

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU

Faculté du Génie de la Construction

Département de Génie Mécanique



**Mémoire de Fin d'Etudes en vue de l'obtention du Diplôme Master
en Génie Mécanique**

Option: Energétique

Thème :

**Etude Empirique et Numérique d'un Jet Rond de
Refroidissement Impactant
Perpendiculairement une Surface Cylindrique
Chauffée.**

Proposé et dirigé par:

I. BOUMRAR

Etudié par:

**AKLIL Farida
METIDJI Fatma**

Année Universitaire : 2021/2022

Sommaire

Remerciements	
Dédicaces	
Liste des figures et tableaux	
Nomenclature	
Introduction générale	1
Chapitre I Refroidissement Par Convection	
I.1. Technologies de Refroidissement et Leurs Performances	3
I.1.1. Refroidissement a air	3
I.1.1.1. Convection Naturelle par air	3
I.1.1.2. Convection Forcée a air	4
I.1.2. Refroidissement par Liquide Caloporteur	4
I.1.2.1. Refroidissement par Plaque a Eau	5
I.1.2.2. Refroidissement par Micro Canaux	6
I.2. La Convection Naturelle	7
I.2.1. Rappels Théoriques sur la Convection Naturelle en Canal Vertical	7
I.2.1.1. Approximation de Boussinesq	7
I.2.1.2. Nombres Adimensionnels Utilisés en Convection Naturelle	8
Le Nombre de Grashof Gr	8
Le Nombre de Nusselt Nu	9
Le Nombre de Prandtl Pr	9
Le Nombre de Rayleigh Ra	10
I.2.2. Géométrie du Problème	11
I.2.3. Principes Physiques	13
I.2.4. Le Canal Vertical: Prototype des Ecoulements Ouverts de Convection Naturelle	14
I.2.5. L'effet Cheminé	14
I.2.6. Les Ecoulements Ouverts de Convection Naturelle	15
I.3. La Convection Forcée	16
I.3.1. Variables Utilisées en Convection Forcée	18
I.3.2. Profil Universel de la Vitesse Moyenne	19
I.4. Convection Mixte	19

I.4.1. Influence de la Température sur le Profil de Vitesse	20
I.4.2. Influence de la Température sur les Fluctuations de Vitesse	20
I.4.3. Le Refroidissement des Composants Electroniques par Convection Mixte	21
I.5. Travail Envisagé	21

Chapitre II Refroidissement par Jet

II.1. Classification des jets	22
II.1.1. Classification des jets suivant la géométrie de la buse	22
II.1.2. Classification suivant le milieu ambiant dans lequel débouche le jet	23
II.1.3. Classification selon le type de confinement (les jets impactant)	23
II.2. Ecoulement produit par un jet plan libre	23
II.2.1. Description schématique de l'écoulement	23
Cœur potentiel (cône de potentiel): L'intersection des deux zones mixtes sépare le	23
Zone intermédiaire (zone de transition): Cette région est la zone de transition	23
Zone développée (zone établie) : Cette zone est caractérisée par l'affinité du profil	23
II.2.2. Applications industrielles du jet libre	24
II.2.3. Études antérieures	24
II.3. Jet plan turbulent non confiné impactant perpendiculairement une plaque plane solide fixe	25
II.3.1. Description schématique de l'écoulement	25
II.3.2. Description physique de l'écoulement d'un jet impactant	26
II.3.3. Etudes antérieures sur un jet plan impactant	27
II.4. Jet plan turbulent confiné impactant perpendiculairement une Plaque plane immobile	27
II.4.1. Topologie de l'écoulement	28
II.4.2. Applications industrielles	28
II.4.3. Etudes antérieures	29
II.5. Jet plan confiné turbulent impactant perpendiculairement une plaque plane mobile	32
II.5.1. Topologie de l'écoulement	32
II.5.2. Études antérieures	33
II.6. Conclusion	36

Chapitre III Réalisation Expérimentale

III.1. Dispositif expérimental	38
III.2. Méthodes et mesures	39
III.3. Essais	40

III.4. Coordonnées des points de mesures	40
III.5. Mesures	41
III.6. Conclusion	42

Chapitre IV Analyse des Résultats Expérimentaux

IV.1. Mesures de la température suivant l'axe longitudinal Oy	44
IV.2. Mesures de la température suivant l'axe radial Ox	46
IV.3. Conclusion	49

Chapitre V Simulation Numérique

V.1. Maillage de la géométrie	50
V.2. Conditions aux limites	50
V.3. Résultats de la simulation numérique	51
V.3.1. Contours de pression	51
V.3.2. Contours de densité	51
V.3.3. Contours de la vitesse	52
V.3.4. Contours de la température	53
V.4. Vecteurs vitesses	55
V.5. Effets de la pression du jet de refroidissement	55
V.6. Comparaison des températures expérimentale et numérique	56
V.7. Conclusion	57
Conclusion Générale	58
Références bibliographiques	

Remerciements

La présentation de ce Projet de fin d'études nous offre l'occasion d'exprimer notre profonde gratitude à Monsieur I. BOUMRAR, qui a bien voulu diriger ce travail pendant toute la durée de l'expérimentation et la mise en forme du document final. Nous sommes heureuses de lui exprimer notre respectueuse reconnaissance.

Nous souhaitons également remercier les membres du jury pour avoir accepté d'évaluer l'ensemble des résultats obtenus.

Enfin, Nous adressons nos profondes gratitudees à nos familles qui nous ont toujours soutenues, et à l'ensemble des enseignants qui ont contribué à notre formation.



Dédicaces

Je dédie ce travail à ma chère mère

A mon père que j'ai perdu très tôt

A mon homme et ma chère fillette Dacine

A mon frère, mes sœurs et mes amis qui ont contribué de près ou de loin pour que je puisse réaliser ce travail et le réussir.

A mon binôme Fatima

AKLIL Farida



Dédicaces

A mes chères parents Ali et Dhahbia

A mes sœurs Sabiha, Samiha, Nacira, Merriam,
Ouardia et Samia

A mon chère mari Yacine et ma petite fille Eline.

A tous mes proches.

A mes Chères amis et toute la promotion 2020-2021.

METIDJI Fatma

Liste des Figures

- Figure I.1:** Système de refroidissement à air passif.
- Figure I.2:** Exemples de systèmes de refroidissement à air pulsé.
- Figure I.3:** Schéma simplifié de refroidissement par liquide.
- Figure I.4:** Structure de plaque à eau. [1]
- Figure I.5:** Mini-échangeur avec Microcanaux de 0.2 mm de largeur.
- Figure I.9.** Principe physique de la convection naturelle entre deux plaques planes horizontales: cas de la convection de Rayleigh-Bénard [8]
- Figure I.10.** Ligne de courant le long d'une plaque plane verticale chauffée à flux constant [9]
- Figure I.11.** Convection naturelle dans un canal vertical composé de deux plaques planes verticales chauffées à température constante [10]
- Figure I.12.** Configuration prototype des écoulements semi-confinés de convection naturelle.
- Figure I.13.** Convection forcée appliquée à une plaque plane.
- Figure I.14.** Quelques configurations de radiateurs.
- Figure I.15.** Jets et formes d'ailettes de radiateurs.
- Figure I.16.** Profil universel de vitesse en convection forcée
- Figure I.17.** Profil de vitesse en convection mixte.
- Figure I.18.** Profil de fluctuations longitudinales en convection mixte [12]
- Figure II.1.** Description schématique des régions d'un jet libre.
- Figure II.2 :** Description schématique des régions d'un jet plan impactant une paroi solide immobile.
- Figure II.3.** Description schématique des régions d'un jet plan confiné impactant une paroi solide immobile.
- Figure II.4.** Structure de l'écoulement d'un jet plan confiné impactant (Lignes de courant). $H/e=8$. Effet du nombre de Reynolds [28].
- Figure II.5:** Tourbillons contrarotatifs dans le plan (xoy) sur la ligne d'arrêt d'un jet plan impactant [29].
- Figure II.6.** Evolutions des longueurs L_C , L_D et h_i en fonction de la distance H/e [34].
- Figure II.7.** Topologie de l'écoulement: $Re=10600-R_{sj}$; (a)= 0;(b)=0.25;(c)=0.5; (d)=1. [25].
- Figure II.8.** Dispositif expérimental [39].
- Figure III.1 :** Présentation du système expérimental réalisé.
- Figure III.2 :** Moyens de mesure.
- Figure IV.1:** Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression $P_1=1$ bar.
- Figure IV.2:** Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression $P_2=2$ bars.
- Figure IV.3:** Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression $P_3=3$ bars.
- Figure IV.4:** Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression $P_4=4$ bar.
- Figure IV.5:** Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression $P_5=5$ bars.
- Figure IV.6:** Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression $P_1=1$ bar.
- Figure IV.7:** Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression $P_1=2$ bars.
- Figure IV.8:** Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression $P_3=3$ bars.
- Figure IV.9:** Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression $P_4=4$ bars.

Figure IV.10: Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression $P_5=5$ bar.

Figure V.1: maillage de la géométrie.

Figure V. 2: Champ de pression sur le tube à flamme.

Figure V. 3 : Champ de densité dans le tube à flamme.

Figure V. 4 : Champ de vitesse dans la tuyère.

Figure V. 5 : Champ de température dans le tube à flamme.

Figure V. 6 : Champ de vecteur-vitesse dans le tube.

Figure V. 7 : Courbe de la pression statique en fonction de la position suivant la direction axiale Oz.

Figure V. 8 : Validation de la température numérique par comparaison avec les mesures expérimentales suivant la direction axiale Oz.

Liste des Tableaux

Tableaux III.1 : Mesures de la température suivant l'axe longitudinal Ox à différentes pression considérées.

Tableaux III.2 : Mesures de la température suivant l'axe radial Oz à différentes pression considérées.

Nomenclature

Notation	Grandeur	Unité
a	diffusivité thermique	$(m^2.s^{-1})$
$D_{1,int}$	diamètre intérieur du tube à flamme	m
$D_{1,ext}$	diamètre extérieur du tube à flamme	m
$D_{2,int}$	diamètre intérieur du cylindre extérieur	m
$D_{2,ext}$	diamètre extérieur du cylindre extérieur	m
d_j	diamètre de la buse du jet	m
d_{tr}	diamètre des sondes de température	m
Gr	Nombre de Grashof	
g	accélération de la pesanteur	$(m.s^{-2})$
h	distance entre les deux cylindres	(m)
h	coefficient d'échange convectif,	$(W.m^{-2}.K^{-1})$
k	conductivité thermique	$(W.m^{-1}.K^{-1})$
L	largeur du domaine de calcul	(m)
L	longueur des cylindres	
m	viscosité dynamique	(Pas)
Nu	nombre de Nusselt	
ρ	masse volumique	
Pr	nombre de Prandtl	
q	Flux de transfert de chaleur convectif	
q_{cv}	transfert convectif	(kg/m^3)
Ra	nombre de Rayleigh	(W).
Re	nombre de Reynolds	
T	température	
Ud	vitesse débitante	(K ou °C)
u^*	vitesse de frottement	
u^+	vitesse longitudinale adimensionalisée	
ν	viscosité cinématique	
U, V, W	composantes de la vitesse moyenne	$(m^2.s^{-1})$
$x^+, y^+ z^+$	coordonnées adimensionalisées par rapport aux	(m/s)

ζ	variables internes	
θ	contraintes tangentielles	[Pa]
	angle entre deux sondes de température	[°]



Introduction Générale

Introduction Générale

Les jets impactant sont largement utilisés dans de nombreuses applications industrielles telles que la congélation des produits alimentaires; le séchage du papier, du textile et des produits alimentaires; le nettoyage des surfaces ainsi que le refroidissement des composants électroniques, d'aubes de turbines, des feuillets métalliques ou plastiques, en raison de leur taux élevé de transfert de chaleur et de masse. Dans la plupart de ces applications, le jet impactant est dirigé vers une surface mobile.

L'écoulement d'un jet impactant est plus complexe que celui d'un jet libre, puisqu'il génère plusieurs zones : cône potentiel, zone de transition, zone de turbulence et zone du jet pariétal. Le mouvement de la plaque est la cause d'un écoulement de structure plus complexe. Le transfert de chaleur et de masse d'un jet impactant dépend de la nature du champ dynamique de l'écoulement. Une bonne compréhension du mécanisme du déplacement du fluide est nécessaire pour mieux décrire les phénomènes du transfert de chaleur et de masse.

Organisation du mémoire :

Le **présent mémoire** est constitué d'une introduction générale et de cinq chapitres et enfin une conclusion générale.

Le **premier chapitre** contient les résultats d'une recherche bibliographique très poussée sur le refroidissement par convection.

Le **deuxième chapitre** Présente la modélisation mathématique hydrodynamique et thermique des jets impactant une surface plane (Refroidissement par jet). On y trouve une présentation des équations.

Dans le **troisième chapitre**, on présente la conception, la réalisation et l'exploitation de notre banc d'essai ainsi que les résultats de mesures obtenues sous forme de tableaux de valeurs.

Le **quatrième chapitre** présente une étude comparative de jets impactants une surface cylindrique et inclus les résultats des évolutions des courbes de température sans jet et avec jet à différentes pressions et l'interprétation de ces résultats.

Le **chapitre cinq** est une simulation numérique du fonctionnement de notre système avec le choix de changer les paramètres de fonctionnement en l'occurrence la pression et la température.

Finalement, le mémoire est clôturé par une conclusion générale.

Chapitre I

Refroidissement par Convection

Le refroidissement par convection est tout transfert de chaleur résultant d'un mouvement de fluide. Les liquides et les gaz peuvent présenter un refroidissement par convection et l'effet peut être naturel ou forcé. Le refroidissement naturel résulte du transfert de chaleur dû aux changements de densité du fluide, tels que la montée et le refroidissement de l'air chaud. La convection forcée se produit lorsque toute force externe est ajoutée pour déplacer le fluide, tel qu'un ventilateur déplaçant de l'air ou une cuillère agitant un liquide.

Le transfert de chaleur se produit principalement par conduction et convection. La conduction est un transfert de chaleur à travers n'importe quel matériau, sans mouvement du matériau.

Le refroidissement par convection naturelle se produit entre autres dans l'atmosphère et les océans. L'air est réchauffé par le sol et monte il se refroidit et revient à la surface, créant ainsi une circulation de l'air et des conditions météorologiques globales. Les courants océaniques transportent de l'eau chaude vers des océans plus froids. La lumière du soleil ajoute de l'énergie en réchauffant l'air ou l'eau, et la rotation de la terre confère une certaine énergie, mais le mouvement est considéré comme naturel plutôt que forcé.

Le refroidissement par convection se produit également à l'intérieur de la terre. Le noyau en fusion, chauffé par la décomposition d'éléments radioactifs, s'élève vers la croûte extérieure de notre planète. La convection refroidit le matériau fondu et se déplace lentement vers le centre. Ce mouvement entraîne nos continents à se déplacer lentement au-dessus du noyau en fusion, ce phénomène est appelé mouvement de plaque tectonique.

Le refroidissement forcé est courant dans les maisons et les entreprises. Les systèmes de climatisation et de chauffage utilisaient la convection à air forcé pour amener la chaleur dans ou hors d'un bâtiment. Les ventilateurs à l'intérieur des équipements électroniques utilisaient le refroidissement par convection forcée pour déplacer l'air sur les composants électroniques. Les systèmes de réfrigération utilisent des ventilateurs à la fois pour évacuer la chaleur des serpentins du condenseur, mais également pour refroidir le compresseur et déplacer l'air à l'intérieur du compartiment réfrigéré.

Les ventilateurs de plafond sophistiqués contenant des thermostats pour contrôler automatiquement leurs fonctions sont disponibles depuis la fin du 20^{ème} siècle. Tous reposent sur le même principe de refroidissement du corps humain en faisant circuler l'air sur la peau.

La convection peut être combinée à l'évaporation pour améliorer les performances de refroidissement. Les systèmes de refroidissement par évaporation, qui utilisent l'air forcé passé à travers un tampon d'évaporation humide pour refroidir les espaces intérieurs, sont populaires dans les zones à très faible humidité. Ces systèmes refroidissent l'espace intérieur en évacuant la chaleur de l'air entrant par évaporation. Le flux d'air résultant est plus froid, mais contient plus d'humidité. Les systèmes évaporatifs ne fonctionnent pas bien dans les zones où l'humidité relative est élevée, car le refroidissement ne se produira pas et l'intérieur risque de devenir très humide.

I.1. 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.1.1. Refroidissement à air

La technologie de refroidissement par air utilise ce dernier comme fluide caloporteur qui vient en contact avec des radiateurs sous forme pulsée (convection forcée) ou naturelle (convection naturelle).

I.1.1.1. Convection naturelle par air

Le refroidissement à air passif est d'abord constitué d'un dissipateur de chaleur (voir figure I.1) dimensionné suivant la surface de refroidissement, celui-ci étant toujours choisi pour ses propriétés thermiques (bonne diffusivité et grande capacité thermiques, cuivre, aluminium).



Figure I.1: Système de refroidissement à air passif [1].

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

I.1.1.2. Convection forcée à air

Pour améliorer le transfert thermique vers le milieu ambiant, 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 appelé ventirad (Ventilateur-Radiateur voir Figure I.2).



Figure I.2: Exemples de systèmes de refroidissement à air pulsé [1].

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 $150 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$, soit environ 1 W/cm^2 pour une différence de température de 60°C entre la source chaude et le milieu ambiant.

I.1.2. 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.

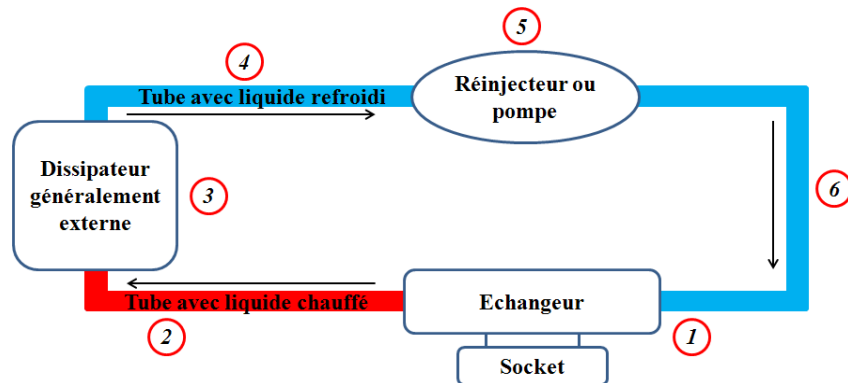


Figure I.3: Schéma simplifié de refroidissement par liquide [1].

Ce système (voir Figure I.3) 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.1.2.1. 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.4).

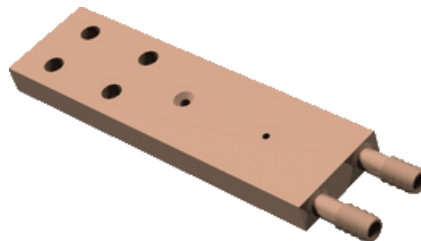


Figure I.4: Structure de plaque à eau. [1]

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]

2. Fonctionnement régulé: par le biais d'un contrôle précis de la température de sortie, le débit peut être régulé de façon à optimiser l'efficacité du refroidisseur.

I.1.2.2. 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^2 pour les applications futures. Les microcanaux 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. [3]

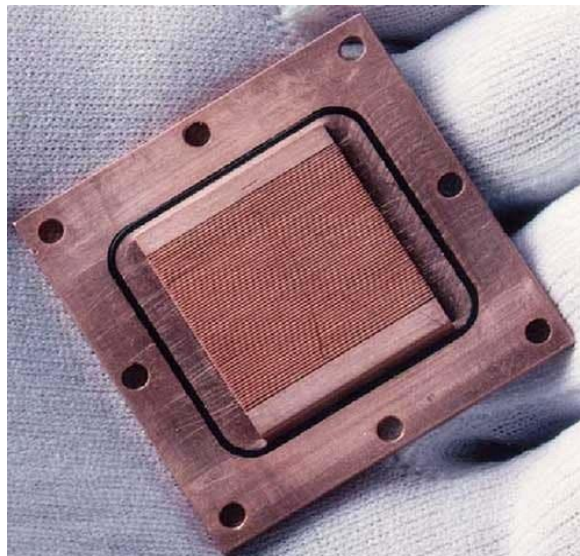


Figure I.5: Mini-échangeur avec Microcanaux de 0.2 mm de largeur [1].

Par rapport aux échangeurs de chaleur conventionnels, les échangeurs de chaleur à microcanaux 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 microcanaux agissent comme plusieurs micro-plaque-ailettes. Ils augmentent la surface d'échange. La résistance thermique de convection est donc réduite.
2. Pour utiliser les microcanaux, la semelle est supprimée, donc la résistance thermique de conduction est réduite.
3. En faisant appel à la technologie des microcanaux on peut réduire la taille de système de

refroidissement.

I.2. La convection naturelle

La convection dite libre est caractérisée par le fait que, contrairement à la convection forcée, l'écoulement, donc le champ de vitesse, résulte de la modification des forces de volume due au champ de température. Lorsque que les forces de volume se réduisent aux forces de gravité, la convection est appelée convection naturelle.

Beaucoup d'études ont traité la convection naturelle dans un canal ou le long d'une plaque verticale en raison de son utilisation fréquente dans l'industrie et les applications d'ingénierie telles que le refroidissement des équipements électroniques, les industries de transformation alimentaires, chimiques et métallurgiques, la conception des réacteurs nucléaires et l'énergie solaire passive pour le chauffage.

I.2.1. Rappels théoriques sur la convection naturelle en canal vertical

Le mot convection vient du terme latin « convectio », dérivé de « conveho » qui signifie « transporter ». De nos jours, la convection désigne un mode de transfert thermique caractérisant le transfert de chaleur dû au mouvement d'un fluide. Nous distinguons trois types d'écoulements convectifs:

- La convection naturelle appelée aussi convection libre, lorsque le mouvement du fluide est dû seulement à une variation de densité.
- La convection forcée, désigne le transfert de chaleur caractérisant l'écoulement dû à une force extérieure.
- La convection mixte, qui est une combinaison des deux convections naturelle et forcée.

Lorsque l'effet de la variation de la densité du fluide reste négligeable devant celui de la force extérieure, on parle de convection forcée pure. Pour décrire les écoulements de convection, les équations de Navier-Stokes sont utilisées. Selon les problématiques, nous adaptons souvent ces équations avec l'utilisation de simplifications dont la plus classique est l'approximation de Boussinesq.

I.2.1.1. Approximation de Boussinesq

Cette approximation est très utilisée en convection naturelle en canal vertical ou le long d'une plaque verticale, elle permet de simplifier les équations de Navier-Stokes. Elle est fondée sur l'hypothèse d'une masse volumique constante sauf dans le terme de flottabilité. Elle fournit un modèle très utilisé, confirmé par une littérature abondante rapportant d'excellents accords entre calculs et expériences. Donald et al [4] énoncent que l'approximation de Boussinesq consiste en trois points :

- La masse volumique est supposée constante exceptée pour les forces directement responsables de la convection comme la poussée d'Archimède.
- Toutes les autres propriétés thermo-physiques du fluide sont supposées constantes.
- la dissipation de chaleur due à la viscosité du fluide est négligeable. Les auteurs ont présenté une nouvelle méthode d'obtention des équations rapprochées des écoulements en convection naturelle. Ils ont montré que cette approximation est bien valide pour les faibles différences de température et concentration. Leur méthode a été appliquée à l'eau et à l'air à température ambiante. Shang et Wang [5] ont étudié les écarts dans les calculs de transfert de chaleur dus au fait d'ignorer les variations des propriétés physiques. Leurs résultats montrent que l'approximation de Boussinesq n'est valable que si les écarts de température restent faibles. Cette approximation a été largement utilisée et adoptée dans les modèles de calculs comme pour Ait Hammou et al [6].

I.2.1.2. Nombres adimensionnels utilisés en convection naturelle

Dans un canal vertical ou le long d'une plaque verticale, de principaux nombres adimensionnels caractérisent la convection naturelle :

- Le nombre de Grashof Gr
- Le nombre de Nusselt Nu
- Le nombre de Rayleigh Ra
- Le nombre de Prandtl Pr
- Le nombre de Reynolds Re

Deux autres nombre adimensionnels dépendant de la géométrie du problème peuvent caractériser la convection naturelle dans un canal vertical : $A = d/H$ et $B = d/L$ avec H la hauteur du canal, L la largeur du canal et d son épaisseur.

Les nombres adimensionnels A et B caractérisent le côté 2D de l'écoulement. Pour le nombre $B \ll 1$, on peut donc le négliger, ce qui permet de simplifier les études et travailler en bidimensionnel.

Le nombre de Grashof Gr

Le nombre de Grashof (Gr) est très utilisé pour caractériser la convection naturelle dans un fluide. Il correspond au rapport des forces motrices (la poussée d'Archimède, force de gravité) sur les forces de résistances (forces visqueuses).

On le définit de la manière suivante:

$$Gr_r = \frac{g \cdot b \cdot D T_c^3 r^2}{m^2} \quad (I.1)$$

Le nombre de Grashof permet de caractériser le régime d'écoulement dû au déplacement naturel d'un fluide.

On peut aussi définir un nombre de Grashof massique. Une différence de concentration DC engendre une différence de masse volumique qui sert de force motrice pour un déplacement du fluide.

Le nombre de Grashof massique est défini de la manière suivante:

$$Gr_m = \frac{g \cdot b^* \cdot D T_c^3 r^2}{m^2} \quad (\text{I.2})$$

Le nombre de Nusselt Nu

Le nombre de Nusselt (Nu) représente le rapport entre le transfert convectif (qcv) et le transfert conductif (qc). Il s'écrit

$$Nu = \frac{q_{cv} \cdot L}{k \cdot D \cdot T} = \frac{hL}{k} \quad (\text{I.3})$$

Lorsque le nombre de Nusselt est proche de 1, une grande partie du transfert thermique se fait par conduction avec absence d'écoulement ou un écoulement très faible car peu de convection. Quand le nombre de Nusselt atteint des valeurs supérieures à 1, le transfert par convection est actif. Il s'agit d'un nombre adimensionnel très utilisé car il permet de caractériser l'effet de l'échange convectif, et beaucoup d'études cherchent à le maximiser.

Le nombre de Prandtl Pr

Le nombre de Prandtl est le rapport entre la viscosité cinématique ν et la diffusivité thermique (a). On l'écrit:

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (\text{I.4})$$

Le nombre de Prandtl compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. Un nombre de Prandtl élevé ($Pr \gg 1$) indique que la couche limite visqueuse est beaucoup plus épaisse que la couche limite thermique, et donc le profil de température dans le fluide sera fortement influencé par le profil de vitesse. Un Prandtl faible indique que la conduction thermique est tellement rapide que le profil de vitesse a très peu d'effet sur le profil de température. Pour l'air, le nombre de Prandtl est

d'environ 0,71, il est quasiment indépendant de la température.

Le nombre de Rayleigh Ra

Le nombre de Rayleigh est aussi très utilisé dans les études des écoulements en convection naturelle. Selon les conditions aux limites thermiques, deux types de nombres de Rayleigh peuvent être utilisés. Pour une condition de température imposée (Dirichlet), le nombre de Rayleigh est le produit du nombre de Grashof (Gr) et du nombre de Prandtl (Pr). On le note Ra_T et il s'écrit:

$$Ra_T = Gr \cdot Pr = \frac{g \cdot b \cdot DT L^3}{\nu \cdot \alpha} \quad (I.5)$$

Pour une condition de densité de flux de chaleur imposée (condition de type Neumann), le nombre de Rayleigh est souvent noté Ra_q et s'écrit comme étant le produit des nombres de Prandtl, de Grashof et Nusselt.

$$Ra_q = Gr \cdot Pr \cdot Nu = \frac{g \cdot b \cdot q \cdot L^4}{\nu \cdot \alpha \cdot k} \quad (I.6)$$

Dans la littérature, on peut trouver de nombreuses définitions pour le nombre de Rayleigh en convection naturelle dans un canal vertical ou le long d'une plaque verticale. Les deux définitions les plus fréquentes sont:

- Ra_{TH} : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur du canal avec température imposée aux parois.
- Ra_{qH} : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur du canal avec une densité de flux de chaleur imposée aux parois.

Le nombre de Rayleigh permet de caractériser l'écoulement en canal vertical et dépend fortement de l'application étudiée. Ainsi les études de refroidissement des petits composants électroniques (refroidissement des composants des ordinateurs.) sont faites à faibles nombres de Rayleigh ($Ra \leq 10^5$) ; tandis que pour des applications de grandes échelles (refroidissement de convertisseurs électriques dans le train, application de type double-peau) les nombres de Rayleigh sont élevés ($Ra \leq 10^7$).

I.2.2. Géométrie du problème

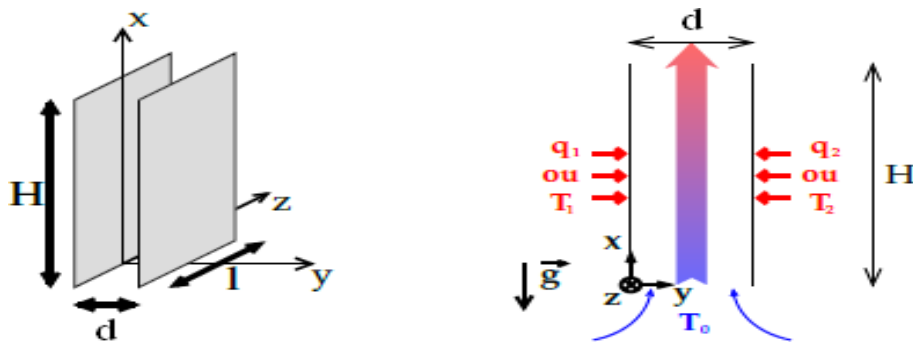


Figure I.6: Schéma de la géométrie d'un canal vertical en 3D à gauche et en 2D dans le plan xOy à droite [1].

Sur la Figure 1.6 sont représentés la géométrie du problème ainsi que les différents paramètres décrivant le canal vertical. Les parois latérales peuvent être ouvertes ou fermées selon le type d'étude. La hauteur du canal est noté H , sa largeur est notée l , et l'écartement entre les deux parois principales (épaisseur) est noté d . généralement $l \gg d$ pour considérer que l'écoulement est bidimensionnel. La température dans le canal est notée T , les vitesses dans le canal associées aux directions x , y et z sont notées respectivement U , V et W . Les conditions aux limites sur les parois principales sont: des conditions de température (T) ou des conditions de densité de flux de chaleur (q) imposée. Le chauffage peut être symétrique ou non, de façon continue ou discontinue. La température extérieure est notée T_{inf} .

La plupart des études sur les canaux verticaux ou le long de plaques verticales ne considèrent que les paramètres d'entrée/sortie (température, densité de flux de chaleur, débits, ...) et la majorité d'entre elles utilisent des corrélations obtenues sur le cas élémentaire du canal vertical. Les études de la convection naturelle dans un canal vertical sont abondantes dans la littérature. Les premières études concernaient les applications des refroidissements des composants électroniques. Avec le développement technologique, la convection naturelle a fait son apparition dans d'autres applications comme les réacteurs nucléaires, les doubles peaux. Parmi les premiers travaux, on trouve ceux de Elenbaas. [7] qui a expérimenté un dispositif de plaques planes verticales carrées de 12 cm de côté l'une en face de l'autre (Figure 1.7). Les plaques sont chauffées à densité de flux de chaleur constante. Il déduit que les paramètres clés de ce type d'écoulement sont le nombre de Grashof, le nombre de Nusselt et le nombre de Prandtl. L'auteur propose une corrélation qui relie les trois nombres. Pour un nombre de Prandtl égal à 0,7 et un nombre de Rayleigh thermique entre 1 et 10^5 .

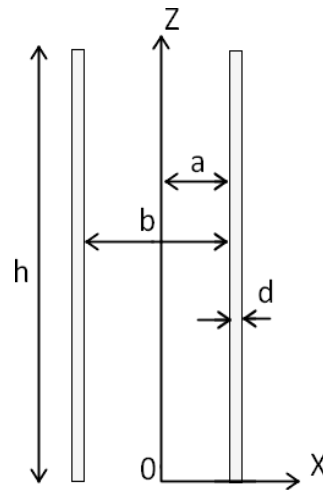


Figure I.7. Dispositif d'Elenbaas avec les paramètres et les coordonnées. [7]

Cette corrélation est obtenue analytiquement pour un canal infiniment long puis comparée aux résultats expérimentaux corrigés pour être adaptés au cas du canal infini. Les résultats sont obtenus pour une gamme du nombre de Rayleigh (Ra_q) variant de 0,1 à 10^5 couvrant ainsi les

deux régimes laminaires remarquables : un régime diffusif ou pleinement développé observé pour les petits nombres de Rayleigh, et un écoulement laminaire classique pour les nombres de Rayleigh plus grands mais limités à des valeurs modérées pour rester dans le cas d'un écoulement laminaire.

Beaucoup d'autres études ont traité la convection naturelle, et plus particulièrement le refroidissement par convection naturelle. Il est à noter que la convection naturelle est utilisée pour refroidir les systèmes à faibles puissances et à densité de flux réduite, pour refroidir les systèmes de forte puissance et à grande échelle, il est indispensable d'utiliser une solution permettant une dissipation thermique plus élevée où combiner la convection naturelle avec d'autres solutions de refroidissement afin d'améliorer les échanges thermiques. Dans la plupart des cas, la convection forcée peut être une solution très efficace.

I.2.3. Principes physiques

Pour le cas de la convection naturelle dont l'origine est un gradient de température au sein du fluide. La poussée d'Archimède est alors la seule force permettant la mise en mouvement du fluide. En effet, la masse volumique étant une fonction décroissante de la température, un gradient de masse volumique apparaît ainsi dans le fluide et la poussée d'Archimède met en mouvement celui-ci : l'air chaud (plus léger) s'élève et est remplacé par de l'air froid (plus lourd). Ce phénomène est représenté de manière schématique par la Figure 1.9 pour un écoulement de convection naturelle de type Rayleigh-Bénard entre deux plaques planes horizontales à température θ_1 et θ_2 avec $\theta_1 < \theta_2$.

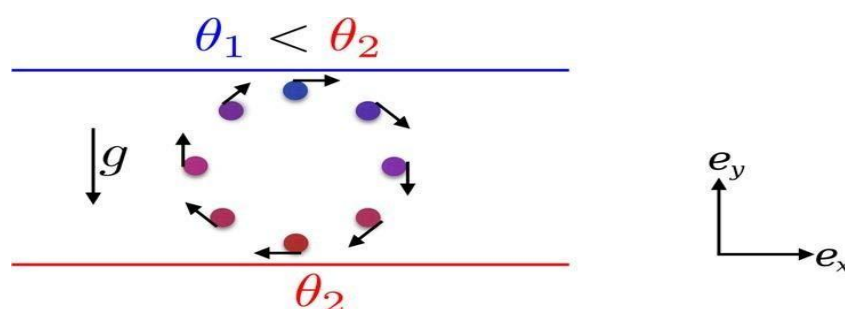


Figure I.9. Principe physique de la convection naturelle entre deux plaques planes horizontales: cas de la convection de Rayleigh-Bénard [8]

Dans le cas de la convection naturelle, le transfert d'énergie et la dynamique du fluide sont couplés, au contraire de la convection forcée. La résolution couplée du transfert d'énergie et de la dynamique est donc indispensable pour étudier les différents systèmes industriels. L'étude fine de la convection naturelle ainsi que la modélisation numérique des écoulements associés sont donc des enjeux très importants pour améliorer la compréhension des phénomènes

physiques et les outils de prédiction pour la conception et le design des systèmes industriels.

I.2.4. Le canal vertical: prototype des écoulements ouverts de convection naturelle

Les écoulements de convection naturelle peuvent se diviser en quatre grandes catégories d'écoulement:

- Les écoulements externes de type couche limite en milieu infini (ex: plaque plane verticale).
- Les écoulements confinés dans une enceinte fermée (ex: cavité différentiellement chauffée).
- Les écoulements de type panache lorsqu'il n'y a pas de paroi à proximité (ex: barreau chauffé dans un environnement infini),
- les écoulements confinés dans des enceintes partiellement ouvertes (ex: canal vertical).

I.2.5. L'effet cheminé

Pour un écoulement de convection naturelle le long d'une plaque plane verticale chauffée à température ou flux de chaleur constante, la couche limite thermique se formant le long de la plaque (le fluide chaud monte) est alimentée en fluide froid par du fluide venant de la direction perpendiculaire à la paroi (direction horizontale) comme le montre la Figure 1.10. Si une seconde paroi verticale est ajoutée suffisamment proche en vis-à-vis de la paroi chauffée alors l'aspiration de fluide froid dans la direction horizontale n'est plus possible. L'alimentation en fluide froid s'effectue donc dans la direction verticale créant ainsi une aspiration de fluide.

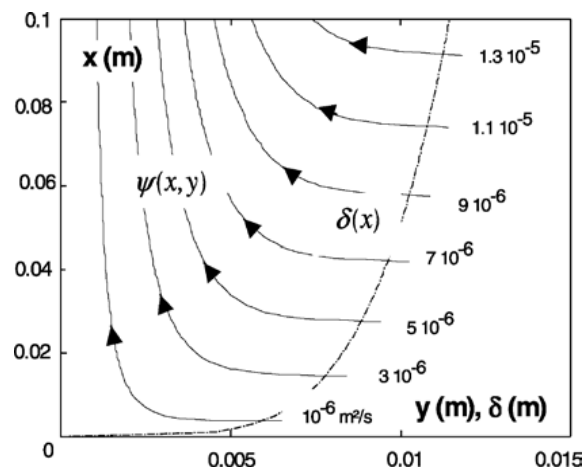


Figure I.10. Ligne de courant le long d'une plaque plane verticale chauffée à flux constant [9]

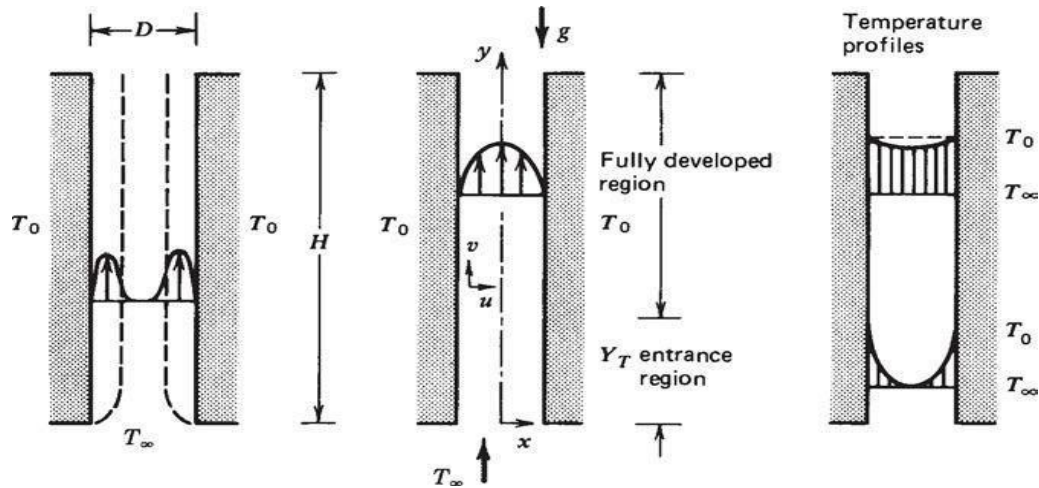


Figure I.11. Convection naturelle dans un canal vertical composé de deux plaques planes verticales chauffées à température constante [10].

Entre les deux plaques verticales (voir Figure 1.11). Si l'épaisseur de la couche limite δT est plus faible que la demi-largeur du canal alors un régime de couche limite est observé. Si l'épaisseur de la couche limite est plus grande que la demi-largeur du canal alors un régime pleinement développé est observé. Dans le cadre d'un écoulement à température imposée pleinement développé, la température maximum du fluide sera égale à la température imposée. Ainsi, à partir d'une certaine hauteur de canal la température sera constante et n'évoluera plus.

I.2.6. Les écoulements ouverts de convection naturelle

Dans le cadre d'écoulements ouverts, le milieu étudié peut échanger à la fois de la matière et de l'énergie avec son environnement extérieur. (Figure I.12):

Le canal vertical est chauffé à flux constant sur la moitié d'une de ses parois, la couche limite thermique est alimentée en fluide froid par du fluide provenant de l'amont du canal et le fluide chaud sort du canal sous la forme d'un panache thermique.

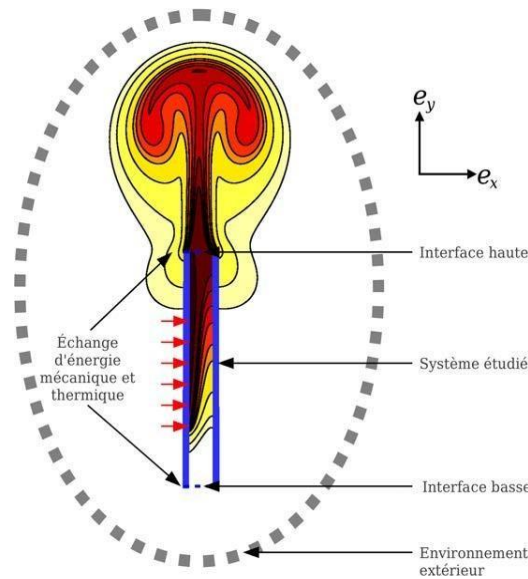


Figure I.12. Configuration prototype des écoulements semi-confinés de convection naturelle.

Du fait de nombreux paramètres, des difficultés de reproductibilité expérimentales, peuvent apparaître dans les expériences.

Du point de vue numérique, deux grandes approches de résolution peuvent être envisagées :

- soit une simulation complète de l'objet d'étude et de son environnement extérieur (approche implicite car les interactions canal/environnement sont issues naturellement du calcul).
- soit une simulation tronquée en considérant l'objet d'étude seul restreint à ces limites géométriques (approche explicite car les interactions canal/environnement sont modélisées).

I.3. La convection forcée

Nous parlons de convection forcée quand l'écoulement est provoqué par des moyens externes, tels qu'un ventilateur, une pompe, ou les vents atmosphériques. Dans les conditions naturelles, la convection est due au vent qui est lui-même la résultante du gradient local de la pression atmosphérique. Comme vu, le refroidissement par air en convection naturelle c'est la méthode passive et la convection forcée est la méthode active. Cette dernière méthode est la solution de refroidissement la plus répandue.

Le fluide échange de la chaleur avec des parois, mais son mouvement est pratiquement peu influencé par les différences de températures. Le transfert thermique à partir d'une surface à un fluide par convection (voir figure I.14) est exprimé par la loi de Newton de refroidissement:

$$q = hA(T_S - T_\infty) \quad (I.1)$$

Où :

q : Flux de transfert de chaleur convectif (W).

h : Coefficient convectif de transfert de la chaleur ($\text{W}/\text{m}^2 \text{K}$)

A : Surface d'aire disponible pour la convection (m^2).

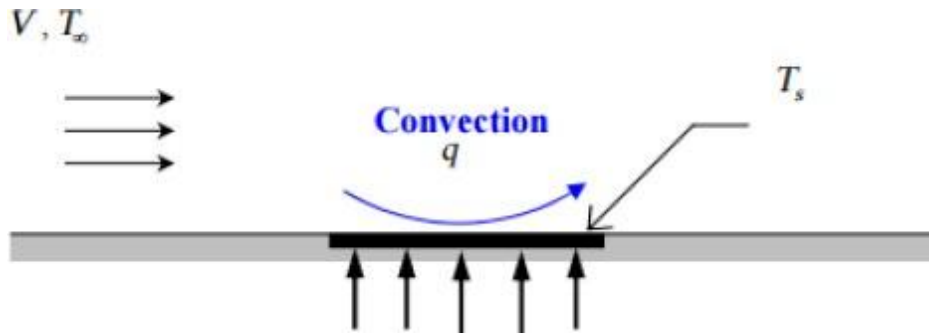


Figure I.13. Convection forcée appliquée à une plaque plane [1].

Dans la figure I.14 suivante :

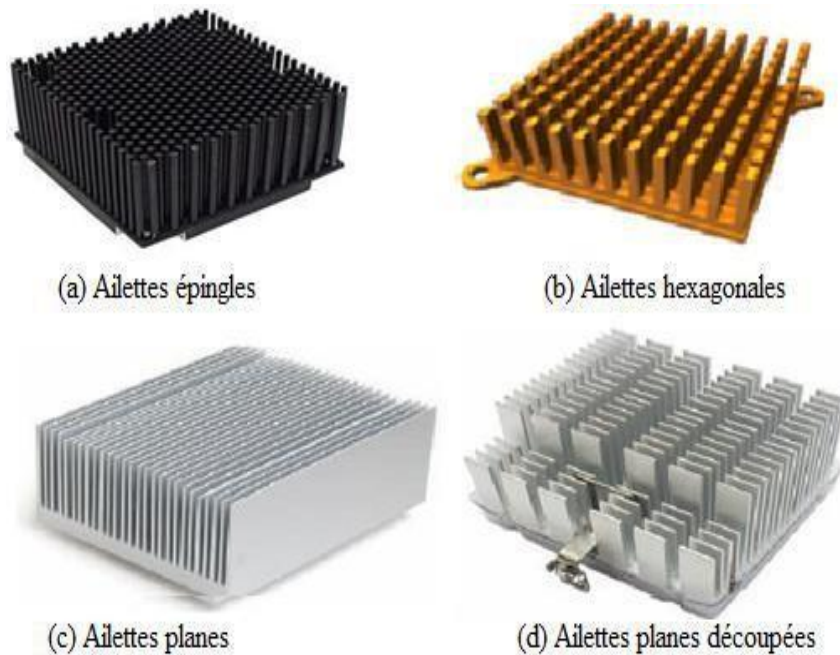


Figure I.14. Quelques configurations de radiateurs [1].

Le composant à refroidir est alors monté sur la surface de base du radiateur. La chaleur produite par le composant est d'abord transférée aux canaux par conduction, ensuite évacuée par convection forcée.

Les composants chauds attachés aux radiateurs, ont une température de jonction critique vis-

à-vis de leurs performances.

C'est la raison principale d'appliquer un ventilateur additionnel dans un système de refroidissement actif, puisque le transfert de chaleur par convection forcée est beaucoup plus efficace. Cette technologie augmente la surface d'échange thermique et améliore le coefficient de transfert de chaleur.

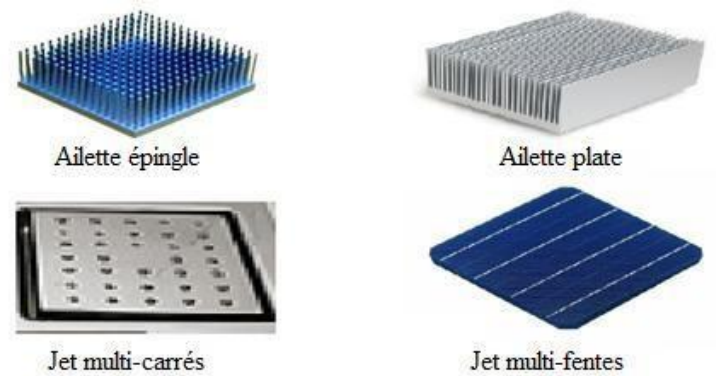


Figure I.15. Jets et formes d'ailettes de radiateurs [1].

I.3.1. Variables utilisées en convection forcée

En couche limite, dans l'écoulement on distingue une zone externe où les grandeurs sont contrôlées par la vitesse externe, une zone interne (en proximité de paroi) où les effets visqueux deviennent importants, ceci implique deux sortes d'adimensionalisation :

Premièrement, on peut adimensionnaliser par rapport à des paramètres externes à la couche limite

- la vitesse débitante U_d (dans le cas d'un canal)
- la demi-largeur du canal $b/2$

Le nombre de Reynolds que nous retiendrons pour cette étude, est calculé avec ces paramètres

$$Re = \frac{U_d b}{\nu} \quad (I.8)$$

Deuxièmement, on utilise la vitesse de frottement et la viscosité La contrainte de frottement à la paroi ζp permet de définir cette vitesse sous la forme

$$u^* = \sqrt{r \frac{p}{\rho}}$$

Suivant que l'on se situe loin ou en proximité de la paroi, nous utiliserons les variables externes ou interne pour adimensionalisation :

$$u^+ = \frac{\sqrt{U}}{U^*} \text{ et } y^+ = \frac{yu^*}{\nu} \quad (\text{I.1})$$

I.3.2. Profil universel de la vitesse moyenne

De nombreux auteurs ont montré que le profil de vitesse moyenne adimensionalisée par rapport aux variables internes, était indépendant du nombre de Reynolds lorsque celui-ci est grand on obtient ainsi un profil universel pour la vitesse moyenne.

En canal, on observe comme pour la couche limite sans gradient de pression trois zones en proximité de paroi une zone visqueuse, une zone logarithmique et une zone tampon intermédiaire. Pour obtenir les lois de ces trois zones, il convient de trouver une expression de la contrainte ζ_{xy} Pour cela, on écrit l'équation de Navier Stokes pour U en faisant l'approximation de couche limite

$$-\frac{dp}{dx} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0 \quad (\text{I.1})$$

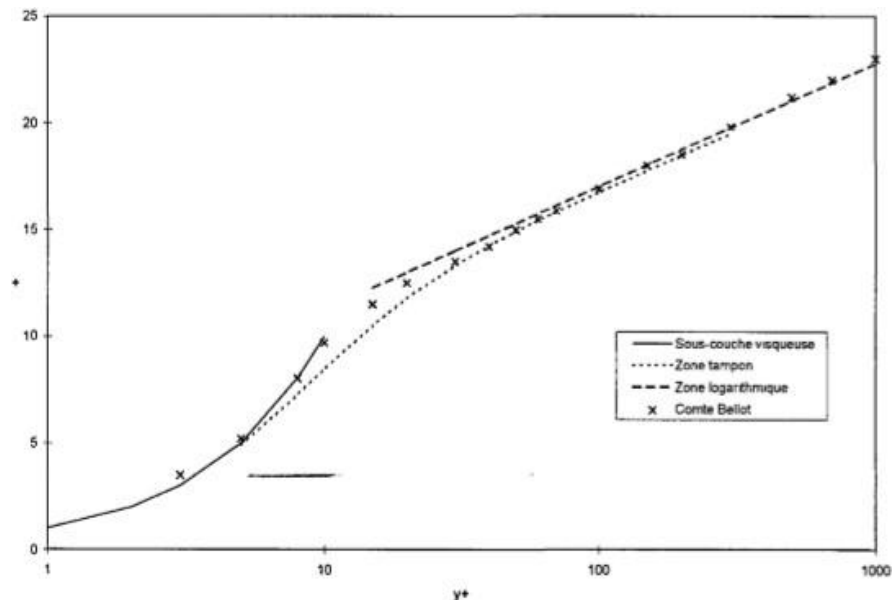


Figure 1.16. Profil universel de vitesse en convection forcée

I.4. Convection mixte

De nombreuses études sur les écoulements turbulents verticaux en convection mixte ont été menées ces dernières années, la plupart sont des études numériques [11] et la recherche

expérimentale sur ce type d'écoulement n'est pas très développée car les expériences sont relativement difficiles à mettre en œuvre.

I.4.1. Influence de la température sur le profil de vitesse

Sur la Figure 1.17., nous avons représenté le profil de vitesse moyenne en fonction des coordonnées adimensionalisées par les grandeurs externes pour un nombre de Richardson de 34×10 puissance -3 , nous avons tracé également pour comparaison le profil de convection forcée au même nombre de Reynolds.

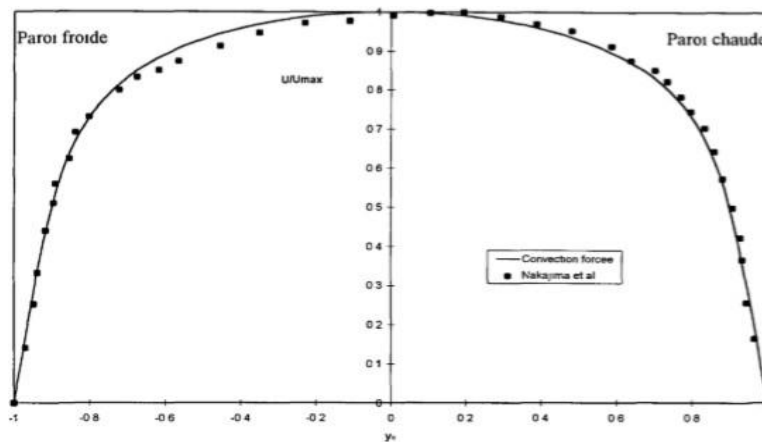


Figure 1.17. Profil de vitesse en convection mixte.

I.4.2. Influence de la température sur les fluctuations de vitesse

Tracés en coordonnées de paroi (Figure I.18.), on observe une diminution des fluctuations de vitesse du côté de la paroi chaude et inversement du côté de la paroi froide, en effet, du côté de la paroi chaude, le gradient de vitesse est plus fort du fait de la dissymétrie du profil, Ceci entraînerait habituellement une augmentation de la turbulence par cisaillement.

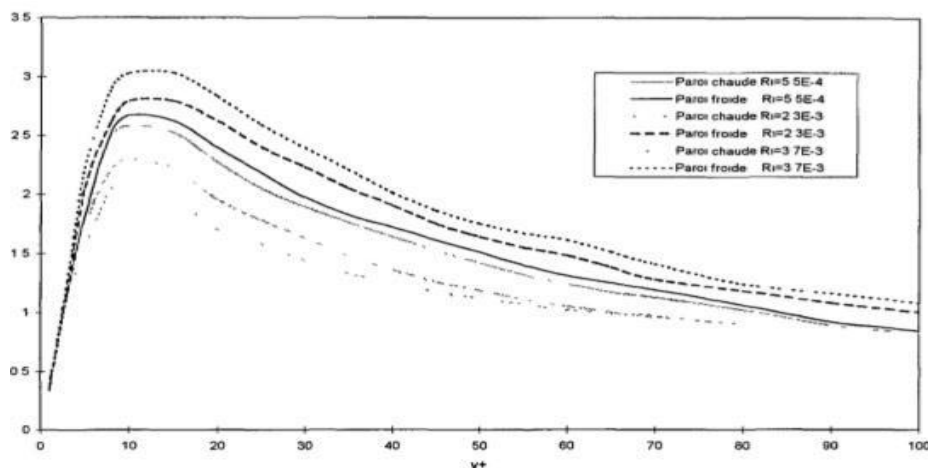


Figure 1.18. Profil de fluctuations longitudinales en convection mixte (Nakajima et al) [12]

I.4.3. Le refroidissement des composants électroniques par convection mixte

Plusieurs recherches ont été menées sur le refroidissement des composants électroniques par convection mixte.

Plusieurs études numériques en 3D avaient pour objectif le calcul du transfert de chaleur par convection mixte dans des modules chauffés fixés sur la surface d'une carte électronique. Les modules chauffés sont exposés à deux types d'écoulement: un écoulement de convection naturelle, et un autre écoulement de convection forcée imposé horizontalement.

Plus récemment, Dogan et al [13] ont étudié expérimentalement la convection mixte dans un canal dans lequel des sources ont été placées en haut et en bas. Ils ont déduit que la flottabilité ainsi que l'amélioration du transfert de chaleur sont liés directement aux nombres de Grashof et de Reynolds.

Comme montré sur (la Figure 1.18.), le canal qu'ils ont étudié est formé de quatre parois de section rectangulaire dont deux sont solides et isolées, alors que les deux autres sont considérées poreuses et maintenues à températures constantes. Ils ont fait le calcul numérique par la méthode de vorticité-vitesse pour un écoulement parabolique tridimensionnel. Selon leurs résultats, le coefficient de friction est plus faible pour les températures  lev es. L'augmentation de l'humidité entraine une diminution du transfert de chaleur et le transfert de masse augmente avec le rapport de forme de la section du canal.

I.5. Travail envisagé

Dans ce travail, nous nous intéressons au refroidissement d'un système de grande puissance thermique et à densité de flux  lev e, dans ce cas de figure il est indispensable d'utiliser une solution ou une combinaison de solutions permettant une dissipation thermique très  lev e afin d'améliorer les échanges thermiques. Dans la plupart des cas, la convection forc e peut être une solution très efficace mais pas dans une enceinte partiellement ferm e. Cette configuration peut être rencontr e dans les moteurs propulsifs modernes elle sera  tudi e à la fois expérimentalement et numériquement en utilisant un refroidissement par jet impactant une plaque très chaude évoluant dans un environnement confiné, c'est le cas du refroidissement des chambres de combustion à double peaux.

Chapitre II

Refroidissement par Jet

Compte tenu de son importance dans l'industrie, de nombreuses études expérimentales, analytiques et numériques existent dans la littérature scientifique sur les problèmes de jets turbulents libres ou confinés. La présence de parois solides rend les jets confinés difficiles à étudier en raison de l'émergence de plusieurs phénomènes complexes liés aux interactions jet-paroi, tels que la recirculation, la séparation et le rattachement. Nous nous intéressons à l'interaction des jets planaires confinés avec des parois. De tels problèmes sont fréquemment rencontrés dans diverses applications industrielles ; notamment dans le séchage, le refroidissement, la propulsion, la climatisation, l'isolation thermique... Le modèle de flux résultant dépend de:

- La distance du jet à la paroi mobile ;
- diamètre de la buse ;
- Le nombre de Reynold ;

L'objectif de ce travail est d'étudier l'effet de la vitesse du jet, du nombre de Reynolds et du confinement du jet sur les propriétés dynamiques et thermiques de l'écoulement résultant de l'interaction jet-paroi refroidissant la plaque chauffée.

II.1. Classification des jets

Un jet est l'écoulement d'un fluide (liquide ou gazeux) dans un milieu ambiant (en mouvement ou stationnaire) à un débit constant à travers une fente appelée buse.

II.1.1. Classification des jets suivant la géométrie de la buse

Les buses peuvent avoir différentes géométries (rondes ou rectangulaires):

- Lorsque le jet sort d'une tuyère circulaire, il est dit axisymétrique ;
- Des jets plats sortent de buses rectangulaires avec un rapport d'aspect α très élevé (α supérieur à 20), de sorte que l'expansion latérale du jet peut être ignorée. La moyenne des jets peut alors être considérée comme

bidimensionnelle, c'est-à-dire que les grandeurs moyennées obtenues dans un plan d'étude donné sont similaires dans tous les plans parallèles [14] et ont un avantage sur les grandeurs de la troisième direction.

- Si le rapport d'aspect du jet est suffisamment petit ($\alpha < 20$), on obtient un jet rectangulaire 3D.

II.1.2. Classification suivant le milieu ambiant dans lequel débouche le jet

Les travaux de Martin [15] proposent une classification des jets selon le milieu physique (fluide) dans lequel ils surviennent:

- Lorsqu'un jet s'écoule dans le même fluide, on dit qu'il est "immergé ;
- Lorsque le jet s'écoule dans un fluide différent, on parle de "non immersion".

II.1.3. Classification selon le type de confinement (les jets impactants)

Quatre types peuvent être considérés:

1. Spurts non confinés Il s'agit du spurt libre [16];
2. Spurts à confinement transversal; commerce d'un spurt sur une paroi solide perpendiculaire à son dismissal [14];
3. Spurts à confinement latéral c'est l'interaction d'un spurt avec une paroi parallèle à son dismissal [17];
4. Spurts à confinement latéral et transversal commerce spurt-cavité [18].

II.2. Ecoulement produit par un jet plan libre

II.2.1. Description schématique de l'écoulement

L'expérience ([19], [20]) met en évidence trois grandes régions d'écoulement résultant d'un jet turbulent (planaire ou axisymétrique) (Figure II.1).

a) Cœur potentiel (cône de potentiel): L'intersection des deux zones mixtes sépare le cœur potentiel (cône de potentiel). Ce dernier est caractérisé par une vitesse constante égale à la vitesse de sortie du jet. Il est entouré d'une région de gradient de vitesse latérale qui crée une turbulence appelée zone (ou couche) de mélange. La longueur du cône de potentiel est comprise entre le 4^{ème} et le 6^{ème}. (E) est la largeur de la buse.

b) Zone intermédiaire (zone de transition): Cette région est la zone de transition entre les cônes de potentiel et la zone développée à la limite des cônes de potentiel. Cette zone est caractérisée par la formation de structures tourbillonnaires et de vitesses axiales réduites liées au réarrangement des deux couches mixtes.

c) Zone développée (zone établie) : Cette zone est caractérisée par l'affinité du profil de vitesse moyenne d'une section à l'autre.

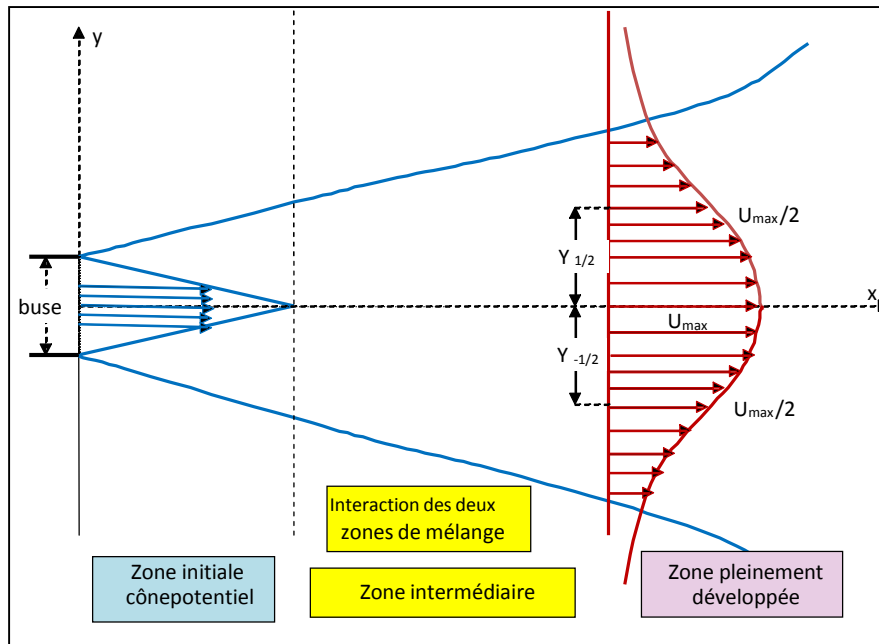


Figure II.1. Description schématique des régions d'un jet libre.

Dans la figure II.1, $Y_{1/2}$ (où $Y_{-1/2}$) est la demi-largeur du jet, qui correspond à la coordonnée transversale du point pour lequel la composante longitudinale de la vitesse moyenne est égale à la moitié de la vitesse axiale (maximale).

La demi-largeur du jet est une fonction linéaire de x , de pente β .

II.2.2. Applications industrielles du jet libre

Au sein de l'application Free jet, nous la nommons ainsi:

- Un rideau d'air utilisé pour séparer les deux médias ;
- Les diffuseurs ;
- Le séchage ;
- Les moteurs à combustion interne ;
- Le nettoyage des surfaces ;
- Ventilation des mines et des sites.

II.2.3. Études antérieures

Le développement d'un jet libre a fait l'objet de plusieurs recherches numériques, expérimentales et analytiques. Les jets axisymétriques posent plus de problèmes que les jets plans pour certains modèles de turbulences. Quinnw .R. et Militzer .J [21] ont confronté les résultats du calcul à ceux des mesures de la distribution de la vitesse longitudinale par anémomètre à fil chaud et de la pression statique moyenne à l'aide d'un tube de Pitot (un

bon accord a été obtenu). Namer et Ötügen [22] ont étudié expérimentalement un jet d'air plan libre dans une gamme de nombre de Reynolds comprise entre 1000 et 7000 ; l'intensité de la turbulence à la sortie de la buse étant fixée à 1.4% pour tous les cas examinés. Les auteurs ont constaté une diminution de la longueur du cône potentiel lorsque le nombre de Reynolds augmente, et ils ont remarqué également que la valeur du coefficient β diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente pour tendre vers une valeur asymptotique de (0.098) pour $Re=6000$. Namer et Ötügen [22] ont étudié aussi l'évolution transversale de la vitesse moyenne longitudinale, pour les nombres de Reynolds :2000, 4000 et 6000. Les mesures ont montré que la distance à laquelle l'affinité du profil de vitesse moyenne change en fonction du nombre de Reynolds est obtenue à $x/e=10, 18$ et 25 pour les nombres de Reynolds $Re=6000, 4000$ et 2000 , respectivement Ribaut et al. [23] ont déterminé l'évolution des avions à réaction libres par simulation numérique directe (DNS) et simulation des grandes turbulences (LES) avec deux nombres de Reynolds (3000 et 30000). Pour $Re = 3000$, les coefficients de la grande simulation utilisant la simulation numérique directe et le modèle de sous-réseau dynamique de Smagorinsky étaient $\beta = 0,094$, tandis que les coefficients du modèle mixte dynamique étaient de $0,106$. Ils ont également constaté que l'affinité transversale de la composante verticale de la vitesse moyenne atteint de $x/e= 8$ avec un nombre de Reynolds $Re=3000$. Mhiri .H et Golli .S [24] ont entrepris une étude numérique d'un écoulement en régime turbulent d'un jet plan vertical débouchant dans une atmosphère de masse volumique variable. Ils ont utilisé deux modèles de turbulence à deux équations au premier ordre : le modèle $k-\varepsilon$ standard pour lequel le coefficient c_μ est constant ($c_\mu=0,09$), et un modèle $k-\varepsilon$ modifié où le coefficient c_μ est une fonction empirique dépendant du nombre de Froude. Ils ont comparé les résultats obtenus par la méthode aux différences finies avec ceux de l'expérience de Kotosovinos . N.E [25].

II.3. Jet plan turbulent non confiné impactant perpendiculairement une plaque plane solide fixe

II.3.1. Description schématique de l'écoulement

La plupart des auteurs divisent le flux d'avions à réaction entrant en collision en trois régions différentes (Figure II.2).

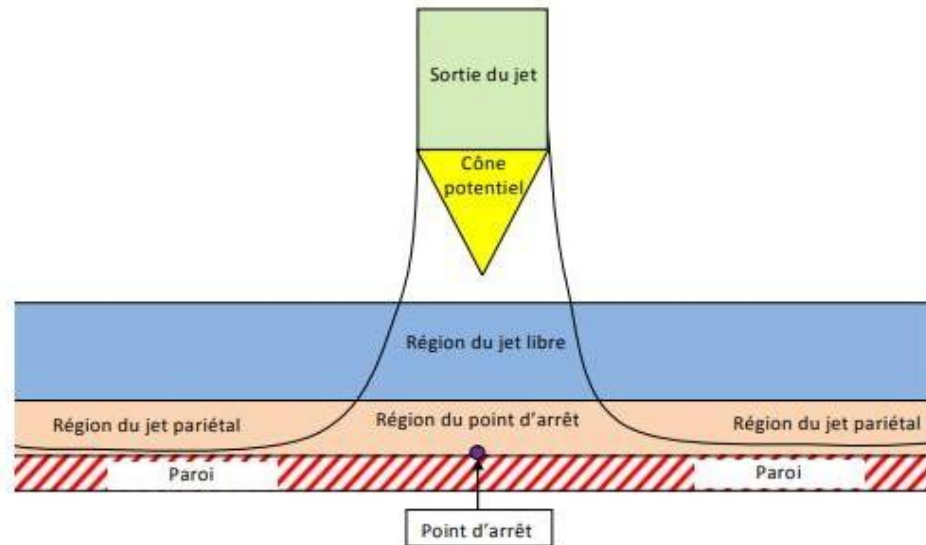


Figure II.2 : Description schématique des régions d'un jet plan impactant une paroi solide immobile.

- Une région « initiale » où l'écoulement n'est pas perturbé par la présence de la plaque, cette partie de l'écoulement est la même que celle d'un jet plan libre pour des distances assez importantes ($H/e > 6$) (comportant généralement : le cône potentiel, la zone intermédiaire et la zone développée) débouchant dans une atmosphère au repos. Quand le jet est très rapproché de la paroi, l'interaction devient plus complexe.
- Une région d'impact correspondant à la zone du point d'arrêt où apparaît une variation considérable du vecteur vitesse (en direction et en module).
- La région du jet pariétal dans laquelle l'écoulement du fluide s'effectue parallèlement à la surface de la plaque. Elle est caractérisée par la décroissance de la vitesse axiale et l'augmentation de l'intensité de la turbulence.

II.3.2. Description physique de l'écoulement d'un jet impactant

Une analyse détaillée des effets thermiques et dynamiques du faisceau à différentes distances pourrait montrer que:

- La région du point d'arrêt augmente avec la distance d'impact du jet, pour des distances d'impact du jet inférieures à 6 diamètres de buses (jet axisymétrique) et le transfert de chaleur n'est que faiblement influencé.
- Le transfert de chaleur dans la région du jet pariétal est beaucoup plus faible

que celui de la région du point d'arrêt.

- Le nombre de Nusselt local au point d'arrêt et le transfert de chaleur moyen sont respectivement corrélés par une fonction du nombre de Reynolds (calculé sur la base de la vitesse de sortie du jet et de son épaisseur) et de la distance d'impact.

II.3.3. Etudes antérieures sur un jet plan impactant

Certains chercheurs se sont intéressés au cas où un jet planaire entre en collision avec une paroi solide pour étudier les paramètres dynamiques et thermiques. Une large synthèse bibliographique a été réalisée par Bannour .M [26]. Il a étudié les interactions verticales de jets bidimensionnels de liquides sur un plan. Les équations de la couche limite sont intégrées selon un schéma aux différences finies avec des transformations conformes dans le plan de l'hodographe. L'auteur a déterminé les profils de la vitesse, de la pression et du frottement sur la paroi. Les calculs ont été validés par ceux de l'expérience entreprise par la méthode polarographique. Looney .M.K. et Walsh .J.J. [27] ont étudié numériquement trois cas de configuration de jet plan: le jet libre laminaire, le jet libre turbulent et le jet impactant une paroi solide chauffée perpendiculaire à l'axe du jet pour différents nombres de Reynolds et différentes distances d'impact jet paroi. Cette première étude a été entreprise par le modèle k-ε avec l'introduction de fonctions de paroi.

II.4. Jet plan turbulent confiné impactant perpendiculairement une Plaque plane immobile

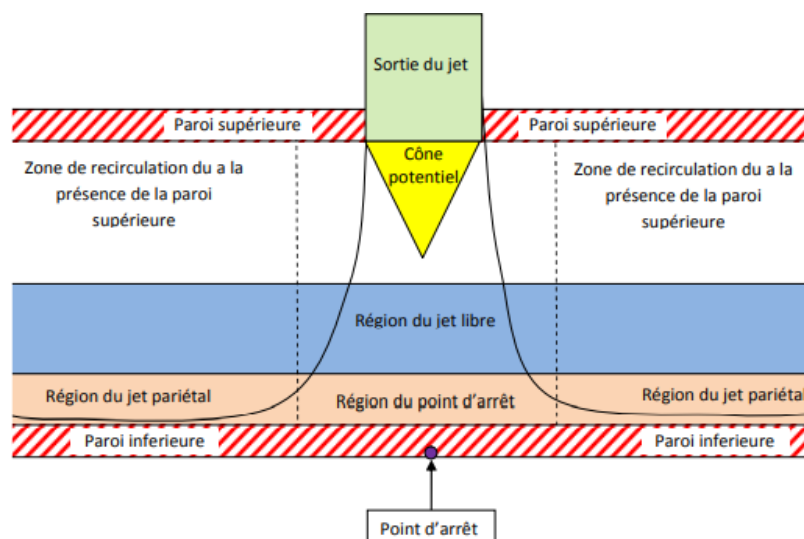


Figure II.3. Description schématique des régions d'un jet plan confiné impactant une paroi solide immobile.

II.4.1. Topologie de l'écoulement

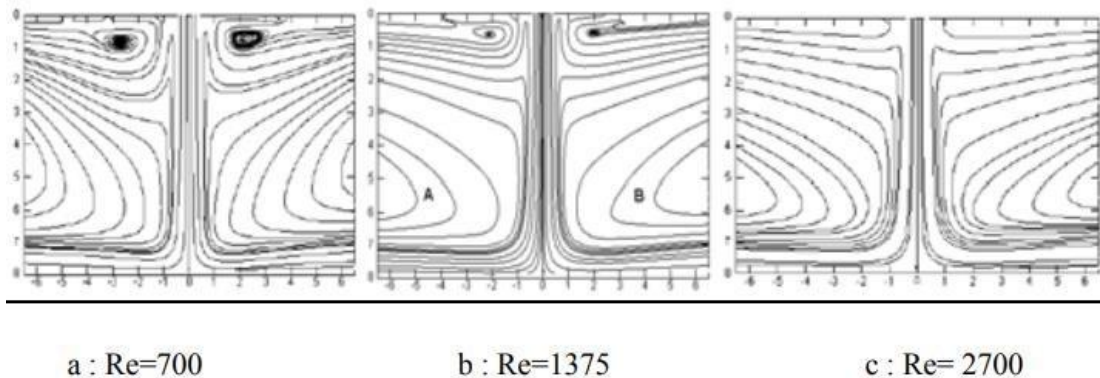


Figure II.4. Structure de l'écoulement d'un jet plan confiné impactant (Lignes de courant). $H/e=8$. Effet du nombre de Reynolds [28].

Ce type de topologie d'écoulement est caractérisé par quatre zones de recirculation dont le volume dépend du nombre de Reynolds (Figures II.3 et II.4) et de la distance d'impact.

- Deux petites recirculations identiques contrarotatives de part et d'autre du cône potentiel dont la taille diminue progressivement avec l'augmentation du nombre de Reynolds,
- Deux recirculations principales (notées A et B sur la Figure II.4.) parfaitement symétriques par rapport à l'axe du jet.

II.4.2. Applications industrielles

Les jets à impact sont largement utilisés dans l'industrie car ils génèrent un important transfert de chaleur et/ou de masse. Ceux-ci sont principalement observés dans une variété d'applications, notamment:

- La congélation des produits agro-alimentaires;
- Le séchage du papier, de textiles et des produits alimentaires;
- Le nettoyage des surfaces;
- Découpe de matériaux (métaux, céramique);
- Refroidissement des composants électroniques;
- Refroidissement du rotor et du stator des turbines à gaz ;
- Refroidissement des chambres de combustion des moteurs de nouvelles générations;
- Refroidissement par jet d'air, autour d'une cuve sous pression d'un

- réacteur nucléaire ;
- Désembuage et dégivrage des pare-brise;
- Dégivrage des couches de glace déposées sur les ailes d'avions;
- L'utilisation pour les avions missiles et engins spatiaux à décollage et atterrissage vertical.

II.4.3. Etudes antérieures

Yokobori et al [29] ont étudié le développement d'un jet plan au voisinage de la zone d'impact pour des nombres de Reynolds compris entre 1000 et 10000 et des distances d'impact H/e allant de 2 à 10 ($e = 120$ mm). Ils ont observé la présence de paires tourbillonnaires contrarotatives (Figure. II. 5) qui coupent le plan de symétrie du jet et qui se développent dans le plan (xOy) .

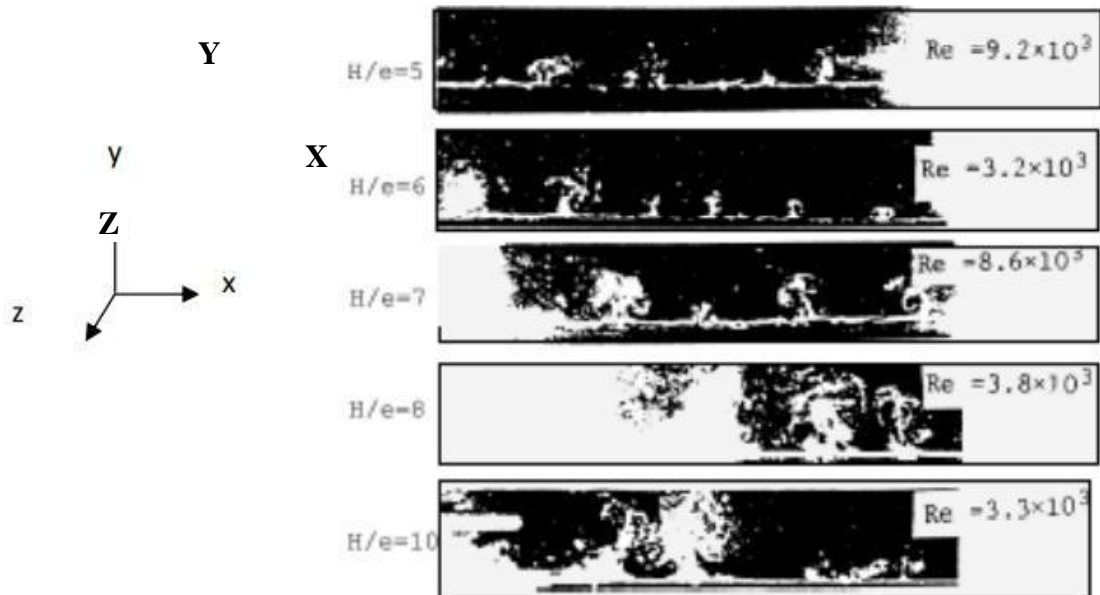


Figure II.5: Tourbillons contrarotatifs dans le plan (xoy) sur la ligne d'arrêt d'un jet plan impactant— Yokobori et al [29].

Cette étude a montré que la hauteur et la largeur de cette paire de structures tourbillonnaires semblent être influencées par la distance d'impact H/e du jet. La taille des tourbillons contrarotatifs augmente avec le rapport H/e .

Yokobori et al. [29] ont aussi examiné l'influence de la distance d'impact ($5 \leq H/e \leq 10$) sur l'espacement qui existe entre deux paires de tourbillons et concluent qu'il augmente avec H/e , et pour H/e fixé, ils constatent également que cet espacement est quasiment indépendant du nombre de Reynolds pour la gamme étudiée ($1000 \leq H/e \leq 10000$).

Tu et Wood [30] ont étudié expérimentalement l'impact d'un jet plan pour une gamme de nombre de Reynolds compris entre 3040 et 11000 et pour des distances d'impact H/e comprises entre 1 et 20. Les auteurs ont étudié notamment l'influence du nombre de Reynolds sur la distribution du coefficient de frottement C_{fx} . Ils ont trouvé que la position (x/e) pour laquelle le coefficient de frottement est maximum ne semble pas être influencée par le nombre de Reynolds. En revanche pour une hauteur d'impact H/e fixée ($1 \leq H/e \leq 20$), la valeur maximale du coefficient de frottement diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente ($3040 \leq Re \leq 11000$). Pour un nombre de Reynolds fixe, le coefficient de frottement augmente quand la hauteur d'impact H/e augmente.

Ashforth- Forest. S et al [31] ont étudié le transfert thermique convectif pariétal produit par un jet plan turbulent impactant a un nombre de Reynolds $Re=20000$ pour deux distances d'impact : $H/e=4$ et $H/e=9,2$. Par thermographie à cristaux liquides, ils ont déterminé une longueur du cône potentiel ($6,5e$).

- Pour $H/e=4$: ils ont remarqué que la surface d'impact se situe dans la zone du cône potentiel du jet, le profil de la distribution du nombre de Nusselt local à la paroi a révélé l'existence de deux maxima locaux, produit par les couches cisailées qui composent le jet (le jet n'est pas complètement développé). Les mesures des composantes de la vitesse et celles des intensités transversales en proche paroi pour différentes sections x/e , ont mis en évidence:
 - o Deux minima pour l'intensité turbulente au voisinage du point d'arrêt.
 - o Le long de la paroi d'impact, une transition vers un jet de paroi turbulent apparaît lorsque la surface impactée par un jet se trouve dans le cône potentiel. Ceci coïncide avec le développement des pics secondaires du transfert thermique pariétal.
- Pour $H/e=9,2$: la surface d'impact se trouve dans la zone développée du jet, l'écoulement est turbulent au point d'arrêt, la distribution du nombre de Nusselt au voisinage de ce point a un profil en forme de cloche (présente uniquement un maximum).

Sakakibara et al [32] ont mené une étude sur un jet plan impactant afin d'examiner la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur au voisinage de la zone d'interaction. Pour une distance d'impact H/e égale à 8 et pour le nombre de Reynolds égal à 2000, ils constatent que l'écoulement de retour (l'écoulement est opposé à la direction de l'écoulement principal), entre les deux tourbillons contrarotatifs, entraîne une augmentation importante du flux de chaleur turbulent.

Narayanan et al [33] ont étudié un jet plan turbulent frappant une plaque solide pour un

nombre de Reynolds $Re=11500$, pour deux distances d'impact $H/e=1$ et 7 . Par l'utilisation du fil chaud, ils ont mesuré les grandeurs dynamiques du jet, et à partir des mesures de température à la paroi obtenue par thermographie infrarouge, ils ont déduit le transfert thermique pariétal. Leurs observations ont montré que le transfert thermique au point d'arrêt pour $H/e=7$ est supérieur à celui de $H/e=1$, ils expliquent cela par la génération de la turbulence avant l'impact et par la présence de tourbillons transversaux dans la zone d'impact conduisant à une augmentation de la turbulence en proche paroi dans le cas de $H/e=7$ par rapport au cas $H/e=1$.

Maurel .S et al [34] ont entrepris une étude expérimentale des jets turbulents plans impactant perpendiculairement une plaque située à des distances variables de la buse du jet, afin de déterminer l'influence des paramètres dynamiques et géométriques sur la structure du jet. Pour des distances H/e comprises entre 5 et 50 et des nombres de Reynolds de 13500 et 27000 . Ils ont déterminé l'évolution de l'intensité de la turbulence de la composante longitudinale en fonction de la distance d'impact pour une buse de $e=20$ mm de largeur et pour un nombre de Reynolds de 25720 . Ils ont déduit l'évolution des trois longueurs caractéristiques (L_C , L_D et h_i) du jet normalisé par la hauteur d'impact H du jet (Figure II.6).

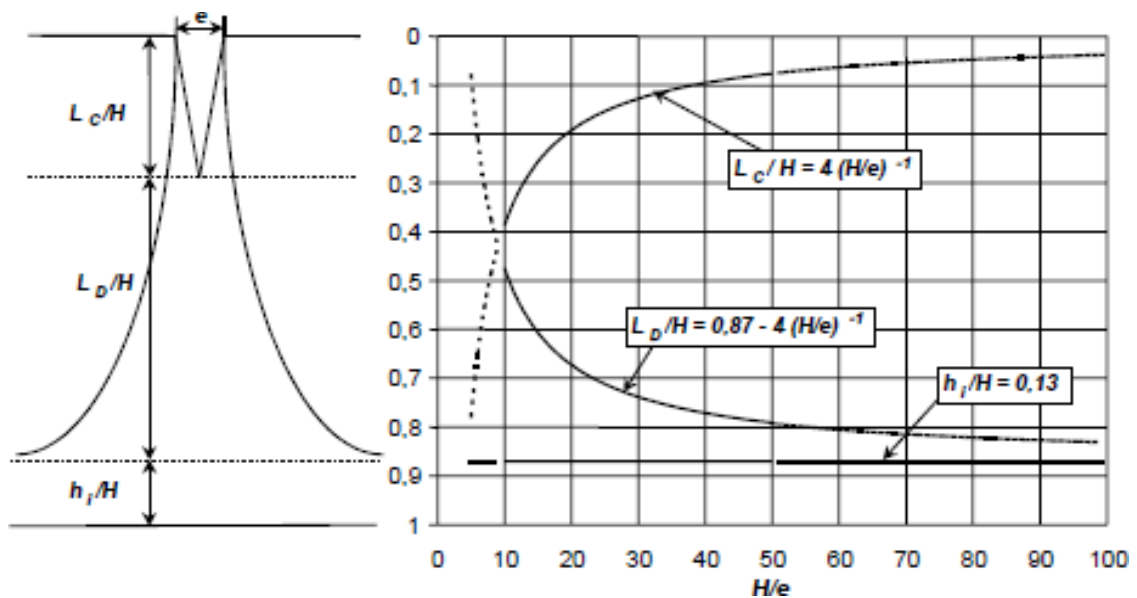


Figure II.6. Evolutions des longueurs L_C , L_D et h_i en fonction de la distance H/e -Maurel [34].

Beaubert .F et Viazzo .S [35] ont mené une étude par simulation des grandes échelles (LES) d'un jet plan turbulent frappant une paroi solide à une distance $H/e=10$. Afin d'examiner l'influence du nombre de Reynolds sur le développement dynamique du jet, l'effet de trois nombres de Reynolds ont été examinés ($Re=30000$, 7500 et 13500). Dans un

premier temps, ils ont comparé l'évolution de la vitesse moyenne verticale suivant l'axe du jet avec celle obtenue par Maurel et al [34]. Les résultats des deux prédictions sont en bon accord et montrent qu'au-delà de $Re=3000$, la longueur du cône potentiel ($\approx 4e$) est indépendante du nombre de Reynolds. Le coefficient de frottement pariétal (C_{fx}) a été déterminé dans ce travail pour compléter l'étude. La comparaison de ce calcul avec les mesures de Tu et Wood [30] a permis de conclure que le maximum du coefficient de frottement pariétal (C_{fx}) diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds et l'évolution de C_{fx}/C_{fmax} demeure constante pour $H/e > 7$ et $Re > 6000$. Hattori et Nagano [36] ont effectué une simulation numérique direct (DNS) pour un jet impactant pour un nombre de Reynolds de 4560, pour trois distances d'impact $H/e=0,5, 1$ et 2 . Ils ont mis en évidence deux pics pour la distribution du nombre de Nusselt local et montrent que dans cette zone, la composante normale à la paroi de l'intensité turbulente présente un niveau plus élevé.

Salwomir. K, et al [37], par la simulation hybride RANS ($k-\omega$) /LES et le modèle de turbulence à deux équations RANS de type ($k-\omega$) de Wilcox [38], ont étudié un jet plan en impact perpendiculaire sur une paroi solide chauffée ($TH-TC= 20^\circ C$), pour des distances d'impact $H/e=4, 9.2$ et 10 et pour les nombres de Reynolds $Re=13500$ et 20000 . Ils ont déterminé les profils de vitesse moyenne, les tensions de Reynolds, le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt le long de la plaque impactée. Leurs résultats de calcul sont comparés aux données expérimentales de Maurel et al [34], et aux calculs LES de Beaubert et al [35], un bon accord a été obtenu.

Les résultats ont montré que les modèles hybrides RANS ($k-\omega$)/LES donnent une prévision bien meilleure que le modèle RANS ($k-\omega$).

II.5. Jet plan confiné turbulent impactant perpendiculairement une plaque plane mobile

II.5.1. Topologie de l'écoulement

Pour le cas d'une paroi immobile une parfaite symétrie par rapport à l'axe du jet est observée. Pour des vitesses de plaque de plus en plus grande, une déviation du jet dans le sens du mouvement de la plaque est observée. Une troisième zone tourbillonnaire (noté C sur la Figure II.7) dans la direction opposée du mouvement de la plaque apparaît et augmente en volume avec la vitesse de déplacement de la plaque.

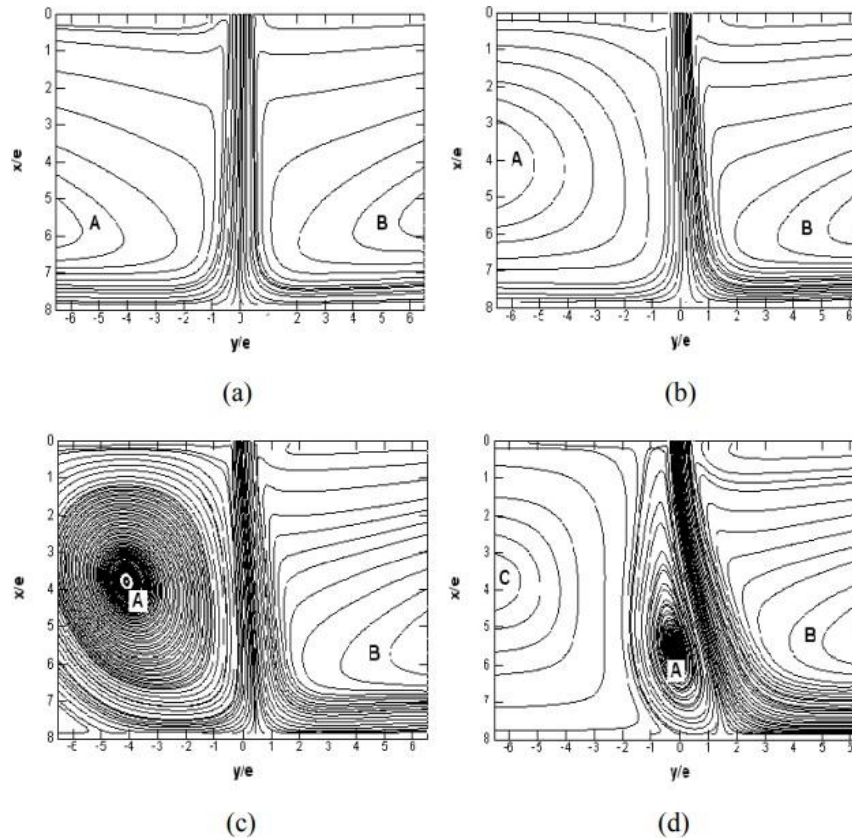


Figure .II.7. Topologie de l'écoulement: $Re=10600-Rsj$:(a)= 0;(b)=0.25;(c)=0.5; (d)=1. [25].

II.5.2. Études antérieures

En 1977 Sbba Raju et Schlünder [39] ont déterminé expérimentalement le taux de transfert de chaleur produit par un jet d'air non confiné impactant perpendiculairement une plaque en mouvement. Les paramètres qui ont été examinés sont : la vitesse du jet ($4 < V_j < 40$ m/s), la vitesse de la plaque ($0,15 < U_0 < 5,5$ m/s), la largeur de l'orifice ($4,8 < e < 19$ mm), la distance d'impact du jet ($3 < H/2e < 11$), et la différence de température ($T_H - T_C$) est de l'ordre de 16 à 25°C. Le dispositif expérimental de cette étude est illustré dans la Figure (II.8).

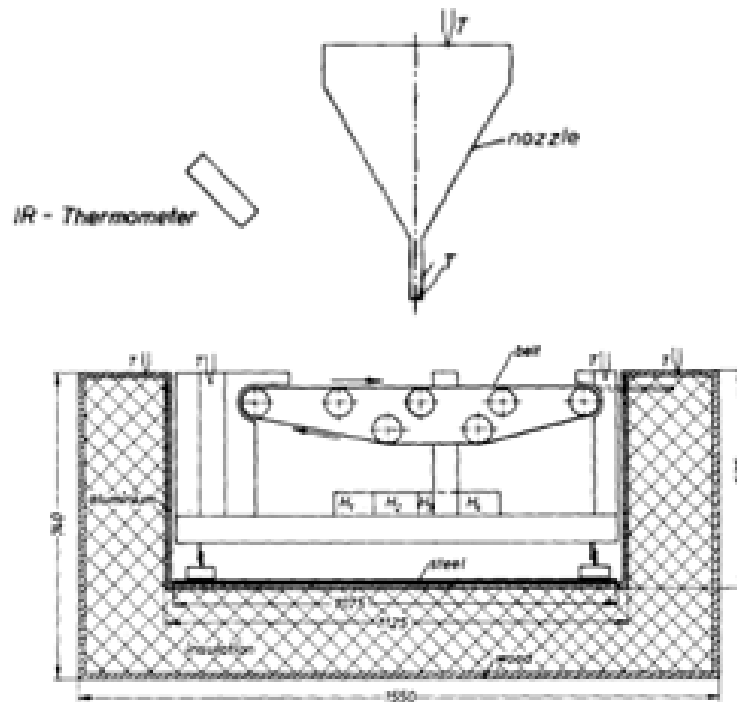


Figure II.8. Dispositif expérimental [39].

Les auteurs ont trouvé que le coefficient de transfert de chaleur moyen augmente rapidement avec la vitesse de la plaque jusqu'à une valeur maximale qui tend vers une valeur asymptotique presque constante. Les coefficients de transfert de chaleurs ont environ de 1.5 à 2.0 fois plus grands que ceux trouvés pour le cas de la plaque fixe. Ils ont constaté aussi que le nombre de Nusselt dépend directement du nombre de Reynolds, et de la distance d'impact et il est indépendant de la largeur de l'orifice.

Van Heiningen et al [40] ont entrepris une étude expérimentale d'un jet d'air plan turbulent impactant un tambour en rotation. Le diamètre du tambour est 34 à 78 fois le diamètre de la buse, les distances d'impact sont $2,6^\circ$ et 6° et les rapports de vitesses surface-jet sont de l'ordre de 10^{-2} . Les auteurs ont comparé leurs résultats avec ceux trouvés par Gardon et Akfirat [41] pour le cas de la plaque fixe. Ils ont déduit que les transferts thermiques convectifs pariétaux ne sont pas influencés par le mouvement de la plaque.

Hung et al [42] ont étudié numériquement le transfert de chaleur d'un jet plan turbulent impactant perpendiculairement une surface en mouvement. Par le modèle de turbulence $k-\epsilon$ standard couplé à la fonction de paroi proposée par Launder et Spalding [43], ils présentent la distribution du nombre de Nusselt local pour des rapports de vitesse entre la surface et le jet R_{sj} atteignant 0.5. L'étude a montré que le maximum du nombre de Nusselt tend à diminuer avec l'augmentation de la vitesse de la plaque. Il atteint une valeur minimale dans la zone où l'écoulement du jet pariétal s'oppose à la direction du mouvement de la plaque,

par contre il est optimal lorsque l'écoulement du jet pariétal et le mouvement de la plaque sont dans la même direction.

Zumbrunnen et al [43] ont proposé une solution exacte des équations de Navier Stokes, dans le cas d'un jet plan laminaire impactant une plaque mobile. Ils ont déterminé les champs de vitesse et le coefficient de transfert thermique dans la zone d'impact. Ils ont montré que le coefficient de transfert de chaleur au point d'arrêt est plus grand pour un profil de la vitesse du jet parabolique que lorsqu'il est uniforme. Le mouvement de la surface affecte le coefficient de transfert de chaleur local près le point d'arrêt seulement quand la température de la surface varie dans l'espace. Lorsque les rapports de vitesse surface-jet sont importants la distribution du transfert de chaleur devient plus uniforme, et le coefficient de transfert de chaleur local augmente et il est localisé à une distance plus éloignée du point d'arrêt.

Senter. J et Sollic. C et al [45] ont mené une étude numérique, leurs résultats ont été comparés pour trois configurations expérimentales extraites de la bibliographie. Ils ont obtenu:

Pour la plaque fixe:

-Champs de vitesse : un bon accord avec les résultats de Maurel et Sollic [38] ($H/e=10$; $Re=13500$) est obtenu.

Nombre de Nusselt local Nux : la comparaison est en bon accord sur l'ensemble du domaine avec les données expérimentales de Gardon et Afirat [41] ($H/e=8$; $Re=11000$).

Pour une plaque en mouvement:

Qualitativement le coefficient de transfert thermique convectif moyenné hm le long de la plaque mobile est en bon accord avec les résultats de Subba Raju et al [39] ($H/e=8$; $Re=11000$). Senter et al [28], les auteurs ont effectué des expériences pour un jet d'air plan turbulent confiné pour une gamme de nombre de Reynolds comprise entre 700 et 11700, en impact perpendiculaire sur une surface en mouvement avec des rapports de vitesse surface-jet s'étendant entre 0.2 à 9, dans le but de déterminer l'influence du mouvement de la plaque sur la topologie de l'écoulement.

Pour trois nombres de Reynolds $Re=5300$, 8000 et 10000 et pour les rapports de vitesse $R_{sj}=0$, 0.25, 0.5 et 1, les mesures des vitesses moyennes et des grandeurs turbulentes sont pratiquement semblables, ce qui leur a permis de confirmer que le rapport de vitesse est le paramètre influençant ce type d'interaction.

L'étude expérimentale de Senter [28] a permis de décrire pour la première fois les caractéristiques de l'écoulement d'un jet en impact sur une surface mobile. Il a montré que pour le rapport $R_{sj}=0.25$, le champ de l'écoulement est presque symétrique et le jet est légèrement dévié dans le sens du mouvement de la plaque. Pour $R_{sj}=0.5$, la taille de la recirculation principale gauche diminue sensiblement et un point de détachement apparaît à une distance de $4.6 e$ en amont de la ligne centrale, une nouvelle recirculation émerge ainsi. Pour le rapport $R_{sj}=1$, le jet est fortement dévié vers le côté droit du domaine et le point de détachement est nettement décalé de la ligne centrale. La recirculation naissante précédente devient en aval et la recirculation principale est sensiblement réduite. En outre les mesures de l'intensité de turbulence près de la région de stagnation expliquent l'augmentation de leurs valeurs avec l'augmentation du rapport R_{sj} .

Sharif. M. A. R et Banerjee. A [46] ont présenté une étude numérique pour déterminer l'influence du mouvement de la plaque impactée sur l'écoulement et les transferts thermiques dans une gamme de nombres de Reynolds variant de 5000 à 20000 et pour deux distances d'impact $H/e=6$ et 8 , la largeur de la buse utilisée dans cette étude est $e=6.2$ mm, la longueur de la plaque mobile est $100 e$, et les rapports de vitesse surface-jet considérée sont 0.1 , 0.5 , 1 et 2 . Les lignes de courant et les isothermes obtenues sont déformées et tirées dans la direction du mouvement de la plaque. L'analyse des résultats a montré que le nombre de Nusselt et le coefficient de frottements locaux ont des maximums au niveau de la région d'impact qui diminuent progressivement avec le mouvement de la plaque. Le nombre de Nusselt moyen augmente considérablement avec le nombre de Reynolds et diminue avec la vitesse de la plaque. Le coefficient de frottement moyen est relativement peu sensible au nombre de Reynolds, mais il augmente de manière significative avec la vitesse de la plaque.

II.6. Conclusion

La revue bibliographique sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur produit par un jet plan confiné turbulent impactant une plaque plane, a permis de mettre en évidence les caractéristiques suivantes :

Pour une plaque fixe : l'écoulement est parfaitement symétrique, caractérisé par deux tourbillons identiques contrarotatifs de part et d'autre du jet. La distribution du nombre de Nusselt le long de la plaque a une forme en cloche caractérisée par un maximum au niveau du point d'arrêt qui augmente avec le nombre de Reynolds. Le transfert de chaleur est maximal pour une distance d'impact égale à 8 fois l'épaisseur de la buse.

Pour une plaque mobile de la gauche vers la droite : il y'a apparition d'une troisième recirculation dans le côté gauche de la paroi mobile, la taille de cette recirculation augmente progressivement avec la vitesse de la plaque, comprime la recirculation principale du côté gauche et le jet est ainsi dévié dans la direction du mouvement de la surface. Quant à la distribution du nombre de Nusselt le long de la plaque mobile le maximum diminue et sa position est déviée dans la direction du mouvement de la plaque avec l'augmentation de la vitesse de la surface.

En tenant compte de tous ces résultats, nous allons tenter de contribuer et compléter l'étude de ce type d'interaction en faisant varier: le nombre de Reynolds à la sortie du jet et explorer l'interaction de plusieurs jets.

Chapitre III

Réalisation Expérimentale

Dans le présent chapitre nous allons essayer de reproduire le refroidissement d'une chambre de combustion à double peaux. L'agent caloporteur est de l'air comprimé impactant une surface cylindrique très chaude de diamètre extérieur $d_{\text{ext}}=6$ cm. Pas moins de cinq jets alignés selon l'axe du cylindre sont actionnés simultanément pour refroidir la surface chaude.

III.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (montré sur la Figure III.1) est constitué de deux cylindres lisses en acier de deux diamètres différents $D_{1,\text{ext}}=6$ cm et $D_{1,\text{int}}=5,8$ cm, pour le cylindre extérieur $D_{2,\text{ext}}=7,7$ cm et $D_{2,\text{int}}=7,4$ cm. Le premier cylindre de diamètre D_1 joue le rôle du tube à flamme il va supporter la flamme issue d'un chalumeau ce qui va porter sa température T jusqu'à une valeur élevée. Cinq jets libres de même diamètre $d_j=4$ mm, sont soudés sur le cylindre extérieur de diamètre D_2 , ils sont montés en ligne parallèlement à l'axe des cylindres. L'alimentation en air se fait à partir d'un compresseur relié à une chambre de tranquillisation qui alimente à son tour les cinq jets au travers des orifices situés sur le cylindre extérieur.

On dispose d'un autre cylindre secondaire de 7,7 cm de diamètre et de 3 cm d'épaisseur qui sert comme chambre de tranquillisation et réservoir de pression. La buse du jet pariétal, est de 4mm de diamètre. Ce dernier est fixé solidement au tube cylindrique extérieur les trois cylindres sont de longueur $L=20$ cm. Les deux cylindres concentriques sont placés l'un par rapport à l'autre à une distance $h=5$ mm. Les jets sont séparés par une distance de $x=5$ cm. Cinq prises de température sont prévues dans le sens longitudinal et six trous pour la mesure de température sont aussi disposées suivant la direction radiale sur le cylindre supérieur à une distance de 4,5 cm ils font entre eux également un angle de $\Theta=15^\circ$, le diamètre des prises de température est $d_{\text{tr}}=8$ mm.

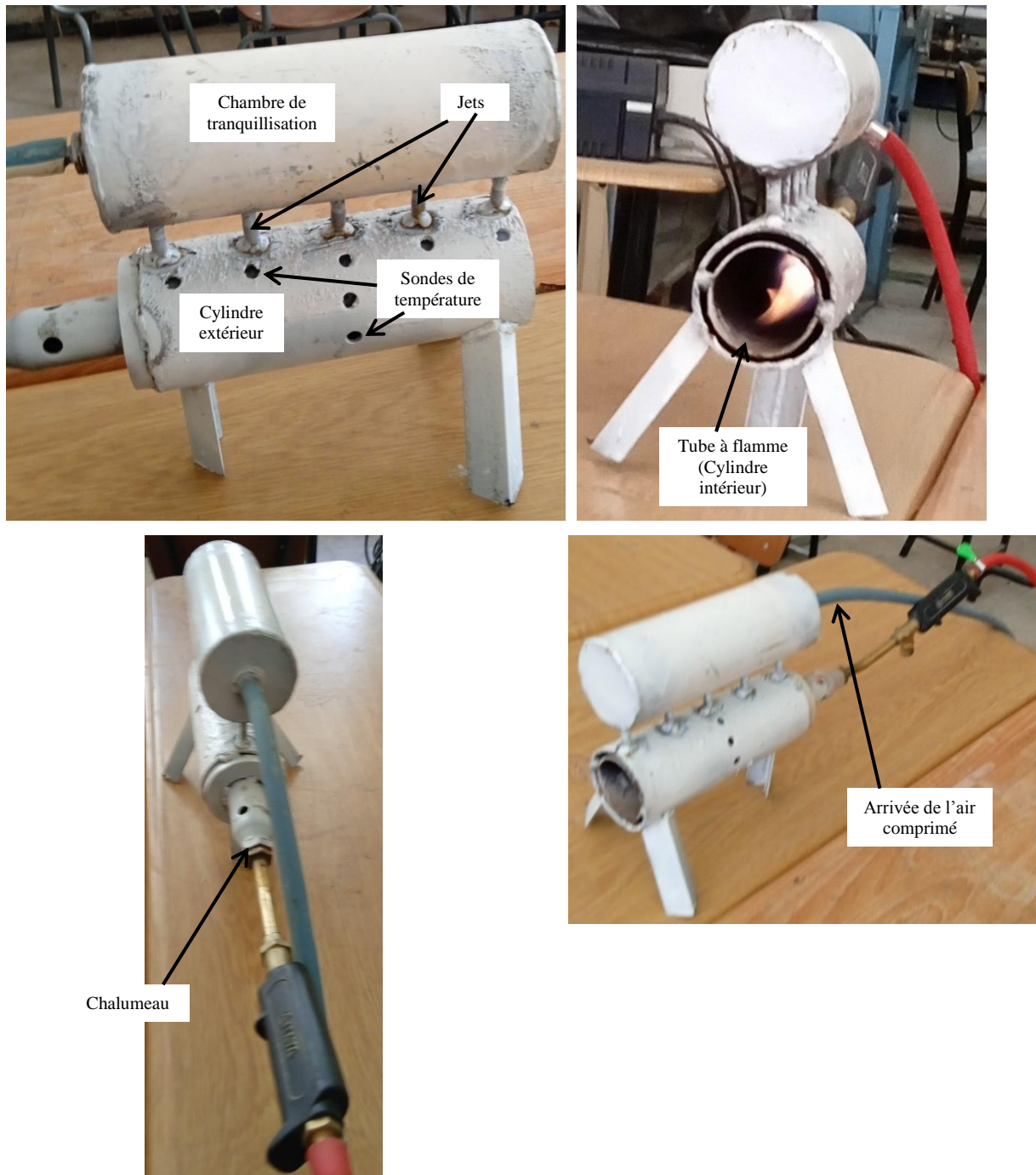


Figure III.1 : Présentation du système expérimental réalisé.

III.2. Méthodes et mesures

La température est mesurée avec un thermomètre laser à travers cinq orifices de diamètre $d_{tr}=10$ mm prévues à cet effet le long du cylindre extérieur pour les deux cas sans refroidissement et avec refroidissement. Ce qui permet d'avoir des mesures correctes des caractéristiques de la paroi de la couche limite même en présence de grandes fluctuations

thermiques.



(a) Thermomètre pour la mesure de la température.



(b) Manomètre pour la mesure de la pression.

Figure III.2 : Moyens de mesure.

III.3. Essais

Les essais ont consisté à alimenter le montage en air comprimé envoyé par un compresseur Schneider. Cette alimentation est acheminée à travers une conduite en plastique circulaire. Le débit est contrôlé par une micro-vanne et est maintenu dans la gamme où on peut considérer l'écoulement comme incompressible. On a considéré cinq valeurs de la pression d'alimentation ($P_1= 1$ bars, $P_2= 2$ bars, $P_3= 3$ bars, $P_4= 4$ bars, $P_5= 5$ bars) qui vont générer automatiquement cinq valeurs moyennes de la vitesse à la sortie du jet. Ces cinq valeurs sont portées sur la première colonne et sur la ligne 2 du tableau III.1. Notons qu'on a considéré une seule valeur du rapport $d_j/h=4/5$ qui est égale à 0.8.

Pour chaque pression d'essai, un balayage des sondes dans la direction Oz a été accompli, on a procédé de la même façon dans la direction Oy. Les tableaux III.1 présentent les différentes valeurs des températures mesurées. Les valeurs axiales et radiales de la température ont été mesurées à l'aide d'une sonde à Thermomètre laser.

III.4. Coordonnées des points de mesures

Dans la direction longitudinale Ox (suivant la flamme) , les coordonnées des points de mesures sont donnés comme suit : $x_1=1,5$ cm, $x_2=5,5$ cm, $x_3=10$ cm, $x_4=14,5$ cm, $x_5=19$ cm,

Dans la direction radiale suivant direction contraire aux aiguilles d'une montre:

$$\Theta_1=0^\circ, \Theta_2=30^\circ, \Theta_3=60^\circ, \Theta_4=120^\circ, \Theta_5=150^\circ, \Theta_6=180^\circ,$$

Les calculs des ordonnées z_i se fait avec l'opération suivante:

$$z_i=r.\cos(\theta_i)$$

$$r=2.9 \text{ cm}$$

Application numérique:

$$z_1=r.\cos(\theta_1)=2.9.\cos(0)=2.9 \text{ cm}$$

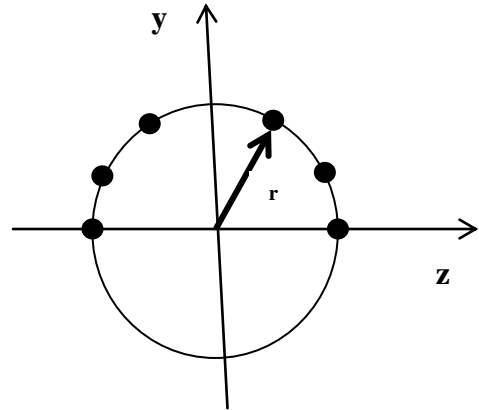
$$z_2=r.\cos(\theta_2)=2.9.\cos(30^\circ)=2.5114 \text{ cm}$$

$$z_3=r.\cos(\theta_3)=2.9.\cos(60^\circ)=1.45 \text{ cm}$$

$$z_4=r.\cos(\theta_4)=2.9.\cos(120^\circ)=-1.45 \text{ cm}$$

$$z_5=r.\cos(\theta_5)=2.9.\cos(150^\circ)=-2.5114 \text{ cm}$$

$$z_6=r.\cos(\theta_6)=2.9.\cos(180^\circ)=-2.9 \text{ cm}$$



III.5. Mesures :

P1=1 bars			
xi (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
1,5	91	128	19,5
5,5	95	122,5	19,5
10	112	128	19,5
14,5	120	130	19,5
19	150	170	19,5

P2=2 bars			
xi (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
1,5	133	133	19,5
5,5	122,5	115	19,5
10	137	116	19,5
14,5	139	118	19,5
19	158	134	19,5

P3=3 bars			
xi (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
1,5	131	155	19,5
5,5	119	140	19,5
10	127	142	19,5
14,5	130,5	137	19,5
19	164,5	145	19,5

P4=4 bars			
xi (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
1,5	155	156	19,5
5,5	142	138,5	19,5
10	153	130,5	19,5
14,5	152	129,5	19,5
19	169,5	146,5	19,5

P5=5 bars			
xi (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
1,5	148,5	152	19,5
5,5	142	136	19,5
10	152	136	19,5
14,5	152,5	125	19,5
19	185,5	133	19,5

Tableaux III.1 : mesures de la température suivant l'axe longitudinal Ox à différentes pression considérées.

Après la mise en fonction du chalumeau la température du tube à flamme augmente jusqu'à une température T , des mesures de température sont prises à travers les orifices préparés à cet effet, d'abord pour le cas du jet désactivé. Après activation du jet de pression P_i on refait les mêmes mesures et l'ensemble des valeurs obtenues sont présentées sur les tableaux III.1 ci-dessus.

P1=1 bars			
z (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
2,9	113	127	19,5
2,5114	123	130	19,5
1,45	120	124	19,5
-1,45	154	123	19,5
-2,5114	150	135,5	19,5
-2,9	137	134	19,5

P2=2 bars			
z (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
2,9	138	113	19,5
2,5114	149	115	19,5
1,45	144	106	19,5
-1,45	172	88	19,5
-2,5114	177	105	19,5
-2,9	156	108	19,5

P3=3 bars			
z (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
2,9	131,5	129	19,5
2,5114	144,5	130	19,5
1,45	140	117	19,5
-1,45	175	88	19,5
-2,5114	173	107	19,5
-2,9	147	116	19,5

P4=4 bars			
z (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
2,9	144	109	19,5
2,5114	154	109	19,5
1,45	163	98	19,5
-1,45	193	64	19,5
-2,5114	191	78	19,5
-2,9	169,5	86	19,5

P5=5 bars			
z (cm)	Température (°C)		T ambiante (°C)
	sans jet	avec jet	
2,9	152	97	19,5
2,5114	168	95,5	19,5
1,45	159	84	19,5
-1,45	189	83	19,5
-2,5114	159	99,5	19,5
-2,9	167,5	107,5	19,5

Tableaux III.2 : mesures de la température suivant l'axe radial Oz à différentes pression considérées.

Les tableaux III.2 nous donnent les mesures de la température obtenues dans le sens radial avec activation du jet et sans jet de refroidissement.

III.6. Conclusion

La réalisation expérimentale nous a pris beaucoup de temps, les problèmes rencontrés durant les différentes étapes suivies ne sont pas présentées en détails (soudures, combinaison

des pièces, circuit d'air comprimé, circuit de chalumeau...). Les principales étapes sont la conception, la réalisation et l'exploitation du banc d'essai. Les résultats obtenus seront présentés dans le chapitre suivant sous forme de courbes d'évolution de la température.

Chapitre IV

Analyse des Résultats Expérimentaux

Dans ce Chapitre, les résultats expérimentaux obtenus durant les essais seront présentés sous forme de courbes d'évolution de la température suivant les deux directions principales.

IV.1. Mesures de la température suivant l'axe longitudinal Oy:

Pour les premiers jets de pression $P=1$ bars on constate que la pression du jet n'est pas suffisante pour refroidir la surface chaude puisque la température de cette dernière augmente après activation du jet, voir Figure IV.1.

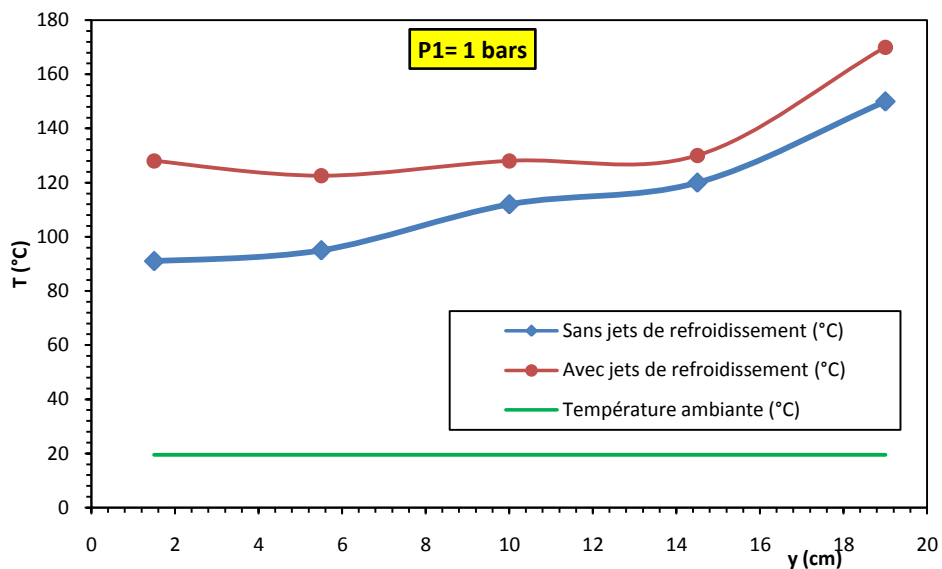


Figure IV.1: Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression $P_1=1$ bar.

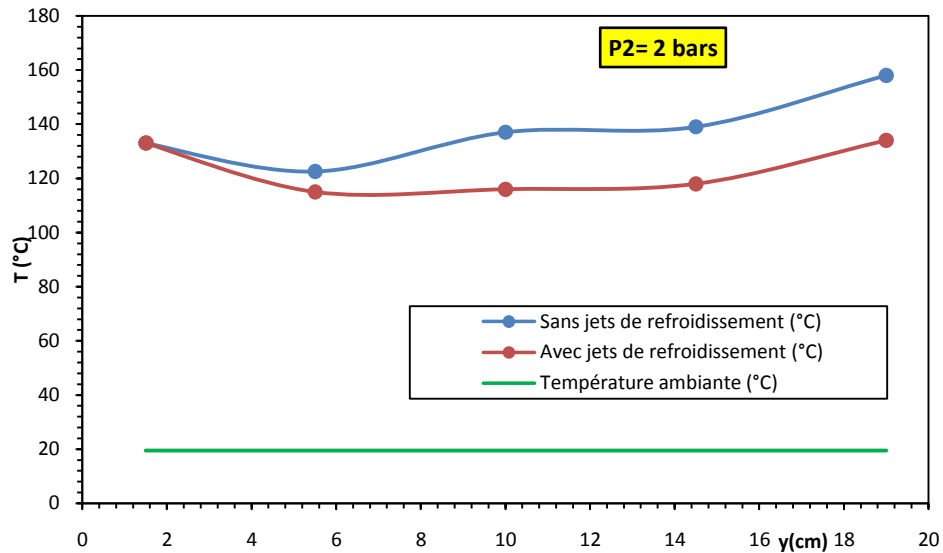


Figure IV.2: Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression P2=2 bars.

Pour le jet de pression P2=2 bars on remarque l'effet du jet sur toute la plaque à refroidir c'est-à-dire à partir de $x=1.5$ cm la température chute sous l'effet du jet, voir Figure IV.2.

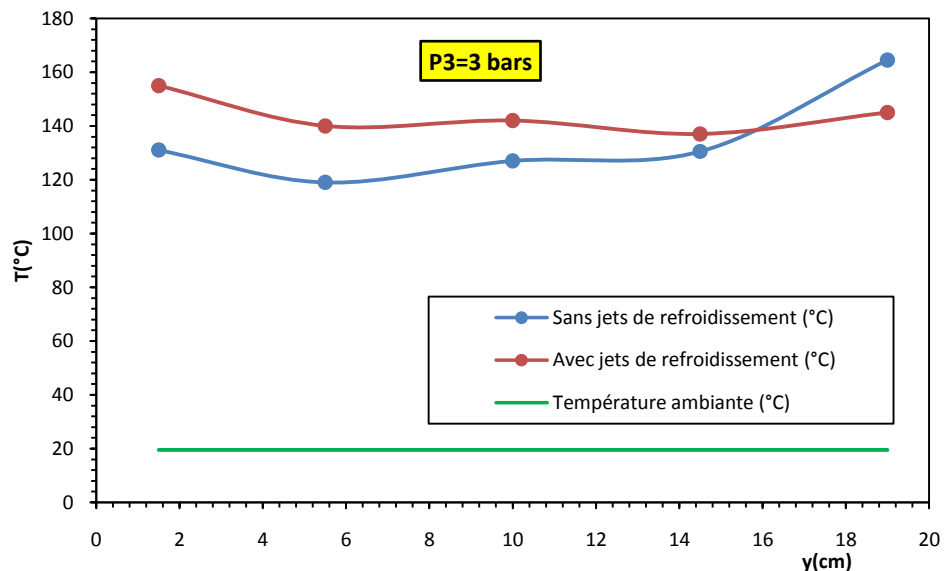


Figure IV.3: Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression P3=3 bars.

Lorsque la pression du jet atteint la valeur P3=3 bars les deux évolutions sont quasi-confondues vers la sortie du tube à flamme, voir Figure IV.3.

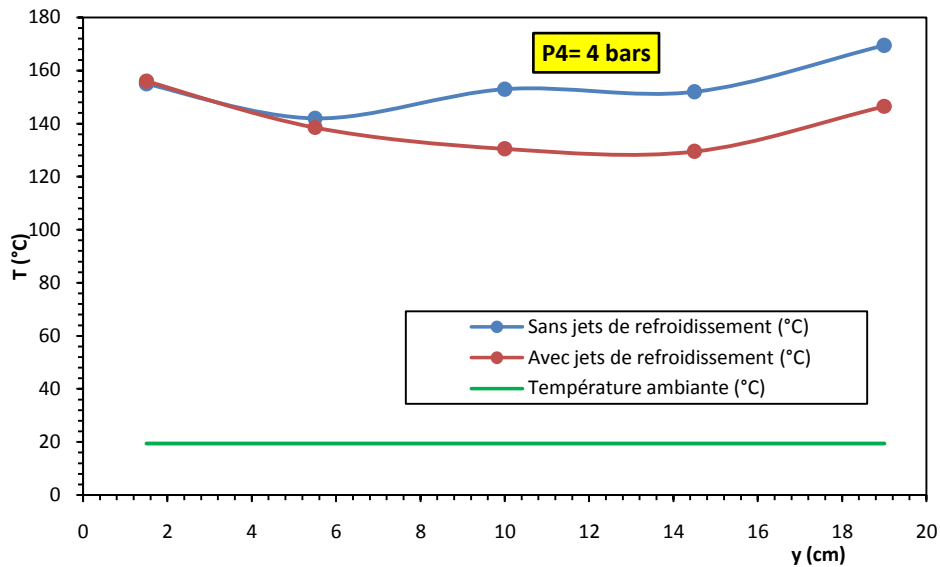


Figure IV.4: Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression P4=4 bar.

La Figure IV.4 montre que lorsque la pression du jet atteint la valeur P4=4 bars, les deux évolutions sont quasi-confondues vers l'entrée du tube à flamme et se séparent quand on se rapproche de la sortie.

Les résultats de l'essai avec P5=5 bars sont similaires à ceux obtenus les jets de pression P4=4 bars.

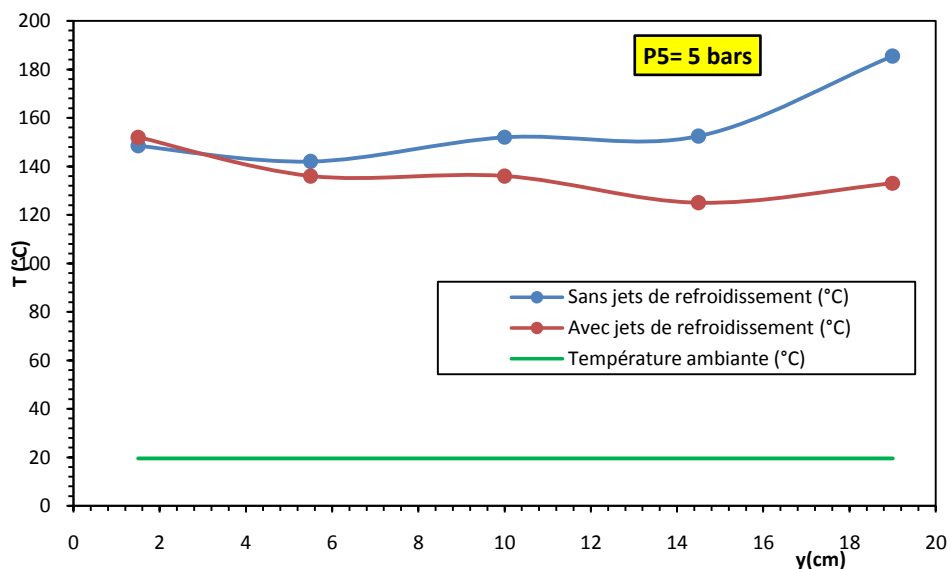


Figure IV.5: Evolution de la température dans la direction longitudinale pour le jet de pression P5=5 bars.

IV.2. Mesures de la température suivant l'axe radial Ox:

La diminution de la température due aux jets de pression est apparente dès le début

c'est-à-dire pour $P=1, 2$ bars, on constate que plus la pression du jet augmente l'écart de température est appréciable après activation du jet, voir Figures IV.6 à IV.10.

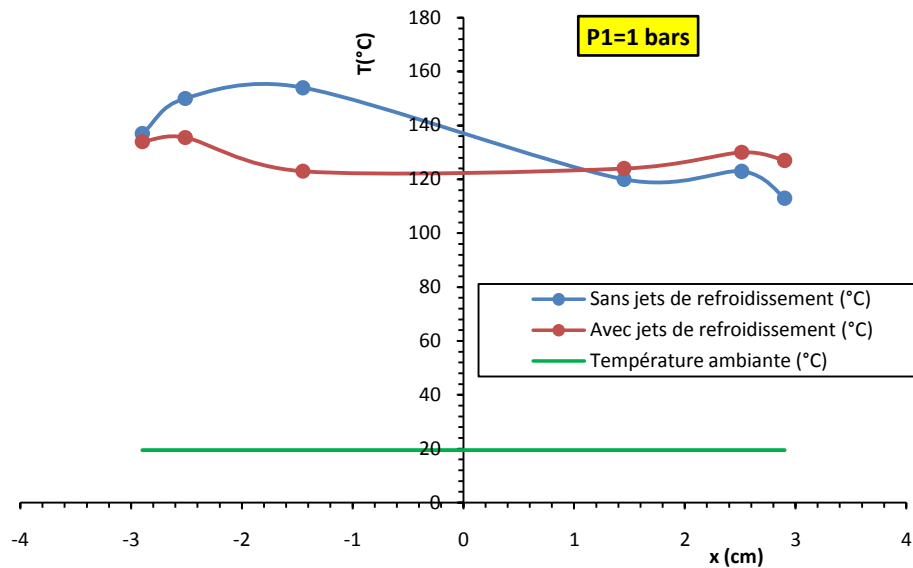


Figure IV.6: Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression $P1=1$ bar.

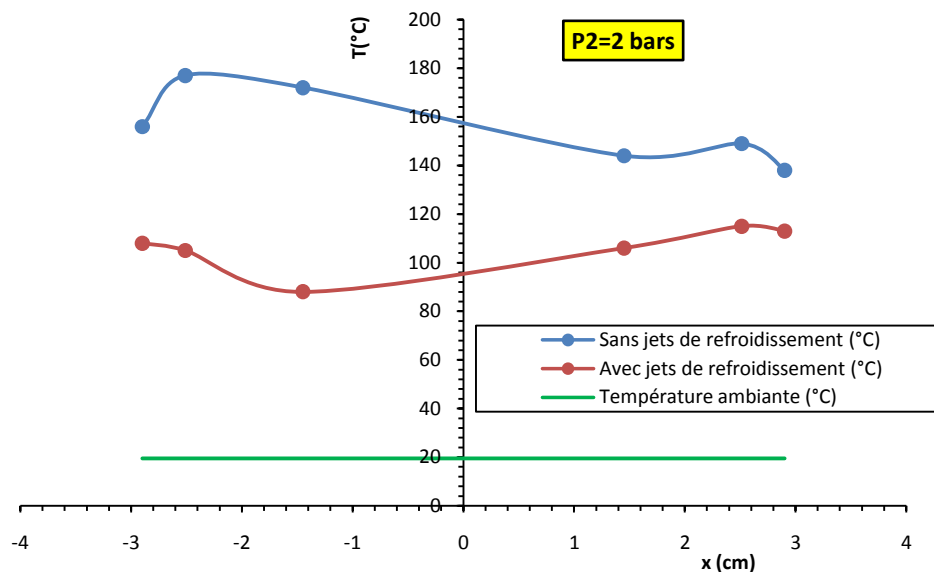


Figure IV.7: Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression $P1=2$ bars.

Pour des jets à pression $P=3,4$ et 5 bars on constate qu'on arrive à refroidir notre plaque chaude cylindrique d'un ΔT remarquable.

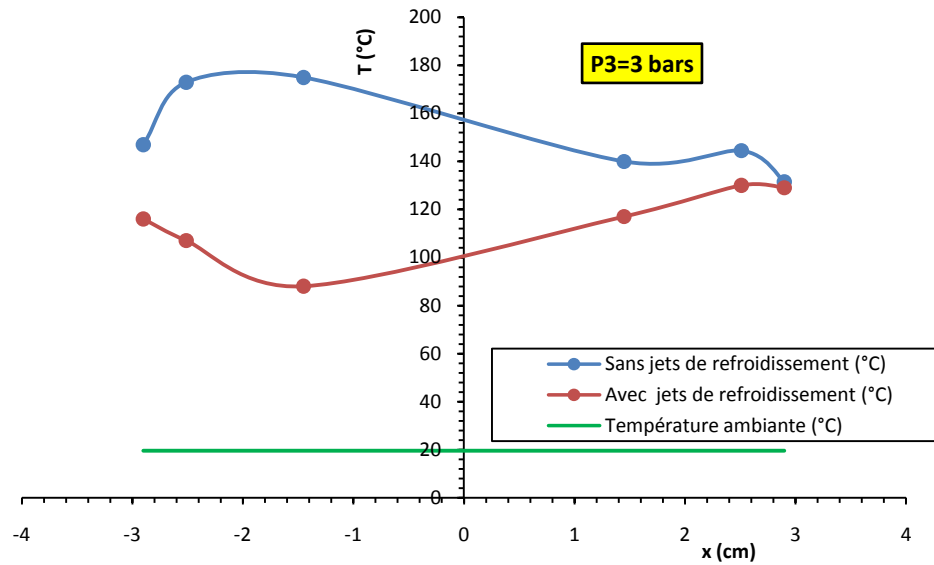


Figure IV.8: Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression P3=3 bars.

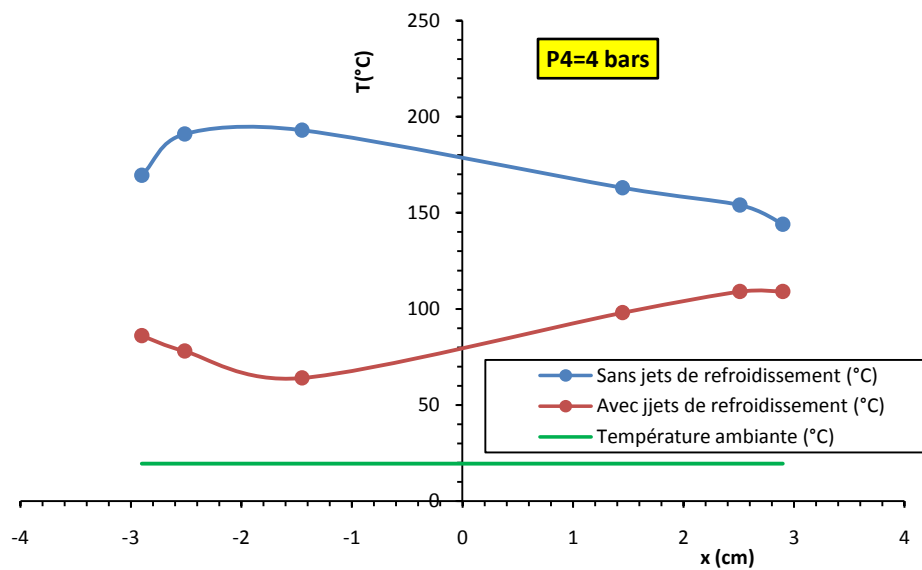


Figure IV.9: Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression P4=4 bars.

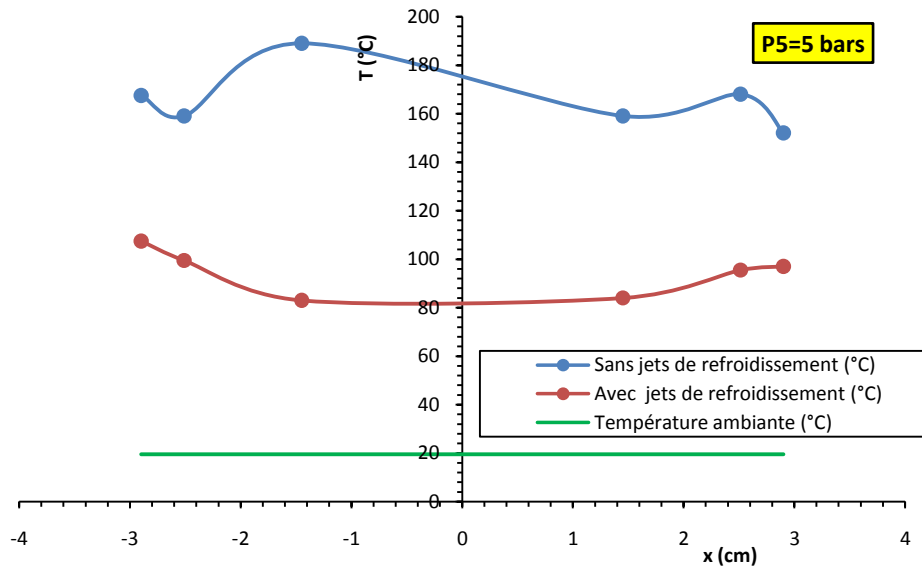


Figure IV.10: Evolution de la température dans la direction radiale pour le jet de pression $P5=5$ bar.

IV.3. Conclusion:

Cette première investigation pionnière concernant le refroidissement par jets impactant des surfaces très chaudes de formes cylindriques nous a permis de réaliser un banc d'essais et de comprendre que le refroidissement n'est réalisable qu'à partir d'un certain jet généré par une pression conséquente.

Chapitre V

Simulation Numérique

Dans ce dernier chapitre on présente une simulation numérique du fonctionnement de notre système, étudié dans la partie expérimentale (Chapitre III et IV précédents), pour le cas extrême où la pression de la chambre est égale à $P=3$ bars.

V.1. Maillage de la géométrie :

Le maillage utilisé est une combinaison entre les éléments triangulaires et quadrilatéraux, le pas est de 5 mm.

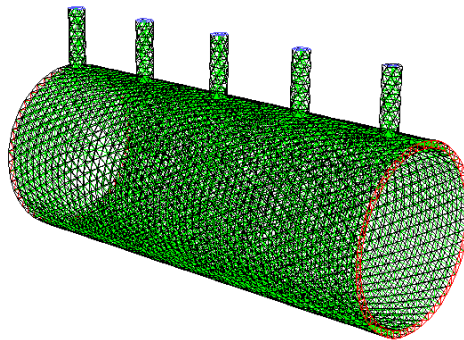


Figure V.1: maillage de la géométrie.

V.2. Conditions aux limites :

A l'entrée des jets de refroidissement on choisie la pression de jet, à la sortie la condition au limite est la pression atmosphérique, après initialisation des calculs on lance le processus numérique. Les résultats obtenus sont présentés ci-dessous après convergence.

V.3. Résultats de la simulation numérique :

Après convergence du processus numérique les résultats obtenus peuvent être présentés sous forme de contours et de vecteurs comme suit :

V.3.1. Contours de pression:

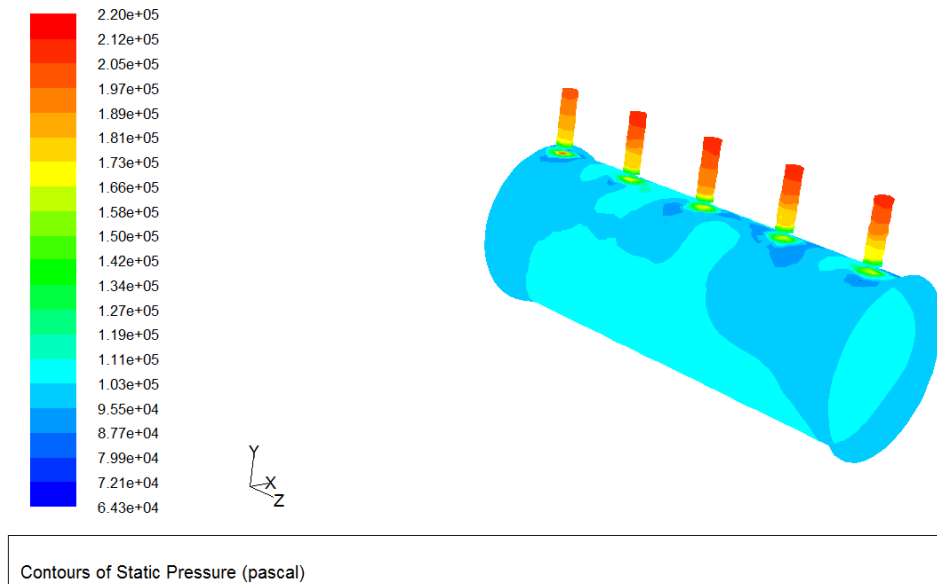


Figure V. 2: Champ de pression sur le tube à flamme.

On constate qu'il y a une décroissance de la pression à travers la buse ainsi qu'à la sortie du tube, puis on remarque une légère hausse de pression sur les points d'arrivée des jets.

V.3.2. Contours de densité:

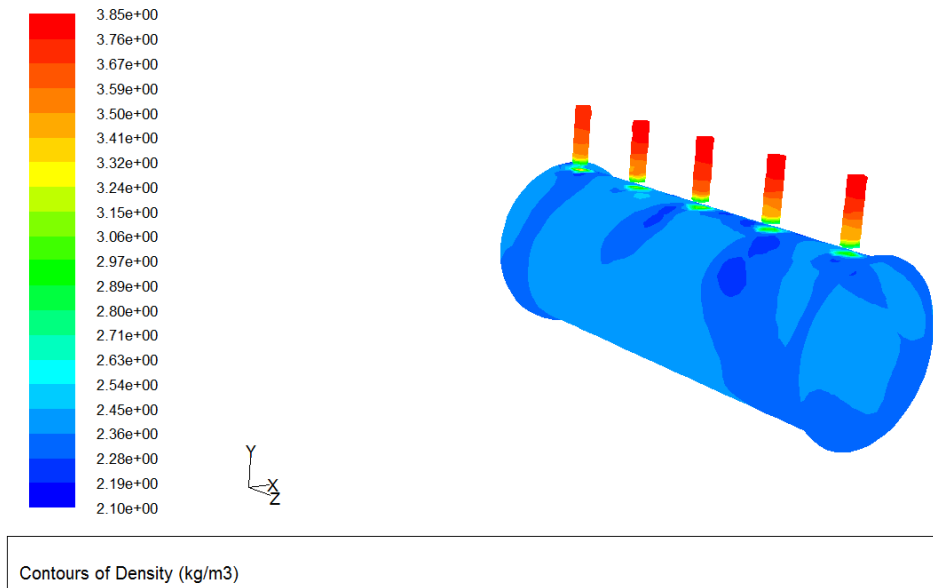


Figure V. 3 : Champ de densité dans le tube à flamme.

La pression est maximale dans les buses, cette dernière diminue lorsque on se déplace vers la sortie du tube à flamme.

V.3.3. Contours de la vitesse :

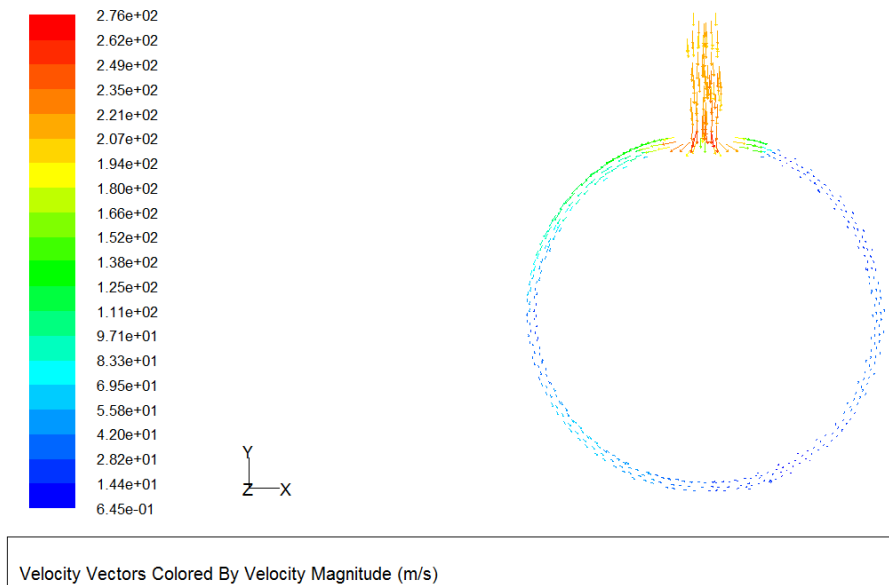
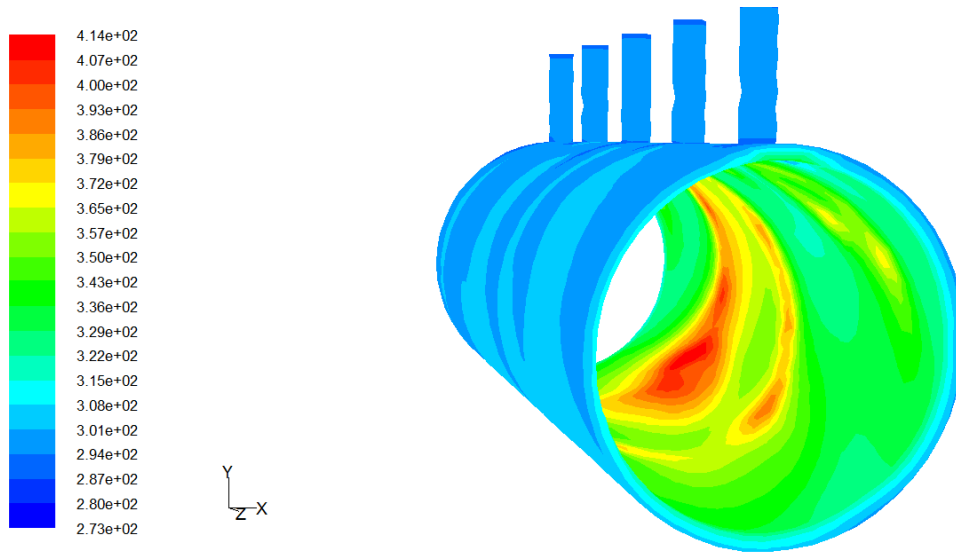


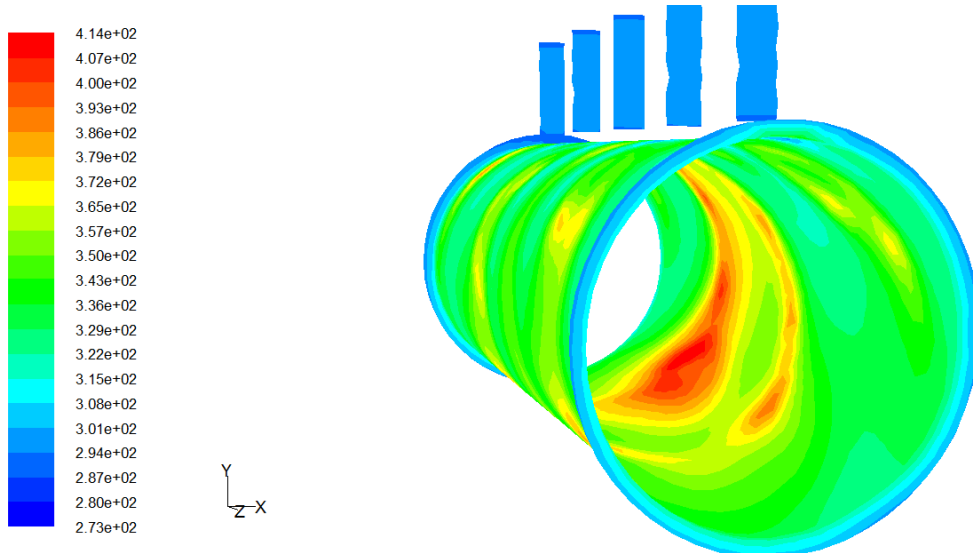
Figure V. 4 : Champ de vitesse dans la tuyère.

On constate une vitesse de jet maximale à la sortie de la buse, due à une grande pression d'alimentation des jets, la vitesse diminue peu à peu lorsque on s'éloigne vers la sortie du système.

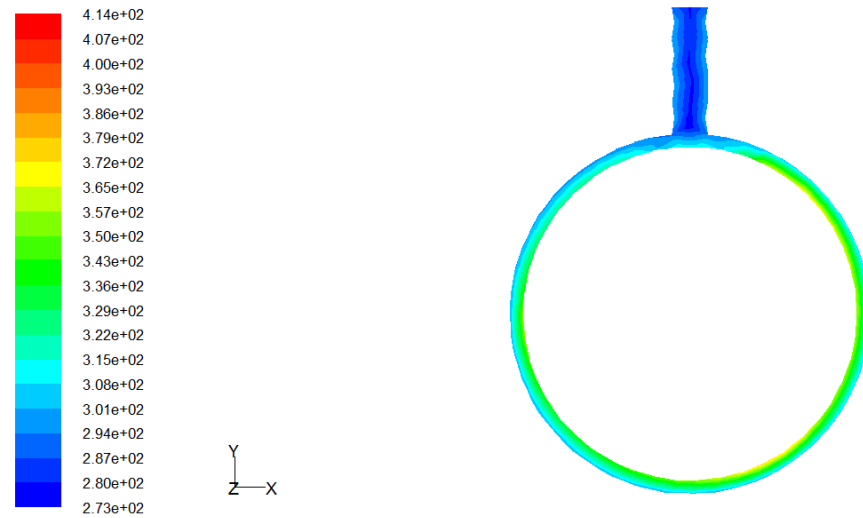
V.3.4. Contours de la température :



Contours of Static Temperature (k)



Contours of Static Temperature (k)

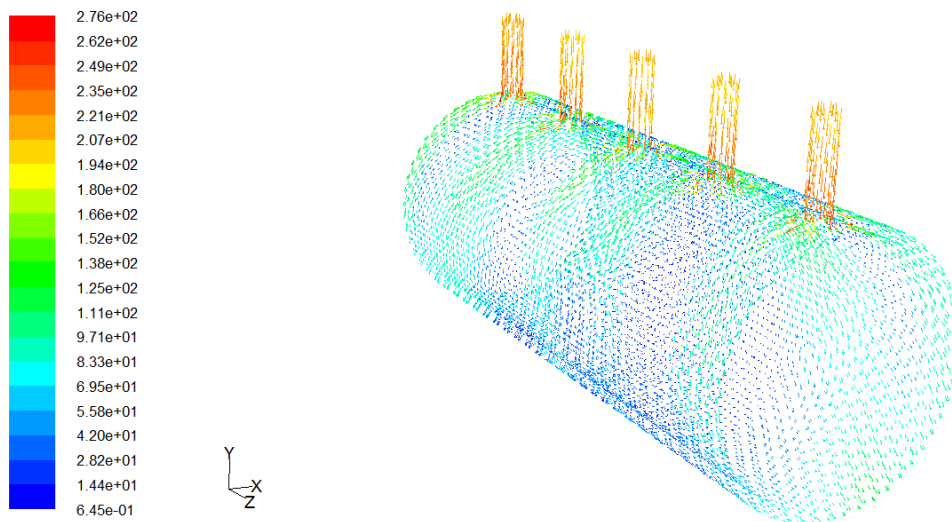


Contours of Static Temperature (k)

Figure V. 5 : Champ de température dans le tube à flamme.

On remarque une baisse de température le long du tube extérieur lorsqu'on se rapproche de la zone des jets, ainsi qu'à l'interface tube à flamme et le tube extérieur à cause du changement de pression brusque dans l'espace confiné annulaire, la température est minimale dans les buses.

V.4. Vecteurs vitesses:



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s)

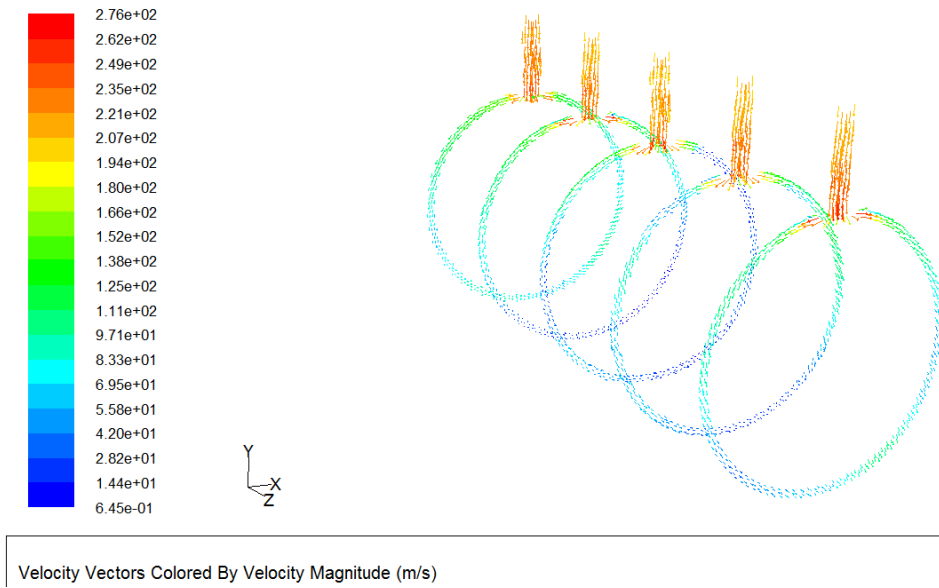


Figure V. 6 : Champ de vecteur-vitesse dans le tube.

La vitesse est maximale à la sorties des buses et diminue lorsque on s'éloigne de cette zone.

V.5. Effets de la pression du jet de refroidissement

Pour le cas ou la pression de la chambre de tranquillisation est fixée et la distance entre les deux cylindres coaxiaux $h=3$ mm, la température mesurée sur la plaque refroidie est comme suit :

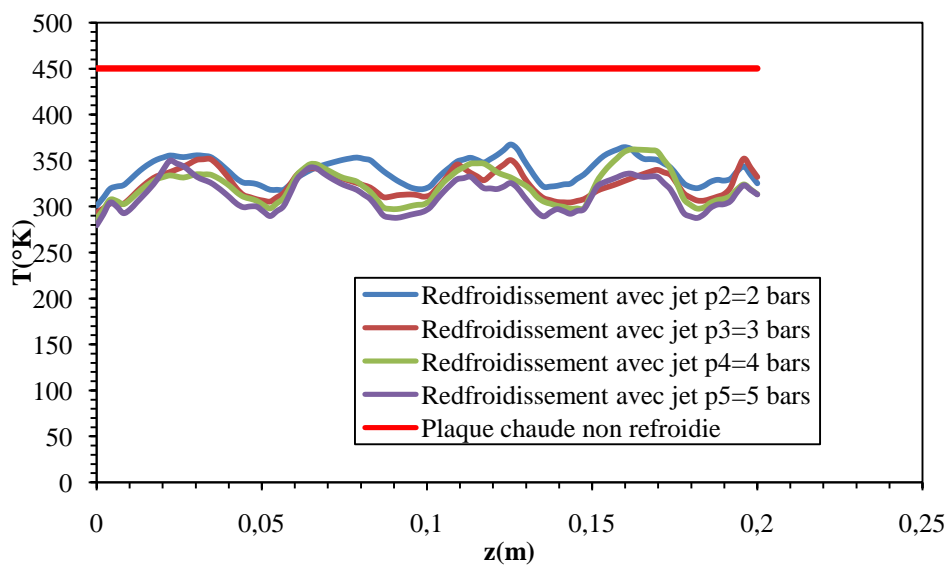


Figure V. 7 : Courbe de la température de la plaque refroidie en fonction de la position suivant la direction axiale Oz.

Après activation du jet avec une pression de sortie $P= 2, 3, 4, 5$ bars sur la paroi chaude située à une position $y=37$ mm et à la température maximale 450 K, cette dernière diminue quand on active le jet de refroidissement pour toutes les pressions considérées. Et enfin on constate que les positions des jets sont très remarquables à travers l'évolution de la température de la plaque refroidie.

V.6. Comparaison des températures expérimentale et numérique :

En comparant les valeurs des températures expérimentales et numériques obtenues au voisinage du tube à flamme, suivant la direction axiale des tubes, on constate qu'on a un bon accord entre les valeurs obtenues à l'extrémité des cylindres. Sur les deux courbes, on constate une allure différente de la température, on remarque que les points sont plus éloignés les uns des autres dans la zone centrale du tube et se rapprochent au fur et à mesure que l'on se rapproche des sorties du système. On constate que la température numérique est supérieure à la température expérimentale malgré la concordance de leurs formes respectives. Ceci est dû à l'interaction simultanée des jets.

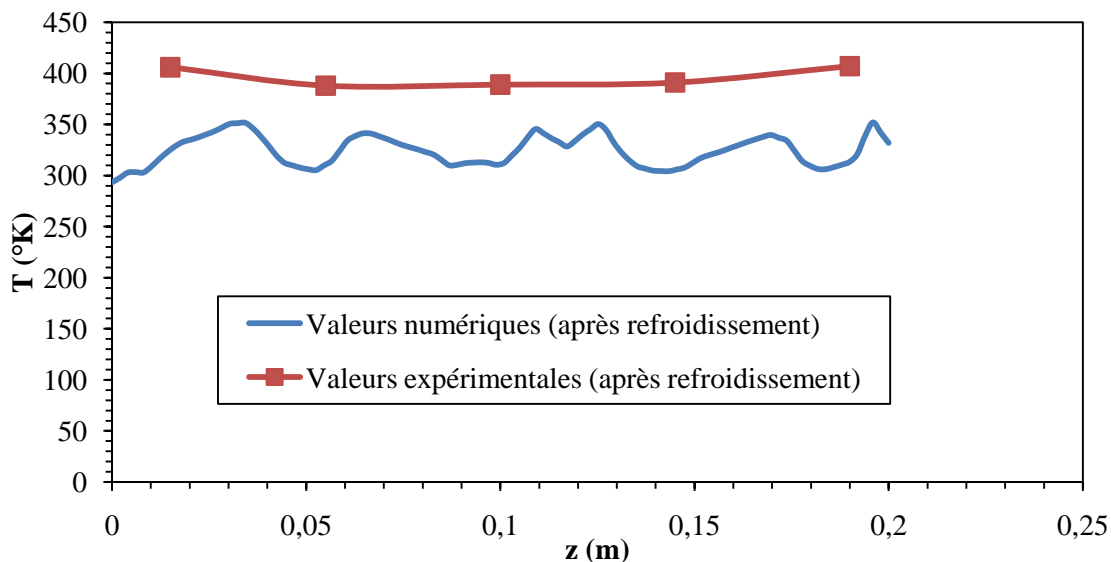


Figure V. 8 : Validation de la température numérique par comparaison avec les mesures expérimentales suivant la direction axiale Oz .

V.7. Conclusion :

Dans cette partie de notre travail les différents contours présentés nous permettent de comprendre l'interaction des cinq jets lorsque ils sont activés et la température de la plaque chaude diminue énormément en particulier sous les jets, ce refroidissement est très affecté par la pression du jet. Plus la pression du jet est importante plus la température est diminuée.

Conclusion Générale

Dans ce travail, nous avons présenté une étude expérimentale portant sur le refroidissement par jets impactant une surface cylindrique chauffée. L'étude du refroidissement d'une chambre de combustion, à double peaux constituée de deux surfaces cylindriques lisses en acier de diamètres $d_{int}=6\text{cm}$ et $d_{ext}=8\text{ cm}$, est lié à plusieurs phénomènes physiques tels que la vitesse du jet présentée par sa pression et l'évolution de la température de la surface refroidie.

Les résultats obtenus dans ce mémoire ont été présentés sous forme de courbes tracées en utilisant le logiciel Excel. Les résultats de notre étude et notre recherche montrent clairement que le refroidissement par jet impactant est limité par la valeur de la vitesse du jet traduite par sa pression ceci est directement relié aux autres paramètres géométriques tels que le diamètre de la buse du jet, la distance séparant la buse de la surface à refroidir et l'ordre de grandeur de la température mise en jeu. Dans le dernier chapitre une simulation numérique a été effectuée pour montrer l'évolution d'autres paramètres comme la pression et la vitesse du fluide caloporteur.

Références Bibliographiques

- [1]. Cailin, W., S. Cheng, and H. Junya. A new trench-planner gate MOSFET structure. In Power Electronics and Motion Control Conference, IPEMC '09. IEEE 6th International. 2009.
- [2]. Nakamura, K., et al. Advantages of thick CVD gate oxide for trench MOS gate structures., Proceedings. The 12th International Symposium on Semiconductor Devices and ICs in Power, 2000.
- [3]. Nishida, S.O., T.; Fujikawa, T. ;Nose, N. ; Ishiko, M. ; Hamada, K. , Neutron Induced Single-Event Burn out of IGBT, in Power Electronics Conference (IPEC), 2010, p.142-148.
- [4].Donald D. Grayand Aldo Giorgini. The validity of the boussinesq approximation for liquids and gases. Int. J. Heat Mass Transfer, 19, 1976, 545–551.
- [5]. Shang D. Y. et Wang B. X. The deviation of heat transfer calculation for laminar free convection of gas due to ignoring the variable thermophysical properties. Wärme- und Stoffübertragung, volume 28, 1993, p.33-36.
- [6]. Ait Hammou Z, Benhamou B, Galanis N et Orfi J. Laminar Mixed Convection of humid Air in a vertical channel with evaporation or condensation at the wall. Int. J. Thermal Sciences, volume 43, 2004, p.531-539.
- [7]. Elenbaas.W. Heat dissipation of parallel plates by free convection. Physica IX, 39 (1), 1942, 1–28.
- [8].B.W. Webb et D.P. Hill., High Rayleigh Number Laminar Natural Convection in an Asymmetrically Heated Vertical Channel, Transactions of the ASME, 111, 1989, 649–656.
- [9] G. Polidori, C.V. Popa, et T.H. Mai. Transient Flow Rate Behaviour in an External Natural Convection Boundary Layer. Mechanics Research Communications, 30, 2003, 615–621,
- [10]. A. Bejan. Convection Heat Transfer, second edition. John Wiley and Sons Inc, 1994.
- [11]. T Cebecci, AA Khattab et R Lamont, Combined Natural and Forced Convection in Vertical Ducts, Congrès Heat Transfert, Munich, 1982, (p369).
- [12] M Nakajima, K Fukut, H Ueda et T Mizushina, Buoyancy Effects on Turbulent Transport in Combined Free and Forced Convection Between Vertical Parrallel Plates. J Heat Mass Transfert, vol 23, 1980, p 13-25.
- [13]. Dogan. A, M. Sivrioglu and S. Baskaya, Experimental investigation of mixed convection heat transfer in a rectangular channel with discrete heat sources at the top and at the bottom, International Communications in Heat and Mass Transfer, 32, 2005, pages : 1244-1252.
- [14]. Rajaratnam, N. Turbulent jets; Elsevier scientific publishing company, (1976).
- [15] Martin .H. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. Advances in Heat transfer, vol.13, (1977), pp.1-60.
- [16]. Turbulent Van Der Hegge Zijnen. Measurements of the velocity distribution in a planet jet of air. Appl. Sci. Res. 7, (1957), 256-276.
- [17]. Shakouchi,T., Kuzuhara,S. Analysis of a jet attaching to an offset parallel plate (influence of an opposite wall). Bulletin of JSME, 25, (203), 1982, 766–773.
- [18]. Zeghour, M. Étude de l'évolution d'un jet bidimensionnel dans des cavités rectangulaires. Thèse de magister, institut de génie mécanique, Boumerdes, (1997).
- [19]. Bradbury. L. J. S (1965). The structure of a self-preserving turbulent plane jet. J. Fluid Mech., 23, 31-64.
- [20]. J.P. Shown: Théorie des jets : 10^{ème} journées internationales de l'IFCE. Tirage et dispersion des fumées. École centrale Lyonnaise, 1975.
- [21]. QuinnW.R, Militzer. Experimental and numerical study of a turbulent free square jet. The Physics of fluids ISSN

0031-9171, 1988, vol.31, n°5, pp.1017-1025.

- [22]. Namer. I and Otügen. M. Velocity measurements in a plane turbulent air jet at moderate Reynolds numbers. *Exp. in Fluids*, 6, 1988, 387-399.
- [23]. Ribault. C. L, Sarkar. S and Stanley. S.A . Large eddy simulation of plane jet. *Physics of fluids*, 11, 10 (October 1999), 3069-3083.
- [24]. Habili, H. Mhiri, S.El. Golli. Simulation Numérique d'un Ecoulement de Type Jet Plan Turbulent à Masse Volumique Variable par Deux Modèles de Turbulence au Premier Ordre, *Rev. Energ. Ren. Journées de Thermique*, 2001, 91-96.
- [25]. N.E. Kotosovinos. 'Plane Turbulent Buoyant Jets, Part 1. Integral Properties', *J. Fluid. Mech.*, 81, 1977, pp.45-62.
- [26]. Bannour .M . Contribution à l'étude de l'impact normal d'un jet liquide bidimensionnel sur un plan : Calcul du transfert de matière sur une surface active située dans le plan d'impact, Thèse de Doctorat 3^{ème} cycle, Physique, Poitiers, 1987.
- [27]. Looney .M.K. et Walsh .J.J. Mean flow and turbulent characteristics of free and impinging jet flow. *Journal of fluid mechanics*, 147, 1984, p: 397-429.
- [28]. Senter. J. Analyse expérimentale et numérique des écoulements et des transferts de chaleur convectifs produits par un jet plan impactant une plaque plane mobile. Thèse de Doctorat, Université de Nantes, 2006.
- [29]. Yokobori, S. and Kasagi, N. and Hirata, M. Characteristic behavior of turbulence in the stagnation region of a two-dimensional submerged jet impinging normally on a flat plate, *Proceedings of Symposium on Turbulent Shear Flows*, Pennsylvania, April 18-20, 1977, 3.17-3.25.
- [30]. Tu, C.V and Wood, D.H. Wall pressure and shear stress measurements beneath an impinging jet. *Exp. Thermal Fluid Sci*, 13, 1996, 364–373.
- [31]. Ashforth-Frost, S., Jambunathan, K. and Whitney, C.F. Velocity and turbulence characteristics of a semi-confined orthogonally impinging slot jet, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 14, 1997, 60-67.
- [32]. J. Sakakibara, K. Hishida & M. Maeda. Vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging plane jet, simultaneous measurements of velocity and temperature fields by digital particle image velocimetry and laser induced fluorescence. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol.40, no 13, 1997, p.3163–3176.
- [33]. Narayanan, V. Time-resolved thermal flow structures in impinging slot jet flows, HT2003-47493, In: *Proceedings of the Summer Heat Transfer Conference*, Las Vegas, Nevada, 2003.
- [34]. S. Maurel, C. sollic. A turbulent plane jet impinging nearby and from a flat plate. *Experiments in Fluids*, 31, 2001, 687-696.
- [35]. Beaubert. F, and S. Viazzo. Large eddy simulations of plane turbulent impinging jets at moderate Reynolds numbers, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24, 2003, 512–519.
- [36]. Hattori, H. and Nagano, Y. Direct numerical simulation of turbulent heat transfers in plane impinging jet, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25, 2004, 749-758.
- [37]. Slawomir. K and Dick. E. Simulation of plane impinging jets with k- ϵ based hybrid RANS/LES models. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31, 2010, 862–878.
- [38]. Wilcox, D. C., Formulation of k- ω turbulence model revisited, *AIAAJ*, 46, 2008, 2823-2837.
- [39] K. Subba Raju and E.U. Schlinder. Heat transfer between an impinging jet and a continuously moving surface, *Wärme-Stoffübertr*, 10, 1977, 131–136.
- [40]. Van Heiningen, A.R.P., Mujumdar, A.S. and Douglas, W.J.M. Flow and heat transfer characteristics of turbulent solt impinging on a moving wall , 1st symposium Turbulent Shear Flow, Penn-State University, College Park, 1, 1977, 3.9-3.15.
- [41] Gardon. R, and Akfirat, J.C , Heat transfer characteristics of impinging two- dimensional air jets, *journal heat*

transfer, Transactions of the ASME, 1966, 101 -108.

[42] Huang C. C., Yan W. M. et Jang J. H. Laminar mixed convection heat and mass transfer in vertical rectangular ducts with film evaporation and condensation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, volume 48, 2005, p. 1772–1784

[43]. Launder, B.E. and Spalding, D.B. The numerical computation of turbulent flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3, 1974, 269-289.

[44] D.A. Zumbrunnen, F.P. Incropera, R.A. Viskanta. Laminar boundary layer model of heat transfers due to an on uniform planer jet impinging on a moving plate, *Wärme-Stoffübertr*, 27, 1992, 311–319.

[45] Senter, J., Sollic, C. and Viazzo S. Analyse des transferts thermiques convectifs pariétaux produits par un jet plan turbulent impactant une surface plane mobile, 17^{ème} Congrès Français de Mécanique, Troyes, Septembre 2005.

[46] M.A.R. Sharif, A. Banerjee., Numerical analysis of heat transfer due to confined slot-jet impingement on a moving plate, *Applied Thermal Engineering*, 29, 2009, 532–540.