Ceci en fait donc une configuration intéressante dans le cadre d'applications industrielles. Plusieurs types d'écoulement présentant ces deux caractéristiques de refroidissement existent. Dans le cadre de notre thèse, nous étudierons le cas d'un cube chauffé refroidi par un jet et l'écoulement transverse.

Ce cas d'étude a notamment fait l'objet de travaux expérimentaux récents par Tummers et al. [42] en 2005 ainsi que Masip et al. [11] en 2013. Tummers et al. Reportent des résultats suivant la position de la sortie du jet (centrée sur le cube ou non) tandis que Masip et al. Étudient l'influence du nombre de Reynolds de l'écoulement transverse Re_h et plus particulièrement le rapport de celui-ci avec le nombre de Reynolds du jet Re_j . Ces deux nombres de Reynolds sont définis par :

$$Re_h = \frac{UH}{\nu} \quad (IV.1)$$

$$Re_j = \frac{v_j D}{\nu} \quad (IV.2)$$

Notre étude porte sur la recherche d'un moyen d'améliorer le transfert de chaleur du composant vers l'écoulement d'air, car l'énergie dissipée dans la résistance chauffante d'un composant n'est pas emportée dans sa totalité par l'écoulement d'air. A cet effet l'objectif est de montrer l'impact de la rugosité du composant en présence des vitesses d'air du canal et du jet impactant, sur le refroidissement du composant.

Notre configuration étudiée prendra une valeur 8880 de nombre Reynold pour l'air transverse du canal Re_h , nous avons pris ce nombre car il été prouvé dans des études précédentes que plus de nombre de Reynold est élevé l'efficacité de refroidissement est élevée, et c'est parmi ces études que nous avons utilisé pour comparaison l'étude de Masip et al[11], la thèse de Nemdili Saliha [43] dans ce domaine montrent que la physionomie de l'écoulement dépend du rapport Re_j/Re_h en testant différentes valeurs de ce rapport à 0, 5, à 1 et à 1, 5, et dépend de rugosité ($10 \mu m, 20 \mu m, 50 \mu m$) d'élément à refroidir.

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus et leurs discussions, après avoir optimisé le maillage de cas étudiés.

Les résultats obtenus seront discutés en présentant les paramètres dynamiques et les paramètres thermiques et les comparés aux résultats de l'expérience de Masip & al [11].

IV.2- Configuration numérique

Cette section donne une description détaillée du domaine, du maillage, du solveur, des conditions d'écoulement et de limites, conditions qui sont appliquées dans la simulation de nos cas d'étude.

La configuration numérique comprend quatre simulations, l'écoulement autour de quatre corps de formes géométriques différentes. La plupart des configurations numériques sont génériques pour les quatre simulations.

VI .2.1- Domaine numérique

Le domaine numérique est une zone ou un volume pour restreindre l'extension de la simulation. Le domaine est essentiel à la précision de la solution: un domaine trop petit ne peut pas capturer les détails nécessaires du flux. Le champ de vitesse et de pression entourant le corps présenterait des distributions uniques. En contrepartie, les champs de vitesse et de pression modifiés imposent également des forces sur le corps, et les différences spatiales de vitesse et de pression génèrent une force visqueuse et une traînée de pression sur l'élément.

Ces forces sont sensibles à la taille du domaine, car celui-ci doit inclure toutes les variations de propriétés de flux pouvant affecter la force de traînée et de portance. Par conséquent, le domaine doit être choisi avec le plus grand soin. Le test de convergence de la taille de domaine est un moyen courant de trouver un domaine approprié. Il consiste à tester un ensemble de tailles de domaine croissantes, jusqu'à l'obtention d'une taille optimale.

En fonction de la simulation, les tailles de domaine ne sont pas uniformes dans toutes les directions. La longueur du domaine optimal dans les directions amont et aval est normalement différente, ainsi que dans les directions transversales. En général, les tourbillons sont générés du côté aval d'un obstacle, ces tourbillons s'étendent plus en aval que la variation de débit en amont, ce qui signifie qu'une longueur en aval plus longue est nécessaire pour le domaine.

Dans la présente étude, la configuration du domaine pour la simulation d'un élément est définie dans la **figure IV.1** et les principaux paramètres géométriques sont répertoriés dans le **tableau IV.1**

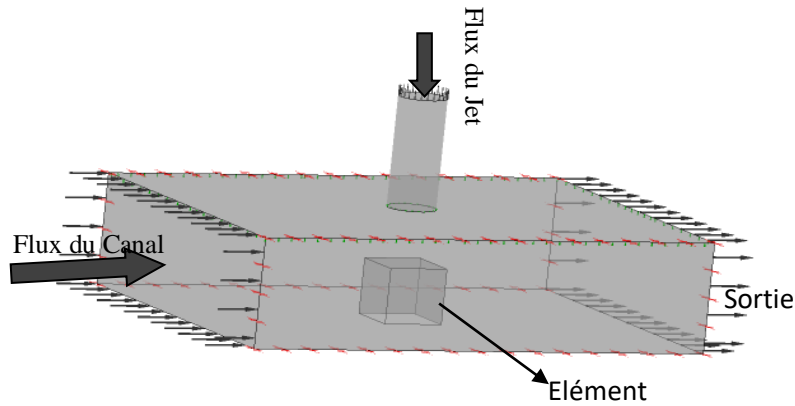


Figure IV-1 : Représentation du domaine de calcul

La **figure IV.2** représente le dessin de définition du domaine de calcul avec toutes les dimensions nécessaires.

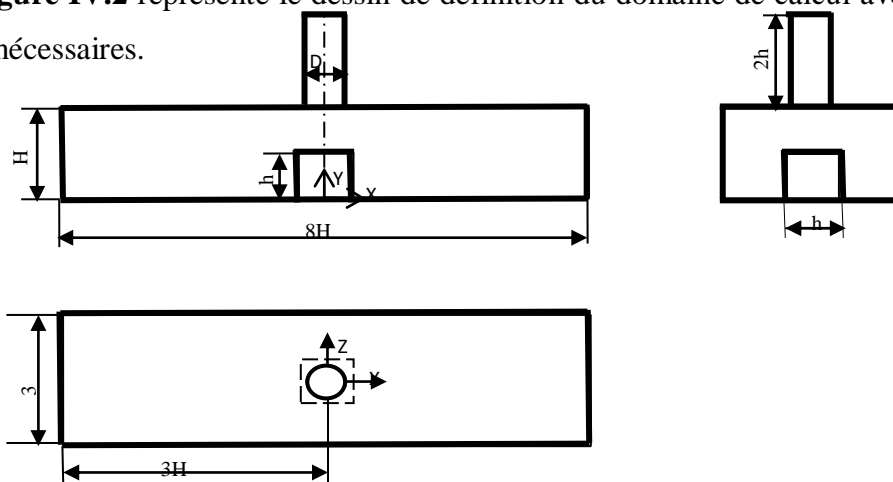


Figure IV-2 : Dessin de définition du domaine de calcul

Le tableau suivant représente les données les plus importantes liées à notre cas d'étude, qui sont représentées par les mesures de la géométrie, les vitesses de l'écoulement et la température du cube

Désignation	Symbole	Valeur	Unité
Diamètre du jet	D	0.8 h	m
Arrête du cube	H	12	mm
Hauteur canal	H	2h	m
Longueur du domaine	L_D	8H	m
Largeur du domaine	L_D	3H	m
Vitesses de l'air à l'entrée du canal	U_{in}	4.44	m/s
Nombres de Reynolds de l'air à l'entrée du canal	Re_H	8880	

Rapport des nombres de Reynolds du Jet/canal	$\alpha=Re_j/Re_H$	0.5, 1, 1.5	
Température de l'air à l'entrée du canal	T_{in}	20	°C
Température du composant électronique	$T_{composant}$	60	°C

TAB IV.1- Principaux paramètres utilisés

Les **figures IV.1&2** représentent notre domaine de calcul, qui se compose d'un canal rectangulaire dans lequel un cube représentant un composant électronique est placé sur sa paroi inférieur. A l'intérieur du canal un écoulement d'air principal circule de droite à gauche.

Un jet circulaire dirigé perpendiculairement à la face supérieure du cube lui aussi fait circuler de l'air à la température ambiante de 20 °C. Le cube est porté à une température de 60°C, alors que les deux écoulements d'air (canal horizontal et le jet impactant vertical) ainsi que toutes les autres parois du canal sont maintenues à 20°C.

Un jet circulaire dirigé perpendiculairement à la face supérieure du cube lui aussi fait circuler de l'air à la température ambiante de 20 °C. Le cube est porté à une température de 60°C, alors que les deux écoulements d'air (canal horizontal et le jet impactant vertical) ainsi que toutes les autres parois du canal sont maintenues à 20°C.

IV.3- Génération du maillage

Une fois le domaine généré, il est indispensable de le subdiviser en volumes de contrôles afin de pouvoir résoudre le problème par la méthode des volumes finis, cette opération est dite génération du maillage. Le maillage sert donc à une représentation discrète d'une variable continue. La solution numérique s'appuie sur ce maillage. Les méthodes numériques discrétisent les équations sur un maillage du domaine physique considéré (voir **Figure IV.3**).

Après trois tests de maillage hexahedrales du domaine de calcul, nous avons opté pour une grille optimisée de 552888 éléments et 532720 nœuds (tableau IV.2).

	Type	Éléments	Nœuds
Maillage 1	Hexahedral	552888	532720
Maillage 2	Hexahedral	887447	851280
Maillage 3	Hexahedral	1264327	1237289

TAB IV.2- Grilles testées

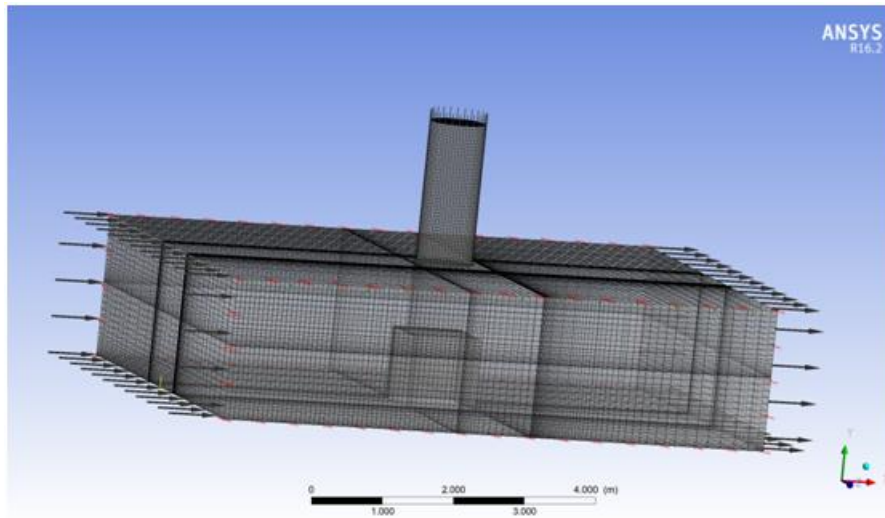


Figure IV-3 : représente le maillage hexahédrale du domaine de calcul.

IV.3.1- Optimisation du maillage

La figure IV.4 représente les graphes de la vitesse à la position $X/h = -0.75$ pour un nombre de Reynolds du canal égal à 3410 et un rapport $\alpha = 0.5$ pour différentes valeurs du maillage.

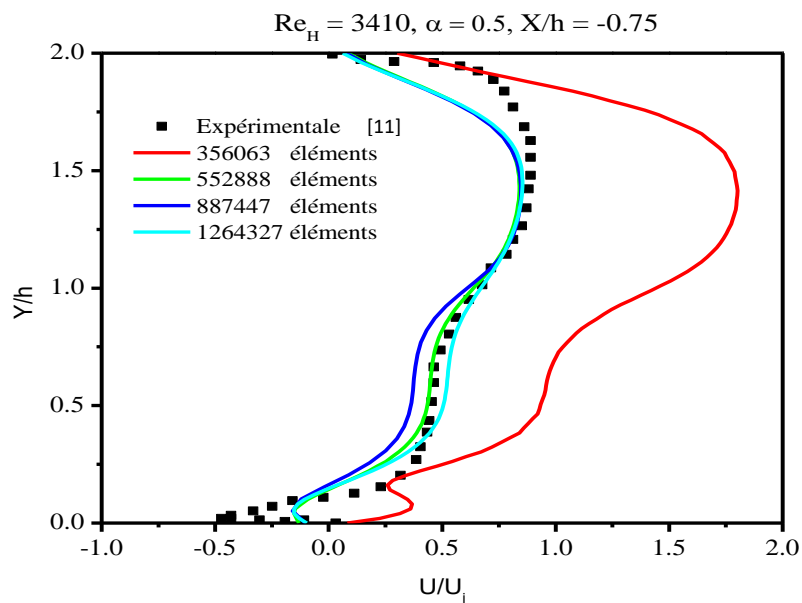


Figure IV-4 : Graphes d'optimisation du maillage

On voit bien sur ce graphe que pour un maillage 552888 élément la courbe est de même allure que la courbe expérimentale de Masip & al [11] et est compatible avec elle. A cet effet nous choisissons de faire nos simulation avec.

IV.4-Validation

Avant de commencer notre il faut valider notre choix de la méthode de résolution du phénomène avec ceux obtenus expérimentalement par Masip & al [11].

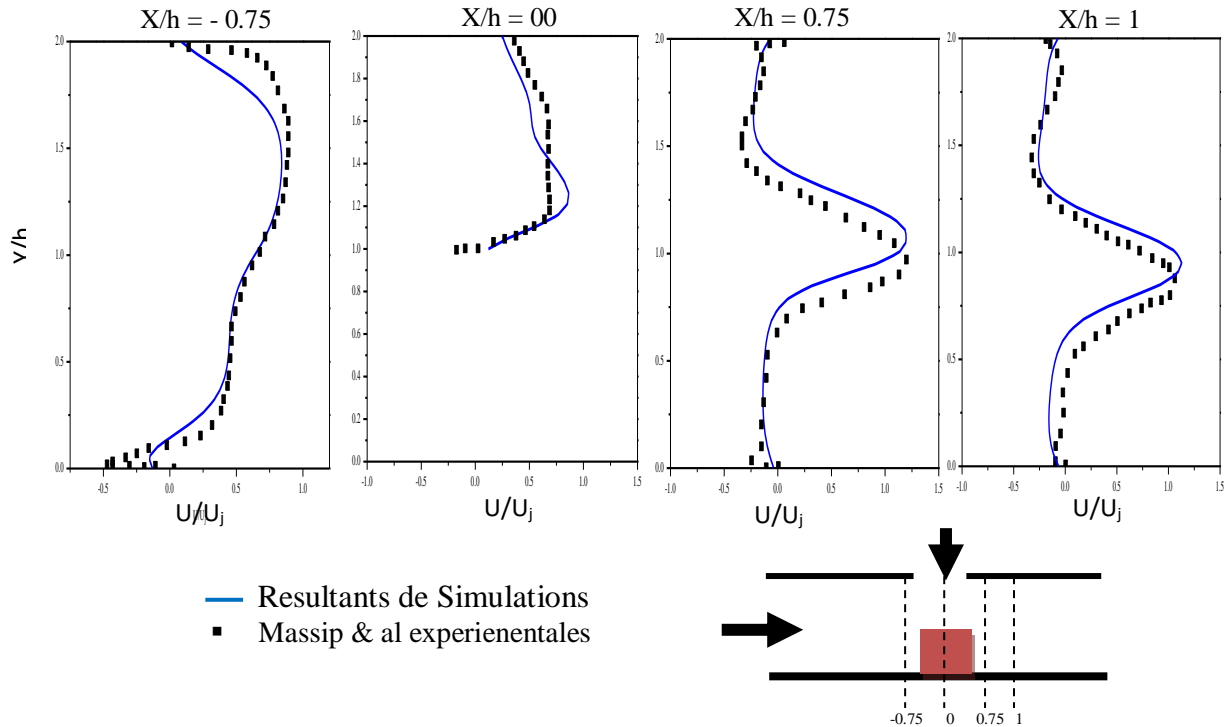


Figure IV-5 : Profil de vitesse longitudinal à $Z/h=0$, $Re_H=3410$ et $\alpha=0.5$

IV.5-Résultats et discussions

L'étude est complétée par une comparaison quantitative basée sur la comparaison des modules de la vitesse longitudinale sur quatre lignes verticales placées de part et d'autre du cube

- $x/h = -0.75$
- $x/h = 0$
- $x/h = 1$
- $x/h = 1.5$

Cette étude basée aussi sur le changement de rapport Reynold Re_H/Re_j représenté dans trois différents tests.

Test 1	$Re_j/Re_H=0.5$
Test 2	$Re_j/Re_H=1$
Test 3	$Re_j/Re_H=1.5$

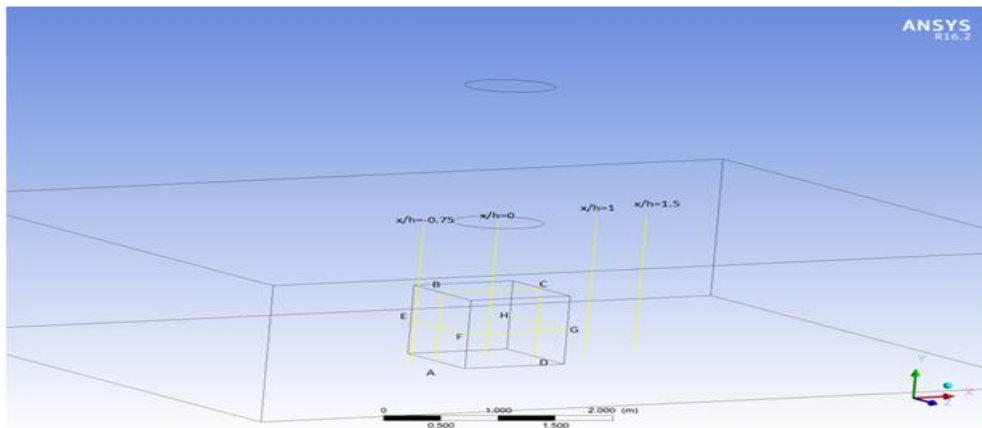


Figure IV-6 : la position des lignes dans le cas étudiée

IV.5.1-Partie dynamique

La partie dynamique se compose de deux parties principales

IV.5.1.1-La variation des vitesses dans les lignes verticale

La comparaison entre les quatre lignes de vitesse est représentée sur les tableaux de figures suivants

- Ligne $x/h = -0.75$

Pour la première ligne, le profil de l'écoulement principal, un peu avant le cube, est légèrement modifié par rapport à l'écoulement pleinement établi dans un canal.

Sur cette ligne, on remarque la présence des turbulences en bas et à l'opposé du cube. Cela se produit lorsque le flux entre en collision avec le cube, en particulier au grand rapport de Reynold. Ceci est un résultat naturel de la présence du cube comme obstacle à l'écoulement.

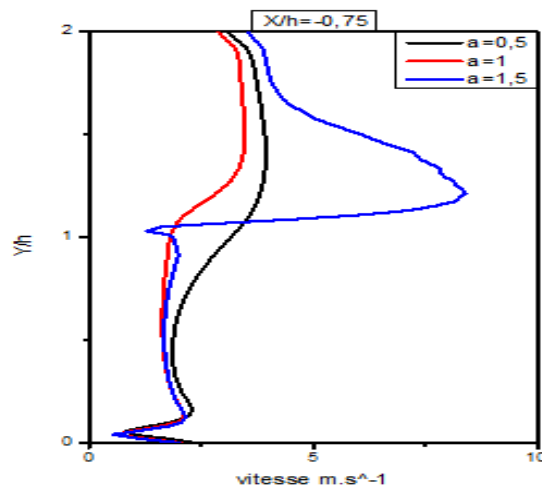


Figure IV-7 : Profile de la vitesse longitudinale à $Z/h=0$, $X/h=-0.75$

- Ligne $x/h = 0$

Cette ligne est dans le milieu de notre domaine de calcul, Sur le cube on remarque la vitesse négative de la bulle de recirculation au-dessus du cube ($a=0.5$), cette bulle se diminue jusqu'à disparaître totalement pour le rapport le plus grand ($a=1.5$).

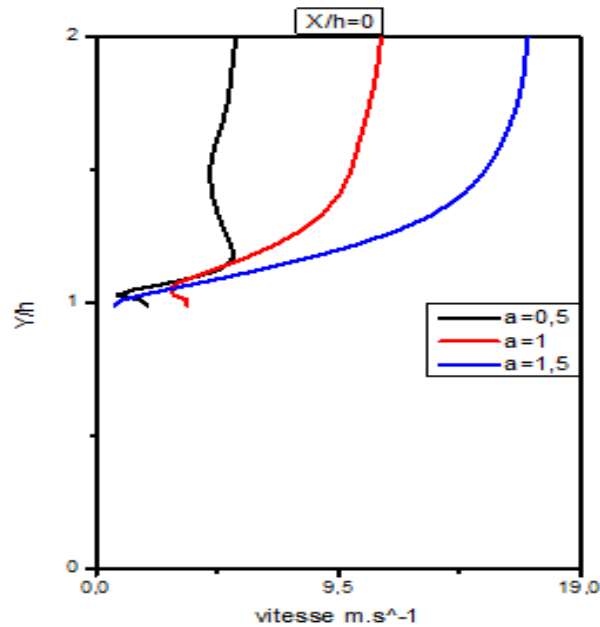


Figure IV-8 : Profil de la vitesse longitudinale à $Z/h=0$, $X/h=0$

- Ligne $x/h = 1$, $x/h = 1.5$

Sur les deux dernières lignes, alors qu'après le cube, l'écoulement s'accélère sur la moitié supérieur. Le jet dévié horizontalement, participe à l'accélération observée au milieu du canal. Avec des turbulences importantes au niveau de la longueur de ces lignes.

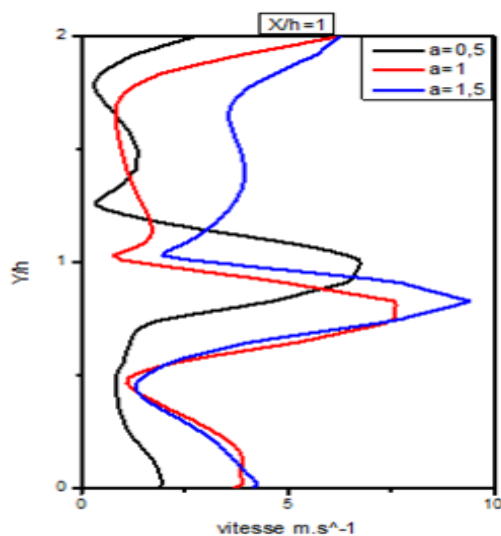


Figure IV-9 : Profil de la vitesse longitudinale à $Z/h=0$, $X/h=1$

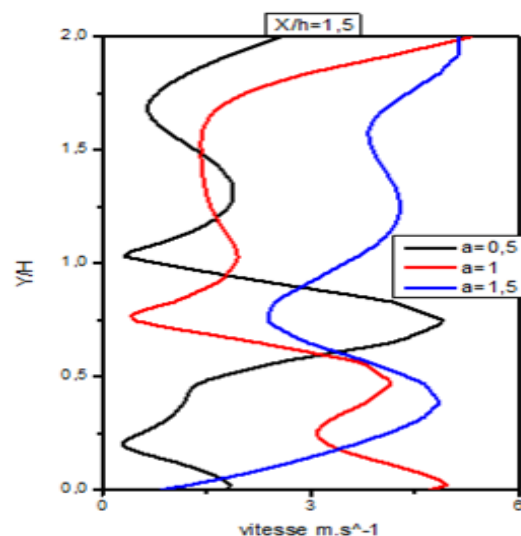


Figure IV-10 : Profil de la vitesse longitudinale à $Z/h=0$, $X/h=1.5$

IV.6.1.2-Conteur de vitesse

La structure longitudinale de l'écoulement est visualisée par les contours de vitesses tracées sur les plans (XY-YZ-XZ) passant par l'origine à la position.

Après la prévisualisation dans le premier plante (XY) $X/h=0$ nous remarquons que la valeur la plus faible de Re_j , le jet est clairement dévié par l'écoulement principal et n'atteint pas la surface supérieure du cube. Une bulle de recirculation est maintenue en amont du cube ainsi que sur la face supérieure de celui-ci.

En augmentant le Re_j , le jet est plus intense et réussit à atteindre la surface supérieure du cube. Alors que pour le Re_j le plus important, le jet impacte le cube et réussit même à se déverser sur la facette amont du cube. On remarque aussi la naissance des recirculations en amont du cube et du jet.

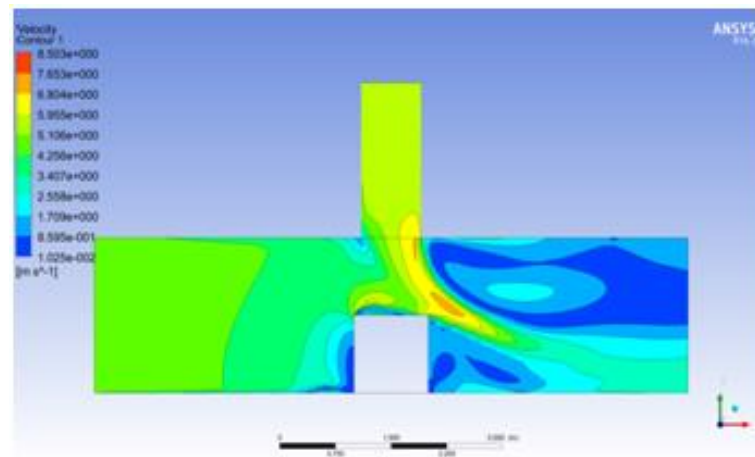


Figure IV-11 : Conteur de vitesse test 1 ($Re_j/Re_h=0.5$)Plans (xy) à $z=0$

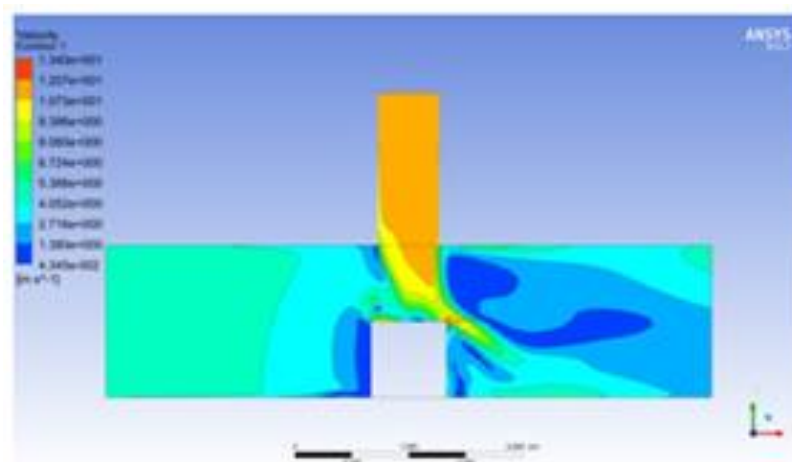


Figure IV-12 : Conteur de vitesse test 2 ($Re_j/Re_h=1$)Plans (xy) à $z=0$

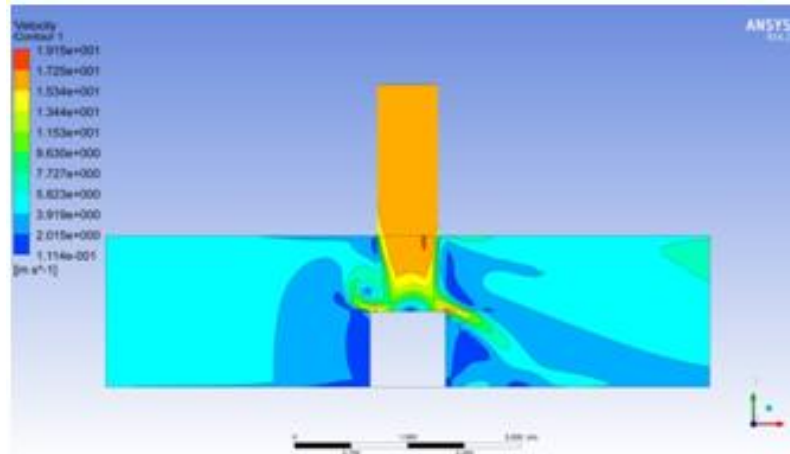


Figure IV-13: Conteur de vitesse test 3 ($Re_j/Re_h=1.5$) Plans (xy) à $z=0$

Les figures suivantes montre bien les caractères sur les plantes bidimensionnelles (YZ) de l'écoulement, notamment le développement du tourbillon en forme circulaire autour les facettes du cube. L'autre tourbillons qui se développe autour du jet s'intensifie et prend une forme distinguée pour les valeurs élevées de Re_j .

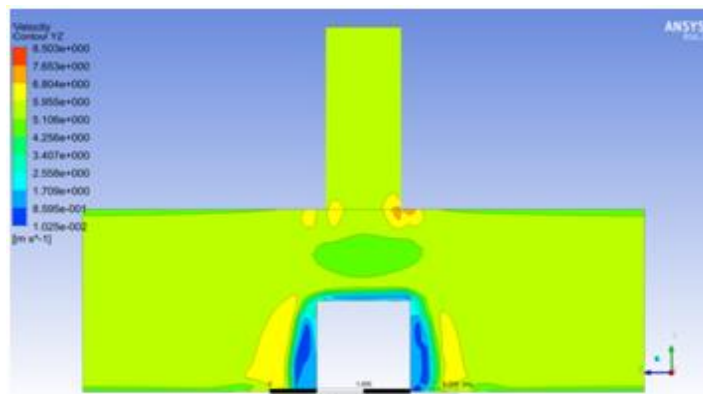


Figure IV-14 : Conteur de vitesse test 1 ($Re_j/Re_h=0.5$) Plans (yz) à $x=0$

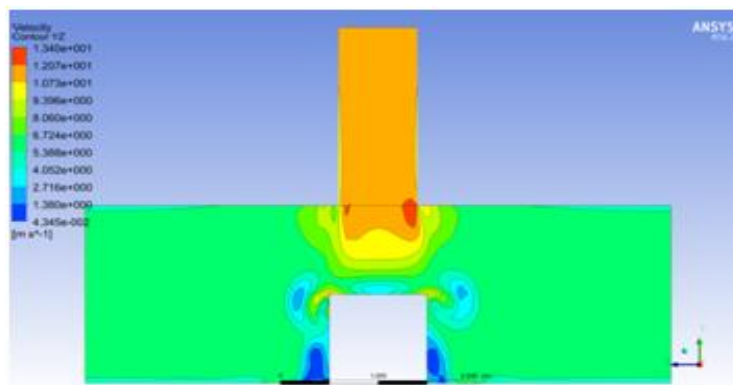


Figure IV-15 : Conteur de vitesse test 2 ($Re_j/Re_h=1$) Plans (yz) à $x=0$

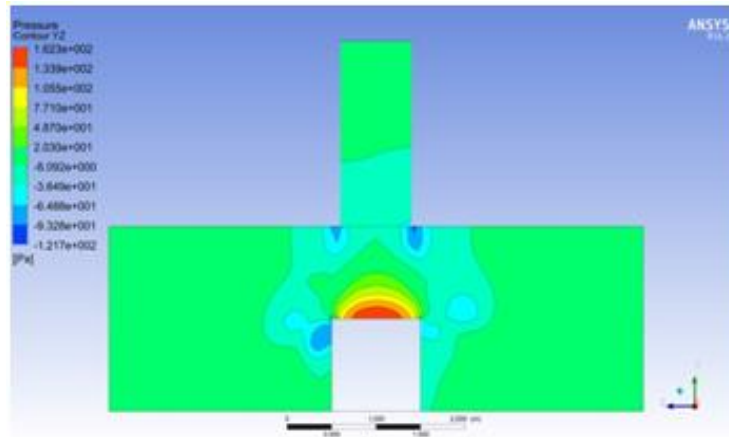


Figure IV-16 : Conteur de vitesse test 3 ($Re_j/Re_h=1.5$) Plans (yz) à $x=0$

Les figures IV.14, 15 et 16, représentent une comparaison de contour de vitesse sur le plan (YZ).

Ces figures montrent les zones de surpression situées dans la région de stagnation du cube et une zone de dépression dans la région aval du cube.

On remarque pour les rapports de Reynolds élevés test 3, une zone de pression maximale s'installe dans la région limitée autour du point de stagnation près de la paroi amont, où l'écoulement principal est ralenti par l'existence du cube et du jet impactant. La taille de cette zone de surpression est proportionnelle au rapport de Reynolds.

IV.6.2-Partie thermique

Dans La deuxième partie l'étude basée sur les températures sur les six lignes (AB-BC-CD-EF-FG-GH) placées autour de cube (Figure IV.17).

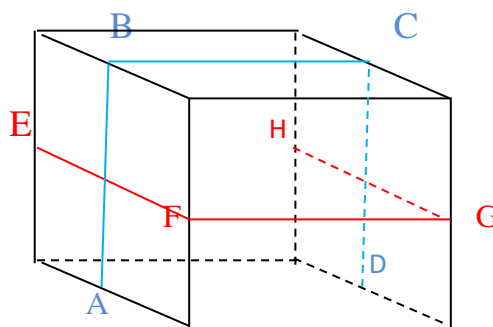


Figure IV.17: Représentation des lignes EF, FG, GH et AB, BC, CD

IV.6.2.1-L'effet de variation de rugosité sur le refroidissement du cube

Après l'avoir des résultats de comparaison entre les différents valeurs de rugosité ($10\ \mu\text{m}$, $20\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$) sur tout les lignes de température (AB-BC-CD-EF-FG-GH) avec le grand report $Re_j/Re_h=1.5$ nous avons remarqué qu'il n'y avait pas de changement dans les résultats et que le changement de la rugosité n'affectait pas sur le processus de refroidissement de cube.

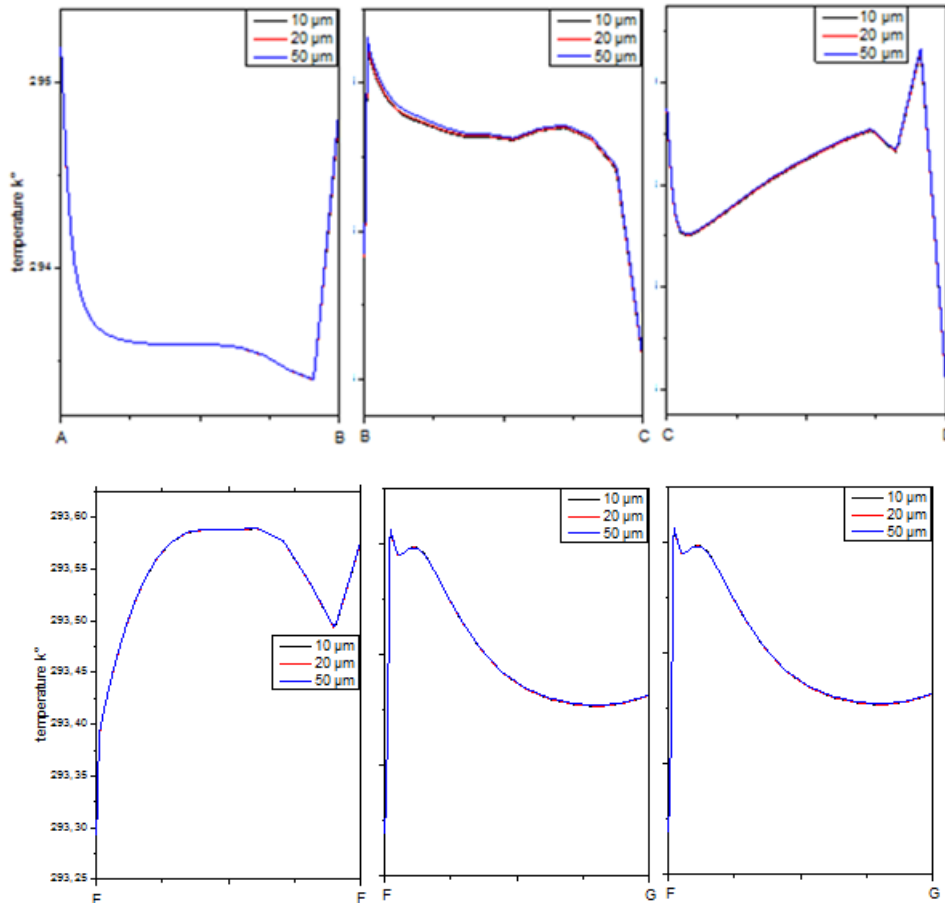


Figure IV-18 : comparaison des profile de température entre les différentes valeurs de rugosité

IV.6.2.2-L'effet de rugosité sur le refroidissement du cube

Beaucoup de recherche et des travaux ont été notamment étudiés expérimentalement et numériquement par des chercheurs pour tester plusieurs configurations concernant un écoulement et transfert de chaleur autour d'un obstacle cubique.

La figure suivant montre nos résultats de températures comparés à ceux obtenus expérimentalement par Masip et al. (2012) sur le refroidissement d'un cube lisse (aucune rugosité).

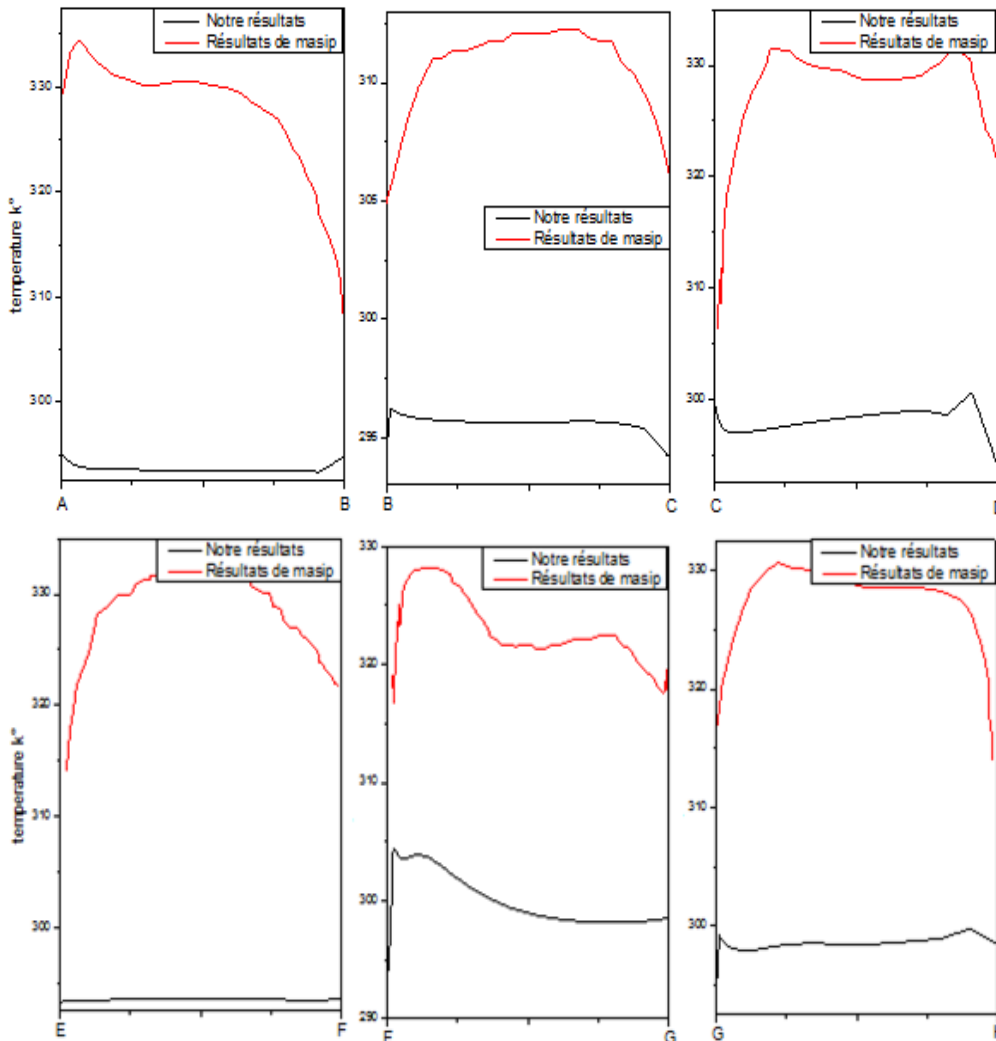


Figure IV-19 : comparaison nos résultat de température avec les résultats de Masip et Al

Après la comparaison, nous remarquons qu'une diminution de la température s'est produite de manière significative dans tous les aspects du cube, dans les lignes A-B et B-C c'est la meilleure zone de refroidissement, et cela est dû au fait qu'ils sont en face du flux principal et du jet, où la température du cube a été réduite de 60° à 30° , contrairement à l'expérience Masip, qui avait une baisse de température plus faible où le degré le plus bas était de 38° , dans les autres lignes il y avait une différence de baisse de température, mais la fourchette restait entre (32° et 25°) au contraire dans l'expériences de Masip l'intervalle de la température est resté entre (42° et 50°).

Et nous concluons de cette approche que la rugosité a un grand effet sur le refroidissement du cube et est considérée comme une technique efficace pour améliorer le transfert thermique et le refroidissement.

IV.7-Conclusion

Le travail présenté dans les chapitres antérieurs a comme objectif principal de répondre à la question de savoir si la forme des composantes électroniques peut avoir un effet amplificateur du transfert thermique, et si cet effet dépend de la structuration dimensionnelle de changement de la rugosité.

Beaucoup de travaux scientifiques ont été publiés pour analyser le phénomène de refroidissement des composants électroniques en utilisant la convection sous ses trois formes. Le refroidissement par jets est une solution privilégiée dans les applications industrielles lorsque l'on cherche à extraire, ou bien à apporter un flux de chaleur intense sur une surface. L'écoulement complexe autour d'un cube avec jet perpendiculaire ainsi que le champ thermique associé est simulé via le modèle de turbulence SST.

Dans ce travail, La configuration géométrique étudiée, ressemble sensiblement à celle étudiée expérimentalement par Masip et al. [11]. Un cube chauffé à une température de 60°C est placé dans un écoulement d'air forcé à 20°C, avec un jet circulaire et perpendiculaire sur la facette supérieure du cube régulier (sans rugosité). Cette étude est basée principalement sur l'écoulement principal qui est maintenue à un nombre de Reynolds de 8880, avec les trois rapports du nombre de Reynolds suivants: $Re_j/Re_h=0.5$; 1.0 et 1.5.

Dans ce travail, ont été également étudiés numériquement, pour le cas de cube avec rugosité. On considère le cas de (10 μm , 20 μm , 50 μm) pour le cube, les résultats numérique obtenus pour ces cas sont comparés et validés avec les résultats expérimentaux Masip et al. [11].

Une bonne concordance a été observée entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux.

Afin d'essayer d'augmenter l'efficacité de refroidissement, la géométrie de cube est modifiée en améliorant la valeur de la rugosité 20 μm , et 50 μm , pour nombre de Reynolds de 8880, Cette étude est faite pour un seul rapport $Re_j/Re_h=1.5$. Nous avons été trouvés que le changement de la rugosité n'affectait pas sur le refroidissement de cube.

En plus de la validation, la présente étude a permis de montrer que la modification de rugosité du cube (composant électronique) par la ajouté sur la surface peut apporter une amélioration important sur l'efficacité de refroidissement.

Conclusion générale

Le but de cette étude était de répondre à la question suivante: la rugosité affectée-t-elle le refroidissement des composants électroniques?

Afin de répondre à cette question, nous sommes passés par de nombreuses étapes, représentées par quatre chapitres qui traitent de divers problèmes

Le premier chapitre sous le titre de refroidissement des composants électronique, nous avons expliqué à travers elle l'importance de la réfrigération dans le domaine industriel. Nous avons également montré les méthodes les plus importantes utilisées en refroidissement, en particulier les plus modernes. Nous nous sommes concentrés sur le refroidissement des composants électroniques c'est la base de notre étude

Grâce à ce chapitre nous sommes arrivés à la conclusion que le refroidissement par convection forcé à l'aide d'un jet est la méthode de refroidissement la plus appropriée.

Le deuxième chapitre était un travail d'une recherche bibliographie spécialement pour leur rappeler les études, recherches et expériences précédentes de nombreux scientifiques dans ce domaine, et ce dans un souci de bonne compréhension du sujet de notre étude et afin d'être conscient de tous ses aspects

Le troisième chapitre était consacrée à la compréhension des méthodes utilisées pour résoudre le problème en question, et la chose la plus importante incluse dans ce chapitre sur les méthodes des simulation, La simulation numérique directe (DNS en anglais, pour Direct Numerical Simulation), RANS (Reynolds Average Navier-Stokes), Simulations des Grandes Échelles (LES, pour Large Eddy Simulation) et les différents modèles de simulation du turbulence Et précisément modèle de Turbulence SST (Shear Stress Transport) Nous l'avons adopté pour le travail notre simulation car Le modèle de turbulence $k - \omega$ SST est très répandu dans les codes de CFD modernes, car il offre de bonnes performances pour une vaste gamme de problèmes. Il fait notamment bonne figure dans les zones de fort gradient de pression adverse.

Le quatrième chapitre, qui est le dernière, nous avons fait des simulations numériques, l'utilisation de CFD et CFX comme des programmes de résolution est ce qui nous amène aux résultats recherchés, afin de montrer l'effet de la rugosité sur le

refroidissement, et les résultats obtenus. Tel que des graphes ont été présentés et comparés aux travaux d'autres scientifiques, notamment Masip. Et nous avons découvert que cette approche que la rugosité a un grand effet sur le refroidissement du composant électronique et est considérée comme une technique efficace pour améliorer le transfert thermique et le refroidissement.

Enfin, après avoir examiné les résultats, nous pouvons dire qu'ils étaient positifs, et le problème a été résolu, et il a été conclu que la rugosité a un effet réel et tangible sur le processus de refroidissement des composants électroniques.

[1]-Haecheon Michael Hinze, Karl Kunisch « *instantaneous control of backward-facing step flows* » applied numerical mathematics 31(1999)133-158.

[2]-Hwang, R. R, Chow, Y.C., Peng, Y.F. « *Numerical study of turbulent flow over two dimensional surface-mounted ribs in a channel* » International Journal for Numerical Methods in fluids. vol. 37, PP.767-785, 1999.*flow models* » computational mechanics 28 (2002) 469-478

[3]-Norberto Nigro, German Filippini, Gerardo Franc, Mario Storti, Jorge D'Elia « *around a sharp-edged surface-mounted cube by Large Eddy Simulation* » Mechanic computational Vol.XXIV, Argentina, November 2005.

[4]-Ilker Yilmaz, Hakan F. Öztöp « *Turbulence forced convection heat over double forward facing step flow* » International communications in heat and mass transfer 33(2006) 508-517.

[5]-Alexander Yakhot, Heping Liu, Nikolay Nikitin. « *Turbulent flow around a wall-mounted cube: A direct numerical simulation* » International journal of fluid flow 27(2006) 994-1009.

[6]-K.Hallek, M.Bouterra, A.EL Cafc, A. Belghith, P.Le Quere. « *Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent autour de deux cavités* ».Revue des énergies renouvelables Vol. 10 No 4 -2007.

[7]-F.Meddane, T.Yahiaoui, L.Adjlout. « *Influence du volet sur les performances du profil NACA 0021* » International Conférence on Energetics and pollutionConstantine .2007 .

[8]-Abdelkader Korichi et Lounes Oufer « *Heat transfer enhancement in oscillatory flow in channel with periodically upper and lower walls mounted obstacles*» International Journal of Heat and Fluid Flow vol.28, pp.1003–1012. 2007.

[9]-Ankur Bajoria. « *Analysing wind flow around the square plate using ADINA* » Massachusetts Institute of Technology-May 2008.

[10]-M.M.Ouestati, M.Ben Salah, F.Aloui, S.Ben Nasrallah. « *Numerical simulation of flow around obstacle with stream function-vorticity formulation of Navier-Stokes*

equations » 2nd International Conference on Energy Conversion and Conservation 2010.

[11]-Masip Yunesky, Alejandro Rivas, Gorca S. Larraona, Raúl Anton, Juan Carlos Ramos & Bahram Moshfegh, (2012), “Experimental study of the turbulent flow around a single wall-mounted cube exposed to a cross-flow and an impinging jet”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 38, pp. 50–71

[12]-S.A Ganjalikhan nassab, R. moosavi, S.M hosseini sarvari « *turbulent forward step in a duct* » *International journal of thermal sciences* 48 (2009) 1319-1326

[13]-Jiraporn Yojina, Waipot Ngamsaad , Narin Nuttavut , Darapond Triampo, Yongwimon Lenbury, Paison Kanthang, Somchai Sriyab, Wannapong Triampo. « *Investigating flow patterns in a channel with complex obstacles using the lattice Boltzmann method* ». *Journal of Mechanical Science and Technology* 24(10) 2010.

[14]-S. Murakami and A. Mochida, 3-D Numerical simulation of airflow around a cubic model by means of the k- ϵ model, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 31, 283-303, 1988.

[15]-S. Vardoulakis, D. Reneta, K. Richards, D. Hamlyn, G. Camilleri, M. Weeks, J. F. Sini, R. Britter, C. Borrego, M. Schatzmann and N. Moussiopoulos, Numerical model inter-comparison for wind flow and turbulence around single-block buildings, *Environmental Modeling & Assessment* , Volume 16, Issue 2, pp 169-181, 2011.

[16]-Marcin Huptas, Witold Elsner” Steady and unsteady simulation of flow structure of two surface-mounted square obstacles” *Task quarterly* 12 N 3, 197-207

[17]-Y. Tominaga, and D. Stathopoulos, Numerical simulation of dispersion around an isolated cubic building: comparison of various types of k- ϵ models, *Atmospheric Environment*, 43, 3200–3210, 2009.

[18]-R. Martinuzzi, C. Tropea, "The flow around a surface-mounted prismatic obstacle placed in a fully developed channel flow", *J. Fluids Eng*, Vol.115, P.85-92, (1993).

- [19]-H.J. Hussein, R.J. Martinuzzi, "Energy balance for the turbulent flow around a surface mounted cube placed in a channel", *Phys. Fluids*, Vol. 8, P.764-780, (1996).
- [20]-SAGOT, B., ANTONINI, G., CHRISTGEN, A., et BURON, F., Jet impingement heat transfer on a flat plate at a constant wall temperature, *Int. J. Thermal Sci.* 47, pp.1610-1619, (2008).
- [21]-UDDIN, N., NEUMANN, S.O., et WEIGAND, B., LES simulations of an impinging jet : On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution, *Int.J. Heat Mass Transfer*57, pp.356-368, (2013).
- [22]-PELLE, J., et HARMAND, S., Heat transfer study in a rotor-stator system air-gap with an axial inflow, *Appl. Therm. Eng.*29, pp.1532-1543, (2009).
- [23]-J.C. Hsieh, T.C. Cheng, T.F. Lin, Initial Characteristics of vortex flow in a low speed air jet impinging onto a heated disk in a vertical cylindrical chamber, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 4639-4656, 2003
- [24]-J.G. Detry, C. Deroanne, M. Sindic, B.B.B. Jensen, Laminar flow in radial flow cell with small aspect ratios Numerical and experimental study, *Chemical Engineering Science*, 2009
- [25/26]-[Huber 1994] Huber, A., Viskanta, R., (1994). "Convective heat transfer to a confined impinging array of air jets with spent air exits." *Journal of Heat Transfer* 116(3) : 570–576.
- [27]-Mataoui, A. Schiestel, R. and Salem, A., Flow Regimes of Interaction of a Turbulent Plane Jet into a Rectangular Cavity: Experimental Approach and Numerical Modelling, *Flow, Turbulence and Combustion* 67: 267-304, 2001
- [28]-Gilard, V. and Brizzi, L. E, Etude d'une ligne de jets impactant une paroi concave par PIV stéréoscopique, *Comptes Rendus Mécanique*, 2006, vol. 334, pp.74-82
- [29]-Chandratilleke, T. T., King, A., and Narayanaswamy, R., Heat transfer and flow characteristics of fluid jets impinging on a surface with cavities, *Journal of Enhanced Heat Transfer* (2010) (17) 3) 223-229 (3).

[30]-Saïd bouabdallah maitre de conférence à l'université de Laghouat (2013) « livre : Écoulement dans les conduites » copyright éditons el-djazair

[31]-C.LE Provost, livre de «Mécanique des fluides».

[32]-José Vazquez « Hydraulique générale» École nationale du génie de l'eau de l'environnement de strasbourg

[33]-Professeur Jean Lemay « Pertes de charge en conduite » Lab de GMC-Local 1504.

[34]-Henri Fauduet (2011), «Livre : Mécanique de fluide et des solides appliqué à la chimie» par Edition TEC D DOC ©LAVOISIER.

[35]-Gaci Farid « Etude de l'écoulement tridimensionnel et le transfert de chaleur d'un fluide traversant un coude » mémoire de magister en génie mécanique université Mentouri-Constantine.

[36]-Boussinesq M. J. (1877), « Essai sur la théorie des eaux courantes ». In Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences, , Paris, France, tome XXIII, 43-47.

[37]-A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. Dokl. Akad. Nauk.,URSS, 30 :299–303, 1941.

[38]-P. R. Spalart. Strategies for turbulence modelling and simulations. Int. J. Heat & Fluid Flow, 21 :252–263, 2000.

[39]-J. B. Freund and et P. Moin S. K. Lele. Numerical Simulation of a Mach 1.92 Turbulent Jet and Its Sound Field. AIAA Journal, 38 (11) :2023–2031, 2000.

[40]-J.R. Mansfield, O.M. Knio, and C. Meneveau. Dynamic LES of colliding vortex rings using a 3D vortex method. J Comp Phys, 152 :305–345, 1999.

[41]-S. B. Pope. Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. New Journal of Physics, 6 (35), 2004.

[42]-Tummers, M.J., Flikweert, M.A., Hanjalic´ , K., Rodink, R., Moshfegh, B., (2005), “Impinging jet cooling of wall-mounted cubes”. In: *Proc. of ERCOFTAC*,

International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Experiments – ETMM6, Sardinia, Italy. pp. 773–791.

[43]- Thèse de DOCTORAT En-SCIENCE Option : Energétique INVESTIGATION NUMERIQUE DE L'ECOULEMENT TURBULENT ET DU TRANSFERT DE CHALEUR AUTOUR D'UN ELEMENT CUBIQUE AVEC JET IMPACTANT