

REPUBLIC ALGERINNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DE BLIDA 1
INSTITUT D'AERONAUTIQUE ET DES ETUDES SPECIALES
DEPARTEMENT CONSTRUCTION AERONAUTIQUE

MEMOIRE

DE FIN D'ETUDE POUR L'OBTENTION DU DIPLOME DE MASTER

THEME :

***Étude numérique aérodynamique et
thermique d'un jet rond chauffé impactant
une paroi plane***

Présenté par : *MME TABBOU RANIA*

Soutenue publiquement le : 03/10/2020

Le promoteur : Monsieur Ahmed neche

Le co-promoteur : lazeb Sbaa

Année Universitaire : 2019-2020

REMERCIEMENT

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué au succès de ma mémoire et qui m'ont aidée lors de la rédaction de ce mémoire.

*Je voudrais dans un premier temps remercier, mon directeur de mémoire Monsieur **NECH AHMED**, professeur à l'institut d'aéronautique et des études spatiale, département construction aéronautique université de BLIDA, pour sa patience, sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils, qui ont contribué à alimenter ma réflexion.*

Je remercie également toute l'équipe pédagogique de l'université de BLIDA et les intervenants professionnels responsables de ma formation, pour avoir assuré la partie théorique de celle-ci.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance aux personnes suivantes, pour leur aide dans la réalisation de ce mémoire :

*Monsieur **SBAA** qui m'a beaucoup appris sur les défis à relever dans le monde programmation. il a partagé ses connaissances et expériences dans ce milieu, tout en m'accordant sa confiance et une large indépendance dans l'exécution de missions valorisantes.*

Mes parents, et ma petite famille pour leur soutien constant et leurs encouragements.

Tables des matières

Chapitre 1 : Introduction générale

I.1	Introduction
I.2	Caractéristiques d'un jet impactant
I.3	Transferts de chaleur
I.4	Résumé des recherches antérieures
I.5	L'objective de l'étude
I.6	Organisation du mémoire

Chapitre 2 : Modélisation mathématique

2.1	Introduction
2.2	Équations instantanées de Navier-Stokes
2.3	Effet de la turbulence sur les équations instantanées de N.S.
2.4	Modélisation de la turbulence
2.5	Modèle k- ϵ
2.6	Conditions aux frontières du domaine de calcul
2.7	Conclusion

Chapitre 3 : Modélisation numériques

3.1	Introduction
3.2	Généralisées sur le CFD
3.3	Création de la géométrie (Domain de calcul)
3.4	Génération de maillage

3.5 Solveur

3.6 Validation

3.7 Conclusion

Chapitre 4 : La discussion des résultats

4.1

4.2

4.3

Conclusion générale

Bibliographie

Symboles	Significations	Unités
D	Diamètre de jet	[m]
H(ou Z, L)	Distance d'impact	[m]
x, r	Coordonnées du système cylindrique	[m]
h	Coefficient d'échange convectif	[Wm⁻²K⁻¹]
\dot{q}	la densité de flux de chaleur	[W/m²]
T	Température	
T_p	la température de paroi	
T_{ref}	la température de référence	
K, λ	la conductivité thermique du fluide	[W/m.K]
ρ	Masse volumique	[kg.m⁻³]
u	la vitesse	[m/s]
u_i	vitesse longitudinale	[m.s⁻¹]
u_j	vitesse transversale	[m.s⁻¹]
t	le temps	[s]
E	l'énergie	[J]
μ	Viscosité dynamique	[kg.m⁻¹s⁻¹]
P	Pression	[Pa]
δ_{ij}	Delta de Kronecker	[-] 1

\dot{U}	fluctuation de vitesse	
\bar{U}	vitesse moyenne	
K	l'énergie turbulent	
ε	taux de dissipation	
σ	nombre de Prandtl turbulent	[-]
ν	La viscosity cinématique	[m2s-1]
Les nombres adimensionnelles		
Nu	le nombre de nusselt	$Nu = \frac{H D}{K}$
Re	le nombre de reynolds	$Re = \frac{\rho V D}{\mu}$
Pr	le nombre de prandtl	$Pr = \frac{\rho C_p \nu}{K}$

Nomenclature

D	Diamètre de jet	[m]
H(ou Z, L)	Distance d'impact	[m]
x, r	Coordonnées du système cylindrique	[m]
h	Coefficient d'échange convectif	[Wm ⁻² K ⁻¹]
\dot{q}	la densité de flux de chaleur	[W/m ²]
T	Température	[k]
T _p	la température de paroi	[k]
T _{ref}	la température de référence	[k]
K, λ	la conductivité thermique du fluide	[W/m.K]
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
u	la vitesse	[m/s]
u_i	vitesse longitudinale	[m.s ⁻¹]
u_j	vitesse transversale	[m.s ⁻¹]
t	le temps	[s]
E	l'énergie	[J]
μ	Viscosité dynamique	[kg.m ⁻¹ s ⁻¹]
P	Pression	[Pa]
δ_{ij}	Delta de Kronecker	[-]
\dot{U}	fluctuation de vitesse	[m.s ⁻¹]
\bar{U}	vitesse moyenne	[m.s ⁻¹]
K	l'énergie turbulent	[j/kg]

ε	taux de dissipation	[w/kg]
σ	nombre de Prandtl turbulent	[-]
ν	La viscosity cinématique	[m ² s ⁻¹]

Les nombres adimensionnelles

Nu	le nombre de nusselt	$Nu = \frac{h D}{k}$
Re	le nombre de reynolds	$Re = \frac{\rho V D}{\mu}$
Pr	le nombre de prandtl	$Pr = -$

1.1 Introduction :

Les jets à impact sont largement utilisés lorsque des taux élevés de transfert de chaleur sont souhaités. Le refroidissement par impact a commencé à trouver le refroidissement des aubes et aubes des turbines à gaz à partir du début des années 60. Il a trouvé favorable comme moyen de refroidissement dans les régions à fort flux de chaleur car il est plus efficace méthode de refroidissement que le refroidissement par convection ordinaire. Pour améliorer la conception de ces systèmes une connaissance des paramètres affectant le taux de transfert de chaleur est nécessaire.

Le taux de transfert de chaleur vers ou depuis un jet frappant une surface est une fonction complexe de nombreux paramètres : Nusselt nombre (**Nu**), nombre Reynolds (**Re**), nombre Prandtl (**Pr**), l'espacement non dimensionnel de la buse à la plaque (**z / D**), et déplacement non dimensionnel par rapport au point de stagnation (**x / D**).

De plus, les effets de la géométrie des buses, du confinement de l'écoulement, turbulence, facteur de récupération et dissipation de la température du jet se sont tous révélés importants.

Certains inconvénients des dispositifs de refroidissement par impact sont les suivants :

(1) Pour les cibles en mouvement avec des surfaces très inégales, les buses à jet peuvent devoir être situées trop loin de la surface. Pour les jets commençant à une grande hauteur au-dessus de la cible (plus de 20 diamètres de buses de jet), la décroissance de l'énergie cinétique du jet lorsqu'il se déplace vers la surface peut réduire le $[1]Nu$ moyen de **20%** ou plus.

(2) Les modifications matérielles nécessaires à la mise en œuvre d'un dispositif à jet d'impact peuvent dégrader la résistance structurelle (une des raisons pour lesquelles le refroidissement par jet à impact est plus facilement appliqué aux aubes de stator de turbine qu'aux aubes de rotor).

(3) Dans les applications statiques où un transfert de chaleur ou de masse de surface très uniforme est requis, la haute densité résultante du réseau de jets et la petite hauteur de jet correspondante peuvent être difficiles à construire et à mettre en œuvre, et à de petits espacements, l'interaction jet peut dégrader l'efficacité.

Contexte industriel

Dans le contexte de l'aéronautique, ces dispositifs sont actuellement utilisés sur les aéronefs pour deux applications distinctes :

le refroidissement des aubes de turbine et le chauffage des bords d'attaque au niveau des voilures.

Refroidissement des aubes :

La figure 1 présente un turboréacteur double-flux aujourd'hui largement utilisé pour la propulsion des aéronefs civils. Les gaz chauds et comprimés issus de la chambre de combustion sont acheminés vers les différents étages de la turbine afin d'être convertis en énergie mécanique.

Cette énergie permet d'entraîner les différents étages du compresseur (haute-pression et basse-pression) et le fan, qui assure la majorité de la poussée générée par le moteur. À l'heure actuelle, l'amélioration du rendement du moteur passe par une augmentation de la température à l'entrée de la turbine (TET). Dans les moteurs actuels, cette dernière peut atteindre les 2 000°C.

Cette température dépasse la limite critique de résistance mécanique des meilleurs alliages. L'adjonction d'un dispositif de refroidissement est donc impératif afin d'assurer aux aubes une durée de vie acceptable (environ 20 000 heures de vol sur un avion civil).

La méthode actuellement privilégiée par les motoristes consiste à prélever de l'air « frais » (à une température d'environ 600°C) au niveau du compresseur haute-pression et à le conduire jusqu'à l'intérieur des aubages.

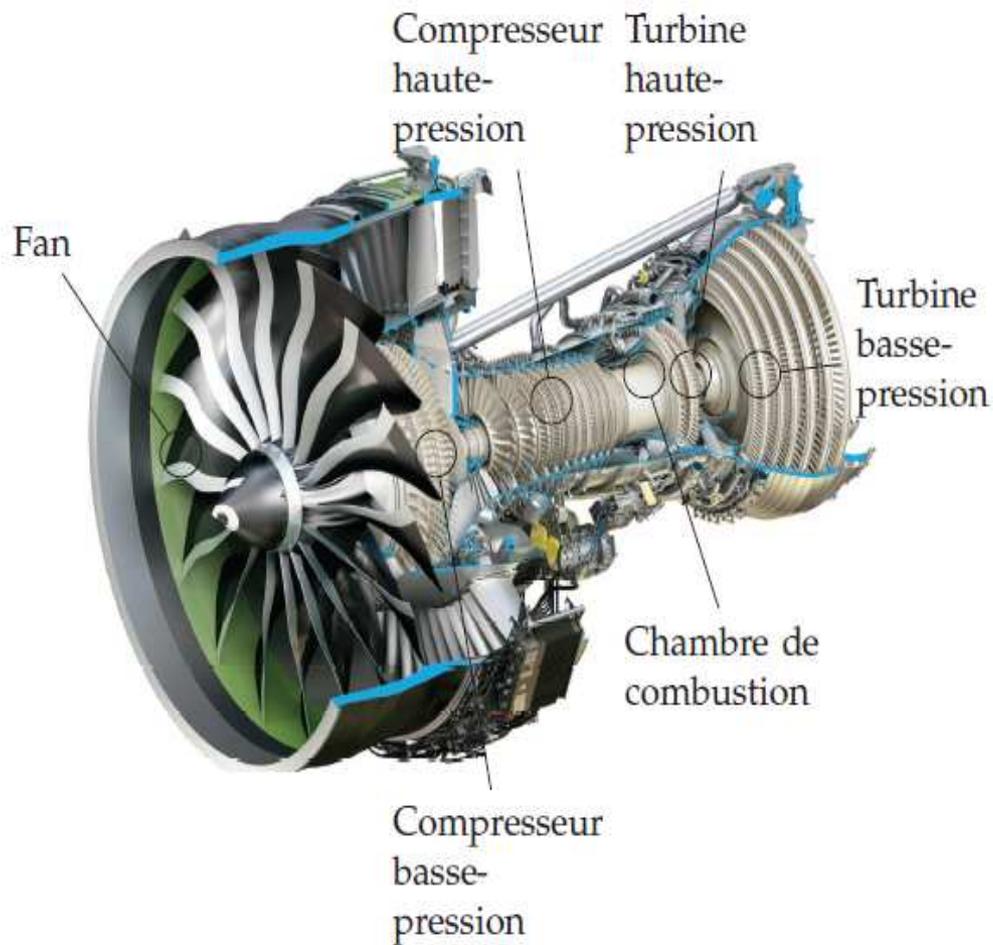
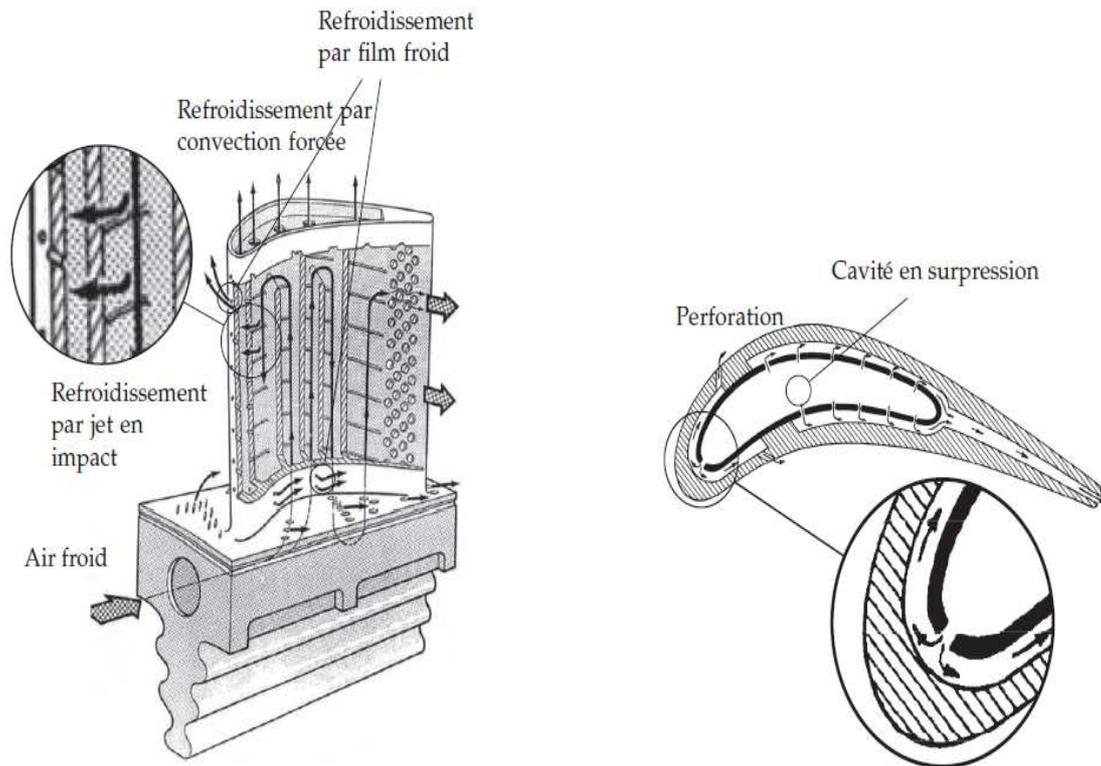


FIGURE 1 – Turboréacteur double-flux LEAP (Safran Aircraft Engines).

La figure (1) présente le trajet emprunté par l'air frais à l'intérieur d'une aube de la turbine haute-pression, soumise aux températures les plus élevées. Cet air parcourt un circuit complexe afin d'optimiser les échanges thermiques par convection forcée. La figure (b) représente une vue en coupe et montre un dispositif de jet en impact utilisé pour refroidir le bord d'attaque de l'aube, qui constitue sa partie la plus exposée. L'air s'échappe d'une cavité, maintenue en surpression, au travers d'un petit orifice et impacte la partie interne de l'aube.



(a) Illustration des dispositifs de refroidissement au sein d'une aube de turbine haute-pression

(b) Refroidissement par impact de jet au niveau du bord d'attaque

Généralité d'un jet axisymétrique en impact :

L'objectif de ce paragraphe est de présenter uniquement les notions de base de l'impact de jet au travers du cas d'un jet simple axisymétrique en impact. Il y a deux types de jet selon la nature du fluide environnant (Figure 1.1). Le premier est un jet submergé lorsque le fluide éjecté de l'injecteur est identique à celui constituant l'atmosphère externe et le deuxième est un jet liquide non submergé lorsque le fluide est liquide et qu'il débouche dans une atmosphère gazeuse.

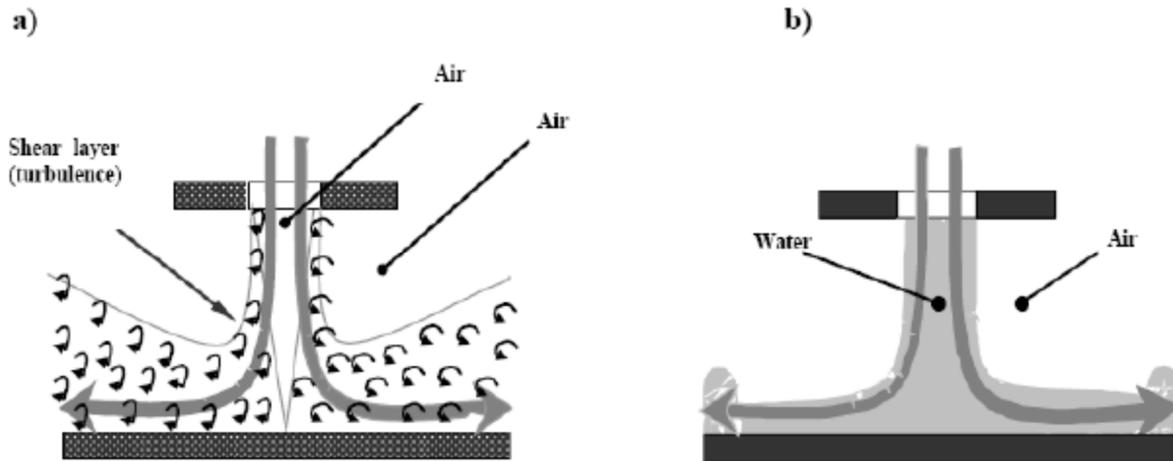


Figure 1.1 _ (a) Jet d'air, (b) Jet liquide

Dans ma thèse, je vais aborder principalement la configuration submergée académique de jets d'air en impact sur une paroi plane.

1.2 Caractéristiques d'un jet impactant :

Contexte scientifique

Le flux d'un jet à impact immergé traverse plusieurs régions distinctes, comme le montre la figure 2. Le jet émerge d'une buse ou d'une ouverture avec un profil de vitesse et de température et des caractéristiques de turbulence dépendant du flux en amont. Pour une buse en forme de tuyau, également appelée buse tubulaire ou buse cylindrique, le flux se développe en un profil de vitesse parabolique commun au flux de tuyau plus une quantité modérée de turbulence développée en amont. La turbulence dans le jet a deux origines qui sont la turbulence initiale en sortie de buse, et la turbulence générée par les contraintes de cisaillement dans la couche de mélange entre l'air environnant et le jet.

La distribution et l'intensité des échanges de chaleur au niveau de la paroi d'impact sont exprimés à partir du nombre de Nusselt Nu_D . Ces échanges dépendent principalement du nombre de Reynolds Re_D , basé sur la vitesse du jet et le diamètre de l'injecteur D , de la distance d'impact H/D et des conditions de sortie de l'injecteur (profil de vitesse et taux de turbulence).

L'écoulement s'établissant entre la sortie de l'injecteur et la paroi est généralement divisé en trois régions : le jet libre ❶, la région d'impact ❷ et le jet pariétal ❸. Ces régions exhibent des propriétés différentes qui expliquent la complexité de cet écoulement : couche cisillée dans le jet libre, forte déviation de l'écoulement dans la région d'impact et gradient de pression adverse lors du développement du jet pariétal. Le caractère hautement instationnaire et la présence d'une variété de structures turbulentes.

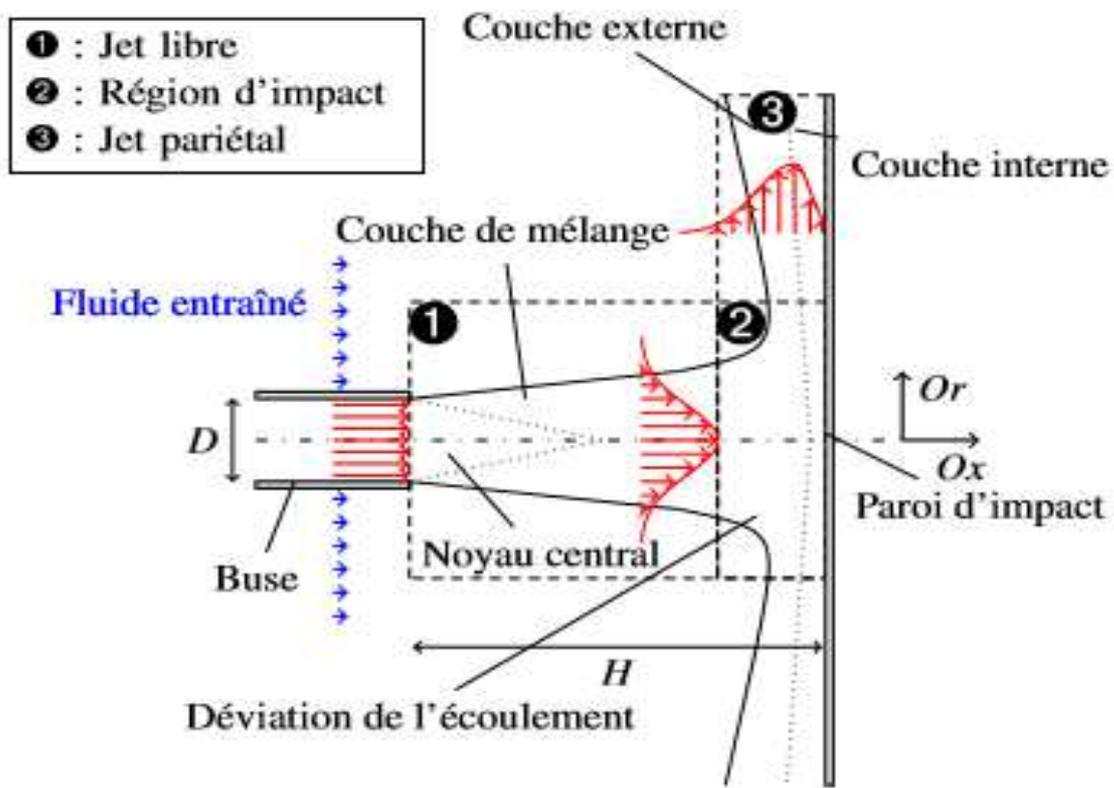


Figure .2 : Structure d'un jet impactant sur une paroi plane.

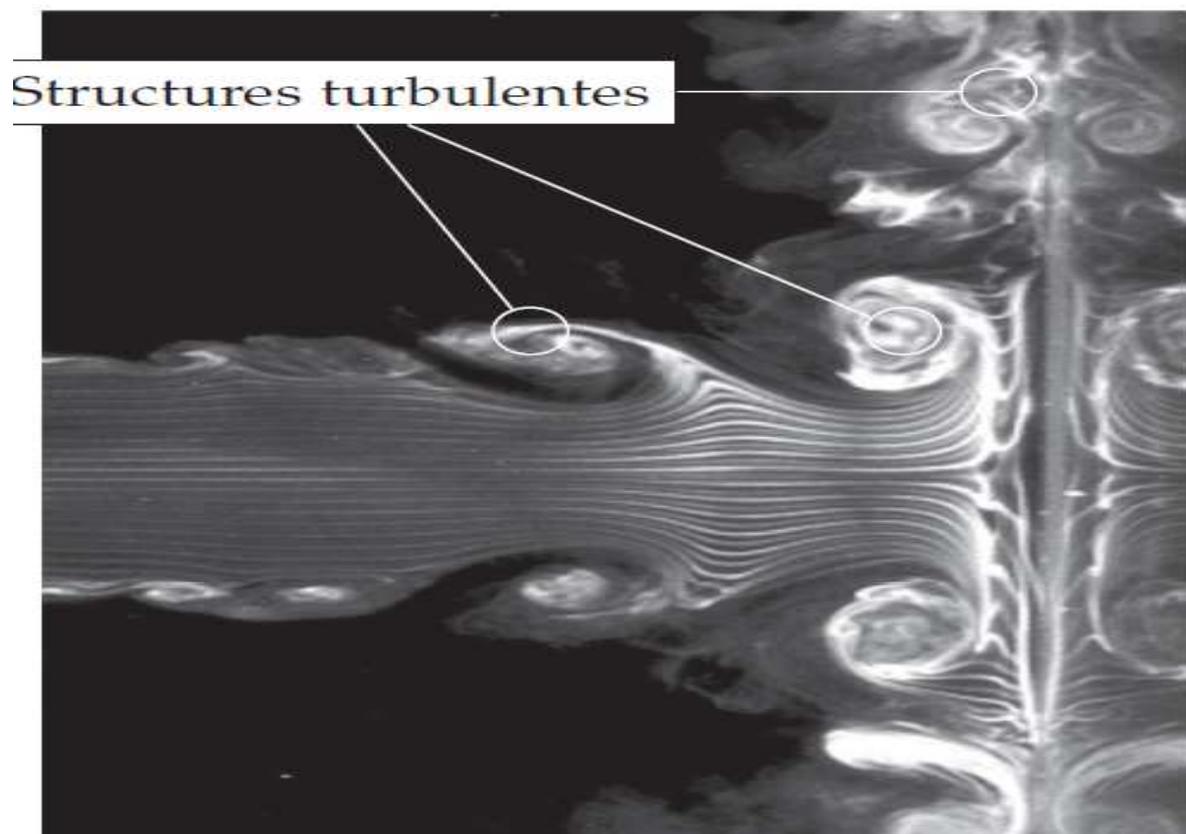


Figure (2-a) : Visualisation par fumée

• **Région de jet libre** : Est la région d'établissement des flux. Il s'étend de la sortie de la buse au sommet du noyau potentiel. Le noyau potentiel est la partie centrale du flux dont la vitesse reste constante et égale à la vitesse de sortie de la buse. Le noyau potentiel a une longueur de 6 à 7 diamètres de buse pour une buse circulaire a été suggéré par (Gautner et al. 1970) sur la base d'une enquête couvrant un large éventail de nombres turbulents de Reynolds.

L'écoulement de jet libre est lui-même divisé en deux parties (Gauntner et al. 1970) :

- La zone de développement.
- La zone de jet pleinement développé.

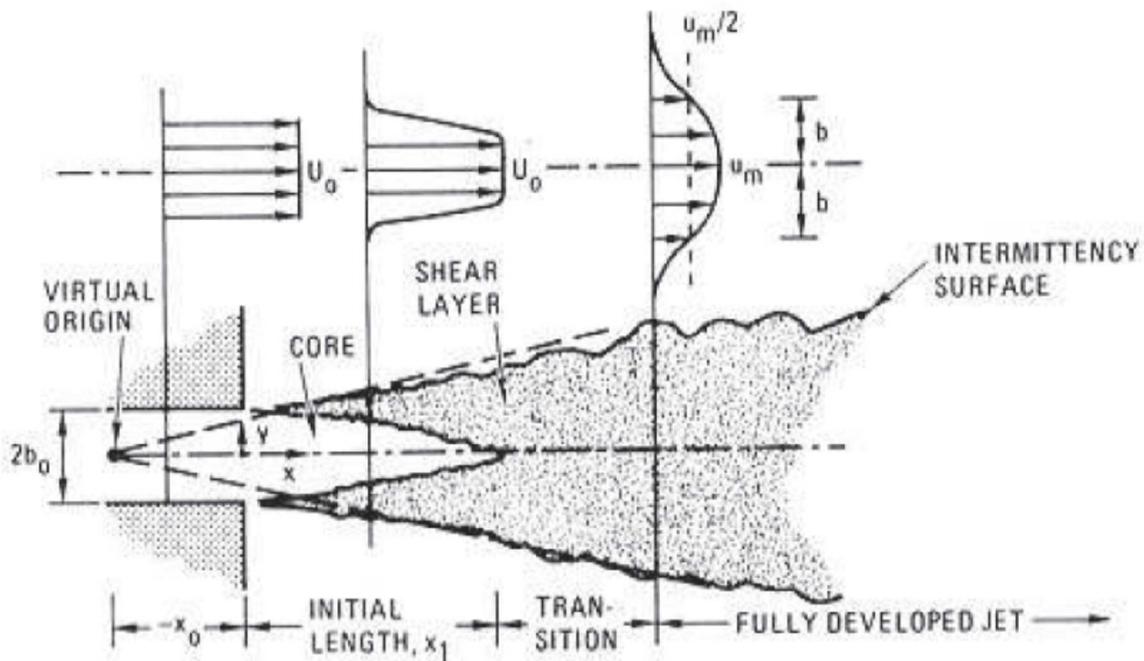


Figure 1.2 : Structure du jet libre

Dès la sortie de l'injecteur, une couche de mélange se développe entre l'écoulement à haute vitesse issu de l'injecteur et le fluide ambiant, au repos ou à vitesse plus faible. Cette région est soumise à d'importants gradients de vitesse. Cette couche cisailée s'épaissit dans la direction de l'écoulement. Le cisaillement est responsable d'une production de turbulence dans la couche de mélange.

Dans le cas d'un jet issu d'une conduite turbulente pleinement développée le profil de vitesse n'est plus uniforme et l'écoulement est déjà turbulent dans le cœur du jet. On peut malgré tout toujours distinguer une région centrale dans laquelle le niveau de turbulence reste globalement plus faible que dans les couches de mélange.

- **Région de stagnation (région d'impact) :** est la région dans laquelle le jet est dévié de la direction axiale. La région proche de la plaque d'impact où il y a une diminution rapide de vitesse axiale et augmentation correspondante de la pression statique. Aux plus grands espacements buse-plaque, les vitesses axiales réduire en augmentant la distance de la sortie de la buse. Un l'analyse de [2] **Schlichting (1968)** a montré que la chute de la vitesse de la ligne médiane et demi-largeur du jet (largeur du jet où $(U=U_m/2)$) sera directement proportionnel à l'axe distance de l'extrémité du noyau potentiel.

• **Région de jet pariétal** : est caractérisée par le développement et l'épaississement d'un jet pariétal c'est à dire le long de la surface d'impact .Dans le jet mural, le profil de vitesse transversale montre que la vitesse locale augmente rapidement jusqu'à un maximum proche du mur, puis tombe à de plus grandes distances du mur. Le jet mural présente des niveaux de transfert de chaleur plus élevés que l'écoulement parallèle. Cela semble être dû à la turbulence généré par le cisaillement entre le jet mural et la température ambiante l'air, qui est transporté vers la couche limite à la chaleur surface de transfert.

Après la déviation et l'accélération dans la région d'impact, l'écoulement se développe parallèlement à la paroi d'impact. Le jet pariétal consiste en deux couches distinctes :

- **la couche interne**, directement en contact avec la paroi, qui présente des caractéristiques similaires à une couche limite. Son épaisseur δ est définie par la distance au-dessus de la paroi à laquelle la vitesse radiale est maximale.
- **la couche externe**, qui présente les caractéristiques d'une couche de mélange similaire à celle du jet libre.

1.3 Transferts de chaleur :

Beaucoup de paramètres peuvent influencer sur les transferts de chaleur liés à l'impact d'un jet , Il est donc logique de rencontrer beaucoup d'études déférentes sur le sujet selon l'application visée. Les principaux effets sont exposés ci-après. Avant cela, il convient de donner quelques définitions essentielles. Le coefficient de transfert convectif local h est défini par la loi de Newton de la manière suivante :

$$h = \frac{\dot{q}}{T_p - T_{ref}}$$

Avec \dot{q} la densité de flux de chaleur (W/m^2), T_p la température de paroi et T_{ref} la température de référence (est la température de jet pour un jet isotherme). Le choix de cette température de référence et sa définition est une question encore discutée. On exprimera par la suite le coefficient h sous sa forme adimensionnée par l'intermédiaire du nombre de Nusselt Nu .

$$Nu = \frac{hD}{k}$$

Où D est la dimension caractéristique de l'injecteur et k la conductivité thermique du fluide (W/m.K).

1.4 Résumé des recherches antérieures :

Nombreux chercheurs se sont intéressés à étudier les écoulements de jet impactant sur une paroi :

[3] **Jambunathum 1992** Un examen des résultats empiriques confirme que les corrélations les plus simples pour le coefficient de transfert de chaleur local devraient être de la forme $Nu=f(Re, z/D, x/D, Pr)$ mais que ces corrélations ne rendront pas compte des effets significatifs de la géométrie de la buse, du confinement et de la génération de turbulence en amont de la buse à jet. Il a été démontré que la prévision du transfert de chaleur doit également prendre en compte la dissipation de la température du jet. Cela nécessite l'utilisation de coefficients de transfert de chaleur moyens locaux plutôt que locaux. L'examen montre clairement que des détails sur la géométrie de la buse, le confinement du flux et l'intensité de la turbulence à la sortie de la buse sont nécessaires si des comparaisons entre différents ensembles de résultats expérimentaux doivent être utilisées pour obtenir une amélioration de la compréhension de la chaleur d'impact du jet processus de transfert.

[4] **Martin (1977), Obot et al. (1979a), et Goldstein et Franchett (1988)**, entre autres, ont abouti à l'établissement de corrélations empiriques pour évaluer soit local ou local signifie un transfert de chaleur. Ces corrélations ne prennent pas compte d'une variation radiale attendue de l'effet de Reynolds nombre, qui devrait se produire lorsque le débit et la chaleur des couches limites se développent. Dans de nombreux cas, les données de transfert de chaleur présentées ne quelques diamètres de buse à partir du point de stagnation. Un moyen d'extrapoler des données pour donner des taux de transfert de chaleur dans le jet mural est obligatoire. Des corrélations graphiques ont été obtenues pour la chaleur locale transfert dû à un seul jet d'impact sous la forme :

$$Nu/Re^{f(x/D, z/D)} = f_1(x/D, z/D)$$

Où :

$$f(x/D, Z/D) = 0.82 - \frac{0.32}{\left(1 + A \left(\frac{x}{D}\right)^k + B \left(\frac{X}{D}\right)^l\right) * \left(1 + \left(C \left(\frac{Z}{D}\right)^m + D \left(\frac{Z}{D}\right)^n\right)\right)}$$

Et :

A = -1,95, B = 2,23, C = -0,21, D = 0,21, k = 1,8, l = 2, m = 1,25 et n = 1,5. Cette corrélation se révèle être satisfaisant aux espacements buse sur plaque pour lesquels la chaleur les données de transfert sont disponibles sur une gamme de nombres Reynolds.

[5] **COOPER et al. (1993)** ont réalisé une étude expérimentale par anémomètre à fil chaud, d'un jet axisymétrique impactant sur une plaque plane. Ils ont étudié les effets de la hauteur du jet par rapport à la plaque, le nombre de Reynolds et le diamètre de jet. La configuration utilisée est la même que celle de **BAUGHN et SHIMIZU (1989)** [6] qui ont présenté des données sur le transfert de chaleur (nombre de Nusselt). Ils ont développé un écoulement dans une conduite en cuivre avec une longueur L=2.1 [m] et deux diamètres D= 26[mm] et D=101.6 [mm], et deux nombres de Reynolds Re=23000 et Re=70000. L'air sortant de cette conduite impactera une plaque plane. Tous les résultats expérimentaux sur la dynamique des jets impactant axisymétriques turbulents obtenus par COOPER et al. et ceux concernant le transfert de chaleur obtenus par **BAUGHN et SHIMIZU** ont été regroupés et publiés dans la base de données **ERCOFTAC** [7] dans un but de validation de programmes de calcul et d'évaluation de modèles de turbulence.

[8] **CRAFT et al (1993)** ont repris l'étude expérimentale de **COOPER et al** et ont réalisé une simulation numérique de l'écoulement en question tout en adaptant une nouvelle version de TEAM. Cette approche numérique est basée sur la méthode des volumes finis. Ils ont traité quatre modèles de turbulence : un modèle k-epsilon à faible nombre de Reynolds, et trois modèles de contraintes de Reynolds. Les résultats obtenus montrent que le modèle k-epsilon et le modèle RSM standard ne donnent pas de bons résultats mais les deux autres modèles donnent des résultats meilleurs puisqu'ils donnent des résultats qui concordent avec ceux expérimentaux.

[9] **CANDELIER et al. (2007)** ont fait une étude expérimentale par **LDV** (Laser Doppler Velocimetry) d'un jet laminaire axisymétrique impactant sur une plaque horizontale chauffée maintenue à une température fixe. Ils ont étudié les effets de la distance buse - paroi, la

différence de température fluide - plaque et le nombre de Reynolds sur le lieu du décollement de la couche limite. Ils ont trouvé d'après l'analyse des résultats concernant l'influence du nombre de Reynolds et la différence de température sur le lieu du décollement de la couche limite suit une loi empirique valable pour $H/D=1$

$$X/D \propto Re^{0.56} \Delta T^{-0.47} \quad \text{avec } X \text{ lieu du décollement de la couche limite.}$$

[10] **ZIDOUNI et MATAOUI (2007)** ont fait une simulation numérique d'un jet rond impactant dans une cavité cylindrique, avec transfert de chaleur, pour un nombre de Reynolds variant de 20000 à 100000. La simulation a été effectuée avec le modèle de turbulence k- ϵ , en utilisant la méthode de volume finis. Les résultats obtenus montrent que pour le même nombre de Reynolds, il existe un transfert thermique important dans la surface frontale et que le nombre de Nusselt sur la paroi frontale présente deux pics le premier au point d'arrêt et le suivant à la sortie de jet pariétal.

[11] **DAIRAY et al. (2011)** ont étudié par simulation numérique direct (DNS) un jet axisymétrique confiné impactant sur une paroi plane par le code « Incompact3d ». L'objectif est de traiter les conditions de sortie. Ce travail présente trois cas ; le premier un écoulement bidimensionnel stationnaire avec un faible nombre de Reynolds $Re=50$, le deuxième un écoulement bidimensionnel instationnaire avec un nombre de Reynolds $Re=5300$ et le dernier un écoulement tridimensionnel stationnaire avec un nombre de Reynolds $Re=50$. Ils ont remarqué dans le premier cas, que le choix de la condition de sortie n'influe pas sur la dynamique de l'écoulement. Le deuxième cas est qu'après une augmentation du nombre de Reynolds, les auteurs ont souligné une difficulté de mise en œuvre d'une condition de sortie qui n'influe pas sur la dynamique globale de l'écoulement.

[12] **DEL FRATE et al. (2011)** ont fait une simulation numérique d'un jet impactant axisymétrique turbulent avec transfert de chaleur. La simulation est faite avec deux codes ANSYS CFX et NEPTUNE-CFD. Ils ont considéré un écoulement dans une conduite suffisamment longue ($L = 2.1$ m). L'air sortant de cette conduite impacte sur une plaque plane. Ils ont utilisé un nombre de Reynolds $Re = 2.3 \times 10^4$ et une distance $H/D = 2$ pour étudier le traitement près la paroi et le raffinement du maillage tout en utilisant plusieurs modèles de turbulence. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux de **COOPER et al** Ils ont conclu que le modèle de turbulence k- ϵ n'est pas le bon choix pour étudier le comportement près de la paroi.

L'anémométrie à fil chaud n'est pas une bonne technique pour un écoulement fortement turbulent. **COOPER et al** ont indiqué que les mesures ne sont pas fiables dans certaines

régions d'écoulement telles que la région proche du point de stagnation et la couche de cisaillement à la sortie de la conduite. Pour cela, **TUMMERS et al (2011) [13]** ont fait des mesures expérimentales détaillées d'un jet turbulent circulaire impactant sur une plaque plane dans la région de stagnation. Ils ont considéré un écoulement dans un tube de diamètre intérieur $D = 37$ mm et une longueur $76D$. La distance entre le jet et la surface d'impact est $H = 2D$ avec un nombre de Reynolds fixe $Re = 23000$ qui correspond à une vitesse moyenne d'entrée égale à 9.6 m/s. Ils ont utilisé l'anémométrie laser par effet doppler (**LDA**) pour mesurer la distribution de la vitesse et la contrainte de Reynolds près de la paroi avec une distance minimale de la paroi d'environ $40 \mu\text{m}$ et la vélocimétrie par image de particules (**PIV**) pour mesurer le champs d'écoulement dans un petit champ de vue d'environ $4 \times 5 \text{ mm}^2$. Les mesures près de la paroi indiquent que les inversions d'écoulement instantanées se produisent pour $y/D > 1,3$ dans une couche d'épaisseur environ $0,2$ mm au-dessus de la plaque d'impact. Le système PIV a montré que ces inversions d'écoulement sont liées à la formation de petits tourbillons secondaires.

[14] NASSEM UDDIN et al (2013) ont fait une simulation numérique d'un jet froid impactant orthogonalement sur une plaque plane chauffée. La simulation est faite avec le code FASTEST et le modèle-LES. Ils ont utilisé deux nombres de Reynolds $Re = 23000$ et $Re = 13000$ avec une distance $H = 2D$. L'objectif de cette étude est de mieux comprendre les caractéristiques de l'écoulement comme le comportement thermique. Ils ont trouvés que l'accélération de l'écoulement dans la région de développement de la couche limite est liée au deuxième pic.

[15] PANCET et al. (2013) se sont intéressés à un écoulement d'un jet d'air impactant axisymétrique turbulent dans une cavité Rotor-Stator avec transfert de chaleur. Ce système est rencontré dans les alternateurs d'éoliennes de dernière génération. Ce travail a été réalisé expérimentalement par **PIV** (Particle Image Velocimetry) et comparé avec des résultats numériques obtenus avec le modèle **RSM**. Ils ont utilisé différents nombres de Reynolds caractéristiques du jet et de la rotation et ont localisé trois régions :

- Zone de recirculation avec un fort transfert de chaleur au point d'impact (Zone dominée par le jet).
 - Zone périphérique avec un faible transfert de chaleur rotation (Zone domine par la rotation).
 - Zone mixte entre les deux cas ou les effets de rotation et les transferts sont faible.

[16] Pierre AILLAUD, Florent DUCHAINE, Laurent GICQUEL (2015) présente l'étude d'une Simulations aux Grandes Echelles (SGE) aérothermique d'un jet circulaire, de diamètre D , impactant sur une paroi plane. Le nombre de Reynolds est de 23 000 et la distance jet-plaque est $H = 2D$. Après validation, cette base de données numérique est analysée dans le but d'aider à la compréhension de l'apparition du second pic dans la distribution radiale du nombre de Nusselt. Pour ce faire, les séries temporelles de vitesse et de pression sont utilisées pour construire les statistiques d'ordre élevé, telles que la Skewness et le Kurtosis. Ces statistiques sont alors analysées conjointement aux densités de probabilité issues des séries temporelles de température afin de caractériser l'aérothermique du jet impactant.

1.5 L'objective de l'étude :

L'objectif principal du présent travail est d'étudier l'influence d'une configuration spécifique de surface structurée sur un jet, du point de vue du transfert de chaleur, en utilisant l'approche numérique. La simulation numérique par le logiciel ANSYS d'un jet axisymétrique turbulent permanent d'un fluide impactant perpendiculairement une surface plane, avec transfert de chaleur.

Les effets de la distance buse-paroi d'impact sur les comportements dynamiques et thermiques ont été étudiés.

1.6 Organisation du mémoire :

Dans le **premier** chapitre, nous présentons une revue des différents travaux concernant l'étude le transfert de chaleur par un jet impactant turbulent en régime.

Le **deuxième** chapitre comprend des équations de conservation qui régissent ce type d'écoulement, à savoir, l'équation de continuité, les équations de quantité de mouvement et l'équation de l'énergie, ainsi que les équations du modèle de turbulence **k-ε**.

Le **troisième** est consacré au calcul préliminaire tels que la simulation numérique par Fluent, l'effet du maillage et la validation

Le **quatrième** chapitre est dédié à l'interprétation et la discussion des résultats de Simulation obtenus.

2.1 Introduction :

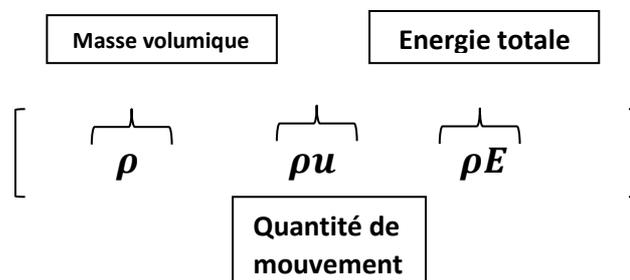
Cette section est dédiée à la résolution numérique de l'écoulement de jet en impact. On commencera par présenter les équations à résoudre ainsi que les différents niveaux de modélisation disponibles pour la simulation des écoulements turbulents. Nous allons présenter, les équations mathématiques qui étudient le comportement des particules de fluides et les différents paramètres (la pression, la vitesse et la température). Ces équations sont obtenues à partir des lois physiques fondamentales de **Navier Stokes**. Nous allons aussi présenter le modèle de turbulence à deux équations **k-ε**.

Les hypothèses :

- Fluide newtonien
- Fluide incompressible
- Ecoulement axisymétrique
- Forces extérieures négligeables
- Système isotherme

2.2 Équations instantanées de Navier-Stokes :

Les écoulements de fluides newtoniens sont régi les équations de Navier-Stokes. Elles forment un système fermé d'équations aux dérivées partielles représentant respectivement les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Les cinq inconnues de ce système sont les variables conservatives :



Les équations régissant la conservation de la masse, de mouvement et de l'énergie pour l'écoulement tourbillonnaire axisymétrique dans le système de coordonnées cylindriques sont données comme suit :

1. Équation de la continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{2.1}$$

2. Équation de la quantité de mouvement ($\rho \mathbf{u}$) :

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u})}_{\text{Convection}} = \underbrace{-\nabla(p)}_{\text{Gradient de pression}} + \underbrace{\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_v)}_{\text{Diffusion visqueuse}} \tag{2.2}$$

3. Équation de l'énergie totale $E = e + \frac{1}{2} \| U \|^2$:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho E + P) \mathbf{u}}_{\text{Convection}} = \underbrace{\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_v \cdot \mathbf{u})}_{\text{Travail de } \boldsymbol{\tau}_v} - \underbrace{\nabla \cdot \boldsymbol{\varphi}}_{\text{Conduction thermique}} \tag{2.3}$$

Avec l'hypothèse de Stokes, le tenseur des contraintes visqueuses $\boldsymbol{\tau}_v$ s'exprime en fonction du gradient de vitesse $\nabla \mathbf{u}$ et de la viscosité dynamique μ :

$$\boldsymbol{\tau}_v = \mu \left(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^t - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \boldsymbol{\delta}_{ij} \right) \tag{2.4}$$

Le flux de chaleur par conduction au sein du fluide s'exprime quant à lui en fonction du gradient de température à l'aide du coefficient de conduction du fluide λ_f (loi de Fourier) :

$$\boldsymbol{\varphi} = -\lambda_f \nabla T \tag{2.5}$$

Pour un gaz calorifiquement parfait, l'énergie interne e est proportionnelle à la température statique : $e = c_v T$, avec c_v la capacité calorifique spécifique à volume constant.

Le système formé par les équations (2.1)-(2.3) est fermé par la relation des gaz parfaits

$$\frac{P}{\rho} = RT$$

Avec : $R = c_p - c_v = 287 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ pour l'air à température ambiante. L'influence de la température sur la viscosité est généralement modélisée par la loi de Sutherland :

$$\mu(T) = \mu_{ref} \frac{T^{\frac{2}{3}} T_{ref} - 110,4}{T + 110,4}$$

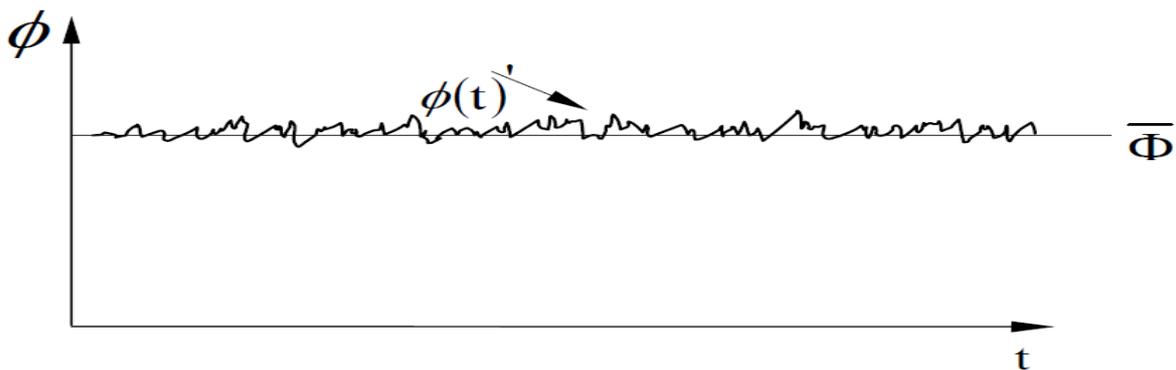
Avec : $\mu_{ref} = 1,78 \cdot 10^{-5} \text{Kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ et $T_{ref} = 288,15 \text{ K}$.

2.3 Effet de la turbulence sur les équations instantanées de N.S. :

Le nombre de Reynolds d'un écoulement donne une mesure de l'importance relative des forces d'inertie et des forces visqueuses. Il a été observé expérimentalement que pour des conditions aux limites stationnaires, l'écoulement est stationnaire au-dessous d'un nombre de Reynolds appelé Nombre de Reynolds critique (Re_{crit}). Pour des nombres de Reynolds supérieurs à (Re_{crit}), une série de phénomènes apparaissent et changent radicalement les caractéristiques du fluide. Le mouvement des particules de fluides devient instationnaire même lorsque les conditions aux limites sont stationnaires. Les propriétés du fluide varient et le régime d'écoulement est appelé régime d'écoulement turbulent.

Les équations (2-1), (2-2), (2-3) et (2-4) permettent de résoudre le problème en régime laminaire. Alors que l'objectif de notre travail est de traiter un jet turbulent axisymétrique en moyenne. Pour cela on va présenter l'approche statistique de Reynolds qui décompose les Variables en deux valeurs : une valeur moyenne dans le temps et une valeur fluctuante

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'$$



Equations de Navier stockes moyennes (Reynolds Averaged Navier Stockes *RANS*) :

La simulation directe des équations de Navier-Stokes pour un écoulement turbulent et pour des cas pratiques est toujours hors de portée car elle nécessite des moyens de calcul.

L'approche RANS (« Reynolds-Averaged Navier-Stokes ») consiste à modéliser l'ensemble du spectre de la turbulence et à ne résoudre que l'écoulement moyen, dans le but de réduire le coût de calcul par rapport à l'approche directe.

1. Équation moyenne de la continuité :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{2.6}$$

2. Équation de la conservation moyenne de la quantité de mouvement :

$$\underbrace{\rho \bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j}}_{\text{Convection}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{vij})}_{\text{Terme visqueux}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{tij})}_{\text{Terme turbulent}} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \tag{2.7}$$

$\rho \bar{u}_i \bar{u}_j$: Le tenseur des tensions turbulentes ou tenseur des contraintes de Reynolds.

3. Équation de conservation moyenne de l'énergie totale :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} ((\rho(\bar{E} + K) + \bar{p})\bar{u}_i) = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{vij} \cdot \bar{u}_i)}_{\text{Travail de } \tau_v} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{tij} \cdot \bar{u}_i)}_{\text{Travail de } \tau_t} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \phi_{ij}}_{\text{Conduction thermique}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \phi_{tij}}_{\text{Conduction turbulent}} \tag{2.8}$$

Avec : $\phi_t = -c_p \overline{\rho u T}$ le flux de chaleur turbulent et $K = \frac{1}{2} \overline{\rho u^2} / \bar{\rho}$ l'énergie cinétique turbulente.

Cette transformation fait apparaître de nouvelles inconnues (**6** pour le tenseur de Reynolds et **3** pour le flux de chaleur turbulent) qui laissent le système ouvert. Le modèle de turbulence propose une *modélisation* de ces termes.

2.4 Modélisation de la turbulence :

On distingue deux grandes familles de modèles :

1) Modèles à viscosité turbulente (modèle du **1er ordre**) (Eddy Viscosity Turbulence Models) basé sur l'hypothèse de Boussinesq en 1877[17] Son idée est basée sur l'observation tendant à montrer que le transfert de quantité de mouvement dans un écoulement turbulent est fortement dominé par le mélange des grosses structures. Cette viscosité est notée μ_t et relie linéairement le tenseur de Reynolds à l'écoulement moyen. Relativement facile à utiliser mais la qualité de modélisation de μ_t influe directement sur la qualité de l'écoulement moyen :

$$\overline{\rho \dot{u}_i \dot{u}_j} = -\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \rho \bar{K} \delta_{ij} \quad (2.9)$$

Où \bar{K} est l'énergie cinétique moyenne du champ turbulent par unité de masse [18], appelée de façon plus concise l'énergie cinétique turbulente :

$$\bar{K} = \frac{1}{2} \overline{\dot{u}_k \dot{u}_k} = \frac{1}{2} (\overline{\dot{u}^2} + \overline{\dot{v}^2} + \overline{\dot{w}^2})$$

Et δ_{ij} le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$)

La viscosité turbulente peut être obtenue comme le résultat de :

- Modèle à zéro équation : une équation algébrique basée sur les grandeurs locales de l'écoulement.
- Modèle à une équation : 1 équation de transport pour la viscosité turbulente elle-même.
- Modèle à deux équations : 2 équations de transport : la première pour l'énergie cinétique turbulente k et la seconde pour une échelle caractéristique de la turbulence (ε ou ω).

$$\nu_t = \frac{k}{w} \quad \text{Formulation K ---- } w$$

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{Formulation K ---- } \varepsilon$$

2) Modèle du **2ème ordre** (Reynolds Stress Turbulence Models) : les six composantes du tenseur de Reynolds sont modélisées individuellement (« Reynolds-Stress Model », RSM), la modélisation se porte alors sur des moments d'ordre supérieur.

Traitement près de la paroi :

En plus des parties du modèle CFD décrivant l'écoulement de fluide à l'intérieur du domaine informatique, les modèles stables et transitoires nécessitent une description du comportement du flux à côté du mur (la surface cible). Cette partie du modèle joue généralement le rôle principal dans la prévision correcte à la fois le flux et le transfert de chaleur [19].

La difficulté fondamentale vient de la nécessité de décrire comment les régions turbulentes d'un écoulement en décélération le champ interagit avec la paroi, y compris dans la couche limite de paroi. Une variété de des termes de réflexion des parois souvent très différentes ont été mis en œuvre. Des solutions Numérique ont montré que les taux de transfert de chaleur dans la sous-couche visqueuse sont d'une amplitude plus grande qu'à l'extérieur de la couche. La région spatiale dans laquelle les modèles de turbulence ont le plus de difficulté à se rapprocher du débit est la même région dans laquelle se produisent les plus grands gradients de chaleur et de masse, et ainsi cette région ne peut être négligée.

Les modèles numériques de turbulence près de paroi présentent généralement l'un des deux approches. Dans la première approche, la grille près de la paroi est construite à une résolution suffisamment élevée pour résoudre correctement l'écoulement dans l'ensemble visqueux sous-couche et couche limite turbulente avec des équations de turbulence prévues pour une utilisation à faible nombre de cellules de Reynolds. Cela nécessite un modèle capable de résoudre les comportements turbulents très près de la paroi, et un grand effort calcul.

Un nombre de modèles examinés dans les sections suivantes, tels que k- ε , ont été optimisé pour les écoulements à cisaillement libre.

Pour notre étude on a concerné de la modèle de $k-\varepsilon$

2.5 Modèle $k-\varepsilon$:

Le modèle $k-\varepsilon$ est un modèle de turbulence très populaire et très utilisé. Le modèle utilise l'hypothèse de Boussinesq pour calculer les contraintes de Reynolds en fonction directe des gradients de vitesse et est basé sur le comportement d'écoulement à des nombres de Reynolds plus élevés (fluide entièrement turbulent). Il suit indépendamment l'énergie turbulente k et la destruction des turbulences ou taux de dissipation ε , avec une équation de dissipation basée sur les tendances. Comme pour les autres modèles **RANS**, il nécessite une constante pour fermer complètement les équations.

L'énergie cinétique de turbulence, k et son taux de dissipation ε , sont déduites à partir des équations de transport correspondantes [20] :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu_t \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \varepsilon. \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{\varepsilon 1} \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \cdot \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (2.11)$$

Ces équations sont valables pour un écoulement incompressible. $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ et C_μ sont des constantes, σ_k et σ_ε sont respectivement les nombres de Prandtl turbulents pour k et ε . la viscosité turbulente est alors calculée à partir de k et ε . [Launder 1972]

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.12)$$

Ce modèle à des constantes qui ont été définies par Launder [1972] : sur des observations expérimentales d'écoulement simples.

Les constantes du modèle son récapitulées dans le tableau 2.1 :

symboles	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_μ	σ_k	σ_ε
valeurs	1.44	1.92	0.09	1.0	1.3

Tableau (2.1) : Constantes du modèle $k-\varepsilon$

2.6 Conditions aux frontières du domaine de calcul :

Les conditions aux limites sont un des points clés de la réussite d'une simulation numérique.

La limite du domaine est divisée en cinq régions comme donnée dans la **figure 2.3**.

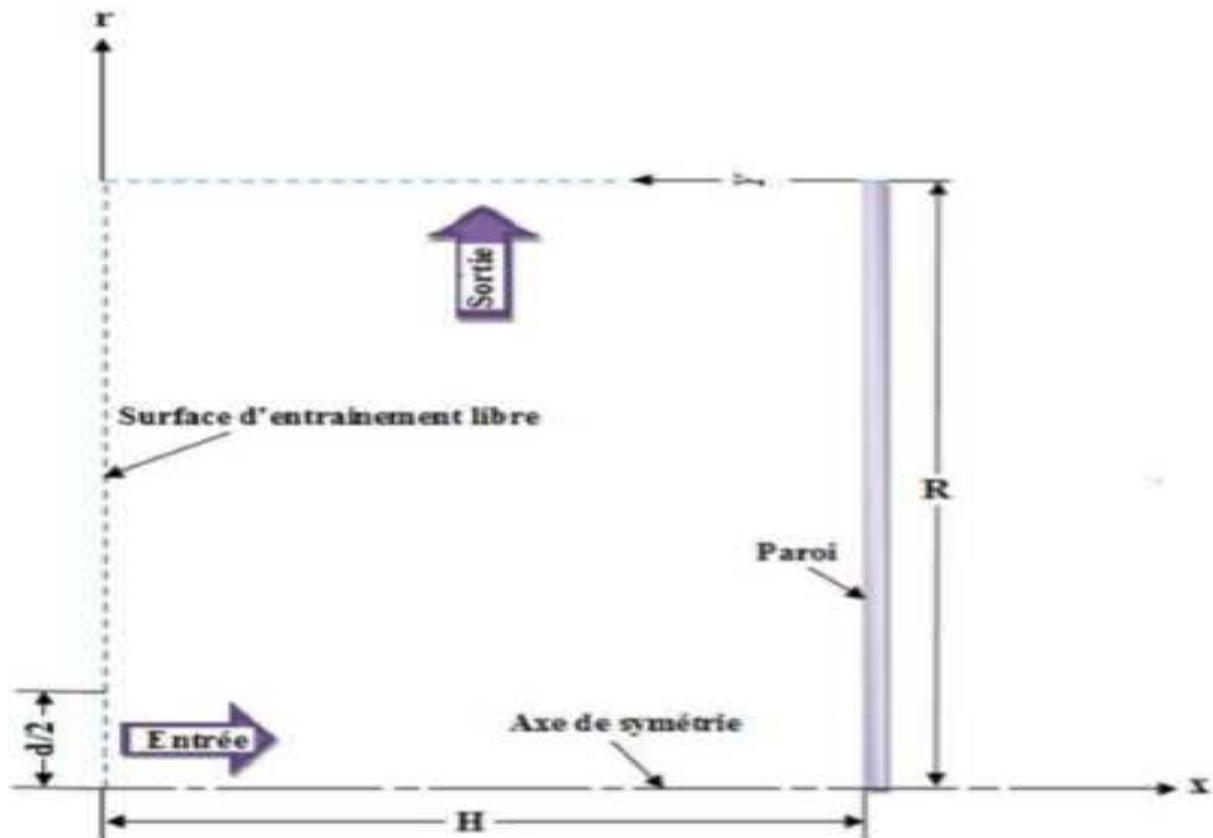


Figure 2.3 : Les cinq régions pour les conditions aux limites.

Pour chacune de ces régions, les conditions étaient les suivantes :

I. Le mur solide (*Paroi* ($x = H, 0 < r < R$)) :

une condition de mur de type Neumann pour l'énergie est imposée à cette limite du domaine. Elle définit l'endroit où l'air impacte. Un flux de chaleur nulle permet à la température d'évoluer.

- $U_r = U_x = 0$ (condition de non glissement).
- $\frac{\partial k}{\partial x} = 0$ (flux diffusif de k à travers la paroi nul)

- $H/D = 3$

II. L'axe de symétrie ($0 < x < H, r = 0$) :

- $\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$ ($\phi = k, u, \varepsilon, T$)
- $V = 0$

III. La sortie du brûleur ($0 < x < H, r = R$) :

C'est les côtés du domaine avec une condition de type Dirichlet pour la pression. La condition de pression est imposée permettant aux fluides de se mouvoir dans le domaine librement. La pression jauge est égale à 0 et la pression statique est de 1 atm. La température ambiante et l'intensité turbulente dépend du Reynolds.

- $U = U_{in}$ Le profil de vitesse à la sortie du brûleur peut avoir différentes formes :
*un profil de vitesse plat dans le cas turbulent : $U_{in} = U_{max}$
- $V = 0$
- $k = k_{in}$ avec : $k_{in} = \frac{9}{16} \cdot 0.49 U_{in}^2$ [21]
- $\varepsilon = \varepsilon_{in}$ avec : $\varepsilon_{in} = C_{\mu}^{3/4} k^{3/2} / l_m$ et : $l_m = 0.0375 D$

IV. L'entrée ($x = 0, 0 < r < d/2$) :

La section d'entrée à gauche de la géométrie est une seule fente projetant un jet d'air. Une condition physique en vitesse de type Dirichlet. Ce type de condition à l'entrée signifie qu'une vitesse est imposée dans la direction prédéfinie de la surface d'impact. À la section d'entrée, la vitesse dans la direction x.

- $U_r = 0$ (la composante radiale de vitesse est nulle).
- $U_x =$ profil de vitesse d'un écoulement turbulent (Profil établi).
- $T_{in} = 403$ K.

V. Les frontières (la surface libre) :

Pour la vitesse radiale, la condition de continuité a été appliquée. Pour chaque nouvelle itération, les vitesses à la frontière ont été calculées à partir des vitesses à l'avant-dernière ligne de grille.

2.7 Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre la modélisation mathématique qui décrit le phénomène physique et Pour résoudre ce système il faut utiliser des méthodes numériques. La méthode d'approche **RANS**, approche adoptée pour cette étude (model k- ϵ).

3.1 Introduction :

Afin d'obtenir des résultats fiables de l'étude numérique, une étude d'itération et d'indépendance des mailles a été réalisée. Les équations algébriques linéaires résultant de la procédure de discrétisation en volume fini sont résolues de manière itérative. En raison du processus itératif, la convergence était considérée comme atteinte lorsque ces résidus deviennent inférieurs à 10^{-7} , ce qui était le cas pour la plupart des variables dépendantes. De plus, des vérifications des résultats finaux ont été effectuées sur la base de la conservation de mouvement, de la masse et de l'énergie. Les résultats ont été obtenus pour les vérifications d'indépendance d'itération et de maillage.

Dans ce chapitre, on réalise des simulations RANS 2D axisymétriques reproduisant la configuration expérimentale à l'aide de techniques de CFD (Computation Fluide Dynamique). Dans ce travail, nous avons opté pour une approche numérique moyennant le code commercial FLUENT qui est basé sur la méthode des volumes finis pour la discrétisation des équations gouvernantes.

3.2 Généralisées sur le CFD :

La CFD «Computational Fluid Dynamics» est un ensemble de méthodes numériques permettant d'obtenir une solution approximative d'un problème de dynamique des fluides et de transfert thermique. Les équations qui interviennent sont celles de la mécanique des fluides, résolues par des méthodes numériques. Cependant, grâce au développement des méthodes numériques et des calculateurs de plus en plus puissants avec une grande capacité de mémoire, la CFD permet d'avoir des solutions très satisfaisantes. Ceci est encore plus vrai dans l'industrie où très souvent on ne s'intéresse qu'aux valeurs moyennes et aux ordres de grandeur d'un problème donné.

FLUENT est un code de calcul CFD (Computational Fluid Dynamics) capable de simuler des problèmes des écoulements laminaires ou turbulents, monophasiques ou diphasiques. Ce code CFD est basé sur la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de transport qui gouvernent le mouvement moyen et fluctuant.

La méthode de volumes finis :

Cette méthode consiste à subdiviser le domaine physique de l'écoulement en éléments de volumes plus ou moins réguliers dans lesquels les équations, décrivant l'écoulement, écrites sous une forme conservative, sont intégrées.

Le but de cette méthode est convertir l'équation différentielle générale en un système d'équation algébrique en mettant en relation les valeurs de la variables considéré ϕ aux points nodaux adjacents d'un volume de contrôle typique .cela est obtenir par l'intégration de l'équation différentielle gouvernante dans ce volume de contrôle avec l'approximation des diffèrent termes (convection. Diffusion et source).

- **Méthode des Volumes Finis dans le cas bidimensionnel :**

La formulation bidimensionnelle consiste à subdiviser le domaine d'étude (Ω) en un nombre d'éléments finis. Chaque élément contient quatre nœuds. Un volume fini entoure chaque nœud (Figure3) :

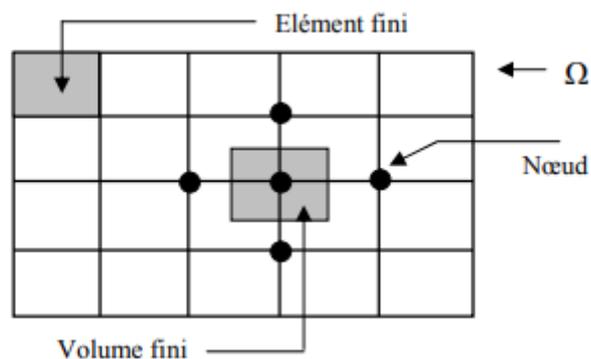


Figure 3 : Discrétisation en volumes finis du domaine d'étude dans le cas bidimensionnel

3.3 Création de la géométrie (Domain de calcul) :

L'écoulement étant statistiquement axisymétrique, on travaille avec un domaine 2D axisymétrique, avec l'axe de symétrie en $r/D = 0$. La condition d'entrée associée au jet est placée en $x/D = 0$.

Le domaine de calcul est constitué d'une buse d'éjection de diamètre $D=60\text{mm}$, Un jet rond d'air est produit à partir de l'orifice d'une buse. La distance buse/plaque est fixée à $H =$

3D, et la plaque de longueur $L=600\text{mm}$. Pour réaliser le schéma de la configuration par le fluent, on doit d'abord définir les dimensions des lignes qui délimitent le domaine de calcul. La géométrie utilisée afin de reproduire le plus fidèlement la configuration expérimentale est schématisée en Fig. 3.1. :

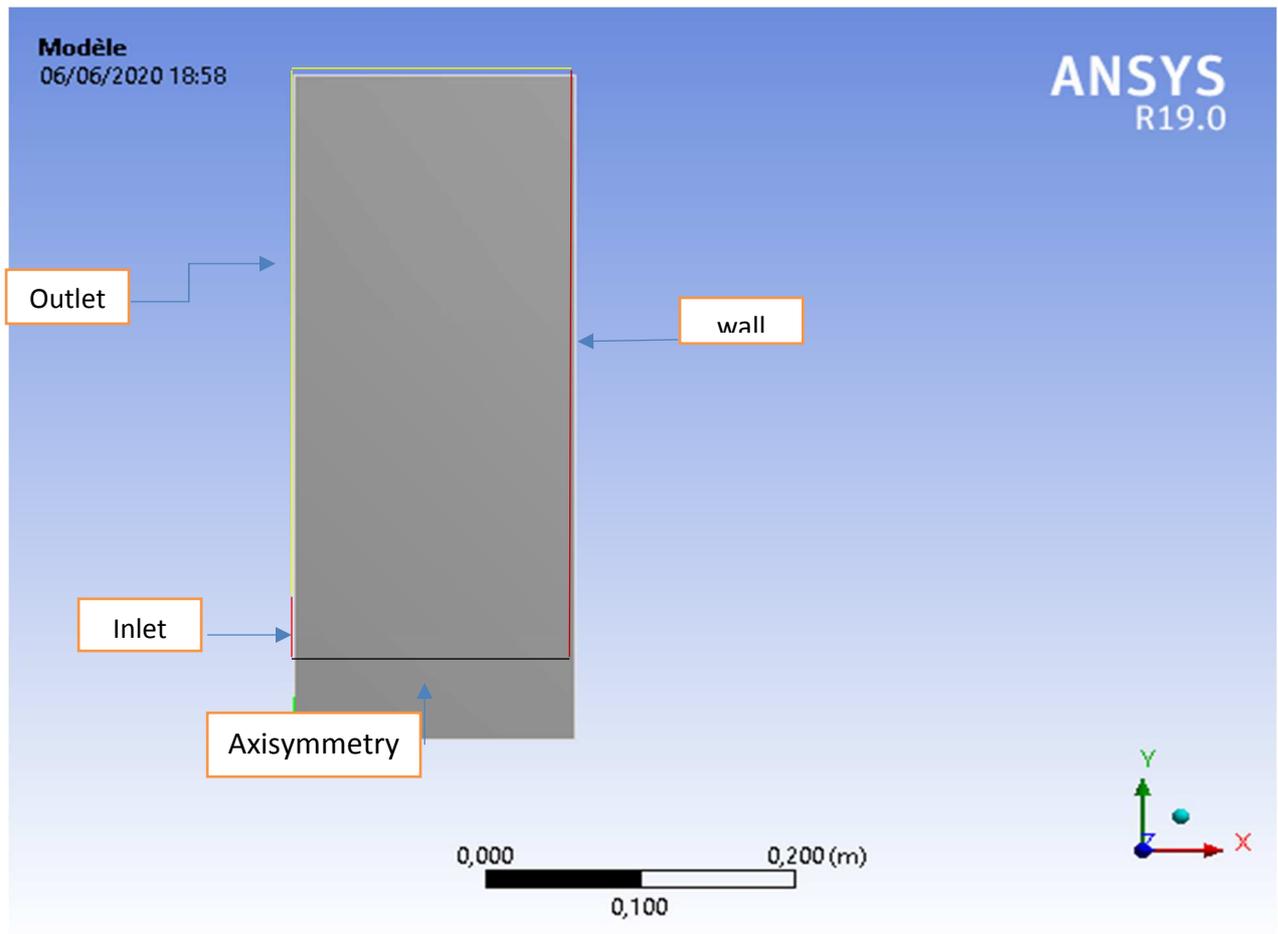


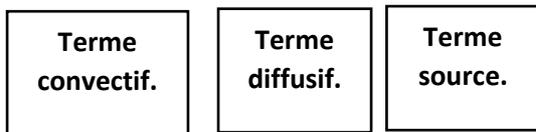
Figure 3.1 : Domaine de calcul du jet impactant axisymétrique

3.4 Génération de maillage :

Le maillage consiste à diviser le domaine en plusieurs intervalles réguliers appelés volumes de contrôle. Le maillage consiste à diviser le domaine en plusieurs intervalles

réguliers appelés volumes de contrôle de dimensions \mathbf{dx} dans la direction axiale, \mathbf{dr} dans la direction radiale \mathbf{r} pour pouvoir résoudre le problème par la méthode de volumes finis. La méthode numérique des volumes finis, utilisée, impose une transformation des équations sous la forme générale :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho U_i \phi)}{\partial x_j}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\Gamma \phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j})}_{\text{Terme diffusif.}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{Terme source.}} \tag{3.1}$$



Chacun de ces volumes de contrôle 2D a une section rectangulaire, limitée par quatre faces Est, Ouest, Nord et Sud notées e, w, n et s, de dimensions Δr dans la direction radiale et Δx dans la direction axiale, Les quantités scalaires qui sont la pression P, la température T, l'énergie cinétique de turbulence \mathbf{k} et le taux dissipation ϵ sont stockées au nœud principal \mathbf{P} (Fig.3.2).

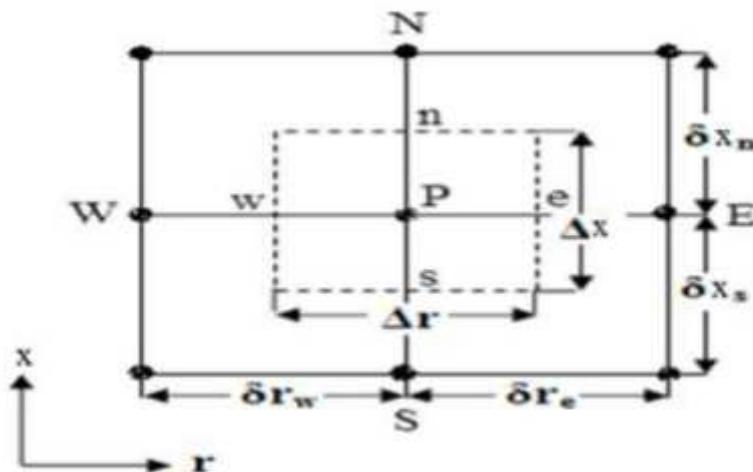


Figure 3. 2 : Volume de contrôle.

Un maillage doit respecter plusieurs conditions, par exemple, relativement raffiné dans les zones où la variable calculée présente de forts gradients.

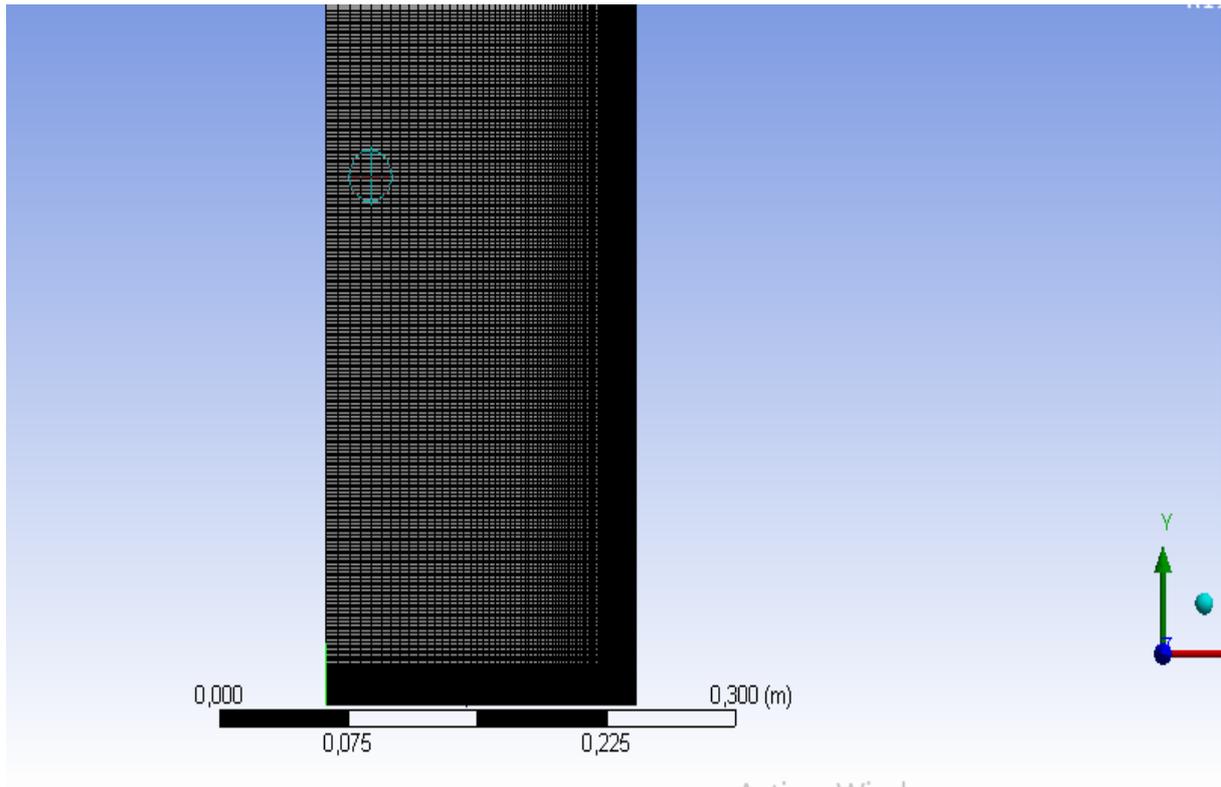


Figure 3. 3 : Maillage utilisé.

Caractéristique du maillage :

Nom de l'objet	maillage
Définition	
Source	C:\Users\Rania\Desktop\ansys pfe\new1_files\dp0\FFF\DM\FFF.agdb
Type	Design Modeler
Comportement 2D	Contrainte plane
Boîte englobant	
Longueur suivant X	0,18 m

Longueur suivant Y	0,48 m
Statistiques	
Corps actifs	1
Nœuds	38841
Éléments	38400
Qualité	
Vérifier la qualité du maillage	Oui, Erreurs
Inclinaison cible	Par défaut (0.900000)
Lissage	Elevé
Paramètres de maillage	Qualité orthogonale
Min	1,
Max	1,

Tableau 3.1 : caractéristique de maillage

- Critère de qualité des éléments :

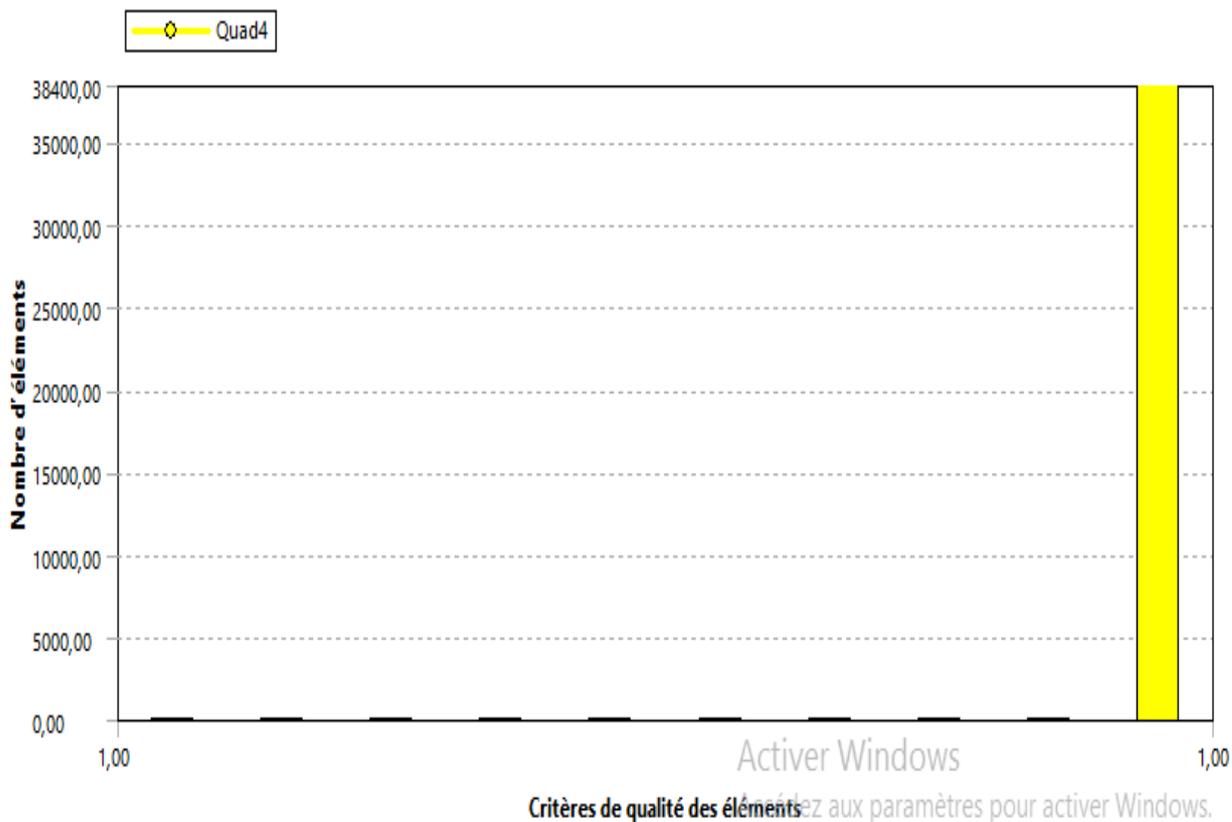
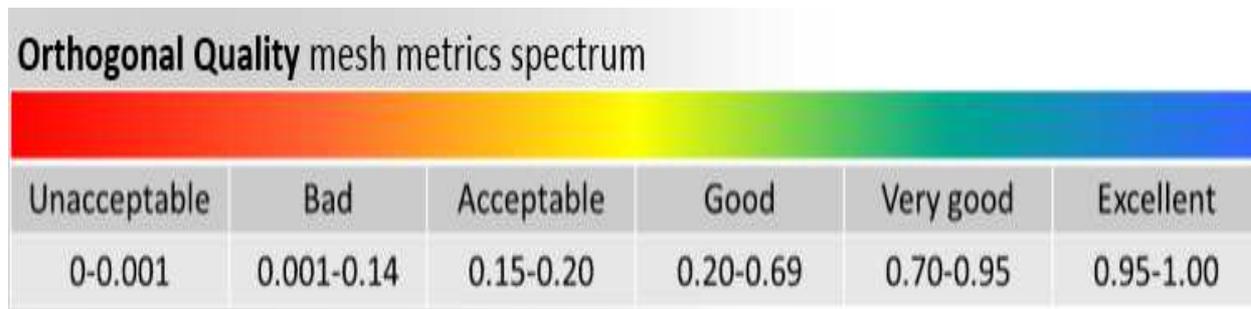


Figure 3.4 : critère de qualité des éléments

- Spectre de mesures de maillage de qualité orthogonale :



3.5 Solveur :

La simulation de l'écoulement a été faite par le post CFD Fluent partie configuration Pour cela nous avons :

- Définition du régime d'écoulement.
- choisi le modèle de turbulence k--Epsilon.
 - L'équation de l'énergie.
 - Définition des caractéristiques du matériau.
 - Définition des conditions aux limites (pour l'entrée de la buse on définir le profil turbulent).
 - Les paramètres initiaux de turbulence à l'entrée [22].

$$K_0 = 0.002 U_j^2 \quad j/kg \quad (3.1)$$

$$\epsilon_0 = \frac{K^{1.5}}{0.3 D} \quad w/kg \quad (3.2)$$

- **Choix des critères de convergence** : Il permet d'afficher graphiquement l'évolution des résidus de calcul pour chaque équation de conservation et d'énergie en fonction des itérations consécutives. Elle a convergée lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait [23].

Concernant notre étude la convergence des résultats est atteinte si les résidus pour chaque grandeur calculée sont de l'ordre de 10-4.

- **Initialisation** : permet d'initialiser le calcul.
- **Lancement du calcul** : permet de choisir le nombre d'itération et lancer le calcul.

Enfin quand la convergence est atteinte on peut voir les différents résultats **fig.3.5** :

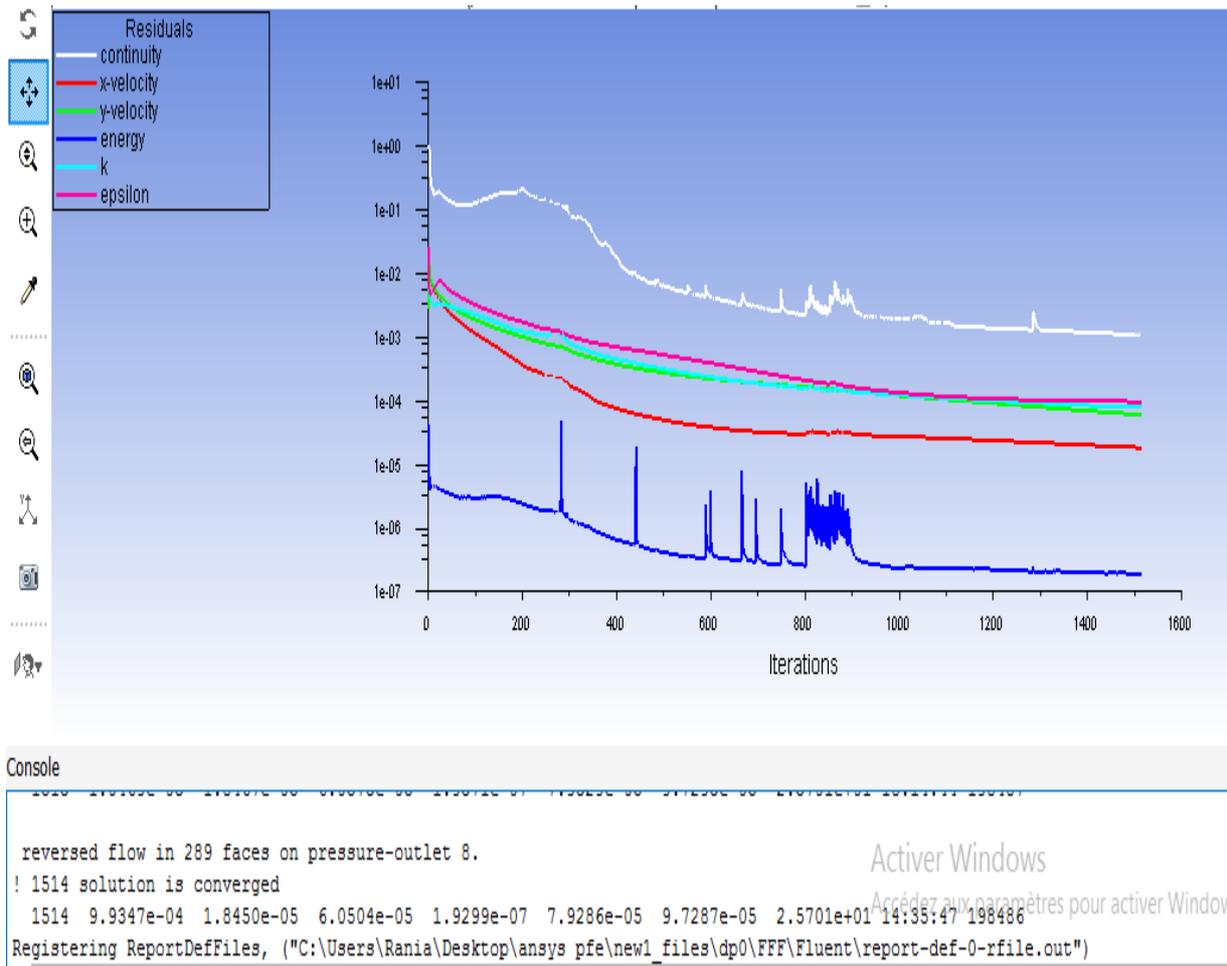


Figure 3.6 : Evolution des résidus des équations de continuité, énergie et quantité de mouvement ainsi les paramètres de turbulence k et epsilon.

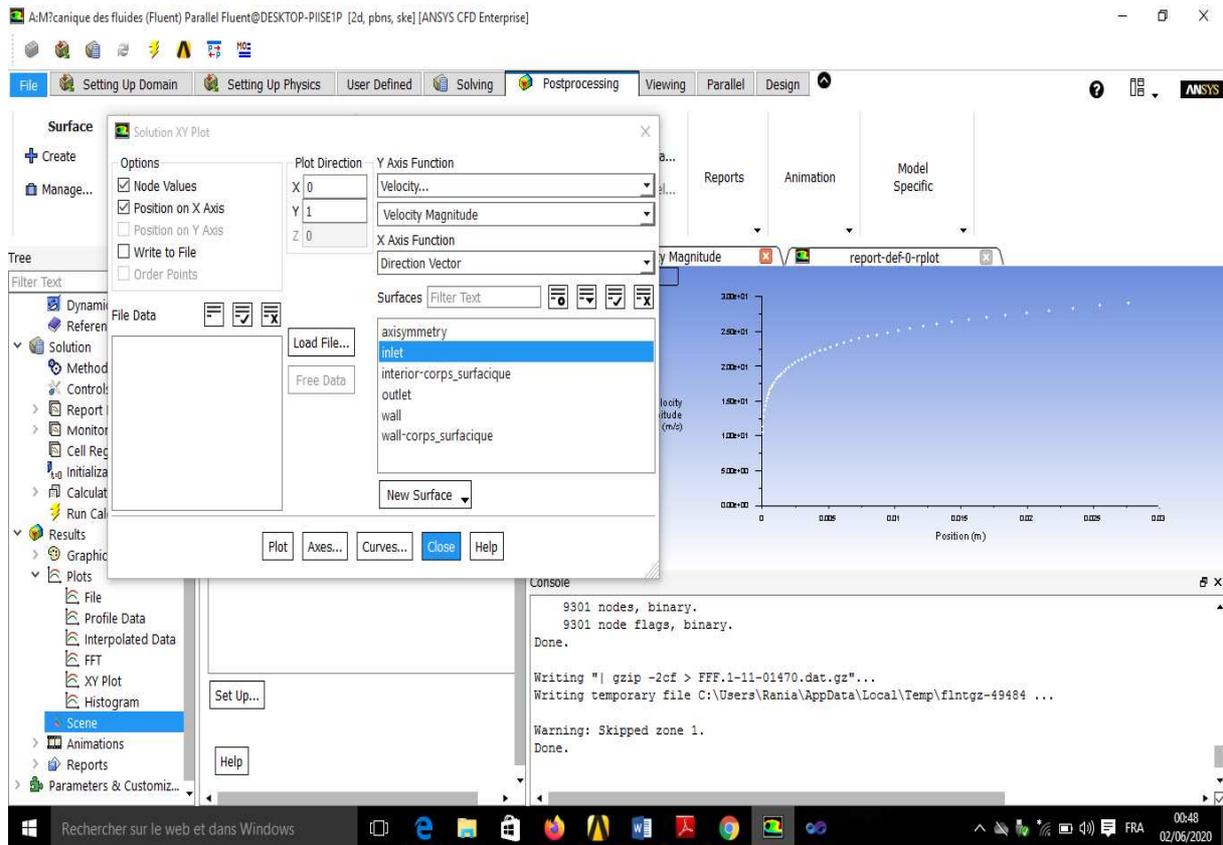


Figure 3.7 : profile de vitesse à la sortie de la buse.

3.6 Validation :

Pour pouvoir utiliser les résultats produits avec **le post fluent** sur l'étude de la quantité de mouvement et du transfert thermique d'un jet impactant sur une surface plane, il faut faire la validation de résultats obtenus avec ce logiciel. La validation est réalisée en comparant des résultats numériques du logiciel avec d'autres résultats expérimentaux (*PierreGRENSON1**, *PhilippeREULET1*, *BertrandAUPOIX1*, *DMAE*, *UFT-MiP*, *ONERA - The French Aerospace Lab - 31000, Toulouse, France*). Les validations ont été faites pour un jet d'air turbulent impactant une paroi plane en 2D.

3.7 Conclusion :

A travers ce chapitre on a présenté le principe de méthode des volumes finis, et une description des procédures de traitement numérique d'un problème physique :

- la création de la géométrie.
- la génération du maillage.
- Le solveur du code utilisé le modèle k-epsilon standard.
- Définir différentes conditions aux limites.
- Lancer le calcul.

Par la suite, nous allons présenter l'analyse et l'interprétation des résultats.

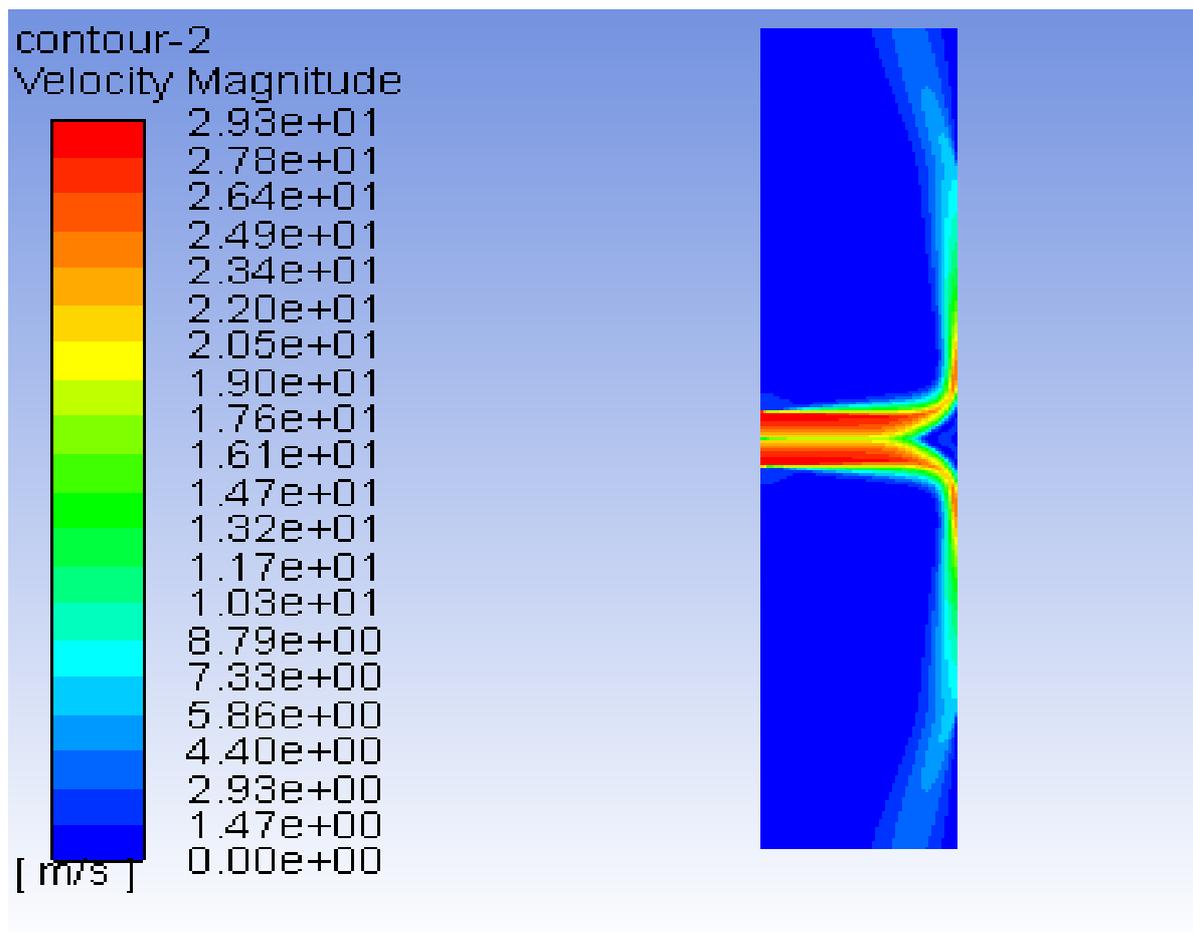
4.1 Introduction :

Nous allons présenter, dans ce chapitre, les principaux résultats obtenus à partir de l'étude numérique d'un jet rond chauffé impactant une paroi plane et la validation est réalisée en comparant des résultats numériques du logiciel avec d'autres résultats expérimentaux (*Pierre GRENSON1**, *Philippe REULET1*, *Bertrand AUPOIX1*, *DMAE*, *UFT-MiP*, *ONERA - The French Aerospace Lab - 31000, Toulouse, France*).

Dans ce travail, cette dernière a été fixée à $H/D = 3$, correspond à un nombre de Reynolds Re_D , basé sur le diamètre de la conduite, de **60000**.

4.2 Présentation des contours :

- La figure (4.1) présente le champ de vitesse de l'écoulement dans le domaine



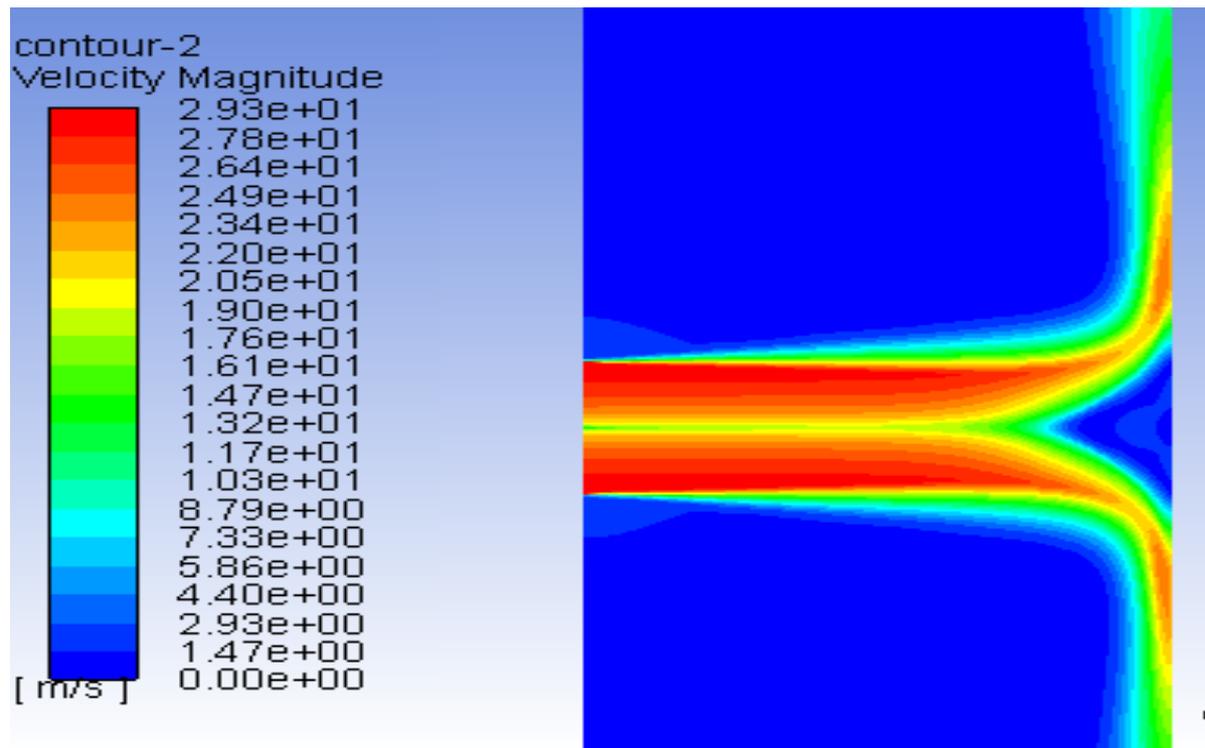


Figure 4.1 : présentation de champ de vitesse

Discussion :

Une transformation de la vitesse axiale en vitesse radiale, la vitesse en sortie de l'injecteur est conservée .L'écoulement le long de la plaque est donc accéléré depuis le point de stagnation.

- La figure 4.2 montre le champ de la vitesse axiale

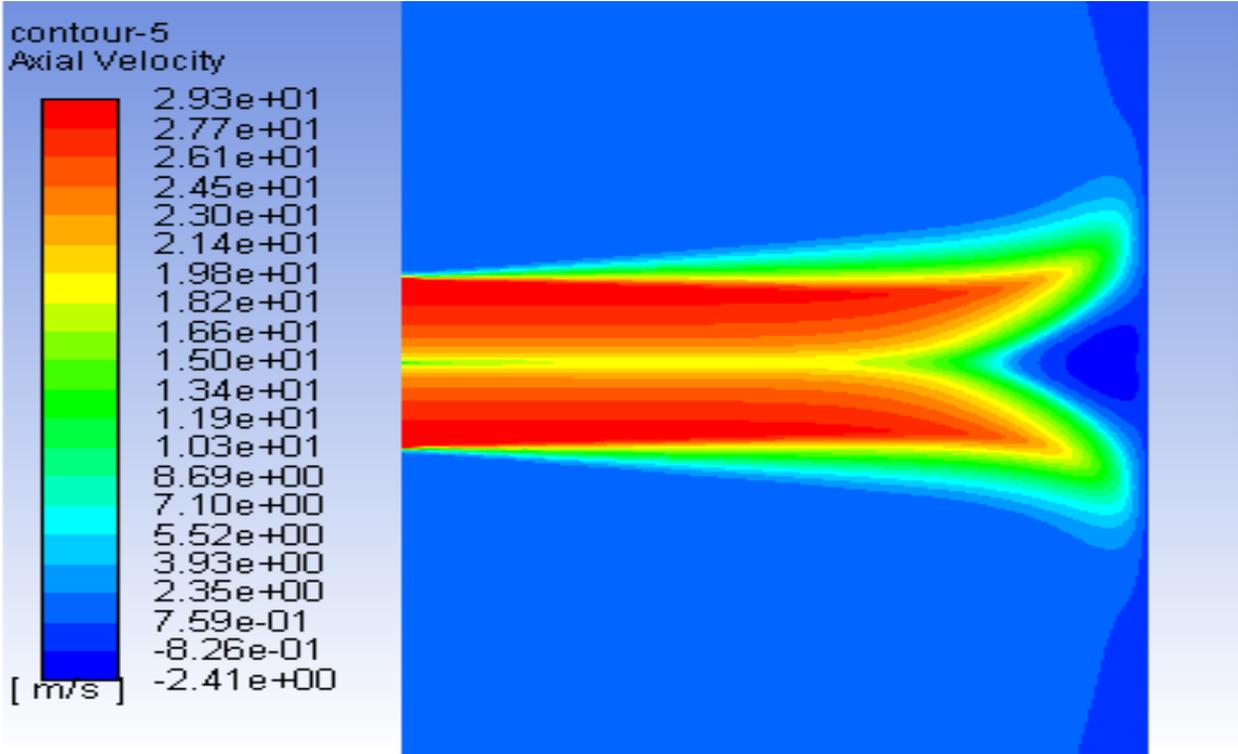
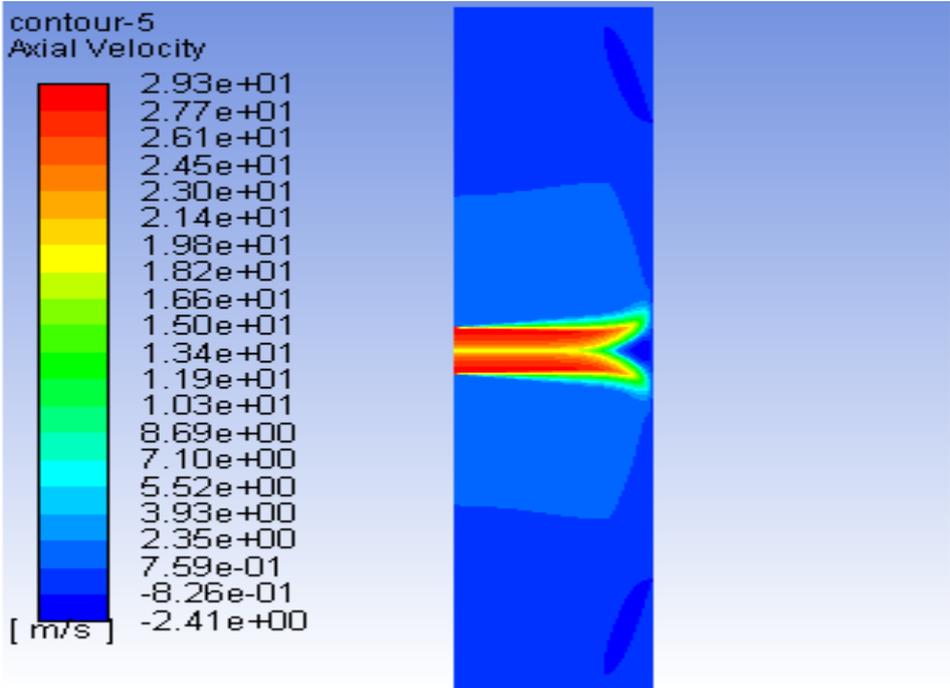
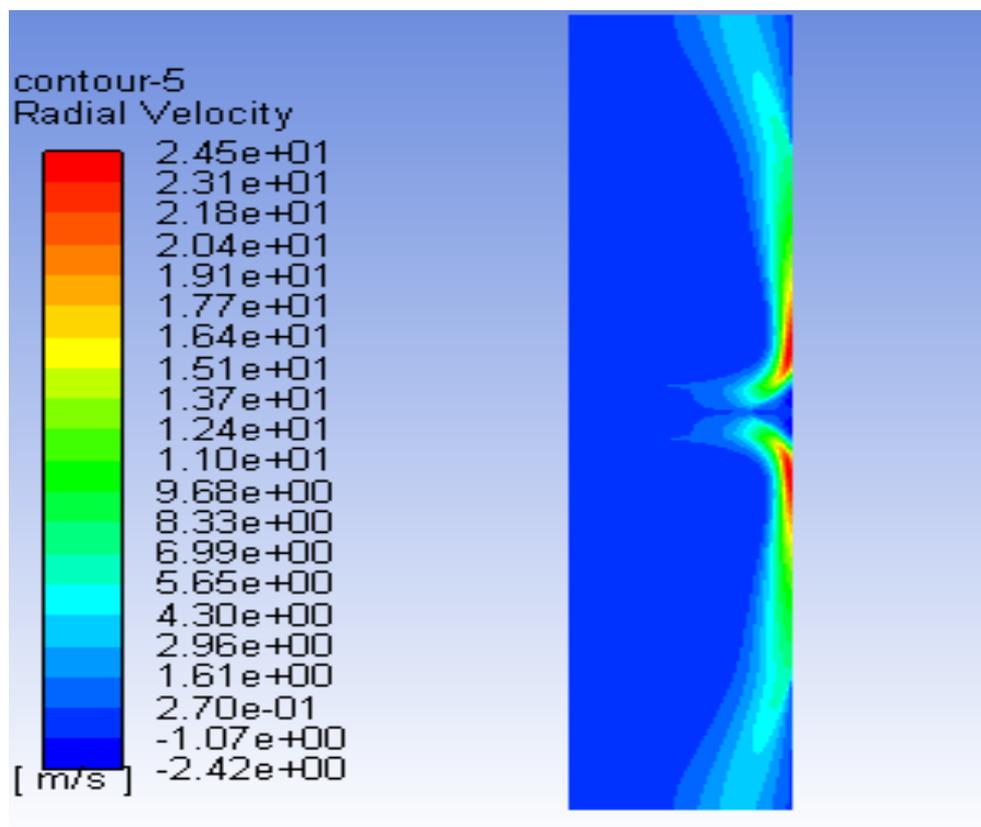


Figure 4.2 : contour de la vitesse axial

Discussion :

On remarque d'abord une très faible diminution dans la zone du jet libre. A l'approche de la paroi la décroissance de cette vitesse est beaucoup plus rapide, jusqu'à une valeur nulle au point d'arrêt. Une baisse de vitesse axiale $u(x)$ suivant x car les contraintes de cisaillement sont fortes en frontière du jet.

- La figure 4.3 montre l'évolution de la vitesse radiale



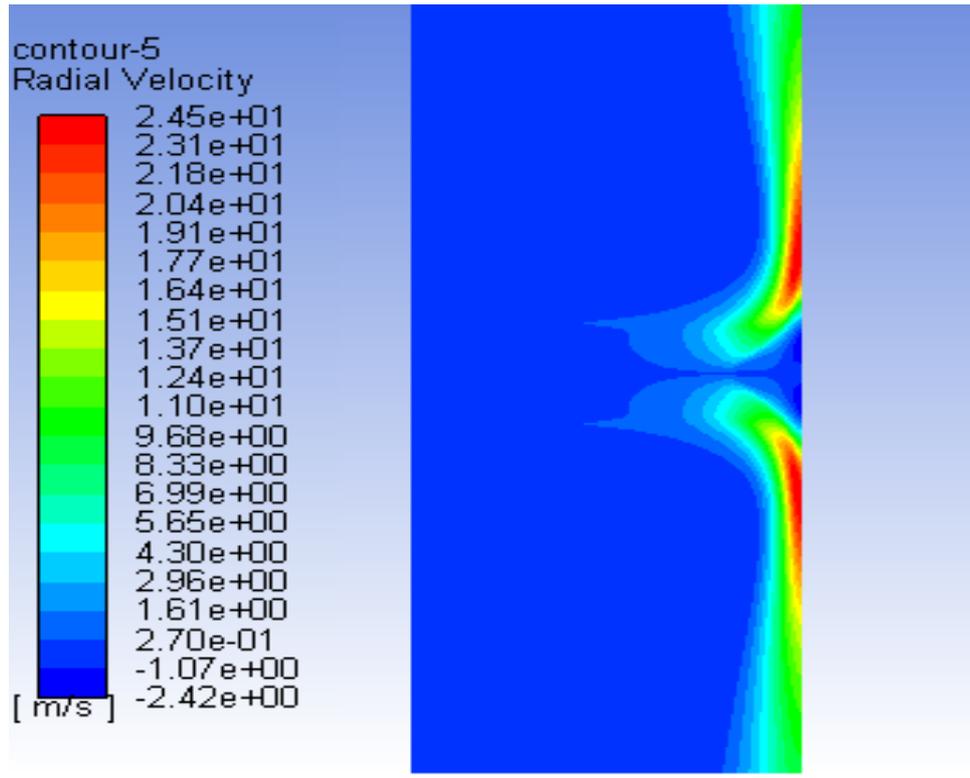


Figure 4.3 l'évolution de la vitesse radiale

Discussion :

Un épaissement du jet pariétal est observé avec une décroissance de la vitesse en s'éloignant de la région d'impact. La vitesse maximale dans le jet pariétal est atteinte à environ $r/D = 1$. À $r/D = 0.5$ l'entraînement du fluide environnant par le jet, par effet de viscosité. Loin de la surface solide les vitesses sont faibles, le fluide étant presque stagnant. La vitesse radiale diminue à cause de l'effet de la dispersion et des frottements.

- Figure 4.4 montre le champ de la pression statique

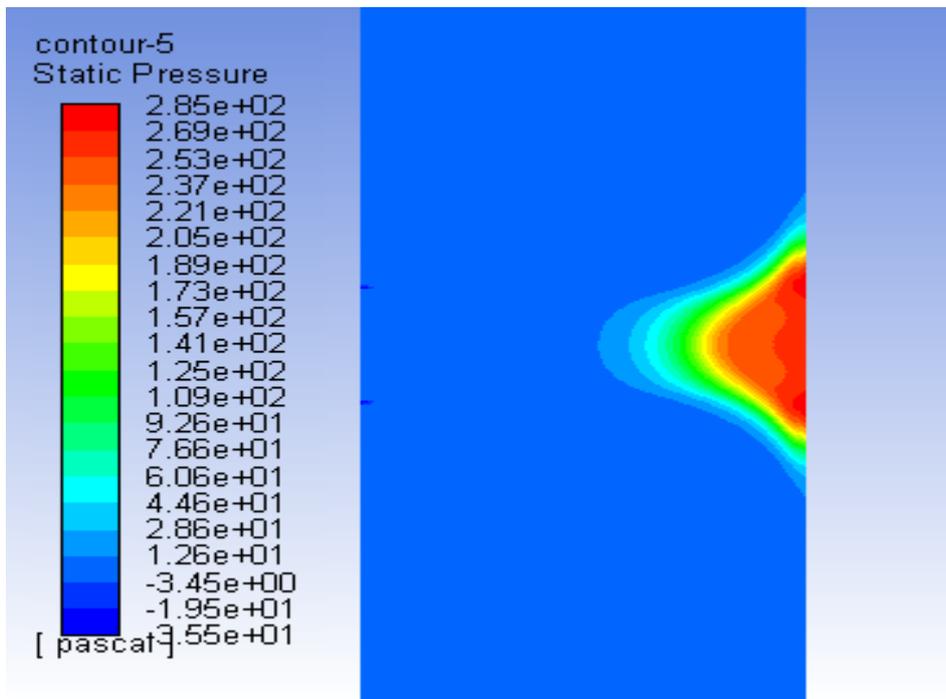
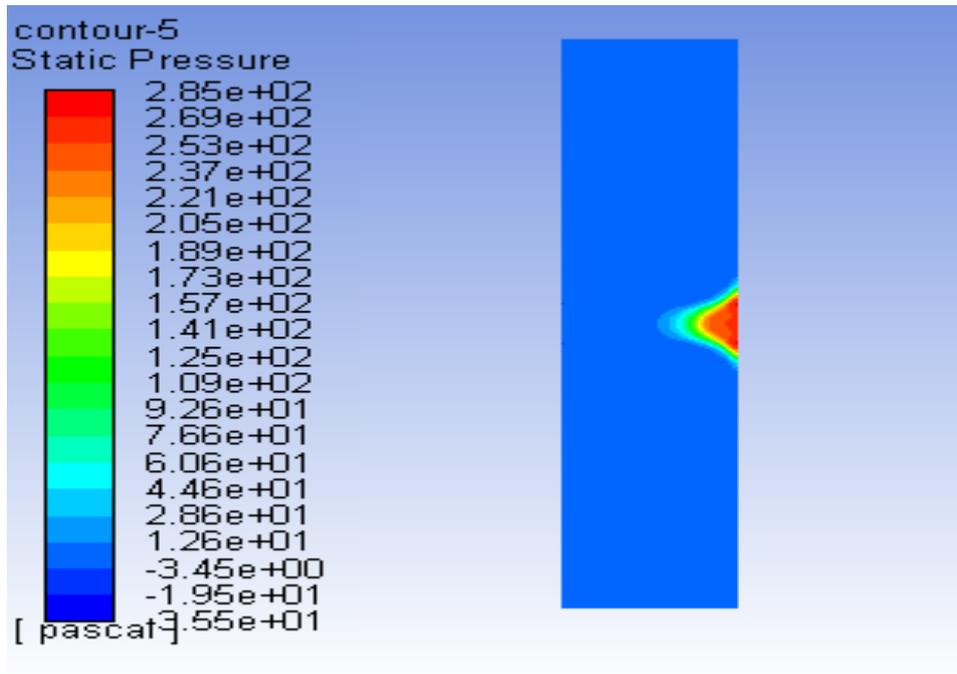


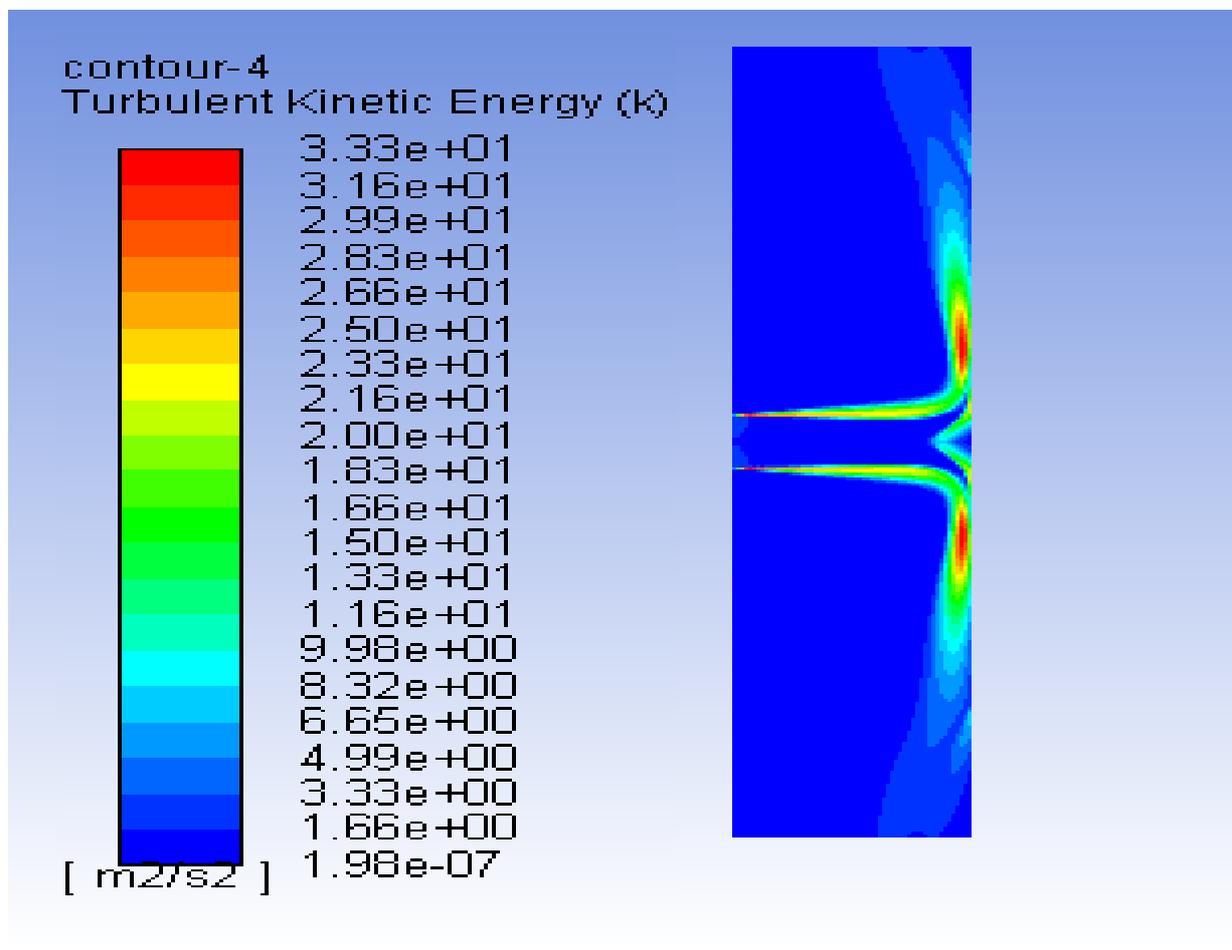
Figure 4.4 : le champ de la pression statique

Discussion :

La vitesse axiale baisse rapidement tandis que la pression statique augmente longitudinalement. La pression décroît le long de la plaque à partir du point d'arrêt.

La valeur de pression est pratiquement uniforme partout excepté près de point d'impact. Dans cette région, il y a décélération du fluide, ce qu'implique une transformation de l'énergie cinétique du fluide loin de la paroi en énergie de pression dans la région de stagnation. La pression est maximale au point d'arrêt.

- La figure 4.5 présent le champ de l'énergie cinétique turbulente



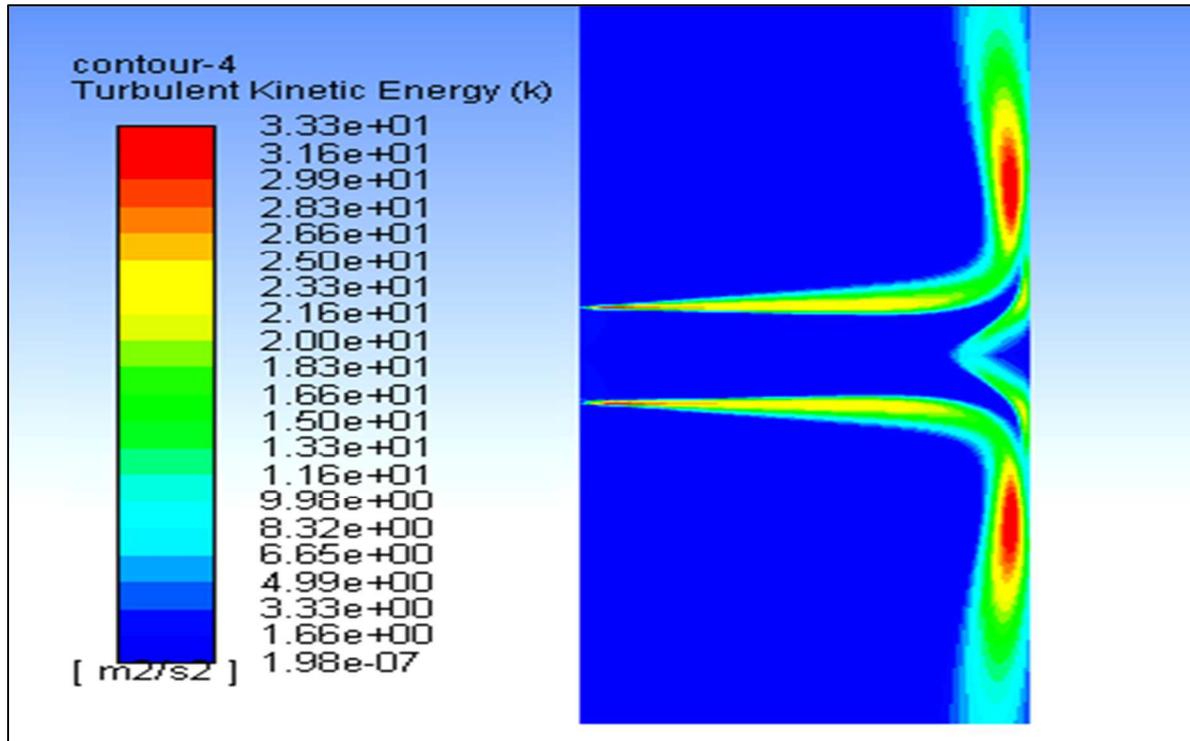


Figure 4.5 : contour de l'énergie cinétique turbulente

Discussion :

La turbulence la plus intense est localisée le long de la surface d'impact, région caractérisée par des cisaillements relativement importants. A noter aussi que l'énergie turbulente est assez élevée à $r/D = 0.5$ même loin de la paroi d'impact. Ceci est dû à la production de turbulence dans la zone de mélange entre le jet libre et l'air environnant. Au fur et à mesure que le jet pariétal se développe vers l'aval, la turbulence diminue en intensité, son énergie étant graduellement dissipée sous forme de chaleur.

L'intensité de turbulence dans les couches de mélange de la zone libre tend à augmenter dans la première partie de la zone de jet pariétal. Plus les contraintes de cisaillement sont fortes, plus le taux de turbulence dans l'écoulement est grand. Cela conduit à augmenter l'entraînement du fluide environnant.

- La figure 4.6 présent le contour de la température statique dans le domaine

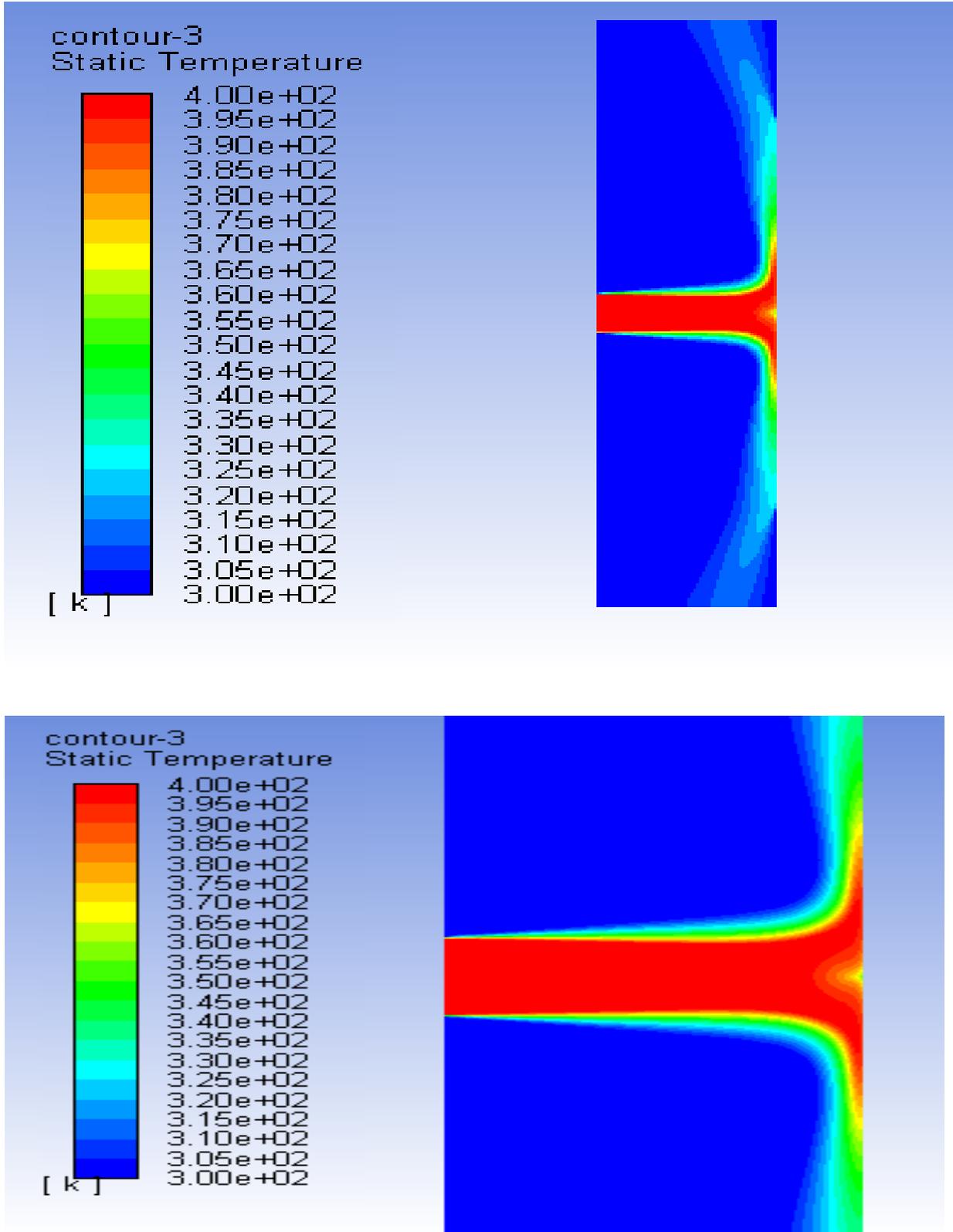


Figure 4.6 : contour du champ de la température statique

Discussion :

La température reste pratiquement uniforme et égale à la valeur imposée à la sortie de la buse. A l'approche de la paroi d'impact, à $x/D = 3$, on observe une diminution de la température dans la direction radiale. Cet abaissement s'explique par la chaleur transférée à travers les couches de fluide proches de la surface et absorbée par la paroi d'impact.

Comme c'est un flux constant de chaleur qui imposé à l'écoulement on voit que la valeur de la température diminue graduellement sur le fluide de l'effet de la création de couche thermique.

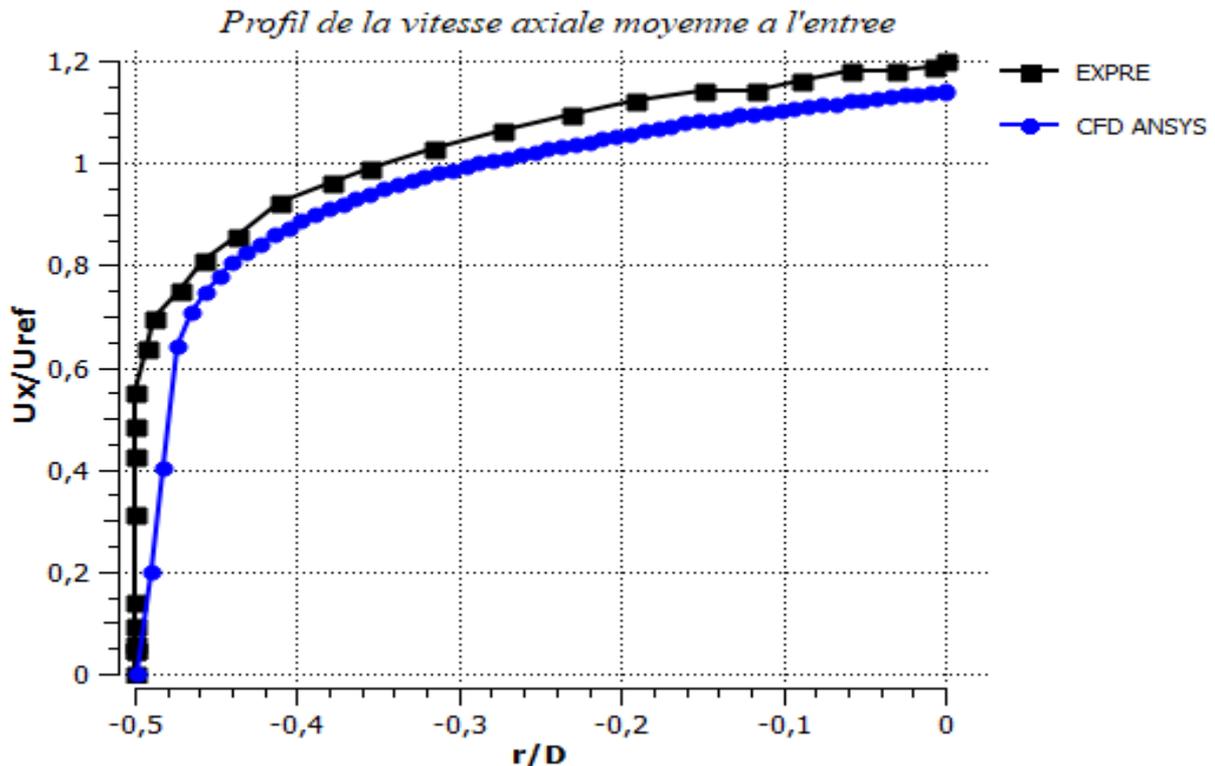
4.3 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux :

Figure 4.7 : profil de la vitesse axiale moyenne a l'entrée

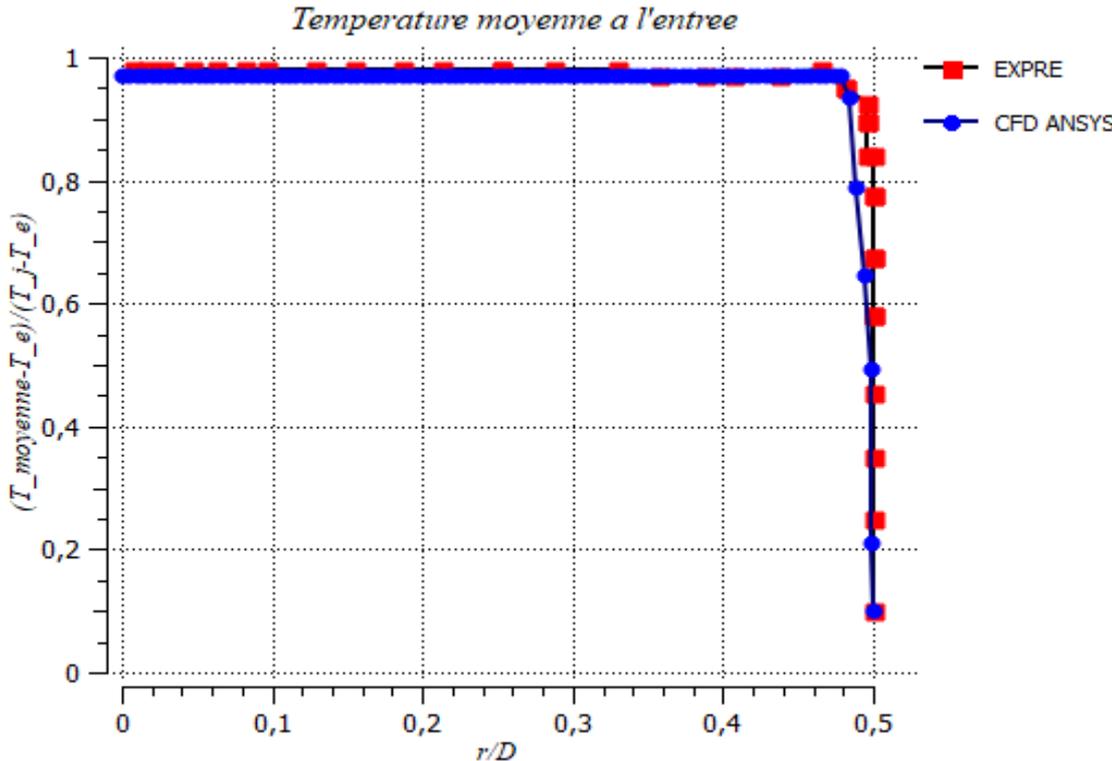


Figure 4.7 : l'évolution de la température moyenne à l'entrée

Conclusion générale :

L'objectif de cette étude numérique était de caractériser le transfert de chaleur par convection pour un jet impactant une paroi plaque. Les résultats de la présente étude peut être utilisé comme une base de données numérique pour l'expérience. . La condition de sortie du tuyau était correctement définie par un code numérique pour le profil de vitesse moyen et la description complète du Tenseur de contraintes de Reynolds.

La modélisation du phénomène physique a été effectuée par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et thermique. La résolution a été abordée moyennant le logiciel fluent qui est basé sur la méthode des volumes finis.

Les résultats montrent que le type d'écoulement peut être divisé en effet en trois zones, la zone de jet libre, la zone d'impact et la zone du jet pariétal.

Du point de vue modélisation, nous avons employé un modèle de turbulence (K- ϵ) .ce modèle a permis de mieux capter le Transfert de chaleur au voisinage de la paroi.

Enfin une comparaison entre les résultats de simulation numérique et les données expérimentales seront présentées dans un article.

Référence Bibliographiques

- [1] Zuckerman, N. and Lior, N. (2006). ADVANCES IN HEAT TRANSFER VOL. 39 Jet Impingement Heat Transfer: Physics, Correlations, and Numerical Modeling .567.
- [2] Schlichting ,h,1968 .boundary-layer theory MC Graw-hill ,new york ,681 .
- [3] Single circular jet impingement: K. Jambunathan et aL
- [4] Martin .h.1977.heat transfer between impinging gas jets and solids surface advances in heat transfer ,13,t-60.
- [5] COOPER, D., JACKSON, D. C., LAUNDER, B. E. et LIAO, G. X. 1993. Impinging jet studies for turbulence model assessment –I. Flow-field experiments. Int. J. Heat Mass Transfer 36(10), pp. 2675-2684.studies for turbulence model assessment - II. An examination of the performance of four turbulence models. Int. J. Heat Mass Transfer 36(10), pp. 2685-2697.
- [6] 2. BAUGHN, J.W., SHIMIZU, S. 1989. Heat transfer measurement from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 111, pp. 1096-1098.
- [7] 10. ERCOFTAC open database, <http://www.ercoftac.mech.surrey.ac.uk>.
- [8] CRAFT, T. J., GRAHAM, L. J. W. et LAUNDER, B. E. 1993. Impinging jet.
- [9] FABIEN, C. PHILIPPE, B. PHILIPPE, C. et ZAKARIA, G, 28-30 Aout 2007, Etude expérimentale d'un jet laminaire impactant une plaque plane chauffée, 13èmes journées internationales de thermique, Albi, France, pp.1-5.

REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUES

- [10] ZIDOUNI, K, F. et MATAOUI, A., 2007, Simulation numérique d'un transfert thermique d'un jet rond impactant une cavité cylindrique, revue des Energie Renouvelables CER'07 Oujda, pp.259-264.
- [11] DAIRAY, T, FORTUNE, V, LAMBALLAIS, E et BRIZZI, 29 Aout -29 Septembre 2011, Simulation numérique directes d'un jet impactant, 20ème Congrès Français de Mécanique, Besançon, France, pp.1-6.
- [12] DEL FRATE, L, GALASSI F M, C, AURIA, D, GALASSI, G, 12-15 September 2011.CFD Simulations of a Normally-Impinging Jet from a Circular Nozzle, International Conference Nuclear Energy for New Europe, Bovec, Slovenia.
- [13] MARK J. TUMMERS, JEROEN JACOBSE, SEBASTIAAN G.J. VOORBROOD .2011. Turbulent flow in the near field of a round impinging jet.International Journal of Heat and Mass Transfer 54.pp. 4939–4948.
- [14] Naseem Uddin, Sven Olaf Neumann, Bernhard Weigand.2013. LES simulations of an impinging jet: On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution. International Journal of Heat and Mass Transfer 57, pp.356–368.
- [15] SEBASTIEN,P, THIEN DUY,N, SOUAD, H, JULIEN, P et STEPHANE, V, 3-5 juin 2013, Transfert de chaleur et de masse par un jet impactant dans un système discoïde rotor-stator, XIème Colloque Interuniversitaire Franco-québécois sur la Thermique des Systèmes, Reims, France, pp.183-188.
- [16] Pierre AILLAUD ,Florent DUCHAINE, Laurent GICQUEL (2015) Analyse aérothermique d'un jet circulaire impactant sur plaque plane à l'aide de la SGE. l'Equipe CFD 42 Avenue Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse, France.
- [17] J. Boussinesq. Théorie de l'écoulement tourbillonnant, 1877. Mem. Pres. Acad. Sci. XXIII.
- [18] Documentation CFX 2003, (1) solvertheory, (2) turbulence and nearwall theory.
- [19] H K VERSTEEG et W MALALSEKERA,An introduction to computationalfluid

REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUES

dynamics. The finite volume method, Longman, Londres. 1995.

[20] Craft, T. J., Graham, L. J. W., and Launder, B. E. (1993). Impinging jet studies for turbulence model assessment – II. An examination of the performance of four turbulence models. *Int. J. Heat Mass Transfer* 36, 2685–2697.

[21] Modélisation Turbulence pour CFD' 2nd Ed, Wilcox CD; DCW Industries; 1998

[22] HEAT TRANSFER FROM IMPINGING FLAME JETS ,TR diss 1559, Dit proefschrift is goedgekeurd door de promotor prof.ir. C.J. Hoogendoorn.

[23] Mahjoub Saïd Nejla « Étude de la diffusion d'un panaché issu d'une cheminée : application à la maîtrise de la dispersion d'un polluant». Ecole nationale d'ingénieurs de Monastir

[24] DAILL Guillaume., 2004. Études par simulations numériques 3d en mécanique des fluides en utilisant le logiciel CFX Ecole supérieure d'ingénieurs de POITIERS.