



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE HASSIBA BENBOUALI DE CHLEF
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

THESE

Présentée par :

BENNIA Abderazak

En vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

En : Mécanique

Option : Génie Mécanique

Etude expérimentale et numérique d'un jet turbulent à diffuseurs munis de lobes: Application au confort dans les locaux à usage d'habitation.

Soutenue le 27/10/2016 devant le jury composé de :

BETTAHAR Ahmed	Professeur des universités	Président– UHB Chlef
BOUGRIOU Chérif	Professeur des universités	Examineur– UHL Batna
BOUAZIZ Mohamed-Najib	Professeur des universités	Examineur– U Médéa
ZAARAOUI Abdelkader	Maitre de conférences (A)	Examineur– U Khemis-Miliana
LOUKARFI Larbi	Professeur des universités	Directeur de thèse – UHB Chlef
KHELIL Ali	Maitre de conférences (A)	Co-directeur de thèse–UHB Chlef

REMERCIEMENTS

*Pour En premier lieu, je tiens à remercier mon DIEU, mon créateur m'avoir
donne la force pour accomplir ce travail.*

*Je remercie tous mes enseignants qui ont contribué à ma formation Licence
Master et Doctorat, en particulier, mon Directeur de thèse Mr : le Pr Larbi
LOUKARFI et mon co- encadreur Mr : le Dr Ali KHELIL, pour leurs
précieux conseils.*

*Merci beaucoup pour Monsieur FELLOUAH Hachimi, agrégé à l'Université
de Sherbrooke (Sherbrooke, Québec, Canada) pour m'avoir donné l'occasion de
travailler au sien de son laboratoire et de m'avoir beaucoup aidé à avancer dans
mes travaux de recherche.*

*Je remercie monsieur Braikia et Mohamadi de m'avoir accompagné dans cette
recherche.*

*Que Melle KOUADRI-MOSTEFA Soumia, trouve ici l'expression de ma
gratitude, pour m'avoir aidé à faire mes calculs au niveau du vice-rectorat dont
elle a la charge.*

*Je tiens à remercier les Examineurs, Monsieur BETTAHAR Ahmed-
Professeur, UHB Chlef, Monsieur BOUGRIOU Chérif-Professeur,
UHL Batna, Monsieur BOUAZIZ Mohamed-Najib- Professeur, U Médéa
et Monsieur ZAARAOUI Abdelkader – Maîtres de Conférences, U Khemis-
Miliana d'avoir accepté d'être Examineurs de mes travaux de thèse.*

*Merci à tous les enseignants de Département de Génie Mécanique de
L'université Hassiba Benbouali*

Chlef



DEDICACES

J'ai le grand honneur de dédier ce travail à :

Ma très chère mère

Mon très cher père

Mon cher grand-père: HADJ Abdellah

Mon chère grand-mère ALILI Elareme

Mes très chers frères:, Abdassalam et Hachemi

Mes très chères: Sonia, Assai, Sead, Lamya et Tayma

Et ma fiancée.

A tous mes camarades de la Promotion :

Génie Mécanique.

A tout mes amis que j'ai connus dans ma vie:

Mourad, Said, Youssef, Oussama, Imad, Samir, Farouk et Ahemd

Et à Khaled l'ingénieur de laboratoire de mécanique.

BENNIA ABDERAZAK,



Résumé

Résumé

Dans ce travail, nous présentons une étude expérimentale et numérique d'un jet turbulent d'un diffuseur lobé, en vue son application au confort dans les locaux à usage d'habitation. L'objectif visé est l'amélioration de l'efficacité de la diffusion de l'air, dans la zone d'occupation, par un moyen passif de contrôle. L'écart de température jet/ambiance est néanmoins contrôlé par réajustement de la température de soufflage du jet. L'installation comporte un diffuseur de soufflage d'air chaud dirigé du haut vers le bas. Les températures et les vitesses de l'écoulement sont mesurées par un thermo-anémomètre multifonctionnel. L'analyse dynamique et thermique des profils axiale et radiale dans l'écoulement turbulent, montre pour la région du noyau potentiel et la zone de transition, des distributions plus étalées radialement, selon le plan principal et ce, du fait de l'ouverture plus évasée des lobes. Tandis que pour la zone où l'écoulement est pleinement établi, ces profils ne sont pas influencés par les lobes et les creux, que ce soit selon le plan principal ou secondaire, le jet sera similaire au jet circulaire. Le diffuseur de la présente étude ayant des lobes à ouverture plus évasée et à faible hauteur a été également comparé avec d'autres configurations de jets simples lobés et tourbillonnaires en mode libre. Ce dernier permet d'obtenir un bon mélange et, une nette homogénéisation d'ambiance. La simulation numérique utilise le logiciel commercial Fluent, basé sur la méthode des volumes finis. Les résultats obtenus avec le modèle de turbulence RNG $k-\epsilon$ et SST $k-\omega$, sont les plus proches des valeurs expérimentales.

Abstract

In this work, we present an experimental and numerical study of a turbulent jet from a lobed diffuser, applied to residential comfort. The aim sighted is the improvement of the efficacy of the air diffusion, in the occupancy zone by a passif control mean. The temperature difference between the jet and the envirenment was controled by readjusting the blowing jet temperature. The installation contains a hot air blowing diffuser oriented from top to bottom. The temperatures and velocities of the flow was measured by a multi-functional thermo-anemometer. The Thermal and dynamic analysis of axial and radial profiles in the turbulent flow, showing for the potential core region of the jet, the temperature and velocity profiles are more spread at the principal plane caused by the more widen opening of the lobes. While in the far field region, where the flow is fully developed, these profiles are not influenced by the lobes and through; the jet is found similar to the circular one. The diffuser of this study with more flared opening of the lobe and low height was also compared with other configurations of lobed and swirling jets in free mode. The provides a good mixing and a net homogenization of local. The numerical study has been carried out using the commercial software fluent based on the finite volume method. The numerical results obtained with the turbulence models RNG $k-\epsilon$ and SST $k-\omega$, are closest to the experimental values.

ملخص

في هذا العمل، نعرض دراسة تجريبية وعددية لهواء مضطرب ناتج عن ناشر للهواء ذا شكل مفصوص قصد تطبيقه لتحقيق الراحة في أماكن السكن. فالهدف اذا هو تحسين كفاءة توزيع وانتشار الهواء داخل الغرف السكنية، من خلال وسائل المراقبة السلبيية. يضم التركيب التجريبي ناشر للهواء الساخنة موجهة من الأعلى نحو الأسفل. يتم قياس درجات الحرارة و سرعة تدفق الهواء بمقياس خاص متعدد الوظائف. التحليل الديناميكي و الحراري للمنحنيات المحورية والشعاعية للتدفق المضطرب، يبين أنه داخل منطوق الجوهر المحتمل والمنطقة الانتقالية، التوزيعات الديناميكية و الحرارية أكثر انتشارا في الاتجاه الشعاعي، و هذا داخل المستوي الرئيسي، ويرجع ذلك إلى انفتاح الفصوص. أما بالنسبة للمنطقة التي يكون فيها التدفق متطورا تماما، لا تتأثر التوزيعات الديناميكية و الحرارية من قبل الفصوص والجوف، مهما كان نوع المستوي، فالهواء الناتج عن الناشر ذا الشكل المفصوص يكون مشابه للهواء الناتج عن الناشر ذا الشكل الدائري. كما يحمل هذا العمل مقارنة بين ناشرنا للهواء و ناشرهواء أخرى ذات شكل مفصوص وأخرى ذات دوامات. النتائج بينت أن الناشر الذي استعملناه يوفر مزيج جيد ومتجانس داخل البنيات مقارنة بالناشر الأخرى. نتائج المحاكاة العددية المتحصل عليها مع نموذج الاضطرابات $RNG k-\epsilon$ و $k-\omega SST$ هي الأقرب إلى القيم التجريبية.



Sommaire

Sommaire

Remerciements

Dédicaces

Résumé +Abstract

Nomenclature

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction Générale.....1

Chapitre I: *Etude bibliographique*

I-1 Introduction.....4

I-2 La diffusion d'air5

I-2-1 Le système à Mélange5

I-2-2 Le système à déplacement.....5

I-3 Le choix des unités terminales de diffusion d'air6

I-4 Jets axisymétriques.....8

I-4-1 Description générale et application.....8

I-4-2 Aperçu général sur les jets turbulents simples et les jets multiples.....11

1-4-2-a Le jet simple.....11

1-4-2-b Caractéristiques des jets.....12

1-4-2-c Les grandeurs influençant le développement du jet simple.....13

I-4-3 Les différentes zones de l'écoulement issu de jets multiples.....16

I-5 Structures tourbillonnaires.....17

I-5-1 Structures primaires.....17

I-5-2 Structures secondaires19

I-5-3 Evolution des instabilités de Kelvin-Helmholtz.....21

I-5-4 Influence de la température du jet23

Sommaire

I-6 Contrôle de mélange des jets asymétriques	23
I-6-1 Introduction	23
I-6-2 Diffuseurs munis de lobes	26
I-7 Le nombre de swirl (tourbillonnement)	35
I-7-1 Les techniques de génération du swirl	36
I-7-2 L'effet du swirl sur un écoulement non réactif	37
I-8 Séparation de la couche limite	38
I-9 Conclusion	39

Chapitre II: *Etude expérimentale d'un jet lobé*

II-1 Introduction	41
II-2 Banc d'essai	41
II-3 Conditions d'essais	42
II-4 Principe de la mesure en physique	43
II-5 Estimation des erreurs de mesure	43
II-6 Résultats expérimentaux	44
II-6-1 Profil expérimental de la température axiale d'un jet lobé libre.....	44
II-6-2 Profils expérimentaux des températures radiales d'un jet lobé libre.....	46
<i>II-6-2-1 Plans principal et secondaire</i>	46
II-6-3 Profils expérimentaux des vitesses radiales d'un jet lobé libre.....	47
<i>II-6-3-1 Plans principal et secondaire</i>	47
II-6-4 Comparaison des profils de vitesse axiale avec les jets lobés libres.....	49
<i>II-6-4-1 Sur une distance axiale de 20 diamètres équivalents</i>	49

Sommaire

II-6-4-2 <i>Sur une distance axiale de 5 diamètres équivalents</i>	50
II-6-5 Comparaison des profils de température axiale et radiale avec les jets tourbillonnaires libres.....	51
II-6-5-1 <i>Avec le jet sans tourbillonnement</i>	51
II-6-5-1-a <i>Profil de températures axiales</i>	51
II-6-5-1-b <i>Profil de températures radiales</i>	52
II-6-5-2 <i>Avec le jet tourbillonnaire (swirling jet) à angle d'inclinaison 60°</i>	53
II-6-5-2-a <i>Profil de températures axiales</i>	53
II-6-5-2-b <i>Profil de températures radiales</i>	54
II-7 Conclusion	55

Chapitre III : *Modèle physique et formulation mathématique*

III-1 Introduction	57
III-2 Equations du modèle mathématique	57
III-2-1- Equations gouvernantes dimensionnelles	57
III-2-1-a <i>Equation de continuité</i>	57
III-2-1-b <i>Equation de quantité de mouvement</i>	57
III-2-1-c <i>Equation de l'énergie</i>	58
III-2-2- Equations gouvernantes adimensionnelles.....	59
III-3 Equations et contraintes de Reynolds	59
III-4 Classification des modèles de turbulence	61
III-4-1 Le modèle de turbulence (k-ε) standard.....	61
III-4-2 Le modèle de turbulence k-ε RNG.....	62
III-4-3 Le modèle des contraintes différentielles de Reynolds(RSM)..	64
III-4-4 Le modèle de turbulence SST k-ω.....	66
III-5 Conclusion	67

Chapitre IV: Formulation numérique et logiciels de calcul

IV-1- Introduction.....	69
IV-2 Procédure numérique.....	69
IV-3 Simulation Numérique en Mécanique des Fluides.....	72
<i>IV-3-1 RANS.....</i>	<i>73</i>
<i>IV-3-2 LES.....</i>	<i>74</i>
<i>IV-3-3 DNS.....</i>	<i>75</i>
IV-4 Présentation de l’outil numérique.....	76
<i>IV-4-1 Gambit.....</i>	<i>76</i>
<i>IV-4-2 Code Fluent.....</i>	<i>77</i>
IV-5 Maillage.....	80
<i>IV-5-1 Définitions préliminaires.....</i>	<i>80</i>
<i>IV-5-2 Maillage des géométries.....</i>	<i>80</i>
IV-6 Conditions initiales et aux limites.....	82
IV-7 Méthodologie de résolution numérique.....	84
IV-7-1 La discrétisation spatio-temporelle.....	86
IV-7-2 Les schémas de discrétisation spatiale.....	86
<i>IV-7-2-a Schéma de différences centrées.....</i>	<i>87</i>
<i>IV-7-2-b Schéma Upwind (UPS).....</i>	<i>88</i>
<i>IV-7-2-c Schéma de la loi de puissance(PLDS).....</i>	<i>89</i>
<i>IV-7-2-d Schéma exponentiel.....</i>	<i>89</i>
<i>IV-7-2-e Schéma d’ordre supérieur.....</i>	<i>90</i>
IV-7-3 L’algorithme de Couplage Vitesse-Pression.....	90
IV-7-4 La sous relaxation.....	92

Sommaire

IV-7-5 Les critères de convergence.....	94
IV-7-6 Choix de la formulation du solveur.....	95
IV-7-7 Choix du schéma d'interpolation de la pression.....	95
IV-7-8 Ordre de précision.....	96
IV-8 Conclusion.....	96

Chapitre V: *Etude numérique et validation des résultats pour un jet lobé*

V-1 Introduction.....	97
V-2 Conditions aux limites.....	97
V-3 Génération du maillage.....	100
V-3-1 Le type de maillage.....	100
V-3-1-a Maillage structuré (quadra/hexa).....	101
V-3-2-b Maillage non structuré (tri/tétra).....	101
V-3-3-c Maillage hybride.....	101
V-4 Hypothèses fondamentales et simplificatrices.....	102
V-5 Procédure de résolution.....	103
V-5 -1 Algorithme de calcul.....	103
V-5 -2 Choix du schéma de discrétisation.....	105
V-5 -3 Algorithme de couplage Vitesse-Pression.....	106
V-6 L'effet du maillage.....	107
V-7 Validation des résultats.....	109
V-7-1 Profils de température et de vitesse axiale réduite pour un jet lobé.....	109
V-7-2 Profils de température et de vitesse radiale réduite pour un jet lobé.....	111

Sommaire

<i>V-7-2-a Profils de température radiale réduite dans le plan principal.....</i>	<i>111</i>
<i>V-7-2-b Profils de vitesse radiale réduite dans le plan principal pour un jet lobé.....</i>	<i>113</i>
V-7-3 Contours des températures et des vitesses.....	115
V-8 Sources d'erreur numérique.....	117
V-9 Conclusion.....	117
Conclusion Générale.....	119
Références bibliographiques.....	121



Nomenclature

Nomenclature

Nomenclature :

- C_{ij} Terme convectif
- C_p Chaleur massique à pression constante (J/kg. °C)
- $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$, C_μ , C_θ , C_1 et C_2 Constantes de turbulence
- D_e Diamètre équivalent (m)
- Fr Nombre de Froude
- g_i La composante du vecteur de gravité dans le direction i^{th} (m/s^2)
- G_k Terme de production de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients moyens de vitesse
- G_x Poussée axiale ($\text{kg.m}^2/\text{s}^2$)
- G_θ Moment angulaire ($\text{kg.m}^2/\text{s}^2$)
- H Hauteur de lobe (m)
- J_f Flux massique à travers la face f
- K Energie cinétique turbulente (m^2/s^2)
- L Longueur de lobe (m)
- P Pression dans une section du jet (Pa)
- P_{ij} Terme de production des contraintes de Reynolds
- PP plan principal
- Pr Nombre de Prandtl
- Pr_t Nombre de Prandtl turbulent
- Re Nombre de Reynolds
- r/D Direction radiale
- S Nombre de Swirl
- S_{ij} Tenseur du taux de déformation

Nomenclature

\bar{s}_{ij} Tenseur du taux de déformation adimensionnel

SP Plan secondaire

S_c, S_d et S_u Distances entre les faces des cellules

S_ϕ Terme source

T_a Température ambiante (°C)

T_i Température dans différents points du jet (°C)

T_{max} Température de soufflage (°C)

T_r Température réduite

U_i Vitesse dans différents points du jet (m/s)

U_r Vitesse réduite

U_0 Vitesse moyenne à la sortie de diffuseur (m/s)

$\overline{u_i u_j}$ Tenseur de Reynolds

X/D Coordonnée axiale adimensionnelle

x, y, z Coordonnées cartésiennes (m)

symboles grecs

α L'inverse du nombre de Prandtl effectif

α_k et α_ε L'inverse du nombre de Prandtl effectif associés à k et ε respectivement

α_0 et α_s Constante de tourbillonnement

β Le coefficient de dilatation thermique (°C⁻¹)

δ_{ij} Delta de Kroneker

Γ_ϕ Coefficient de diffusion de ϕ

ε Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m²/s³)

ε_{ij} Tenseur de dissipation

ε_p Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente au point P (m²/s³)

θ_{int} angle intérieur des lobes (°)

Nomenclature

θ_{ext}	Angle extérieur des lobes (°)
κ	Constante de Von Karman
λ	Conductivité thermique du fluide (W/m ² .°C)
μ	Viscosité dynamique (kg/m.s)
ν	Viscosité cinématique (m ² /s)
ν_t	Viscosité cinématique turbulente (m ² /s)
ρ	Masse volumique du fluide (kg/m ³)
ρ_e	Masse volumique du fluide environnant (kg/ m ³)
ρ_0	Masse volumique du jet (kg/ m ³)
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Nombres de Prandtl turbulent associés à k et ε respectivement



**Liste
des
figures**

Liste des figures

Chapitre I : Etude bibliographique

Liste des figures

Figure I.1:Le système à Mélange.....	5
Figure I.2:Le système à déplacement.....	6
Figure I.3:a) Schématisation d'un jet axisymétrique.....	9
Figure I.3:b) Système de coordonnées associé.....	10
Figure I.4:Vue en coupe du jet axisymétrique utilisé pour les mesures.....	11
Figure I.5: Angles d'expansion d'un jet.....	12
Figure I.6 :Allure de profils gaussiens.....	13
Figure I.7: Effet du nombre de Froude sur les jets.....	16
Figure I.8: Les trois zones d'un écoulement issu d'un jet triple.....	16
Figure I.9:Visualisation des structures primaires dans une couche de mélange turbulent plane [23].....	18
Figure I. 10:Schématisation des phases successives d'un appariement de vortex [27].....	18
Figure I.11:Visualisations des structures primaires et secondaires [22, 29].....	19
Figure I.12:Visualisations des structures primaires et secondaires [22, 29].....	20
Figure I.13:Structures longitudinales dans un jet plan : a) schéma des structures longitudinales dans le jet plan ;b) image de l'écoulement vue de face; c) image de l'écoulement vue de dessus [30].....	20
Figure I.14:Visualisation des zones caractéristiques du jet.....	22
Figure I.15: Les différentes instabilités agissant sur un jet.....	23
Figure I.16:Buses explorées selon [59].....	27
Figure I.17:Caractéristiques géométriques des buses selon [59].....	28
Figure I.18:Varaition de l'index de mélange.....	30
Figure I.19: Buse lobée circulaire de référence selon [52, 53].....	31

Liste des figures

Figure I.20: Décroissance de la vitesse transversale normalisée du jet lobé.....	32
Figure I.21: Distribution axiale de l'épaisseur de la quantité de mouvement.....	32
Figure I.22: Décroissance de la vitesse axiale dans le jet lobé. Comparaison au jet circulaire de référence.....	33
Figure I.23: Comparaison des décroissances de la vitesse axiale.....	34
Figure I.24: Schéma d'un diffuseur où il y a séparation de la couche limite.....	39

Chapitre II : Etude expérimentale d'un jet lobé

Liste des figures

Figure II.1: Schéma descriptif de l'installation expérimentale	42
Figure II.2(a): Photographie d'une buse lobée	43
Figure II.2(b) : Géométrie du plan de soufflage (YZ)	43
Figure II.3: Profils de température et de vitesse axiale d'un jet lobé en mode libre....	45
Figure II.4: Profils de température radiale d'un jet lobé en mode libre.....	46
Figure II.5 : Profils de vitesse radiale d'un jet lobé en mode libre.....	48
Figure II.6: Comparaison des profils de vitesses axiales des jets lobés en mode libre.	49
Figure II.7: Comparaison des profils de vitesses axiales des jets lobés en mode libre.	50
Figure II.8: Comparaison des profils de températures axiales entre le jet lobé et le jet sans tourbillonnement en mode libre	51
Figure II.9: Comparaison des profils de températures radiales entre un jet lobé et un jet sans tourbillonnement en mode libre	52
Figure II.10: Comparaison des profils de températures axiales entre le jet lobé et le jet tourbillonnaire en mode libre	53
Figure II.11: Comparaison des profils de températures radiales entre un jet lobé et un jet tourbillonnaire en mode libre.....	54

Liste des figures

Chapitre IV :

Liste des figures

Figure IV.1: Volume de contrôle typique.....	70
Figure IV.2: Etapes de la simulation numérique	72
Figure IV.3: Niveau de modélisation du spectre de la turbulence associé à différentes approches de modélisation de la turbulence.....	73
Figure IV.4: Exemples de modèle de turbulence RANS [76].....	74
Figure IV.5 : Structure de base du code "Fluent".....	76
Figure IV.6: Interface de Gambit.....	77
Figure IV.7: Choix de la version.....	78
Figure IV.8: Vue globale de Fluent.....	79
Figure IV.9: Conditions aux limites.....	83
Figure IV.10 : Conditions aux limites	83

Chapitre V : *Etude numérique et validation d'un jet lobé*

Liste des figures

Figure V.1: Domaine de calcul et contraintes de fonctionnement.....	98
Figure V.2: Type de maillage utilisées par le code Fluent.....	100
Figure V.3: Les différentes formes géométriques des mailles 3D utilisées par Fluent.....	102
Figure V.4: Maillage du domaine étudié.....	102
Figure V.5 : Algorithme de calcul.....	104
Figure V.6: Maillage du domaine de calcul.....	107
Figure V.7: Indépendance de la solution du maillage pour la température et la vitesse axiale.....	108

Liste des figures

FigureV.8:Indépendance de la solution du maillage pour la température radiale à $X/D_e=1$ dans les plans principal et secondaire.....	108
Figure V.9: Indépendance de la solution du maillage pour la vitesse radiale $X/D_e=1$ dans les plans principal et secondaire	109
FigureV.10:Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la température et la vitesse dans la direction axiale	110
FigureV.11:Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la température radiale (plan principal).....	112
FigureV.12:Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la température radiale (plan secondaire)	112
FigureV.13:Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la vitesse radiale (plan principal).....	114
FigureV.14:Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la vitesse radiale (plan secondaire).....	114
FigureV.15:Contours des températures, (a) plan principal, (b) plan secondaire	116
FigureV.16:Contours des vitesses, (a) plan principal, (b) plan secondaire	116



**Liste
des
tableaux**

Liste des tableaux

Chapitre I : *Etude bibliographique*

Liste des tableaux

Tableau I.1: Performances de différents types de diffuseurs d'air traditionnels..	7
Tableau I. 2: Performances de diffuseurs à jet d'air tourbillonnaire pour application tertiaire.....	8
Tableau I.3: Différentes stratégies de contrôle des écoulements.....	25
Tableau I.4: Caractéristiques des buses selon [59].....	29

Chapitre V : *Etude numérique et validation d'un jet lobé*

Liste des tableaux

Tableau V.1: Propriétés physiques de l'air.....	103
Tableau V.2: Schémas de discrétisation utilisés pour le modèle k- ϵ standard, le modèle k-w SST et le modèle RNG k- ϵ	105
Tableau V.3 : Schémas de discrétisation utilisés pour le modèle RSM.....	106
Tableau V.4: Maillages testés.....	107



**Introduction
Générale**

Introduction Générale

Introduction Générale:

Un intérêt important est donné à l'amélioration du processus de mélange des écoulements turbulents aux moyens de structures tourbillonnaires générées et intensifiées artificiellement, pour ses aspects fondamentaux et pratiques. On conçoit que le processus de mélange est intimement lié à la transition de la turbulence [1, 2] et que la géométrie et les perturbations initiales de l'écoulement conditionnent fortement sa génération ainsi que sa transition [1, 3]. En ce qui concerne les applications, elles sont nombreuses. Poussée des réacteurs d'avions, dispersion des polluants, ventilation, chauffage et climatisation dans les locaux à usage d'habitation [1, 2].

Lors de la réduction des besoins énergétiques de l'immeuble, la bonne répartition spatiale des faibles débits d'air neuf à injecter dans les pièces de vie pose problème. Si le problème du mélange de l'air injecté à l'air ambiant n'est pas efficacement résolu, on constatera une forte dégradation de la qualité de l'air et du confort thermique [1].

Afin d'améliorer l'efficacité de la diffusion d'air à moindre coût tout en améliorant l'aspect esthétique dans la conception des unités terminales de diffusion d'air, on trouverait un moyen dit «passif» qui consiste à souffler le jet à travers des diffuseurs munis de lobes. Ces géométries ont montré à ce jour leur efficacité dans les domaines de l'aéronautique et de l'aérospatiale. Elles sont introduites dans la conception des éjecteurs placés en sortie des réacteurs. Elles sont également utilisées dans le domaine de la combustion dans la conception d'injecteurs, offrant une meilleure stabilité de combustion [3, 4, 5, 6]. Ce contrôle passif permet aussi l'amélioration de la diffusion de l'air dans le bâtiment [7].

Le gain d'induction observé se produit sans réduction de la portée du jet, ceci en raison d'une accélération de l'écoulement due à la contraction de la veine au soufflage [3, 5]. De larges structures secondaires se développent dans les creux de la buse lobée, ce qui donne un effet de rotation apparente à l'écoulement. Ce phénomène de croisement d'axes, participe à l'accroissement de la performance d'induction du jet lobé. Il est également possible d'optimiser la géométrie de la perforation lobée élémentaire du diffuseur, toujours dans le but d'améliorer sa performance globale [3, 5].

Introduction Générale

Cette étude traite de l'amélioration de la diffusion de l'air avec l'application dans les systèmes de CVC (Chauffage, Ventilation et Climatisation) par des moyens de contrôle passif (jet d'air à travers un diffuseur munis de lobes).

L'optimisation géométrique visée n'est pas réalisable par la seule voie expérimentale en raison du caractère onéreux de la démarche. Ce fait nous conduit dans le cadre de nos travaux de thèse à s'intéresser à la prédiction dynamique et thermique d'un jet lobé libre ou en interaction par le calcul numérique aux moyens de code de calcul CFD (Computational Fluid Dynamics) utilisant la résolution des équations de Navier-Stokes. Ainsi, les résultats expérimentaux obtenus ont été validés grâce au software commercial Fluent, basé sur la méthode des volumes finis.

L'objectif principal de cette étude est d'établir, la distribution des températures et des vitesses, d'abord expérimentalement et ensuite numériquement avec le software «Fluent», pour une configuration de jet d'un diffuseur munis des lobes, en vue l'application de ce type d'écoulement à la ventilation des locaux à usage d'habitation.

Notre étude est présentée en cinq chapitres :

Le premier chapitre présente une étude bibliographique sur les jets lobés et sur les différents paramètres géométriques qui peuvent influencer la dynamique et la thermique de flux de jet et de l'air ambiant. Une synthèse bibliographique sur les jets lobés est également présentée.

Le deuxième chapitre traite l'étude expérimentale pour une configuration de jet simple lobé dans un milieu non confiné (libre). Ce dernier jet a été comparé avec d'autres configurations de jets simples lobés et tourbillonnaires en mode libre.

Le modèle physique et mathématique basé sur les équations qui régissent le phénomène de turbulence est présenté au troisième chapitre.

Introduction Générale

Le quatrième chapitre introduit le code de calcul Fluent ainsi que le mailleur Gambit.

Le dernier chapitre est consacré à la présentation des résultats numériques en incluant des interprétations et comparaisons avec les résultats expérimentaux.

Enfin, une conclusion générale regroupe les principaux résultats obtenus.



Chapitre I : Etude bibliographique

I-1-Introduction

I-2- La diffusion d'air

I-3- Le choix des unités terminales de diffusion d'air

I-4- Jets axisymétriques

I-5- Structures tourbillonnaires

I-6- Contrôle de mélange des jets asymétriques

I-7- Le nombre de Swirl (tourbillonnement)

I-8- Séparation de la couche limite

I-9- Conclusion

I-1 Introduction :

L'étude des jets libres axisymétriques est très importante pour la compréhension de la phénoménologie des écoulements cisailés, tant du point de vue analytique que du point de vue expérimental. En effet dans les processus technologiques, on doit réserver la nature laminaire du jet pour des considérations de contrôle ou induire de la turbulence pour des transports vigoureux [1, 9].

Il est important de connaître leurs propriétés de stabilité, de transition et de transport : une telle information est utile par exemple pour la conception de réacteurs chimiques ou de chambres de combustion, où l'optimisation du mélange constitue un des facteurs déterminants. De même, la connaissance du mécanisme de la transition peut servir à la compréhension de quelques phénomènes environnementaux de préoccupation récente [9].

Si les données disponibles dans la littérature sont qualitatives ou limitées pour l'application de la diffusion de l'air dans des espaces habitables, elles sont toutefois précieuses pour guider nos choix sur des géométries performantes et intégrables dans des unités terminales de diffusion d'air. Cette constatation motive l'étude bibliographique sur les jets lobés qui fait l'objet de cette étude et qui permet de sélectionner des géométries à tester dans des conditions cohérentes avec l'application visée.

Dans un premier temps, nous présentons dans ce chapitre une étude bibliographique sur les jets lobés et sur les différents paramètres géométriques qui peuvent influencer la dynamique et la thermique de l'écoulement d'air. Elle permettra de dégager les configurations recherchées, pour une bonne homogénéisation dynamique et thermique de l'ambiance à traiter.

I-2 La diffusion d'air

Il existe aujourd'hui deux systèmes différents pour effectuer la diffusion d'air dans un environnement : le système à mélange et celui à déplacement [8].

I-2-1 Le système à mélange

Il est utilisé dans la plus grande majorité des diffuseurs et des grilles présents sur le marché. Il consiste à mélanger l'air primaire, émis par le diffuseur ou par la grille et l'air secondaire (*l'air présent dans le local*), à égalité de température et de vitesse [8].

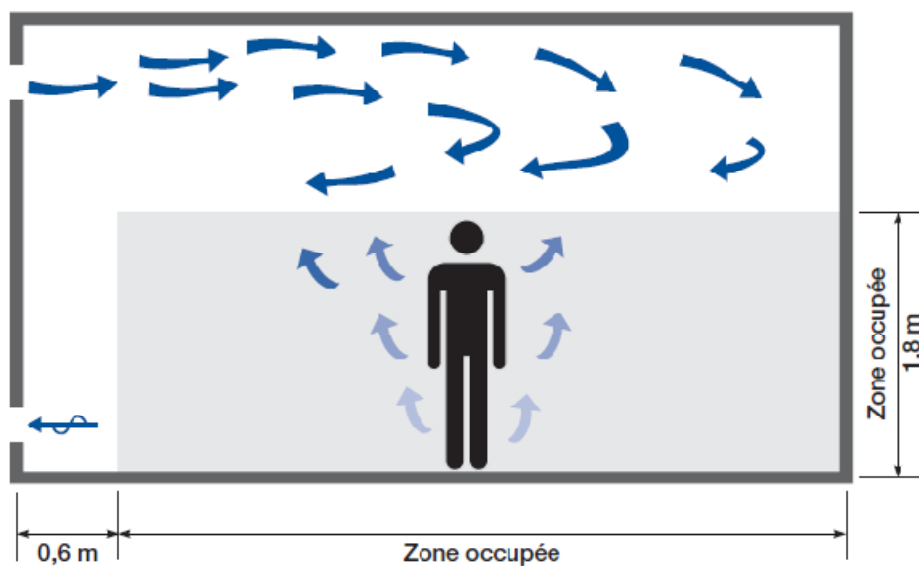


Figure I.1: Le système à mélange [8].

I-2-2 Le système à déplacement

Il est beaucoup plus récent et a été développé à l'origine dans les pays du Nord de l'Europe pour les locaux industriels [8]. Il consiste dans l'émission par le bas d'un jet d'air frais, avec des caractéristiques déterminées, qui ne se mélange pas avec l'air présent dans le local, mais qui en revanche le soulève et le transporte vers le haut, où il est repris par des grilles ou par d'autres terminaux et extrait entièrement ou partiellement.

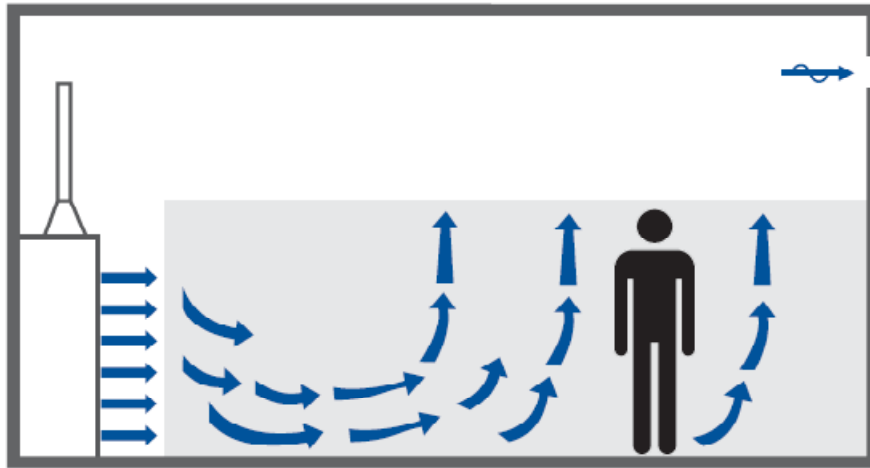


Figure I.2:Le système à déplacement [8].

Indépendamment du système choisi, il y a des fonctions et des exigences qui doivent être satisfaites. L'air doit être diffus de manière uniforme dans l'ensemble du local, de façon à pouvoir effectuer son lavage complet et il doit remplir les conditions suivantes [8]:

- * Neutralisation des charges thermiques, positives ou négatives, présentes dans la pièce.
- * Maintien des gradients de température dans des limites déterminées au niveau vertical et au niveau horizontal.
- * Récupération de la poussière en suspension dans le local et son transfert vers les éléments de reprise.

Par contre, d'autres conditions pouvant gêner les personnes ne doivent pas se produire:

- * Variations excessives de la température ambiante au niveau vertical et/ou horizontal.
- * Formation de zones stagnantes et de stratifications.
- * Formation de courants localisés (*due souvent à une diffusion non uniforme d'air*).

I-3 Le choix des unités terminales de diffusion d'air

Pour tous les diffuseurs et grilles à mélange, une fois choisi le type, il est nécessaire de déterminer le débit d'air, la vitesse de soufflage, la portée, la perte de charge et le niveau sonore. Dans le tableau (I-1) sont données des performances indicatives pour des diffuseurs et grilles standards. Sur la base de ces éléments, il est assez facile de vérifier la correspondance du type de terminal choisi par rapport aux exigences de débit, du nombre de renouvellements nécessaires et de la différence de température [8].

Tableau I.1: Performances de différents types de diffuseurs d'air traditionnels [8].

Type de diffuseur	Débit d'air par m ² de surface au sol l/s x m ²	Nombre* max de renouvellements/heure	Différence de température (Δt) air ambiant/introduit refroidissement/chauffage °C
Grilles	3 - 6	7	-8 / 15
Diffuseurs linéaires	4 - 10	12	-11 / 15
Diffuseurs tôle perforée	5 - 15	18	-11 / 11
Diffuseurs concentriques	5 - 18	20	-11 / 20

* Nombre de renouvellements/heure pour une hauteur de plafond de 3 m

La détermination de la perte de charge du terminal doit être effectuée sur la base des conditions de travail prévues. Il est conseillé de la maintenir la plus basse possible pour :

- * limiter le niveau sonore, pour obtenir le plus de silence possible.
- * limiter la consommation d'énergie du ventilateur [8].

Le tableau (I-2) donne des valeurs de référence concernant les diffuseurs à jets d'air tourbillonnaires à taux d'induction élevé (*Twist*). Il convient de souligner quelques éléments dans le choix des diffuseurs, qu'ils soient traditionnels ou à taux d'induction élevé [8].

1- Dans le cas de locaux à haute densité de charges thermiques, le choix de diffuseurs à taux d'induction élevé est presque toujours à recommander. On choisira le diffuseur sur la base des débits spécifiés et ensuite on vérifiera le niveau sonore émis.

S'il dépasse les valeurs typiques admises pour le type d'application, il faut recourir à un modèle plus grand ou vérifier l'opportunité d'utiliser deux diffuseurs pour un meilleur traitement d'air du local [8].

2- Le choix du diffuseur devra être fait de façon à satisfaire ces exigences. Par conséquent les débits d'air, les pertes de charge, la vitesse d'air, devront être déterminés de sorte que le diffuseur produise un niveau sonore qui ne dépasse pas celui du cahier de charge. Ceci peut cependant ne pas être suffisant à cause de bruits éventuels engendrés dans l'installation: *p.ex. Ventilateur, registres fermés partiellement, variations de section des conduits trop brusques etc* [8].

Tableau I.2: Performances de diffuseurs à jet d'air tourbillonnaire pour application tertiaire [8].

Hauteur d'installation min. - max. pour diffuseurs fixes max. pour diffuseurs réglables	2,4 - 4,5 m 20 m	
Différentiel de température entre air ambiant et air soufflé refroidissement chauffage	- 14 °C + 20 °C	
Capacité d'élimination de la charge thermique ambiante selon la hauteur du diffuseur	h = 2,2 m h = 2,7 m h = 3,0 m	100 W/m ² 125 W/m ² 140 W/m ²
Nombre max de renouvellements d'air/h	> 30	

I-4 Jets axisymétriques

I-4-1 Description générale et application

L'observation d'un jet circulaire de vitesse initiale U_0 émergeant d'un diffuseur de soufflage dans un ambiance immobile, ou elle-même animée d'une vitesse U_I plus faible que U_0 , montre un élargissement du jet, à partir du plan de soufflage. Il est habituel de distinguer en s'éloignant de la sortie du jet sur son axe trois régions (figure 3a) : un noyau potentiel, une région d'établissement (transition) et une région pleinement établie [9].

Dans la région du noyau potentiel à la confluence des deux fluides, une zone de mélange annulaire d'épaisseur croissante est générée, délimitant un cône dit potentiel à l'intérieur duquel l'écoulement a les mêmes conditions que celles du jet à sa sortie (vitesse, température, densité *etc*). Une définition géométrique du cône potentiel, appelé également noyau potentiel, serait donnée par le lieu où la vitesse moyenne longitudinale U est égale à $0.99 U_0$. Sa longueur varie pour un jet circulaire entre 4 et 5 diamètres de la buse de soufflage [13].

Lehrmann [10] a employé la technique d'anémométrie laser à effet Doppler pour examiner le processus d'entraînement, la distribution de la vitesse moyenne et l'intensité de turbulence d'un jet. Hussein et al. [11] aussi ont utilisé cette technique même dite ALD (Anémométrie Laser à effet Doppler) étudier le jet axisymétrique et ils ont montré que

les études antérieures, faites sur ce type d'écoulement, laissent beaucoup à désirer à cause des techniques employées et des approximations faites.

Dans un jet d'air axisymétrique, libre et descendant Zaouali et al. [12] montrent des images dans lesquelles on observe une zone parfaitement laminaire s'étalant sur $17.5D_e$ à $Re = 830$ et ils ont mis en évidence l'existence du mode hélicoïdal pour ce même nombre de Reynolds. Par contre, à $Re=1700$, la dégénérescence des structures tourbillonnaires s'amorce dès $6 D_e$, ce qui signifie que l'amplification des perturbations au sein du jet a fortement augmenté entre les deux situations ; l'influence des excitations en amont de la buse dépendrait aussi du nombre de Reynolds.

La figure (3-a) présente une illustration schématique du développement de la vitesse moyenne d'un jet libre axisymétrique dans un milieu ambiant considéré au repos. Tout écoulement turbulent est dit *libre* lorsque son développement n'est affecté par aucune paroi solide. Cette figure n'est valable que dans le cas où les deux fluides en présence sont de même phase. Le jet s'élargit rapidement. Le profil de vitesse acquiert une allure de gaussienne. Au-delà de la région du noyau potentiel, commence la région d'écoulement pleinement établi. Entre les deux précédentes régions, se situe une zone de transition qui s'étend sur une distance de quelques diamètres de la buse ou quelques hauteurs du diffuseur plan et dans laquelle la couche de mélange occupe transversalement tout le jet [13].

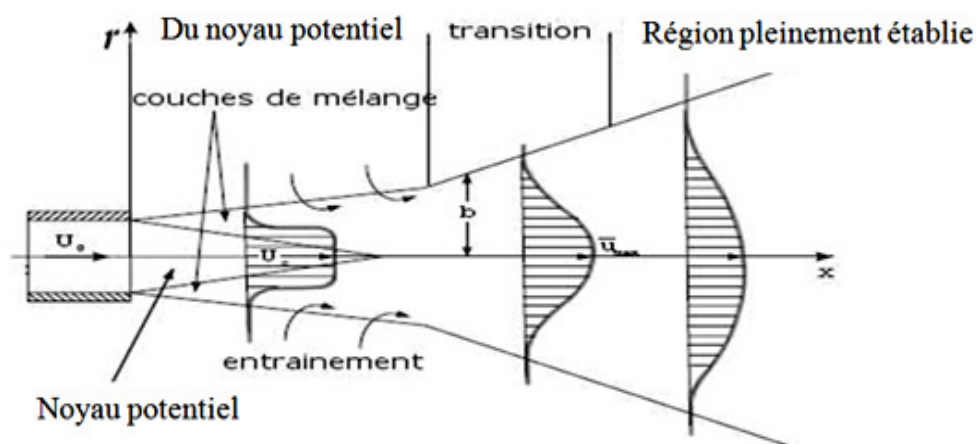


Figure I.3:a) Schématisation d'un jet axisymétrique[14].

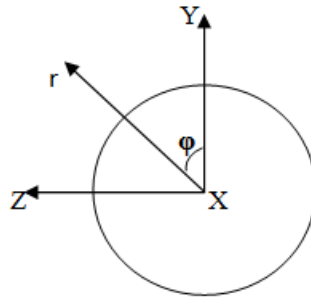


Figure I.3:b) Système de coordonnées associé.

Dans la région pleinement établie, les profils de la vitesse et de la turbulence obéissent à des lois de similitude caractéristiques [13, 15, 16]. De plus, l'énergie turbulente est concentrée autour de l'axe de la couche de mélange où les gradients radiaux de la vitesse sont maximaux. On y repère des tourbillons centrés sur l'axe de la couche de mélange dont la taille augmente avec la distance longitudinale X. Ces tourbillons présentent initialement une cohérence spatio-temporelle et sont convectés à la vitesse $U_{conv} = 0.65U_0$ [9].

L'épaisseur de la quantité de mouvement $\overline{\delta_\theta}$ se définit par la grandeur globale habituellement utilisée pour caractériser la couche de mélange des jets turbulents. Cette quantité est définie selon [17,18]:

$$\overline{\delta_\theta} = \int_0^\delta \frac{(U_0 - U)(U - U_1)}{(U_0 - U_1)^2} dr \quad (I - 1)$$

Où $\overline{\delta_\theta}$ est l'épaisseur de la couche de cisaillement.

U : composante moyenne de la vitesse.

U_0 : vitesse moyenne de soufflage.

U_1 : vitesse de l'ambiance.

Pour un jet émergeant dans une ambiance immobile, comme il est le cas dans les enceintes d'habitation, la relation précédente devient :

$$\overline{\delta_\theta} = \int_0^\delta \frac{U}{U_0} \left(1 - \frac{U}{U_0}\right) dr \quad (I - 2)$$

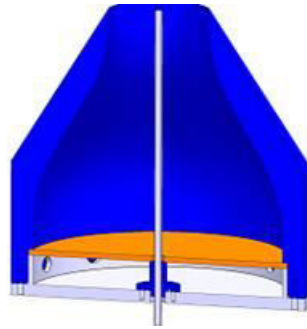


Figure 1.4: Vue en coupe du jet axisymétrique utilisé pour les mesures [8].

Dans la littérature, un nombre considérable de calculs théoriques et de résultats expérimentaux sur les jets existent [16, 20, 21]. Ils mettent en évidence certains traits communs à tous les jets. C'est dans le début des années 1970 que certains auteurs ont montré que le développement spatial des zones de mélange bidimensionnelles et des jets axisymétriques était dominé par de grosses structures organisées même pour des nombres de Reynolds élevés [1].

1-4-2 Aperçu général sur les jets turbulents simples et les jets multiples

1-4-2-a Le jet simple

La compréhension du mélange entre plusieurs jets nécessite d'abord une bonne connaissance du comportement d'un jet unique. Les nombreux travaux menés dans ce domaine permettent maintenant d'avoir une bonne connaissance du sujet. Nous présentons d'abord les principaux paramètres utilisés pour caractériser le jet simple, ensuite on va résumer les caractéristiques qui décrivent le comportement global des jets, et enfin on mettra en relief les différentes instabilités qui perturbent l'écoulement.

Un jet est connu comme étant le mouvement d'un fluide s'échappant soudainement d'un milieu statique. Pour un jet avec absence d'obstacles, on distingue deux cas de conditions aux limites [19]:

- * **Jet confiné** : l'effet de paroi est pris en considération.
- * **Jet libre** : débouchant à l'air libre où l'effet de paroi est négligeable (les parois sont suffisamment éloignées pour ne pas influencer l'écoulement).

1-4-2-b Caractéristiques des jets

Les jets sont caractérisés par :

- *L'épaisseur de la buse (pour un jet plan) ou le diamètre (pour un jet rond).
- *Le profil de vitesse du jet à la sortie de buse. Le profil sera uniforme, si on utilise un convergent correctement profilé. Dans le cas contraire, le développement d'une couche limite sur la paroi interne de la buse engendrera un profil de vitesse parabolique.

*Profils gaussiens, largeur de jet

Deux approches différentes sont abordées par les auteurs [16, 31] ayant étudié les profils transversaux des jets : la plupart des auteurs traite les grandeurs caractéristiques en termes de profils gaussiens, d'autres en termes de profils plats. Le plus souvent, les profils transversaux de vitesse et de concentration sont considérés comme gaussiens. De façon générale, le profil transversal de vitesse moyenne dans un jet s'exprime selon :

$$\frac{U_x}{U_m} = \exp\left(-\ln 2 \frac{y^2}{b_v^2}\right) \quad (\text{I} - 3)$$

Où b_v est la demi-largeur pour le profil de vitesse, $b = C(x - x_0)$, C est le taux d'expansion du jet et x_0 l'origine virtuelle.

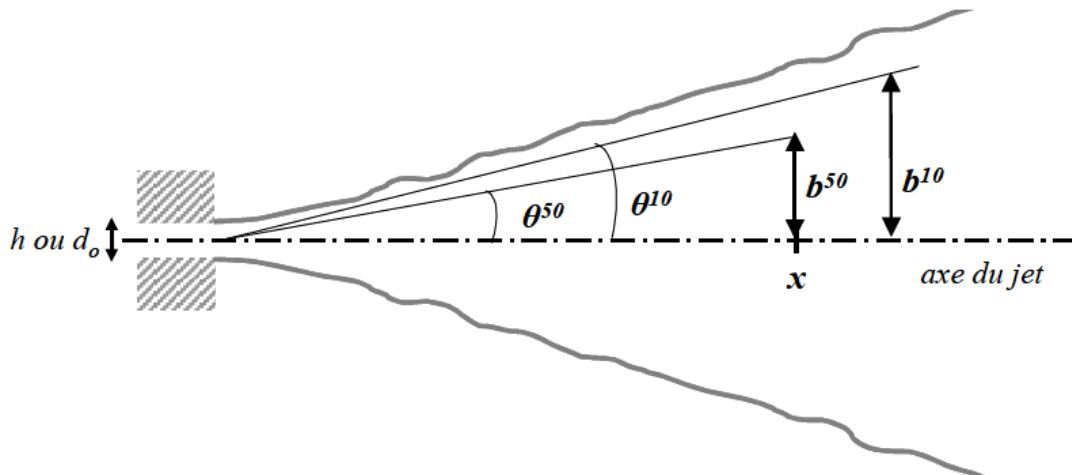


Figure I.5: Angles d'expansion d'un jet [31].

Habituellement, un jet est caractérisé par un angle d'expansion défini à partir de la demi-largeur b ; l'expression de cet angle est donnée par l'expression suivante:

$$\theta^{50} = \text{Arctan} \frac{b}{x - x_0} = \text{Arctan} C \quad (\text{I} - 4)$$

L'angle défini précédemment n'est pas suffisant pour caractériser la véritable expansion du jet susceptible d'être perçue par un opérateur. Il paraît alors plus approprié de définir un deuxième angle d'expansion θ^{10} qui correspond à la demi-largeur du jet b^{10} pour laquelle la valeur de la grandeur (vitesse ou concentration) vaut le dixième de celle sur l'axe. L'expansion totale d'un jet peut donc être estimée à un angle égal à $2*\theta^{10}$ (figure 5) où b^{10} peut être estimé par la relation suivante:

$$\theta^{10} = \text{Arctan} \left(C \sqrt{\frac{\ln 10}{\ln 2}} \right) \quad (\text{I} - 5)$$

Un exemple de profils transversaux gaussiens est présenté sur la figure 6.

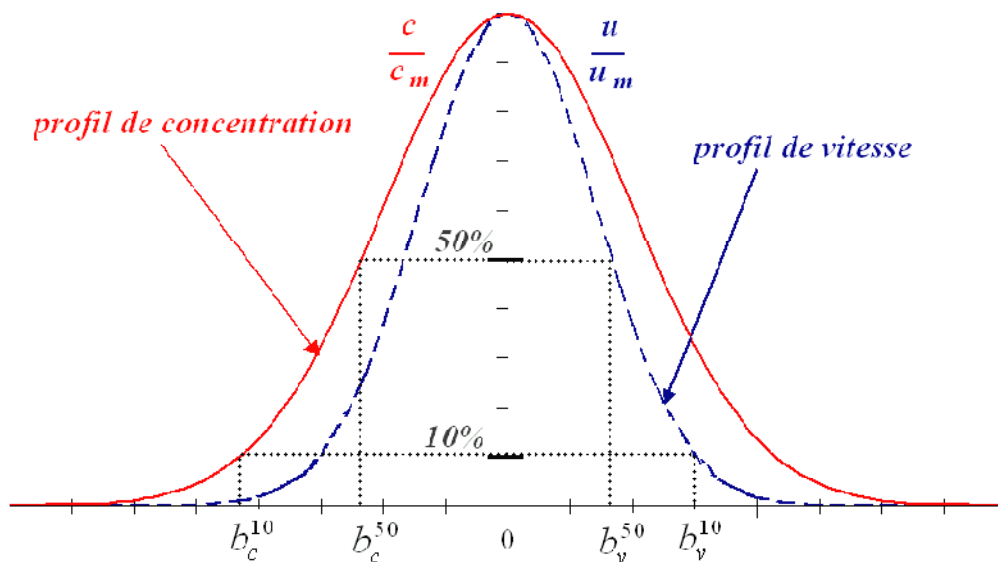


Figure I.6: Allure de profils gaussiens[31].

1-4-2-c Les grandeurs influençant le développement du jet simple

L'étude des jets simples est en général abordée par le biais de valeurs qui se conservent tout au long du développement du jet. Celui-ci résulte de l'interaction entre trois forces qui sont les forces d'inertie, les forces de viscosité et les forces de gravité. A partir de ces différentes forces, il est possible d'obtenir des grandeurs adimensionnelles caractérisant des jets simples. Parmi ces paramètres nous pouvons citer :

***Nombre de Reynolds**

Le nombre de Reynolds représente le rapport des forces d'inertie et des forces visqueuses. Il caractérise la nature du régime de l'écoulement, à savoir laminaire, transitoire, ou turbulent, quelle que soit la nature du fluide [31]. Nous définissons le nombre de Reynolds (Re) du jet par :

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (I - 6)$$

Où U est la vitesse moyenne du fluide en sortie de jet.

D : est la dimension caractéristique de la buse : diamètre pour un jet axisymétrique.

ν : est la viscosité cinématique du fluide.

Il faut toutefois noter que la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent dépend fortement des propriétés géométriques de l'injecteur.

***Le rapport des vitesses**

Dans de nombreux cas pratiques, l'injecteur est situé au centre d'un autre écoulement. Les deux configurations les plus utilisées dans ce cas sont le co-courant et le coaxial. Dans le premier cas, le fluide environnant est injecté à faible vitesse sur une large surface, tandis que dans le second cas, la surface d'injection est faible et la vitesse élevée. Il est courant de définir le rapport des vitesses du fluide environnant U_e et du jet U_0 [19].

$$M = \frac{U_e}{U_0} \quad (I - 7)$$

Les mécanismes de formation des instabilités sont différents. On peut distinguer trois régimes différents :

* $M < 1$: La région initiale du jet est fortement modifiée par les structures à grandes échelles de formes annulaires qui se forment dans la couche de mélange entre les deux écoulements.

* $M > 1$: La région centrale du jet est également modifiée mais le sens de rotation des tourbillons est inversé par rapport au cas précédent.

* $M = 1$: Les instabilités qui se développent ne sont plus dues à une couche de mélange annulaire mais au sillage des couches de mélange se développant contre les parois du tube. Dans le cas de milieux en combustion, les instabilités se composent d'une allée périodique de type vortex qui interagissent et forment ensuite de la turbulence [19].

* *Le rapport des flux de quantité de masse et de mouvement*

Un des inconvénients majeurs du rapport M est son inadéquation dans le cas où les deux écoulements n'ont pas la même masse volumique. Il est alors fréquent d'introduire les rapports RM (flux de masse par unité de surface) et RI (flux de quantité de mouvement par unité de surface) définis ci-dessous où ρ_0 et ρ_e sont les masses volumiques du jet et du fluide environnant [19]:

$$RM = \frac{\rho_0 U_0}{\rho_e U_e} \quad (I - 8)$$

$$RI = \frac{\rho_0 U_0^2}{\rho_e U_e^2} \quad (I - 9)$$

L'utilisation de l'un ou de l'autre comme paramètre régissant le développement des jets est encore flou puisque certains utilisent le RI comme un descripteur universel de l'écoulement et d'autres le RM [19].

* *Nombre de Froude*

Le nombre de Froude exprime le rapport des forces d'inertie à celles dues à la gravité. Les forces d'inertie se déduisent du flux de quantité de mouvement à la sortie du jet et sont données par [19] :

$$J = 2\pi \int_0^\infty \rho U (U - U_0) r dr \quad (I - 10)$$

Les forces de flottabilité peuvent être calculées à partir de :

$$W = 2\pi g \int_0^\infty \rho U (\rho_0 - \rho) U r dr \quad (I - 11)$$

Le nombre de Froude en sortie du jet est alors:

$$Fr = \frac{J_0 U_0}{W_0 d_0} = U_0^2 \frac{1}{gd} \frac{\rho_0}{\rho_e - \rho_0} \quad (I - 12)$$

Il est possible de classer les jets en trois catégories selon la valeur de ρ_0 et ρ_e . La figure 7 rappelle le comportement des jets en fonction du nombre de Froude [19].

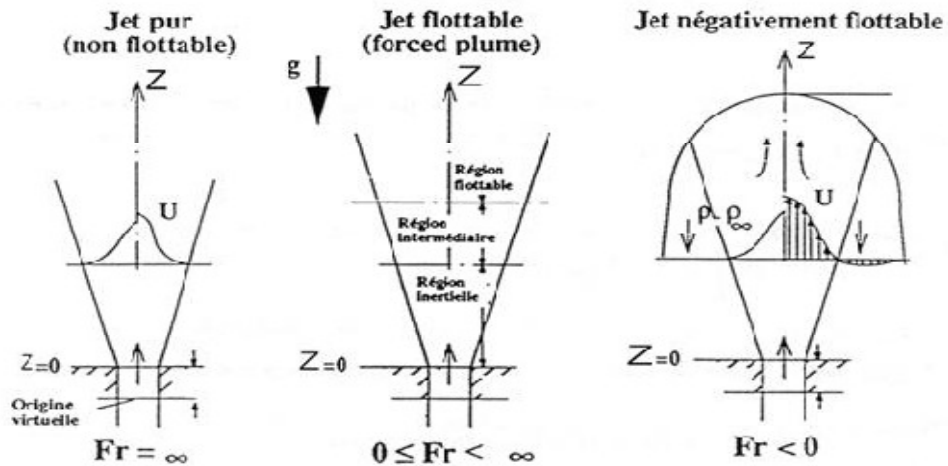


Figure 1.7: Effet du nombre de Froude sur les jets [19].

Selon la valeur du nombre de Froude, on définit trois types de jets :

- * Les jets purs: $Fr = \infty$.
- * Les jets flottables: $0 \leq Fr < \infty$.
- * Les jets négativement flottables: $Fr < 0$.

I-4-3 Les différentes zones de l'écoulement issu de jets multiples

Dans le cas d'écoulements issus de jets multiples, il est possible de décrire l'écoulement global à travers trois zones indépendantes de la géométrie des injecteurs [19].

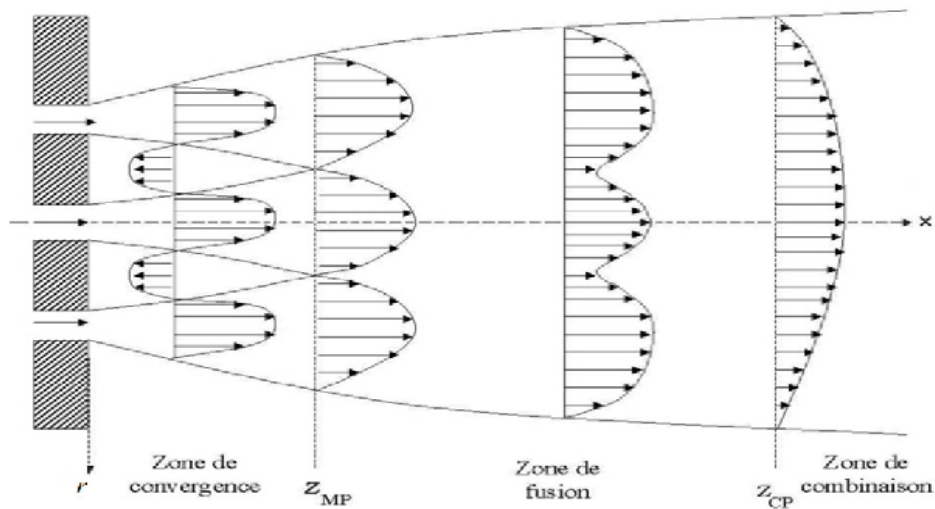


Figure 1.8 : Les trois zones d'un écoulement issu d'un jet triple [19].

Les trois zones de l'écoulement définies dans la figure 8 sont :

* La « zone de convergence » qui correspond à la partie de l'écoulement où les jets ne sont pas encore en contact. Le fluide environnant va être entraîné par les jets créant ainsi une zone de faible pression et donc attirant les jets l'un vers l'autre. Cette zone prend fin quand les différents jets entrent en contact.

* La deuxième zone appelée « zone de fusion » est le siège du mélange des jets entre eux. Dans cette zone fortement intermittente, les profils des différentes quantités, initialement séparés, fusionnent jusqu'à ce que la valeur maximale du profil soit située le long de l'axe principal. Les profils peuvent alors admettre plusieurs maxima et minima.

* Enfin dans la dernière zone dénommée « zone de combinaison », le profil s'uniformise doucement pour ressembler à un profil de type jet simple. Les caractéristiques de l'écoulement seront alors celles d'un jet simple.

Ces trois zones observables pour tous les jets multiples vont être plus ou moins modifiées selon les configurations d'injection.

I-5 Structures tourbillonnaires

Dans la zone initiale du jet limitée à son noyau potentiel, la couche de mélange est annulaire et s'apparente dans sa structure à une couche de mélange plane [22] :

I-5-1 Structures primaires

En 1974, la présence de structures de grande échelle dans une couche de mélange plane par visualisation a été mise en évidence, la première fois, par Brown et Roshko [23], (figure 9). Dans un jet axisymétrique, on retrouve ces structures sous la forme d'anneaux tourbillonnaires, appelés également structures azimutales [22, 24, 25]. Ces dernières générées par une instabilité de type Kelvin- Helmholtz de la surface de séparation entre le jet et le fluide extérieur, jouent un rôle important dans l'entraînement du fluide et le mélange des couches cisillées [25, 26].

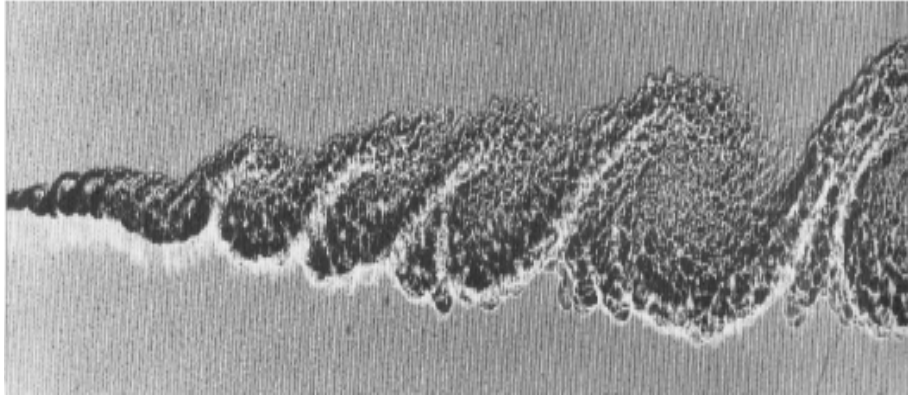


Figure 1.9: Visualisation des structures primaires dans une couche de mélange turbulent plane d'après Brown et Roshko [23].

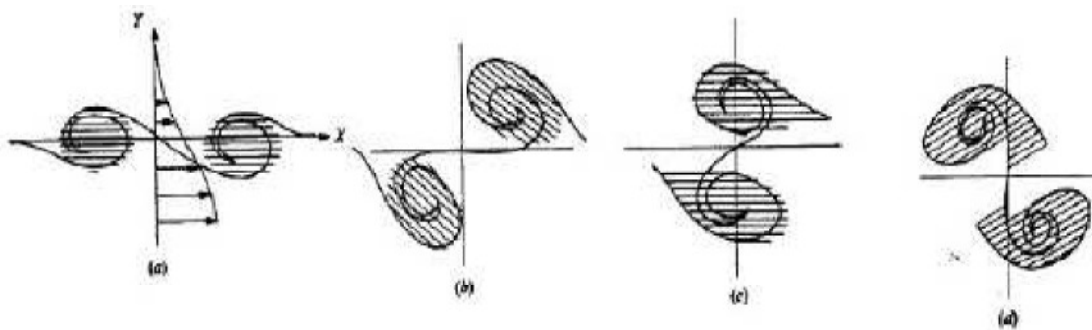


Figure 1.10: Schématisation des phases successives d'un appariement de vortex d'après Hussain [27].

Le phénomène de l'appariement tourbillonnaire est le déplacement des tourbillons vers l'aval de l'écoulement, les anneaux (ou les rouleaux) tourbillonnaires fusionnent avec les anneaux (ou rouleaux) voisins (figure 10). Quelque soit sa performance de mélange, ce jet présente un intérêt certain dans la compréhension des phénomènes tourbillonnaires qui résultent de la variation du rayon de courbure du bord de fuite d'un diffuseur.

Selon Hernan et Jimenez [25] l'entraînement du fluide extérieur par les anneaux azimutaux provoque l'épanouissement de la couche de mélange. Pour Winant et Browand [24], cet épanouissement est dû au phénomène d'appariement. Cependant, les deux processus sont interconnectés.

Dans le cas d'un jet axisymétrique ou plan, dès que la dimension d'une structure azimutale résultant de l'appariement de deux structures précédentes, devient trop importante (i.e. son diamètre devient supérieur au rayon initial du jet ou à sa hauteur initiale), les structures tourbillonnaires azimutales se « cassent » en structures de petites

échelles. Ceci marque la fin du noyau potentiel et donc le début de la zone de transition [22, 24].

I-5-2 Structures secondaires

Avant l'extinction du noyau potentiel, la turbulence devient tridimensionnelle, marquée par l'apparition de structures nouvelles (figure 11) qui naissent dans la tresse (en anglais braid) entre deux structures azimuthales consécutives [22, 28].

Ce processus cause à la fois des expansions et des contractions en leur sein, se traduisant par une variation azimuthale de la vitesse radiale. Des nappes de vorticité longitudinale apparaissent alors dans l'écoulement à la fois dans les tourbillons azimuthaux et dans la tresse.

Comme il est montré par Liepmann et Gharib [22], la croissance de la vitesse azimuthale dans le jet vient de cette réorganisation tridimensionnelle de la vorticité. Par un mécanisme local d'induction, les déformations azimuthales des anneaux tendent à être att nu es et des perturbations azimuthales d phas es apparaissent dans la tresse. Elles sont  tir es et condens es sous la forme des filaments tourbillonnaires longitudinaux contrarotatifs. Les filaments sont logés entre deux anneaux successifs et relient l'extérieur de l'anneau amont avec l'intérieur de l'anneau aval. Ceci est montré dans l'image longitudinale d'un jet circulaire (figure 11).

Dans le plan transversal (figure 12), elles apparaissent sous la forme de champignons et leur nombre augmentent avec le nombre de Reynolds initial.

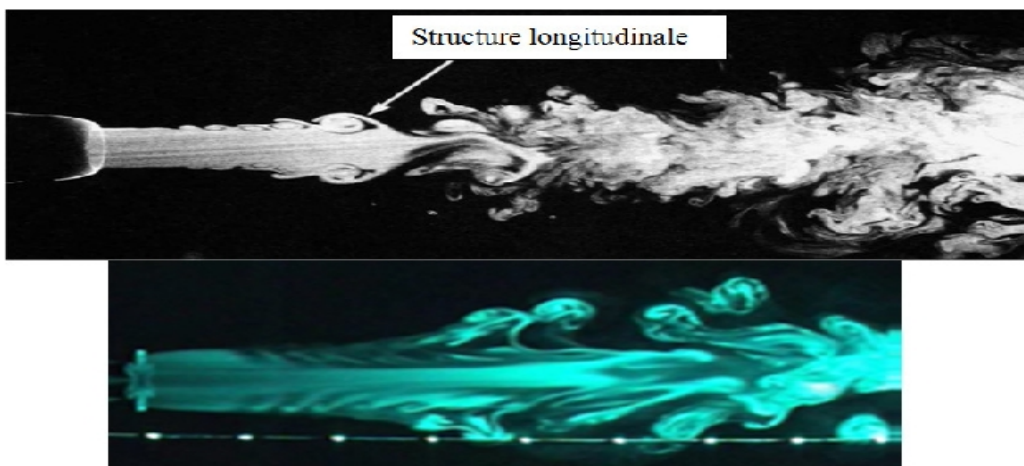


Figure I.11: Visualisations des structures primaires et secondaires d'après Liepmann et Gharib, A. Meslem [22, 29].

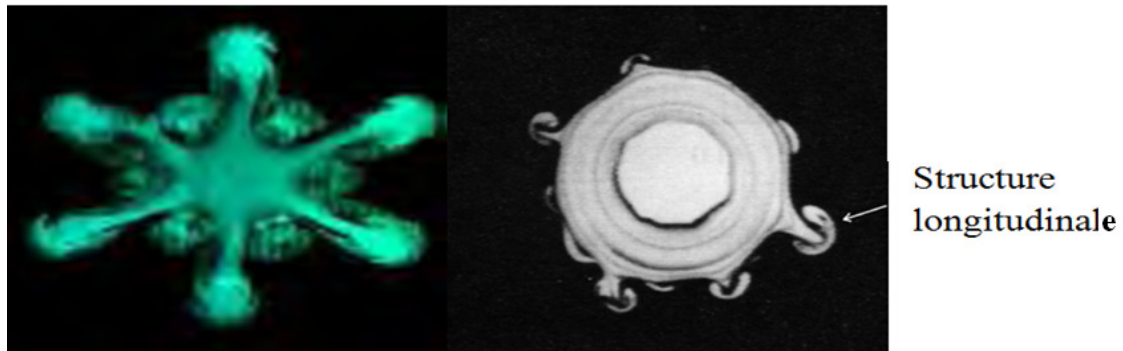


Figure I.12 : Visualisations des structures primaires et secondaires d'après Liepmann et Gharib, A. Meslem et Leptab [22, 29].

Les auteurs montrent que ces structures atteignent des niveaux énergétiques importants comparés aux niveaux énergétiques des structures azimuthales et leur rôle dans l'auto-induction globale semble prédominant à la fin du noyau potentiel.

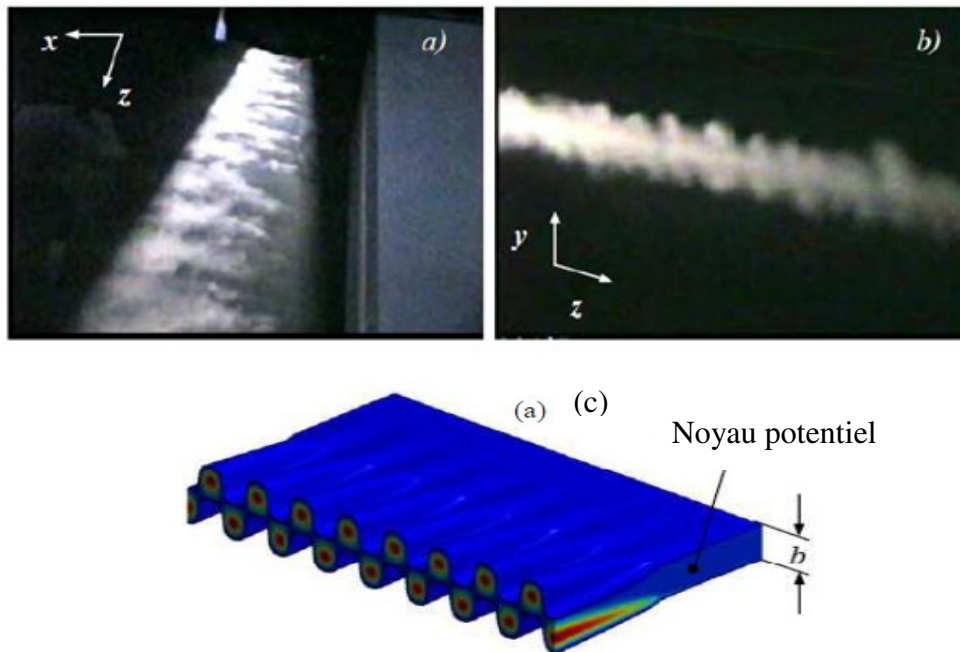


Figure I.13 : Structures longitudinales dans un jet plan : a) schéma des structures longitudinales dans le jet plan ; b) image de l'écoulement vue de face ; c) image de l'écoulement vue de dessus d'après Kozlov et al [30].

Kozlov et al. [30] montrent que les structures secondaires coexistent avec des structures primaires en forme de rouleaux pour un Reynolds de soufflage de 2803 ($U_0 = 4.4\text{m/s}$). Il est mentionné que les rouleaux azimuthaux sont extrêmement sensibles à des petites perturbations tridimensionnelles et ces perturbations peuvent se transformer en structures secondaires longitudinales contrarotatives qui se développent dans la tresse, entre deux

rouleaux successifs. Ces structures entrent en interaction avec les structures azimutales pour générer des structures tridimensionnelles de plus petites échelles comme dans le jet circulaire. Après ce stade du développement du jet plan, le noyau potentiel est consommé et débute alors la décroissance de la vitesse axiale. Pour un Reynolds plus grand égal à 4650, les auteurs Kozlov et al [30] observent que les structures longitudinales deviennent prédominantes (figure 13). Ces mêmes auteurs ont pu amplifier les structures secondaires en introduisant de simples rugosités ou des stries sur les bords de fuite du diffuseur.

La buse lobée est utilisée pour accroître la génération des structures longitudinales au soufflage [3, 5]. Il est suggéré dans des travaux récents [3, 5] qu'un jet lobé en forme de marguerite à 6 lobes, ayant une inclinaison de la frontière, représente un extraordinaire instrument de mélange dans la région du noyau potentiel. Il est constaté que le phénomène d'induction est dominé par la présence aux sommets des lobes de la buse, de 6 paires de structures longitudinales contrarotatives et dont la taille est comparable à celle du lobe. De larges structures secondaires se développent dans les creux de la buse lobée [3, 5]. Le phénomène de croisement d'axes participe à l'accroissement de la performance d'induction du jet lobé. Il est également possible d'optimiser la géométrie de la perforation lobée élémentaire du diffuseur, toujours dans le but d'améliorer sa performance globale.

I-5-3 Evolution des instabilités de Kelvin-Helmholtz [33]

Ces instabilités apparaissent pour des nombres de Reynolds supérieurs à 300, les effets non visqueux prédominent sur les effets visqueux. L'instabilité primaire de Kelvin-Helmholtz apparaît lorsqu'il y a un cisaillement entre deux couches de fluide de même viscosité mais de vitesses différentes. Ce phénomène est visible en frontière du jet à la sortie de la buse. Les tourbillons formés entraînent le fluide ambiant à l'intérieur du jet, il y a alors un rétrécissement du jet.

Des anneaux tourbillonnaires apparaissent dans la zone de mélange. Au cours de leur évolution le long de l'axe du jet, ils ont tendance à se regrouper et à se reformer en augmentant leurs diamètres. Ces tourbillons observés dans le sillage conduisent alors à un élargissement du jet.

L'acquisition des images à une fréquence de 220 Hz a permis de suivre l'évolution temporelle des instabilités de Kelvin-Helmholtz symétriques. Une séquence d'images successives acquises pour un nombre de Reynolds $Re = 1700$ est présentée sur la figure 14.

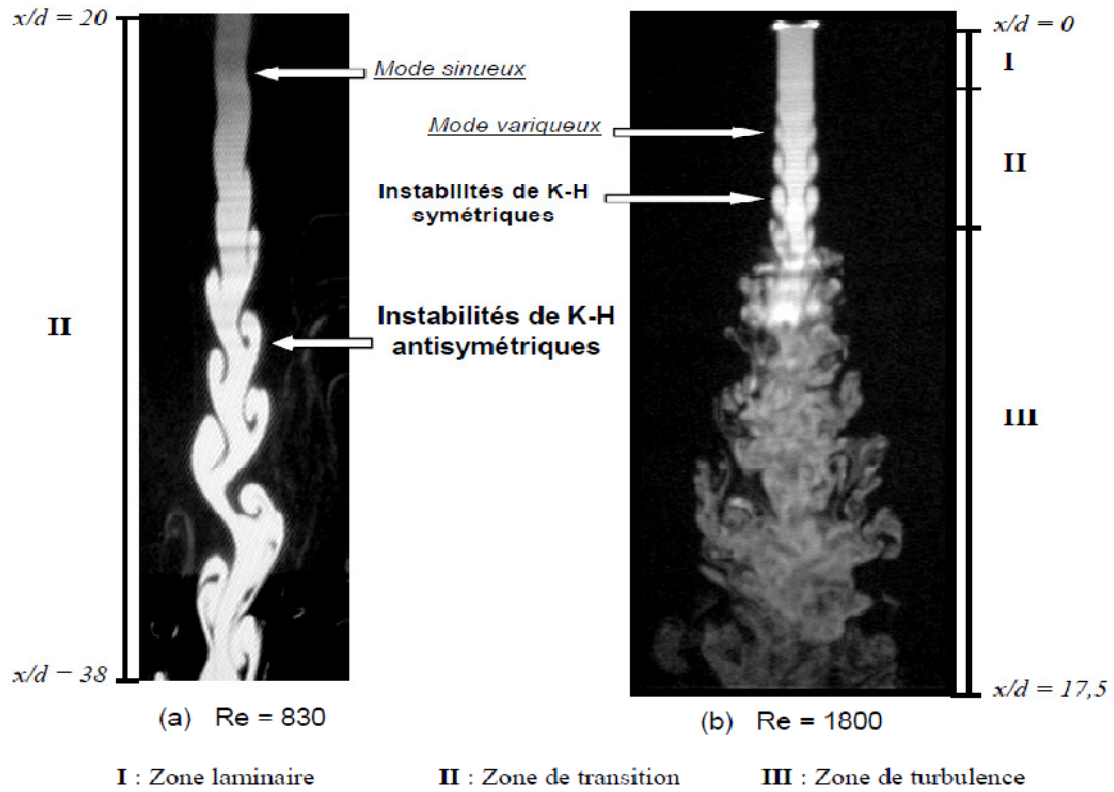


Figure I.14: Visualisation des zones caractéristiques du jet[33].

Lorsqu'un jet débouche dans une atmosphère en mouvement ou non, des interactions entre les deux fluides vont apparaître et engendrer la création de structures cohérentes comme le montre la figure 15 :

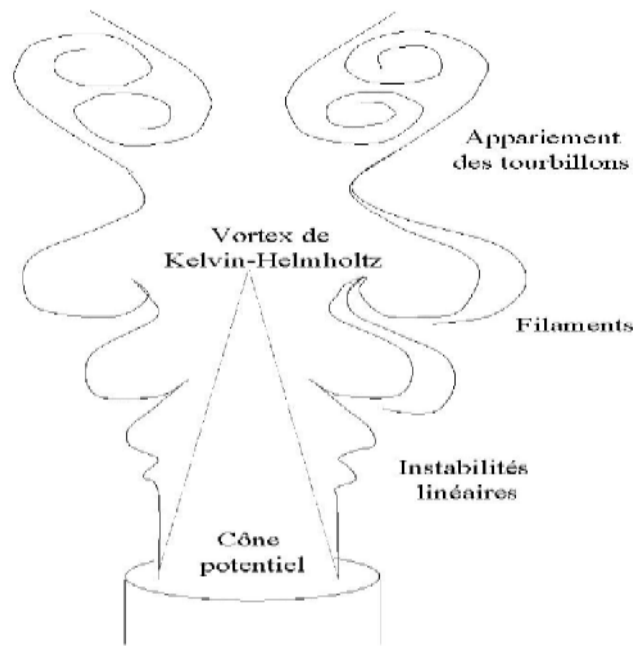


Figure I.15: Les différentes instabilités agissant sur un jet [19].

I-5-4 Influence de la température du jet

On s'aperçoit naturellement au vu des conclusions de nombreux auteurs que les propriétés physiques d'un jet sont fortement dépendantes de la température.

Lau [34] a estimé l'effet de la température et du nombre de Mach sur l'écoulement moyen et sur les caractéristiques de la turbulence dans le cas d'un jet circulaire. Il a montré que le cône potentiel se contracte légèrement lorsque la température du jet augmente.

De même, Seiner et al. [35] ont observé une décroissance du taux d'expansion de la couche de mélange qui suit l'élévation de la température, accompagnée d'une diminution de la longueur du cône potentiel.

I-6 Contrôle de mélange des jets asymétriques

I-6-1 Introduction

On classe les stratégies de contrôle du mélange des jets en deux types [36]: les méthodes appelées actives pour lesquelles on fournit de l'énergie à l'écoulement, et les méthodes appelées passives, n'utilisant pas un apport d'énergie extérieure.

Les méthodes dites actives utilisent généralement l'excitation acoustique [26, 39, 40] ou mécanique [39, 40, 41] contrôlée au soufflage, ce qui favorise dans certaines conditions,

l'amplification des instabilités et l'apparition de grosses structures tourbillonnaires fortement énergétiques et génératrices de mélange (Tableau 3).

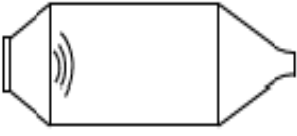
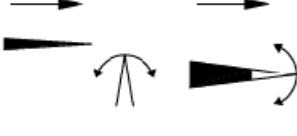
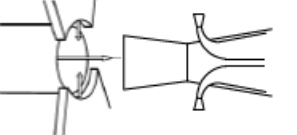

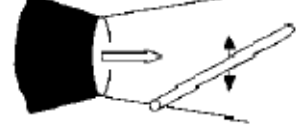
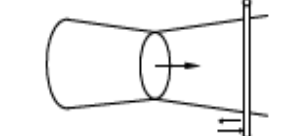
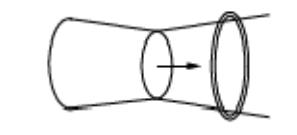
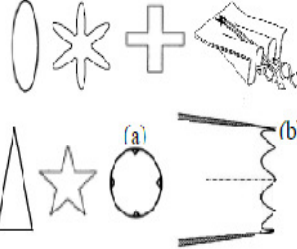
Les méthodes dites passives sont résumées dans le (Tableau 3), où cinq types ont été répertoriés. Yu et Gutmark [42] ont proposé d'exciter l'instabilité azimutale de Kelvin-Helmholtz grâce à une cavité résonante placée en bordure de la lèvre d'un jet supersonique qui permet pour certaines géométries de doubler le taux d'expansion.

Une corde de guitare a été immergée au sein d'une couche de mélange annulaire par Vandsburger et Ding [43]. La corde vibre à une fréquence dépendant de sa tension sous l'action de l'écoulement. Cette vibration engendre par une boucle de rétroaction, l'excitation de la couche de mélange. Pour certaines fréquences d'excitation, une forte intensification de l'auto-induction est générée. Dans le même registre, Raman et Rice [44] ont montré que le processus de mélange est influencé par la présence d'un obstacle rigide longitudinal dans la couche de mélange d'un jet supersonique grâce à un couplage acoustique entre l'écoulement et l'obstacle (phénomène appelé en anglais screech). Toutefois, comme il est montré par Collin [41], une forte perte d'énergie accompagne l'obtention de résultats sensibles en termes d'induction.

Spazzini et al [45] proposent un obstacle rigide annulaire dans le cadre d'une application de ventilation individuelle qui permet d'allonger le noyau potentiel d'un jet circulaire de très faible nombre de Reynolds initial ($Re_0 = 640$). L'anneau de diamètre légèrement inférieur au diamètre de la buse, placé à une distance de $0.5D_e$ de celle-ci, ralentit l'épanouissement de la couche de mélange et augmente la longueur du noyau potentiel du jet circulaire. Ce contrôle passif n'est pas destiné à améliorer le mélange du jet circulaire. Son objectif est le contrôle de sa vitesse et sa trajectoire.

Enfin, les diffuseurs asymétriques sont des instruments de mélange efficaces et non coûteux. La recherche de la performance de mélange des écoulements dans le cadre des applications de l'aéronautique de l'aérospatial et de la combustion a mené à des transformations des géométries de base qui deviennent progressivement complexes au cours des dernières décennies, en vue de l'amélioration de l'auto-induction des structures cohérentes asymétriques qui y sont générées.

Tableau I.3 : Différentes stratégies de contrôle des écoulements [1, 9].

Contrôle actif	Haut parleur (excitation acoustique)		Zaman et Hussain [26] Zaman [37] Lai[48] Lin et al [38]
	Volets vibrants (excitation mécanique)		Wiltse et al [40] Parekh et al [49] Suzuki et al [50]
	Jets secondaires (excitation mécanique)		Davis [51] Denis [39] Collin [41]
Contrôle passif	Cavité (mise en résonance)		Yu et al [42]
	Corde (mise en résonance)		Vandsburger et Ding [43]
	Obstacle rigide longitudinal («screech »)		Raman et Rice [44]
	Obstacle rigide annulaire		Spazzini et al [45]
	Buses asymétriques		Zaman [37,46] Hu et al [52,53] Nastase et Meslem[54]

L'objectif des travaux des années 90' étaient de transposer l'idée du « *diffuseur Asymétrique ou lobé* » des domaines de l'aéronautique et de l'aérospatial à celui de la combustion. On introduit donc des mélangeurs lobés, comme une approche attractive qui favorise le mélange entre le combustible et l'air dans les chambres de combustion pour une meilleure efficacité de mélange et pour une réduction optimale des polluants [29, 9].

Ainsi, l'objectif des travaux menés au **LEPTIAB** (*Laboratoire d'Etude des Phénomènes de Transfert et de l'Instantanéité : Agro-ressources et Bâtiment*) depuis 2003 sur le contrôle passif des jets, est de transposer l'idée du « *diffuseur asymétrique* » des domaines de l'aéronautique, l'aérospatial et la combustion à celui de la diffusion de l'air du bâtiment [29].

Les travaux récents au **LEPTIAB** qui visent le traitement de l'air dans les habitacles (Nastase 2007 [9], Meslem et al 2008 [55], Nastase et Meslem 2010 [56], Nastase et al. 2011[6], El Hassan et Meslem 2010 [57], Meslem et al. 2010 [3], Meslem et al. 2011 [4], Meslem et al. 2011 [58]), orientent vers l'exploration des jets asymétriques dans la littérature pour des applications de combustion, d'aéronautique et d'aérospatiale.

L'abondance de la littérature sur les diffuseurs asymétriques dans ces domaines, ne permet pas toutefois une exploitation directe des résultats dans le domaine du bâtiment. Ceci en raison des régimes d'écoulement, du fort confinement, ou de la courte zone d'intérêt. Cette littérature permet néanmoins de guider nos choix sur des géométries de diffuseurs performantes et intégrables dans des unités terminales de diffusion d'air dont on étudiera les jets dans des conditions compatibles avec l'application visée.

I-6-2 Diffuseurs munis de lobes

Yuan [59] est parmi les premiers qui se sont intéressés à l'effet des buses lobées circulaires des différentes formes et à nombres des lobes variables (figure 16 et figure 17).

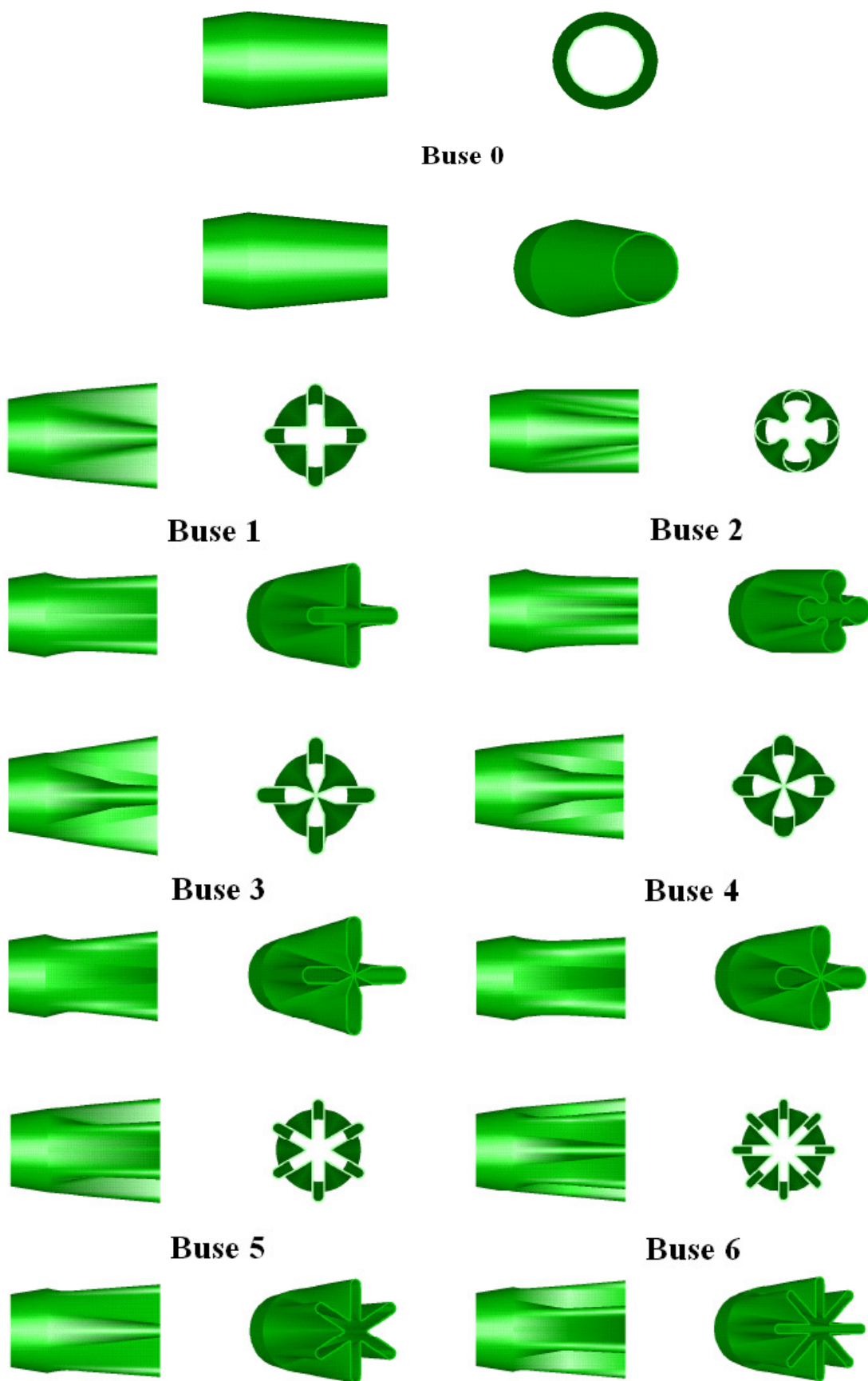


Figure I.16: Buses explorées par Yuan[59].

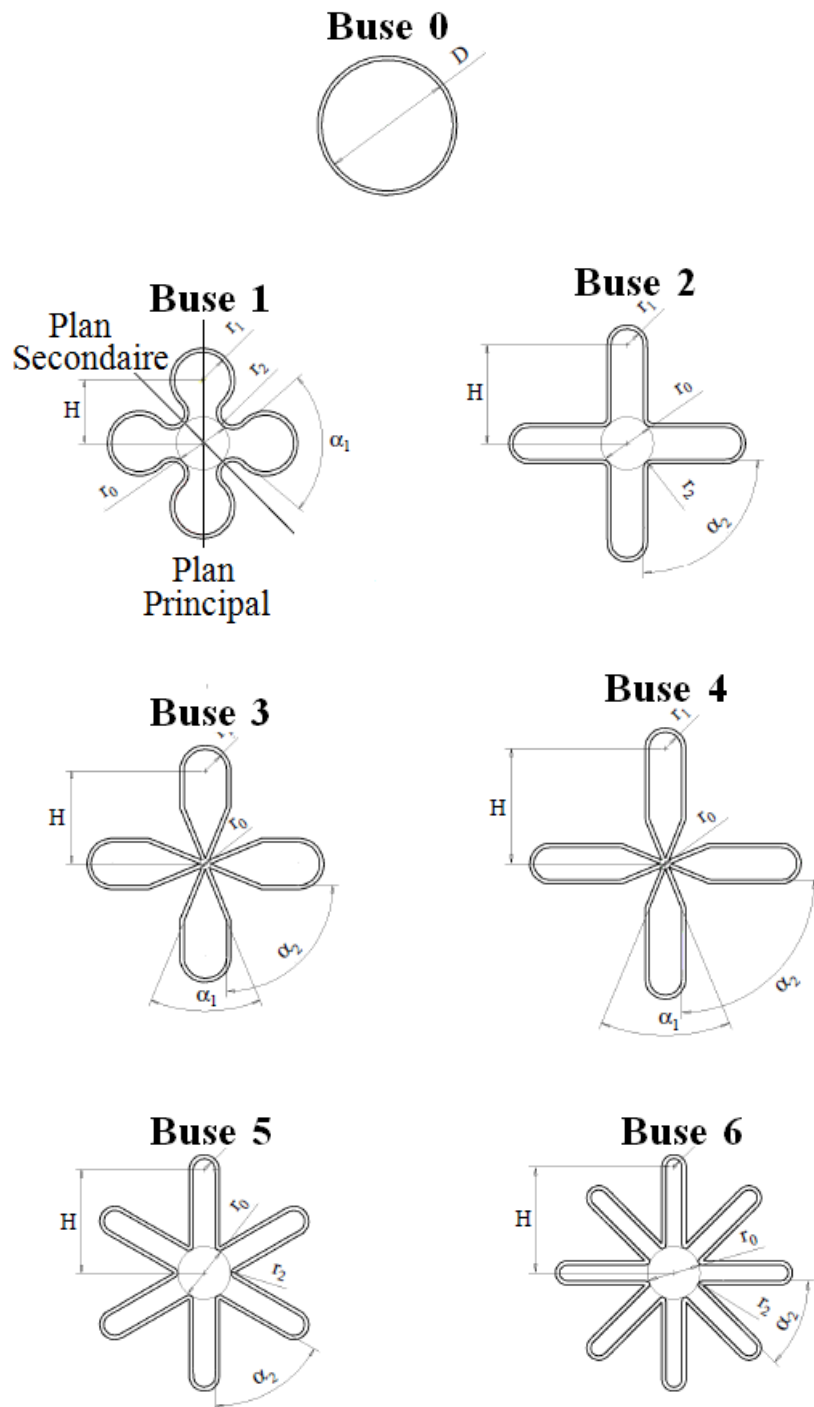


Figure 1.5 :Caractéristiques géométriques des buses explorées par Yuan [59].

Pour tous les essais réalisés dans la chambre cylindrique de mélange (par Yuan [59]) le rapport des vitesses des deux écoulements parallèles U_{0ext} / U_{0int} est de 0.35 ($U_{0int} / U_{0ext} = 2.86$). Le nombre de Reynolds initial Re_{0int} de l'écoulement central est égale à 20000, soit une vitesse de soufflage de l'ordre de 20 m/s. En plus du confinement et du caractère double flux de l'écoulement étudié, le nombre de Reynolds initial est trop élevé pour l'application de la diffusion d'air dans les locaux à usage d'habitation [9].

Tableau I.4: Caractéristiques des buses explorées par Yuan [59].

N°Buse	Nb. Des lobes	Diamètre équivalent D_e (mm)	Hauteur Des lobes H (mm)	Rapport H/D_e	r_0 (mm)	r_1 (mm)	r_2 (mm)	α_1 (°)	α_2 (°)	α_{ext} (°)	α_{int} (°)
Buse0	0	16.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Buse1	4	16.0	7.7	0.48	3.2	3.4	2.0	90	-	3.1	1.7
Buse2	4	16.0	12.0	0.75	3.2	2.0	1.0	-	90	8.3	5.6
Buse3	4	16.0	14.1	0.88	0.7	2.0	0.0	36	90	8.3	8.5
Buse4	4	16.0	11.4	0.71	0.7	2.6	0.0	36	90	12.2	5.6
Buse5	6	16.0	12.6	0.79	3.2	1.3	0.6	-	60	8.3	5.5
Buse6	8	16.0	13.0	0.81	3.2	1.0	0.4	-	45	8.3	5.6

Cette première analyse a permis de mettre en évidence l'importance de la forme des lobes sur le pouvoir de mélange et d'orienter l'étude sur deux autres paramètres géométriques en conservant la forme droite du lobe, trouvée avantageuse. La buse 2 a été donc sélectionnée comme référence pour la caractéristique des écoulements lobés issus des buses 3, 4, 5 et 6.

L'analyse s'est appuyée sur des champs dynamiques obtenus conjointement par anémométrie à fil chaud et par simulation CFD [9].

Il est montré en particulier, par comparaison des buses 2, 3, et 4, que l'obturation centrale en joignant les lobes au centre de la buse (buse 3 et 4), intensifie le champ dynamique transversal, qui révèle des valeurs importantes du module de la vitesse radiale. L'auteur observe également une circulation plus intense à proximité de la sortie. Toutefois, le champ rotationnel transversal instantané et moyen, est beaucoup moins intense et moins organisé que dans l'écoulement de la buse 2, en particulier aux niveaux des creux des lobes. Ainsi l'obturation centrale crée à la sortie, une dépression importante non favorable à l'apparition des structures tourbillonnaires observées dans les creux de la buse 2. Par ailleurs, l'observation des vitesses dans les plans longitudinaux des buses 3 et 4 met en évidence une décroissance très rapide du champ dynamique. Ce phénomène semble recherché dans l'application visé par l'auteur [9].

Quant à l'augmentation de la largeur du lobe (passage de la buse 3 à la buse 4), celle-ci n'a pas d'effet sensible sur le champ dynamique. Concernant l'augmentation du nombre de lobes (passage de la buse 2 aux buses 5 et 6), cela a pour conséquence de diminuer à section constante, la largeur du lobe. Yuan [59] montre que cela produit un blocage de la circulation tourbillonnaire probablement défavorable à l'entraînement.

La qualité de mélange des précédentes buses a été quantifiée pour différents rapports U_{0ext}/U_{0int} , au moyen de champs de concentration en gaz traceur obtenus à l'aide de la technique PLIF (Posterior Lumbar Interbody Fusion). Nous reprenons sur la figure 18 les résultats obtenus pour $U_{0ext}/U_{0int}=0$ [59].

L'index de mélange M_i donnant à chaque distance X , le rapport de la concentration moyenne sur sa déviation standard [59] permet de qualifier la qualité de mélange des buses lobées. Les résultats mettent en évidence une importance qualité de mélange pour les buses fermées au centre (buses 3 et 4). Nous rappelons cependant, que l'analyse dynamique a montré pour ces buses une perte de charge importante en comparaison avec la buse 2. Ainsi, du point de vue de la qualité de mélange, la buse 3 est la plus avantageuse. Si l'on cherche à améliorer la qualité de mélange en minimisant la perte de charge, la buse 2 offre le meilleur compromis. Il est montré par ailleurs (figure 18, "buse 2 avec obturation"), que l'obturation centrale de la buse 2 par un bouchon conique diminue fortement sa qualité de mélange [9].

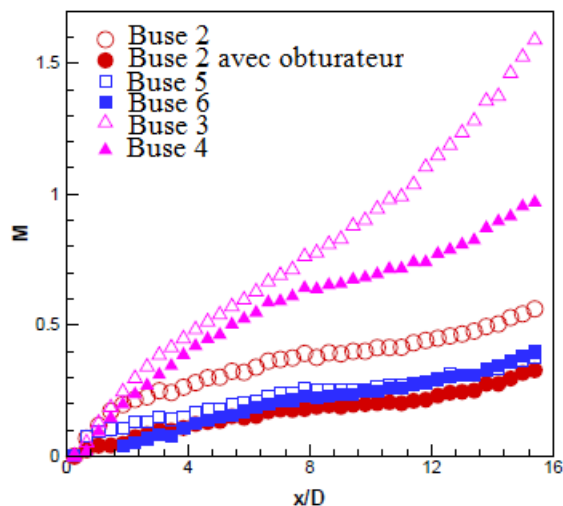


Figure I.6: Variation de l'index de mélange [59].

Aux travaux de Yuan [59] sur les jets lobés, s'ajoutent ceux de Hu et al [52, 53]. Contrairement aux précédentes conditions aux limites, le jet d'air est ici libre et est diffusé dans l'air au repos.

La figure 19 montre l'unique buse lobée considérée par les auteurs et la buse circulaire prise de référence. La longueur des lobes l , est égale à 6 mm et la hauteur H , est de 23 mm. Les angles entrant et sortant des lobes sont respectivement $\theta_{\text{int}}=22^\circ$ et $\theta_{\text{ext}}=14^\circ$. Le diamètre équivalent est de $D_e=40$ mm égal au diamètre de la buse circulaire. Les auteurs ne précisent pas si la géométrie considérée est issue d'une étude paramétrique préalable ou si le choix géométrique est arbitraire [52, 53].

Il est important de signaler que l'aspect manquant pour nos applications dans ces travaux, c'est l'analyse du comportement du jet lobé qui est loin de sa source. En effet, les auteurs ont limité l'investigation de l'écoulement lobé à une distance axiale de l'ordre de trois diamètres équivalents de la buse. Le jet lobé est analysé qualitativement dans un premier temps à l'aide de visualisations réalisées dans un canal d'eau de dimensions $0.6 \times 0.6 \times 1.0$ m. Un traceur fluorescent (rhodamine B) est prémixé à l'eau du jet. A l'aide d'une pompe, le jet d'eau coloré est injecté dans le canal et visualisé à l'aide d'un laser Yag pulsé avec une fréquence de 10 Hz et une énergie de 200 mJ par pulsation. Une caméra CDD est utilisée pour capter les images. Il est noté que pour ces essais, le nombre de Reynolds initial, basé sur le diamètre équivalent de la buse et la vitesse centrale de soufflage, est $Re_{0C}=3000$ ($U_{0C}=1.2\text{m/s}$) [52, 53].

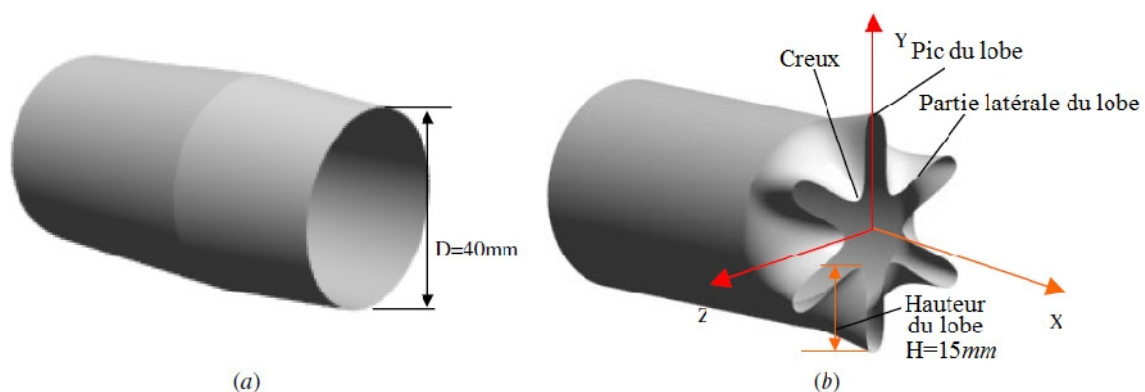


Figure I.19: Buse lobée circulaire de référence explorée par Hu et al.[52,53].

La figure 20 montre l'évolution axiale de la valeur maximale de la vitesse d'expansion transversale, normalisée par $U_{0C} \sin(\theta_{\text{ext}})$. On peut constater sur cette figure, une décroissance de l'ordre de 80% sur une distance axiale de l'ordre de $2D_e$. Au-delà, la

décroissance devient faible et la vitesse transversale tend vers une valeur constante. Cette vitesse transversale ne soit pas comparée à celle du jet circulaire. Aussi, la vitesse transversale d'entraînement à celle du jet circulaire de référence n'est pas comparée [9].

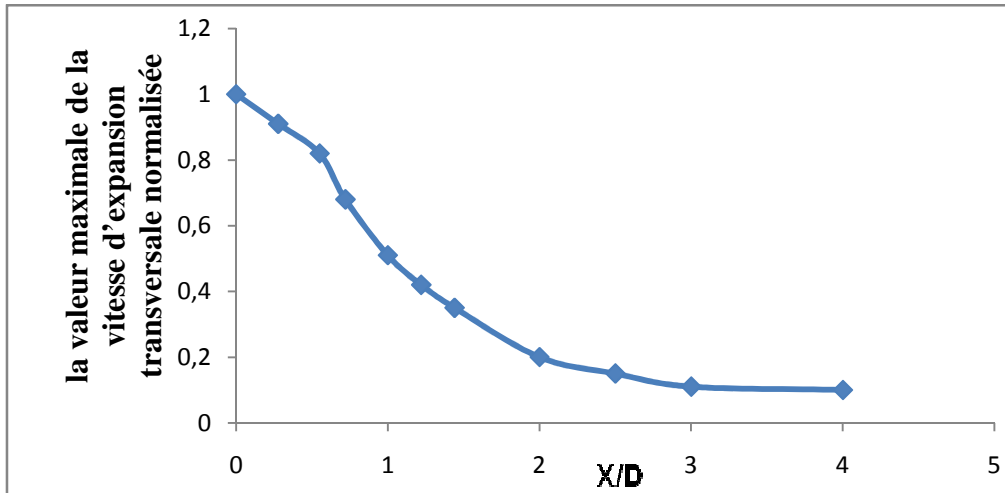


Figure I.20: Décroissance de la vitesse transversale normalisée du jet lobé [9].

Afin de comparer l'expansion de la couche dynamique du jet lobé et celle du jet circulaire de référence, les auteurs calculent les épaisseurs de la quantité de mouvement dont les évolutions axiales sont données sur la figure 21. Pour le jet lobé, l'épaisseur de la quantité de mouvement est calculée dans les plans principal et secondaire.

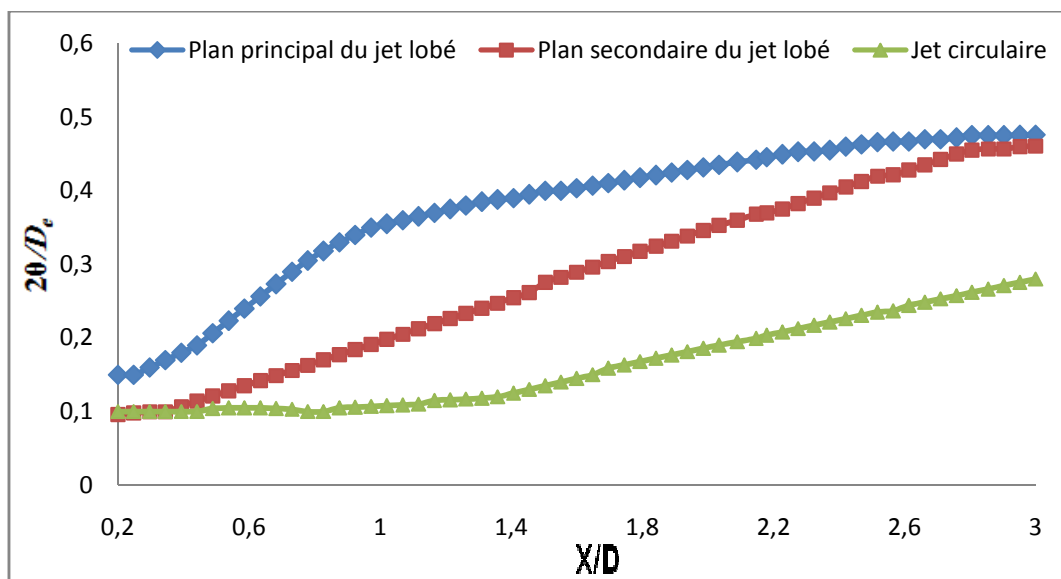


Figure I.21: Distribution axiale de l'épaisseur de la quantité de mouvement [9].

Les valeurs de θ/D_e du jet circulaire sont inférieures à celles du jet lobé quelque soit le plan considéré. Ceci indique un transfert radial de la quantité de mouvement plus important dans le jet lobé. On peut noter également dans le plan principal une expansion plus grande que dans le plan secondaire, due à l'inclinaison des lobes vers l'extérieur de l'écoulement. Au-delà de la distance $X=1D_e$; l'expansion dans le plan principal est ralentie alors que dans le plan secondaire elle se poursuit à pente constante. A la fin de la zone explorée ($X=3D_e$), les deux axes se rejoignent ce qui laisse présumer que le jet lobé devient circulaire. Il est à noter cependant, que l'épaisseur de la quantité de mouvement du jet lobé à cette distance est deux fois plus grande que celle du jet circulaire de référence [9].

La figure 22 compare les évolutions axiales de la vitesse maximale du jet lobé et du jet circulaire de référence. Il impose de préciser ici, que les données de la figure 22 ont été obtenues dans le canal d'eau [52] au nombre de Reynolds initial de 3000. Comme indiqué par Belovich et Samimy [60], l'induction générée par un jet lobé, se traduit par une décroissance de l'ordre 20% de la vitesse axiale et ce, sur une longueur de 4 diamètre équivalents. A cette distance, la vitesse axiale dans le jet circulaire est encore égale à la vitesse de soufflage. La longueur du noyau potentiel peut être estimée ici à $1.5D_e$ pour le jet lobé alors que pour le jet circulaire, elle est supérieure à $3.5D_e$.

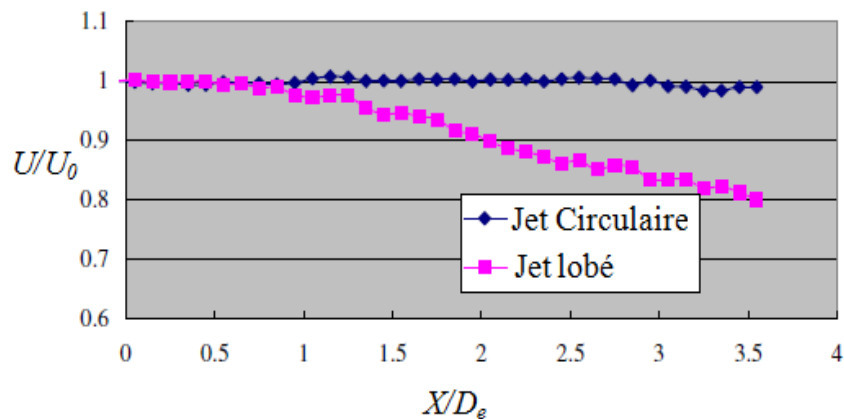


Figure I.22: Décroissance de la vitesse axiale dans le jet lobé. Comparaison au jet circulaire de référence [9].

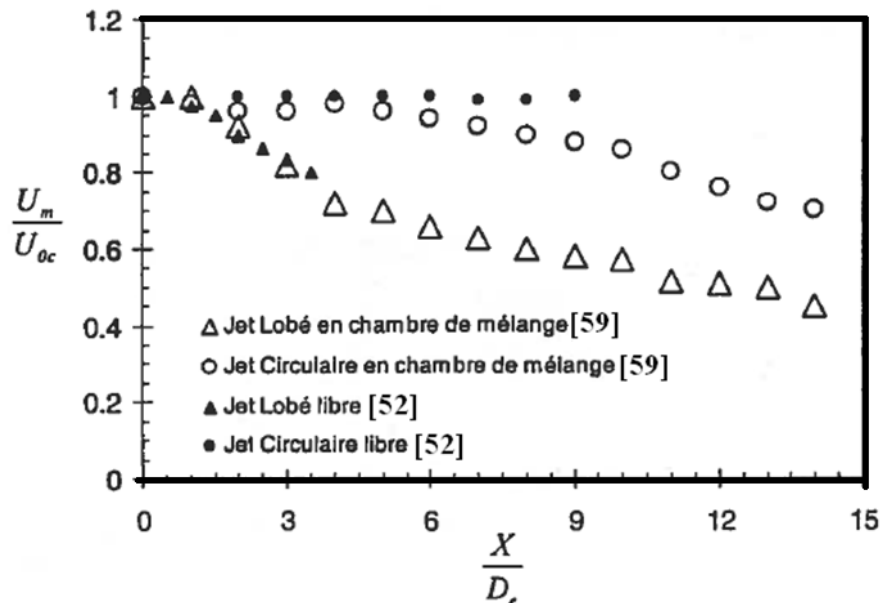


Figure 1.23: Comparaison des décroissances de la vitesse axiale [9].

Il est intéressant de noter, sur une distance axiale de trois diamètres équivalents, la similitude des courbes de décroissance de jet lobé de Hu et al. [52] et du jet lobé de la buse 2 en forme de croix étudiée par Yuan [59] en chambre de mélange et en condition double flux.

D'après M. Braikia et al. [67], l'optimisation des paramètres tels que la géométrie du diffuseur, l'inclinaison des ailettes, l'espacement entre jets, le nombre de jets soufflés, l'inclinaison des jets latéraux par rapport à l'axe central du jet et le débit relatif entre jets périphériques et jet central, permet d'améliorer sensiblement la qualité des mélanges d'air dans les locaux à climatiser ou dans les confinements gazeux.

Meslem [58] a étudié les performances des trois modèles de turbulence $k-\omega$ SST, RSM (Reynolds Stress Model) et le modèle type $k-\epsilon$ standard. Elle note qu'aucun modèle de turbulence ne peut prédire correctement toutes les caractéristiques de l'écoulement. Cependant, il a été montré que, parmi les modèles visqueux étudiés, le modèle de turbulence $k-\omega$ SST est capable de bien prédire l'interaction des jets, l'expansion dynamique globale et l'entraînement de l'air ambiant pour l'écoulement issu d'un diffuseur lobé.

Meslem [68] met en évidence également la complexité de la validation expérimentale d'un écoulement fortement tridimensionnel. Elle a montré que le modèle SST $k-\omega$ permet la meilleure prédiction des grandeurs dynamiques utiles à l'optimisation de la géométrie de

l'orifice lobé vis-à-vis de son pouvoir d'induction. L'analyse du champ turbulent du jet simulé, révèle que tous les modèles de turbulence échouent à capturer proprement l'énergie cinétique turbulente. Contrairement au modèle SST $k-\omega$, les modèles RSM et $k-\varepsilon$ prédisent une croissance non physique de cette quantité au soufflage. Cela expliquerait l'échec de prédiction du débit volumique par ces modèles.

Dans une étude précédente, Meslem [69] a étudiée un jet libre lobé à nombre de Reynolds modéré en vue d'optimiser un diffuseur d'air pour les systèmes de chauffage, de ventilation et de climatisation. Les données expérimentales d'un jet issu d'un orifice en forme de croix [5] sont utilisées pour évaluer sept modèles de turbulence dans la prédiction d'un tel flux. L'étude révèle qu'aucun des modèles de turbulence n'est capable de prédire simultanément toutes les caractéristiques du jet. Le modèle de turbulence $k-\omega$ sous-estime, d'une part l'épanouissement du jet et l'induction de l'air ambiant et d'autre part, la déformation transversale du jet est mal prédite. Les turbulences augmentent l'énergie cinétique dans le jet en champ proche pour les modèles de turbulence $k-\varepsilon$ et RSM. Dans cette région, le modèle SST $k-\omega$ est en bon accord avec les mesures.

I-7 Le nombre de swirl (tourbillonnement)

Le nombre de swirl consiste à ajouter une composante azimutale au champ de vitesse d'un écoulement. Il en résulte, dans un écoulement confiné, un équilibre entre les forces centrifuges agissant sur les particules des fluides et les forces de pression [31, 9], conférant à l'écoulement un effet de courbure au niveau de la zone de mélange .

Le nombre de swirl rend les structures cohérentes, fortement organisées dans le cas du jet libre, plus faibles en supprimant l'appariement des tourbillons et en favorisant un accroissement de la turbulence [31, 9]. Il a été observé qu'à partir d'une certaine intensité de tourbillonnement (i.e une composante azimutale dans le champ de vitesse importante) une zone de recirculation apparaissait dans l'écoulement principal. La taille et la position de cette zone de recirculation varient avec l'intensité du swirl [31, 63].

Selon Béer et Chigier [63], le nombre de tourbillonnement S est défini à partir du flux axial de moment angulaire G_φ et du flux axial de moment axial (la poussée axiale) G_x par [31, 9]:

$$S = \frac{G_\varphi}{RG_x} \quad (I - 13)$$

Où R est le rayon de sortie du diffuseur. Les flux G_φ et G_x sont exprimés par :

$$G_\varphi = \int_0^R [(Wr) U_2 r] dr \quad (I - 14)$$

$$G_x = \int_0^R [U_1 U_2 r] dr + \int_0^R [p 2\pi r] dr \quad (I - 15)$$

Où U et W sont respectivement les composantes axiale et azimutale du champ de vitesse et de la pression statique de l'écoulement.

L'introduction de ce nombre de swirl (tourbillonnement) repose sur l'observation de la conservation le long de l'axe de l'écoulement des termes G_φ et G_x dans le cas d'un écoulement non visqueux et non confiné [9, 63].

Pour évaluer expérimentalement ce nombre, il faut avoir accès aux composantes U et W du champ de vitesse mais aussi au terme de pression statique de l'écoulement.

I-7-1 Les techniques de génération du swirl

Il existe plusieurs manières de générer le tourbillonnement dans un écoulement [31, 63] :

- Ailettes ajustables venant dévier tangentiellement l'écoulement axial. L'intensité du tourbillonnement dépend alors directement de l'angle que forment les ailettes avec la direction longitudinale.

Plus exactement, le nombre de swirl est directement proportionnel à la tangente de cet angle et ce, quel que soit le nombre de Reynolds de l'écoulement, excepté pour les très faibles valeurs de ce nombre ($Re = 600$) où un terme correctif fonction de Re est à apporter on notera que ce type de dispositif génère un tourbillonnement d'une intensité nécessairement limitée (par la conception des ailettes) et qu'il introduit des pertes de charge importantes et ce, d'autant plus que le nombre de swirl est grand. Toutefois, de par sa simplicité, c'est ce dispositif qui est généralement utilisé dans l'industrie (notamment dans les turbines à gaz) et pour de très nombreuses études sur les écoulements swirlés à titre indicatif).

- Mise en rotation d'un tube ou d'une plaque. Le swirl ainsi généré est toutefois très faible. Ce genre de dispositif est plutôt destiné à l'étude de l'étalement tourbillonnaire ("vortex breakdown") dont la zone de recirculation des écoulements swirlés est une des représentations.
- Rotation autour de l'axe longitudinal d'une plaque percée de trous. C'est une méthode qui produit une répartition homogène de l'effet de swirl dans toute la section du jet et qui permet en outre d'atteindre des valeurs élevées de ce nombre.
- Soufflage tangentiel sur la paroi d'un tube en présence d'un écoulement axial. L'intensité du swirl est alors déterminée par le rapport entre le débit injecté de manière tangentielle et celui injecté de manière axiale.

Rappelons la portée limitée de " l'universalité" du nombre de tourbillonnement. En effet, il semble que la façon dont le swirl est généré ait une influence non négligeable sur la manière dont l'écoulement sera affecté [31, 63].

I-7-2 L'effet du swirl sur un écoulement non réactif

A partir du critère établi dans (*Le nombre de Swirl*), nous pouvons décrire les écoulements swirlés en les séparant en deux catégories :

Les écoulements à Swirl faible ($S < 0.6$) et les écoulements à Swirl fort ($S > 0.6$) [31, 9].

- ***Écoulements faiblement Swirlés ($S < 0.6$) [31]***

Pour des écoulements à faible nombre de Swirl, il n'apparaît aucune zone de recirculation. Le Swirl induit une augmentation de l'entraînement du fluide ambiant au repos et une diminution de la vitesse axiale de l'écoulement. Les profils de vitesse d'un écoulement faiblement Swirlé restent gaussiens jusqu'à environ $S < 0.5$ [1, 9, 31, 64]. Le degré d'épanouissement du jet ainsi que le flux de masse entraînée augmentent alors continûment avec le nombre de Swirl.

- ***Écoulements fortement Swirlés ($S > 0.6$) [31]***

A partir de $S = 0.6$ environ, les gradients de pressions longitudinaux ne sont plus suffisants pour compenser l'énergie cinétique des particules fluides si bien qu'apparaît une

zone de recirculation toroïdale dans l'écoulement. Benjamin [62] suggère que cette zone de recirculation est la représentation d'une transition d'un écoulement supercritique à un écoulement subcritique, par analogie avec les ondes de chocs ou encore les ressauts hydrauliques. Escudier et Keller [65] confirmeront plus tard cette hypothèse. Une des caractéristiques importantes de cette zone de recirculation est que son centre se rapproche du nez de la buse (ou de l'injecteur) et que sa taille augmente à mesure que le nombre de swirl de l'écoulement augmente [9, 31, 64].

I-8 Séparation de la couche limite [66]

La séparation de la couche limite est un phénomène qui affecte de façon fondamentale la performance des diffuseurs. En effet, un décollement de la couche limite a pour effet de créer des zones de recirculation dans le fluide, diminuant ainsi l'aire de passage effective. Il en résulte que le fluide traversant le diffuseur n'est pas beaucoup ralenti. Par conséquent, il conserve une bonne partie de son énergie cinétique. La baisse de pression en amont est alors limitée : le diffuseur ne joue pas efficacement son rôle. Cette situation est illustrée dans la figure 24.

Ce phénomène est complexe, particulièrement lorsque des écoulements tridimensionnels sont considérés. Certaines caractéristiques fondamentales d'un écoulement de couche limite peuvent toutefois être exposées en 2-D.

La couche limite est définie [66] comme la région dans laquelle la variation normale de vitesse est suffisamment rapide pour que la force de cisaillement visqueuse à laquelle elle donne lieu soit de l'ordre de grandeur de la force d'inertie. Toutefois, il convient de noter que cette définition s'applique particulièrement bien en aérodynamique externe, où l'écoulement loin de la paroi est potentiel. Ce n'est pas le cas pour l'écoulement dans un diffuseur de turbine hydraulique. En effet, dans l'aspirateur, on retrouve des zones où la force de cisaillement visqueuse est importante au cœur de l'écoulement.

À la paroi, la condition de non-glissement contraint le fluide à être immobile. Il en résulte un déficit de quantité de mouvement près de la paroi. Dans cette zone, l'écoulement devient alors très sensible aux forces en présence.

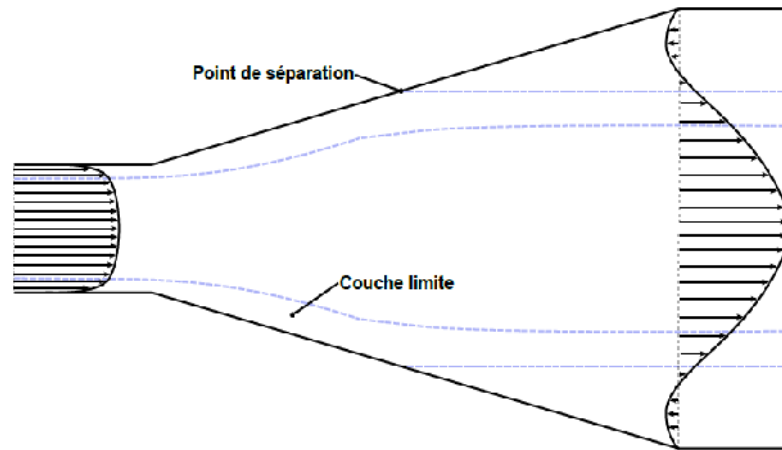


Figure I.24: Schéma d'un diffuseur où il y a séparation de la couche limite. Image inspirée de [66].

La diffusion visqueuse aura pour effet d'enlever de la quantité de mouvement à l'écoulement extérieur afin d'alimenter la zone près de la paroi. De même, mais généralement de façon beaucoup plus importante, les fluctuations turbulentes transporteront aussi de la quantité de mouvement vers la paroi. C'est pourquoi une couche limite où les mouvements turbulents sont intenses a une plus grande résistance au décollement qu'une couche limite laminaire ou qu'une couche limite où la turbulence est faible.

I-9 Conclusion

On a présenté dans ce premier Chapitre, des solutions de contrôle passif des écoulements qui pourraient être introduites dans les appareils de diffuseurs de l'air. Ces solutions devraient répondre au besoin de mieux mélanger à l'air ambiant, l'air chaud ou froid que l'on introduit dans les locaux à usage d'habitation [9].

Le contrôle passif des écoulements pourrait bien être une solution pour rendre performants les appareils de diffusion d'air. Les jets contrôlés passivement s'ils présentent un potentiel certain dans le domaine de diffusion de l'air des espaces habitables, ils s'avèrent, à travers cette revue bibliographique, fortement complexes [7].

Cette étude bibliographique va nous permettre d'extraire les paramètres les plus influents tels que: l'angle d'inclinaison des creux, la largeur et la hauteur du lobe, le nombre de lobes, le diamètre et la longueur de la buse lobée, les débits d'air soufflés, et ce,

en vue d'entamer l'étude thermique et dynamique expérimentalement, dans les meilleurs conditions. Cela va nous permettre aussi, de valider le modèle de simulation numérique le plus approprié, pour ce type d'écoulement, dans une phase ultérieure.



Chapitre II : Etude expérimentale d'un jet lobé

II-1- Introduction

II-2- Banc d'essai

II-3- Conditions d'essais

II-4- Conditions opératoires et technique de mesure utilisée

II-5- Estimation des erreurs de mesure

II-6- Résultats expérimentaux

II-7- Conclusion

II-1 Introduction

L'analyse bibliographique présentée au premier chapitre, a permis de mettre en évidence l'avantage des écoulements lobés en termes de pouvoir de mélange. Toutes les recherches réalisées sur ce type d'écoulement ont visé des applications très différentes de celle recherchée [31].

Les diverses solutions de contrôle passif présentées dans l'analyse bibliographique peuvent être adaptées à notre application. Certaines solutions sont plus esthétiques que d'autres [61].

L'étude analytique des jets a permis de mieux connaître les propriétés déterminantes de ce type d'écoulement.

On s'attache à mesurer expérimentalement les valeurs de température et de vitesse dans un milieu non confiné (libre) pour une configuration de jet simple lobé qu'on compare à d'autres configurations des jets simples lobés et tourbillonnaires en mode libre.

II-2 Banc d'essai

Le montage expérimental est essentiellement conçu pour générer un jet d'air à partir d'un diffuseur lobé. Les expériences ont été réalisées dans un local de dimensions 3.0 m de longueur, 2.5 m de largeur et 2.5 m de hauteur. Ces dimensions permettent de réaliser au mieux des essais dans des conditions de jet vertical libre à forces de poussées défavorables. Le local a été isolé du milieu extérieur lors des expériences. En l'absence de contrôle des conditions thermiques au niveau des parois du local, la température ambiante n'est pas maintenue constante. L'écart de température jet/ambiance est néanmoins contrôlé par réajustement de la température de soufflage du jet. Il s'en suit que le nombre d'Archimède du jet est conservé lors des essais.

L'installation réalisée est composée d'un châssis sur lequel est fixé le dispositif de soufflage (Figure 1). Ce dernier comporte un diffuseur de soufflage d'air chaud (sèche-cheveux de type TEFAL-1500, modifié) dirigé du haut vers le bas. Les températures et les vitesses de l'écoulement sont mesurées par un thermo-anémomètre multifonctionnel « Veloci Calc plus-modèle 8385A ». La sonde est supportée par une tige guidée verticalement et horizontalement pour balayer le maximum d'espace, ce qui nous a

permis de mesurer les températures et les vitesses en différents points dans les directions axiale et radiale du jet. L'erreur de précision de la sonde thermique est $\pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$. Un thermomètre digital est placé à l'extérieur de l'écoulement dans le local pour permettre la mesure instantanée de la température ambiante (T_a). Les dispositifs expérimentaux de mesures en mode libre sont représentés sur la Figure 1. Les température ambiante T_a , la température T_i et la vitesse du jet U_i en différents points, sont relevées simultanément.

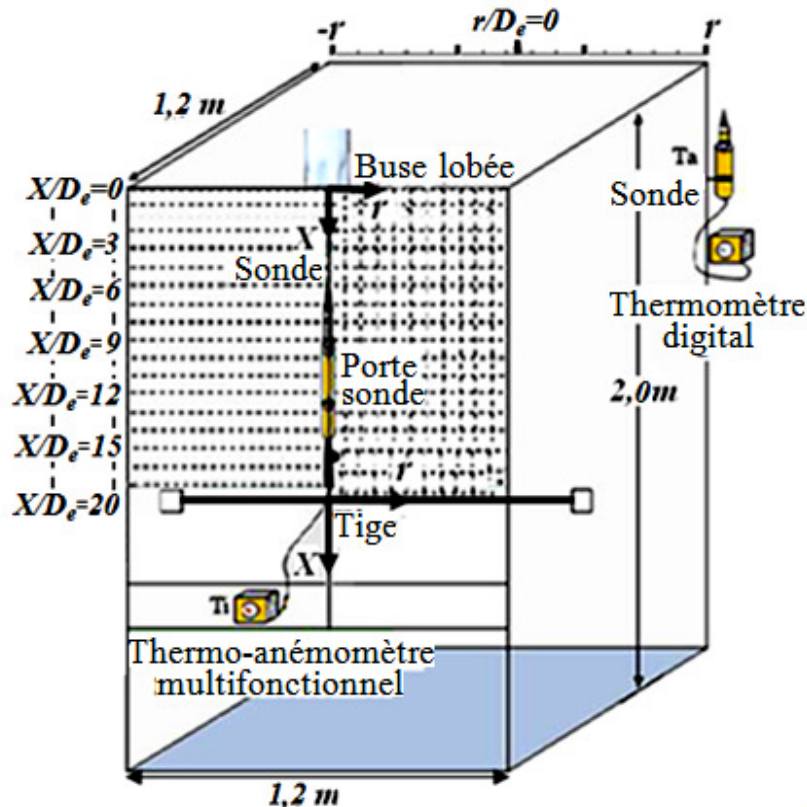


Figure II.1 : Schéma descriptif de l'installation expérimentale.

II-3 Conditions d'essais

La figure 2 montre la buse lobée qui est composée de 6 lobes no inclinés par rapport au plan de soufflage. Ses creux sont inclinés de 22° vers l'intérieur. La buse, est de 46 mm de diamètre équivalent ($D_e = \sqrt{4 A_{eff}/\pi}$) et de 90 mm de longueur. Les lobes ont avec des ouvertures plus évasée, une largeur de 6 mm et une hauteurs de 10 mm. La température initiale du jet d'air au niveau de l'orifice de soufflage est de 71°C ($344,16 \text{ K}$) et la vitesse axiale initiale est de $8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

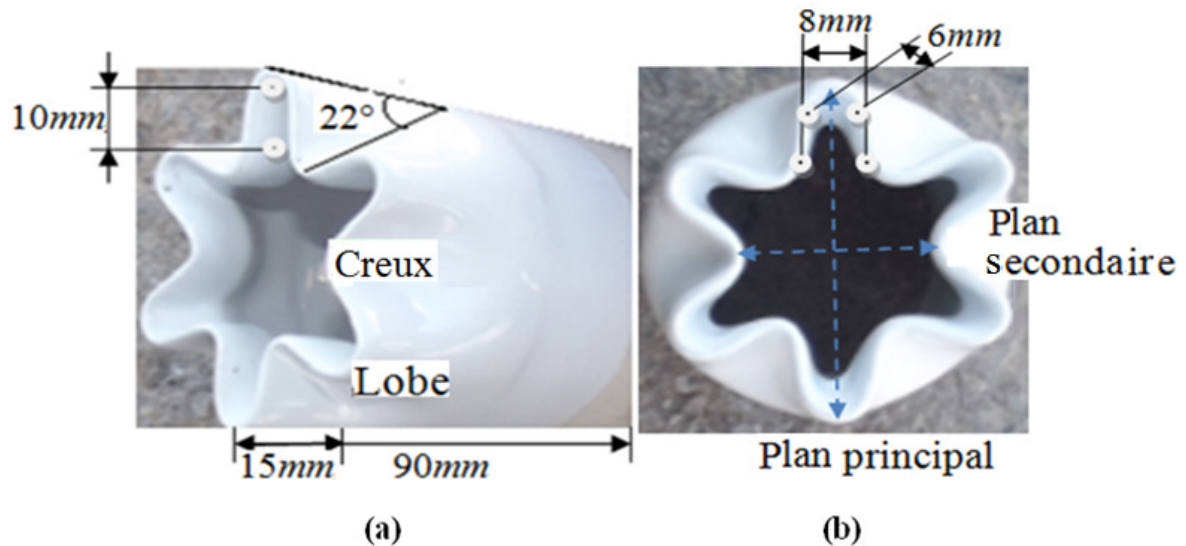


Figure II.2 : (a) Photographie d'une buse lobée, (b) Géométrie du plan de soufflage (YZ)

II-4 Principe de la mesure en physique

Une mesure est toujours imprécise. La précision dépend de plusieurs facteurs.

- Le facteur humain :

Mauvaise appréciation de la valeur mesurée, erreur systématique dans la manipulation, manque de soin flagrant, sous estimation d'un effet perturbateur...

- L'outil de mesure :

Chaque outil de mesure est basé sur un phénomène physique (p. ex. le thermomètre est basé sur la dilatation des liquides). La bonne conception de l'outil permet de minimiser ou corriger les effets perturbateurs ainsi que d'assurer une bonne reproductibilité de la mesure.

- Le phénomène à mesurer :

Certains phénomènes physiques nécessitent un appareillage très complexe pour être mesurés. La complexité de la mesure, il est important de disposer de nombreuses mesures pour obtenir une bonne statistique.

II-5 Estimation des erreurs de mesure :

Les températures (T_i) et (T_a) ont été mesurées avec des sondes thermiques de précision. La température réduite (T_r) est obtenue par référence à la différence entre la température maximale moyenne, à la sortie de l'orifice de soufflage, et la température ambiante

$$T_r = \frac{T_i - T_a}{T_{max} - T_a} \quad (\text{II} - 1)$$

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = \frac{\Delta T_i}{T_i} + \frac{\Delta T_a}{T_a} + \frac{\Delta T_a}{T_a} + \frac{\Delta T_{max}}{T_{max}} \quad (\text{II} - 2)$$

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = \frac{\Delta T_i}{T_i} + \frac{2\Delta T_a}{T_a} + \frac{\Delta T_{max}}{T_{max}} \quad (\text{II} - 3)$$

De même la vitesse axiale réduite adimensionnelle (U_r) est obtenue par rapport à la vitesse maximale à la sortie de l'orifice de soufflage U_0 .

$$U_r = \frac{U_i}{U_0} \quad (\text{II} - 4)$$

$$\frac{\Delta U_r}{U_r} = \frac{\Delta U_i}{U_i} + \frac{\Delta U_0}{U_0} \quad (\text{II} - 5)$$

Les calculs donnent pour l'incertitude associée aux mesures des températures et des vitesses, une estimation inférieure à 5 %.

II-6 Résultats expérimentaux :

Dans cette partie nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus par référence à la température et la vitesse maximales moyennes à la sortie de l'orifice de soufflage et à la température ambiante grâce à l'expression adimensionnelle (T_r) qui représente la température réduite (formule II-1) et la vitesse adimensionnelle (U_r) (formule II-4) :

Les distances radiales et axiales sont données par référence au diamètre équivalent de la buse de soufflage sous forme adimensionnelle $r/D=0$ à 8 et $x/D=1$ à 20.

II-6-1 Profil expérimental de la température axiale d'un jet lobé libre

Les profils de température et de vitesse réduites (T_r , U_r) d'un jet d'air lobé sont présentés ci-dessous.

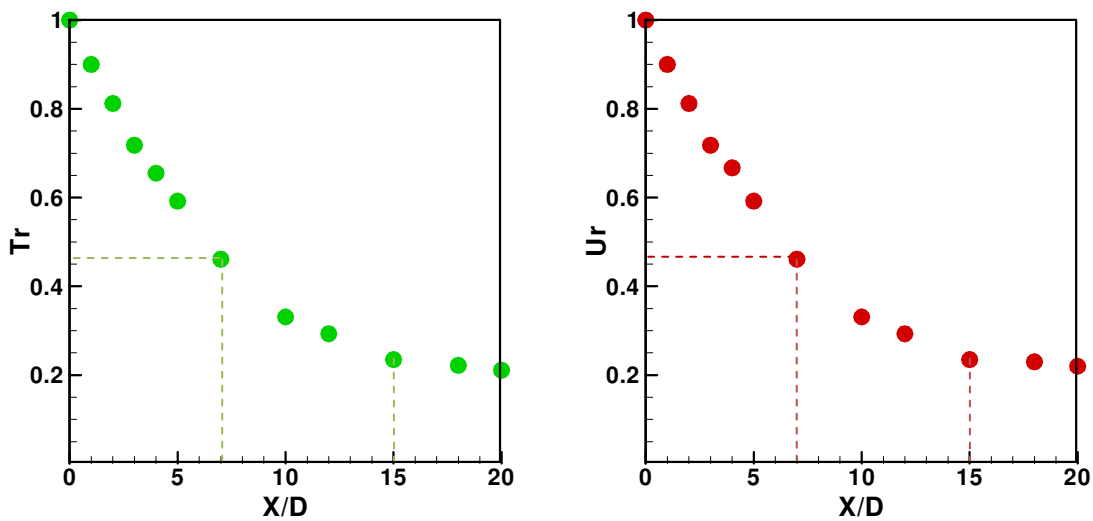


Figure II.3: Profils de température et de vitesse axiale d'un jet lobé en mode libre.

La figure 3 montre la distribution axiale de la température et de la vitesse réduites (T_r , U_r) sur une distance axiale de 20 diamètres équivalents pour un jet lobé unique. Les profils de distributions de température et de vitesse axiales, présentent des courbes d'allure gaussienne dans l'intégralité du jet et mettent en évidence que la stabilité de la température et de la vitesse apparaît lorsque l'on s'éloigne de l'orifice de soufflage.

On constate que le maximum de température et de vitesse est atteint tout près de l'orifice de soufflage $1D_e$, puis la température et la vitesse axiales décroissent rapidement jusqu'à $7D_e$, pour atteindre presque 47% de sa valeur initiale. De la station axiale $7D_e$ et jusqu'à $15D_e$, on observe une deuxième pente beaucoup moins accentuée que la première.

Au-delà de 15 diamètres équivalents, l'intensité de température et de vitesse s'affaiblit et se régularise le long de l'écoulement. Ce résultat permet de quantifier l'importance relative de l'inclinaison du creux par rapport à la géométrie lobée du plan de soufflage et d'ouvertures plus évasée des lobes.

Cette diminution rapide de la température et de la vitesse axiale est physiquement compréhensible, ce qui traduit par un transfert de l'énergie vers la direction radiale.

À partir de la figure 3, on remarque une similitude entre les profils respectifs des températures et des vitesses.

II-6-2 Profils expérimentaux des températures radiales d'un jet lobé libre

La figure 4 montre les profils de températures radiales pour différentes stations de mesure ($X/D_e=1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15$ et 20).

II-6-2-1 Plans principal et secondaire

La figure 4 montre les profils comparés des températures radiales dans les plans principal (PP) et secondaire (SP) pour un jet lobé en mode libre.

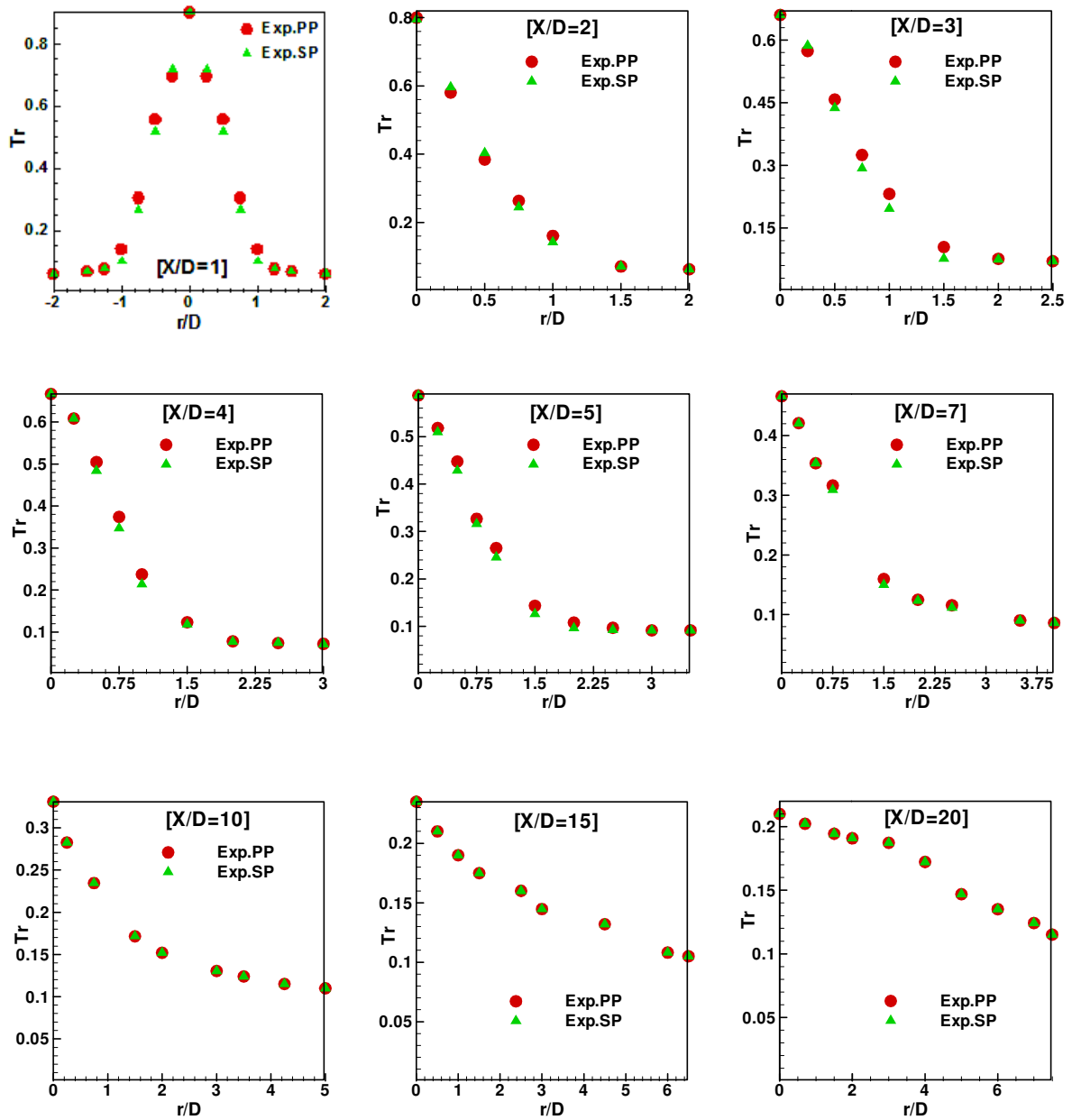


Figure II.4 : Profils de température radiale d'un jet lobé en mode libre.

Interprétation des résultats

Les profils de température radiale pour les deux plans étudiés, aux différentes stations axiales sont représentés en figure 4.

Tout d'abord, les mesures relevées pour la configuration du jet lobé en mode libre étudié, ont été faits sur la totalité du jet. Les résultats obtenus montrent que, pour un même plan qu'il soit principal ou secondaire, l'écoulement est axisymétrique indiquant une égale capacité de transfert dans toutes les directions. La figure 4 pour la station $[X/D=1]$ est explicite à ce sujet.

Dans le plan de symétrie de la configuration étudiée (figure 4), on constate que la température décroît rapidement dans la direction radiale d'une valeur maximale proche de l'axe du jet à une valeur minimale et tend vers la température ambiante T_a .

De la station axiale $1D_e$ jusqu'à $7D_e$, on remarque clairement l'influence du plan principal sur l'épanouissement radial des températures. On remarque également, une légère décroissance de la température dans le cas du plan secondaire. Cette différence peut s'expliquer par l'influence d'ouverture plus évasée des lobes.

Au-delà de 7 diamètres équivalents jusqu'à $20D_e$, l'écoulement n'est pas influencé par les lobes et les creux. Le jet se présente comme un jet circulaire libre et c'est pourquoi les profils des températures sont identiques, de même épanouissement radial pour les deux plans principal et secondaire.

II-6-3 Profils expérimentaux des vitesses radiales d'un jet lobé libre

La figure 5 montre les profils de vitesses radiales pour différentes stations ($X/D_e=1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15$ et 20).

II-6-3-1 Plans principal et secondaire

La figure 5 montre les profils comparés des vitesses radiales dans les plans principal et secondaire pour un jet lobé en mode libre.

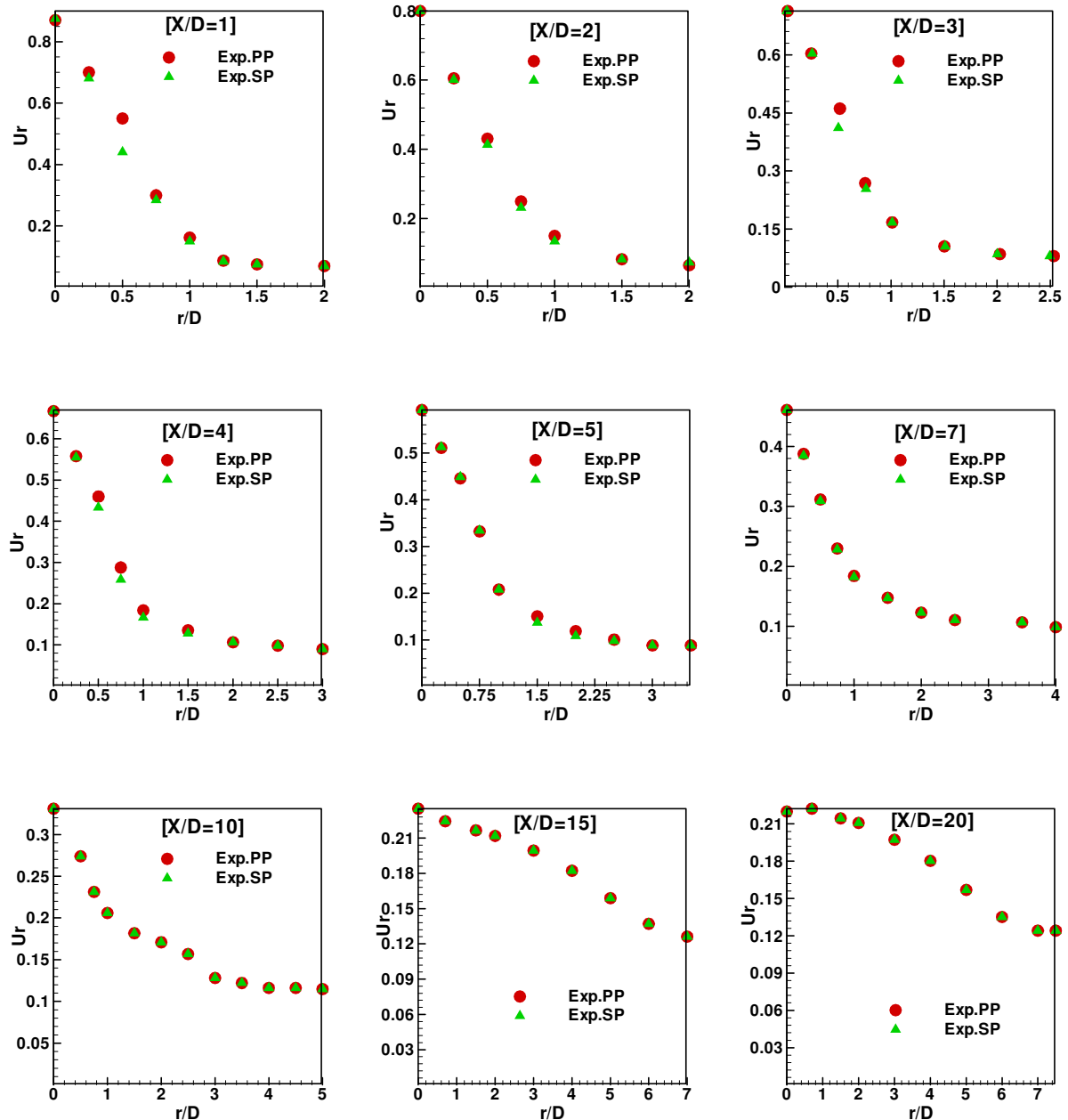


Figure II.5: Profils de vitesse radiale d'un jet lobé en mode libre.

Interprétation des résultats

D'après les profils de vitesses radiales relatifs aux plans principal et secondaire, pour différentes stations axiales, représentés sur la figure 5, on peut relever que :

La vitesse atteint son maximum près de l'axe du jet, puis diminue radialement. On constate également que les vitesses sont stabilisées aux stations éloignées d'axe du jet pour les deux plans.

De la station axiale $1D_e$ jusqu'à $7D_e$, le plan secondaire permet un faible étalement radial des vitesses contrairement au plan principal.

A la fin de la zone explorée $X=7D_e$, les deux axes se rejoignent ce qui laisse présumer que le jet lobé devient circulaire et c'est pourquoi les profils des vitesses sont identiques. Il en est de même pour l'étalement radial pour les deux plans principal et secondaire.

II-6-4 Comparaison des profils de vitesse axiale avec les jets lobés libres

II-6-4-1 Sur une distance axiale de 20 diamètres équivalents

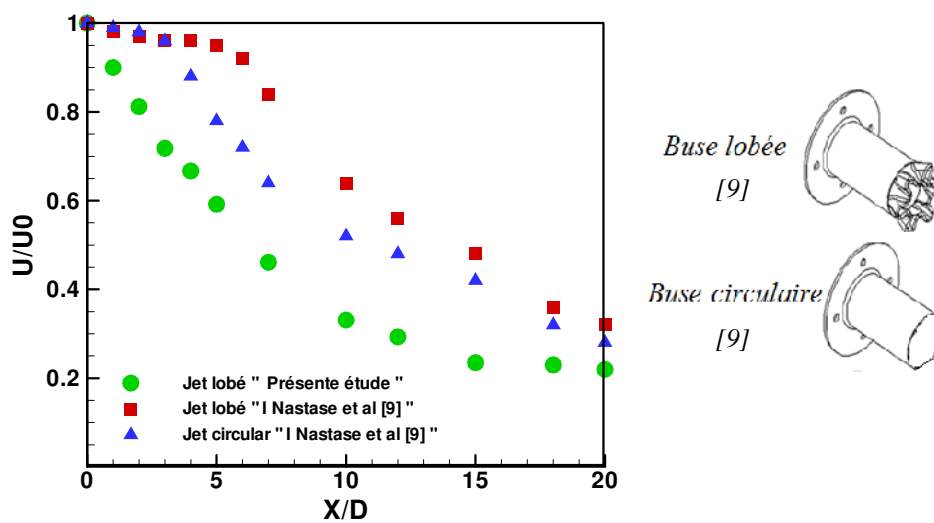


Figure II.6 : Comparaison des profils de vitesses axiales des jets lobés en mode libre.

La figure 6 montre la distribution axiale de la vitesse sur une distance axiale de 20 diamètres équivalents de trois types de buses différentes : buse lobée [9], buse circulaire [9] et buse lobée de la présente étude, de même géométrie dans le plan d'injection. Pour la buse lobée [9], la largeur du lobe est de 6 mm, sa hauteur de 15 mm, les angles entrant et sortant des lobes sont respectivement $\theta_{\text{int}}=22^\circ$ et $\theta_{\text{ext}}=14^\circ$ et la buse lobée de la présente étude, la largeur du lobe est de 6 mm, sa hauteur de 10 mm, les angles entrant et sortant des lobes sont respectivement $\theta_{\text{int}}=22^\circ$ et $\theta_{\text{ext}}=0^\circ$. La buse lobée [9] présente des lobes sans ouverture tandis que la buse lobée de la présente étude présente des lobes avec une ouverture plus évasée.

Les décroissances des vitesses axiales présentées en figure 6 permettent d'estimer les longueurs des noyaux potentiels respectivement à $4D_e$ pour le jet circulaire [9], à $3D_e$ pour le jet lobé [9] et à $1D_e$ pour le jet lobé de la présente étude.

La diminution rapide de la vitesse axiale, se traduit par un transfert de l'énergie vers la direction radiale. De plus, une énergie cinétique turbulente plus faible loin du soufflage et en particulier dans la région turbulente pleinement établie, pourrait conduire à une faible dissipation de l'énergie cinétique et à une portée plus grande.

II-6-4-2 Sur une distance axiale de 5 diamètres équivalents

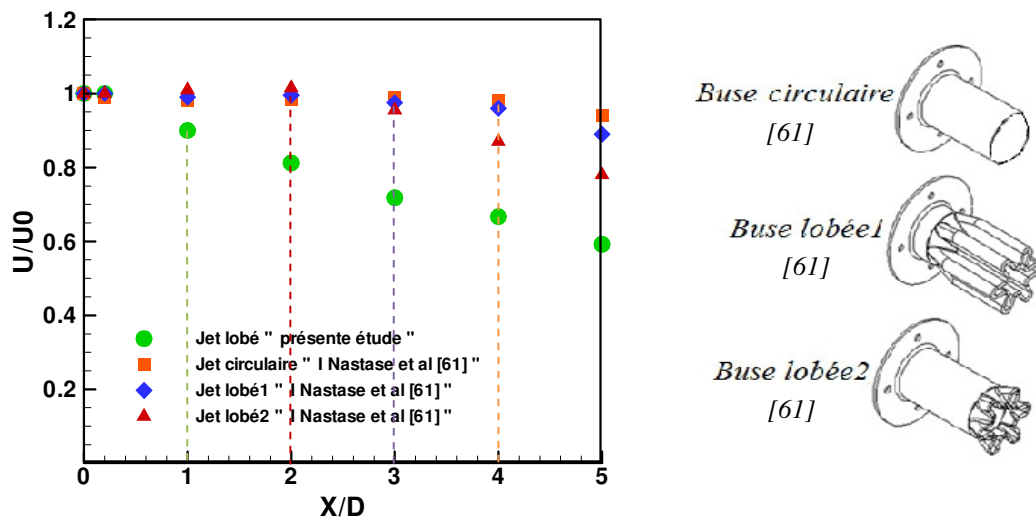


Figure II.7 : Comparaison des profils de vitesses axiales des jets lobés en mode libre.

La figure 7 montre la distribution axiale de la vitesse sur une distance axiale de 5 diamètres équivalents pour quatre types de buses différentes : buse circulaire [61], buse lobée1 [61], buse lobée2 [61] et buse lobée de la présente étude, de même géométrie dans le plan d'injection. La buse lobée1 et 2 [61], et la buse lobée de la présente étude, ont une même largeur du lobe (6 mm) et différentes hauteurs (15 mm et 10 mm respectivement). Les angles entrant et sortant des lobes de la buse lobée1 [61] sont respectivement $\theta_{\text{int}}=0^\circ$ et $\theta_{\text{ext}}=0^\circ$, les angles entrant et sortant des lobes de la buse lobée2 [61] sont respectivement $\theta_{\text{int}}=22^\circ$ et $\theta_{\text{ext}}=14^\circ$, tandis que les angles entrant et sortant des lobes de la buse relative à la présente étude sont respectivement $\theta_{\text{int}}=22^\circ$ et $\theta_{\text{ext}}=0^\circ$. La buse lobée1 et 2 [61] présente des lobes sans ouverture tandis que la buse lobée de la présente étude présente des lobes avec une ouverture plus évasée.

Les décroissances des vitesses axiales présentées en figure 7 s'accordent avec le résultat précédent et permettent d'estimer les longueurs des noyaux potentiels respectivement à $4D_e$ pour le jet circulaire [61], à $3D_e$ pour le jet lobé1 [61], à $2D_e$ pour le jet lobé2 [61] et à $1D_e$ pour le jet lobé de la présente étude.

Le diffuseur de la présente étude ayant des lobes à ouverture plus évasée et à faible hauteur s'avère plus performant (la performance de mélange de l'écoulement d'air) que les autres.

II-6-5 Comparaison des profils de température axiale et radiale avec les jets tourbillonnaires libres

L'étude de l'évolution des profils de la température axiale (figure 8 et 9) et radiale (figure 10 et 11), permet d'interpréter l'importance et le rôle que joue ce type de jet.

II-6-5-1 Avec le jet sans tourbillonnement

Les figures 8 et 9 montrent la distribution axiale et radiale de la température de deux types de jets différents dans les mêmes conditions, l'un lobé et l'autre sans tourbillonnement.

II-6-5-1-a Profil de températures axiales

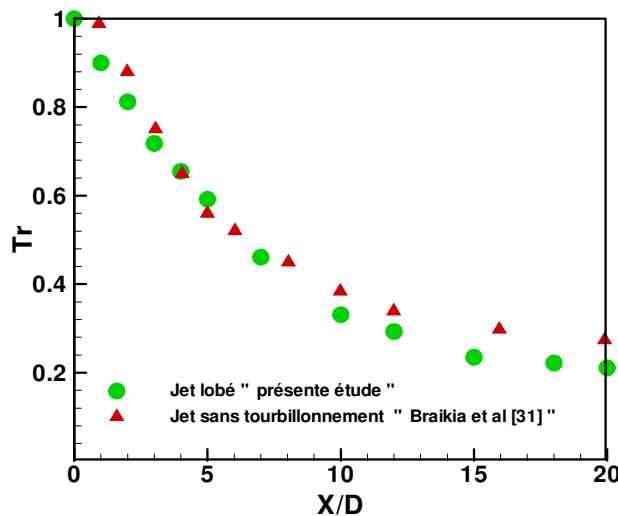


Figure II.8 : Comparaison des profils de températures axiales entre le jet lobé et le jet sans tourbillonnement en mode libre.

Pour la configuration du jet sans tourbillonnement [31], on constate que le maximum de température est atteint tout près de l'orifice de soufflage $1D_e$, puis la température axiale subit une décroissance très rapide jusqu'à $5D_e$ de l'axe de soufflage, pour atteindre presque la moitié de sa valeur initiale. De la station axiale $X=5D_e$ et jusqu'à $12D_e$, on observe une deuxième pente beaucoup moins accentuée que la première.

Au-delà de 16 diamètres, on constate que la température axiale diminue presque linéairement pour atteindre la température ambiante au-delà des 20 diamètres.

Pour la configuration du jet lobé de la présente étude, on constate que le maximum de température est atteint tout près de l'orifice de soufflage $1D_e$, puis la température axiale subit une décroissance très rapide jusqu'à $7D_e$ de l'axe de soufflage, pour atteindre presque 47% de sa valeur initiale. De la station axiale $7D_e$ et jusqu'à $15D_e$, on observe une deuxième pente beaucoup moins accentuée que la première. La diminution de température axialement est due à l'effet du mélange du milieu ambiant avec le jet et les pertes possibles de la chaleur.

Au-delà de 15 diamètres, l'intensité de température s'affaiblit et se régularise le long de l'écoulement.

II-6-5-1-b Profil de températures radiales

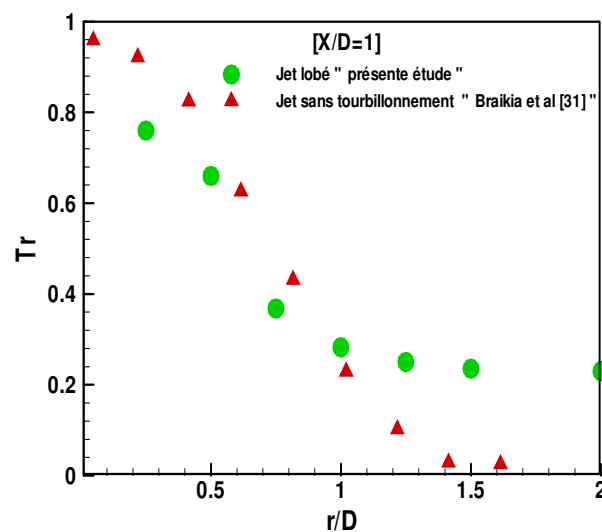


Figure II.9 : Comparaison des profils de température radiale entre un jet lobé et un jet sans tourbillonnement en mode libre.

Pour la configuration du jet lobé de la présente étude, on constate qu'au-delà de 1 diamètre, la température radiale diminue linéairement pour atteindre la température ambiante au-delà des 2 diamètres. De la station radiale $r/D_e=1$ et jusqu'à $r/D_e=2$, la température se stabilise et se régularise.

Par contre dans le cas de la configuration du jet sans tourbillonnement [31], on constate qu'au-delà de $r/D_e=1$, la température radiale subit une décroissance très rapide jusqu'à $r/D_e=1.5$.

La figure 9 montre le même épanouissement des profils de température radiale entre le jet lobé de la présente étude et le jet sans tourbillonnement [31], tandis-que le jet lobé de la présente étude assure mieux la stabilité des températures radiales et conduit relativement à une meilleure destratification thermique.

II-6-5-2 Avec le jet tourbillonnaire (swirling jet) à angle d'inclinaison 60°

Les figures 10 et 11 montrent la distribution axiale et radiale de la température de deux types de jets différents dans les mêmes conditions, l'un lobé et l'autre tourbillonnaire (swirling jet) à angle d'inclinaison 60° [31].

II-6-5-2-a Profil de températures axiales

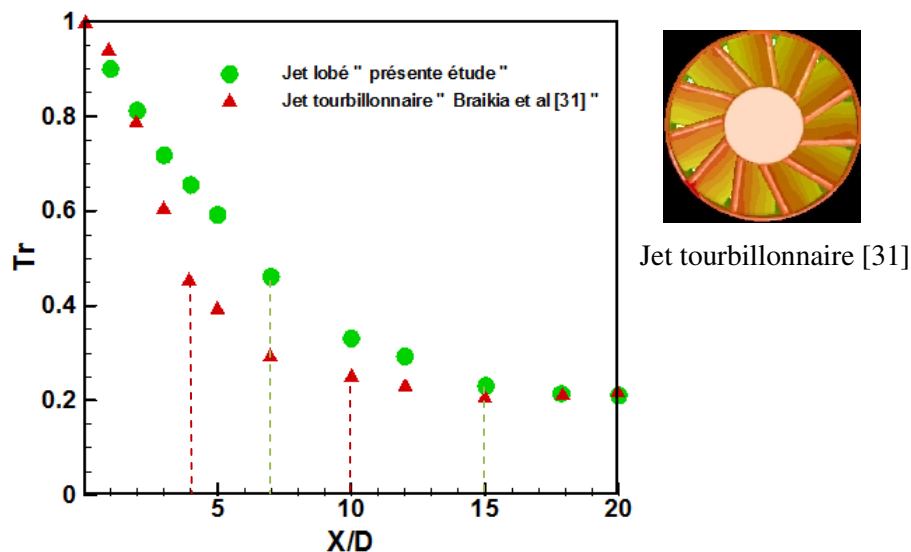


Figure II.10 : Comparaison des profils de températures axiales entre le jet lobé et le jet tourbillonnaire en mode libre.

Pour le jet tourbillonnaire à angle d'inclinaison 60° [31], on constate que le maximum de température est atteint tout près de l'orifice de soufflage $1D_e$, puis la température axiale subit une décroissance très rapide jusqu'à $4D_e$ de l'axe de soufflage, pour atteindre presque la moitié de sa valeur initiale. De la station axiale $X=4D_e$ et jusqu'à $10D_e$, on observe une deuxième pente beaucoup moins accentuée que la première. Les températures axiales sont stabilisées aux stations éloignées ($X=10D_e$) de l'orifice de soufflage.

Pour la configuration du jet lobé de la présente étude, on constate que le maximum de température est atteint tout près de l'orifice de soufflage $1D_e$, puis la température axiale subit une décroissance très rapide jusqu'à $7D_e$ de l'axe de soufflage, pour atteindre presque 47% de sa valeur initiale. De la station axiale $7D_e$ et jusqu'à $15D_e$, on observe une deuxième pente beaucoup moins accentuée que la première.

II-6-5-2-b Profil de températures radiales

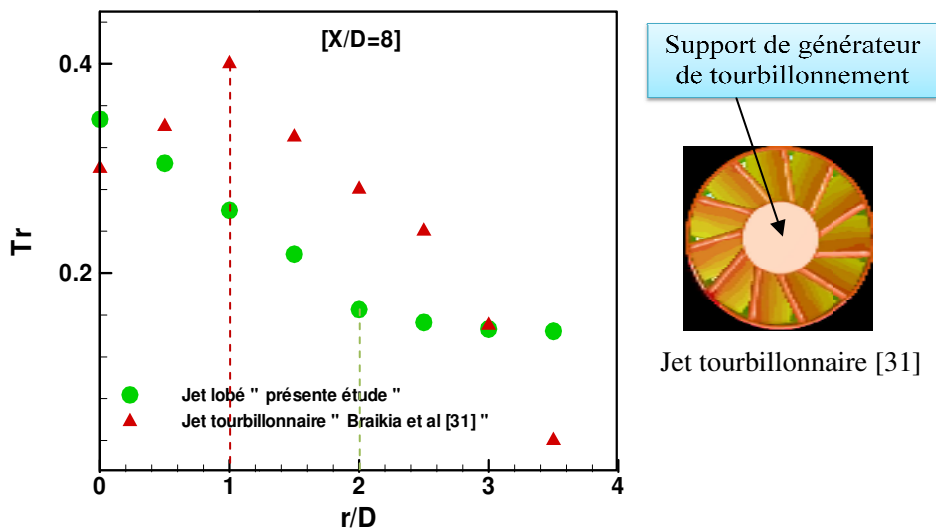


Figure II.11: Comparaison des profils de température radiale entre un jet lobé et un jet tourbillonnaire en mode libre.

Pour la configuration du jet simple lobé de la présente étude, la température radiale diminue tout en s'éloignant de l'axe du jet, au-delà de $r/D_e=2$ et jusqu'à $r/D_e=4$, l'intensité de température se stabilise et se régularise.

Pour la configuration du jet simple tourbillonnaire à angle d'inclinaison 60° [31], on remarque que la température augmente pour atteindre son maximum près du point $r/D_e=1$, puis elle commence à décroître rapidement jusqu'au point $r/D_e=3.5$. L'augmentation de la température entre le point $r/D_e=0$ et $r/D_e=1$ est due à la conception du diffuseur d'air, car la périphérie de l'orifice de soufflage est plus chaude que le centre de ce dernier (support de générateur de tourbillonnement) ce qui justifie la faible température au centre du jet.

Dans des conditions de soufflage similaires la figure 11 montre que le jet simple lobé de la présente étude assure mieux la stabilité des températures radiales, tandis-que le jet tourbillonnaire à angle d'inclinaison 60° [31] assure mieux l'épanouissement des températures radiales.

Le jet simple lobé de la présente étude assure mieux la stabilité des températures radiales et conduit a une destratification thermique meilleure qu'avec le jet simple tourbillonnaire [31].

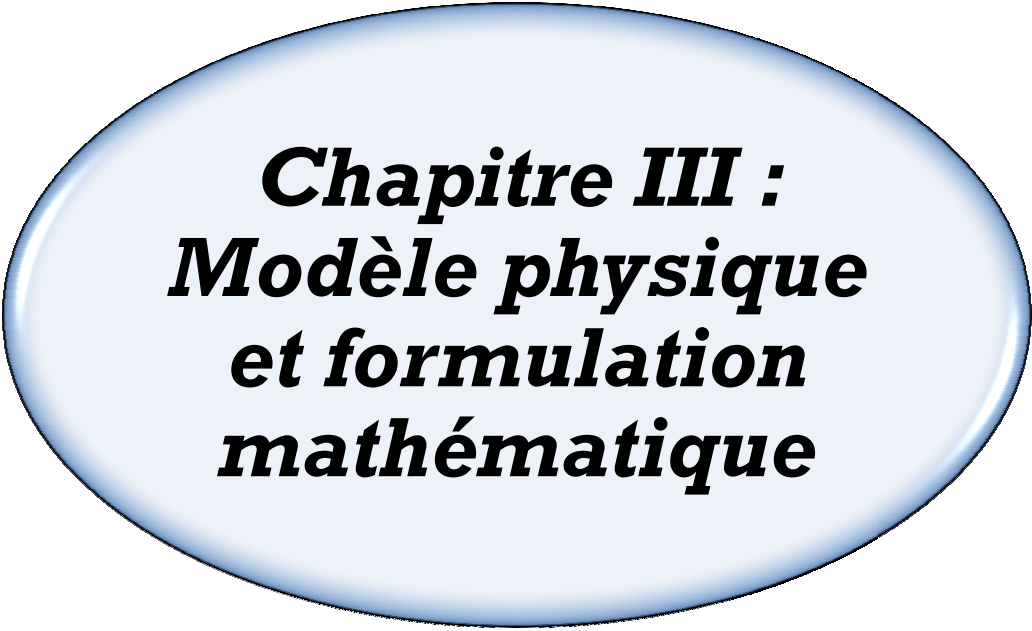
II-7 Conclusion:

Cette première partie de l'étude expérimentale, nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

- * Selon l'analyse des profils axiaux et radiaux des températures et des vitesses mis a en évidence l'importance et le rôle que jouent l'inclinaison, la hauteur et l'ouverture des lobes dans la performance de mélange du jet lobé.
- * De la station axiale $1D_e$ jusqu'à $7D_e$, les profils thermiques et dynamiques sont plus étalés au niveau du plan principal et ce, du fait de l'ouverture plus évasée des lobes. Tandis qu'au-delà de 7 diamètres équivalents jusqu'à $20D_e$, ces profils ne sont pas influencés par les lobes et les creux et alors le jet sera similaire à celui du jet circulaire.
- * L'analyse des profils axiaux et radiaux des températures mis a en évidence l'importance et le rôle que jouent le type de jet dans la performance de mélange de l'écoulement d'air.
- * On constate que la hauteur ($H=10$ mm) et l'inclinaison ($\alpha_{ext}=0^\circ$) des lobes, avec ouverture des lobes assure une meilleure homogénéisation thermique par rapport à la hauteur ($H=15$ mm) et l'inclinaison ($\alpha_{ext}=14^\circ$) des lobes, sans ouverture des lobes.
- * On constate que les jets lobés assurent une meilleure homogénéisation thermique par rapport aux jets tourbillonnaires.

- * Le jet tourbillonnaire à angle d'inclinaison 60° [10] assurent un meilleur épanouissement des températures radiales par rapport au jet lobé, ce qui permet de l'adapter pour traiter les grands volumes.

- * Le diffuseur de la présente étude ayant des lobes à ouverture plus évasée et à faible hauteur, permet d'obtenir un bon mélange et, une nette homogénéisation d'ambiance. Il est intéressant à appliquer pour destratifier les écoulements d'air.



***Chapitre III :
Modèle physique
et formulation
mathématique***

III-1- Introduction

III-2- Equations du modèle mathématique

III-3- Equations et contraintes de Reynolds

III-4- Classification des modèles de turbulence

III-5- Conclusion

III-1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les équations gouvernantes. On a utilisé la méthode des volumes finis sous Fluent. Afin d'améliorer les prévisions des modèles de turbulence, on teste quatre modèles de turbulences, le modèle k- ϵ standard et RNG, k- ω SST et le modèle de Reynolds stress turbulence RSM en vue d'opter pour le modèle le plus adéquat relatif à ce type d'écoulement.

III-2 Equations du modèle mathématique

III-2-1- Equations gouvernantes dimensionnelles

Les équations régissant l'écoulement sont les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie.

III-2-1-a Equation de continuité

C'est l'équation, qui exprime la loi de conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel. Elle s'exprime mathématiquement sous la forme suivante [73]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot U) = 0 \quad (\text{III} - 1)$$

Dans notre cas l'air est considéré comme incompressible puisque l'écoulement est lent (Mach < 0.3). L'effet de l'écoulement sur le fluide ne modifie pas sa masse volumique. Ainsi l'écoulement est stationnaire.

Où : U : Le vecteur vitesse.

Qui, après simplification devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{III} - 2)$$

III-2-1-b Equations de quantité de mouvement (ou équations de Navier-Stokes)

Le principe de conservation de la quantité de mouvement permet d'établir les relations entre les caractéristiques du fluide et son mouvement et les causes qui le produisent [73]. Le mouvement des fluides newtoniens peut être décrit à l'aide d'équations différentielles

partielles de deuxième ordre. Ces relations, non-linéaires, portent le nom d'équations de Navier-Stokes.

$$\rho \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{U_i U_j} \right] \quad (\text{III} - 3)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho g \beta (T - T_c) \quad (\text{III} - 4)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III} - 5)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III} - 6)$$

III-2-1-c Equation de l'énergie

L'équation de conservation d'énergie est comme suit [73]:

$$\rho c_p U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho c_p \overline{u_i T'} \right] \quad (\text{III} - 7)$$

$$\frac{D}{Dt} (\rho c_p T) = \Delta(\lambda T) + q + \beta T \frac{DP}{Dt} + \mu \Phi \quad (\text{III} - 7)$$

Avec :

$\frac{D}{Dt} (\rho c_p T)$: La variation totale d'énergie.

$\Delta(\lambda T)$: La variation d'énergie par conduction.

$\beta T \frac{DP}{Dt}$: La variation d'énergie due à la compressibilité.

Qui après simplification devient :

$$\rho c \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III} - 9)$$

La résolution du système d'équations obtenu précédemment nécessite l'incorporation des conditions aux limites pour chaque variable.

III-2-2- Equations gouvernantes adimensionnelles

Rendre adimensionnel, les équations gouvernantes consiste à transformer les variables dimensionnelles en variables sans dimensions, c'est-à-dire qu'elles seront normalisées par rapport à certaines grandeurs caractéristiques. Cela permet de spécifier les conditions d'écoulement avec un nombre restreint de paramètres pour rendre la solution plus générale. La formulation en variables adimensionnées est importante pour simplifier les équations qui régissent l'écoulement et pour guider les expérimentations qui doivent être effectuées.

Pour établir les équations adimensionnelles, au lieu d'utiliser les coordonnées (x, y, z) et les composantes (u, v, w) de la vitesse et de la pression (p), nous utiliserons de nouvelles variables adimensionnelles définies de la manière suivante [73] seront utilisées :

$$Y = \frac{y}{H}, X = \frac{x}{L}, U = \frac{u}{vH/L^2}, V = \frac{v}{v/L}, \theta = \frac{T-T_c}{T_h-T_c}, P = \frac{p}{\rho_0 \left(\frac{v}{L}\right)^2} \quad (\text{III} - 10)$$

III-3 Equations et contraintes de Reynolds

Pour résoudre ce système, une approche statique est utilisée. Comme les grandeurs u_i et p sont des variables aléatoires, il faudrait résoudre le système (III- 1- 3) à tout instant. C'est ce qu'on fait effectivement dans les simulations directes de la turbulence. Mais de telles simulations ne peuvent être envisagées et pour longtemps encore.

Des équations moyennées seront utilisées. Les règles suivantes s'appliquent à l'opérateur moyen. Étant données les fonctions f et g :

$$f = \bar{f} + f' \quad (\text{III}-11)$$

\bar{f} est la partie moyenne (d'ensemble)

f' est la partie fluctuante

$$g = \bar{g} + g' \quad (\text{III}-12)$$

\bar{g} est la partie moyenne (d'ensemble)

g' est la partie fluctuante

L'équation de continuité donne en prenant la moyenne, et puis par différence :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{Équation du champ moyen}) \quad (\text{III} - 13)$$

L'écoulement moyen et la turbulence sont tous les deux séparément incompressibles. La moyenne de l'équation de Navier-Stokes (III-3) s'écrit :

$$\bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \underbrace{\overline{u_i u_j}} \right) \quad (\text{III} - 14)$$

Terme de Reynolds

Ce sont les équations de Reynolds. Elles ne diffèrent des équations de Navier-Stokes que par les termes $-\overline{u_i u_j}$, regroupés dans le membre droite avec les contraintes. D'où leurs noms de contraintes de Reynolds.

La différence entre les équations de Navier-Stokes et celles de Reynolds est en fait essentielle, parce que les contraintes $-\overline{u_i u_j}$ sont des inconnues supplémentaires et que l'on ne dispose à priori que du même nombre d'équations.

Dans un problème laminaire, on a 4 fonctions inconnues : U_1, U_2, U_3, P et quatre équations: L'équation de continuité et les trois équations de Navier-Stokes. Pour un problème turbulent, on dispose du même nombre d'équations, les équations de Reynolds remplaçant celles de Navier-Stokes, mais en plus des fonctions inconnues de l'écoulement moyen U_1, U_2, U_3 et P , on a les 6 fonctions inconnues du tenseur de Reynolds $-\overline{u_i u_j}$. Donc dans le cas général, on a 10 fonctions inconnues, mais seulement 4 équations. On dit que le système n'est pas fermé.

Pour pouvoir résoudre ce système, il faut trouver des équations supplémentaires en nombre suffisant, c'est le problème dit de la fermeture du système.

Pour cela, beaucoup de chercheurs se sont investis dans le domaine et plusieurs contributions de modèles de résolution ont été proposées. Parmi ces modèles on peut citer les quatre modèles les plus utilisés qui sont le modèle k-ε standard, RNG k-ε, k-ω SST et le modèle aux tensions de Reynolds appelé aussi modèle (RSM).

III-4 Classification des modèles de turbulence

III-4-1 Le modèle de turbulence (k-ε) standard

Le modèle de turbulence (k-ε) est un modèle de viscosité turbulente dans lequel les contraintes de Reynolds sont supposées être proportionnelles aux gradients de la vitesse moyenne, avec une constante de proportionnalité représentant la viscosité turbulente μ_t .

Cette hypothèse, connue sous le nom de l'hypothèse de "Boussinesq", fournit l'expression suivante pour le tenseur des contraintes de Reynolds [22]:

$$\overline{\rho \hat{u}_i \hat{u}_j} = \rho \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (\text{III} - 15)$$

Ici k est l'énergie cinétique turbulent définie par :

$$k = \frac{1}{2} \sum_i \overline{\hat{u}_i^2} \quad (\text{III} - 16)$$

La viscosité turbulente μ_t est supposée proportionnelle au produit de l'échelle de la vitesse turbulente et de l'échelle de longueur. Dans le modèle k-ε, ces échelles de vitesses et longueurs, sont obtenues à partir de deux paramètres, l'énergie cinétique k et le taux de dissipation ε. Ainsi μ_t peut s'exprimée par la relation suivante :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III} - 17)$$

Avec $C_\mu = 0.09$ (constante empirique).

Les valeurs de k et ε requis dans l'équation sont obtenues en résolvant l'équation de conservation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon + S_k \quad (\text{III} - 18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{III} - 19)$$

Avec :

$C_{1\varepsilon} = 1.44$ et $C_{2\varepsilon} = 1.92$; constantes empiriques.

$\sigma_k = 1.0$ et $\sigma_\varepsilon = 1.3$; nombres de Prandtl pour k et ε respectivement.

S_k et S_ε sont des termes sources pour k et ε respectivement

G_k : représente la génération de l'énergie cinétique turbulente due au gradient des vitesses moyennes.

$$G_k = \mu_t \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (\text{III} - 20)$$

G_b : coefficient de génération de la turbulence due à l'entraînement

$$G_b = -g_i \frac{\mu_t}{\rho \sigma_h} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (\text{III} - 21)$$

III-4-2 Le modèle de turbulence k-ε RNG

Dans les écoulements à taux de contraintes élevés, le modèle RNG prévoit une faible viscosité turbulente (taux de dissipation ε élevé et une production de turbulence k faible) par rapport au modèle standard [23]. Bien que le modèle RNG k-ε à été découvert pour faire mieux que le modèle standard pour les écoulements avec une grande courbure des lignes de courant, il n'est pas encore autant validé intensivement par les chercheurs que le modèle k-ε.

Le modèle est basé sur des équations de transport de forme similaire que le modèle standard :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (\text{III} - 22)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k) - R_\varepsilon - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III} - 23)$$

α_k : nombre de Prandtl inverse effectif pour k

α_ε : nombre de Prandtl inverse effectif pour ε

Modélisation de la viscosité effective :

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v} \quad (\text{III} - 24)$$

Où : $C_v \approx 100$ et $\hat{v} = \frac{\mu_{eff}}{\mu}$

Dans le cas d'un grand nombre de Reynolds:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III} - 25)$$

$C_\mu = 0.085$, dans le modèle RNG

La modification de RNG pour le tourbillonnement donne pour la viscosité turbulente :

$$\mu_t = \mu_{t0} f \left(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon} \right) \quad (\text{III} - 26)$$

μ_{t0} : La valeur de la viscosité turbulente calculée sans tourbillonnement

Ω : Nombre caractéristique de tourbillonnement

α_s : Constante de tourbillonnement, par défaut égale à 0.07

Calcul du nombre de Prandtl effectif inverse :

$\alpha_k, \alpha_\varepsilon$: Sont calculés a partir de la formule suivante :

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad (\text{III} - 27)$$

Pour le modèle RNG $k-\varepsilon$, $\alpha = \frac{1}{Pr}$

Où :

$\alpha_0 = 1$. Dans le cas d'un Reynolds très élevé :

$\mu_{mol}/\mu_{eff} \ll 1$, et $\alpha_k = \alpha_\varepsilon = 1.393$

Calcul du terme R_ε :

La différence importante entre le modèle RNG et le modèle standard se trouve dans le terme additionnel à l'équation de R_ε , donné par :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III} - 28)$$

Où :

$$\eta = Sk/\varepsilon, \quad \eta_0 = 4,38, \quad \beta = 0,012$$

En utilisant l'équation (III-28), l'équation (III-23) de ε devient :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon \bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III} - 29)$$

Où :

$C_{2\varepsilon}^*$ est donnée par :

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta \eta^3} \quad (\text{III} - 30)$$

Les constantes du modèle sont données comme suit :

Tableau III.1: Constantes du modèle RNG k- ε

C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_ε	η_0	β
0.085	1.42	1.68	0.7179	4.38	0.015

III-4-3 Modèle des contraintes différentielles de Reynolds (RSM)

Dans ce modèle les contraintes de Reynolds sont calculées selon leurs propres équations de transport et le concept (isotrope) de la viscosité turbulente n'est plus exigé. Donc ce modèle implique le calcul individuel de chaque contrainte $\overline{u_i u_j}$.

Ces équations sont utilisées pour obtenir une fermeture du système d'équations de Reynolds moyennées pour le transport de la quantité de mouvement [23]. Des hypothèses simplificatrices pour la modélisation des termes inconnues sont nécessaires et les propositions choisies sont présentées brièvement:

Les équations de transport des contraintes de Reynolds dans le code Fluent sont écrites comme suit:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i u_j})}_1 = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} [\rho \overline{u_i u_j u_k} + p(\delta_{kj} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j})]}_2 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j}) \right]}_3$$

$$- \underbrace{\rho \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right]}_4 + \underbrace{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_5 - \underbrace{2\mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right)}_6 \quad (\text{III} - 31)$$

1: $c_{ij} \equiv$ convection

2: $D_{T,ij} \equiv$ diffusion turbulente

3: $D_{L,ij} \equiv$ diffusion moléculaire

4: $P_{ij} \equiv$ terme de production de contrainte

5: $\phi_{ij} \equiv$ Tension de pression

6: $\varepsilon_{ij} \equiv$ dissipation

On a supposé que les effets de flottabilité et de compressibilité sont nuls puisque le cas étudié est stationnaire et sans transfert thermique.

$$\underbrace{D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho k \frac{\overline{u_k u_1} \partial \overline{u_i u_j}}{\varepsilon \partial x_1} \right)}_{\text{Transport diffusif turbulent}} \quad (\text{III} - 32)$$

A cause de l'instabilité du calcul avec ce modèle, une simplification à été introduite, et ce terme diffusif isotrope donne de bons résultats pour des cas anisotropes.

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{III} - 33)$$

k : est la constante de Von Karman.

En général la relation de l'énergie cinétique turbulence est donnée par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (\text{III} - 34)$$

Le tenseur de dissipation est modélisé selon la relation :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\rho \varepsilon) \quad (\text{III} - 35)$$

La dissipation est calculée à partir d'une équation de transport similaire à celle du modèle k-ε :

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} [P_{ii}] \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III} - 36)$$

$$\sigma_\varepsilon = 1.0, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

Quand le modèle RSM est utilisé, les valeurs des contraintes de Reynolds à l'entrée ne sont pas implémentées, elles sont déterminées approximativement par des valeurs spécifiques de k. La turbulence étant supposée isotrope, nous pouvons écrire:

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \quad \text{pour } i = j \quad (\text{III} - 37)$$

$$\overline{u_i u_j} = 0.0 \quad \text{pour } i \neq j \quad (\text{III} - 38)$$

Près des frontières, le software Fluent applique des conditions de frontière explicites pour les contraintes de Reynolds en utilisant la loi logarithmique, à l'état d'équilibre et avec la convection et la diffusion dans l'équation de transport de contraintes, négligées.

III-4-4 Le modèle de turbulence SST k-ω

Plusieurs approches ont été proposées pour corriger le problème des conditions aux limites de k et ω. Le modèle SST k-ω est l'un des modèles de turbulence le plus utilisé [24]. Ce modèle utilise une fonction F₁ qui permet de passer du modèle k-ω au voisinage d'une paroi au modèle k-ε loin d'une paroi :

$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \beta^* k \omega_k + \nu_t S^2 \quad (\text{III} - 39)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] - \gamma S^2 - \beta f_\beta \omega^2 + 2\sigma_{\omega 2} (1 - F_1) \frac{1}{\omega} \quad (\text{III} - 40)$$

Les coefficients $\phi \in \{\sigma_k, \sigma_\omega, \gamma, \beta\}$ du modèle sont interpolés à partir de la formule suivante:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (\text{III} - 41)$$

Les coefficients ϕ_1 sont ceux du modèle $k-\omega$ (couche limite: sous-couche visqueuse, région tampon, couche logarithmique) et les coefficients ϕ_2 sont ceux du modèle $k-\epsilon$ (en dehors de la couche limite). La fonction F_1 vaut 1 dans la couche limite et 0 en dehors de la couche limite. De plus, dans ce modèle, l'hypothèse de Bradshaw [25] est utilisée pour limiter la viscosité turbulente dans les régions avec des gradients de pression adverses:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; F_2 \bar{\Omega})} \quad (\text{III} - 42)$$

$\bar{\Omega} = \sqrt{2\Omega_i \Omega_j}$ avec :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III} - 43)$$

Où :

a est la constante de Bradshaw [25] ($a_1=0.31$). La correction de Bradshaw [25] est appliquée dans la couche limite (où $F_2=1$), et en dehors de la couche limite, on utilise la relation $\nu_t = k/\omega$ (soit $F_2=0$).

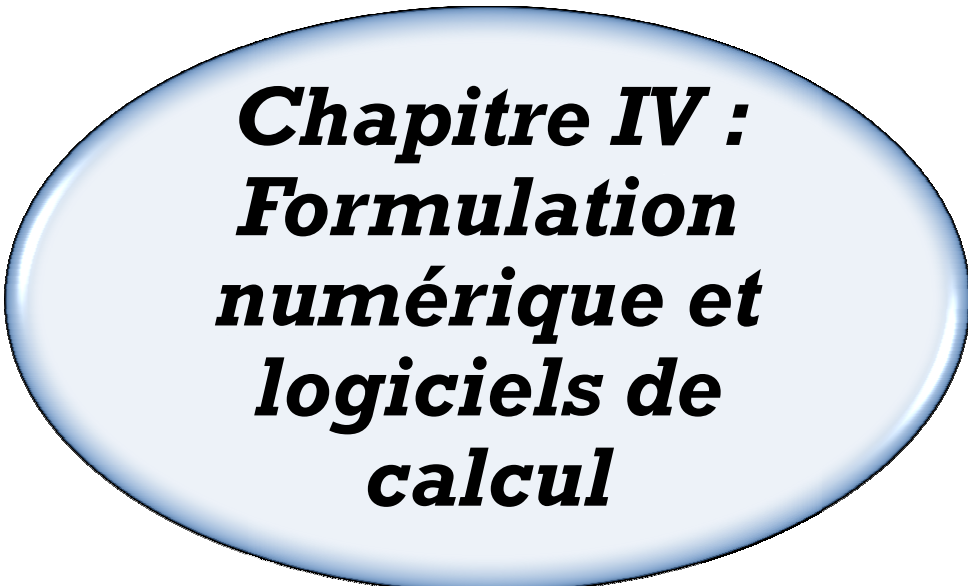
III-5 Conclusion

Le modèle mathématique est constitué d'un système d'équations complété par des conditions aux limites. Les équations de bilan sont donc connues [73], avec les remarques suivantes :

➤ La résolution analytique de ces équations de bilan n'est pratiquement jamais réalisable.

➤ Les non-linéarités constatées dans les équations sont principalement à l'origine des difficultés pour obtenir une solution analytique.

L'utilisation des méthodes numériques s'avère indispensable pour la résolution du système d'équations obtenu. Dans cette étude, on a utilisé le code CFD FLUENT (v 6.3.26), basé sur la méthode des volumes finis, a été utilisé pour résoudre les différentes équations. Cette méthode est exposée dans le chapitre suivant.



Chapitre IV : Formulation numérique et logiciels de calcul

IV-1- Introduction

IV-2- Procédure numérique

IV-3- Simulation Numérique en Mécanique des Fluides

IV-4- Présentation de l'outil numérique

IV-5- Maillage

IV-6- Conditions initiales et aux limites

IV-7 La méthodologie de résolution numérique

IV-8 Conclusion

IV-1- Introduction :

La résolution des équations de conservation d'un phénomène physique se fait par l'utilisation d'une méthode numérique bien déterminée. Cette dernière consiste à développer les moyens de la résolution de ces équations. A cette étape, intervient le concept de la discrétisation des équations différentielles, qui a pour résultat, un système d'équations algébriques non linéaires, ces équations décrivant les propriétés discrètes du fluide dans chaque nœud du domaine étudié [73].

Il existe plusieurs méthodes numériques de discrétisation, les plus utilisées sont [73]:

- La méthode des éléments finis.
- La méthode des différences finies.
- La méthode des volumes finis.

La prédiction de l'écoulement passe évidemment par la résolution des équations qui gouvernent le mouvement des fluides. Il est donc pertinent de discuter de la méthode utilisée pour faire cette résolution. Nous présentons dans ce chapitre la méthode numérique de résolution des équations de conservation de la masse, des quantités de mouvement radial, azimutal et axial et de l'énergie. Il est évident qu'au vu de la complexité des systèmes d'équations, causée par la non-linéarité des termes, par la tridimensionnalité du problème ainsi que par le fort couplage inter-équations, leur solution ne peut être que de type numérique. Nous utilisons à cet effet la méthode numérique des volumes finis dont l'intérêt dans le domaine des CFD (Computational Fluid Dynamic) n'est plus à prouver. Globalement la démarche numérique s'initie par le maillage, puis la discrétisation des équations et enfin la résolution des systèmes d'équations discrétisés.

IV-2 Procédure numérique :

Dans cette présente étude, la simulation du problème est effectuée par le logiciel Fluent, qui est basé sur la méthode des volumes finis. Le principe de cette méthode repose sur une technique de discrétisation, qui convertit les équations différentielles aux dérivées partielles en équations algébriques, qui peuvent par la suite être résolues numériquement.

Elle se distingue par la fiabilité de ses résultats, son adaptation au problème physique, sa possibilité de traiter des géométries complexes. Elle garantit la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques [73]. Le domaine de calcul est divisé en nombres finis de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle, chacun de ces derniers englobe un nœud, dit nœud principal, comme il est indiqué sur la figure 1.

La technique des volumes finis comporte essentiellement les étapes suivantes [73]:

- La division du domaine considéré en volumes de contrôle.
- La formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles.
- L'écriture des équations algébriques aux nœuds du maillage.
- La résolution du système algébrique obtenu.

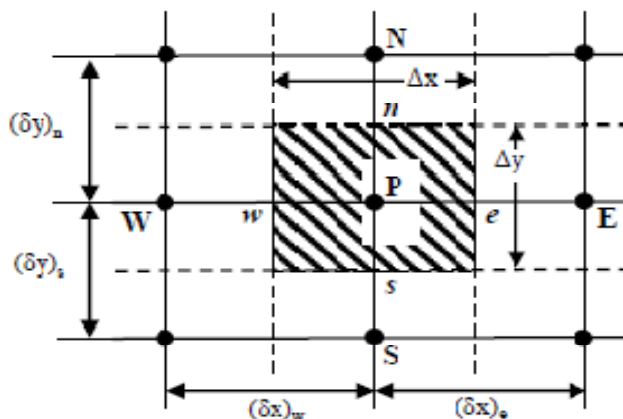


Figure IV.1: Volume de contrôle typique [73].

Pour un nœud principal P, les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction (x), tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans la direction (y). Le volume de contrôle entourant P est montré par des lignes discontinues alors que les faces sont localisées aux points (e) et (w) dans la direction (x), (n) et (s) dans la direction (y).

La méthode des volumes finis, développée à l'origine par Patankar et Spalding [74], a eu d'importants succès durant les années 1980 pour les différents avantages qu'elle offre, en particulier.

- Les équations aux différences traduisent la conservation de bilan de quantité de mouvement et d'énergie. Cela signifie que l'extension du principe de conservation écrit sous une forme discrétisée pour un volume de contrôle typique fini est vérifiée pour l'ensemble du domaine numérique.
- Sa robustesse numérique, sa maniabilité et son formalisme très proche de la réalité physique (conservation des bilans d'énergie et de quantité de mouvement).

Comme il a été introduite par Patankar [75], la méthode des volumes finis consiste à échantillonner le domaine de calcul en un nombre fini d'élément appelés volume de contrôle où chaque volume entoure un nœud. Les termes des équations différentielles modélisantes sont intégrés sur chacun de ces volumes de contrôle. Les équations algébriques qui en résultent expriment le principe de conservation pour un volume de contrôle fini de la même manière que les équations différentielles qui expriment ce même principe pour un volume infinitésimal.

Pour résoudre les équations de Navier-Stokes, on discrétise d'abord le domaine spatial. Il est donc décomposé en une multitude de volumes, où la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie est assurée. En effet, pour chacun des volumes, on intègre le flux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sur toutes ses faces. Il est alors possible de bâtir un système matriciel, où chaque ligne représente un bilan sur le volume fini. Il suffit ensuite de résoudre le système pour obtenir les variables physiques de chacun des volumes [66].

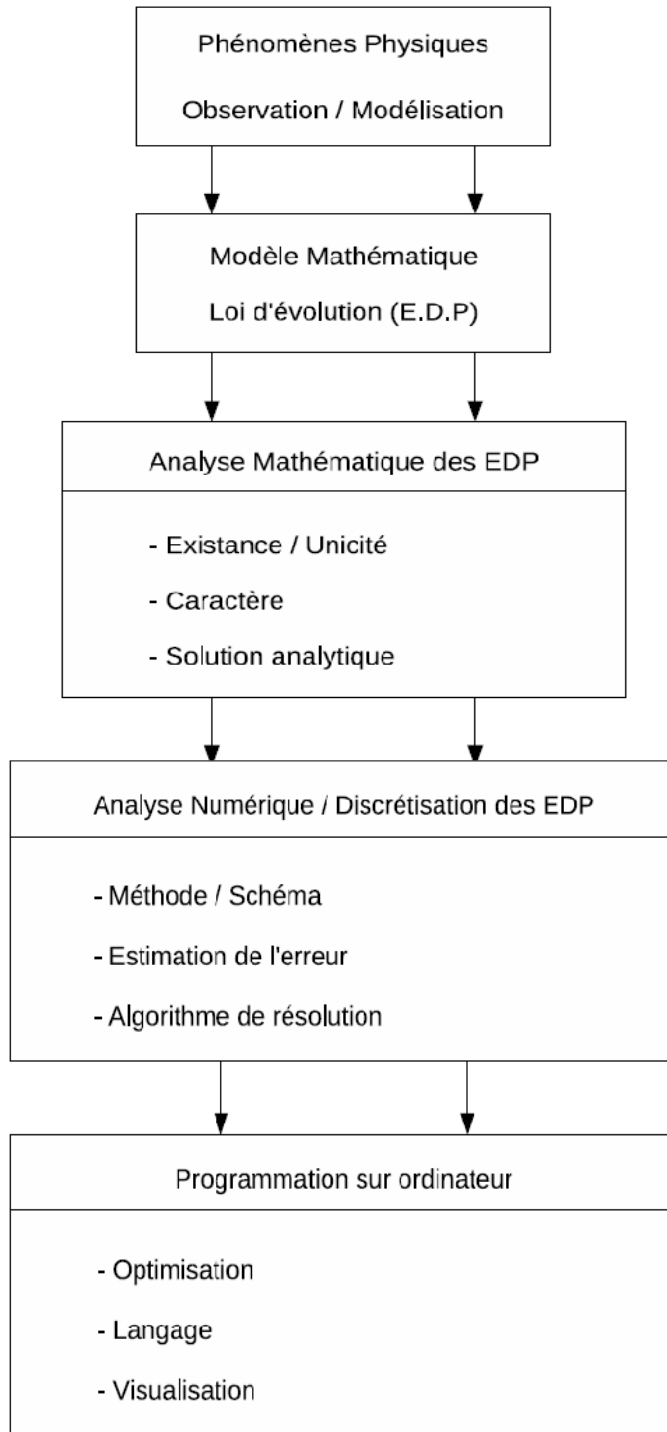


Figure IV.2: Etapes de la simulation numérique [66].

IV-3 Simulation Numérique en Mécanique des Fluides [19]

Le besoin de recourir aux simulations numériques en Mécanique des Fluides est aujourd'hui omniprésent dans de multiples domaines d'application (automobile, aéronautique et thermique par exemple) et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les

simulations numériques permettent de comprendre les phénomènes impliqués dans un écoulement : l'accès à certaines informations est rendu possible, l'écoulement peut être calculé et donc visualisé en 3D. De plus, les simulations numériques permettent de tester l'influence de plusieurs paramètres sans avoir à reconstruire tout un banc expérimental. On conçoit évidemment qu'il est plus aisé, par exemple, de modifier un maillage de turbine à gaz plutôt que de faire construire de nouvelles pièces. Les simulations numériques peuvent également permettre d'observer les comportements d'un écoulement dans une géométrie à plus grande échelle ("scaling up") sans pour autant nécessiter la construction de pilotes encombrants (par exemple en lit fluidisé).

Il existe trois types de simulation numérique en Mécanique des Fluides : RANS (Reynolds Average Navier Stokes), LES (Large Eddy Simulation) et DNS (Direct Numerical Simulation).

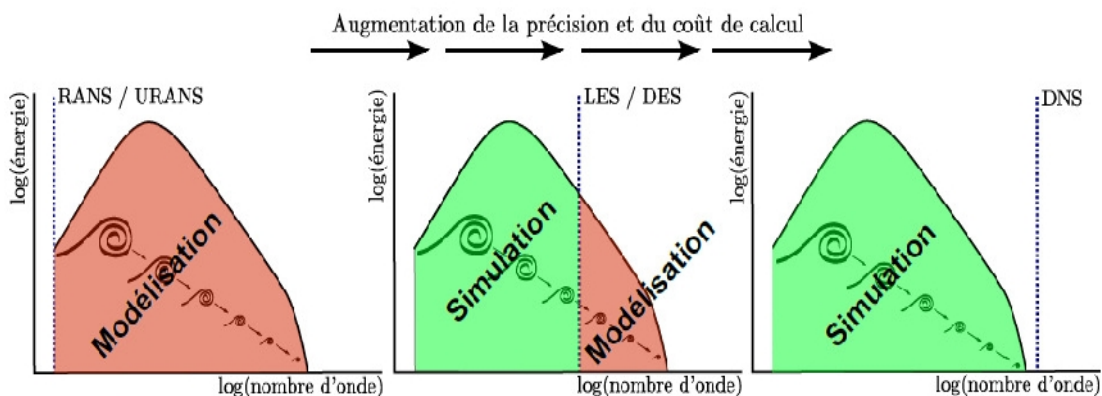


Figure IV.3: Niveau de modélisation du spectre de la turbulence associé à différentes approches de modélisation de la turbulence [66].

IV-3-1 RANS [66]

Les simulations RANS (*Reynolds Average Navier Stokes*) résolvent les équations de Navier-Stokes moyennées. En d'autres termes, la turbulence est ici entièrement modélisée. De ce fait, les résultats obtenus ne sont pas toujours représentatifs de la réalité, surtout si les configurations simulées sont complexes (en situation réactive notamment). Toutefois ce type de simulation permet d'obtenir un bon ordre de grandeur de l'écoulement moyen aussi bien en termes de vitesse que de température ou de pression. C'est pour cela que beaucoup des codes industriels actuellement sur le marché sont basés sur ce principe. Le coût de

calcul est en effet relativement faible, ce qui permet de simuler des configurations très complexes sur des maillages raffinés.

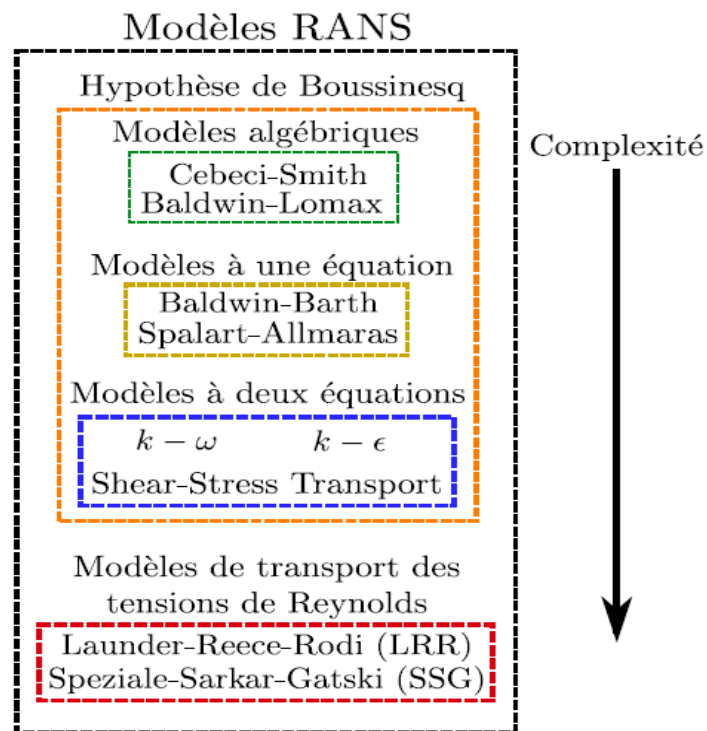


Figure IV.4 : Exemples de modèle de turbulence RANS [76].

IV-3-2 LES

Les simulations LES (*Large Eddy Simulation*) résolvent les équations de Navier-Stokes filtrées spatialement: seules les petites structures sont modélisées alors que toutes les autres sont calculées. En pratique, le filtrage spatial est imposé par le maillage : seules les structures plus grosses que le maillage seront traitées [19]. Par ailleurs, des modèles, dits modèles de sous-maille, sont introduits pour simuler la turbulence des petites échelles. Avec ce genre de simulation, il est possible d'obtenir des grandeurs moyennes mais également des grandeurs fluctuantes, ce qui fait l'intérêt de la LES en comparaison aux simulations RANS. Les coûts de calcul, certes plus importants que pour des simulations RANS, restent raisonnables et autorisent la simulation de géométries complexes sur des maillages raffinés.

IV-3-3 DNS

Les simulations DNS (*Direct Numerical Simulation*) se situent complètement à l'opposé des simulations RANS [77]. Ici, les équations de Navier-Stokes sont entièrement résolues : la turbulence est calculée et non plus modélisée. Ces simulations sont donc des plus précises mais ont un coût de calcul beaucoup trop élevé pour qu'il soit envisageable (du moins à ce jour) de simuler une configuration industrielle en DNS. En effet, le nombre de points nécessaire pour réaliser une DNS est directement lié au nombre de Reynolds de l'écoulement ($N \cong Re^{9/4}$, si la distance entre deux points voisins du maillage est de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov).

Dans notre cas, le nombre de Reynolds est aux alentours de 18330 et 3.9 milliards de points seraient alors nécessaires. Les simulations de type DNS sont donc limitées à des calculs "académiques" de type boîte cubique de petit côté, ou bien à des écoulements à faible nombre de Reynolds. Les résultats obtenus avec ce genre de simulations sont par ailleurs très utiles pour créer des modèles qui seront ensuite utilisés en LES ou en RANS.

RANS: les équations de Navier-Stokes sont moyennées et ensuite résolues en mode stationnaire -> variables moyennes, calcul économique (temps et espace de stockage)

DNS : les équations de Navier-Stokes sont résolues en instationnaire. Les résultats sont ensuite moyennés -> variables moyennes et instantanées, calcul très coûteux.

LES : les équations de Navier-Stokes sont filtrées, résolus en régime non stationnaire. Les résultats sont ensuite moyennés -> variables moyennes et instantanées, calcul coûteux.

Dans la LES, les grands tourbillons sont traités directement, tandis que l'effet des petits tourbillons est modélisé. En termes des échelles résolues, la simulation des grandes échelles (LES) est classée entre la DNS et le RANS. Les motivations de la LES peuvent être résumées comme suit:

- La quantité de mouvement, la masse, l'énergie et les autres scalaires passifs sont transportés essentiellement par les grands tourbillons.
- Les grands tourbillons sont plus dépendants des problèmes simulés et sont influencés par la géométrie du domaine de calcul et des conditions aux limites.
- Les petits tourbillons sont moins dépendants de la géométrie. Ils ont tendance à être plus isotropes, et sont par conséquent plus universels.

- La chance de trouver un modèle de turbulence universel est beaucoup plus élevée pour les petits tourbillons qu'elle ne l'est pour les grands.

IV-4 Présentation de l'outil numérique

L'augmentation rapide de la puissance des calculateurs a rendu possible le développement de codes commerciaux traitant les problèmes de transport dans les fluides. Il existe un certain nombre de codes tridimensionnels industriels, aux meilleurs performants, permettant la prédiction d'écoulement des fluides (FLUENT, CFX, PHOENICS, STAR-CD, TRIO, FEMLAB ...).

Le logiciel Fluent est composé, comme tout logiciel de type CFD, de trois éléments clés qui sont : le pré-processeur, le solveur et le post processeur.

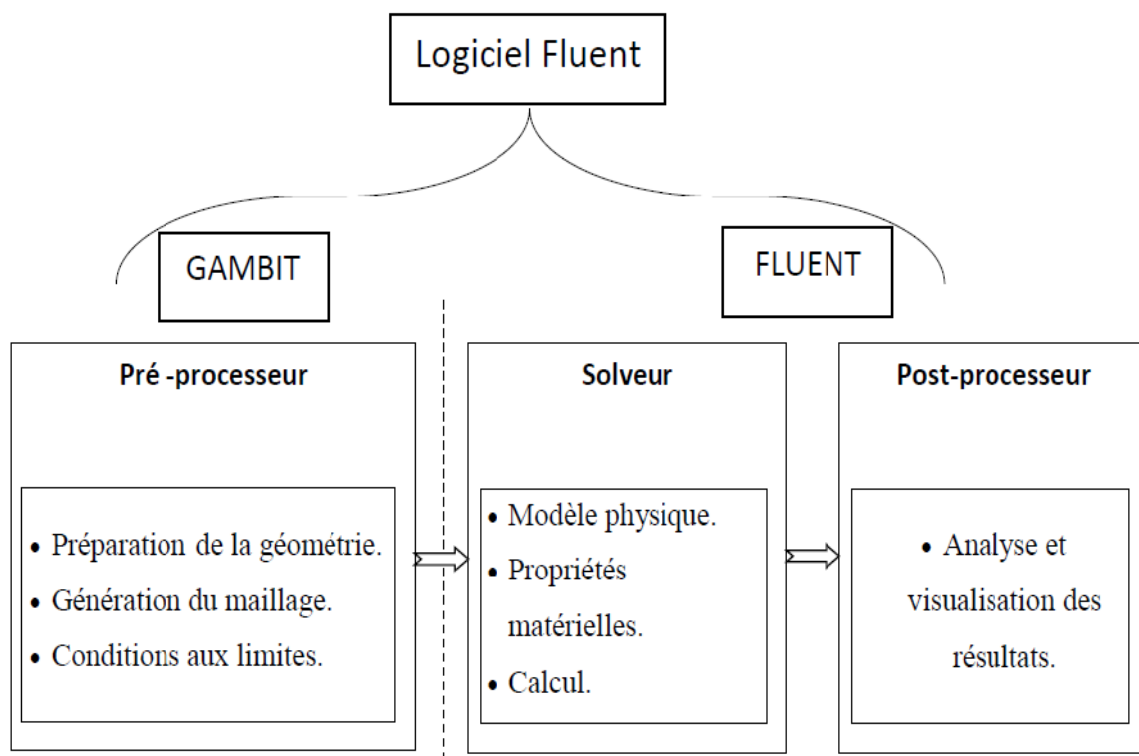


Figure IV.5: Structure de base du code "Fluent" [79].

IV-4-1 Gambit

Cette section contient une présentation succincte du logiciel Gambit ainsi qu'un exemple d'utilisation. Gambit est un logiciel permettant la construction de maillages structurés ou non. Il possède en outre de nombreuses possibilités d'extraction qui

permettent l'utilisation de ses maillages par des logiciels comme par exemple Fluent. Lors de la création d'une session, Gambit crée quatre fichiers [73]:

- Un fichier d'extension « dbx » qui contient toutes les données de la session.
- Un fichier « jou », qui retrace l'historique de la session.
- Un fichier « trn », qui reprend toutes les commandes et leurs résultats lors des différentes sessions.
- Un fichier « lok ».



Figure IV.6: Interface de Gambit [73].

IV-4-2 Code Fluent :

Le code de calcul Fluent [78] utilisé dans notre étude est commercialisé par le groupe Fluent. Ce groupe est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numérique les plus importants. Il développe et commercialise une solution complète sous forme de logiciels de CFD (Computational Fluid Dynamics) généralistes qui simulent tous les écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques pour toute l'industrie. Ce code est largement utilisé dans l'industrie aéronautique, automobile et offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation.

Fluent est un programme informatique conçu pour la simulation des écoulements de fluide et du transfert de chaleur dans des géométries complexes. Il présente une grande flexibilité des résultats et une adaptation avec n'importe quel type de maillage. Il permet le raffinement du maillage en fonction des conditions aux limites, des dimensions et même des résultats déjà obtenus.

Fluent, écrit en langage C, emploie toute la flexibilité et la puissance qu'offre ce langage. Il utilise l'architecture « serveur client » nécessaire au calcul parallèle sur plusieurs machines. Fluent dispose d'un outil de graphisme pour l'affichage des résultats et leur exploitation.

On peut aussi exporter les résultats vers un autre logiciel de graphisme, et l'option UDF permet de résoudre des équations additionnelles ou des termes sources additionnels définis par l'utilisateur [73].

Interface du code Fluent :

On peut démarrer 4 versions de Fluent **2D**, **3D**, **2DDP**, **3DDP** ayant la même interface figure 7 :

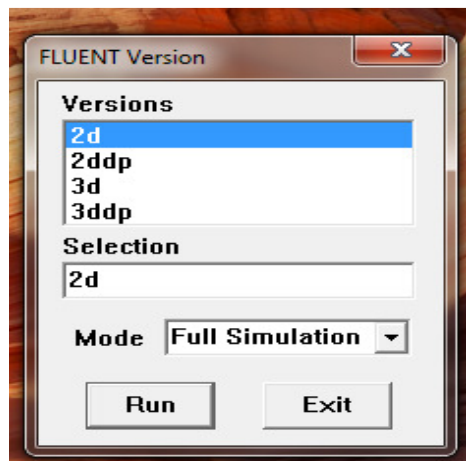


Figure IV.7 : Choix de la version [73].

- **2D (2 Dimensions).**
- **2DDP (2 Dimensions Double Précision).**
- **3D (3 Dimensions).**
- **3DDP (3 Dimensions Double Précision).**

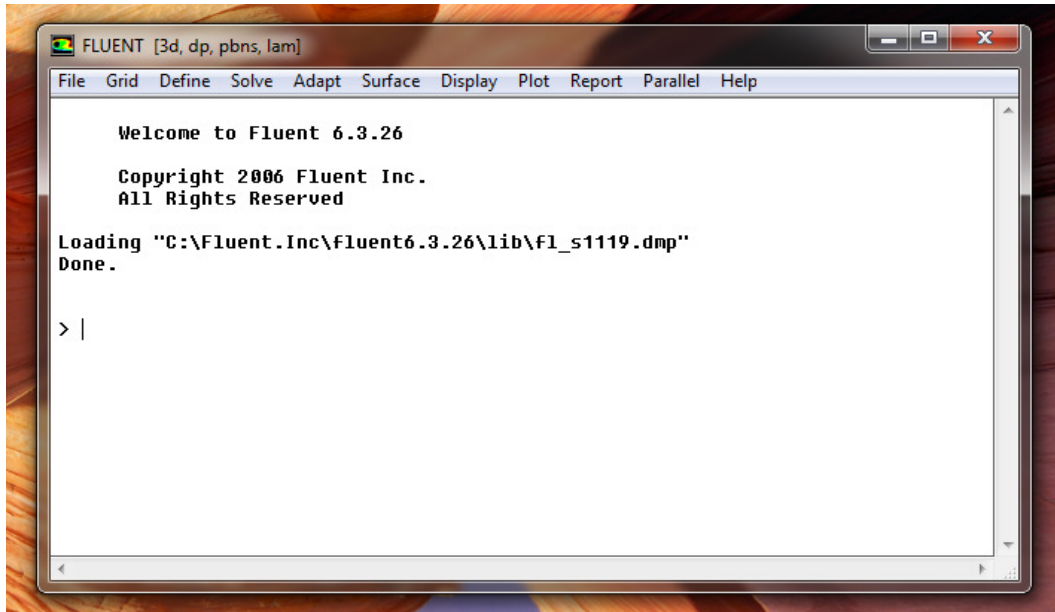


Figure IV.8: Vue globale de Fluent [73].

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

Les fonctions (figure 8) disponibles pour la procédure numérique sont:

- **File**: pour les opérations concernant les fichiers: lecture, sauvegarde, importation etc....
- **Grid** : pour la vérification et la manipulation du maillage ainsi que la géométrie.
- **Define** : pour définir les phénomènes physiques, les matériaux et les conditions aux limites.
- **Solve** : pour choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisations, les facteurs de sous relaxation, les critères de convergence et pour initialiser et procéder au calcul.
- **Adapt** : pour l'adaptation du maillage selon plusieurs paramètres.
- **Surface**: pour créer des points, des lignes et des plans nécessaires à l'affichage des résultats.
- **Display** et **plot**: pour l'exploitation des résultats.
- **Report** : pour afficher des rapports contenant les détails du problème traité.
- **Parallel** : pour le calcul parallèle.
- **Help** : pour l'exploitation du contenu du code.

Le post-processeur permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine mais surtout d'afficher les résultats obtenus. Il est ainsi possible de visualiser les champs de pression, de vitesse et de température ..., ainsi que toutes les grandeurs calculées. Il offre aussi la possibilité de tracer et de visualiser les lignes de courants.

IV-5 Maillage :

IV-5-1 Définitions préliminaires

Bloc : Zone du maillage indépendante (au moment de sa création) d'autres zones adjacentes.

Sous-bloc : Zone dont le maillage est lié aux zones adjacentes [73].

Maillage conforme : Le maillage est dit conforme s'il est continu sur tout le bloc (continuité des lignes de maillage d'un bloc à l'autre et au travers de l'interface).

Maillage non conforme : Le maillage n'est pas continu au passage d'un bloc à l'autre. Par conséquent, dans un bloc, il peut y avoir plusieurs sous blocs qui sont conformes entre eux. Deux blocs sont par définition non conformes.

Remarque : Si le maillage présente des cellules non structurées, il est considéré comme non conforme et les deux sous-blocs doivent être traités comme des blocs indépendants.

IV-5-2 Maillage des géométries

La réalisation d'un maillage se fait en deux étapes : la création de la géométrie puis son maillage surfacique (2D) ou volumique (3D). Avant de commencer à construire la géométrie support du maillage, il convient de bien réfléchir au découpage topologique du domaine [73].

Pour mailler correctement une géométrie, il faut donc séparer les problèmes :

- Identifier les différentes conditions aux limites. Chacune d'entre elles est liée à un segment ou à une face propre.

Exemple : En 2D, si on a une entrée de fluide sur uniquement une partie de la limite gauche, le reste étant une paroi, il faut diviser le segment gauche en deux. Le premier segment sera associé à la limite entrée et le second à la limite paroi.

- Identifier les zones de raffinement nécessaires et les modifications topologiques qui s'en suivent.

Exemple : Pour un domaine rectangulaire, si on veut raffiner le maillage près de la paroi inférieure et avoir un maillage uniforme près de la paroi supérieure, il faut diviser le domaine en deux parties

- Diviser les surfaces ou volumes en entités distinctes, permettant d'obtenir des rectangles (ou assimilés) en 2D et des parallélogrammes (ou assimilés) en 3D.
- Repérer les points nécessaires à la construction de la géométrie.

Exemple : Un cercle nécessite au moins 3 points de construction, une face, quatre segments (en structuré), etc.

Les étapes à suivre pour la construction de la géométrie sont relativement simples une fois la topologie bien définie:

- Mise en place des points nécessaires à la construction. Cela concerne tous les points nécessaires aux segments, aux cercles, aux arcs, etc... (voir Geometry/Vertex).
- Mise en place des segments du domaine à partir des points définis précédemment (voir Geometry/ Edge) .
- Mise en place des faces à partir des segments (voir Geometry/Face) .
- Mise en place des volumes à partir des faces (voir Geometry/Volume).

La mise en place du maillage est plus délicate. Il convient parfois de revenir à la construction de la topologie pour obtenir un maillage plus correct et qui pourra être résolu numériquement (pas de saut de pas d'espaces trop importants par exemple) :

- On commence par définir le nombre de mailles sur chaque segment (voir Mesh/Edge). En structuré, le décalage d'une maille pouvant entraîner des erreurs importantes, il est donc préférable de définir le nombre de mailles plutôt que le pas d'espacement.

Exemple : Pour mailler un carré en structuré à pas constant, on définit le même nombre de mailles sur les cotés gauche et droit, de même que sur les cotés inférieur et supérieur.

- Les maillages surfaciques sont déduits des maillages linéiques. Un problème lors de la mise en place du maillage provient forcément d'une mauvaise définition du nombre de mailles sur les lignes ou de l'utilisation du logiciel [73].

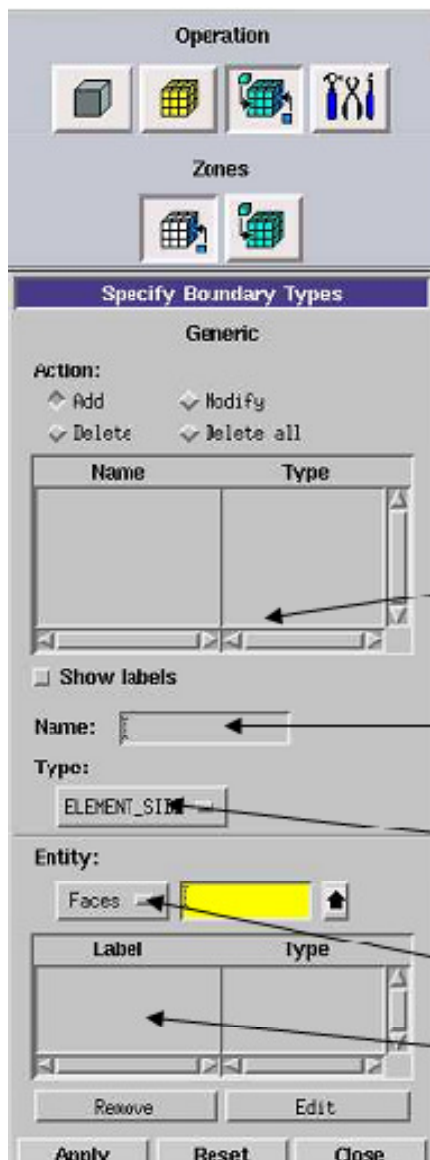
IV-6 Conditions initiales et aux limites

La réalisation des simulations numériques nécessite la connaissance de conditions initiales pour les variables de l'écoulement. Toutes les équations développées pour décrire un écoulement turbulent sont des équations aux dérivées partielles, dont il faut définir les conditions aux limites à partir des nœuds (NODE) [79].

Dans le cas multi-bloc, les interfaces entre les blocs doivent être définies en premier dans une limite unique. L'utilisateur doit adapter la géométrie aux conditions limites, une surface en 3D (un segment en 2D) ne peut être liée à plus d'un type de limite. Toutes les limites du même type (exemple toutes les parois) peuvent être définies sous une limite unique. Chaque limite doit être nommée dans Gambit, même les limites usuelles [79]. Seules les interfaces entre les sous-blocs ne doivent pas apparaître dans les limites.

Chaque face extérieure au domaine doit faire partie d'une limite pour que le maillage soit correct, sinon Gambit refusera de créer le fichier (*msh*) utilisable par Fluent. Une icône renvoie à un menu similaire à celui-ci, mais qui concerne le ou les fluides présents à l'intérieur du domaine. Si seul un fluide est utilisé, il n'est pas nécessaire de le définir (Fluent le reconnaît directement). En revanche, s'il y a deux fluides ou plus, il est conseillé de les définir séparément [73].

La spécification des conditions aux limites est effectuée selon le problème traité (voir la figure V-9).



Ce menu permet de définir les conditions physiques aux limites du domaine, à savoir si les lignes (en 2D) ou les faces (en 3D) sont des entrées, des sorties de fluide, des surfaces libres, des axes de symétries, des murs...

Ici on ne définit que la nature, les valeurs de ces conditions (vitesse, température...) seront à définir sous Fluent.

Ensembles des limites définies.

Nom donné à la limite en train d'être définie. Ce nom est important car il sera repris sous Fluent. Si les noms ne sont pas clairs, on risque de mélanger les limites (problématique pour fixer des conditions).

Type de limite choisi (le choix varie en fonction du solveur choisi pour résoudre le problème).

Faces ou lignes définissant la limite.

Ensembles des faces que comprenant la limite.

Figure IV.9 : Conditions aux limites en Gambit [73].

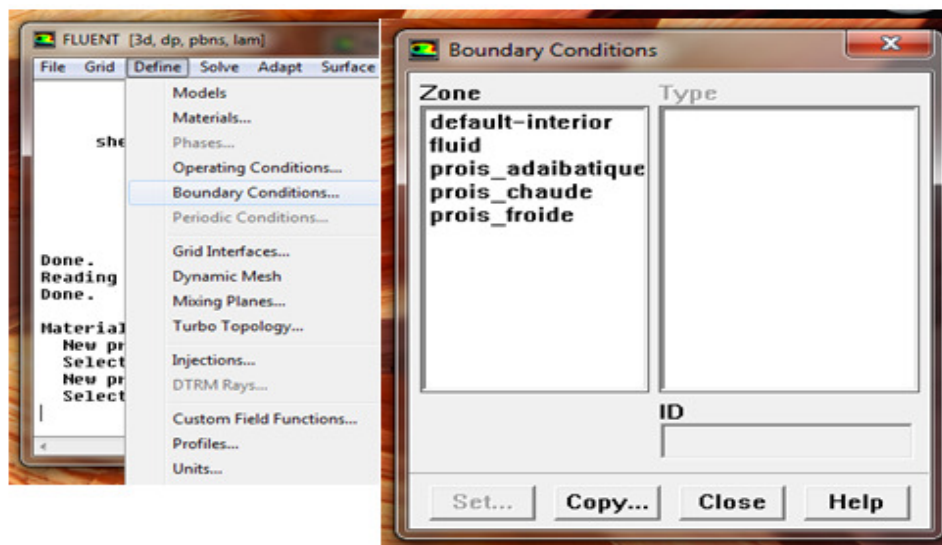


Figure IV.10 : Conditions aux limites en Fluent [73].

Le dernier sous-menu utile ou Fluent est « **Boundary Conditions** » qui sert à fixer les conditions aux limites du problème. On a précédemment vu que les limites physiques sont déjà introduites sous Gambit, cependant on doit les expliciter et leur donner une valeur sous Fluent (ceci montre que même si l'on a fait une erreur de condition sous Gambit, on peut encore la corriger sous Fluent). Il faut fournir au modèle numérique les conditions initiales qui représentent l'état de l'écoulement lors du démarrage de la simulation. Il est nécessaire de donner des vitesses initiales de l'écoulement à l'entrée du diffuseur, ainsi que les valeurs initiales pour la turbulence, et si c'est possible, donner la valeur de la pression à l'entrée.

IV-7 Méthodologie de résolution numérique

Dans le but de simuler les écoulements de fluides, de transferts thermiques ainsi que d'autres phénomènes physiques relatifs, il est nécessaire de décrire la physique associée par l'introduction de termes mathématiques. La grande partie des phénomènes qui nous intéressent sont gouvernés par des principes de conservation et sont régis par les EDP exprimant ces principes. Par exemple, les équations de quantité de mouvement expriment la conservation de la quantité de mouvement, l'équation d'énergie exprime la conservation de l'énergie totale,....etc.

La méthode des volumes finis consiste alors à intégrer les équations du mouvement sur chacun des volumes élémentaires constituant le maillage. Puis le théorème d'Ostrogradski est utilisé pour transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface. Les méthodes numériques mises en avant permettent de linéariser et de discrétiser chacun des termes de l'équation rapportée au maillage. En régime permanent, la forme linéaire des équations discrètes est la suivante :

La méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes, où chaque volume entoure un nœud. Le volume de la géométrie est discrétisé en volumes élémentaires (hexaèdres, tétraèdres, prismes ou combinaison de deux ou trois) qu'on appelle aussi mailles. En utilisant différents schémas d'approximations, on peut intégrer les termes des équations différentielles modélisées sur chaque volume de contrôle, où les valeurs et les quantités sont stockées aux nœuds du volume de contrôle. Ces équations algébriques produites expriment la conservation des quantités pour le volume de contrôle et pour tout le domaine de calcul.

Finalement, on obtient une équation discrétisée pour la variable sous la forme générale suivante :

$$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (\text{IV} - 1)$$

Où :

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S - S_p \Delta x \Delta y$$

Et

$$b = S_C \Delta x \Delta y$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = D_e A(|Pe_e|) + \text{MAX}(-F_e, 0) \\ a_W = D_w A(|Pe_w|) + \text{MAX}(-F_w, 0) \\ a_N = D_n A(|Pe_n|) + \text{MAX}(-F_n, 0) \\ a_S = D_s A(|Pe_s|) + \text{MAX}(-F_s, 0) \end{cases} \quad (\text{IV} - 2)$$

Dans les équations (IV-2), P désigne le nombre de Péclet, qui caractérise le rapport entre les flux convectif et diffusif, où :

$$Pe_e = \frac{F_e}{D_e}; Pe_w = \frac{F_w}{D_w}; Pe_n = \frac{F_n}{D_n}; Pe_s = \frac{F_s}{D_s} \quad (\text{IV} - 3)$$

Les coefficients de l'équation (IV-1) contiennent une combinaison entre les flux convectif F et diffusif D aux interfaces des volumes de contrôle. Les valeurs de F et D pour chaque interface e, w, n et s du volume de contrôle sont données par les relations suivantes:

$$\begin{cases} F_e = (\rho u)_e \Delta x \\ F_w = (\rho u)_w \Delta x \\ F_n = (\rho u)_n \Delta y \\ F_s = (\rho u)_s \Delta y \end{cases} \quad (\text{IV} - 4)$$

Et

$$\begin{cases} D_e = \frac{\Gamma_e \Delta y}{\delta x_e} \\ D_w = \frac{\Gamma_w \Delta y}{\delta x_w} \\ D_n = \frac{\Gamma_n \Delta x}{\delta y_n} \\ D_s = \frac{\Gamma_s \Delta x}{\delta y_s} \end{cases} \quad (\text{IV} - 5)$$

L'équation résultant des étapes précédentes est mise sous la forme condensée suivante :

$$a_p \phi_p = \sum a_n \phi_n + b_n \quad (\text{IV} - 6)$$

a_p et a_n sont des coefficients.

n représente les indices des cellules voisines.

Le nombre de cellules voisines dépend de la typologie du maillage (exemple : 6 cellules voisines pour un maillage hexaédrique).

ϕ_p est la valeur d'une variable scalaire au centre de la cellule.

Cette équation est à écrire pour chaque cellule de centre P du domaine. Le système d'équations aux dérivées partielles est donc transformé en un système algébrique représenté sous forme de produit de matrices comprenant un grand nombre de coefficients nuls.

IV-7-1 La discrétisation spatio-temporelle

Le maillage représente le premier élément clé dans la mise en place d'une simulation numérique. C'est de lui dont va prioritairement dépendre la qualité des résultats, pour un code donné. Le code de calcul Fluent accepte les maillages structurés, non structurés ou hybrides. De fait, un large éventail de discrétisations spatiales est rendu possible. Outre le fait que les maillages non structurés autorisent l'utilisation de tout type d'éléments (hexaèdres, tétraèdres, pyramides, prismes en 3D, triangles et quadrilatères en 2D) leur principal avantage réside dans la facilité qu'ils offrent à raffiner une région précise de l'espace.

Naturellement, plus un maillage possède de points, plus le calcul sera précis mais inversement, plus il y aura de cellules, plus chaque itération du calcul sera longue. Une importance toute particulière doit être portée sur la taille de la plus petite maille.

IV-7-2 Les schémas de discrétisation spatiale

Toutes les simulations numériques produisent inévitablement une erreur liée à la discrétisation des équations résolues. Cependant, en utilisant un nombre d'éléments

discrets assez important, c'est-à-dire un maillage assez fin, cette erreur peut être négligeable devant les autres erreurs de modélisation présentes.

Donc, afin d'assurer que les simulations effectuées dans le cadre de ce travail ne comportent pas d'erreurs de discrétisation spatiale significatives et que les solutions obtenues soient indépendantes de ce paramètre, plusieurs maillages ont été mis à l'essai.

La discrétisation des équations consiste à approximer la variable généralisée ϕ sur les interfaces du volume de contrôle. Cette dernière se fera avec le choix du schéma de discrétisation approprié. Le rôle de ce schéma intervient pour expliquer comment évaluer les flux de convection sur ce volume après intégration. Il existe différents schémas de discrétisation proposés par Patankar [75] qui permettent d'exprimer la fonction $(|Pe|)$.

Plusieurs schémas de discrétisation sont proposés dans le code fluent. Les plus utilisés sont :

- Différences centrées : $A|Pe| = 1 - 0.5|Pe|$
- Upwind : $A|Pe| = 1$
- Loi exponentielle : $A|Pe| = (|Pe|)/e^{(|Pe|)} - 1$
- Loi de puissance : $A|Pe| = \max(0, (1 - 0.1|Pe|)^5)$

Le code Fluent 6.3, en plus de ces schémas de discrétisation, comporte le schéma au 3^{ème} ordre « third-order » MUSCL et le schéma QUICK.

IV-7-2-a Schéma de différences centrées

Pour un schéma de différences centrées, on peut calculer les termes convectifs aux faces de volume de contrôle ϕ_e , ϕ_w , ϕ_s et ϕ_n (avec un maillage uniforme) comme suit [80]:

$$\phi_e = \frac{\phi_E - \phi_P}{2}; \phi_w = \frac{\phi_P - \phi_W}{2}; \phi_s = \frac{\phi_S - \phi_P}{2}; \phi_n = \frac{\phi_P - \phi_N}{2} \quad (\text{IV} - 7)$$

La fonction A ($|P_e|$) donnée par :

$$A|P_e| = 1 - 0.5|P_e| \quad (IV - 8)$$

Après un réarrangement de l'équation, on aura les coefficients de l'équation de transport:

$$\begin{cases} A_E = D_e(1 - 0.5|P_{e_e}|) + \|(-F_e, 0)\| \\ A_W = D_w(1 - 0.5|P_{e_w}|) + \|(F_w, 0)\| \\ A_N = D_n(1 - 0.5|P_{e_n}|) + \|(-F_n, 0)\| \\ A_S = D_s(1 - 0.5|P_{e_s}|) + \|(F_s, 0)\| \end{cases} \quad (IV - 9)$$

IV-7-2-b Schéma Upwind (UPS)

Le schéma de différences centrées ne s'intéresse pas à la direction de l'écoulement, tandis que le schéma *Upwind* prend en considération la direction de l'écoulement pour déterminer les termes convectifs des faces du volume de contrôle ; la valeur convective dans la face du volume de contrôle étant égale à celle du nœud.

La fonction A est donnée par l'équation :

$$A|P_e| = 1 \quad (IV - 10)$$

Les coefficients sont de la forme :

$$\begin{cases} A_E = D_e + \|(-F_e, 0)\| \\ A_W = D_w + \|(F_w, 0)\| \\ A_N = D_n + \|(-F_n, 0)\| \\ A_S = D_s + \|(F_s, 0)\| \end{cases} \quad (IV - 11)$$

Les coefficients de discrétisation de ce schéma sont positifs, ce qui fait que ce schéma est inconditionnellement stable. Il introduit une erreur nommée diffusion, et de ce fait il donne une mauvaise représentation du phénomène physique réel. On distingue deux modèles [75]:

- ◆ Schéma amont du premier ordre: ce schéma permet une certaine stabilité dans les calculs mais il est responsable de la diffusion numérique.

♦ Schéma amont du second ordre: l'utilisation de cette méthode permet de minimiser la diffusion numérique mais peut faire diverger le calcul.

IV-7-2-c Schéma de la loi de puissance (PLDS) :

Il existe d'autres schémas d'interpolation comme l'interpolation en loi de puissance (PLDS) (Power Low differencing scheme), défini par Patankar (1980) [75].

Ce schéma prend en compte la valeur à l'interface du volume de contrôle de la variable ϕ , en utilisant la solution exacte de l'équation de convection – diffusion.

La fonction $A|Pe|$ est donnée comme suit :

$$A|P| = \|0, (1 - 0.1|Pe|)^5\| \tag{IV - 12}$$

Les coefficients sont de la forme :

$$\begin{cases} A_E = D_e \|0, (1 - 0.1|Pe_e|)^5\| + \|(-F_e, 0)\| \\ A_W = D_w \|0, (1 - 0.1|Pe_w|)^5\| + \|(F_w, 0)\| \\ A_N = D_n \|0, (1 - 0.1|Pe_n|)^5\| + \|(-F_n, 0)\| \\ A_S = D_s \|0, (1 - 0.1|Pe_s|)^5\| + \|(F_s, 0)\| \end{cases} \tag{IV - 13}$$

IV-7-2-d Schéma exponentiel :

Ce schéma est utile pour la résolution analytique d'un problème unidimensionnel permanent de convection – diffusion sans source.

Du fait que le calcul de la fonction prend plus de temps, ce schéma n'est pas très employé.

$$A|Pe| = \frac{(|Pe|)}{e^{(|Pe|)-1}} \tag{IV - 14}$$

Les coefficients ont la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_E = \frac{(F_e)}{\exp\left(\frac{F_e}{D_e}\right) - 1} \\ A_W = \frac{(F_w)}{\exp\left(\frac{F_w}{D_w}\right) - 1} \\ A_N = \frac{(F_n)}{\exp\left(\frac{F_n}{D_n}\right) - 1} \\ A_S = \frac{(F_s)}{\exp\left(\frac{F_s}{D_s}\right) - 1} \end{array} \right. \quad (\text{IV} - 15)$$

IV-7-2-e Schéma d'ordre supérieur :

Les schémas d'ordre supérieur disponibles dans Fluent [78] sont le schéma QUICK et le schéma third-order MUSCL. Ces derniers prennent en compte le flux aux interfaces. A titre d'exemple, le schéma "QUICK" (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics) procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires avec un maillage régulier. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.

IV-7-3 L'algorithme de Couplage Vitesse-Pression

L'algorithme couramment utilisé se nomme SIMPLE de Patankar S.V. et Spalding D.B. [74] (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations). L'idée générale de cet algorithme est de corriger petit à petit la pression ainsi que les composantes de la vitesse afin que ces variables qui vérifient les équations de la quantité de mouvement vérifient également l'équation de continuité. Il en résulte un processus itératif qui est intégré au sein de la résolution générale définie précédemment, au niveau de la troisième étape.

- Tous les champs sont estimés en tous les points du maillage.
- A l'aide de ces valeurs, les coefficients des équations sont calculés.

- Les coefficients étant fixes, un solveur linéaire est introduit pour résoudre tout d'abord les trois équations de quantité de mouvement et fournir les composantes de vitesse U^* , V^* et W^* , la pression P^* correspondante demeurant celle utilisée pour calculer les coefficients de la deuxième étape.

Des corrections P' , U' , V' , W' sont ensuite apportées à ces champs afin que les nouveaux champs P , U , V , W soient les champs qui vérifient à la fois les équations de la quantité de mouvement et l'équation de continuité.

$$P = P^* + P' \quad (\text{IV} - 16)$$

$$U = U^* + U' \quad (\text{IV} - 17)$$

$$V = V^* + V' \quad (\text{IV} - 18)$$

$$W = W^* + W' \quad (\text{IV} - 19)$$

Ces nouvelles valeurs P , U , V , W sont alors réintégrées dans les équations de la quantité de mouvement, ce qui permet d'obtenir trois relations fonctionnelles entre les différentes corrections (les champs P^* , U^* , V^* et W^* étant connus). Précisons qu'il s'agit de relations simplifiées car certains termes sont ici annulés, ce qui constitue d'ailleurs la seule approximation de l'algorithme SIMPLE.

$$U' = f_1 (P') \quad (\text{IV} - 20)$$

$$V' = f_2 (P') \quad (\text{IV} - 21)$$

$$W' = f_3 (P') \quad (\text{IV} - 22)$$

Les champs U , V , W sont ensuite reconstitués à l'aide des relations (V-16) à (V-22) et n'ont plus que pour seule inconnue commune P' . La substitution de leurs valeurs dans l'équation de continuité donne une relation unique sur P' qui est résolue par le solveur. P' étant connu, les champs exacts P , U , V , W , vérifiant à la fois les équations de quantité de mouvement et l'équation de continuité, le sont également, ce qui était l'objectif de départ.

Toutes les autres équations du problème sont résolues par le solveur. Si les critères de convergence sont vérifiés, les champs ainsi déterminés sont les champs solutions du pas de temps considéré. Si ce n'est pas le cas, le processus est réitéré à partir de la deuxième étape: les coefficients sont recalculés à partir des nouvelles valeurs des champs.

Dans le cas où les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires: pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées [74]. La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que « Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations » (SIMPLE) pour résoudre ce couplage entre la pression et la vitesse.

La famille des algorithmes SIMPLE est essentiellement une procédure d'estimation et correction pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse. Fluent propose trois méthodes pour le couplage pression-vitesse (seulement avec la formulation "isolée" dite implicite):

- Les deux premières, très similaires, sont la méthode (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) "SIMPLE" et la méthode (SIMPLE Consistent) "SIMPLEC". 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".

IV-7-4 La sous-relaxation

La sous-relaxation est régulièrement utilisée dans les problèmes non linéaires pour éviter que le processus itératif décrit précédemment ne diverge. Elle consiste à diminuer la rapidité des changements d'une variable, d'une itération à l'autre, par l'introduction d'un coefficient de sous-relaxation α_o [71].

Comme nous savons, toutes les équations de transport, après avoir été discrétisées, peuvent être mises sous la forme générale suivante :

$$a_p \Phi_p = \sum a_{nb} \Phi_{nb} + S_\phi \quad (\text{IV} - 23)$$

Si nous notons Φ_p^* la valeur de Φ_p à l'itération précédente, il est possible d'écrire :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_\phi}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (\text{IV} - 24)$$

Où le terme entre parenthèses représente le changement survenu à Φ_p pendant une itération.

Cette variation peut alors être amortie par l'introduction d'un facteur de sous-relaxation α_ϕ de la manière suivante :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \alpha_\phi \left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_\phi}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (\text{IV} - 25)$$

Il est bien évident que cette procédure de relaxation n'est valable que si la solution finale de l'équation (IV-25) (à la fin des itérations) satisfait bien l'équation (IV-23). C'est ici le cas dans la mesure où lorsque le processus a convergé, Φ_p est censé ne plus varier d'une itération à l'autre.

La relation $\Phi_p = \Phi_p^*$ est alors obtenue. Associée à l'équation (IV-25), elle donne finalement l'équation (IV-23) recherchée.

Concernant la pression, la sous-relaxation s'effectue d'une manière un peu différente compte tenu de l'existence de l'algorithme de couplage vitesse-pression. Elle est simplement introduite dans la correction de pression P' sous la forme suivante :

$$P = P^* + \alpha_p P' \quad (\text{IV} - 26)$$

Tous les facteurs de sous relaxation doivent être compris entre les valeurs 0 et 1. Plus ils sont faibles, plus la sous-relaxation est forte et plus la convergence est lente. Mais plus, ils sont forts, plus la sous relaxation est faible et plus il y a de chance faire intervenir des instabilités dans le processus itératif.

Pour choisir les coefficients de sous-relaxation, cela peut dépendre de la nature du problème, du nombre et de la taille des cellules du maillage, de la procédure itérative choisie. Il faut cependant savoir que le choix de ces facteurs est essentiel pour le bon déroulement de la procédure itérative. La valeur de ces coefficients peut être imposée différemment d'une variable à une autre.

Dans le présent travail, les facteurs de sous-relaxation sont présentés dans le chapitre suivant.

IV-7-5 Les critères de convergence

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. Elle converge lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini selon l'utilisation [71]. Le critère de convergence est donc utilisé pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait.

Le critère de convergence utilisé repose sur le résidu d'une équation du problème définie par l'utilisateur. En toute rigueur, le résidu correspond à la somme, sur toutes les mailles, des erreurs effectuées sur l'équation discrétisée en question, lorsque les variables déterminées par le processus sont réintégrées dans l'équation discrétisée.

Par définition :

$$R_{\phi} = \sum_{\text{mailles}} \left(\sum_{nb} a_{ab} \phi_{nb} + b - a_p \phi_p \right) \quad (\text{IV} - 27)$$

En choisissant une équation du système ainsi qu'une valeur de résidu à ne pas dépasser sur cette équation, l'utilisateur fixe un indicateur de la convergence. A chaque itération, le résidu est calculé sur l'équation choisie et dès que le résidu passe en deçà de la valeur fixée, le processus s'arrête considérant que les calculs ont convergé et passe au pas de temps suivant.

IV-7-6 Choix de la formulation du solveur

Fluent propose plusieurs formulations du solveur [78]:

- La formulation "Segregated", ou isolée (implicite): Cette formulation permet de résoudre les équations de continuité, de quantité de mouvement et quand c'est nécessaire, celle de l'énergie, séquentiellement, c'est-à-dire isolées les unes des autres (implicite par défaut). Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressibles à modérément compressibles. De ce fait, c'est la formulation que l'on a choisie d'utiliser pour notre étude.
- La formulation "Coupled", ou couplée soit implicite ou explicite: Cette option permet aux équations gouvernantes d'être résolues simultanément, c'est-à-dire couplées les unes avec les autres. Cependant, les autres scalaires, tels que les quantités de la turbulence, sont traités isolément. Initialement, ce mode a été conçu pour les écoulements compressibles à grandes vitesses. Ce qui lui donne un avantage pour le traitement des écoulements hautement couplés (forte interdépendance entre la densité, l'énergie et les moments) avec des forces de volumes (ex. flottabilité et forces de rotation). Il faut signaler que le solveur couplé implicite requiert presque le double de la mémoire qu'utiliserait le solveur isolé, alors que le solveur couplé explicite est entre les deux, en terme de besoins en ressources, mais convergera plus lentement que la formulation implicite et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires.

IV-7-7 Choix du schéma d'interpolation de la pression

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes [78]:

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume.
- Le schéma "PRESTO!" (Pressure Staggering Option): est approprié pour les écoulements tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou pour les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision dans les écoulements incompressibles.

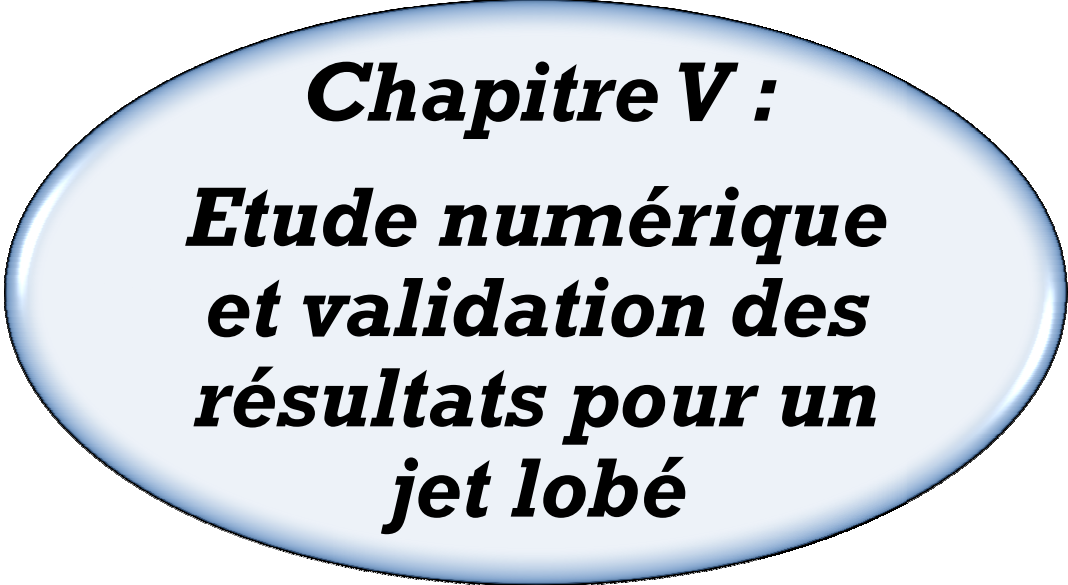
- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

IV-7-8 Ordre de précision

Dans toutes ses versions, le code 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.

IV-8 Conclusion

Dans ce chapitre on a introduit les différentes méthodes numériques de discrétisation, les plus utilisées. Par la suite, nous avons décrit la procédure numérique en s'intéressant à la méthode des volumes finis, selon trois types de la simulation numérique. L'outil numérique a ensuite été présenté. L'incorporation des conditions aux limites ont été élaborés avec le mailleur Gambit. Par la suite, nous avons montré la méthodologie de résolution numérique dans laquelle la discrétisation spatio-temporelle, les schémas de discrétisation spatiale, l'algorithme couplage vitesse-pression, la sous relaxation et les critères de convergence ont été décrits. Le choix de la formulation du solveur, le choix du schéma d'interpolation de la pression et l'ordre de précision clôturent ce chapitre.



Chapitre V :
Etude numérique
et validation des
résultats pour un
jet lobé

V-1- Introduction

V-2- Conditions aux limites

V-3- Maillage

V-4- Hypothèses fondamentales et simplificatrices

V-5- Procédure de résolution

V-6- L'effet du maillage

V-7 Validation des résultats

V-8 Sources d'erreur numérique

V-9 Conclusion

V-1 Introduction

Ce chapitre porte sur la simulation de l'écoulement à travers une buse lobé de diamètre équivalent 46 mm , dont le nombre de Reynolds basé sur la vitesse au centre de l'orifice de soufflage vaut $1.8330 \cdot 10^4$. Les équations de Navier-Stokes sont résolues de façon instationnaire, avec le solveur Fluent.

On a configuré la géométrie du cas étudié, la génération de son maillage. L'incorporation des conditions aux limites ont été élaborées avec le mailleur Gambit et le solveur Fluent. On a utilisé la méthode des volumes finis sous Fluent. Afin d'améliorer les prévisions des modèles de turbulence, on a testé quatre modèles de turbulences $k-\varepsilon$ standard et RNG, $k-\omega$ SST et le modèle de Reynolds stress turbulence RSM en vue d'opter pour le modèle le plus adéquat relatif à ce type d'écoulement.

En premier lieu, nous présentons une optimisation du maillage dans le but de bien choisir le maillage convenable à notre étude. Nous confrontons nos résultats numériques aux résultats expérimentaux.

Dans notre cas, nous présentons les profils axiaux et radiaux de la température et de la vitesse. Nous présentons donc dans ce chapitre les différentes étapes qui ont été nécessaires pour obtenir une prédiction convenable de l'écoulement.

V-2 Conditions aux limites

On présente les conditions aux limites du domaine selon la nature de la limite considérée. En outre, pour chaque type de condition aux limites, il existe plusieurs variantes. Pour le cas étudié, les conditions aux limites sont schématisées dans la figure 1 ci-dessous. Les dimensions du local sont très grandes par rapport à celles de la zone de diffusion d'air.

Il faut définir les conditions aux limites, pour résoudre toutes les équations aux dérivées partielles considérées.

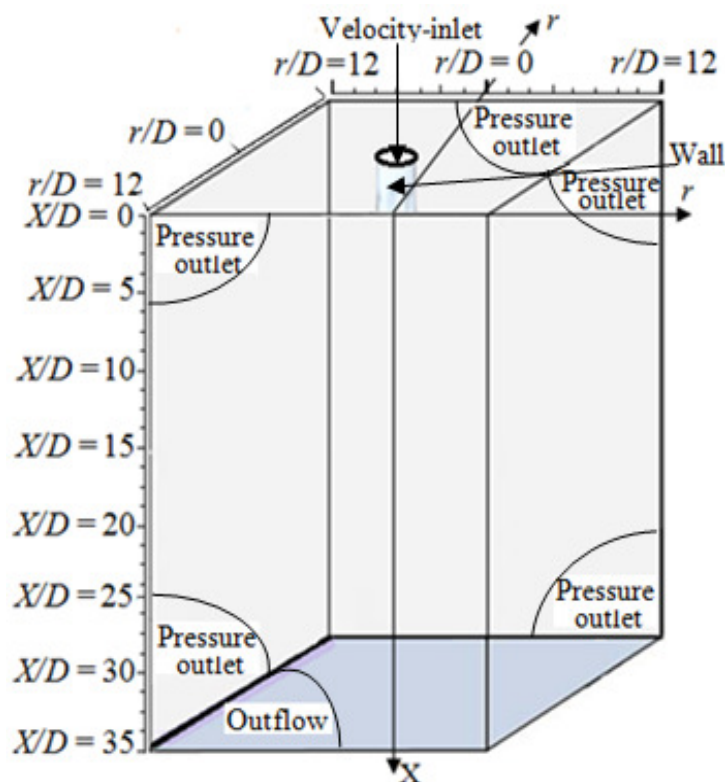


Figure V.1: Domaine de calcul et contrainte de fonctionnement.

➤ **Entrée de fluide**

Elle est de type "*velocity inlet*". On a imposé une vitesse absolue du fluide et également sa température, sa composition, ainsi que les caractéristiques de la turbulence en fixant l'intensité de turbulence I_{tur} et une dimension caractéristique L_{tur} , sur la base de calcul du nombre de Reynolds (R_e) de l'air.

➤ **Les parois latérales et la paroi haute**

Les parois latérales ainsi que la paroi haute sont modélisés par une condition de type "*pressure outlet*" qui permet de prendre en compte les propriétés d'une entrée de fluide par le plan de sortie du domaine, dans laquelle on impose simplement la pression statique dans le plan de sortie. On y fixe également les valeurs des propriétés scalaires (température et grandeurs de turbulence) du fluide potentiellement entrant dans le domaine par cette limite.

➤ **Paroi basse :**

La paroi basse est modélisé par une condition de type "*Outflow*" où l'écoulement est complètement développé.

Avant de choisir les conditions aux limites, il faut choisir d'abord la valeur de la pression de référence « operating conditions ».

En effet Fluent effectue tous les calculs, avec une pression appelée « gauge pressure » et ce afin d'éviter les erreurs d'ordre numérique lors du calcul, pour le cas des écoulements à faible nombre de Mach. La relation liant la pression absolue à la « gauge pressure » est donnée par [19]:

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{op}} + P_{\text{Gauge}} \quad (\text{V-1})$$

Fluent aussi prend par défaut la valeur de la pression atmosphérique comme pression de référence.

A l'entrée, il suffit d'imposer les profils de vitesses nécessaires, de la température et de l'intensité de turbulence [19].

Les conditions initiales pour les modèles de turbulence $k-\omega$ SST, $k-\varepsilon$ standard, RNG $k-\varepsilon$ et le modèle RSM sont les suivantes :

- Vitesse d'entrée: 8 (m/s)
- Température d'entrée : 71(°C)
- Intensité de turbulence : 5 (%)
- Nombre de Reynolds : $Reynolds = 18330$.
- Pression : Standard.
- Les facteurs de relaxation : Pression = 0.3, Densité = 0.9, Energie = 0.9, Moment = 0.6, body forces = 0.9, Turbulent kinetic Energy = 0.7, Specific Dissipation Rate = 0.7, Turbulent Viscosity = 0.9.
- Critère de convergence : Energie = 10^{-7} , Autres paramètres = 10^{-4} .

La convergence du modèle RSM a été toujours une tâche très difficile. Ce modèle crée un haut degré de couplage entre les équations de quantité de mouvement et les contraintes turbulentes de l'écoulement. Le calcul devient donc plus lourd, d'où les difficultés de stabilité et de convergence par rapport au modèle $k-\varepsilon$. On a adopté une stratégie spéciale de solution afin d'obtenir une solution convergente. On démarre avec des bas facteurs de sous-relaxation, et on augmente ces paramètres en accélérant la convergence lorsque la solution RSM commence à converger.

V-3 Maillage

La génération d'une bonne qualité de maillage (2D ou 3D) est une phase très importante dans une analyse CFD pour faire un calcul précis, vu l'influence des paramètres sur la solution calculée.

Pour les applications en climatisation et en chauffage des locaux à usage d'habitation, la technique de génération de maillage peut être résumée sous la forme suivante [70]:

- La géométrie doit être préparée au préalable, avec la définition de tous les composants, diffuseur et local sous forme de données numériques, fichier maillage qu'on peut importer sous Gambit.
- La géométrie qui représente les différents domaines est décomposée en sous domaines « maillables ».
- Maillages des sous-domaines.

La réduction du temps nécessaire à la génération du maillage est un critère de bonne maîtrise d'utilisation des outils CFD dans la conception de la géométrie étudiée.

V-3-1 Le type de maillage

Les différents types de maillages (2D ou 3D) utilisés par Fluent sont représentés dans la figure suivante [70]:

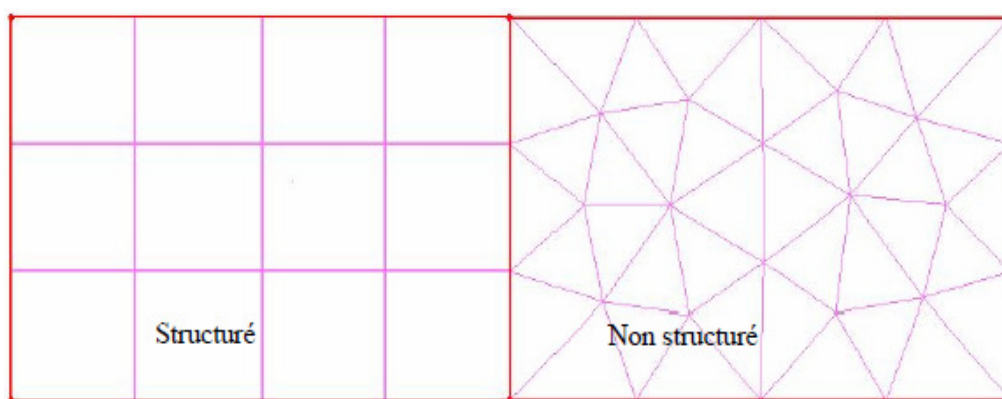


Figure V.2: Type de maillage utilisé par le code Fluent [70].

V-3-1-a Maillage structuré (quadra/hexa)

Il est beaucoup plus facile de le générer en utilisant une géométrie multi bloc. Il présente les avantages suivants :

- Economique en nombre et présente un nombre inférieur de maille par rapport à un maillage non structuré équivalent.
- Réduit les risques d'erreurs numérique car l'écoulement est aligné avec le maillage.

Ses inconvénients :

- Difficile à le générer dans le cas d'une géométrie complexe.
- Difficile d'obtenir une bonne qualité de maillage pour certaines géométries complexes.

V-3-2-b Maillage non structuré (tri/tétra)

Les éléments de ce type de maillage sont générées arbitrairement, sans aucune contrainte quant à leur disposition.

Ses avantages :

- Peut être généré sur une géométrie complexe tout en gardant une bonne qualité des éléments.
- Les algorithmes de génération des mailles (Tétra) sont très automatisés.

Ses inconvénients :

- Très gourmand en nombre de mailles comparativement au maillage structuré.
- Engendre des erreurs numériques (fausse diffusion) qui peuvent être plus importantes si l'on compare avec le maillage structuré.

V-3-3-c Maillage hybride

Maillage généré par un mélange d'éléments de différents types (triangulaires ou quadrilatéraux en 2D, tétraédriques, prismatiques, ou pyramidaux en 3D). Il combine entre les avantages du maillage structuré et ceux du maillage non structuré [70].

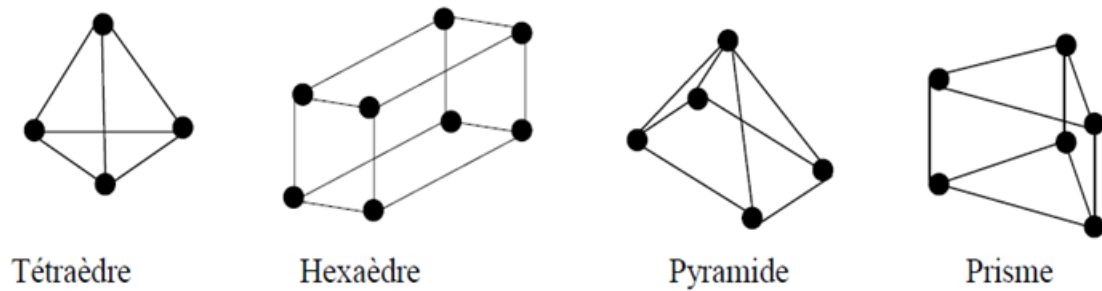


Figure V.3: Les différentes formes géométriques des mailles 3D utilisées par Fluent [19].

Pour notre cas, on a choisi le maillage tétraédrique. Les mailles proches de l’orifice de soufflage sont des tétraèdres et également les mailles du reste du domaine sont des tétraèdres. Prés de l’orifice de soufflage, il est nécessaire d’avoir des mailles les plus petites possibles pour bien modéliser l’écoulement à cet endroit.

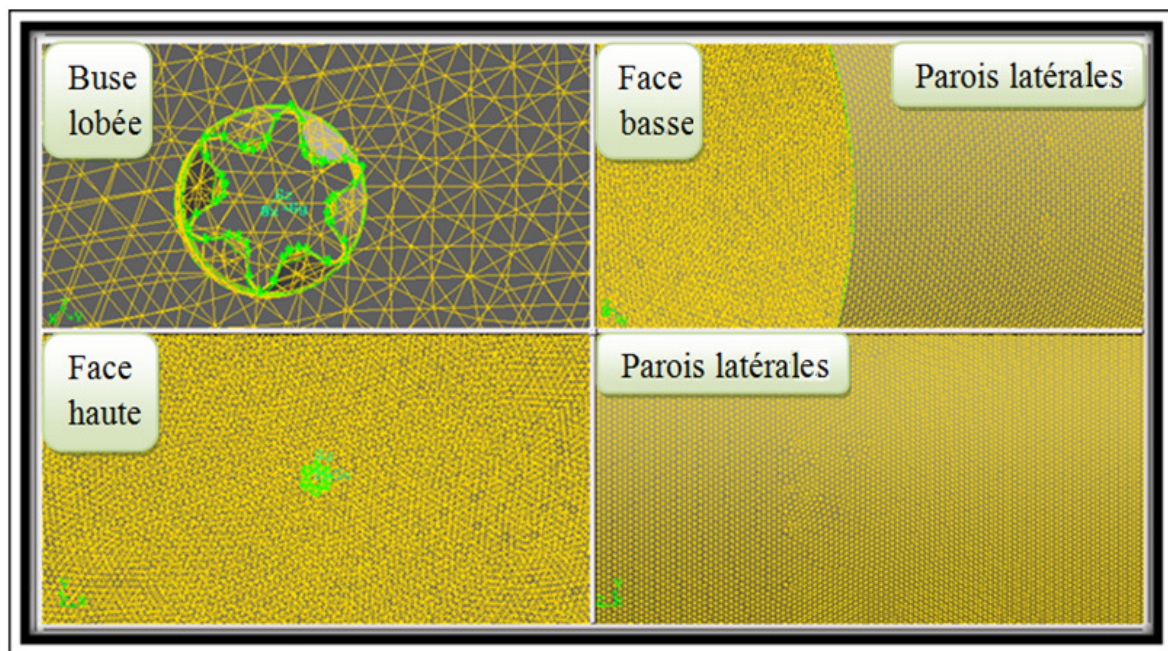


Figure V.4: Maillage du domaine étudié

V-4 Hypothèses fondamentales et simplificatrices

Le modèle général qui permet de décrire le mouvement d’un fluide s’obtient par l’application des bilans de masse, de quantité de mouvement et d’énergie, effectués sur le fluide.

Les hypothèses suivantes sont adoptées [19]:

- Fluide Newtonien
- Fluide incompressible et tridimensionnel
- Ecoulement axisymétrique
- Ecoulement stationnaire
- Forces extérieures négligeables
- Pas d'échange de chaleur et de masse aux frontières du domaine physique

Tableau V.1 : Propriétés physiques de l'air.

Propriétés physiques du fluide	Masse volumique ρ (kg/m ³)	Chaleur spécifique c_p (J/kgK)	Conductivité thermique λ (W/mK)	Viscosité dynamique μ (kg/ms)	Coefficient de dilatation linéaire β (K ⁻¹)
Air	1.225	1006.63	0.0242	$1.789 \cdot 10^{-5}$	$3331 \cdot 10^{-6}$

V-5 Procédure de résolution

Après avoir vérifié le maillage de la géométrie en Gambit, on lance la lecture du fichier contenant l'extension *.msh*. La création du fichier de données (extension *.cas*) est nécessaire en Fluent pour la vérification et la manipulation du maillage et de la géométrie. Puis on passe au type de solveur. Notre cas est tridimensionnel et l'écoulement est stationnaire. Les autres étapes définissent les choix du fluide, des matériaux et les conditions aux limites. La dernière étape, c'est choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisation, les facteurs de sous-relaxation, les critères de convergence ainsi que l'initialisation du calcul qui dépend des conditions aux limites.

V-5 -1 Algorithme de calcul

D'une manière générale, le succès de la simulation dépend fortement et presque exclusivement de la méthode de résolution des systèmes d'équations algébriques obtenues après discrétisation des équations différentielles.

Après la résolution de chaque équation de quantité de mouvement, on obtient des valeurs de vitesses. Si ces valeurs ne satisfont pas l'équation de continuité, une équation sera résolue pour la correction des champs de pression, de vitesse et de flux massique. Ensuite on procède à la résolution des équations de la turbulence et de température. Enfin, on procède à un test de convergence. Si le critère de convergence est satisfait le champ est déterminé.

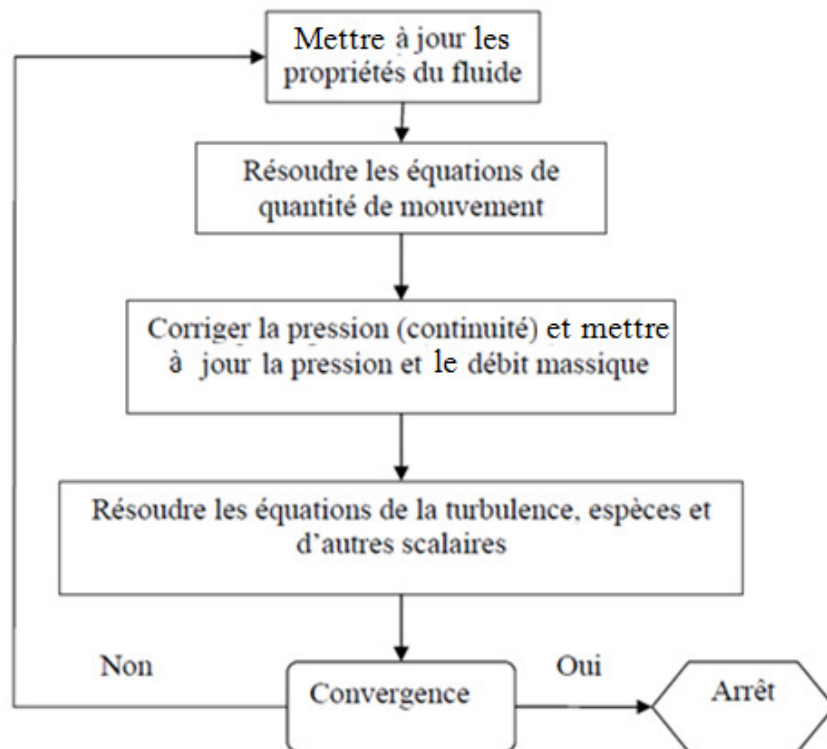


Figure V.5 : Algorithme de calcul[71].

Cet algorithme permet de fournir une solution ; même pour le champ de pression qui est le plus difficile à calculer à cause de son couplage avec celui des vitesses.

Etant donné la non-linéarité des équations de conservation après discrétisation, les calculs doivent faire appel aux méthodes itératives. Pour le couplage pression/vitesse, Fluent dispose de trois principaux algorithmes de couplage SIMPLE « Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations », SIMPLEC « SIMPLE Consistent » et PISO « Pressure-Implicit with Splitting of Operators ») dont le premier sera brièvement décrit ci-dessous :

❖ Algorithme SIMPLE :

L'algorithme original, écrit par Patankar et Spadling [74] est essentiellement une procédure d'estimation et de correction pour calculer la pression dans le maillage décalé.

L'algorithme SIMPLE permet de résoudre le système d'équations discrétisées. Cet algorithme stipule l'existence d'une relation entre les vitesses corrigées et les pressions corrigées, en vue de vérifier l'équation de conservation de la masse.

La séquence des opérations de calcul de la méthode SIMPLE est la suivante:

1. Estimer un champ de pression P^* .
2. Résoudre les équations de quantité de mouvement pour en tirer les champs de vitesse.
3. Résoudre l'équation de correction de pression P' .
4. Corriger les champs de pression et de vitesse en utilisant les formules de correction.
5. Résoudre les autres équations de transport (température, turbulence).
6. Prendre le champ P^* comme une nouvelle estimation et recommencer la séquence à partir de l'étape 2, jusqu'à la convergence.

V-5 -2 Choix du schéma de discrétisation

Les schémas de discrétisation utilisés dans le présent travail sont résumés comme suit [71]:

➤ ***Pour le modèle $k-\varepsilon$ standard, le modèle $k-\omega$ SST et le modèle RNG $k-\varepsilon$:***

Tableau V.2: Schémas de discrétisation utilisés pour le modèle $k-\varepsilon$ standard, le modèle $k-\omega$ SST et le modèle RNG $k-\varepsilon$.

Pression	Standard
Couplage de vitesse-pression	SIMPLE
Quantité de mouvement	Upwind second ordre
Energie cinétique turbulente	Upwind second ordre
Taux de dissipation	Upwind second ordre
Energie	Upwind second ordre

➤ Pour le modèle RSM :

Tableau V.3: Schémas de discrétisation utilisés pour le modèle RSM.

Pression	Standard
Couplage de vitesse-pression	SIMPLE
Quantité de mouvement	Upwind second ordre
Energie cinétique turbulente	Upwind second ordre
Taux de dissipation	Upwind second ordre
Contraintes de Reynolds	Upwind second ordre

- Le schéma « QUICK » (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics): Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires avec un maillage régulier structuré (dans notre cas le maillage non structuré). Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.
- Le schéma «PRESTO» (Pressure Staggering Option): est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires ou les écoulements dans des domaines fortement courbés. Il utilise le bilan de masse dans un volume de contrôle décalé pour la face où est calculée la pression décalée. Ce schéma est inspiré de l'idée de la grille décalée valable avec un maillage structuré proposé par Patankar (1980) [75].

V-5 -3 Algorithme de couplage Vitesse-Pression

Quelques simulations ont été faites avec la méthode "SIMPLEC", qui n'a montré aucune différence significative par rapport à la méthode "SIMPLE". Donc, pour notre cas, on se limitera à l'utilisation de la méthode "SIMPLE" qui offre plus de garanties pour la convergence de la solution [19].

V-6 L'effet du maillage

Pour notre étude tridimensionnelle, nous exposons les résultats de simulation obtenus à l'aide du logiciel « Fluent » et du maillonneur Gambit. La génération de leur maillage, passe impérativement par les étapes de conception suivantes :

- Dessin de la géométrie en trois dimensions (3D).
- Génération du maillage du volume.
- Définition des conditions aux limites sur le volume.
- Exportation de la géométrie pour traitement par le code « Fluent ».

Pour le cas étudié, on a optimisé le maillage convenable à notre étude. Les résultats sont ainsi validés par comparaison avec ceux obtenus expérimentalement.

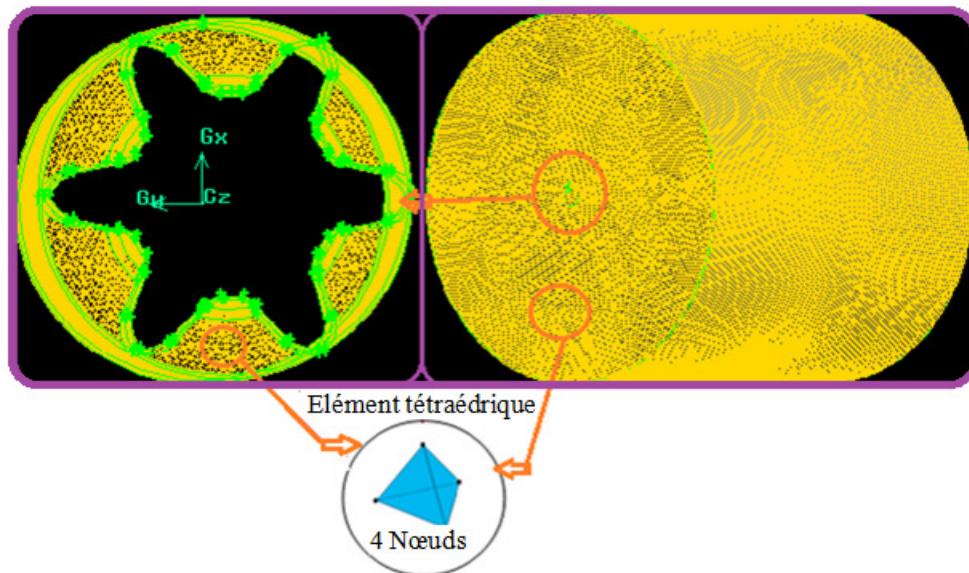


Figure V.6 : Maillage du domaine de calcul.

Un modèle de turbulence qui est le RNG k- ϵ , a été testé avec plusieurs maillages pour étudier leurs effets.

Tableau V.4: Maillages testés.

Numéro du maillage	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4	Maillage 5	Maillage 6
Nombre de cellules	633268	1128214	1702062	2326082	3301991	4089508

Les figures 7,8 et 9 illustrent l'évolution de la température et de la vitesse axiale et radiale réduite (T_r , U_r), et ce, pour les plans principal et secondaire.

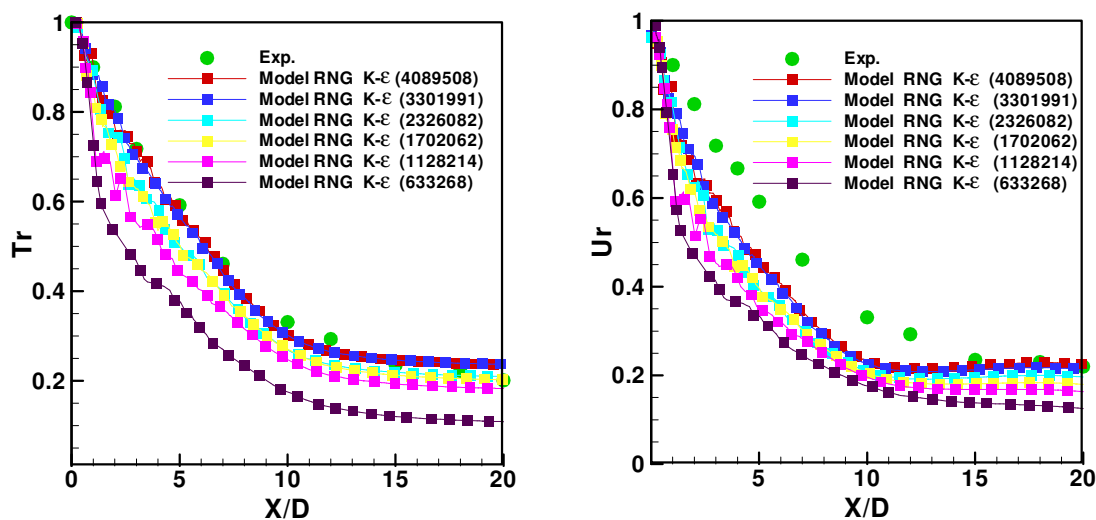


Figure V.7: Indépendance de la solution du maillage pour la température et la vitesse axiale.

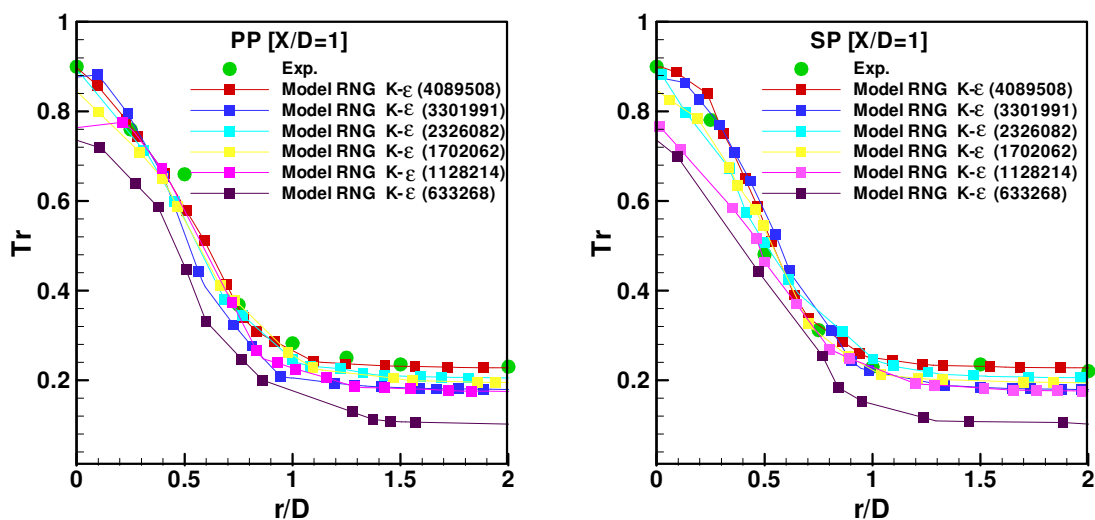


Figure V.8: Indépendance de la solution du maillage pour la température radiale à $X/D=1$ dans les plans principal et secondaire.

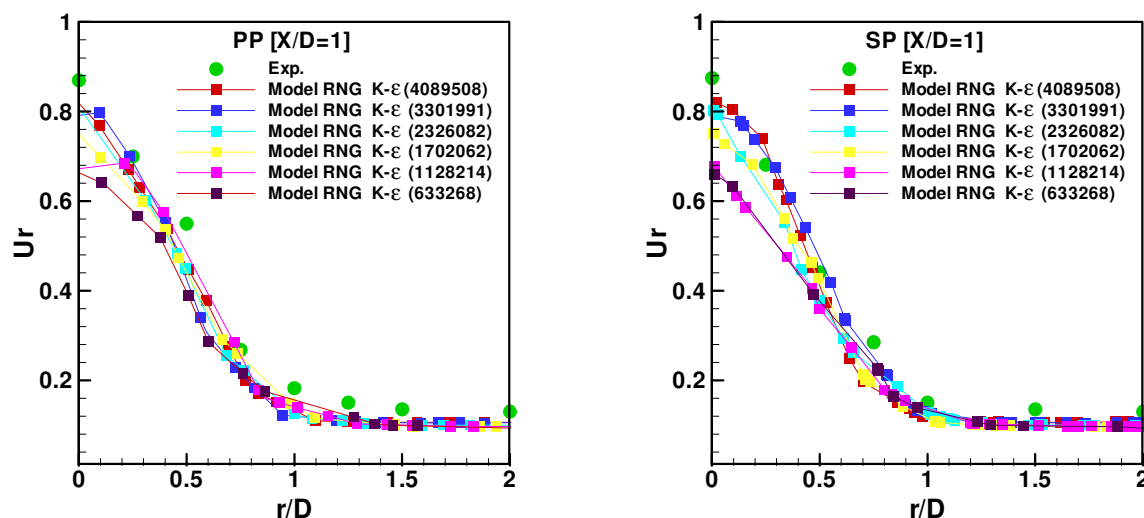


Figure V.9: Indépendance de la solution du maillage pour la vitesse radiale à $X/D=1$ dans les plans principal et secondaire.

D'après ces figures, on a constaté qu'à partir du maillage 5 (Tableau 4), les profils axiaux et radiaux de vitesses et de température ne varient plus avec le maillage. Alors les simulations ont été opérées avec ce maillage.

V-7 Validation des résultats

V-7-1 Profils de température et de vitesse axiale réduite pour un jet lobé

La figure 10 présente une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques relatifs aux températures et aux vitesses axiales réduites (T_r , U_r) au niveau des différentes stations. Les résultats numériques sont obtenus en testant quatre modèles de turbulence : $k-\omega$ SST, $k-\epsilon$ standard, RNG $k-\epsilon$ et le modèle RSM.

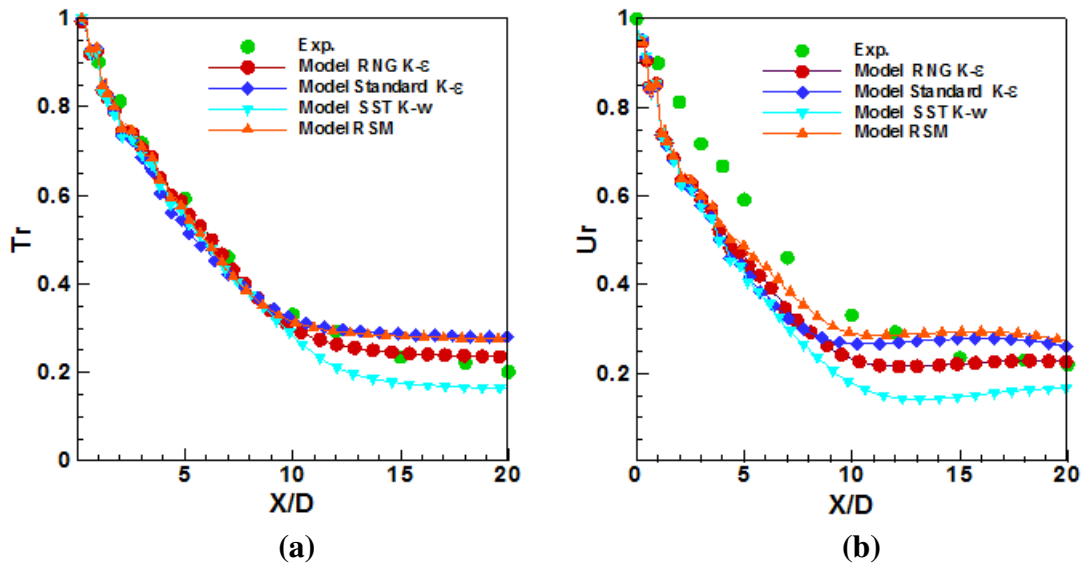


Figure V.10 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques des températures et vitesses axiales.

Comme on peut le remarquer sur la figure 10(a), dans la région proche de l'orifice de soufflage (la région du noyau potentiel et la zone de transition), une bonne concordance avec les résultats expérimentaux a été obtenue entre les températures prédites par les trois modèles de turbulence RNG k- ϵ , k- ϵ standard et RSM. Il n'y a que le modèle k- ω SST qui commence à diverger à partir de la distance axiale $X/D_e=10$ (région de l'écoulement pleinement établi).

Ainsi, les températures prédites par le modèle de turbulence RNG k- ϵ sont correctement validées.

La figure 10(b) montre aussi que les vitesses prédites par les modèles de turbulence RNG k- ϵ , k- ϵ standard et RSM sont généralement en bon accord avec l'expérience.

A partir de la station $X/D_e=5$, le profil dérivant du modèle k- ω SST présente un certain écart par rapport aux valeurs expérimentales, mais avec une même allure.

Ainsi, le modèle de turbulence RNG k- ϵ valide correctement le profil des vitesses axiales.

Les vitesses et les températures axiales prédites par les modèles de turbulence RNG k- ϵ , k- ϵ standard et RSM sont en bon accord avec les données expérimentales pour la prédiction de l'écoulement moyen près de l'origine du soufflage, ce qui laisse suggérer que ces modèles traitent correctement l'interaction de l'écoulement avec le diffuseur. Tous les

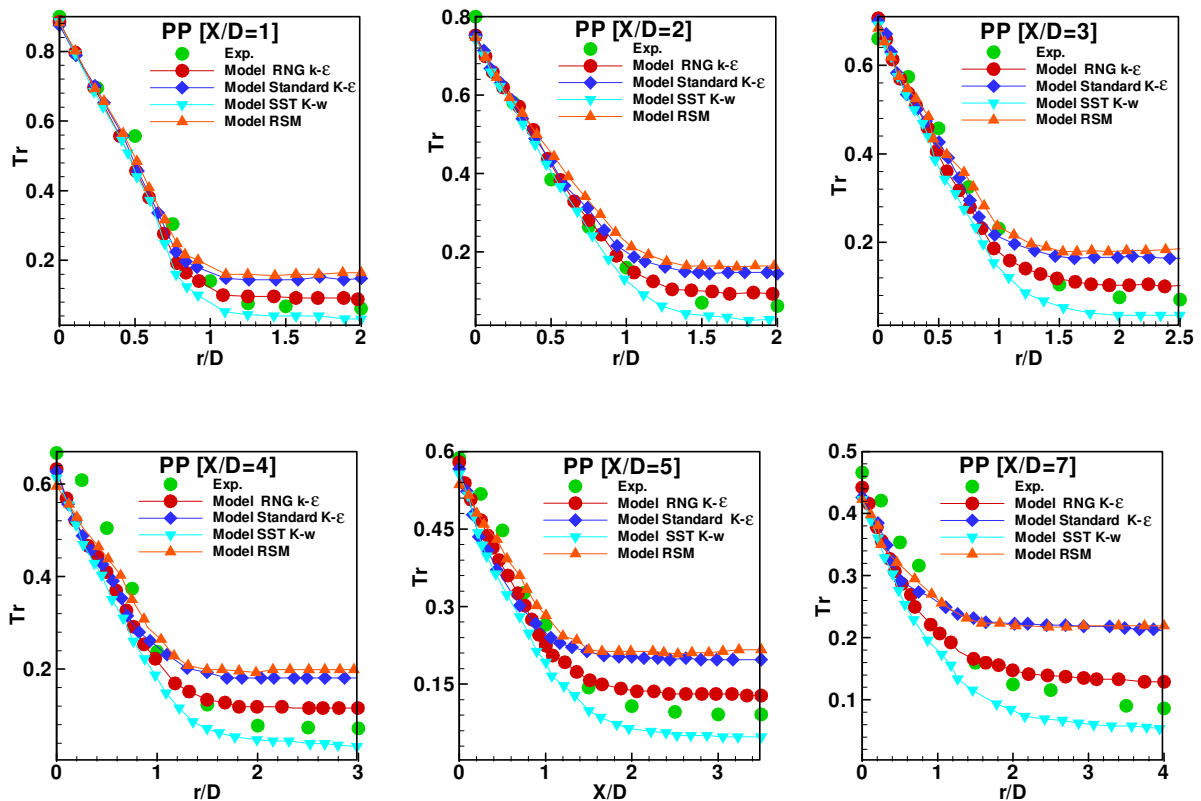
modèles de turbulence échouent à prédire dans la totalité du domaine exploré à la fois, l'évolution de la température et celle de la vitesse axiales (T_r , U_r).

La figure 10 indique que parmi les modèles de turbulence que nous évaluons, le modèle RNG k- ϵ est le plus proche des valeurs expérimentales et prédit de façon satisfaisante l'évolution axiale des températures et de vitesses du jet. Le modèle de turbulence k- ω SST, prédit des évolutions similaires et non satisfaisantes des grandeurs thermiques et dynamiques.

V-7-2 Profils de température et de vitesse radiale réduite pour un jet lobé

V-7-2-a Profils de température radiale réduite dans le plan principal

Sur les figures ci-dessous, nous présentons les profils de température radiale prédits par les modèles de turbulence, RNG k- ϵ , k- ϵ standard, k- ω SST et le modèle RSM, comparés avec les résultats expérimentaux aux stations ($X/D_e=1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15$ et 20) et ce, pour les plans principal et secondaire.



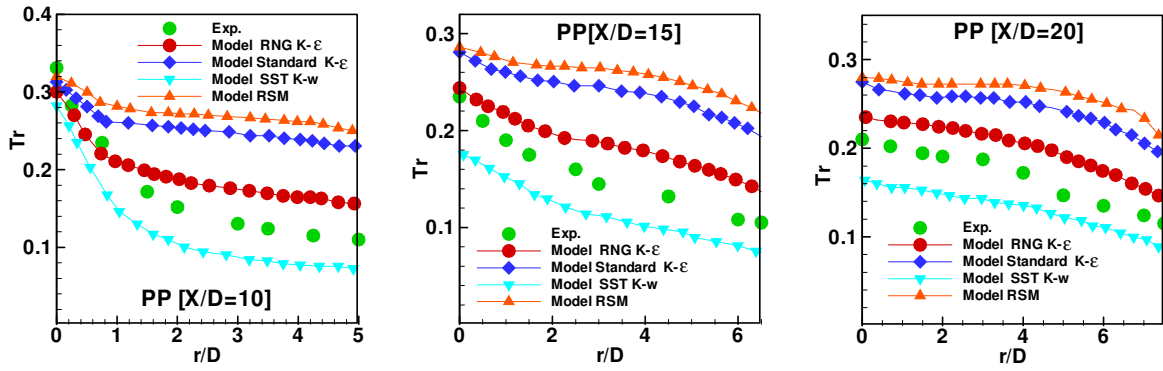


Figure V.11: Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la température radiale (plan principal).

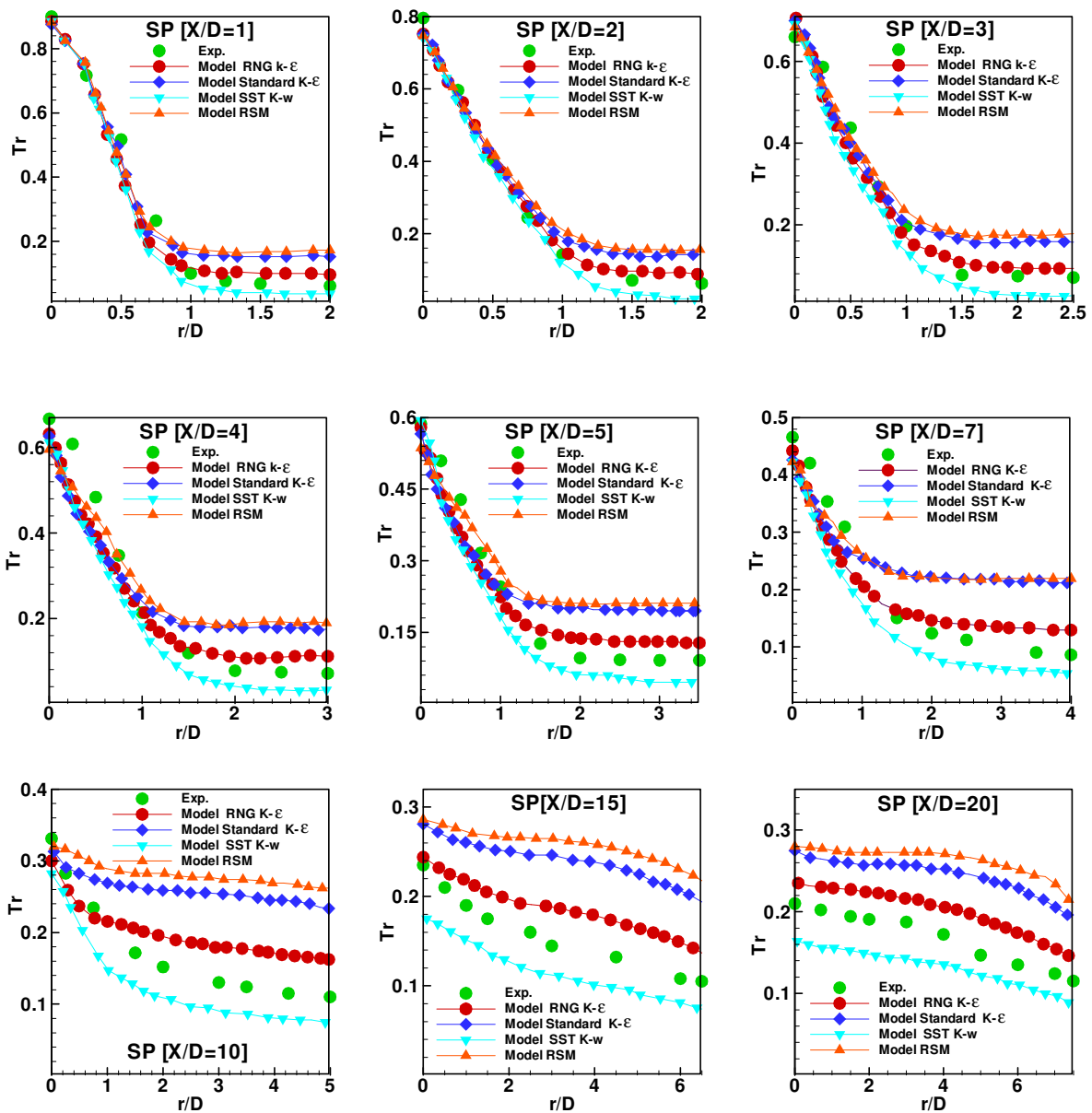
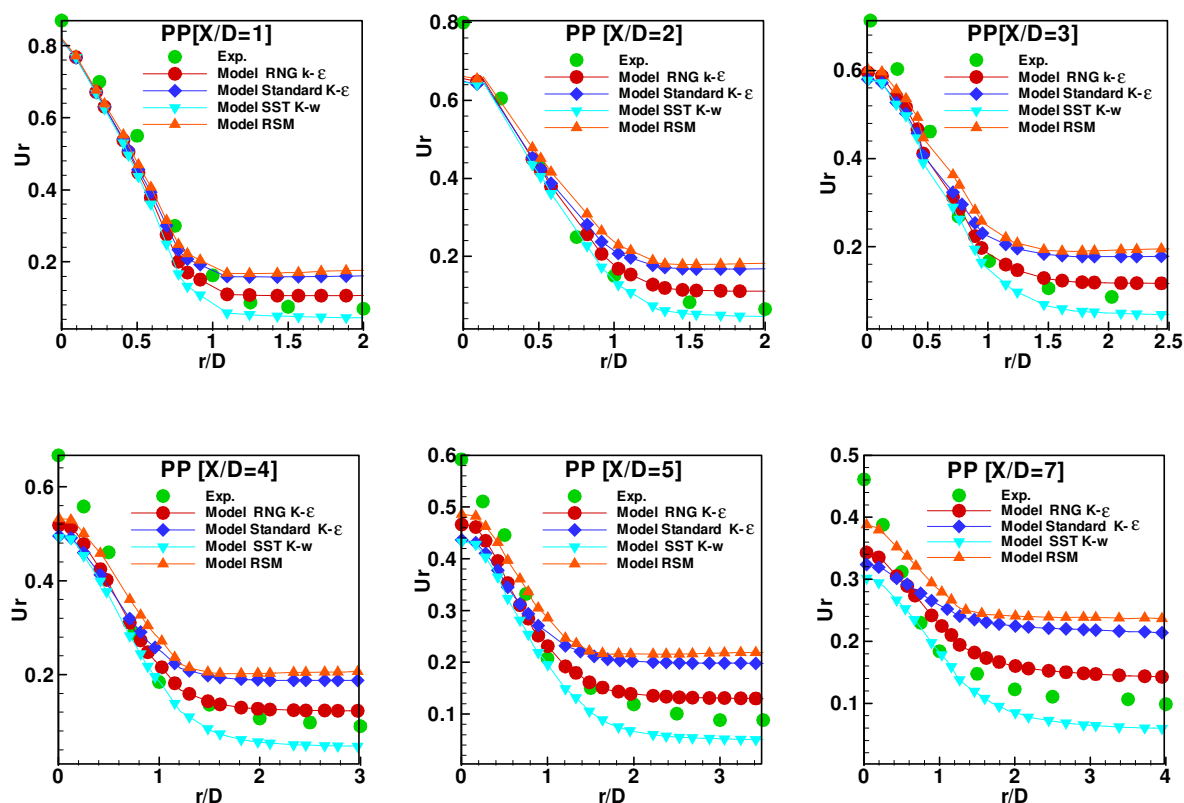


Figure V.12: Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la température radiale (plan secondaire).

Les températures radiales prédites par les modèles de turbulence RNG k- ϵ et k- ω SST sont validées correctement par les données expérimentales, contrairement à celles issues des modèles k- ϵ standard et RSM. Il est à noter que le modèle RNG k- ϵ est le plus performant pour les plans principal et secondaire.

V-7-2-b Profils de vitesse radiale réduite dans le plan principal pour un jet lobé

Les figures 13 et 14, montrent les profils de vitesse radiale, pour les plans principal et secondaire. Les quatre profils numériques basés sur les modèles de turbulence : RNG k- ϵ , k- ϵ standard, k- ω SST et le modèle RSM sont comparés aux résultats expérimentaux pour les stations ($X/D_e=1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 12, 15$ et 20).



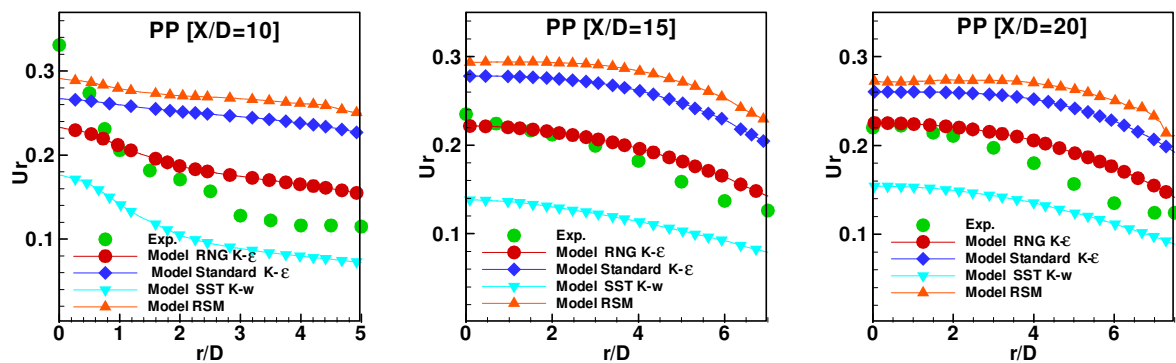


Figure V.13: Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la vitesse radiale (plan principal).

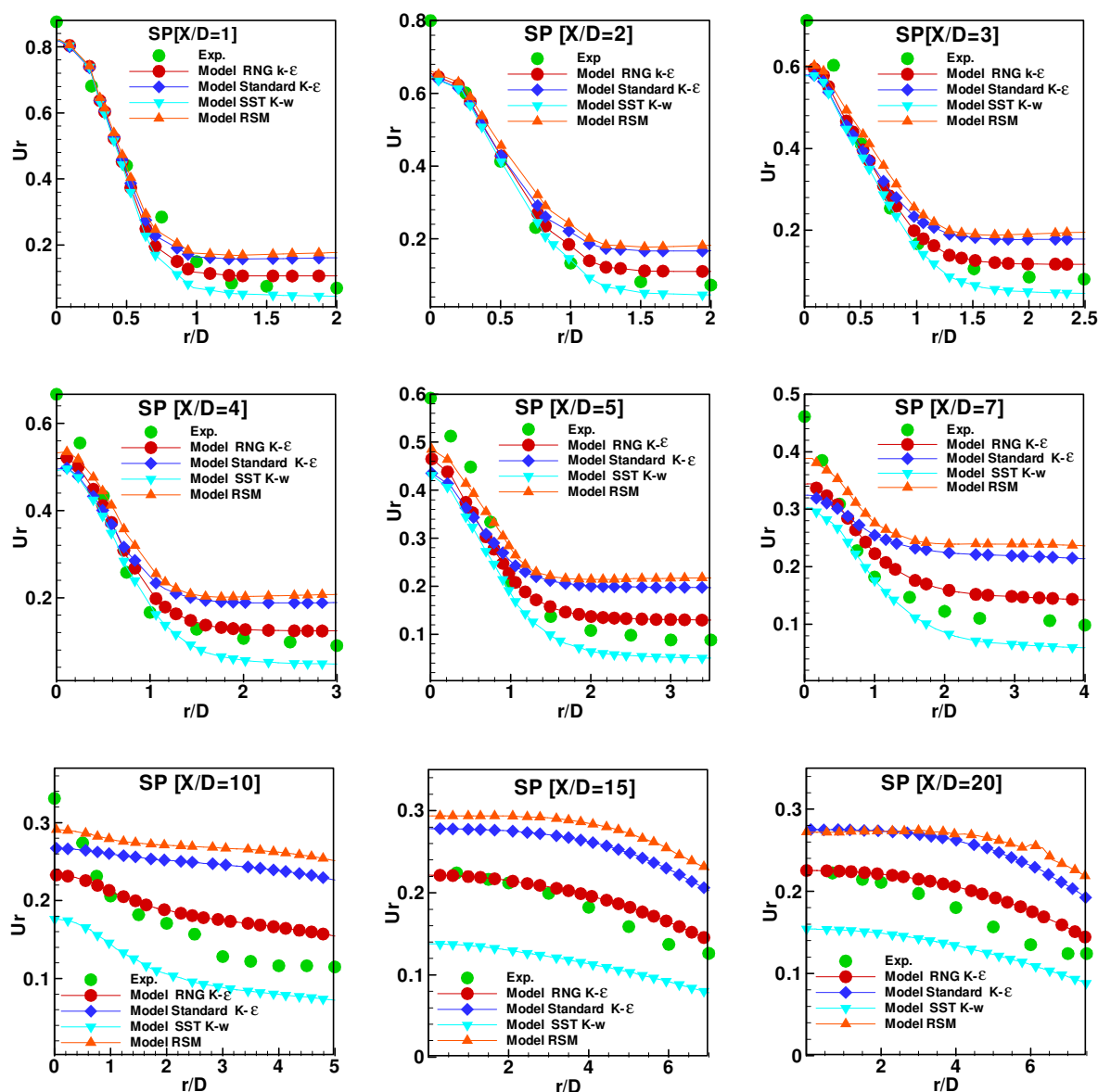


Figure V.14: Comparaison des profils expérimentaux et numériques pour la vitesse radiale (plan secondaire).

Les profils de vitesse radiale issus des modèles de turbulence $k-\varepsilon$ standard et RSM s'écartent des valeurs expérimentales. Même si le modèle $k-\omega$ SST arrive à approcher le résultat expérimental, il s'avère que le modèle de turbulence RNG $k-\varepsilon$ valide le mieux, les résultats expérimentaux et ce, pour les plans principal et secondaire.

Ainsi, parmi les modèles testés, les modèles RNG $k-\varepsilon$ et SST $k-\omega$ sont en bon accord avec les données expérimentales pour la prédiction de l'écoulement moyen autour de l'axe du jet, ce qui laisse suggérer que ces modèles tiennent compte de l'interaction de l'écoulement avec le diffuseur et ce, pour les plans principal et secondaire. La confrontation du jet lobé simulé avec l'expérience, révèle qu'aucun des quatre modèles de turbulence évalués ne permet de prédire, en même temps, l'ensemble des caractéristiques dynamiques et thermiques. Il est montré également que la bonne prédiction de l'écoulement sur un plan ne le garantit pas sur l'ensemble de l'écoulement. Les figures 11, 12, 13 et 14 indiquent que parmi les modèles de turbulence que nous évaluons, le modèle RNG $k-\varepsilon$ donne des résultats proches à ceux issus de l'expérience et prédit de façon satisfaisante l'évolution des températures et de vitesses radiales du jet. Les autres modèles de turbulence, à savoir, le modèle $k-\varepsilon$ standard et le modèle RSM, prédisent des évolutions non satisfaisantes des températures et des vitesses.

V-7-3 Contours des températures et des vitesses

A partir des champs de température et de vitesse obtenus selon le modèle de turbulence RNG $k-\varepsilon$ « figures 15 et 16 », le logiciel «Fluent» permet de visualiser les contours des températures et des vitesses pour les plans principal « figure15(a) et 16(a) » et secondaire « figure15(b) et 16(b) ».

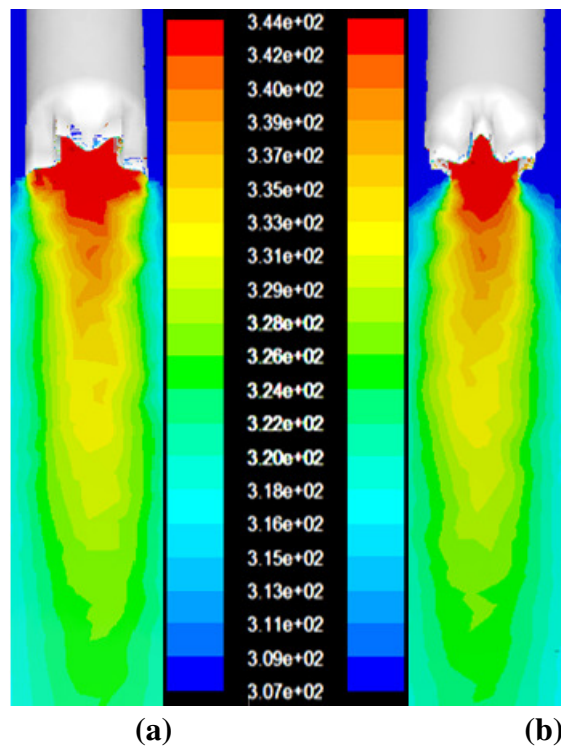


Figure V.7: Contours des températures, (a) plan principal, (b) plan secondaire.

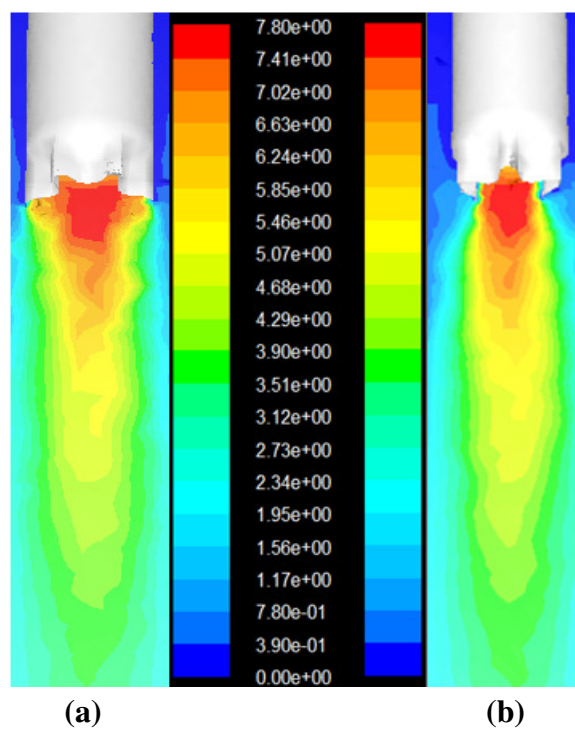


Figure V.8: Contours des vitesses, (a) plan principal, (b) plan secondaire.

Les températures et les vitesses du jet à diffuseur lobé diminuent le long de l'écoulement et notamment dans la région du noyau potentiel. Ce comportement de

température et de vitesse sont validés par les résultats expérimentaux aux différentes distances axiales et radiales pour les plans principal et secondaire. En analysant ces figures, on remarque que les températures et les vitesses radiales et axiales ne sont pas homogènes près de l'origine du soufflage. Elles commencent à s'homogénéiser après une certaine distance axiale et radiale de la surface de sortie du jet. Ce comportement confirme l'influence de la forme des lobes et de creux qui permet un relatif étalement du jet dans le plan principal par rapport au plan secondaire et ce, avant la station $X/D_e = 7$ (la région du noyau potentiel et la zone de transition). Au-delà de cette valeur (région de l'écoulement pleinement établi), le jet lobé se comporte comme un jet circulaire.

V-8 Sources d'erreur numérique

Les sources d'erreurs suivantes sont généralement observées [72] :

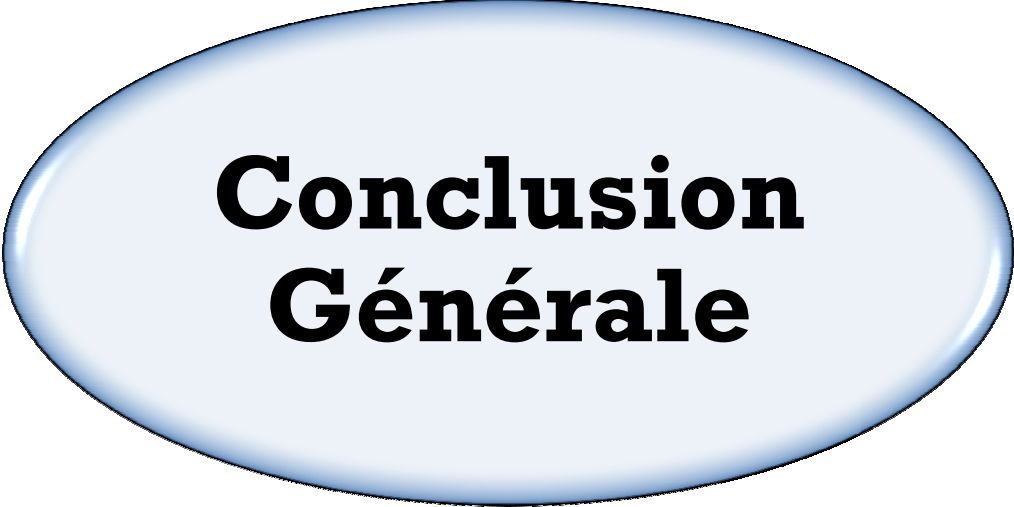
- Les erreurs dues au modèle, qu'on peut contrôler par un choix convenable du modèle mathématique;
- Les erreurs sur les données, qui peuvent être réduites en améliorant la précision des mesures;
- Les erreurs de troncature, dues au remplacement dans le modèle numérique, des passages à la limite par des opérations mettant en jeu un nombre fini d'étapes;
- Les erreurs d'arrondi introduites par l'ordinateur au cours de la résolution effective du problème.
- Les erreurs des points 3 et 4 constituent l'erreur numérique.

Une méthode numérique est convergente si cette erreur peut être rendue arbitrairement petite quand on augmente le volume de calcul. Naturellement, la convergence est le but principal, mais en tenant compte de la précision, la fiabilité et l'efficacité.

V-9 Conclusion

Dans ce chapitre, on opéré une simulation numérique en 3D d'un jet lobé utilisé dans des applications de ventilation chauffage et climatisation. La simulation numérique de l'écoulement et du champ de température a été effectuée en utilisant les modèles de turbulence k- ϵ standard, RNG k- ϵ , k- ω SST et RSM.

Il s'avère que les profils de températures et de vitesses prédits par les modèles RNG $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ SST sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, contrairement à ceux prédits par les modèles $k-\varepsilon$ standard et RSM. Aussi, ces modèles ne peuvent prédire simultanément l'ensemble des caractéristiques thermiques et dynamiques, dans les plans principal et secondaire pour cet écoulement tridimensionnel complexe.



**Conclusion
Générale**

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Nos travaux de thèse s'intègrent dans le cadre général d'une recherche sur les jets turbulents menée au *LCEMSM* («*Contrôle, essai, mesure et simulation en mécanique*», département de génie mécanique, faculté des sciences et sciences de l'ingénieur, **Université** « Hassiba Benbouali », Chlef, Algérie) depuis environ une dizaine d'années. Elle concerne de façon générale, l'exploitation du contrôle passif des écoulements et l'application de ces derniers à la ventilation des locaux à usage d'habitation.

La revue bibliographique, a permis de montrer l'influence de différents facteurs sur les caractéristiques et la structure de ce type de jets dans l'optique d'obtenir un bon mélange et une nette homogénéisation des ambiances dans les locaux.

Pour assurer le confort des occupants, l'ambiance d'un local à usage d'habitation doit être homogène en température et en vitesse de soufflage, à partir d'un diffuseur d'air approprié, ce que n'est pas assuré par les unités terminales classiques.

Pour les jets à diffuseurs munis de lobes, plusieurs auteurs ont proposé des géométries de la buse lobée, pour adapter le concept du contrôle passif par un jet lobé à des diffuseurs d'air obéissant à l'exigence de discrétion de l'appareil, comme pour un immeuble, un bureau, etc. La forme des lobes et l'inclinaison des creux rend plus performant le mélange d'air dans ce type d'écoulement.

Par rapport au jet circulaire, le jet lobé est caractérisé par un plan principal et un plan secondaire. Il est le siège d'un important cisaillement transversal dû à l'inclinaison des creux.

La première partie de l'étude expérimentale, nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

- * Selon l'analyse des profils axiaux et radiaux des températures et des vitesses mis a en évidence l'importance et le rôle que jouent l'inclinaison des creux, la hauteur et l'ouverture des lobes dans la performance de mélange du jet lobé.

Conclusion Générale

- * Dans la région du noyau potentiel et la zone de transition, les profils thermiques et dynamiques sont plus étalés au niveau du plan principal et ce, du fait de l'ouverture plus évasée des lobes. Tandis que dans la région de l'écoulement pleinement établi, ces profils ne sont pas influencés par les lobes et les creux et alors le jet sera similaire à celui du jet circulaire.
- * Une étude dynamique comparative des jets libres à diffuseurs lobés a été menée sur la base des travaux de I. Nastase [9, 61]. Le diffuseur de la présente étude ayant des lobes à ouverture plus évasée et à faible hauteur s'avère plus performant que les autres. Il permet d'obtenir un bon mélange et une nette homogénéisation d'ambiance. Donc la performance de mélange de jet issu de la buse de la présente étude est confirmée. L'étude thermique n'étant pas abordée dans les travaux cités précédents, nous a donné l'idée de la traiter dans les conditions d'un jet libre par une configuration géométrique semblable.
- * Pour montrer l'influence du type des diffuseurs on a mené une étude thermique comparative avec les jets libres à diffuseurs tourbillonnaires (ailettes fixes) sur la base des travaux publiés par Braikia *et al* [31].

Afin de simuler ce type d'écoulement, quatre modèles de turbulence sont testés. Il s'avère que les profils de températures et de vitesses prédits par les modèles RNG $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ SST sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, contrairement à ceux prédits par les modèles $k-\varepsilon$ standard et RSM.

Aussi, ces modèles ne peuvent prédire simultanément l'ensemble des caractéristiques thermiques et dynamiques, dans les plans principal et secondaire pour cet écoulement tridimensionnel complexe.

Perspectives

En vue d'améliorer l'efficacité de la diffusion d'air, avec un écoulement bien brassé, il est prévu de :

- 1- Varier la longueur, la hauteur, et l'ouverture du lobe du diffuseur, ainsi que l'angle d'inclinaison des lobes et des creux.
- 2- Tester des configurations de jets multiples issus de diffuseurs lobés associés à des diffuseurs ailettés.



**Références
bibliographiques**

Références bibliographiques

- [1] Dia, A., Simulation de jets d'air lobés pour l'optimisation des Unités Terminales de Diffusion d'Air, *Université de La Rochelle. Doctorat en sciences*, 2012.
- [2] Dimotakis, P.E., The mixing transition in turbulent flows, *Journal of Fluid Mechanics*, 2000. **409**: p. 68-69.
- [3] Meslem, A. Nastase, I. Allard, F., Passive mixing control for innovative air diffusion terminal devices for buildings, *Building and Environment*, 2010. **45**: p. 2679-2688.
- [4] Meslem, A. Elhassan, M. Nastase, I., Analysis of jet entrainment mechanism in the transitional regime by time-resolved PIV, *Journal of Visualization*, 2011. **14**: p. 41-52.
- [5] Elhassan, M. Meslem, A. Abed-Meraïm, K., Experimental investigation of the flow in the near-field of a cross-shaped orifice jet, *Phys of Fluids*, 2011. **23**(4): p. 045101.
- [6] Nastase, I. Meslem, A. Iordach, V. Colda, I., Lobed grilles for high mixing ventilation - An experimental analysis in a full scale model room, *Building and Environment*, 2011. **46**: p. 547-555.
- [7] Meslem, A. Bode, F. Nastase, I. Martin, O., Optimization of Lobed Perforated Panel Diffuser: Numerical Study of Orifice Geometry, *Modern Applied Science*, 2012. **6**(12) :p. 59-73.
- [8] www.sagicofim.com [Climatisation](#) > [Diffuseurs](#) > [Diffuseurs 2012](#).
- [9] Nastase, I., Analyse des jets lobés en vue de leur intégration dans les Unités Terminales de Diffusion d'air, *Université de La Rochelle. Thèse de doctorat en science*, 2007.
- [10] Lehrmann, B., Laser Doppler measurements in a turbulent free jet, *DFVLR-Forschungsbericht*, 1986 : p.55-86.
- [11] Hussein, J. H. S. Capp, and W. K. Georges, Velocity measurements in a high Reynolds-number, momentum conserving, axisymmetric, turbulent jet, *J. Fluid Mech*, 1994. **258** : p. 31-75.

Références bibliographiques

- [12] Zaouali, Y. N. Kechiche, H. Ben Aissia, J. Jay and J-P. Schon, Experimental study of the instabilities in the laminar turbulent transition zone of an axisymmetric jet at low Reynolds number, *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, 2004. **11**(3): p. 1-16.
- [13] Rajaratnam, N., Turbulent jets, *Amsterdam, Netherlands :Elsevier Science Publishing Company*, 1976.
- [14] Stan G., Fundamental characteristics of turbulent opposed impinging jets, *Thesis, University of Waterloo, Canada*, 2000.
- [15] Tuve, G. L., Air velocities in ventilating jets, *ASHVE Transactions*, 1953. **59**: p. 261.
- [16] Abramovich, G. N., The theory of turbulent jets, *The MIT press, Cambridge*, 1963.
- [17] McCormick, D. C., et J. C. Bennett Jr., Vortical and turbulent structure of a lobed mixer free shear layer, *AIAA journal*, 1994. **32**(9): p.1852-1859.
- [18] Michalke, A., Vortex formation in a free boundary layer according to stability theory, *Journal of Fluid Mechanics*, 1965. **22**(2): p.371-383.
- [19] Roudane, M., Etude expérimentale et numérique d'un multi jet tourbillonnaire confiné et chauffe, *Universite Mohamed Boudhiaf d'Oran, Doctorat en science*, 2014.
- [20] Hinze, J. O. Turbulence, *McGraw-Hill International Book Compagny, New York*, 1959.
- [21] Liepmann, H. W. Laufer, J., Investigation of free turbulent mixing, *NACA Tech. Note*. 1257, 1947.
- [22] Pratte, B.D. Keffer, J. R., The swirling turbulent jet, *Journal International of Engineering transactions of the J.S.M.E.* 1972. **52**(473): p. 739-748.
- [23] Choudhury, D., Introduction to the Renormalization Group Method and Turbulence Modeling, Fluent Inc. *Technical Memorandum*, TM-107, 1993.

Références bibliographiques

- [24] Winant, C. D. Browand, F. K., Vortex pairing- The mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics*, 1974. **68**(2): p. 287-255.
- [25] Bradshaw, P., Turbulent secondary flows, *Annual review of fluid mechanics*, 1987. p. **19**: p. 53-74.
- [26] Zaman, K. Hussain, A., Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response, *Journal of Fluid Mechanics*, 1980. **101**(3): p. 449-491.
- [27] Hussain, A. K.M.F., Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986. **173**: p. 303-356.
- [28] Danaila, I. Dušek, J. Anselmet, F., Coherent structures in a round, spatially evolving, unforced, homogeneous jet at low Reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 1997. **9**: p. 3323-3342.
- [29] Meslem, A., Traitement d'air à haute induction dans le Bâtiment Intégration des Jets Lobés dans les Unités Terminales de Diffusion d'Air, *Agence Nationale de la Recherche (programme PREBAT)*, 2005.
- [30] Kozlov, V. V. Grek, G. R. Lofdahl, L. L. Chernorai, V. G. Litvinenko, M. V., Role of localized streamwise structures in the process of transition to turbulence in boundary layers and jets (review), *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2002. **43**(2): p. 224-236.
- [31] Braikia, M. Loukarfi, L. Khelil, A., Homogénéisation des ambiances par jets tourbillonnaires multiples, *Éditions Universitaires Européennes*, 2012.
- [32] Julien, D., Étude expérimentale de jets libres, compressibles ou en présence d'un obstacle, *Aix-Marseille Université, Thèse de doctorat en science*, 2010.
- [33] Zaouali, Y. Jay, J. Ben Aissia, H., Etude expérimentale des instabilités dans un jet rond évoluant a bas nombre de Reynolds, *Lebanese Science Journal*, 2009.**1**(10): p. 63-76.

Références bibliographiques

- [34] Lau, J. C., Effects of exit Mach number of temperature on mean-flow and turbulence characteristics in round jets, *Journal of Fluid Mechanics*, 1981. **105**: p. 193-218.
- [35] Seiner, J. M.D. Ponton, K., The effects of temperature on supersonic jet noise emission, *DGLR/AIAA*, 1992. **1**: p. 2-46.
- [36] Gad-el-Hak, M. Andrew, P., Introduction to Flow Control. *Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg*, 1998. **53**: p. 1-107.
- [37] Zaman, K., Axis switching and spreading of an asymmetric jet: the role of coherent structure dynamics, *Journal of Fluid Mechanics*, 1996. **316**: p. 1-28.
- [38] Lin, Y. T. Shieh, M. S. Liou, H. D. Hou, C. S., Investigation on the mass entrainment of an acoustically controlled elliptic jet, *International communications in heat and mass transfer*, 1998. **25**(3): p.379-388.
- [39] Denis, S. Bonnet, J. P., Contrôle du développement des couches de mélange axisymétriques subsoniques par jets impactant, *PhD thesis, Université de Poitiers,(France)*, 2000.
- [40] Wiltse, J. M. Glezer, A., Manipulation of free shear flows using piezoelectric actuators, *Journal of Fluid Mechanics*, 1993. **249**: p. 261-285.
- [41] Collin, E., Etude de l'injection radiale de fluide dans une couche de mélange annulaire supersonique, *PhD thesis, Université de Poitiers,(France)*, 2001.
- [42] Yu, K. Gutmark, E. Smith, R. Supersonic jet excitation using cavity-actuated forcing. *AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, 1994. **32**: p. 94-185.
- [43] Vandsburger, U. Ding, C., Self-excited wire method for the control of turbulent mixing layers, *AIAA journal*, 1995. **33**(6): p. 1032-1037.
- [44] Raman, G. Rice, E. J., Supersonic jet mixing enhancement using impingement tones from obstacles of various geometries, *AIAA journal*, 1995. **33**(3): p. 454-462.

Références bibliographiques

- [45] Spazzini, P. G. Todde, V. Sandberg, M., Passive control of a free jet, *8th international Conference on air distribution in rooms. Copenhagen, Denmark, 2002.*
- [46] Zaman, K., Spreading characteristics and thrust of jets from asymmetric nozzles. *NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH, United States, 1996: p. 96-0200.*
- [47] Zaman, K. Reeder, M. F. Samimy, M., Control of an axisymmetric jet using vortex generators, *Physics of Fluids*, 1994. **6**(2): p. 778-793.
- [48] Lai, J. C. S., Turbulence suppression in an elliptic jet, *International journal of heat and fluid flow*, 1992.**13**(1): p. 93-96.
- [49] Parekh, D. E. Kibbens, V. Glezer, A. Wiltse, J. M. Smith, D. M., Innovative jet flow control: mixing enhancement experiments, *AIAA*, 1996: **4**: p. 96-0808.
- [50] Suzuki, H. Kasagi, N. Suzuki, Y., Active control of an axisymmetric jet with distributed electromagnetic flap actuators, *Experiments in Fluids*, 2004. **36**(3): p. 498-509.
- [51] Davis, M. R., Variable control of jet decay, *AIAA Journal*, 1982. **20**: p. 606-609.
- [52] Hu, H., T. Kobayashi, T. Saga, S. Segawa, et N., Taniguchi. Particle image velocimetry and planar laser-induced fluorescence measurements on lobed jet mixing flows, *Experiments in Fluids*, 2000. **29**:p. 141-157.
- [53] Hu, H. Kobayashi, T. Taniguchi, N., A study on a lobed jet mixing flow by using stereoscopic particle image velocimetry technique, *Physics of Fluids*, 2001. **13**:p. 3425.
- [54] Nastase, I. Meslem, A., Vortex dynamics and entrainment mechanisms in low Reynolds orifice jets, *Journal of Visualization*, 2008. **11**(4):p. 309-318.
- [55] Meslem, A. Nastase, I. Abed-Meraim, K., Experimental investigation of the mixing performance of a lobed jet flow, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2008. **81**(1): p. 106-111.

Références bibliographiques

- [56] Nastase, I. Meslem, A., Vortex dynamics and mass entrainment in turbulent lobed jets with and without lobe deflection angles, *Experiments in Fluids*, 2010. **48**(4): p. 693-714.
- [57] El Hassan, M. Meslem, A., Time-resolved stereoscopic particle image velocimetry investigation of the entrainment in the near field of circular and daisy-shaped orifice jets, *Physics of Fluids*, 2010. **22**: p. 035-107.
- [58] Meslem, A. Dia, A. Beghein, C. El Hassan, M. Nastase, I. Vialle, P. J., A comparison of three turbulence models for the prediction of parallel lobed jets in perforated panel optimization, *Building and Environment*, 2011. **46**: p. 2203-2219.
- [59] Yuan, Y., Jet fluid mixing control through manipulation of inviscid flow structures, Virginia Polytechnic Institute and State University :*Ph.D.Thesis*, 2000.
- [60] Belovich, V. M. Samimy, M., Mixing processes in a coaxial geometry with a central lobed mixer-nozzle, *AIAA Journal*, 1997. **35**(5): p. 838-841.
- [61] Nastase, I. Meslem, A., Structure tourbillonnaire des jets lobés et pouvoir de mélange, *18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble, (France)*, 2007.
- [62] Benjamin, T. B., Theory of the vortex breakdown phenomenon, *Journal of Fluid Mechanics*, 1962. **14**(04): p. 593-629.
- [63] Vincent, F., Etude expérimentale et numérique du contrôle actif des jets dans des chambres de combustion, *Institut National Polytechnique de Toulouse Thèse de doctorat en science*, 2003.
- [64] Beér, J. M. Chigier, N. A., Swirling Flows, in *Combustion Aerodynamics, Published by Krieger, Malabar, Florida*, 1972: p. 100-146.
- [65] Escudier, M. P. Keller, J. J., Recirculation in swirling flow: a manifestation of vortex breakdown, *AIAA Journal*, 1985. **23**: p. 111-116.

Références bibliographiques

- [66] Carl-Anthony, B., Simulations numériques de l'écoulement turbulent dans un aspirateur de turbine hydraulique, *Université de laval : Québec, Canada, Thèse de doctorat en science*, 2013.
- [67] Braikia, Loukarfi, M. Khelil, L. Naji, A., Improvement of thermal homogenization using multiple swirling jets, *Thermal science*, 2012, **16** (1): p. 239-250.
- [68] Meslem, A. Nastase, I. Martin, O., Sur la validation expérimentale des modèles de turbulence : Application à un jet d'air lobé, *XXXe Rencontres AUGC-IBPSA*, 2012.
- [69] Meslem, A. Bode, F. Croitoru, C. Nastase, I., Comparison of turbulence models in simulating jet flow from a cross-shaped orifice, *European Journal of Mechanics*, 2014. **44**: p. 100-120.
- [70] Fedala, D., Simulation numérique des écoulements internes dans les turbomachines. Cours, *Laboratoire d'Energétique et de Mécanique des Fluides Interne ENSM, CER de Paris* 2007.
- [71] Zeghib, A., Comparaison des différents modèles de turbulence d'un écoulement aérodynamique dans un cyclone, *Université de Constantine (Algérie), Thèse de Magister*, 2011.
- [72] Reveillon, J., Simulation et modélisation numérique, *Cours de l'université de Rouen (France)*, 2003.
- [73] Bennia, A. Rahal, S., La convection naturelle dans une cavité simulant un thermosiphon, *Editions Universitaires Europeennes, Saarbrücken (Allemagne)*, 2014.
- [74] Patankar, S. V. Spalding, D. B., A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1972. **5**: p. 1787-1806.
- [75] Patankar, S. V., Numerical heat transfer and fluid flow, *Hemisphere, New York*, 1980.
- [76] David, C. Wilcox, Turbulence modeling for CFD. *DCW Industries, La Cànada, third edition*, 2006.

Références bibliographiques

[77] Orsag, S. A., Analytical theories of turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 1970. **41**: p. 363-386.

[78] Fluent, A CFD preprocessor, Fluent 2.0 User's Guide, USA, 2002.

[79] Tutorial Gambit pour Thétis « <http://thetis.enscpb.fr> », *Laboratoire interétablissements TREFLE*, Janvier 2009.

[80] Leonard, B. P., The ultimate conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection, *Comp. Methods Appl. Mech. Eng.*, 1991. **17**: p. 74-88