

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE BLIDA 1



Institut d'Aéronautique et des études spatiales

PROJET DE FIN D'ETUDES

En vue de l'obtention du diplôme de master en Aéronautique

Spécialité: Construction Aéronautique

Option : Propulsion Avions

*Etude Numérique du
Développement d'un
Jet Rond Libre*

Réalisé par :

BRAHIMI Oussama

Dirigé par :

Mr El Hadi Khali

PROMOTION 2017

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce manuscrit a été effectué dans le cadre de projet fin d'étude en Master 2, sous la direction du **Mr. ELHADI Khali**, à qui je tiens à adresser mes plus vifs remerciements pour avoir dirigé cet étude. Je lui exprime également ma sincère gratitude pour la confiance qu'il m'a témoigné tout au long de ce travail.

Je remercie aussi **Mr. SBAA**, pour ses conseils avisés et son aide surtout pour l'utilisation et familiarisation avec logiciel fluent.

Je remercie les membres du jury qui me font l'honneur de juger ce modeste travail.

Enfin, à tous ceux et celles qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de ce travail, je dis merci.

A toute ma famille...

Résumé :

Notre présent mémoire consiste à exécuté une simulation d'un jet rond libre pour étudier son développement. Le jet rond simple est le type de jet le plus étudié et le plus utilisée dans plusieurs applications industrielles. Parmi ces applications on trouve : les injecteurs carburant de turboréacteur. La présente étude numérique vise les fluides Newtoniens de même phase, c.-à-d. jet d'air dans l'air avec l'hypothèse d'un écoulement incompressible et isotherme.

Une simulation numérique a été exécuté en utilisant le code de calcul fluent pour deux types de buse, « buse convergente » et « buse forme conduit » avec le modèle de turbulence $K - \epsilon$. En se basant sur l'étude expérimentale réalisé par G. J NATHAN sous le titre '*Influence of jet exit conditions on the passive scalar Field of an axisymétrique free jet*', Les résultats obtenus après simulation sont présentés et discuté dans cette thèse.

Mots clé : Jet, turbulence, transition, libre, rond, *développement*.

Abstract:

In this work, we've executed a numerical simulation of a free round jet in order to study its development. The simple free round jet is the most studied jet and the most used in a lot of industrial applications such as: aircraft engine fuel injectors. This numerical study targets Newtonian fluids of the same phase .i.e. Air in air jet, with the hypothesis of incompressible and isothermal flow.

A numerical simulation has been executed using fluent for both “smooth contraction “ and “straight pipe” using the $k - \varepsilon$ turbulence model .Based on the experimental study realized by G. J NATHAN under the title of '*Influence of jet exit conditions on the passive scalar Field of an axisymétrique free jet*' ,The results obtained after the simulation are represented and discussed in this study.

Keywords: Round, free, jet, turbulence, transition, development .

ملخص :

في هذه المذكرة قمنا باجراء محاكات لتدفق دائري حر، من اجل دراسة تطور هذا الاخير. ان التدفق الدائري الحر البسيط يمثل التدفق الاكثر دراسة و الاكثر استخداما في العديد من التطبيقات الصناعية و نذكر من بينها: حواقي الوقود في محرك الطائرة.

لقد تم اجراء محاكات رقمية باستخدام برنامج Fluent معتمدين على نموذج الاضطراب $K - \epsilon$. استنادا على الدراسة التجريبية المحققة مم قبل G. J NATHAN تحت عنوان:

'Influence of jet exit conditions on the passive scalar Field of an axisymétrique free jet '

نقوم بعرض و مناقشة النتائج المتحصل عليها في مذكرة التخرج التي نضعها بين ايديكم .

الكلمات المفتاحية : التدفق، الاضطراب، التطور، حر، دائري.

Table des matières :

INTRODUCTION GENERALE	1
1-1-INTRODUCTION	2
1-2-OBJECTIF DU TRAVAIL	2
1-3-PLAN DE TRAVAIL	3
ETAT DE L'ART.....	4
1-1- <i>INSTABILITE DE KELVIN HELMHOLTZ</i>	5
1-2-PRÉSENTATION GÉNÉRALE D'UN ECOULEMENT DE JET LIBRE.....	7
1-2-1- APPROCHE EXPERIMENTAL.....	7
1-2-2-CŒUR POTENTIEL	9
1-2-3-MODES VARIQUEUX, SINUEUX, PREFERENTIEL	9
1-2-3- TOURBILLONS LONGITUDINAUX ET JETS LATERAUX.....	3
1-3-THEORIE LINEAIRE DE L'INSTABILITE PRIMAIRE	14
1-4-QUELQUE TRAVEAUX EST RECHERCHE CONCERNANT LE JET ROND LIBRE ...	15
1-5-CONCLUSION	17
MODELE MATHEMATIQUE.....	18
2-1-EQUATION DE CONTINUTE (CONSERVATION DE MASSE)	19
2-2-EQUATION DE QUANTITE DE MOUVEMENT	19
2-3-RESOLUTION DU PROBLEME ET HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES	19
2-3-1-SEPARATION D'UN ECOULEMENT TURBULENT EN ECOULEMENT MOYEN ET FLUCTUATIONS	20
2-3-1-1. MOYENNE TEMPORELLE	20
2-3-1-2- MOYENNE SPATIALE ; MOYENNE SPATIO-TEMPORELLE ; ECHELLE DE LA TURBULENCE	21
2-3-2- PROPRIETES DES VALEURS MOYENNES ET FLUCTUATIONS.....	22

2-3-3- EQUATIONS DU MOUVEMENT POUR UN FLUIDE A MASSE VOLUMIQUE CONSTANTE	23
2-3-3-1- MOUVEMENT INSTANTANE	23
2-3-3-2- EQUATIONS DU MOUVEMENT MOYEN - TENSEUR DE REYNOLDS	23
2-3-3-3- EQUATIONS POUR LES FLUCTUATIONS	24
2-3-4- CONSIDERATIONS GENERALES SUR LE SYSTEME OBTENU INCONNUES ...	24
2-4-POUR RESOUDRE LES EQUATIONS PRECEDENT ILS EXISTENT PLUSIEURS METHODES	25
2-4-1-DNS (DIRECT NUMERICAL SIMULATION°).....	25
2-4-2- SIMULATION DES GRANDES ECHELLES (LES).....	26
2-4-3- HYPOTHESE DE BOUSSINESQ.....	28
2-4-4- MODELE DE TURBULENCE K-E.....	29
2-4-4-1- EQUATION DE TRANSPORT DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE K	30
2-4-4-2- EQUATION DE TRANSPORT DU TAUX DE DISSIPATION DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE	30
2-4-5- MODELE K – E RNG.....	31
2-4-6- MODELE K – E REALIZABLE	31
2-4-7-. MODELE SPALART-ALLMARAS	32
2-4-8- MODELE K – ω STANDARD	33
2-4-9-MODELE RSM.....	33
CODE DE CALCUL.....	34
3-1-DESCRIPTION DU PROBLEME	36
3-2-GEOMETRIE SOUS DESIGNE MODELER	37
3-3-GEOMETRIE	38

3-4-MAILLAGE	40
3-5-PROCEDURE SOUS "FLUENT"	44
3-5-1- SIMPLE PRECISION OU DOUBLE PRECISION ?.....	45
3-5-2-SELECTION DU MODELE DE TURBULENCE	47
3-5-3-EQUATION DU SCALAIRE PASSIF ET CONDITIONS AUX LIMITES	48
3-5-4-CONDITIONS AUX LIMITES	48
3-5-5- SCHEMAS DE DISCRETISATION	53
3-5-6-CHOIX DU SCHEMA D'INTERPOLATION DE LA PRESSION	53
3-5-7-CHOIX DE LA METHODE DE COUPLAGE PRESSION-VITESSE	54
RESULTATS ET DISCUSSION.....	55
4-1-PROFIL DE VITESSE	55
4-2-PROFIL DU SCALAIRE PASSIF (TEMPERATURE).....	58
4-3-LES STRUCTURES POUR LA REGION PROCHE DE LA BUSE	59
4-4-VARIATION DU SCALAIRE PASSIF LE LONG DE L'AXE DU JET	63
CONCLUSION GENERALE	66

Liste des symboles

u_i	Vitesse correspondante a l'axe i	[m/s]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m ² /s ³]
μ	Viscosité dynamique	[kg/m.s]
μ_{eff}	Viscosité dynamique effective	[kg/m.s]
μ_t	Viscosité Dynamique turbulente	[kg/m.s]
ν	viscosité cinématique	[m ² /s]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	[m ² /s]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]
τ	Taux de cisaillement	[kg/ms ²]
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Nombres de Prandtl turbulent associés à k et ε	
P	pression	
P'	fluctuation de pression	
K	Energie cinétique turbulente	[m ² /s ²]
ω	Taux de dissipation spécifique	
Q	débit massique	[kg/s]
Re	nombre de Reynolds	
d	Diamètre	[m]
$\overline{u'_i u'_j}$	Tension de Reynolds	
X_i	Coordonnée	
G_k	Terme de production de l'énergie cinétique turbulente	
C_μ	Constantes	
\vec{V}	Vecteur vitesse	
\vec{V}'	Fluctuation de la vitesse	
\bar{V}	Vitesse moyenne	
σ_{ij}	Tenseur des contraintes	
δ_{ij}	Indice de Kronecker	

Liste des figures :

<i>FIGURE.1-1 : Image présentant un jet rond libre simple.....</i>	<i>5</i>
<i>Figure.1-2 :instabilité de kelvin-Helmholtz (a) à l'aide d'un traceur passif (b) formation instabilité de kelvin-Helmholtz par les nuages.....</i>	<i>6</i>
<i>Figure.1-3 : vue instantanée en coup d'un jet rond libre.....</i>	<i>7</i>
<i>Figure.1-4 : schéma d'un jet rond libre éjecté par une buse convergente.....</i>	<i>8</i>
<i>Figure.1-5: a) Vue instantanée en coupe d'un jet rond à l'aide d'un traceur passif. b) schématisation.....</i>	<i>8</i>
<i>Figure.1-6 : visualisation du déroulement d'un appariement de deux tourbillons.....</i>	<i>11</i>
<i>Figure.1-7 :visualisation d'appariement de deux tourbillons.....</i>	<i>11</i>
<i>Figure.1-8 :schématisation pour l'appariement de deux tourbillons.....</i>	<i>12</i>
<i>Figure.1-9 : représentation schématique de structures tourbillonnaires en double hélice (Tso 1989.....</i>	<i>13</i>
<i>Figure .1-10 : croissance des jets latéraux dans une coupe perpendiculaire a l'axe du jet.....</i>	<i>14</i>
<i>Figure.1-11 :proposition schématique du mécanisme de génération des jet latéraux(seulement 2 tourbillons variqueux et une paire de tourbillons longitudinaux sont représentées) (Monkewitz et Pfizenmaier 1991)</i>	<i>14</i>
<i>Figure .2-1 : exemple d'une DNS d'un jet d'une tuyère</i>	<i>26</i>
<i>Figure.2-2 :Simulation des grandes échelles : collision axiale de deux anneaux tourbillonnaires</i>	<i>27</i>
<i>Figure.2-3 :Observation de l'appariement de deux tourbillons</i>	<i>27</i>
<i>Figure.2-4 : représentation schématique de la différence entre DNS , RANS et LES</i>	<i>34</i>
<i>Figure.2-5 :différence des résultats obtenue pour les trois méthode(DNS,LES,RANS)</i>	<i>34</i>
<i>Figure.3-1 : dimensionnement de la buse de diamètre constante.....</i>	<i>36</i>
<i>Figure.3-2 : dimensionnement de la buse convergente.....</i>	<i>37</i>

Figure.3-3 : Interface program	38
Figure.3-4 : dimensionnement de la première Zone pour les deux buses.....	39
Figure.3-5 : extrude de la première zone pour « straight pipe »avec 0.08 m et pour « smooth contraction » avec 0.112 m.....	39
Figure.3-6 : Dimensions de la zone extérieur du jet (a)base 0,6 * 0.6 m (b) hauteur 1m.....	40
Figure.3-7 : dimensionnement du maillage de la Zone 2 pour les deux volumes de contrôles des deux buses 150 éléments	41
Figure.3-8 : Dimensionnement du maillage de la première Zone du volume de contrôle pour les deux cas de buses 100 éléments pour chaque arête	41
Figure.3-9 : Dimensionnement du maillage volume de contrôle Zone 3 200 élément pour chaque arête.....	42
Figure.3-10 : Maillage Obtenue Apres fin de maillage pour la zone centrale	42
Figure.3-11 : Nombre d'éléments et de nœuds pour le maillage volume de contrôle (a) Pour la buse convergente (b)buse de diamètre constante.....	43
Figure.3-12 : Schéma de la qualité de maillage selon le paramètre « orthogonalité qualité » pour la buse Simple.....	43
Figure.3-13 : Schéma de la qualité de maillage selon le paramètre « orthogonalité qualité » pour la buse Convergente.....	43
Figure.3-14 : échelle de la qualité de maillage selon le critère « orthogonal qualité ».....	44
Figure.3-15 : Nomination des parois du volume de contrôle pour les deux cas.....	44
Figure.3-16 : indication que le maillage est prêt à être exploité et l'envoyé pour exploité sur fluent	44
Figure.3-17 : choix de l'option double précision avec la parallélisation du calcul.....	46
Figure.3-18 : choix du solveur avec régime transitoire.....	46
Figure.3-19 : choix du modèle de la turbulence.....	47
Figure.3-20 : sélection de l'air comme élément à utiliser dans la simulation.....	48

<i>Figure.3-21</i> : introduction de Equation du scalaire passif sur fluent	48
<i>Figure.3-22</i> : program fortran utilisée pour calcul des composantes du profile de vitesse.....	49
<i>Figure.3-23</i> : résultats obtenus pour le profil de vitesse fichier contenant 28805 ligne	50
<i>Figure.3-24</i> : sélection des conditions aux limite.....	50
<i>Figure.3-25</i> : sélection de condition aux limites pour ‘inlet’	51
<i>Figure.3-26</i> : sélection de la condition aux limites pour ‘outlet’	51
<i>Figure.3-27</i> : sélection de la condition aux limites pour ‘Wall’	51
<i>Figure.3-28</i> : Configuration critère de convergence a 10^{-4}	52
<i>Figure.3-29</i> : réglage du nombre d’itération a 10000 et le pas temps fixe a 0.005s pour les calculs.....	52
<i>Figure .4-1</i> : Profil vitesse adimensionnelle de buse convergente a $z/d = 0.005$	55
<i>Figure .4-2</i> : Profil vitesse adimensionnelle de conduit, $z/d = 0.005$	56
<i>Figure .4-3</i> : comparaison entre les deux profils issus des deux types de buses.	56
<i>Figure.4-4</i> : comparaison entre profils vitesse buse forme conduit -rouge obtenues par simulation-bleu représente le résultat expérimental.....	57
<i>Figure.4-5</i> : comparaison entre profils vitesse buse convergente -rouge obtenues par simulation-bleu représente le résultat expérimental	58
<i>Figure.4-6</i> : Profil scalaire passif pour le cas de la buse convergente pour $z/d = 0.1$	59
<i>Figure.4-7</i> : Contours de vitesse (a) buse type conduit (b) buse convergente.....	60
<i>Figure.4-8</i> : résultats de visualisation des vortex correspondante au contours vitesse de la figure 4-7	61
<i>Figure.4,9</i> : visualisation des anneaux tourbillonnaires.....	62
<i>Figure.4-10</i> : variation du scalaire passif le long du l’axe du jet Z	63
<i>Figure.4-11</i> : échelle logarithmique de la variation du scalaire passif le long de l’axe du jet pour les deux buses en comparaison avec Z^{-1}	

LISTE DES EQUATIONS :

Equation (2,1).....	19
Equation (2,2)	19
Equation (2,3)	19
Equation (2,4)	19
Equation (2,5)	22
Equation (2,6)	22
Equation (2,7)	23
Equation (2,8)	23
Equation (2,9)	24
Equation (2,10)	24
Equation (2,11)	28
Equation (2,12)	29
Equation (2,13)	30
Equation (2,14)	30
Equation (2,15)	30
Equation (2,16)	31
Equation (2,17)	32
Equation (2,18)	33

INTRODUCTION GENERALE

1-1-INTRODUCTION :

Les jets turbulents sont parmi les écoulements les plus étudiés à la fois en raison de leur présence fréquente dans la nature et leur utilisation dans de nombreuses applications industrielles

Ces écoulements ont également fait l'objet de nombreuses études académiques car ils possèdent généralement une géométrie simple et que l'on peut considérer comme une source de quantité de mouvement injectée dans un milieu semi-fini.

Une classe relativement importante de jets turbulents est de nature axisymétrique par rapport à un axe passant par le centre de gravité de la buse de sortie. Parmi ceux-ci, le jet le plus simple, « le jet rond simple » qui va être le sujet de notre étude.

D'un point de vue fondamental, le jet constitue un prototype d'écoulement cisailé dont l'étude entre dans le cadre général de la compréhension de la transition à la turbulence. La transition à la turbulence est un phénomène complexe qui a pour base la croissance d'instabilités. Jusqu'à présent, les jets sont connus pour présenter principalement deux modes d'instabilités dites primaires et des instabilités dites secondaires. C'est à partir de ces instabilités que des structures tourbillonnaires cohérentes vont naître et croître. Par suite, elles vont dégénérer et dès lors faire transiter l'écoulement vers un état de turbulence développée.

1-2-OBJECTIF DU TRAVAIL :

L'objectif du présent travail est la simulation numérique par le code de calculs fluides d'un jet libre rond axisymétrique turbulent de l'air dans un milieu à l'air libre en utilisant deux types de buses différentes en géométrie mais en gardant tous les autres paramètres.

1-3-PLAN DE TRAVAIL :

Le reste du mémoire est composé de quatre chapitres :

Le Chapitre 1 : Ce chapitre a pour objectif de faire expliquer l'écoulement d'un jet libre rond et les différentes structures tourbillonnaire engendré par l'instabilité. Le but est de comprendre la physique de cet écoulement qui est nécessaire aux discussions qui suivront.

Le Chapitre 2 : Dans ce Chapitre on définit le modèle mathématique de ce type d'écoulement avec les hypothèses adéquates.

Le Chapitre 3 : dans ce chapitre une présentation du code de calcul est effectuée ainsi que la conception des géométries, le maillage et l'adaptation du code en termes de conditions aux limites pour notre simulation et la méthode de résolution.

Le Chapitre 4 : Contient les résultats des simulations numériques qui seront présentés avec discussions et comparaison avec l'étude expérimentale fournie.

Le mémoire se termine par une conclusion et des perspectives.

CHAPITRE I :

ETAT DE L'ART

Dans ce chapitre, nous nous concentrons sur le cas de base d'un jet libre rond. La dynamique d'un jet libre rond est dominée, dans une large gamme de nombre de Reynolds, par la présence de structures cohérentes en forme d'anneaux tourbillonnaires. Schématiquement, ces structures tourbillonnaires apparaissent dans une région de transition séparant une région laminaire, près de la buse, où l'écoulement est axisymétrique et uniforme, et une région turbulente, où des structures à petites et grandes échelles interagissent dans un écoulement fortement tridimensionnel. La formation de ces structures tourbillonnaires dans la région de transition est due à l'instabilité de Kelvin Helmholtz de la couche de cisaillement à la sortie de la buse. Leurs formes et leurs longueurs d'onde dépendent essentiellement de l'allure du profil de vitesse du jet.

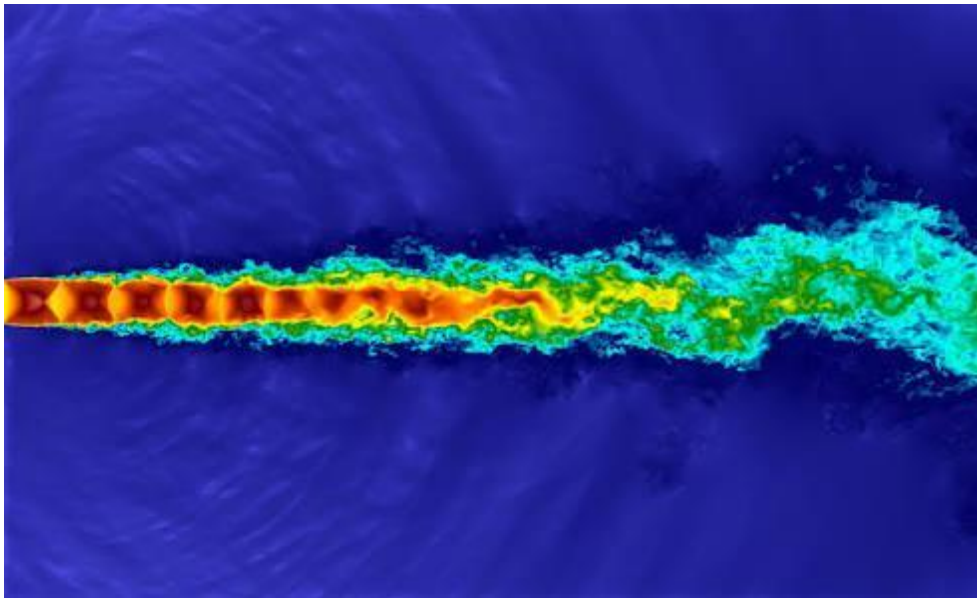


FIGURE.1-1 : Image présentant un jet rond libre simple[1]

1-1-INSTABILITE DE KELVIN HELMHOLTZ [2] :

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est un mouvement ondulatoire en dynamique des fluides qui se forme lorsque deux fluides thermiquement stables sont superposés et se déplacent à des vitesses différentes à leur surface de contact.

L'effet a été étudié au XIX^e siècle par les physiciens Lord Kelvin et Hermann Ludwig von Helmholtz qui ont montré que la différence de vitesse va engendrer un flot turbulent transversal à la frontière. La théorie peut être appliquée de la même façon à l'intérieur d'un fluide de densité uniforme mais ayant des couches se déplaçant à des vitesses différentes ou des fluides de densités différentes superposés.



Figure.1-2 :instabilité de kelvin-Helmholtz (a) à l'aide d'un traceur passif [3](b) formation instabilité de kelvin-Helmholtz par les nuages[4]

1-2-PRÉSENTATION GÉNÉRALE D'UN ECOULEMENT DE JET LIBRE :

Un écoulement de jet rond libre est un écoulement qui débouche d'une buse circulaire éloignée de toutes parois ou obstacles. C'est donc par définition un jet non confiné. L'objectif de ce chapitre est de présenter les différentes caractéristiques de ce type de jet et plus précisément de faire un bilan des connaissances actuelles dans le domaine de la transition à la turbulence. La dynamique d'un jet libre rond est dominée, dans une large gamme de nombres de Reynolds, par la présence de structures tourbillonnaires cohérentes. Ces tourbillons apparaissent dans une région de transition séparant une région laminaire, près de la buse, où l'écoulement est axisymétrique et uniforme, et une région turbulente, où des structures à petites et grandes échelles interagissent dans un écoulement fortement tridimensionnel, irrégulier dans l'espace et le temps.

1-2-1. APPROCHE EXPERIMENTAL:

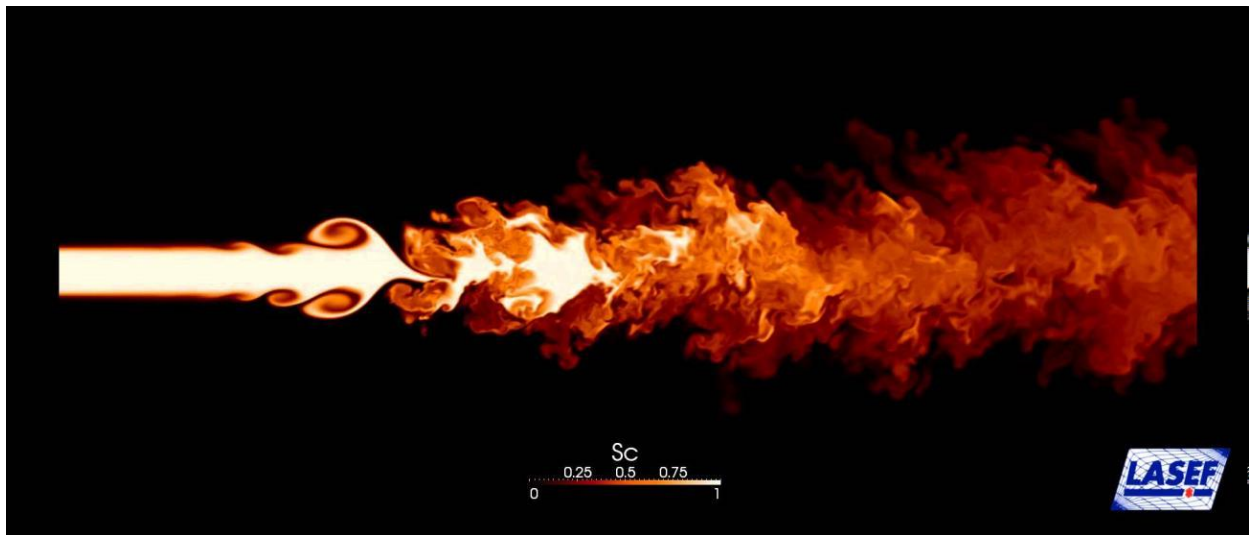


Figure.1-3 : vue instantanée en coup d'un jet rond libre[5]

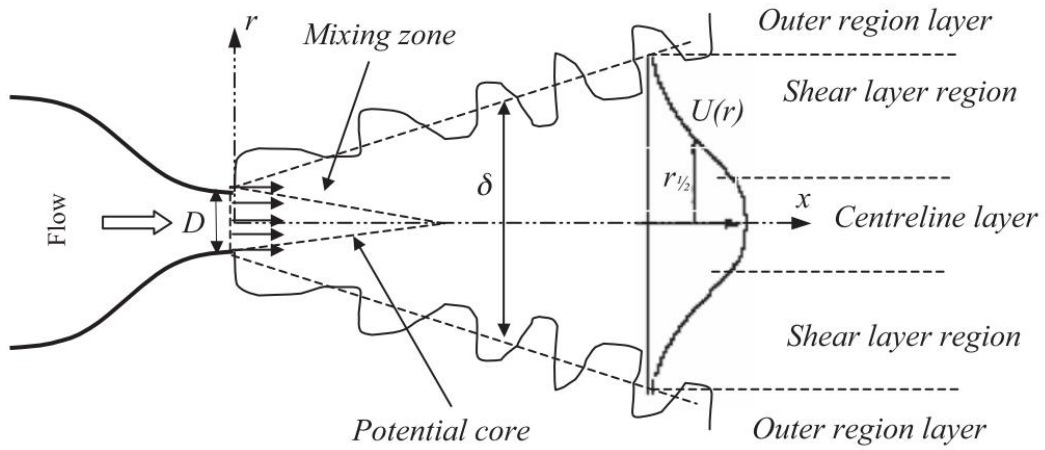


Figure.1-4 : schéma d'un jet rond libre éjecté par une buse convergente[6]

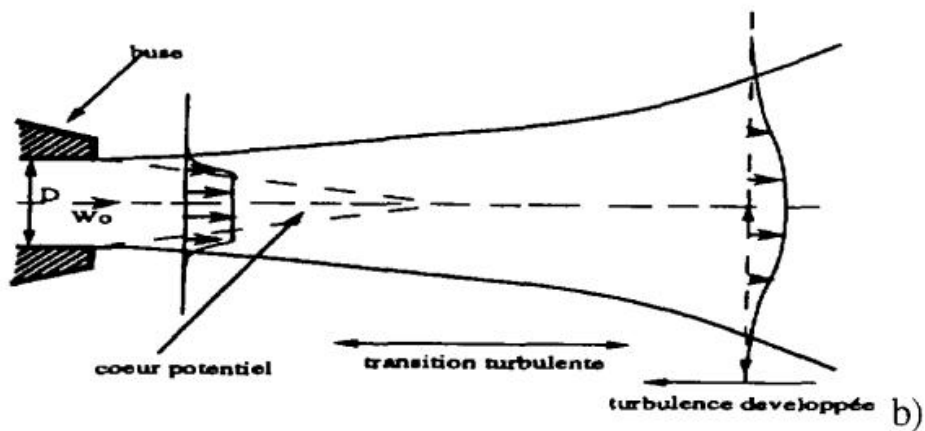


Figure.1-5: a) Vue instantanée en coupe d'un jet rond à l'aide d'un traceur passif [6]. b) schématisation.[7]

1-2-2 CŒUR POTENTIEL :

Qu'il débouche d'une longue conduite ou d'une buse convergente courte, le jet libre présente un gradient de vitesse en sa périphérie. Ce gradient de vitesse, pouvant être traduit en termes d'intense vorticité, s'apparente à une zone cisailée de forme circulaire qui sépare le cœur du jet du milieu ambiant. Cette couche cisailée se déstabilise et s'épaissit en aval de la buse, jusqu'à fusionner au centre du jet, comme on peut l'observer expérimentalement sur la **Figure 1-5**. Par définition le cœur du jet qui correspond au domaine de forme conique délimité par cette couche, est appelé « cœur potentiel ». En son sein l'écoulement moyen (moyenne temporelle) conserve ses caractéristiques amont (c'est-à-dire principalement vitesse axiale moyenne constante, égale à W_0). Sa longueur est typiquement de 4,5 à 5,5 fois le diamètre d du jet, suivant les caractéristiques de la buse et la présence ou non d'excitations.

1-2-3 MODES VARIQUEUX, SINUEUX, PREFERENTIEL :

La première prise de conscience qu'un jet libre, même à haut nombre de Reynolds, pouvait être constitué par une organisation tourbillonnaire cohérente importante, date des années 60. Ainsi Batchelor et Gills (1962) [7], Michalke (1964), B cher et Massaro (1967), Crow et Champagne (1971)... mirent nettement en évidence la présence de tourbillons en forme de tores centrés sur l'axe du jet et au sein de la zone de cisaillement (**Figure.1-6**). La formation de ces tourbillons dans la région de transition résulte de l'instabilité de Kelvin Helmholtz de la couche de cisaillement du jet à la sortie de la buse. Cette instabilité non-visqueuse est liée à la présence d'un point d'inflexion sur le profil de vitesse (Rayleigh 1892). Elle consiste en la réorganisation de la vorticité initiale qui se regroupe et s'enroule pour former une allée tourbillonnaire. Le mécanisme est analogue à celui de l'instabilité des couches de mélange bidimensionnelles séparant deux courants parallèles de vitesses différentes. Des ondes partent de la buse, croissent puis saturent. On obtient alors le cœur d'un anneau tourbillonnaire qui est advect  en aval.

Ces structures cohérentes se présentent principalement sous la forme de tores centrés sur l'axe du jet, qui se déplacent vers l'aval tout en grossissant (Batchelor et Gill (1962), Michalke (1964), H.A.Becher et T.A.Massaro (1967), Crow et Champagne (1971) parmi d'autres). On dit alors que le jet se déstabilise en mode axisymétrique ou « **mode variqueux** ».

Il est à noter qu'au niveau de la buse les tourbillons initiaux sont de petites tailles, La couche cisailée du jet étant la continuité de la couche limite amont, qui est généralement fortement écrasée par l'utilisation de buses convergentes, cette épaisseur est effectivement faible, typiquement de l'ordre du centième de diamètre ($D/\theta = 100$). Plus en aval, les tourbillons vont donner lieu à une succession de fusions, d'appariements (Yule et 1978, Zaman et Hussain 1980, Hussain et Zaman 1981) et déformations (Widnal et Sullivan 1973, Widnal, Bliss et Tsai 1974), engendrant des tourbillons de plus en plus gros. Schématiquement, ils interagissent entre eux, fusionnent, s'apparient à la manière des tourbillons primaires des couches de mélange planes (Winant et Browand 1974) comme représenté en **Figure I-7**. On a alors un doublement de la longueur d'onde initiale par appariement d'une paire de tourbillons. Zaman et Hussain (1980) ont pu ainsi observer jusqu'à 3 niveaux d'appariements successifs. Par ce phénomène, appelé « cascade tourbillonnaire », l'écoulement tend à « oublier » les conditions à la buse. Ainsi les expériences de Crow et Champagne (1971), Browand et Laufer (1975)... relèvent un nombre de Strouhal typique de $Std = f \cdot \frac{d}{w_o} = 0.3$ à 0.5 en fin de cœur potentiel, indépendamment du nombre de Reynolds et de l'épaisseur de la couche cisailée initiale (f fréquence de passage des tourbillons, W_o vitesse débitante en sortie de

buse). Comme par ailleurs Hussain et Zaman (1981) constatent que la réponse d'un jet libre à une excitation périodique est maximale (en terme de fluctuations de vitesse) lorsqu'elle s'effectue dans cette plage de fréquence, nous dirons que c'est la « fréquence préférentielle » du jet libre.

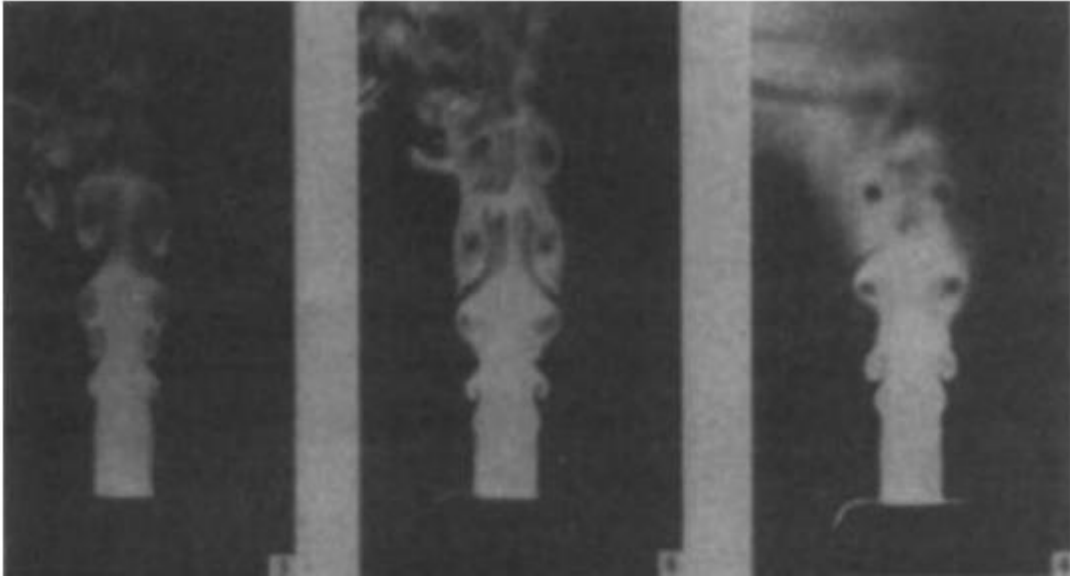


Figure.1-6 : visualisation du déroulement d'un appariement de deux tourbillons[8].



Figure.1-7 :visualisation d'appariement de deux tourbillons[8].

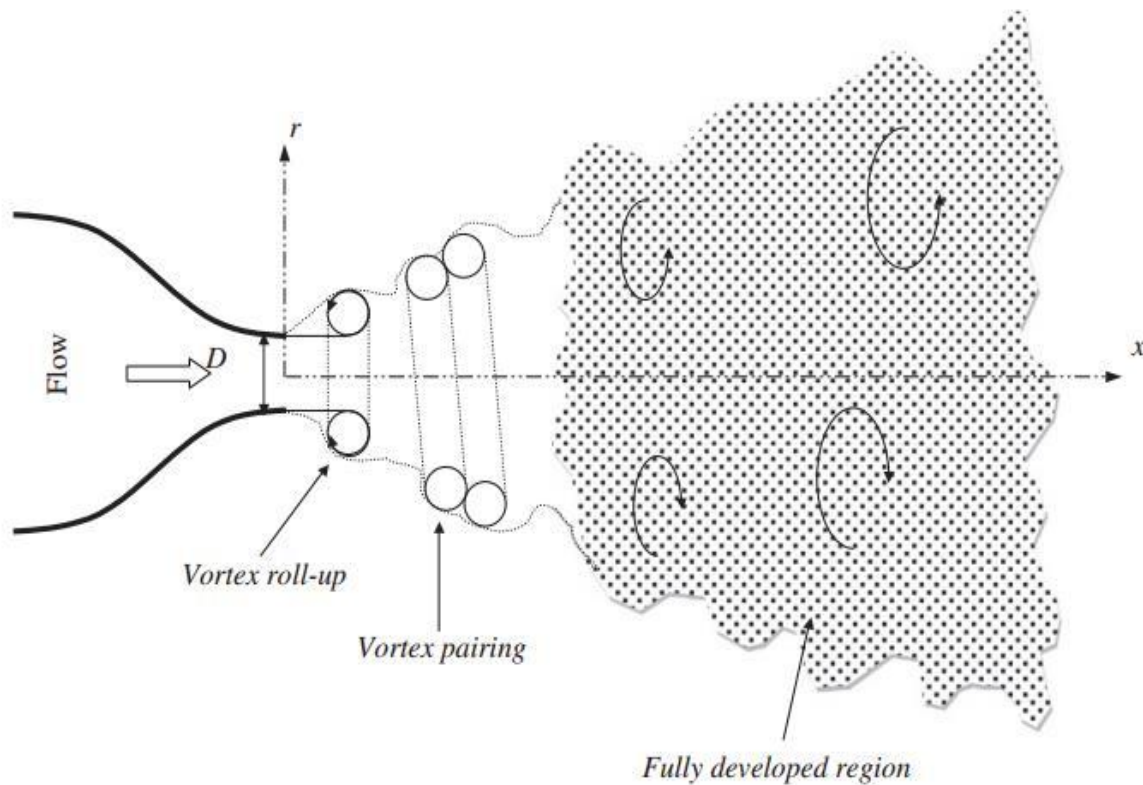


Figure.1-8 :schématisation pour l'appariement de deux tourbillons[8]

En fin de cœur potentiel le mode variqueux, axisymétrique, n'est pas le seul type d'instabilité primaire présent. Ainsi Ko et Davis (1975), Tso et Hussain (1989), Kusek, Corke et Reisenhel (1990) mettent en évidence un mode caractérisé par des grosses structures tourbillonnaires en forme d'hélice, appelé « mode sinueux ou hélicoïdal »¹ (**Figure 1-9**). Malgré d'évidentes difficultés expérimentales de visualisation et de mesure d'une telle géométrie de structure, ce mode semble persister plus en aval. En effet, on remarquera qu'il est difficile de retrouver à partir des vues de coupes planes bidimensionnelles la forme tridimensionnelle d'un tourbillon hélicoïdal. Ce fait explique qu'actuellement on ne peut pas conclure quant à la structure exacte du mode sinueux : mode à une hélice ? à 2 hélices imbriquées et de sens opposé ou non ? tourbillons variqueux qui auraient dégénéré en des tores alternativement et très fortement inclinés ? De même il n'a pu être mis en évidence à notre connaissance le passage du mode variqueux, prépondérant en début de cœur potentiel, au second en fin de cœur.

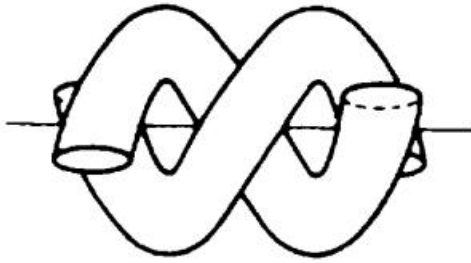


Figure.1-9 : représentation schématique de structures tourbillonnaires en double hélice (Tso 1989)[7]

C'est d'ailleurs pour des raisons de difficulté de visualisation expérimentale que seulement récemment on a pu détecter d'autres types d'instabilités.

1-2-3- TOURBILLONS LONGITUDINAUX ET JETS LATÉRAUX :

Dernièrement Lasheras, Lecuona et Rodriguez (1990), Liepmann (1990), Monkewitz et Pfizenmaier (1990) mirent en évidence la présence d'instabilités secondaires. Des jets latéraux prennent naissance à la périphérie du jet principal et expulsent le fluide dans des directions radiales (**Figure 1-11**). Ces phénomènes se développent particulièrement lorsque le jet est excité au mode variqueux et qu'il présente des tourbillons primaires intenses. Une première conjecture a relié l'origine de ces jets latéraux à une instabilité des anneaux tourbillonnaires variqueux de type instabilité de Widnall et al (1974). Cette instabilité azimuthale donne naissance à une ondulation des anneaux, comme celle observée par Yule (1978). Les jets latéraux étaient supposés correspondre à l'éjection radiale de fluide du jet induite par les anneaux ainsi déformés (Monkewitz et al 1990). Cependant, les travaux Monkewitz et Pfizenmaier (1991), Liepmann et Gharib (1992) ont indiqué que le phénomène de jets latéraux met en jeu des paires de tourbillons longitudinaux (**Figure 1-11**) présents dans la zone de stagnation entre deux anneaux consécutifs, structures analogues à celles observées pour les couches de mélange planes (Bernai et Roshko 1986, Lasheras et Choi 1988).

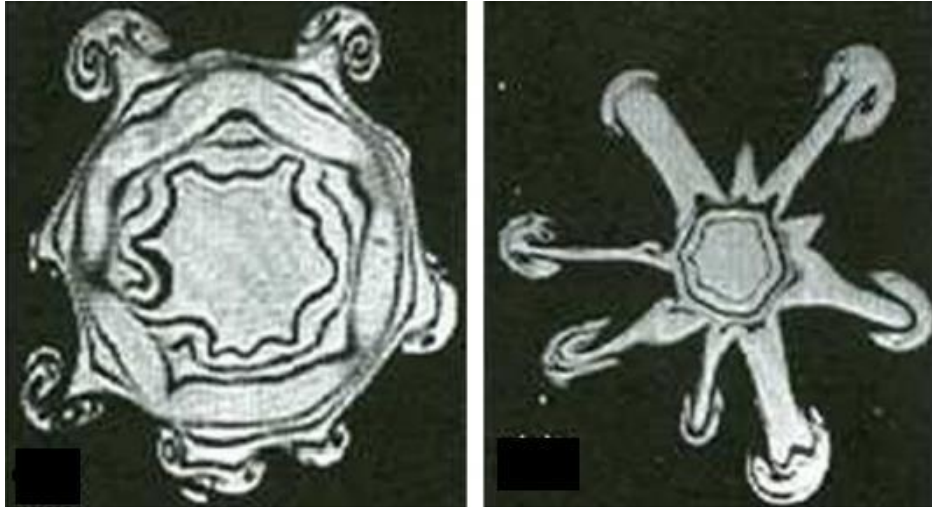


Figure .1-10 : croissance des jets latéraux dans une coupe perpendiculaire a l'axe du jet[8]

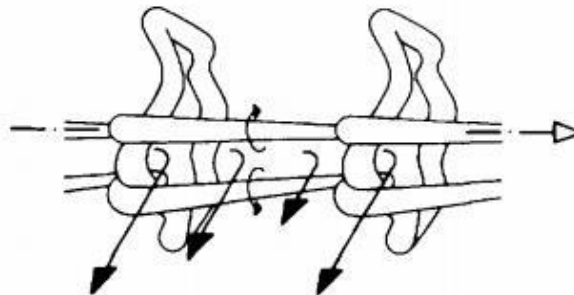


Figure.1-11 :proposition schématique du mécanisme de génération des jet latéraux(seulement 2 tourbillons variqueux et une paire de tourbillons longitudinaux sont représentées) (Monkewitz et Pfizenmaier 1991)[7]

1-3-THEORIE LINEAIRE DE L'INSTABILITE PRIMAIRE :

Afin d'étayer les constatations expérimentales précédentes évoquées. Plusieurs études théoriques ont été développées. Ainsi Batchelor et Gill (1962) déterminent les caractéristiques d'instabilité d'un profil inflexionnel de vitesse axiale, en « chapeau haut de forme », modélisant l'écoulement d'un jet libre circulaire au niveau de la sortie de buse. Ces instabilités, à rapprocher de celles de Kelvin-Helmholtz dans le cas d'une couche de mélange plane, sont soit axisymétriques, définissant ainsi

le mode variqueux, soit hélicoïdales, définissant le mode sinueux. Michalke (1971), Michalke et Herman (1982), Cohen et Wygnanski (1987) considèrent des profils de vitesse plus réalistes et insistent sur l'importance du paramètre d/θ qui traduit le rapport entre le diamètre du jet et l'épaisseur de quantité de mouvement du profil". Plus ce profil s'adoucit (d/θ diminue lorsque l'écoulement se développe en aval), plus les instabilités variqueuses s'estompent au profit d'instabilités sinueuses. Ces résultats permettent d'interpréter la présence privilégiée de structures tourbillonnaires hélicoïdales en fin de cœur potentiel (Ko et Davis (1975), Armstrong (1977), Tso et Hussain (1989), Kusek Corke et Reisenhel (1990)) comme la conséquence de la prédominance du taux d'amplification théorique d'une instabilité sinueuse.

La validation de telles théories linéaires reste cependant délicate, même si la prise en compte de l'effet de compressibilité (Michalke 1971) et de l'influence d'une faible divergence du jet (Plaschko 1979, Strange et Crighton 1983) permet d'obtenir des résultats quantitativement plus réalistes. Ainsi Cohen et Wygnanski (1987) relatent de bons accords pour les taux d'amplification à condition que le profil de vitesse moyenne axiale soit bien modélisé et que l'écoulement ne soit pas trop divergent. En particulier, ces auteurs prédisent correctement la distribution spectrale des perturbations de vitesse sur de courtes distances en aval de la buse, à partir de la mesure de la distribution spectrale en amont. Ils confirment que les taux d'amplifications sont peu sensibles au nombre de Reynolds dans la plage expérimentale utilisée $10000 < Re < 30000$, comme précédemment démontré par la théorie linéaire visqueuse de Morris (1976). En effet, Morris calculait que l'influence de la viscosité sur ces instabilités n'est importante qu'à bas Reynolds local : $Re_\theta < 100$ (défini d'après l'épaisseur θ), ce qui supporte le fait que la dynamique des structures tourbillonnaires primaires se reproduise identiquement pour peu que le nombre de Reynolds du jet soit suffisamment élevé.

1-4-QUELQUE TRAVEAUX EST RECHERCHE CONCERNANT LE JET ROND LIBRE :

A. J. Yule [9] :

A.J. Yule il a exécuté des études pour la zone de transition vers la turbulence d'un jet rond libre pour un ensemble de nombres de Reynolds en utilisant les techniques de visualisation des écoulement et technique de fil chaude. Son attention a été concentré sur la zone de transition dont

il a trouvé qu'elle est caractérisée par des Vortex dans la zone de transition dont ils se déstabilise pour former des structures plus grandes. Et ils peuvent garder leur forme cohérent jusqu'à la fin du cône potentiel .il a utilisé la technique de visualisation pour mesure les tourbillons au niveau proche du centre du jet et il a constaté que ces tourbillons diffèrent des tores tourbillonnaires en 3D mais leur section est similaire a celle des tores tourbillonnaires.

H. A. Becker et T. A. Massaro [10] :

Leur étude a été fait pour étudier les instabilités varié pour un jet symétrique en utilisant un profile de vitesse avec distribution radial uniforme au bout de la buse .il été capable de visualiser les différentes types d'instabilités comme les tore tourbillonnaire , le paiement des structure tourbillonnaires ,pour différente valeur de nombre de Reynolds en utilisant Les photographie de fumée, observation stroboscopique, and the light-scatter technique

W. B. Bush et L. Krishnamurthy [11]:

Une étude de la zone tourbillonnaire complètement développe pour un jet rond libre axisymétrique utilisant les équations de Navier-Stokes Moyennée. Avec une comparaison entre l'étude analytique est expérimental dont laquelle ils confirment les informations obtenues et citée au début de ce chapitre

L. Boguslawski et Cz. O. Popiel :[12]

Ils ont présenté des mesures de la distribution axial et radial de la vitesse, intensité tourbillonnaire et l'Energie cinétique dans la région initial d'un jet sortant d'une long conduite circulaire « air dans l'air », ils ont trouvé que la turbulence est maximale dans la région axiale situe à $6d$ avec un rayon de $(0.7 - 0.8 d)$. l'Energie turbulente la plus élevé est constaté dans la direction axiale de $(7.5 a 8.5)d$

1-5-CONCLUSION :

Alors, maintenant Nous savons largement d'information concernant le jet Rond libre ainsi que les différents résultats obtenus par multiple recherche. Et nous avons vu que la transition a la turbulence pour un jet rond libre est dominée par plusieurs structures cohérents ;un mode variqueux et sinueux sans oublier les tourbillons latéraux.

Aujourd'hui ce qu'on vise dans le chapitre suivant vas être de présenter le modèle mathématique des équations dont ils gèrent notre probleme.

CHAPITRE II :

MODELE

MATHEMATIQUE

Dans ce chapitre on va déterminer l'ensemble des équations mathématiques adéquate dont ils nous permettent de résoudre notre problème concernant l'étude de la transition à la turbulence pour un jet rond simple. Avant d'arriver à ces équations, un petit rappel pour les équations de la mécanique des fluides sera effectué.

La prédiction numérique des écoulements de fluide est basée sur la résolution d'équations de bilan traduisant trois principes fondamentaux :

- La conservation de la masse.
- Le principe fondamental de la dynamique.
- Le principe de la conservation de l'énergie.

Les trois équations mathématiques résultantes sont : l'équation de continuité, le bilan de quantité de mouvement, et l'équation de l'énergie.

2-1-EQUATION DE CONTINUITÉ (CONSERVATION DE MASSE) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (2,1)$$

2-2-EQUATION DE QUANTITE DE MOUVEMENT :

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2,2)$$

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2,3)$$

ou, en faisant intervenir la pression et le tenseur des contraintes visqueuses :

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2,4)$$

2-3-RESOLUTION DU PROBLEME ET HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES :

Maintenant après avoir démontré les équations nécessaires il nous faut les hypothèses

simplificatrices, Pour faciliter les calculs. Les hypothèses simplificatrices sont les suivantes :

-Ecoulement incompressible.

-Ecoulement isotherme.

Partir de ces équations et des hypothèses simplificatrices on trouve que l'ensemble des équations à résoudre est les équations de Navier Stokes. Dans notre cas « étude de la transition à la turbulence » on va utiliser ses équations pour trouver l'ensemble des équations définissant la turbulence. Pour cela une méthode est utilisée basée sur les notions d'écoulement moyen et fluctuation.

2-3-1-SEPARATION D'UN ECOULEMENT TURBULENT EN ECOULEMENT MOYEN ET FLUCTUATIONS :

2-3-1-1. MOYENNE TEMPORELLE :

La notion de fluctuation autour d'une valeur moyenne est intuitivement très simple et facile à définir dans le cas d'une fonction aléatoire d'une variable. Par exemple, imaginons qu'en un point d'un écoulement on mesure à chaque instant, une grandeur quelconque désignée par $f(t)$. La valeur moyenne de f est, si elle existe, la quantité \bar{f} telle que :

$$\bar{f} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{t-T}^{t+T} f(t) dt$$

Il s'agit, dans ce cas, d'une moyenne temporelle, et la valeur \bar{f} obtenue ne dépend plus du temps.

En écrivant ensuite qu'à chaque instant la valeur de f est :

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

On définit la fluctuation instantanée f' autour de la valeur Moyenne \bar{f} . Notons également qu'on a immédiatement les relations suivantes :

$$\bar{f}' = 0$$

$$\overline{\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{t-T}^{t+T} \frac{\partial f}{\partial t} dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{f(t+T) - f(t-T)}{2T}$$

(La dernière égalité supposant toutefois que f est une fonction bornée du temps).

$$\overline{\left(\frac{\partial f'}{\partial t}\right)} = 0$$

(Avec la même restriction), et si la fonction f dépend d'une autre variable indépendante :

$$\overline{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x}$$

Cette définition de la moyenne et de la fluctuation peut être suffisante en mécanique des fluides dans la mesure où il existe effectivement un écoulement moyen permanent, ce qui n'est pas toujours le cas.

2-3-1-2- MOYENNE SPATIALE ; MOYENNE SPATIO-TEMPORELLE ; ECHELLE DE LA TURBULENCE :

Inversement, supposons que l'on considère un écoulement turbulent autour d'un obstacle en mouvement (oscillations périodiques par exemple). A chaque instant, on peut mesurer par exemple la traînée de cet obstacle et on constate que cette fonction est bien définie à chaque instant, pourvu que la surface de l'obstacle soit suffisante : en divisant la traînée ainsi obtenue par la surface de l'obstacle, on obtient le frottement local moyen. La notion de moyenne ainsi introduite est une moyenne spatiale, résultant de l'intégration sur toute la surface de l'obstacle de quantités localement fluctuantes (frottement à la paroi). On conçoit donc qu'il existe divers types de moyennes et qu'on peut, notamment, définir des moyennes spatio-temporelles faisant intervenir à la fois l'espace et le temps; l'idée étant de calculer une valeur moyenne sur un temps suffisamment long mais pas trop, pour ne pas exclure des mouvements moyens non permanents et dans un volume suffisamment grand mais pas trop, pour pouvoir raisonner

Encore sur des quantités locales. On comprend ainsi, de façon intuitive, que la séparation en écoulement moyen et fluctuations n'est possible, sur le plan physique comme sur le plan mathématique, que par suite de l'existence d'échelles distinctes, dans le temps comme dans l'espace, pour distinguer ces deux notions. Plus précisément, si on désigne par T l'échelle de temps caractéristique de l'écoulement général (écoulement permanent $T = L/U_{00}$), la majorité des fluctuations turbulentes des diverses quantités physiques ont lieu sur des échelles de temps t

beaucoup plus petites que T ; de même, si L est l'échelle de longueur caractéristique de l'écoulement global (longueur de l'obstacle par exemple) l'échelle spatiale X des fluctuations est pour la plupart des fluctuations beaucoup plus petite que L (elle correspond, physiquement, à la dimension des zones tourbillonnaires plus ou moins aléatoires, emportées par le courant général).

C'est l'existence même de ces échelles distinctes qui est, en fait, caractéristique de la turbulence, et permet de distinguer la notion d'écoulement turbulent de celle d'écoulement laminaire instationnaire.

2-3-2- PROPRIETES DES VALEURS MOYENNES ET FLUCTUATIONS :

Etant donné que la définition précise de l'opération permettant de calculer la "moyenne" utilisée n'interviendra pas dans la suite de ce chapitre (alors qu'elle est essentielle pour une théorie de la turbulence proprement dite), nous posons comme point de départ de l'étude des écoulements turbulents qu'il est possible :

- 1) De définir une opération de moyenne pour toute fonction f , la moyenne ainsi définie étant notée \bar{f} et, la différence $f - \bar{f}$ étant par définition la fluctuation f' :

$$f(x, y, z, t) = \bar{f}(x, y, z, t) + f'(x, y, z, t) \quad (2,5)$$

- 2) Que cette opération de moyenne vérifie les propriétés suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} \bar{f}' = 0 \\ \frac{\partial \bar{f}'}{\partial t} = \frac{\partial \bar{f}'}{\partial x} = \frac{\partial \bar{f}'}{\partial y} = \frac{\partial \bar{f}'}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t}; \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x}; \frac{\partial \bar{f}}{\partial y} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial y}; \frac{\partial \bar{f}}{\partial z} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial z} \end{array} \right\} (2,6)$$

Autrement dit, l'opération de la moyenne et les, opérations de dérivation par rapport à x, y, z, t sont commutatives :

(Notons que ces propriétés font jouer aux quatre variables x, y, z, t des rôles identiques).

2-3-3- EQUATIONS DU MOUVEMENT POUR UN FLUIDE A MASSE VOLUMIQUE CONSTANTE :

2-3-3-1- MOUVEMENT INSTANTANE :

En admettant que l'échelle des fluctuations turbulentes est suffisante pour que le milieu puisse continuer à être considéré comme continu, le mouvement instantané est solution des Équations de NAVIER-STOKES, soit, pour un fluide à masse volumique constante.

$$\text{div } \vec{V} = 0$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \nabla \vec{V} \cdot \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{V} \quad (2,7)$$

2-3-3-2- EQUATIONS DU MOUVEMENT MOYEN - TENSEUR DE REYNOLDS :

En prenant la moyenne de chacun des termes des équations (2,7), et en tenant compte des propriétés , relatives aux moyennes des fluctuations, il vient immédiatement :

$$\left. \begin{aligned} \text{div}(\overline{\vec{V}}) &= 0 \\ \frac{\partial \overline{\vec{V}}}{\partial t} + \text{div}(\overline{\vec{V} \otimes \vec{V}}) + \overline{\text{div}(\vec{V}' \otimes \vec{V}')} &= -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \Delta \overline{\vec{V}} \end{aligned} \right\} (2,8)$$

Le mouvement moyen vérifie donc des équations tout-à- fait analogues à celles de NAVIER-STOKES laminaires, mais avec, dans l'équation de quantité de mouvement, le terme supplémentaire

$$\overline{\text{div}(\vec{V}' \otimes \vec{V}')} \text{ du aux fluctuation turbulente .}$$

En faisant passer ce terme au second membre, et en remarquant que :

$$*- \overline{\text{div}(\vec{V}' \otimes \vec{V}')} = \text{div}(\overline{\vec{V}' \otimes \vec{V}'})$$

$$*- \text{que } \mu \Delta \overline{\vec{V}} = \text{div } \underline{\underline{\tau}} ,$$

$\underline{\underline{\tau}}$ designant le tenseur des contraintes visqueuses, pour un écoulement laminaire,

$$\left(\underline{\underline{\sigma}} = -P \underline{\underline{1}} + \underline{\underline{\tau}} \right) \text{ on obtient :}$$

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{\vec{v}}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\vec{v}} \otimes \bar{\vec{v}}) \right] = -\nabla \bar{P} + \text{div} \left(\underline{\underline{\tau}} - \rho \overline{\vec{v}' \otimes \vec{v}'} \right) \left. \begin{array}{l} \text{div} \bar{\vec{v}} = 0 \\ \end{array} \right\} (2.9)$$

Tout se passe comme si seul le tenseur des contraintes était modifié par rapport au cas laminaire.

Le tenseur $-\rho \overline{\vec{v}' \otimes \vec{v}'}$, moyenne du produit tensoriel des vitesses de fluctuations, s'appelle *tenseur de Reynolds*, Il traduit l'influence, sur le mouvement moyen, des fluctuations turbulentes.

2-3-3-3- EQUATIONS POUR LES FLUCTUATIONS :

Les équations qui régissent les fluctuations instantanées :

$$\left. \begin{array}{l} \text{div}(\vec{v}') = 0 \\ \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} + \text{div}(\vec{v}' \otimes \vec{v}' + \vec{v}' \otimes \vec{v}') = -\frac{1}{\rho} \nabla P' + \nu \Delta \vec{v}' \end{array} \right\} (2,10)$$

2-3-4- CONSIDERATIONS GENERALES SUR LE SYSTEME OBTENU INCONNUES :

Le système (2,10) et (2,11) est fermé, en ce sens qu'il contient 8 inconnues scalaires ($p, p', \vec{v}', \vec{v}'$) pour 8 équations : il est malheureusement très compliqué, et on n'en connaît pas de solutions exactes autres que quelques solutions laminaires.

L'approche classique pour étudier le mouvement turbulent est de négliger complètement les équations (2,11) pour les fluctuations, ce qui a pour conséquence que *le tenseur de Reynolds* $\rho \overline{\vec{v}' \otimes \vec{v}'}$ « devient une inconnue supplémentaire du problème .

Le fait d'abandonner les équations (2,11) conduit ainsi à une indétermination de la solution, qu'il faut lever d'une façon ou d'une autre.

En fait, l'idée est d'oublier (2,11) et de schématiser la turbulence pour obtenir une expression capable de relier le tenseur de Reynolds directement au mouvement moyen, C'est à ce stade qu'interviennent les diverses théories de la turbulence pour résoudre l'ensemble des équations obtenues. Dans le Paragraphe suivante on va citer les différentes méthodes de résolution des équations ainsi quelques modèles de la turbulence

2-4-POUR RESOUDRE LES EQUATIONS PRECEDENT ILS EXISTENT PLUSIEURS METHODES :

2-4-1-DNS (DIRECT NUMERICAL SIMULATION) :

Cette méthode permet de résoudre directement les équations de Navier-Stokes sans aucune modélisation. Elle présente ainsi l'avantage de donner accès à toutes les quantités instantanées considérées dans l'écoulement. Une application possible est donnée sur la *Figure. 2.1* représentant la turbulence créée par un jet d'air issu d'une tuyère. Tous les mouvements doivent être résolus par cette méthode, la taille de maille doit donc être inférieure à l'échelle de dissipation. Le nombre de mailles est alors important. Ceci a pour conséquence des temps de calcul extrêmement longs, et d'autant plus longs que la vitesse de l'écoulement est élevée. La capacité et la performance des calculateurs actuels ne cessent de progresser mais ne permettent pas encore de sonder des écoulements complexes et a hautes vitesses à partir de cette méthode. Néanmoins, celle-ci permet de mieux comprendre les comportements turbulents dans des configurations simples, mais aussi dans certains cas de valider les modèles de turbulence issus de la modélisation.

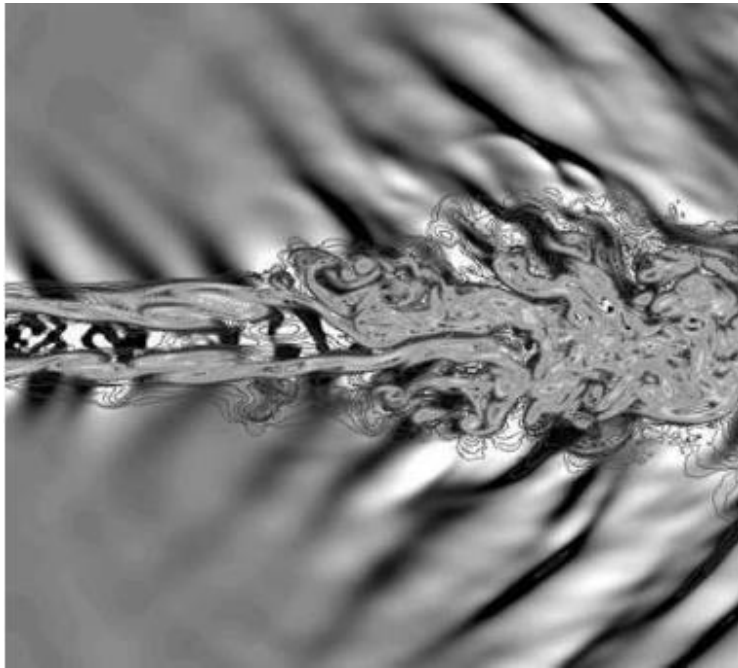


Figure .2-1 : exemple d'une DNS d'un jet d'une tuyère [13]

Une alternative à cette méthode est de simuler uniquement les grandes échelles et de modéliser les petites à ce stade on parle alors de la méthode de Simulation des grandes échelles (LES).

2-4-2- SIMULATION DES GRANDES ECHELLES (LES) :

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

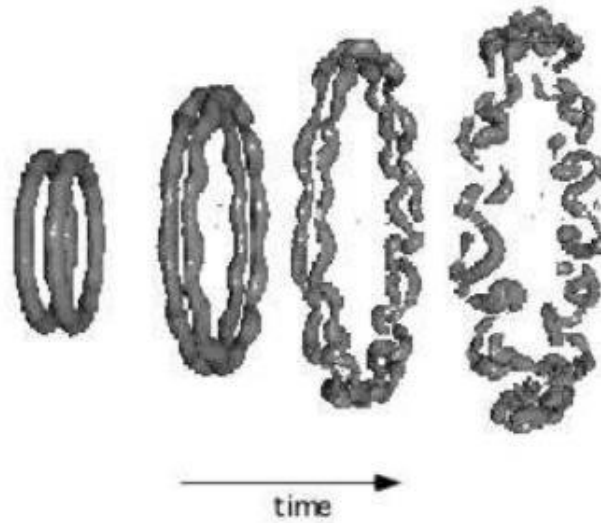


Figure.2-2 : Simulation des grandes échelles : collision axiale de deux anneaux tourbillonnaires [13]

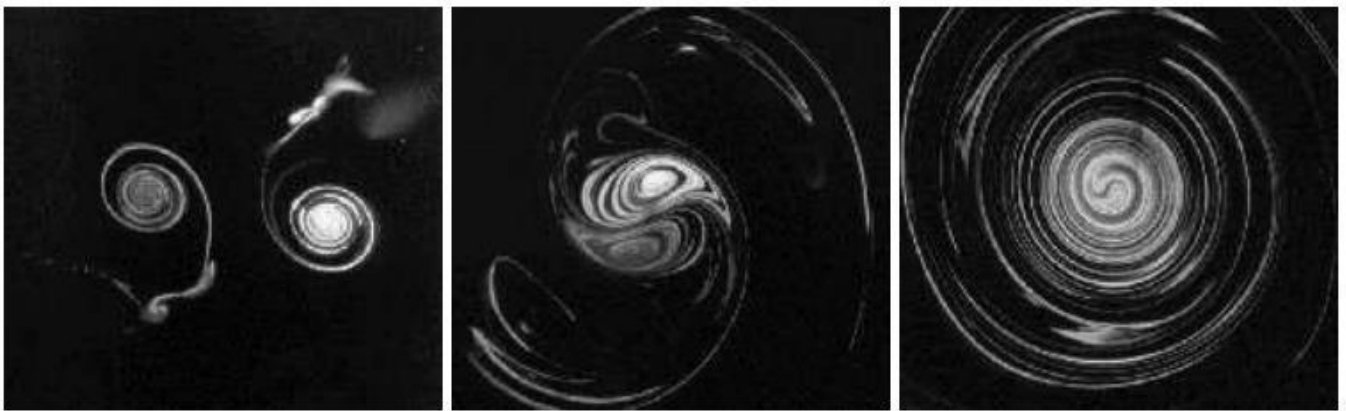


Figure.2-3 : Observation de l'appariement de deux tourbillons .[13]

La DNS et LES sont très prometteuses car la perte d'informations est minimale pour la première (seules les contributions moléculaires sont filtrées), un peu plus importante pour la deuxième. Cependant, le cout d'un calcul est inversement proportionnel a la précision obtenue. Pour cette

raison, dans des configurations industrielles, ces deux méthodes sont inutilisables, et on leur préférera les méthodes statistiques exposées dans la suite.

2-4-3- HYPOTHESE DE BOUSSINESQ:

Après qu'il fût établi expérimentalement que les contraintes turbulentes augmentaient avec l'augmentation du taux de déformation moyen des éléments du fluide, Boussinesq proposa une relation entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation, qui a été étendue par la suite:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho \kappa + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (2,11)$$

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

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

μ_t est la viscosité dynamique turbulente.

Notons que dans l'hypothèse de Boussinesq, il est supposé que μ_t est un scalaire isotrope, ce qui n'est pas tout à fait vrai. Les modèles de turbulence conduisent à l'adoption d'équations de transport des quantités de la turbulence, (κ , ε , ω , et ν), pour résoudre la viscosité turbulente. De ce point de vue, on retrouve trois catégories sous "Fluent":

1. Modèle de turbulence à une équation de transport: Le modèle Spalart-Allmaras.
2. Modèles de turbulence à deux équations: Le modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard et ses variantes RNG et Realizable puis les modèles $\kappa - \omega$ Standard et $\kappa - \omega$ SST.
3. Modèle de turbulence à 5 équations (7 équations en 3D): Le modèle RSM (Reynolds Stress Model)

Le Modèle qu'on vas utiliser et le Modèle $\kappa - \varepsilon$.

2-4-4- MODELE DE TURBULENCE K-E:

Dans le code Fluent, il existe différents modèles de turbulence, qui se distinguent par un nombre d'équation de transport supplémentaires nécessaires pour fermer le système d'équations du problème à résoudre. Dans notre cas, on a utilisé le modèle k-ε standard qui est un modèle semi empirique basé sur le concept de Boussinesq reliant les contraintes de Reynolds au taux de déformation moyen. C'est le meilleur modèle dans le cas où la couche de cisaillement est libre et dans le cas de non glissement au niveau des parois, il requiert une faible mémoire afin d'obtenir une bonne convergence des résultats. Par contre ce mode est inexact quand il s'agit de précision pour les gradients de pression.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k$$

$\frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right]$: est le tenseur de déformation

$K = \frac{\overline{u'^2_i}}{2}$: représente l'énergie cinétique turbulente.

Par analogie avec la viscosité laminaire caractérisée par une vitesse (des molécules) et une distance (le libre parcours moyen), la viscosité turbulente, caractérisée par une vitesse

\sqrt{k} Est une distance

$$l = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$$

Est donné par :

$$\nu_t = c_\mu \sqrt{k} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.12)$$

Avec $c_\mu=0,09$ et ϵ le taux de dissipation.

k et l sont obtenus à partir de leur équation de transport présentée ci-dessous.

2-4-4-1- EQUATION DE TRANSPORT DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE K :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_K - \rho \epsilon \quad (2.13)$$

2-4-4-2- EQUATION DE TRANSPORT DU TAUX DE DISSIPATION DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \epsilon U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.14)$$

σ_ϵ et σ_k , sont respectivement les nombre de Prandtl turbulents relatifs aux taux de dissipation et à l'énergie cinétique turbulent, et l'ensemble des autres coefficients est déterminé de façon empirique.

$C_{1\epsilon} = 1,44$, $C_{2\epsilon} = 1,92$ et $\sigma_\epsilon = 1,3$, $\sigma_k = 1,0$ Ces valeurs sont prises par défaut par Fluent. Le terme de production G_k est donnée par :

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} = \rho \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.15)$$

2-4-5- MODELE K – E RNG

Le modèle $\kappa - \varepsilon$ RNG a été dérivé en utilisant une technique statistique appelée "ReNormalization Group". Il inclut les améliorations suivantes:

- Dispose d'un terme additionnel dans l'équation de ε , qui améliore la précision pour les écoulements avec des contraintes rapides (changements de directions soudains).
- Inclut l'effet du tourbillonnement sur la turbulence afin d'accroître la précision pour les écoulements tourbillonnaires.
- Utilise un dispositif pour prendre en compte les effets des bas nombres de Reynolds, contrairement au modèle standard qui est un modèle basé sur des nombres de Reynolds élevés.

Avec ce modèle, la viscosité turbulente est calculée à l'aide de l'une des équations suivantes:

- nombres de Reynolds faibles:

$$d \left(\frac{\rho^2 \kappa}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1,72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v} \quad (2,16)$$

Sachant que : $\hat{v} = \frac{\mu_{eff}}{\mu}$ et $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$

- nombres de Reynolds élevés:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon}$$

$$C_\mu = 0.085$$

μ_{eff} : est la viscosité effective.

2-4-6- MODELE K – E REALIZABLE :

Le dernier modèle de la famille $\kappa - \varepsilon$ diffère du modèle standard principalement par deux choses importantes:

- une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente;
- une nouvelle équation pour le taux de dissipation ε .

Le terme "Realizable" ou réalisable signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, logiques avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il procure aussi des performances supérieures dans les écoulements impliquant la rotation, les couches limites sous de forts gradients de pression adverses, la séparation et les recirculations.

Là aussi, la viscosité turbulente est calculée à partir de l'équation (*) sauf que C_μ n'est plus constant. Il est fonction de la déformation moyenne, des taux de rotation, de la vitesse angulaire de la rotation du système et des champs de la turbulence (κ et ε).

Ces deux derniers modèles de turbulence, ($\kappa - \varepsilon$ RNG et $\kappa - \varepsilon$ Realizable), donnent de meilleurs résultats comparés au modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard, vu leurs perfectionnements cités plus haut. Alors que les écoulements impliquant une forte anisotropie des contraintes turbulentes restent le point faible de la famille $\kappa - \varepsilon$ toute entière.

2-4-7-. MODELE SPALART-ALLMARAS :

Il résout, en plus des équations de Navier-Stokes moyennées, une équation de transport d'une quantité turbulente en vue de calculer μ_t . Ce scalaire est une viscosité cinématique turbulente modifiée ($\tilde{\nu}$), pour prendre en compte les effets de parois.

Dans ce modèle, la viscosité dynamique turbulente est calculée à partir de la relation suivante:

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_v \quad (2,17)$$

f_v est une fonction d'atténuation de $\tilde{\nu}$. (Damping function).

Ce modèle a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de médiocres résultats pour les couches limites sujettes à des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications dans les turbomachines.

2-4-8- MODELE K – ω STANDARD

C'est un modèle empirique similaire au modèle $\kappa - \varepsilon$, avec deux équations de transport, une équation adaptée de κ et une équation du taux de dissipation spécifique ω qui s'apparente au rapport de ε par κ .

Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes. La viscosité turbulente est calculée en combinant κ et ω comme suit:

$$\mu_t = \frac{\alpha^* \rho k}{\omega} \quad (2,18)$$

α^* est un coefficient qui apporte une correction à la viscosité turbulente à bas nombres de Reynolds en l'atténuant en quelque sorte ("Fluent" UG 10.5.1).

2-4-9 MODELE RSM:

C'est le modèle le plus élaboré que propose le code de calcul "Fluent". En abandonnant l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope, le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM: Reynolds Stress Model) ferme les équations RANS en résolvant ensemble les équations de transport des contraintes de Reynolds avec une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (ε). Cette procédure introduit cinq équations de transport additionnelles pour les problèmes bidimensionnels (7 pour le cas 3D) et là aussi la viscosité turbulente est calculée comme pour le modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard.

Ce modèle prend en compte les effets des courbures des lignes de courant, les tourbillonnements, la rotation et les changements rapides du taux de déformation, mais d'une manière plus rigoureuse que tous les autres modèles.

Le model de turbulence des contraintes de Reynolds est le meilleur choix pour la simulation des

écoulements complexes quand les caractéristiques qui nous intéressent résultent de l'anisotropie dans les contraintes turbulentes, comme par exemple les écoulements dans les cyclones, les écoulements fortement tourbillonnaires dans les chambres à combustion, ...etc.

Le revers de cette supériorité potentielle est le très grand surcoût en calcul. Les quelques limitations connues à ce jour pour ce modèle concernent les jets axisymétriques et les écoulements non confinés à recirculation.

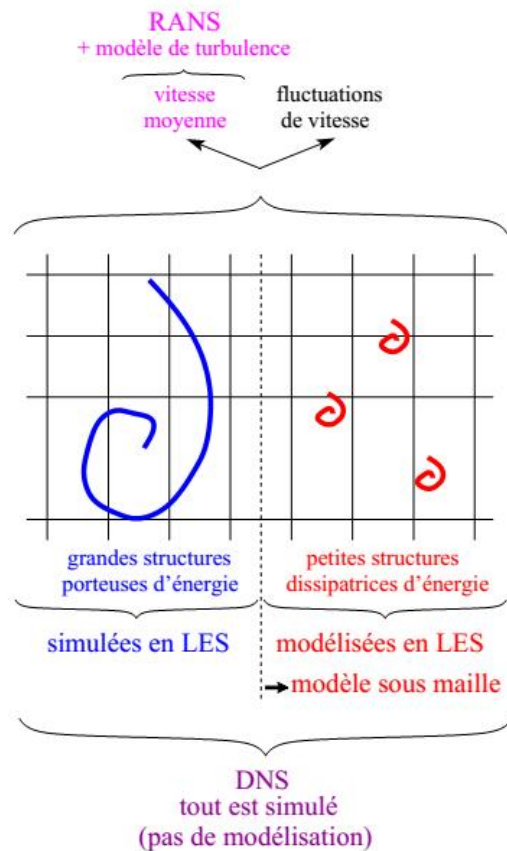


Figure.2-4 : représentation schématique de la différence entre DNS , RANS et LES [14]

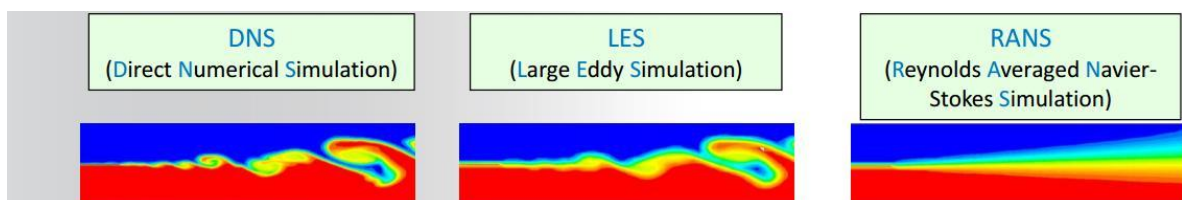


Figure.2-5 : différence des résultats obtenue pour les trois méthode(DNS,LES,RANS)[14]

CHAPITRE III : PRESENTATION CODE DE CALCUL

On a déjà passé par le modèle mathématique dans le chapitre précédent « chapitre 2 » et il nous reste qu'introduire le code de calcul et les étapes qui suivent pour l'adaptation à notre problème .

Le calcul numérique a été mené à l'aide du code de calcul "Fluent" correspondant à la version Ansys 18.1, qui utilise la méthode des volumes finis. La simulation a été effectuée pour deux types de buses, la première est une buse simple de diamètre circulaire constant « straight pipe », cependant la deuxième est une buse convergente « smooth contraction ». Le poste de travail utilisé pour ces simulations est un laptop doté d'un microprocesseur Intel i7 constitué de 8 cœurs avec une fréquence de 2.2 GHz et une mémoire vive de 8 GB.

3-1-DESCRIPTION DU PROBLEME :

Notre but des simulations exécutées consiste à étudier le développement d'un jet rond libre ainsi de connaître l'impact des conditions initiales sur les caractéristiques du jet pour cela six simulations différentes ont été exécutées, trois simulations pour chaque cas.

Notre géométrie de référence est obtenue de l'étude expérimentale exécutée par J.MI, D.S NOBES et G.J NATHAN sous le titre '*Influence of jet exit conditions on the passive scalar Field of an axisymétrique free jet*'

- Pour la première simulation on a utilisé une buse de longueur de 0.72 m et de diamètre constant de 10 mm *Figure.3-1* en respectant que l'écoulement soit à un nombre de Reynolds de $Re=16000$. Ce qui nous permet de déterminer une vitesse moyenne pour l'écoulement au niveau de la buse de $W = 23.37 \text{ m/s}$ et un débit massique de $Q1 = 4.12 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$

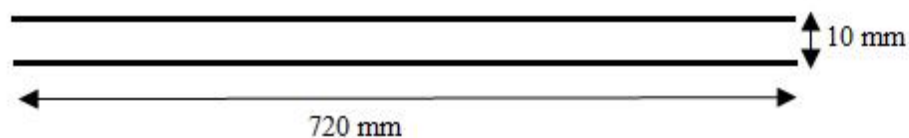


Figure.3-1 : dimensionnement de la buse de diamètre constante[15]

- Pour la deuxième simulation on a changé la buse par une autre convergente « smooth contraction », dont le diamètre est de 80mm en amont de la buse et diminue à la sortie jusqu'à 14 mm Figure.3-2. L'effet de ce changement de géométrie implique le changement du profile de vitesse mais sans touché au nombre de Reynolds $Re= 16000$. Avec un débit $Q_2 = Q_1$.

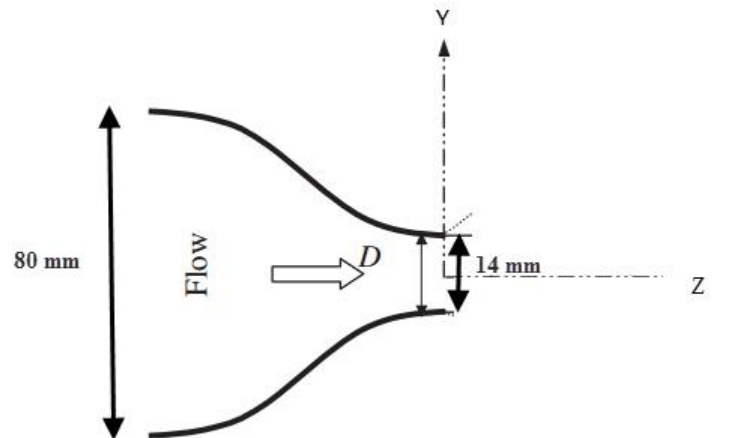


Figure.3-2 : dimensionnement de la buse convergente[15]

3-2-GEOMETRIE SOUS DESIGNER MODELER :

3-2-1-Cas de la buse normale « d=constant »

La géométrie est constituée de trois parties

1^{ère} Zone: est une zone de dimension **0.3x0.3x0.08**. Cette première partie constitue la première zone d'éjection donc elle a un maillage très sensible et très raffiné par rapport aux deux autres parties.

2^{ème} Zone : constitue une extension pour la première partie jusqu'à arriver à une longueur de **1 m (0.92m)**

3^{ème} Zone: c'est une enveloppe extérieure moins raffinée par rapport à la première partie constituée le reste du milieu extérieur pour la visualisation du jet. Son dessin de base est un ensemble de deux carrés concentriques de dimension **0.03 x0.03 et de 0.6x0.6** extrudés sur une distance de **1 m**.

3-2-2-Cas de la buse convergente :

La géométrie elle aussi constitue de trois partie

1^{er} Zone : est dimensionnée de $0.3 \times 0.3 \times 0.112$. cette première partie constitue la zone proche de l'écoulement injecté elle a un maillage très sensible et très raffiné comme le cas de la première buse

2^{eme} Zone : constitue une extension pour la première partie jusqu'à arrive à une longueur de 1 m (0.888 m)

3^{eme} Zone : c'est une enveloppe extérieure moins raffiné par rapport à la première partie constitue le reste du milieu extérieur pour la visualisation du jet. Son dessin de base est un ensemble de deux carrés concentriques de dimension **0.03 x 0.03 et de 0.6 x 0.6** extrude sur une distance de 1 m.

3-3-GEOMETRIE :

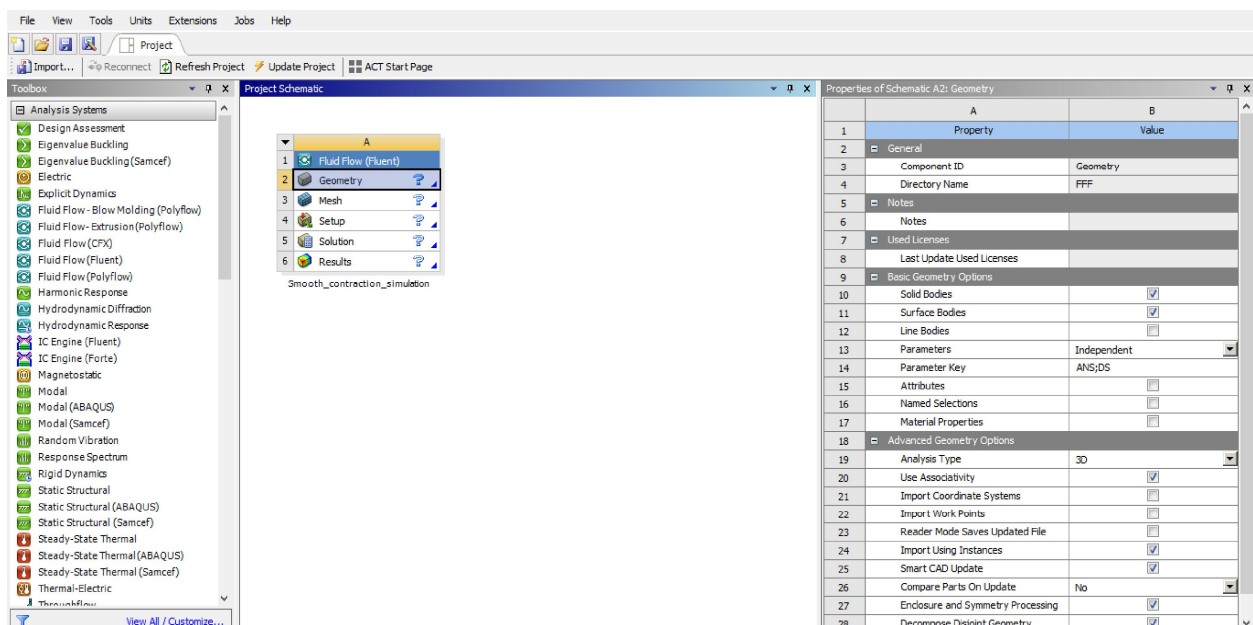


Figure.3,3 : Interface program

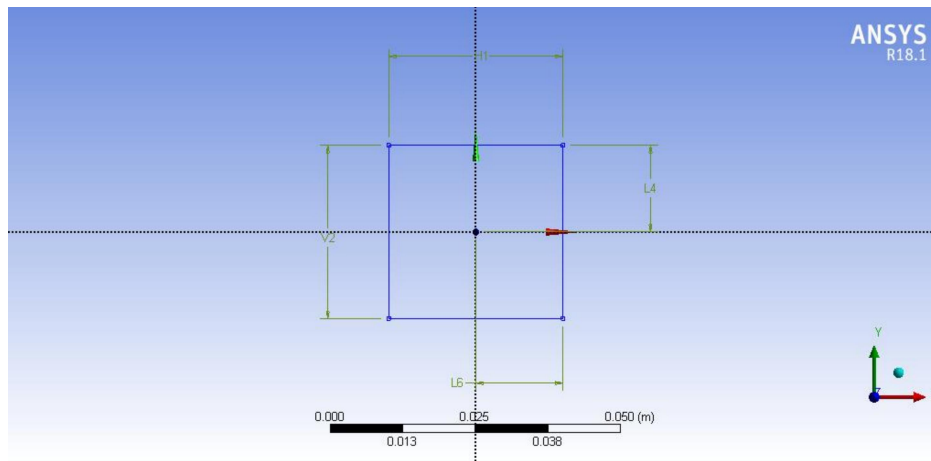


Figure.3,4 : dimensionnement de la première Zone pour les deux buses

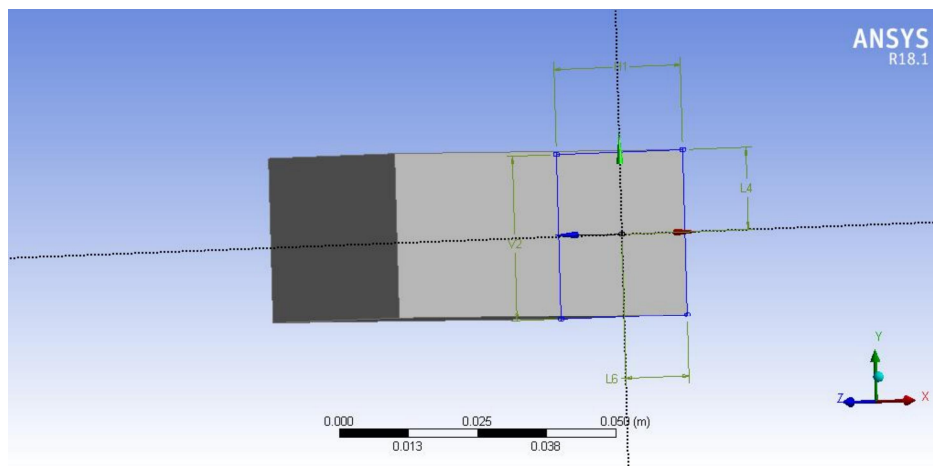
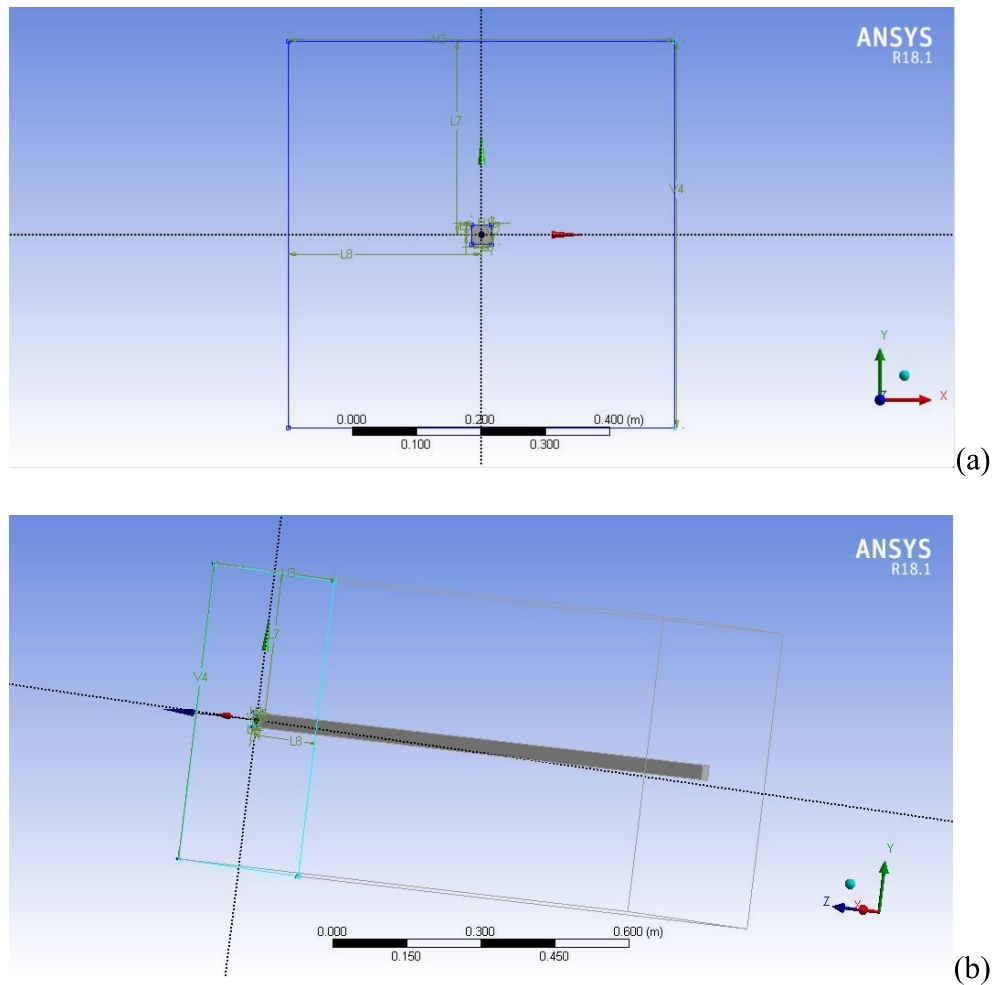


Figure. 3,5 : extrude de la première zone pour « straight pipe » avec 0.08 m et por « smooth contraction » avec 0.112 m



*Figure. 3,6 : Dimensions de la zone extérieure du jet (a) base $0,6 * 0,6$ m (b) hauteur 1m*

3-4-MAILLAGE :

Le maillage utilisé pour les deux types de buse est un maillage multizone c'est le maillage le plus approprié pour notre cas et est généré d'une manière Automatique suite l'algorithme intégré par défaut de logiciel. Pour chaque cas on a exécuté trois simulation en améliorant et raffinant le maillage chaque fois jusqu'au on est arrivé notre dernière simulation avec un maillage de **2,5 à 2,7 million nœuds**.

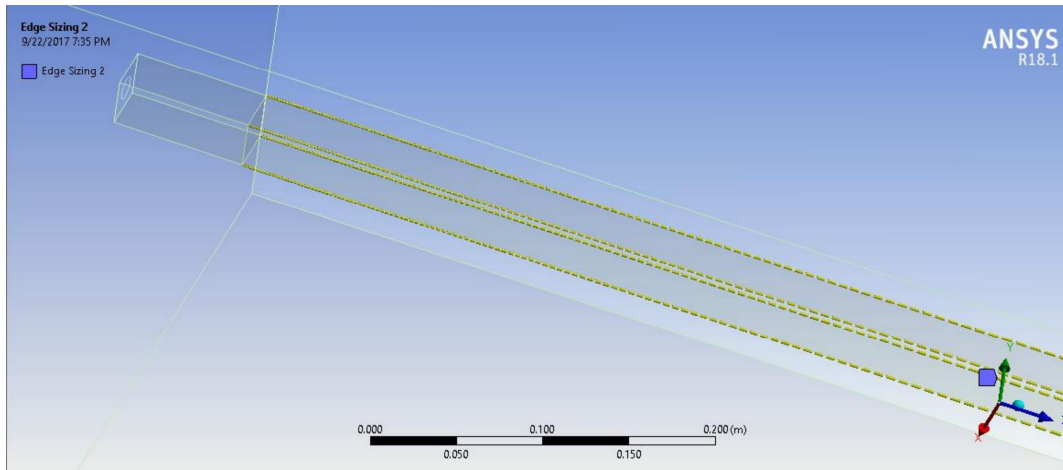
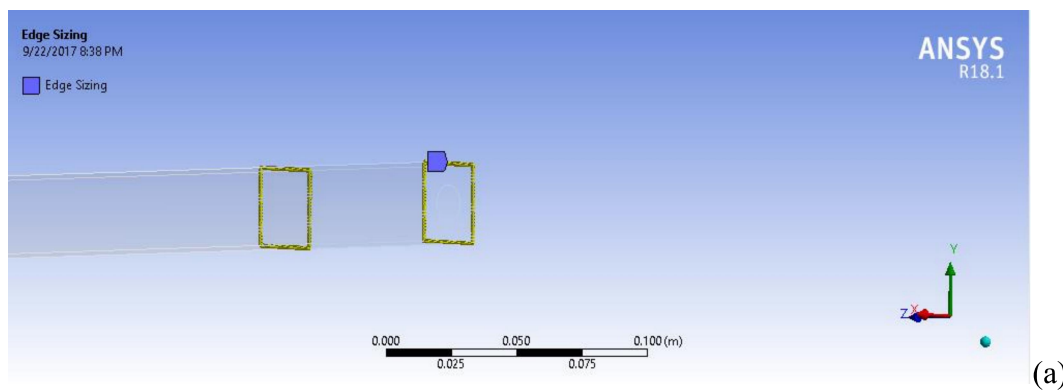
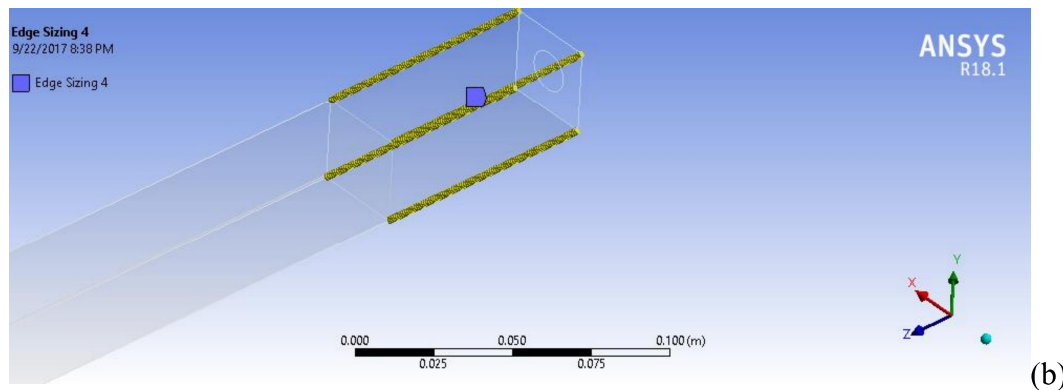


Figure. 3,7 : dimensionnement du maillage de la Zone 2 pour les deux volumes de contrôles des deux buses 150 éléments



(a)



(b)

Figure. 3,8 : Dimensionnement du maillage de la première Zone du volume de contrôle pour les deux cas de buses 100 éléments pour chaque arête

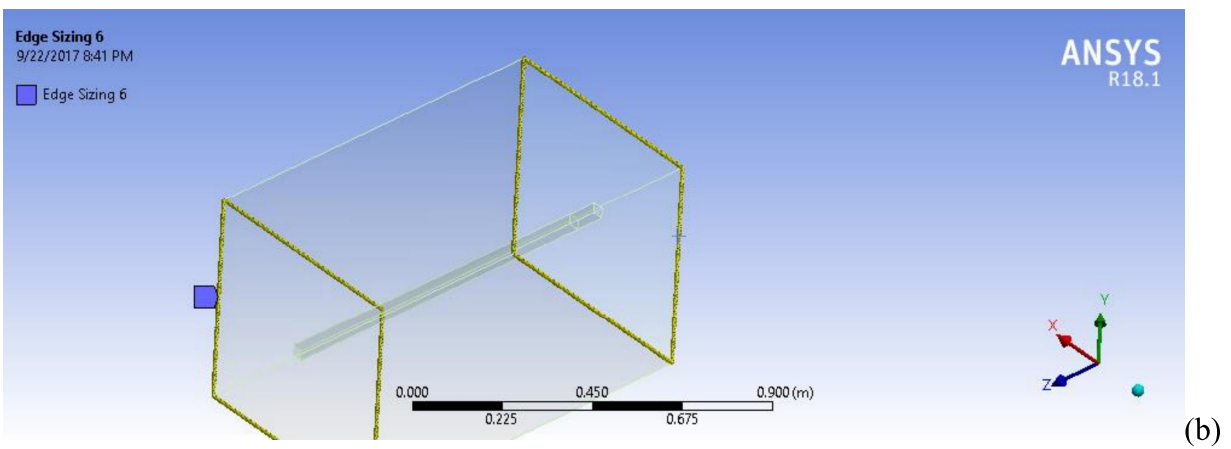
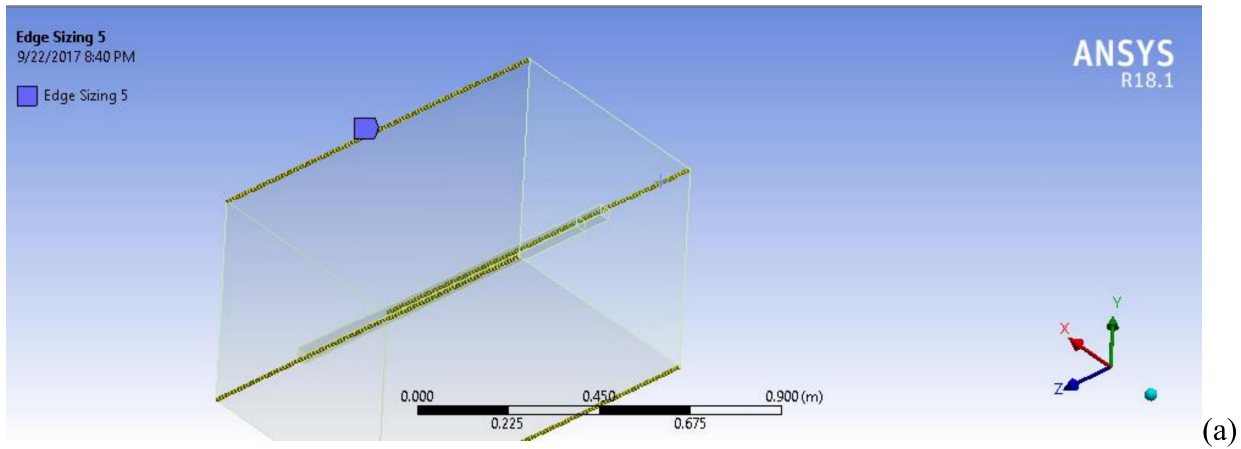


Figure.3,9 : Dimensionnement du maillage volume de contrôle Zone 3 200 élément pour chaque arête

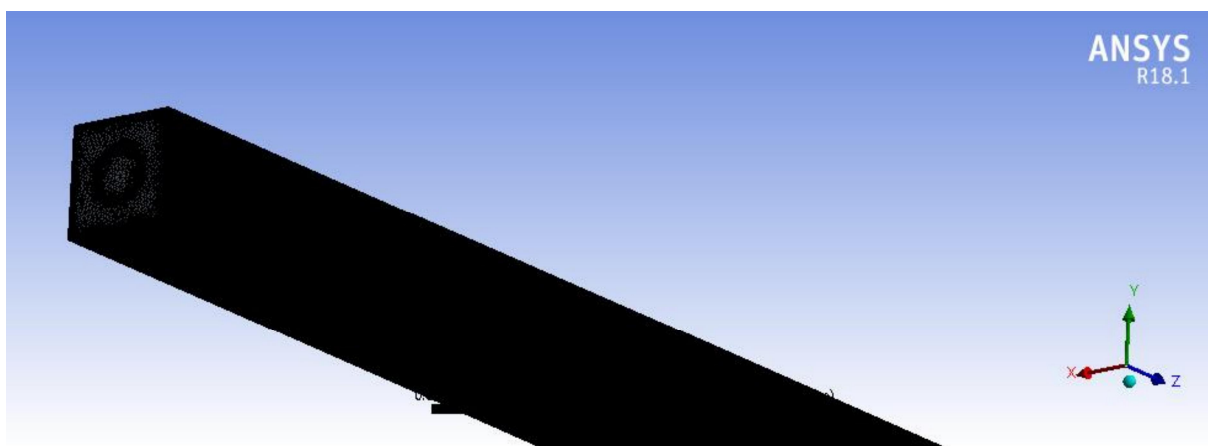


Figure 3,10: Maillage Obtenue Apres fin de maillage pour la zone centrale

Span Angle Center	Fine	Span Angle Center	Fine
<input type="checkbox"/> Curvature Normal Angle	Default (18.0 °)	<input type="checkbox"/> Curvature Normal Angle	Default (18.0 °)
<input type="checkbox"/> Min Size	Default (1.9146e-004 m)	<input type="checkbox"/> Min Size	Default (1.9146e-004 m)
<input type="checkbox"/> Max Face Size	Default (1.9146e-002 m)	<input type="checkbox"/> Max Face Size	Default (1.9146e-002 m)
<input type="checkbox"/> Max Tet Size	Default (3.8292e-002 m)	<input type="checkbox"/> Max Tet Size	Default (3.8292e-002 m)
<input type="checkbox"/> Growth Rate	Default (1.20)	<input type="checkbox"/> Growth Rate	Default (1.20)
Automatic Mesh Based Defeaturing	On	Automatic Mesh Based Defeaturing	On
<input type="checkbox"/> Defeature Size	Default (9.5729e-005 m)	<input type="checkbox"/> Defeature Size	Default (9.5729e-005 m)
Minimum Edge Length	3.e-002 m	Minimum Edge Length	3.e-002 m
+ Quality		+ Quality	
+ Inflation		+ Inflation	
+ Assembly Meshing		+ Assembly Meshing	
+ Advanced		+ Advanced	
- Statistics		- Statistics	
<input type="checkbox"/> Nodes	2783174	<input type="checkbox"/> Nodes	2581741
<input type="checkbox"/> Elements	3912830	<input type="checkbox"/> Elements	3524811

Figure. 3-11 : Nombre d'éléments et de nœuds pour le maillage volume de contrôle

(a) Pour la buse convergente (b) buse de diamètre constante

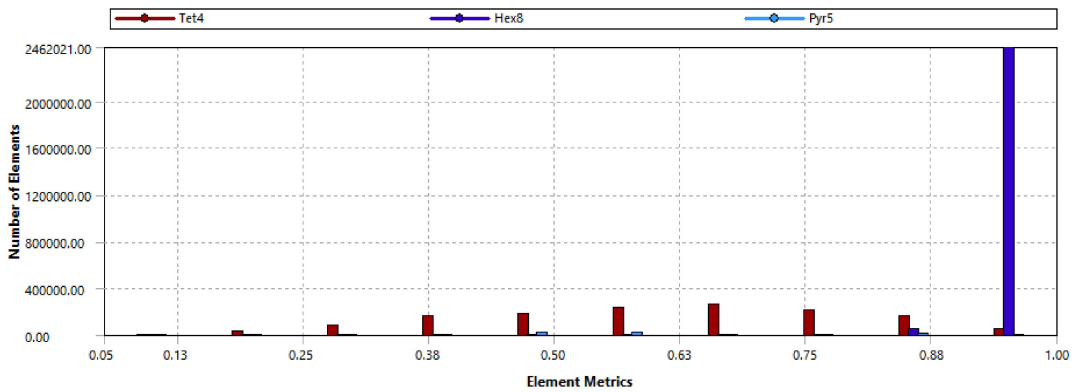


Figure.3,12 : Schéma de la qualité de maillage selon le paramètre « orthogonalité qualité » pour la buse Simple.

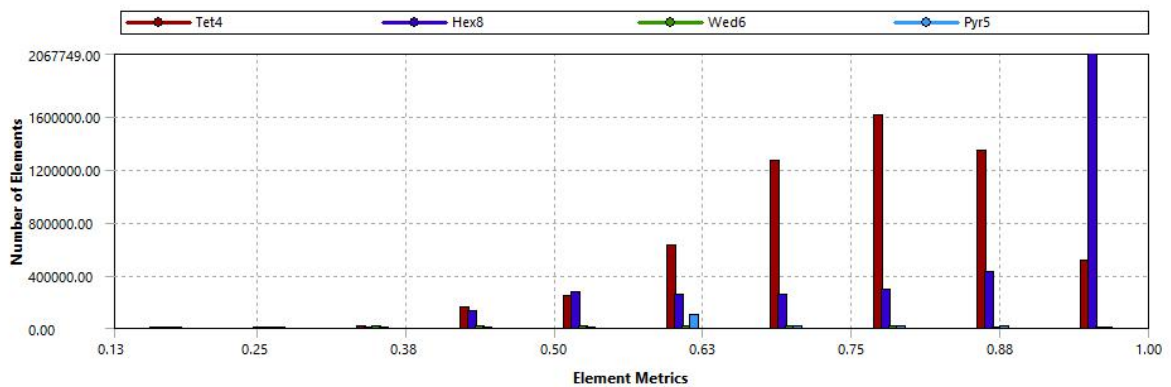



Figure.3,13 : Schéma de la qualité de maillage selon le paramètre « orthogonalité qualité » pour la buse Convergente.

Orthogonal Quality mesh metrics spectrum



Unacceptable	Bad	Acceptable	Good	Very good	Excellent
0-0.001	0.001-0.14	0.15-0.20	0.20-0.69	0.70-0.95	0.95-1.00

Figure. .3,14 échelle de la qualité de maillage selon le critère « orthogonal qualité »[16]

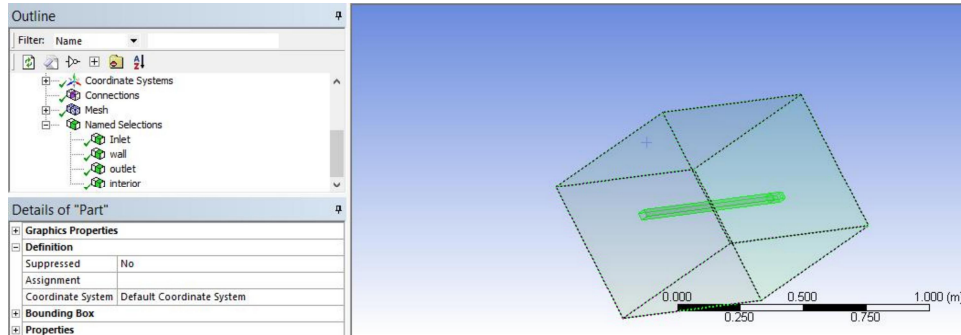


Figure.3,15 : Nomination des parois du volume de contrôle pour les deux cas

3-5-PROCEDURE SOUS "FLUENT" :

une fois le maillage est terminé en l'accepte sur Meshing est en exécute la mise à jour sur l'interface de Workbench pour Valider notre maillage et l'envoyer vers « Fluent »

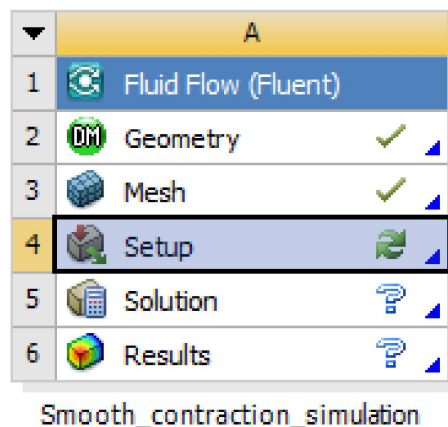


Figure.3.16 : indication que le maillage est prêt à être exploité et l'envoyé pour exploité sur fluent

3-5-1- SIMPLE PRECISION OU DOUBLE PRECISION ?

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

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

Sans oublier qu'on va utiliser les corps de notre processeur en parallèle dans le but d'accélérer notre calcul.

Pour le solver Fluent Nous offre de choisir parmi deux sélections :

- Pressure-based
- Density-based

Pour notre cas en choisit Pressure-based parce que c'est le plus convenable pour nous surtout que ce solveur est destiné pour les écoulement non compressibles.

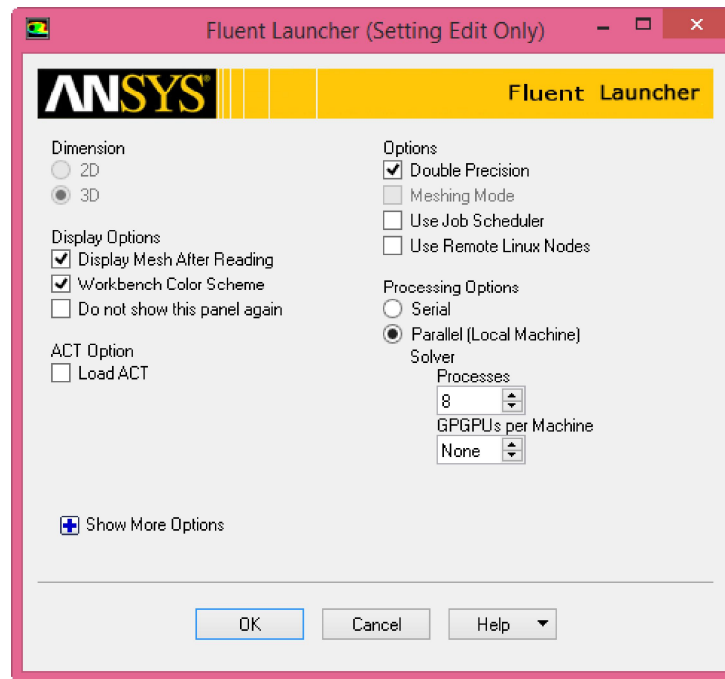


Figure.3,17 : choix de l'option double précision avec la parallélisation du calcul

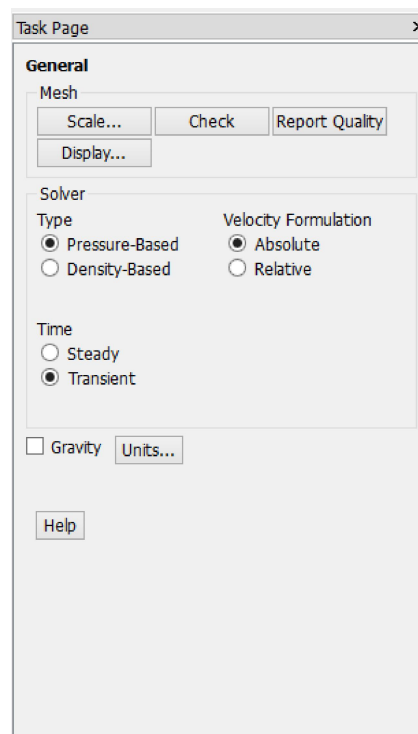


Figure.3,18 : choix du solveur avec régime transitoire

3-5-2-SELECTION DU MODELE DE TURBULENCE :

Comme on a déjà vu précédemment fluent nous offre plusieurs modèles Notre choix est c'est fait pour le modèle $k - \epsilon$ et pour l'utilisation du modèle *LES (large eddy simulation)* mais malheureusement suite à l'indisponibilité de l'outil informatique nécessaire est capable d'exécuter une telle simulation avec un tel modèle ont été obligés d'exécuter le calcul que pour le modèle $k - \epsilon$

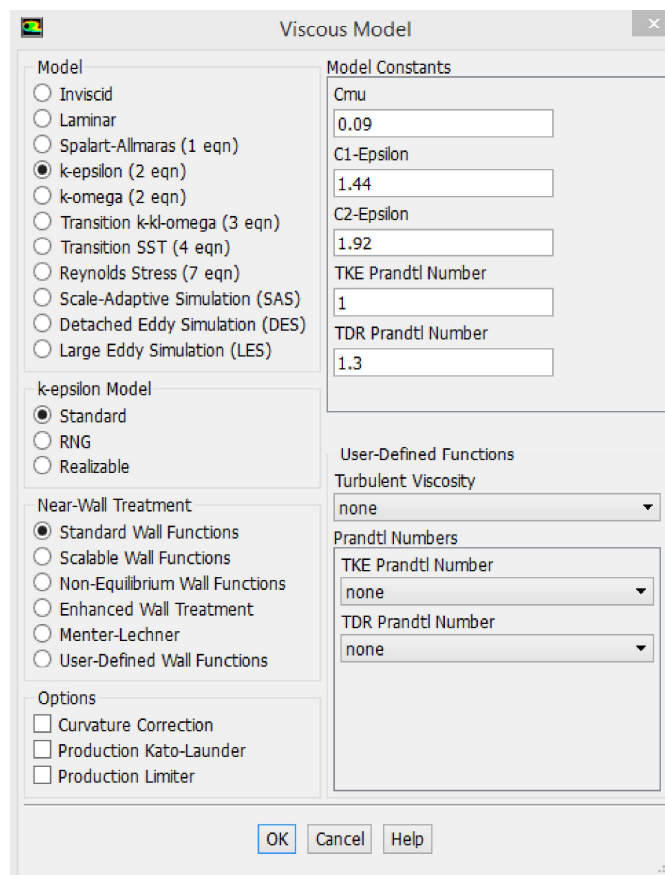


Figure.3,19 : choix du modèle de la turbulence

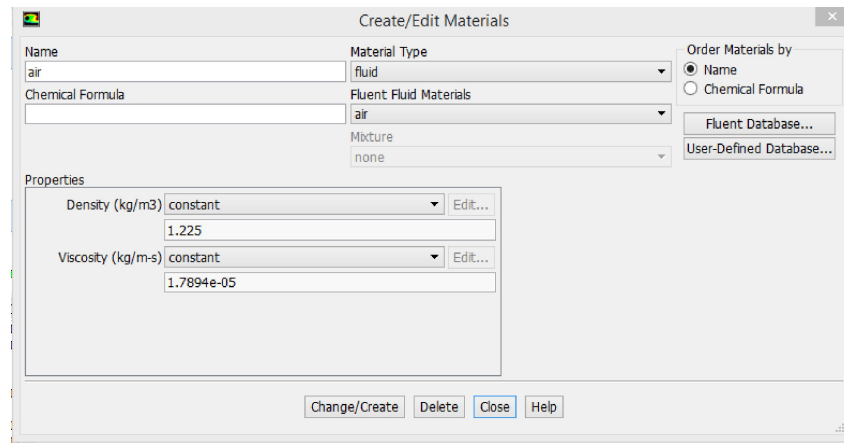


Figure. 3,20 : sélection de l'air comme élément à utiliser dans la simulation

3-5-3-EQUATION DU SCALAIRE PASSIF ET CONDITIONS AUX LIMITES :

Dans le but de visualisation du mélange du jet issue par les deux buses on ajoute une autre équation à résoudre pour l'ensemble des équations qu'on a. cet équation qu'on appelle équation d'un scalaire passif UDS [22]

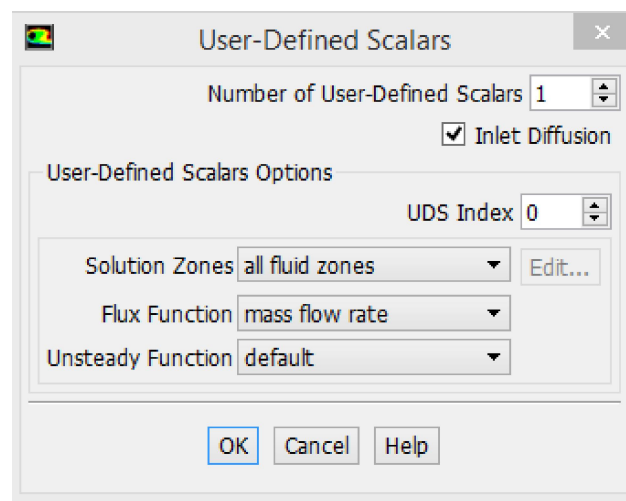


Figure.3,21 : introduction de Equation du scalaire passif sur fluent [17]

3-5-4-CONDITIONS AUX LIMITES :

Pour les conditions aux limites dans notre cas ne sont pas tellement compliquer,

Pour l'orifice circulaire 'sortie de l'injecteur' ont fait introduire le profil de vitesse en utilisant son équation donnée est après on a faits programmer avec fortran un petit logiciel dont il calcule les

valeurs de u, v, w selon l'équation fournit après en export les résultats vers un fichier de format .csv et on l'importe comme une condition aux limites.

- Pour 'inlet ' on détermine le profil de vitesse [18], pour cela un Code a été programmé en langage fortran pour déterminer le profile de vitesse sous Excel après on a exploite comme condition aux limites ainsi d'on pose la valeur fixe de l'UDS a 25
- Pour 'Wall ' puisque on a le jet est effectué à l'air libre alors on détermine que Ya pas de paroi avec une position du tenseur de contrainte égale à zéro. Est un flux externe de *UDS egale a 0*
- Pour la sortie c'est une sortie de pression « pressure-outlet » en détermine que $UDS = 0$

```

!program determination du profile de vitesse TOP HAT
real rayon,w(80),wzero ,pasrayon,teta,x(80,360),y(80,360)
integer i,j
wzero=16.69
rayon =0.
pasrayon = 0.014/80.
do i =1,80
rayon=i*pasrayon
do j=1,360
teta = 1.*j
x(i,j)=rayon *cosd(teta)
y(i,j)= rayon*sind(teta)
enddo
w(i) =0.5*wzero*(1.-tanh((25./4.)*(rayon/0.014)-(0.014/rayon)))
enddo
! Ecriture des resultats
open(1,file="resx.txt")
open(2,file="resy.txt")
open(3,file="resw.txt")
open(4,file="reszero.txt")
write(4,*)"zero"
do i=1,80
do j=1,360
write(4,*) 0.
enddo
enddo
write(1,*)"x"
do i=1,80
do j=1,360
write(1,*) x(i,j)
enddo
enddo
write(2,*)"y"
do i=1,80
do j=1,360
write(2,*) y(i,j)
enddo
enddo
write(3,*)"w"
do i=1,80
do j=1,360
write(3,*) w(i)
enddo
enddo
stop
end

```

Figure.3,22 : program fortran utilisée pour calcul des composantes du profile de vitesse

	A	B	C	D	E	F	G	H
1	[Name]							
2	Profil							
3								
4	[Data]							
5	X	Y	Z	Velocity u	Velocity v	Velocity w		
6	1.75E-04	3.05E-06	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
7	1.75E-04	6.11E-06	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
8	1.75E-04	9.16E-06	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
9	1.75E-04	1.22E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
10	1.74E-04	1.53E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
11	1.74E-04	1.83E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
12	1.74E-04	2.13E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
13	1.73E-04	2.44E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
14	1.73E-04	2.74E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
15	1.72E-04	3.04E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
16	1.72E-04	3.34E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
17	1.71E-04	3.64E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
18	1.71E-04	3.94E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
19	1.70E-04	4.23E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
20	1.69E-04	4.53E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
21	1.68E-04	4.82E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
22	1.67E-04	5.12E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		
23	1.66E-04	5.41E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E+01		

Figure.3,23 : résultats obtenus pour le profil de vitesse fichier contenant 28805 ligne

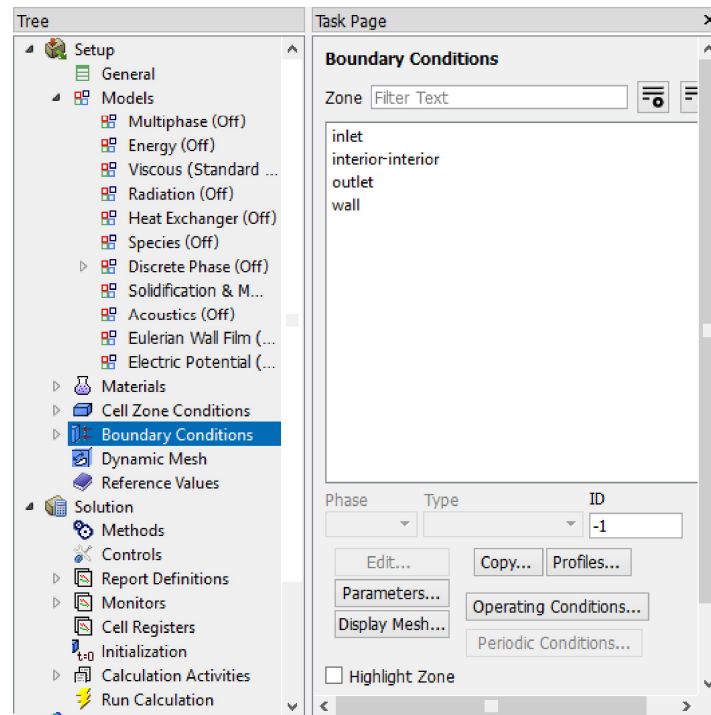
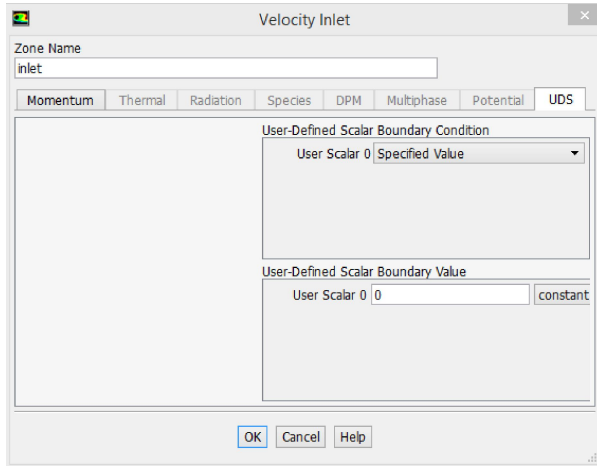
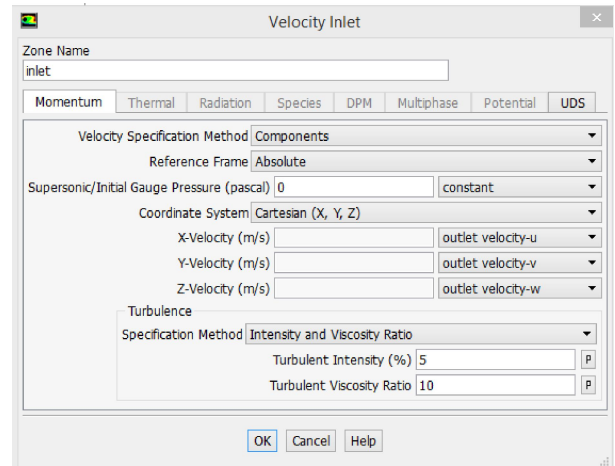


Figure.3,24 : sélection des conditions aux limite

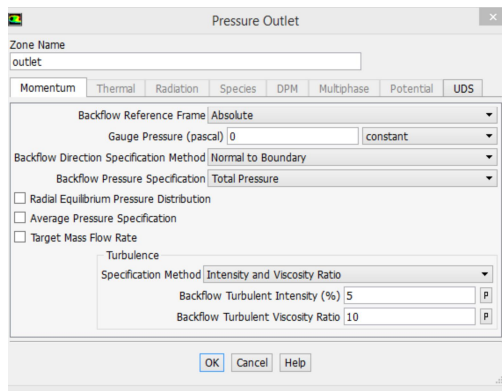


(a)

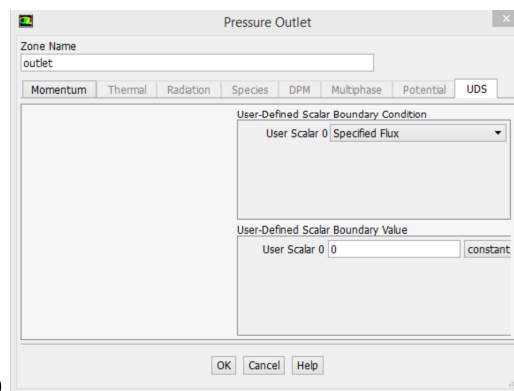


(b)

Figure. 3,25 : sélection de condition aux limites pour 'inlet'

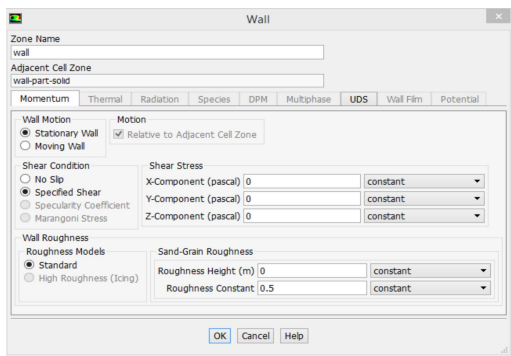


(a)

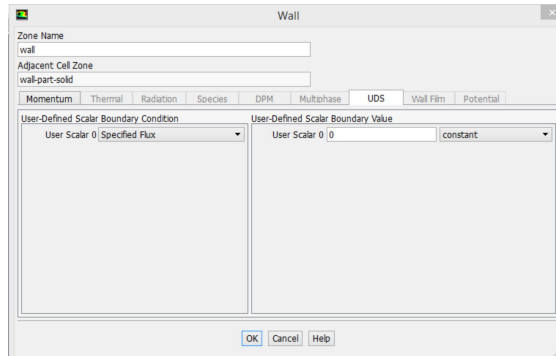


(b)

Figure. 3,26 : sélection de la condition aux limites pour 'outlet'



(a)



(b)

Figure. 3,27 : sélection de la condition aux limites pour 'Wall'

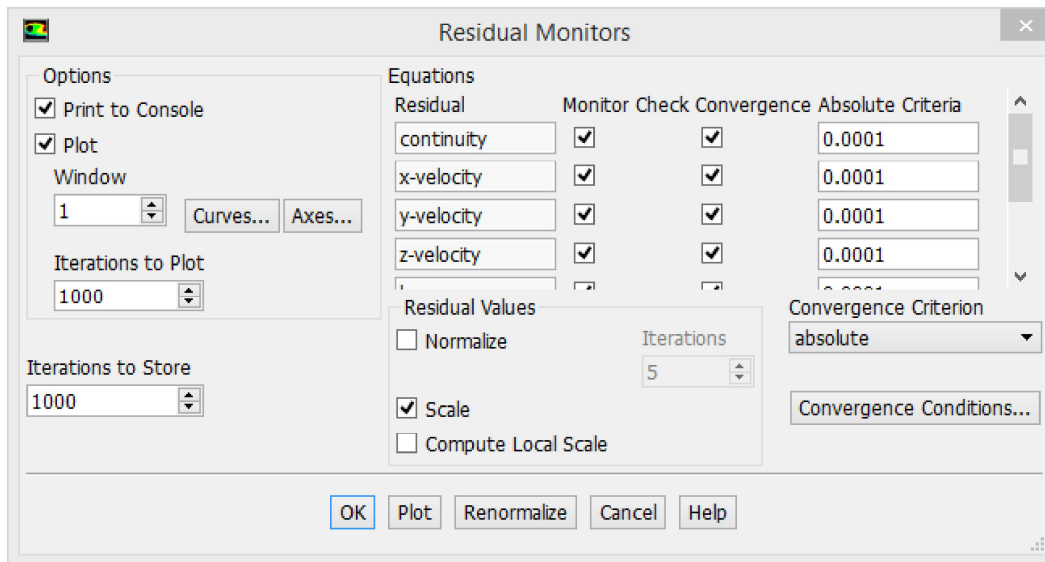


Figure. 3,28: Configuration critère de convergence a 10^{-4}

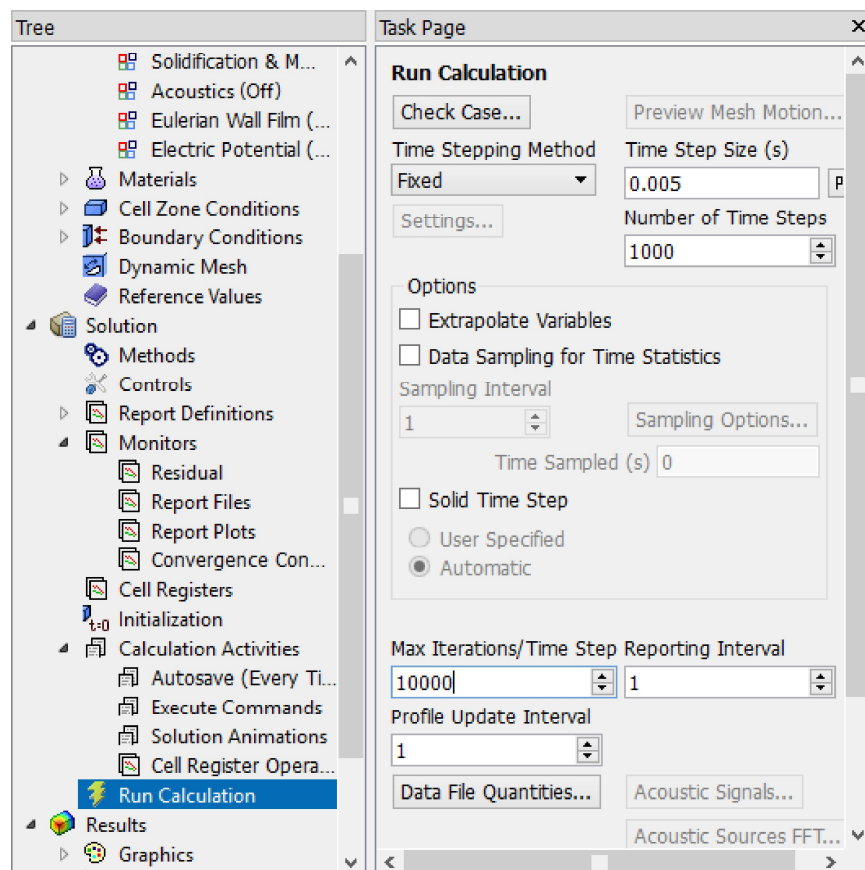


Figure. 3,29 : réglage du nombre d'itération a 10000 et le pas temps fixe a 0.005s pour les calculs

3-5-5 -SCHEMAS DE DISCRETISATION :

Sous "Fluent", les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence. Alors que le "Second Order Upwind Scheme" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage.

3-4-6-CHOIX DU SCHEMA D'INTERPOLATION DE LA PRESSION :

Pour la plupart des cas, le schéma "**Standard**" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes:

- Le schéma force de volume pondéré "**Body-Force-Weighted**" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de [Rayleigh](#)).
- Le schéma "**PRESTO!**" (PREssure Staggering Option): est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- Le schéma linéaire "**Linear**" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

3-4-7-CHOIX DE LA METHODE DE COUPLAGE PRESSION-VITESSE :

"Fluent" propose trois méthodes pour le couplage pression-vitesse

- Les deux premières, très similaires, sont la méthode "**SIMPLE**" (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et la méthode "**SIMPLEC**" (SIMPLE Consistent). Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de **1**, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.
- Méthode "**PISO**" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators): Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "**SIMPLE**". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

Et On Lance Le Calcul !

Nous présentons dans ce chapitre les résultats de la simulation numérique obtenus par le code de calcul utilisé. Notre problème porte sur la simulation numérique d'un jet rond libre pour deux différents types de buse « différence en géométrie ». On s'intéresse principalement sur l'étude du développement du jet et sa transition vers la turbulence aussi On veut savoir et étudier l'effet des conditions initiales du jet sur son développement et les effets sur la qualité de mélange. Pour cette raison, et malgré l'indisponibilité de l'outil informatique nécessaire pour exécuter des calculs similaires, deux simulations ont été exécutées, Chacune est faite en 3D. Pratiquement, Les géométries considérées et les conditions aux limites ont été présentées dans le deuxième et troisième chapitre. Ainsi que la distribution des points du maillage et la simulation numérique ont été faites respectivement dans le meilleur Mesh sur Workbench et le solveur Fluent. Les étapes de simulation par Fluent sont présentées dans le chapitre précédent.

Maintenant on passe directement à la présentation des calculs sachant que Les résultats ont été pris pour un temps de 10s pour les deux types de buses.

4-1-Profiles de Vitesse :

Les profils de vitesse ont été obtenus pour $z/d=0.05$. Les figures suivantes présentent les profils radiaux de la vitesse axiale pour les deux buses.

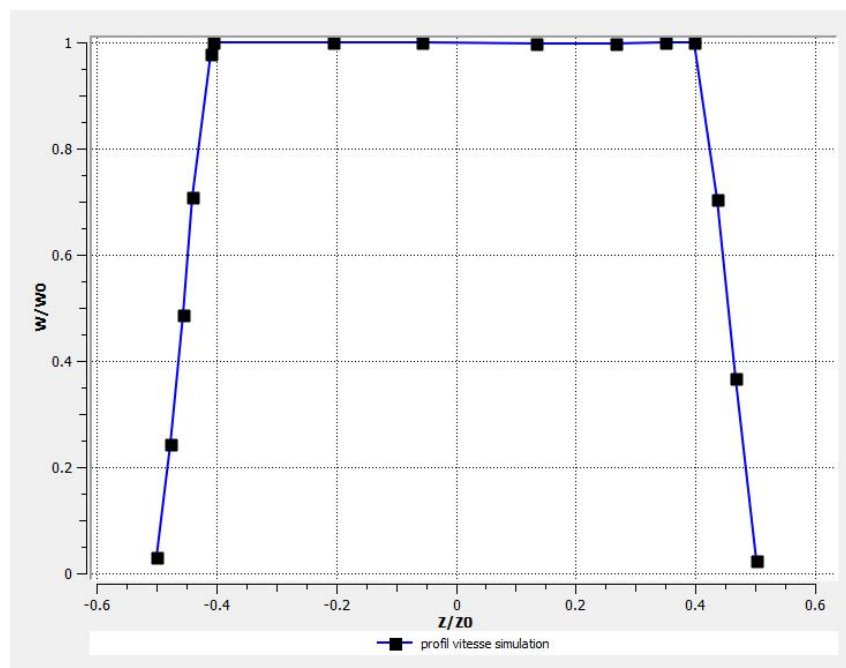


Figure .4-1 : Profil vitesse adimensionnelle de buse convergente a $z/d = 0.005$

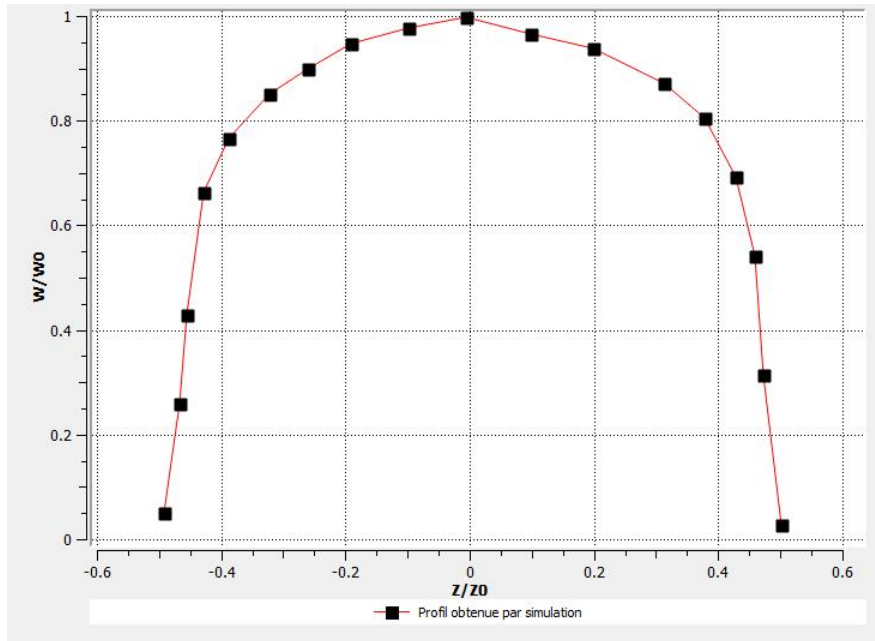


Figure .4-2 : Profil vitesse adimensionnelle de conduit, $z/d = 0.005$

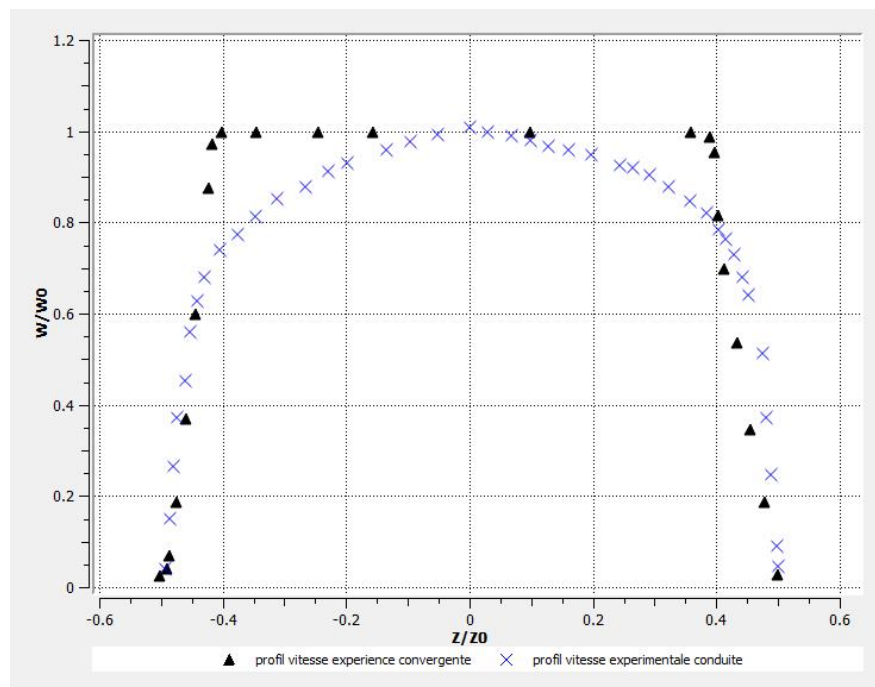


Figure .4-3 : comparaison entre les deux profils issus des deux types de buses.

La figure 4-3 représente les deux profils de vitesse adimensionnelle obtenue par la simulation pour les deux cas de buse. Le profil en triangles noir correspond au profil de la buse convergente « top Hat Velocity profil » tandis-que la courbe en croix bleu représente celui issue de la buse a diamètre constant. La différence entre les deux est facile à distinguer.

Commentaires :

Pour le profile obtenue en buse pipe il a une forme parabolique tandis que celui obtenue pour la buse convergente a une forme d'un chapeau c'est ce qu'on appelle profil en « top Hat » c.à.d. « chapeau Haut », à cause de la forme géométrique convergente dont elle augmente l'écrasement de profil vitesse ,l'effet initial de cette différence de profils est constaté par l'épaisseur de couche limite à la sortie de la buse ainsi l'épaisseur de la quantité de mouvement pour cela l'étude expérimental a montré que pour la buse convergente les deux épaisseurs sont inferieur à celles du conduit pipe.

Lorsqu'en arrive à la comparaison avec l'étude expérimental pour les deux profils de vitesse on tombe sur l'obligation de rétablir les graphes numériquement. La tâche est exécutée en utilisant l'outil XY EXTRACTOR les résultats obtenus sont les suivantes :

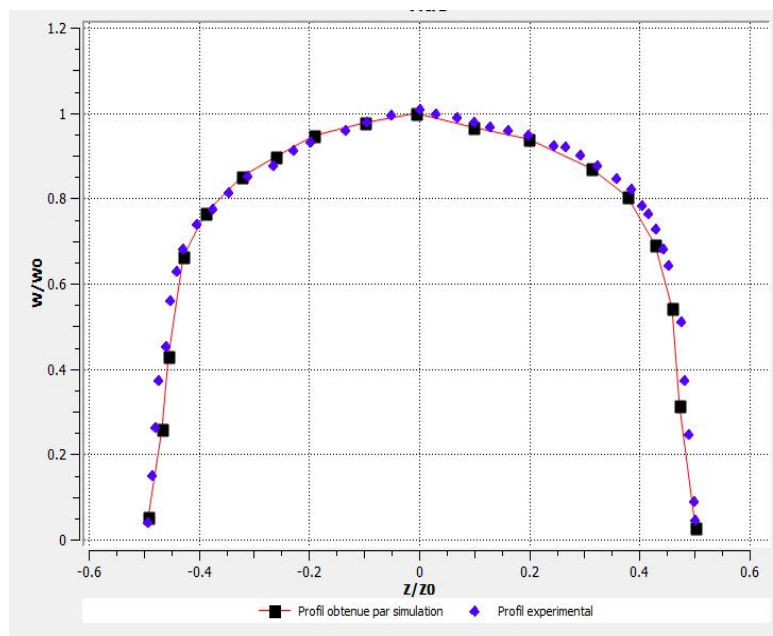


Figure.4,4 : comparaison entre profils vitesse buse forme conduit -rouge obtenues par simulation-bleu représente le résultat expérimental

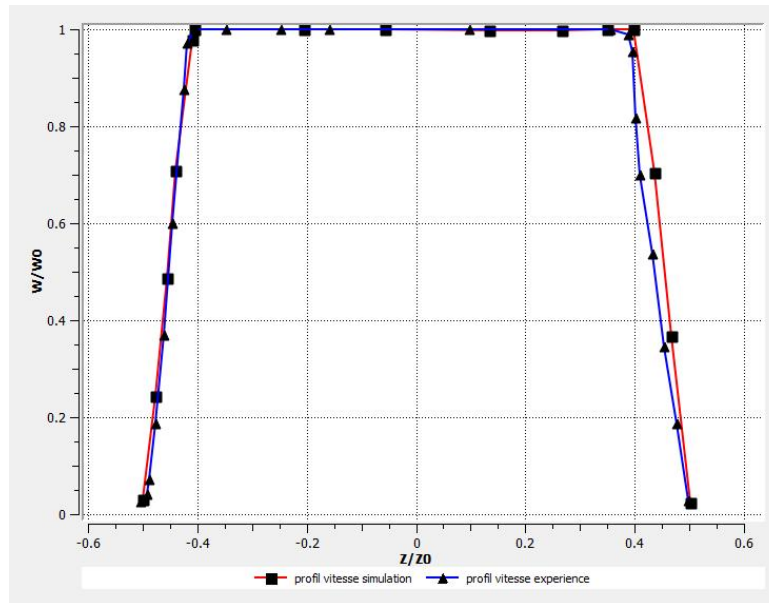


Figure.4,5 : comparaison entre profils vitesse buse convergente -rouge obtenues par simulation-bleu représente le résultat expérimental

Commentaires :

A partir de la comparaison des profils obtenue de l'expériences et celles obtenue par la simulation on remarque une identification très bonne ce qui nous permet de confirmes les profils de vitesse pour les deux cas.

4-2-PROFIL DU SCALAIRE PASSIF (TEMPERATURE) :

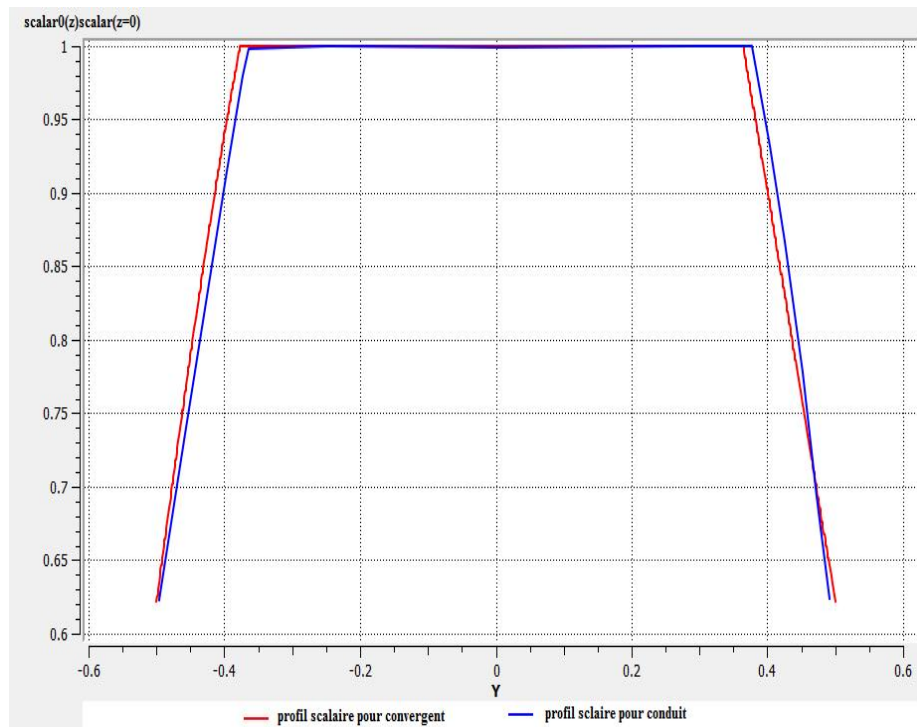


Figure.4,6 : Profil scalaire passif pour le cas de la buse convergente pour $z/d = 0.1$

Commentaire :

On remarque que contrairement au profil de vitesse on trouve que le profil du scalaire adimensionnel pour les deux types de buses est identique.

4-3-Les structures pour la région proche de la buse :

Pour la visualisation des structures tourbillonnaires dans la région du jet, on exploite les options de visualisation fournit par Ansys, D'abord en commence par les contours de vitesse :

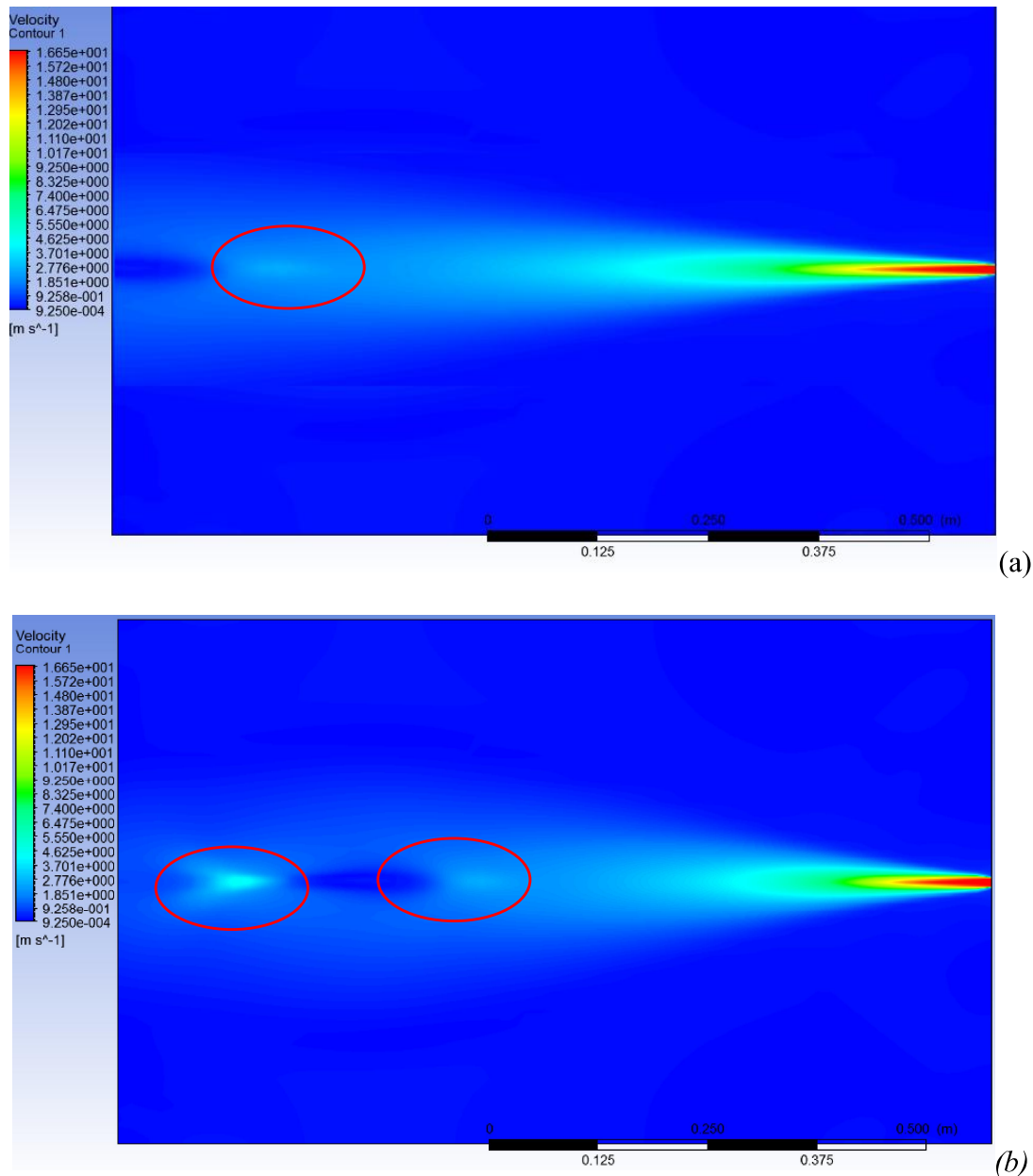


Figure.4,7 : Contours de vitesse (a) buse type conduit (b) buse convergente

Commentaires :

Apartir de la comparaison entre les contours vitesse pour les deux buses en remarque que le cône potentiel est apparent avec la couleur rouge indiquent que la vitesse à cette zone elle est maximale est constante jusqu'à la fin de cône, ou elle commence a diminué considérablement ce qui correspond à la zone de transition où se passe le mélange avec l'air ambiante.

On remarque aussi la présence d'une zone ou la vitesse est élevée, loin du cône potentiel, par rapport à l'environnement autour en constate 1 seule zone Pour le conduit est deux zones pour le

convergente. Pour investiguer la raison derrière ces zones en a exécuté la visualisation des vortex coloré par la distribution du scalaire. Les résultats obtenus sont présente dans la **figure 4-8**

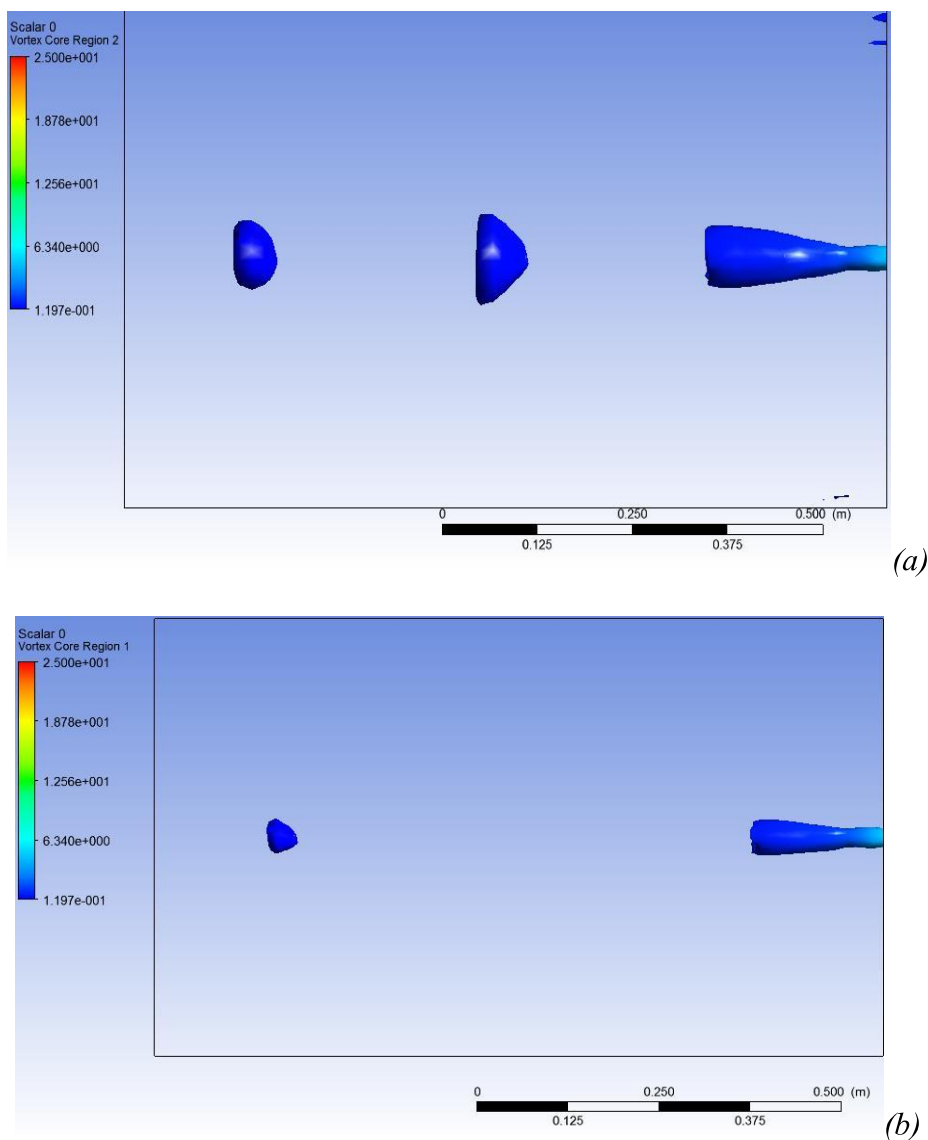


Figure .4,8 : résultats de visualisation des vortex correspondante au contours vitesse de la figure

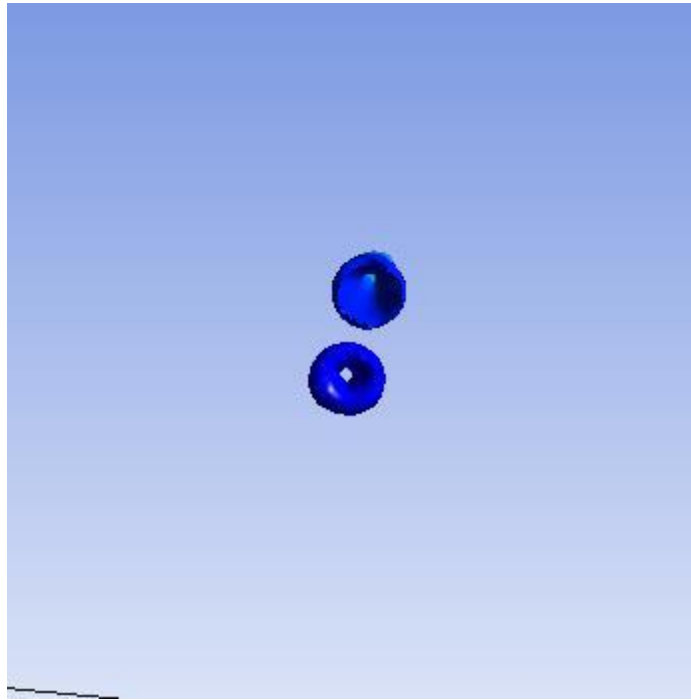


Figure 4,9 : visualisation des anneaux tourbillonnaires

Commentaires :

A Partir des deux figures qu'on a eu on trouve que les vortex ont une présence plus forte pour la buse convergente que pour la buse pipe, il est apparent que ces derniers sont plus importants pour la buse convergente que pour le pipe par la présence de deux anneaux tourbillonnaires « des instabilités primaire » dans **la figure 4-8** a et une seule structure pour le cas du conduit

L'apparence de deux anneaux tourbillonnaires de la buse convergente est provoquée par l'instabilité dans la couche cisailée ce qui conduit à la formation des vortex sous forme d'anneau. Lorsque la couche cisaille devienne instable ça engendre une augmentation des fluctuations de la vitesse, ce dernier augmente en amplitude et par conséquent la couche de cisaillement engendre des élément vortex successif comme le train. Et à cause de la différence soit en énergie ou asymétrie de distance entre ces derniers les petits vortex se rassemble pour fournir une seul grande structure tourbillonnaire comme celle présente dans **la figure 4-9**

N'importe quelle asymétrie de l'espacement entre deux vortex adjacents, ou inégalité de leur Energie provoque la rotation entre ces éléments vortex est par conséquent leur assemblément pour former une structure plus large de vortex « tore ».

Par contre dans le cas de conduit : des structures tourbillonnaires de petite échelle sont remarque avec une très grande disponibilité dans la zone proche de la buse, il est constaté expérimentalement

que, le jet de conduit provoque des ondes de turbulence multiples ce qui cause l'écrasement de la perturbation naturel du conduit est par conséquent suppression de la formation des petits vortex donc on aura peu de structure tourbillonnaire de grande échelle.

4-4-VARIATION DU SCALAIRE PASSIF LE LONG DE L'AXE DU JET :

Afin de déterminer et de connaître les qualités de mélange pour les deux cas de buse on a tracé les graphes de la variation de la quantité du scalaire passif le long de l'axe du jet (z) en échelle logarithmique. Les graphes obtenus pour les deux cas sont représentés dans la figure suivante :

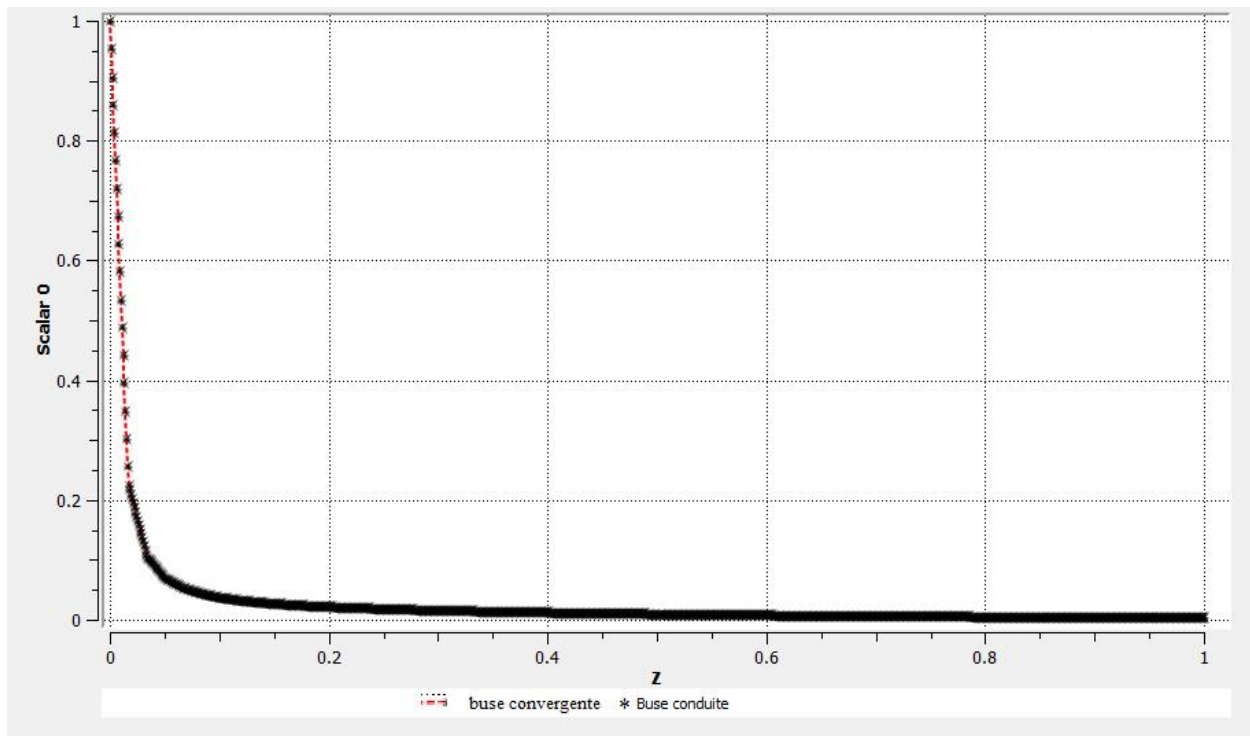


Figure.4,10 : variation du scalaire passif le long de l'axe du jet Z

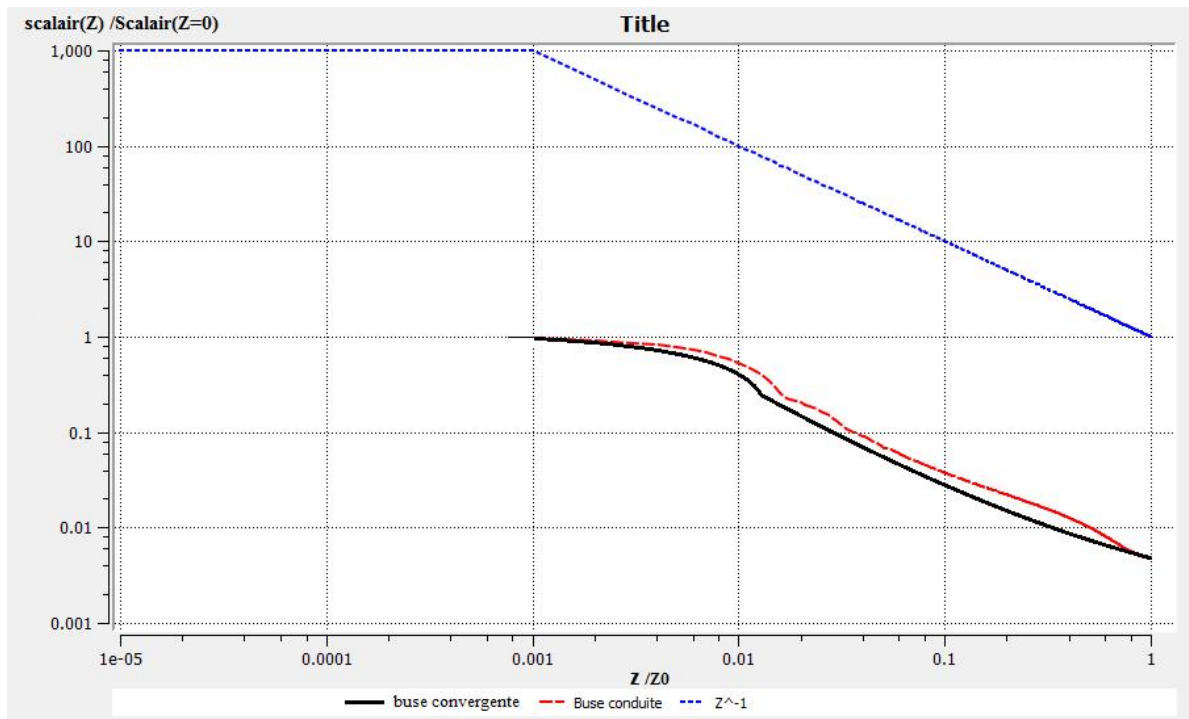


Figure.4,11 : échelle logarithmique de la variation du scalaire passif le long de l'axe du jet pour les deux buses en comparaison avec Z^{-1}

Lorsqu'en compare les deux courbes de la **figure 4,10** on trouve que l'allure des deux courbes est similaire dont les deux décroissent avec la longueur Z suivante l'axe du jet mais en réalité il existe un certain décalage entre eux et pour mieux comprendre en utilise l'échelle logarithmique en obtient la **figure 4,11**.

Commentaire :

La diminution des deux courbes le long de l'axe Z indique la diminution de la température du jet le long de cet axe pour les deux buse ce qui est logique .De plus en constate que la diminution pour le cas de la buse convergente est plus rapide que c'elle de la buse conduit .la justification de ca est facile à comprendre lorsque en regarde le résultat expérimental obtenue et en met notre attention sur le cône potentiel .on trouve que la longueur du cône potentiel pour le convergent est moins que celle du conduit .Donc l'écoulement a un peu plus de distance , pour le conduit , à parcourir avant que la valeur de la température décrois aussi .

La diminution de la courbe indique la chute de la température ce qui correspond à la fin du cône potentiel et que les tourbillons font le mélange avec l'air ambiant dont sa température est moindre par rapport à celle du jet.

Donc par analogie on est arrivé au même résultat obtenu par l'étude expérimentale : **la forme convergente donne un bon mélange plus rapidement que le conduit grâce à la formations rapide est intense de la turbulence**

En Outre, La line bleu représenté sur le graphe correspond à la représentation d'une portion de la fonction $f(z) = 1/z$ en échelle logarithmique. Donc on peut déduire que la loi de décroissance de la température le long du l'axe du jet est une loi suivante Z^{-1} .

CONCLUSION GENERALE

D'après ce qu'on a vu dans les chapitres précédents. Commenant par le modèle mathématique, puis code de calcul et finissant par les résultats de la simulation numérique et expérimentale et après discussion on peut conclure notre étude avec les points suivants :

Le jet rond libre est un jet issu d'une buse dont la section de sortie a une forme circulaire

Le jet rond libre est un jet qui présente des structures tourbillonnaires multiples dues à l'instabilité des couches de cisaillement à la sortie de la buse les instabilités peuvent être primaires qui se manifestent sous forme de tores tourbillonnaires mode varicose ou bien ces tores peuvent se poser dans une forme sinusoïdale ce qu'on appelle le mode sinusoïdal.

Lorsque l'écoulement déstabilisé soit sous une excitation le mode varicose c.a.d. les tores tourbillonnaires à grande échelle se déstabilisent par effet des courants longitudinal et latéral ce qui provoque la dissociation de cette structure primaire vers des structures plus petites jusqu'à sa disparition totale c'est ce qu'on appelle les instabilités secondaires.

Le jet rond libre présente une zone proche de la sortie d'éjection de forme d'un cône ce qu'on appelle le cône potentiel « cœur potentiel ».

Le profil de vitesse pour une buse convergente est différent de celui d'une buse forme conduit.

Dont le premier est plus aplati à cause de la géométrie convergente appelée « profil chapeau haut », mais pour le deuxième la forme est une forme parabolique.

L'effet des conditions initiales sur le développement du jet rond libre selon l'expérience fournit et la confirmation obtenue par notre simulation manifeste par :

Le cône potentiel pour la buse forme de conduit est plus long que celui de la buse convergente par conséquent le mélange de la buse convergente est meilleur.

La courbe de la variation du scalaire passif en échelle logarithmique montre que la décroissance de la température est plus rapide pour la buse convergente que pour la buse type conduit ce qui est identifiant à la longueur du cône potentiel et grâce à cette courbe on est capable de confirmer que le mélange pour une buse convergente est meilleur que celui d'une buse normale sans oublier la variation du scalaire passif suit une loi de la forme Z^{-1}

References:

- [1] Juan José . Pena Fernandez. *continuous stage of the free round jet. Contour Of velocities, in logarithmic color scale.* <https://www.cfd.tuberlin.de/research/acoustic/JJPF/JJPF.html>. Consulter le 20/03/2017
- [2] Samy ARABI et al. *kelvin Helmholtz instabilities.* 15
- [3] Graham Michael Hardy. *numerical simulation of the temporal kelvin-Helmholtz instability.* https://en.m.wikipedia.org/wiki/kelvin-Helmholtz_instability. consulter le 23/03/2017
- [4] Paul Chertier. *seen in Tupper Lake New York-Adirondack Mountains* .<https://eaerthsky.org/earth/kelvin-Helmholtz-clouds>. consulter le 30/03/2017
- [5] Lasefit .*DNS of a planar jets.*; <https://lasef.ist.utl.pt> ., consulter le 30/03/2017
- [6] C.G. Ball , H. Fellouah , A. Pollard .schematic of a free jet issuing from a smooth-contraction nozzle and its co-ordinate system, The flow field in turbulent round free jets.journal homepage: www.elsevier.com/locate/paerosci . 2 , 18
- [7] GERALD URBIN. 1998. *etude numérique par simulation des grandes échelles de la transition a la turbulence dans les jets.* 2-10,2-11
- [8] C.G. Ball ,C.fellouah,h.&pollard,a.2012.the flow field in turbulent round free jets.progress in aerospace Sciences,50,1-26
- [9] YULE,a.1978.large-scale structure in the mixing layer of a round jet .Journal of Fluid Mechanics ,89,413-432
- [10] H.A.becker .T,a,Massaro .2006.vortex evolution in a round jet. Journal of Fluid Mechanics
- [11] W. B. Bush et L. Krishnamurthy.1991.asymptotic analysis of the fully developed region of an incompressible ,free ,turbulent ,round jet. Journal of Fluid Mechanics,99-111
- [12] L. Bogusławski et Cz. O. Popiel.1979.flow structure of the free round turbulent jet in the initial region. Journal of Fluid Mechanics,531-539
- [13] Yann MARCHESSE.2010.Modélisation de la turbulence .35-37
- [14]] *Ansys Fluent tutorial 2015.*Turbulence .5

[15] G.J NATHAN.1980. *'Influence of jet exit conditions on the passive scalar Field of an axisymétrique free jet '*.Journal of Fluid Mechanics . *104*

[16] *Ansys Meshing tutorial .2015. Mesh Quality & Advanced Topics. 14*

[17] *Ansys tutorials .2015. fluent user's guide .1-22*

[18] ALFONS MICHALKE,Gunter Hermann.1981.*on the inviscid instability of a circular jet with external flow.p345*