



**HAL**  
open science

# Simulation de jets d'air lobés pour l'optimisation des Unités Terminales de Diffusion d'Air

Aliou Dia

► **To cite this version:**

Aliou Dia. Simulation de jets d'air lobés pour l'optimisation des Unités Terminales de Diffusion d'Air. Autre. Université de La Rochelle, 2012. Français. NNT : 2012LAROS360 . tel-00818414

**HAL Id: tel-00818414**

**<https://theses.hal.science/tel-00818414v1>**

Submitted on 26 Apr 2013

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

---

# THESE

présentée devant

L'Université de La Rochelle

UFR Sciences Fondamentales et Sciences pour l'Ingénieur

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

Spécialité: GENIE CIVIL

Ecole doctorale de La Rochelle

par

**Aliou DIA**

le 20 mars 2012

---

Simulation de jets d'air lobés pour l'optimisation des Unités  
Terminales de Diffusion d'Air

---

## Jury :

F. Allard	Professeur, Université de La Rochelle, France	Examineur
E. Antczak	Professeur, Université d'Artois, France	Rapporteur
C. Beghein	Maître de Conférences, Université de La Rochelle, France	Co-encadrant
P. Deroubaix	Ingénieur ADEME, France	Invité
A. Meslem	Maître de Conférences, Université de La Rochelle, France	Directeur
J. Miriel	Professeur, Université de Rennes 1, France	Rapporteur
P.J. Vialle	Dr. Ingénieur, CIAT Laboratoire, Culoz, France	Examineur



---

## RESUME

La thèse traite de la simulation numérique de jets d'air lobés pour l'optimisation des Unités Terminales de Diffusion de l'Air pour le bâtiment. Il est présenté tout d'abord une analyse bibliographique exhaustive sur les jets d'air et sur les moyens passifs de leur contrôle. Vient ensuite un exposé des principes de la modélisation des écoulements turbulents. Sur la base des précédents éléments, nous abordons la phase de simulation et d'analyse de jets d'air lobés en trois parties. La première partie traite de la simulation d'un jet d'air libre à très faible nombre de Reynolds (Reynolds 800) en régime instationnaire. Dans cette étude, nous avons présenté plusieurs cas tests de simulation d'un jet d'orifice en forme de croix que nous avons confrontés à des résultats expérimentaux. Du point de vue quantitatif, la simulation du quart du jet a permis d'obtenir des caractéristiques globales assez satisfaisantes. Pour détecter d'une façon significative l'instationnarité du jet, il a été nécessaire de simuler la totalité du jet, mais ceci a été fait au détriment du nombre de mailles dans le domaine de calcul, ce qui conduit par conséquent à des résultats quantitativement inappropriés. La deuxième partie simule le même jet d'air mais en régime turbulent (Reynolds 3000). Sept modèles de turbulence ont été confrontés à des résultats expérimentaux. Nous montrons la pertinence du modèle RSM (Reynolds Stress Model) pour la prédiction de l'écoulement. La dernière partie est dédiée à la simulation de jets d'air turbulents en interaction. Cette partie se décline en trois études successives et complémentaires. La première a pour objet de rechercher le modèle de turbulence le plus pertinent capable de reproduire les phénomènes et les grandeurs utiles à l'application visée. La conclusion est qu'aucun des modèles de turbulence évalués n'est capable de prédire l'ensemble des caractéristiques dynamiques de l'écoulement de jets lobés en interaction. Cependant, parmi ces modèles, SST  $k - \omega$  apparaît nettement supérieur dans la prédiction de l'interaction des jets, de l'expansion dynamique globale et de l'entraînement de l'air ambiant lorsque l'écoulement est résolu à travers le diffuseur lobé. Sur la base des grandeurs dynamiques pertinentes identifiées et dont la prédiction par le modèle SST  $k - \omega$  est jugée satisfaisante, nous entreprenons dans la suite une analyse de l'influence de la géométrie du lobe sur la capacité d'induction de l'écoulement. Un lobe de forme arrondie est alors trouvé plus avantageux qu'un lobe à angles droits. Enfin, la dernière étude s'intéresse à l'effet de la disposition et de l'espacement des orifices lobés sur les grandeurs globales de l'écoulement. Une solution géométrique permettant l'augmentation de la transparence de l'Unité Terminale de Diffusion de l'Air lobée est alors proposée. Elle devra être testée expérimentalement en conditions réelles, dans la cellule test échelle 1 thermiquement gardée nouvellement construite au LEPTIAB.



---

## ABSTRACT

The thesis deals with the numerical simulation of lobed air jets for the optimization of Air Diffusion Terminal Units for buildings. First is presented a comprehensive literature review of the air jets and of the passive means of flow control. The manuscript continues with the principles of modeling of turbulent flows. Based on the previous considerations, we discuss the simulation and analysis of the air lobed jets following three parts. The first part deals with the simulation of an air jet at very low Reynolds number (Reynolds 800) in the unsteady regime. In this study, we presented several test cases of simulation for a cross-shaped orifice jet that we have confronted with experimental results.

From the quantitative point of view, the simulation of a quarter of the jet's section has yielded reasonably good results for the global characteristics of the flow. In order to detect in a significant way the unsteadiness of the jet, it was necessary to simulate the entire jet, but this was done at the expense of the number of cells in the computational domain, which consequently led to inappropriate quantitative results.

In the second part we simulated the same air flow but in the turbulent regime (Reynolds 3000). Seven turbulence models have been confronted with experimental results. We show the relevance of the RSM turbulence model (Reynolds Stress Model) for predicting the flow.

The last part is dedicated to the simulation of turbulent air jet in interaction. This part is divided into three successive and complementary studies. The first one was dedicated to find which turbulence model can reproduce most relevant phenomena and variables to the concerned application. The conclusion is that none of the turbulence models was able to predict all the dynamic features of the lobed jet flows in interaction. However, of these models, SST  $k - \omega$  appears to be significantly better for the prediction of the interaction of the jets, the global dynamical expansion and the entrainment of the ambient air when the flow is numerically resolved through the lobed diffuser. On the basis of relevant dynamic quantities well predicted by the SST  $k - \omega$  turbulence model, we undertake in the following part an analysis of the influence of the geometry of the lobe on the ability of the flow to entrain. A rounded lobe is then found to be more advantageous than a lobe with right angles. The final study examines the effect of the arrangement and spacing of the lobed orifices on the global quantities of the flow. A geometric solution allowing to increase the transparency of the lobed Air Diffusion Terminal Unit is then proposed. This solution should be tested experimentally in real conditions, in the new full scale model room constructed at LEPTIAB.

---

## REMERCIEMENTS

Ce travail de recherche a été mené au sein du Laboratoire LEPTIAB de l'Université de la Rochelle.

J'aimerais exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ma thèse :

Mesdames Beghein Wehli Claudine et Amina Meslem, Maîtres de Conférences au Département Génie Civil, pour leur sollicitude constante quant à l'encadrement de ces travaux de thèse;

Messieurs Francis Allard, directeur du LEPTIAB et Aziz Hamdouni, directeur de l'école doctorale

Le corps professoral du Département Génie civil, Génie mécanique, Génie industriel pour ma formation, ainsi qu'à tous les doctorants pour leur soutien moral et leur sympathique compagnie à la recherche du savoir.

Messieurs Jean Pierre Vialle (Ingénieur de la CIAT) et Pierre Deroubaix (Ingénieur de l'ADEME) pour leur suivi régulier de mes travaux de thèse.

Je tiens à remercier les rapporteurs, Monsieur Jacques MIRIEL – Professeur, Directeur de l'IUT de Rennes, Université de Rennes 1, et Monsieur Emmanuel ANTCZAK, Professeur à l'Université d'Artois, d'avoir accepté d'être rapporteurs de mes travaux de thèse.

Je remercie également l'ADEME (Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie) et la CIAT (Compagnie Industrielle d'aérodynamique et Thermique) qui m'ont permis de mener à bien mon travail de doctorat, par leur financement.



# SOMMAIRE / TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>10</b>
<b>CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE.....</b>	<b>13</b>
1.1 INTRODUCTION .....	13
1.2 JETS AXISYMETRIQUES OU PLANS .....	14
1.2.1 Description générale.....	14
1.2.2 Structures tourbillonnaires .....	19
1.3 JETS A CONTROLE PASSIF .....	22
1.3.1 Introduction.....	22
1.3.2 Jet elliptique.....	28
1.3.3 Jet lobé d'orifice .....	36
1.4 Conclusion .....	58
<b>CHAPITRE 2. METHODOLOGIE .....</b>	<b>61</b>
2.1 EQUATIONS DE DEPART.....	61
2.2 DECOMPOSITION DE REYNOLDS, OBTENTION DES EQUATIONS DE L'ECOLEMENT MOYEN .....	62
2.3 MODELES BASES SUR UNE VISCOSITE TURBULENTE .....	63
2.3.1 MODELES LINEAIRES.....	64
2.3.1.1 Modèle $\frac{k-\varepsilon}{}$ standard à haut nombre de Reynolds .....	64
2.3.1.2 Modèle $\frac{k-\varepsilon}{}$ à bas nombre de Reynolds de turbulence .....	66
2.3.1.3 Modèle $\frac{k-\varepsilon}{}$ réalisable [(Shih et al. 1995)] .....	71
2.3.1.4 Modèle $\frac{k-\omega}{}$ de [(Wilcox 1993)].....	72
2.3.1.5 Modèle $\frac{SSTk-\omega}{}$ de [(Menter 1993)] .....	73
2.3.1.6 Modèle à bas nombre de Reynolds de [(Durbin 1993)] : modèle $\frac{k-\varepsilon-v^2}{}$ ou modèle $\frac{v^2-f}{}$ .....	74
2.3.1.7 Problèmes et éventuelles corrections : .....	75
2.3.2 MODELES NON LINEAIRES .....	79
2.3.2.1 Exemple du modèle quadratique de [(Lien et al. 1996)] .....	79
2.3.2.2 Exemple de modèle cubique de [(Lien et al. 1996)] .....	80
2.4 MODELES AVEC DES EQUATIONS DE TRANSPORT POUR LES TENSIONS DE REYNOLDS (OU RSM : REYNOLDS STRESS MODELS) .....	81
2.4.1 EQUATIONS DE TRANSPORT POUR LES TENSIONS DE REYNOLDS.....	81
2.4.2 MODELE DE FERMETURE POUR UN ECOULEMENT A HAUT NOMBRE DE REYNOLDS.....	82
2.4.2.1 Tenseur de dissipation .....	82
2.4.2.2 Terme de diffusion.....	82

2.4.2.3	<i>Corrélation pression –déformation</i> .....	83
2.4.2.3.1	Rôle de $\Pi_{ij}$ .....	83
2.4.2.3.2	Modèle linéaire :.....	85
2.4.2.3.3	Modèle quadratique de [(Speziale et al. 1991)] .....	87
2.4.3	Modèles de fermeture pour un écoulement à bas nombre de Reynolds.....	88
2.5	LOIS DE PAROI.....	89
2.5.1	Méthode standard des lois de paroi.....	89
2.5.2	Version améliorée de la méthode des lois de paroi .....	90
2.5.3	Modèle de loi paroi implanté dans Star-CCM+ .....	92
2.6	SIMULATION DES GRANDES ECHELLES : ( OULES (LARGE EDDY SIMULATION)) .....	92
2.6.1	Principe de la simulation des Grandes Echelles .....	92
2.6.2	Modèle de Smagorinsky .....	95
2.6.3	Modèle dynamique .....	96
2.6.4	Modèles implémentés dans Star-CCM+ .....	97
2.7	RESOLUTION NUMERIQUE DES EQUATIONS AVEC LE LOGICIEL STAR-CCM+ .....	98
2.7.1	Approximation des flux de diffusion .....	98
2.7.2	Approximation des flux de convection .....	99
2.7.2.1	Schéma centré .....	99
2.7.2.2	Schéma upwind à l'ordre 2 .....	100
2.7.5	Intégration temporelle .....	100
2.7.6	Résolution des équations de continuité et de conservation des quantités de mouvement, couplage pression-vitesse .....	101
2.7.6.2	Principe de l'algorithme SIMPLE .....	103
2.8	Conclusion .....	107

### **CHAPITRE 3. ETUDE NUMERIQUE D'UN JET D'ORIFICE EN REGIME INSTATIONNAIRE..... 108**

3.1	Premier cas test : profil de vitesse uniforme imposé au niveau de l'orifice.....	109
3.1.1	Analyse des résultats et comparaison aux mesures .....	111
3.1.2	Conclusion .....	112
3.2	DEUXIEME CAS TEST : DOMAINE AVEC OBSTACLE.....	113
3.2.1	Comparaison aux mesures .....	115
3.3	TROISIEME CAS TEST : AMELIORATION DE LA RESOLUTION SPATIO-TEMPORELLE .....	123
3.3.1	Analyse des résultats numériques .....	125
3.3.2	Conclusion .....	134
3.4	QUATRIEME CAS TEST : PERTURBATION SINUSOÏDALE.....	134
3.4.1	Analyse des résultats obtenus .....	135
3.4.2	Conclusion .....	143
3.5	PERTURBATION SINUSOÏDALE ET RESOLUTION SPATIO-TEMPORELLE BASEE SUR LE CRITERE DE KOLMOGOROV .....	144
3.6	INFLUENCE DES CONDITIONS AUX LIMITES.....	144
3.6.1	Analyse des résultats.....	145

---

3.6.2 Conclusion .....	148
<b>CHAPITRE 4. MODELISATION NUMERIQUE D'UN JET D'ORIFICE CROIX FAIBLEMENT TURBULENT .....</b>	<b>149</b>
4.1 Introduction.....	149
4.3 Domaine de calcul .....	152
4.4 Modèles de turbulence utilisés.....	155
4.5 Résultats obtenus .....	156
4.6 Conclusions.....	189
<b>CHAPITRE 5. ETUDE NUMERIQUE PAR MODELES RANS DE JETS D'ORIFICE CROIX COALESCENTS .....</b>	<b>190</b>
RESUME.....	190
5.1 INTRODUCTION .....	191
5.2 OUTILS ET METHODES .....	197
5.2.1 Campagne expérimentale.....	197
5.2.1.1 Dispositif de soufflage et géométrie des orifices .....	197
5.2.1.2 Techniques de mesure .....	199
5.3 SIMULATION DES JETS COALESCENTS.....	201
5.3.1 Equations résolues.....	201
5.3.2 Détails du calcul .....	202
5.3.4 Conclusion .....	225
5.4 INFLUENCE DE LA FORME DES LOBES : LOBE DROIT ET LOBE ARRONDI.....	227
5.4.1 Analyse des résultats.....	230
5.4.2 Conclusion .....	240
5.5 Influence de la disposition relative et de l'espacement des orifices.....	241
5.5.1 Position du problème .....	241
5.5.2 Analyse des résultats.....	244
5.5.3 Conclusion .....	264
<b>CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....</b>	<b>269</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>273</b>

---

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

En France, le bâtiment est le plus gros consommateur d'énergie parmi tous les secteurs économiques avec 43 % de l'énergie finale totale et 1,1 tonne d'équivalent pétrole consommée annuellement par chaque Français [(ADEME 2009)]. Le bâtiment produit également 23% des émissions nationales de CO<sub>2</sub>. Il constitue donc un immense gisement d'économies d'énergie et de réduction des gaz à effet de serre. C'est la raison pour laquelle le Grenelle de l'Environnement a préconisé une réduction de la consommation énergétique de 38% d'ici à 2020 pour les bâtiments existants, et une rupture technologique sur le bâtiment neuf visant à généraliser les bâtiments à énergie positive en 2020 avec, d'ici 5 ans, au moins un tiers des bâtiments neufs à basse consommation ou à énergie positive [(Grenelle 2007)]. L'objectif primaire des Bâtiments à Basse Consommation (BBC) est évidemment la réduction de la consommation énergétique et la réduction des émissions de CO<sub>2</sub>.

L'enveloppe du bâtiment est assimilable à une interface solide entre deux milieux fluides où les personnes évoluent : le milieu urbain qui joue un rôle de source ou de puits énergétique pour l'intérieur du bâtiment dont on cherche à contrôler la consommation, ou mieux, à annuler celle-ci en rendant le bâtiment énergétiquement autonome ou producteur d'énergie. Des travaux de recherche ont été soutenus par l'ADEME et l'ANR pour minimiser l'effet « puits » et augmenter l'effet « source » de l'environnement extérieur vis-à-vis du bâtiment. Les bâtiments deviennent isolés, étanches et équipés de systèmes de captage des énergies dites « gratuites » ou « renouvelables » disponibles dans le milieu extérieur. Les systèmes de stockage, de gestion et de distribution de l'énergie sont également optimisés pour répondre aux besoins d'énergie dont les périodes de consommation sont souvent en déphasage par rapport aux périodes de sa production. La compréhension et la modélisation des couplages entre le milieu extérieur, l'enveloppe du bâtiment et l'environnement intérieur, siège de la consommation énergétique, est également un enjeu important dans une perspective systémique des objectifs de durabilité. Le but est de faire coïncider une consommation énergétique sobre et un confort maximal de l'utilisateur.

La réduction importante des besoins énergétiques du bâtiment et son étanchéité pose le problème crucial de la bonne répartition spatiale des faibles débits d'air neuf à injecter dans les pièces de vie. La qualité de l'air et le confort thermique seront fortement dégradés si le problème du mélange de l'air injecté à l'air ambiant n'est pas efficacement résolu.

---

Une solution technologique finalisée typique qui permet une amélioration conséquente de l'induction du jet a été proposée dans le cadre du projet ANR-PREBAT 2005 « INDUBAT », projet coordonné par le LEPTIAB en partenariat avec la CIAT, Compagnie Industrielle d'Application Thermique. Il s'agit d'un diffuseur innovant de type panneau perforé à haute induction basé sur le contrôle passif du mélange du jet d'air à l'air ambiant. Ceci est obtenu, par l'utilisation de géométries lobées intégrées dans la conception du diffuseur d'air. L'exploration et la mise en situation de cette solution innovante a été conduite exclusivement par voie expérimentale. Si les résultats sont probants et prometteurs, il n'en demeure pas moins la nécessité d'une optimisation géométrique visant une induction optimale pour un taux de perforation maximal. En effet, le besoin exprimé par notre partenaire industriel consiste à augmenter le taux de perforation du diffuseur pour réduire sa perte de charge. Il s'en suit donc le besoin de minimiser l'espacement inter-trous tout en conservant la dynamique particulière du jet lobé élémentaire à l'origine de la performance d'induction constatée en proche soufflage du diffuseur. Il est également possible d'optimiser la géométrie de la perforation lobée élémentaire du diffuseur, toujours dans le but d'améliorer sa performance globale. L'optimisation géométrique ainsi visée n'est pas réalisable par la seule voie expérimentale en raison de la multiplicité des solutions et du caractère onéreux de la démarche. Ce fait nous conduit dans le cadre de nos travaux de thèse à s'intéresser à la prédiction du comportement du jet lobé libre ou en interaction par le calcul numérique aux moyens de codes de calcul CFD (Computational Fluid Dynamics) utilisant la résolution des équations de Navier-Stokes.

Ainsi, avec des codes de calcul CFD (Star-CD et Star-CCM+), nous avons calculé plusieurs types d'écoulements, en effectuant des validations par rapport à des expérimentations réalisées au LEPTIAB. Après cette nécessaire phase de validation, nous avons effectué des études paramétriques dans un but d'optimisation de l'auto-induction des jets lobés dans des conditions compatibles avec l'application visée.

Ainsi, ce mémoire est organisé en cinq chapitres.

Dans un premier temps, nous présentons une étude bibliographique à deux volets. Le premier volet (Chapitre 1) porte sur les connaissances de la physique des jets d'air turbulents. Le deuxième volet (Chapitre 2) présente la modélisation des écoulements turbulents par les modèles de type RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes), ainsi que les méthodes de discrétisations implémentées dans les deux codes de calcul utilisés.

Le troisième chapitre, présente l'étude numérique en régime instationnaire d'un jet d'orifice en forme de croix à faible nombre de Reynolds. Toutes les étapes d'optimisation du domaine et du maillage de ce dernier, nécessaires à l'obtention de résultats en accord avec les données de références, sont présentées.

Le quatrième chapitre présente les simulations des jets turbulents à l'aide de modèles de turbulence RANS à deux équations, ou à l'aide d'un modèle plus élaboré à six équations. Nous présenterons également un calcul LES (Large Eddy Simulation).



---

Enfin le cinquième et dernier chapitre traite de jets lobés coalescents en régime turbulent à l'aide de modèles RANS. Cet écoulement représente une configuration simplifiée des phénomènes locaux se produisant dans un écoulement à jets parallèles multiples issus d'un panneau perforé. Nous cherchons dans un premier temps à reproduire le phénomène d'interaction entre les deux jets mitoyens. Nous faisons ensuite une étude paramétrique en fonction de l'espacement inter-trous, la disposition relative des trous et la forme des lobes.

Enfin, nous concluons ce mémoire en présentant les perspectives immédiates de la recherche menée.

# CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

## 1.1 Introduction

L'amélioration du processus de mélange des écoulements turbulents aux moyens de structures tourbillonnaires générées et/ou intensifiées artificiellement, connaît un intérêt considérable à la fois pour ses aspects fondamentaux et pratiques. Pour l'aspect fondamental, il a été largement suggéré que le processus de mélange est intimement lié à la transition de la turbulence [(Dimotakis 2000),(Hinze 1987)] et que la géométrie et les perturbations initiales de l'écoulement conditionnent fortement sa génération ainsi que sa transition [(Hussain et Husain 1989a), (Hinze 1987)]. Quant aux applications, elles sont nombreuses. Le processus de mélange conditionne la force de propulsion des réacteurs d'avions, l'efficacité de la combustion dans les chambres de mélange, la dispersion des polluants sur les sites industriels et enfin, dans les espaces habitables, la qualité de la diffusion de l'air et par conséquent le confort thermique des usagers et la qualité de l'air inhalé par ces derniers.

Dans la plupart des applications, s'ajoutent aux intérêts énoncés ci-dessus, la possibilité de réduire la taille des systèmes. Dans le cadre du traitement de l'air du bâtiment, un meilleur mélange de l'air primaire à l'air ambiant donne la possibilité de diminuer les débits d'air soufflés et d'augmenter les écarts de températures au soufflage ce qui permet de réduire la taille du ventilateur et celle du circuit de distribution et ce, à charge interne et à niveau de confort thermique constants, voire meilleur. Pour les bâtiments BBC dans lesquels les besoins énergétiques sont faibles (50 kWh/m<sup>2</sup>/an), il sera possible de réduire les débits d'air insufflés (en garantissant le débit hygiénique minimal) et ce, sans dégradation du confort et de la qualité de l'air dans l'espace habitable.

Un des moyens qui permettrait l'amélioration de l'efficacité du traitement de l'air du bâtiment à moindre coût, tout en améliorant dans certains cas l'esthétique des Unités Terminales de Diffusion d'air, est un moyen dit « passif » qui consiste à souffler le jet à travers des diffuseurs de géométries dites « *asymétriques* ». Les couches limites du jet sont cisailées localement par des ondulations ou des saillies placées sur les bords de fuite du diffuseur. On introduit par ces dispositifs passifs des points d'inflexions sur le profil de la vitesse longitudinale, sièges d'instabilités secondaires qui génèrent des structures longitudinales de grandes échelles augmentant l'auto-induction du jet.

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 le design d'injecteurs offrant une meilleure stabilité de combustion.

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 dont on étudiera les jets dans des conditions compatibles avec l'application visée.

Cette constatation motive l'analyse bibliographique présentée dans ce chapitre sur les jets asymétriques. Elle permet de s'appuyer sur les précédents travaux pour dégager les géométries qui ont donné satisfaction dans les applications précitées.

La performance de mélange d'un jet asymétrique étant définie relativement à celle d'un jet de référence choisi axisymétrique ou plan de même nombre de Reynolds initial, nous avons jugé important de consacrer la première partie de ce chapitre à ce type de jets de géométries simples.

## **1.2 Jets axisymétriques ou plans**

### **1.2.1 Description générale**

L'observation d'un jet circulaire ou plan (pour ce dernier, le rapport de dimensions longueur/hauteur est supérieur ou égal à 40 [(Rajaratnam 1976)] de vitesse initiale  $U_0$  émergeant d'un diffuseur de soufflage dans une ambiance immobile, ou elle-même animée d'une vitesse  $U_1$  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 et sur son axe trois régions (Figure 1.1): un noyau potentiel, une région d'établissement et une région pleinement établie [(Rajaratnam 1976), (Tuve 1953)].

Dans la région du noyau potentiel à la confluence des deux fluides, une zone de mélange, annulaire pour le jet circulaire et tubulaire pour le jet plan, d'épaisseur croissante est générée, délimitant un dard dit « noyau potentiel » à l'intérieur duquel l'écoulement a les mêmes conditions que celles du jet à sa sortie (vitesse, température, densité...). Une définition géométrique du noyau potentiel serait donnée par le lieu où la vitesse moyenne longitudinale  $U$  est égale à  $0.99U_0$ . Sa longueur varie entre 4 et 6 diamètres de la buse de soufflage pour le jet circulaire et de l'ordre de 6 hauteurs du diffuseur pour le jet plan [(Rajaratnam 1976), (Oosthuizen 1983), (Awbi 1991)].

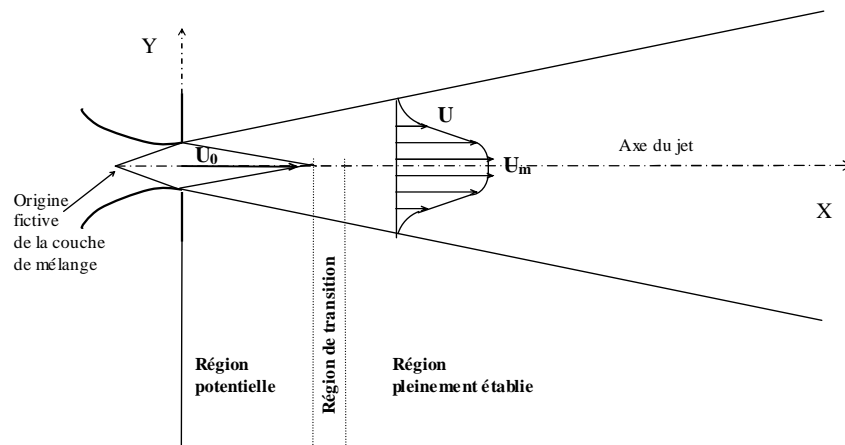


Figure 1.1 : Schématisation d'un jet axisymétrique ou plan

La couche de mélange autour du noyau potentiel, est le siège d'un fort cisaillement. De part et d'autre du noyau potentiel, les vitesses décroissent pour se raccorder aux vitesses inférieures du milieu ambiant. Ce raccordement se fait par le freinage des vitesses du noyau potentiel et l'entraînement du fluide ambiant qui se mélange au fluide injecté [(Rajaratnam 1976)].

Dans cette zone, les composantes longitudinales moyennes de la vitesse  $U$  et de la turbulence  $\sqrt{u'^2}$  présentent une similitude [(Rajaratnam 1976),(Abramovich 1963),(Rajaratnam et Pani 1972)]. 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  $U_{conv} = 0.65U_0$  [(Davies et al. 1963)].

La grandeur globale habituellement utilisée pour caractériser la couche de mélange des jets turbulents, est l'épaisseur de la quantité de mouvement  $\theta$ , indicateur du transfert radial de la quantité de mouvement et de la croissance de la couche de cisaillement [(McCormick et Bennett Jr 1994)]. Cette quantité est définie par [(McCormick et Bennett Jr 1994),(Michalke 1965), ((Hinze 1987))]:

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{(U_0 - U)(U - U_1)}{(U_0 - U_1)^2} dr \quad (1.1)$$

où  $\delta$  est l'épaisseur de la couche de cisaillement.

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

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{U}{U_0} \left( 1 - \frac{U}{U_0} \right) dr \quad (1.2)$$

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 hauteur du diffuseur plan et dans laquelle la couche de mélange occupe transversalement tout le jet [(Rajaratnam 1976)].

Dans la région pleinement établie, les profils de la vitesse et de la turbulence obéissent à des lois de similitude caractéristiques [(Rajaratnam 1976), (Tuve 1953), (Abramovich 1963), (Tollmien 1926), (Wynanski et Fiedler 1969)]. Dans le Tableau 1.1 et sur la Figure 1.2 nous avons regroupé certaines de ces lois proposées dans la littérature.

$r_{0.5}$  est l'épaisseur dynamique du jet circulaire (notée  $y_{0.5}$  ou  $z_{0.5}$  pour un jet non circulaire), donnée par la position radiale  $r$  (ou transversale  $y$  ou  $z$ ) pour laquelle la vitesse longitudinale  $U$  est égale à la moitié de sa valeur maximale  $U_m$  située sur l'axe du jet ( $r=0$ ,  $y=0$  ou  $z=0$ ).

Cette épaisseur est une fonction linéaire de la distance axiale [(Rajaratnam 1976)] et le coefficient de proportionnalité  $C$  est influencé par les conditions de soufflage, à savoir, la non uniformité du profil de vitesse, l'intensité de la turbulence et le nombre de Reynolds [(Rajaratnam 1976),(Abramovich 1963)]. La valeur moyenne du taux d'expansion  $C$  est de 0.10 pour le jet plan et le jet circulaire.

La vitesse axiale du jet circulaire ou plan en région pleinement établie est donnée par la relation :

$$\frac{U_m}{U_0} = K_v \left( \frac{X + X_0}{d} \right)^n \quad (1.3)$$

où  $X_0$  est l'origine fictive de la couche de mélange (Figure 1.1) et  $d$  la dimension caractéristique du jet, son diamètre au soufflage  $D_0$  pour un jet circulaire ou sa hauteur  $h_0$  pour un jet plan. Les valeurs de la constante  $K_v$  et de l'exposant  $n$  dépendent de la géométrie du jet. Pour le jet circulaire, l'exposant  $n$  est égal à -1 et la valeur de  $K_v$  proposée par Rajaratnam [(Rajaratnam 1976)] est comprise entre 5.75 et 7.32 et l'auteur suggère une valeur

moyenne de 6.3. Pour le jet plan, l'exposant vaut -0.5 et le même auteur propose pour la constante  $K_v$  une valeur de 2.5.

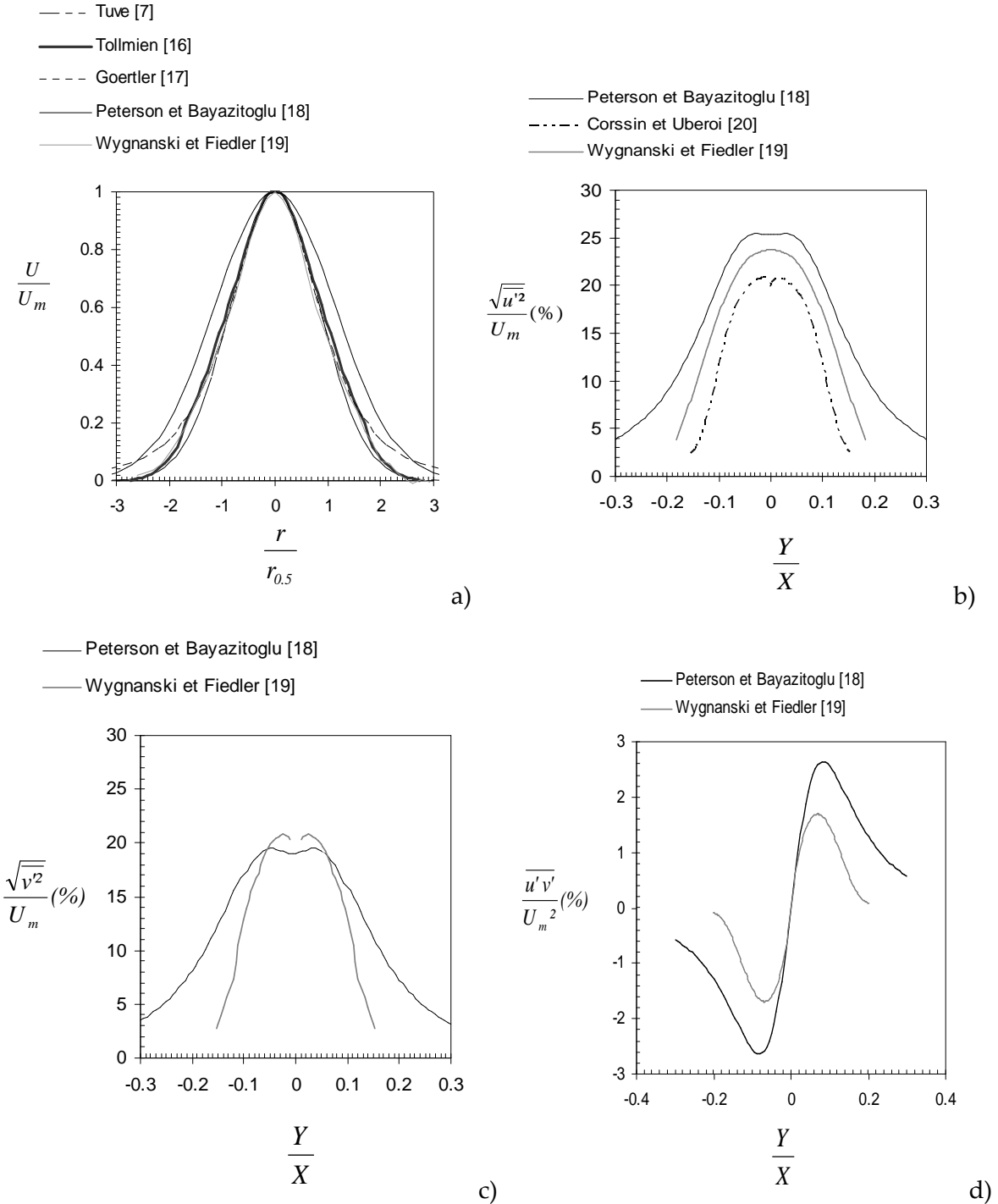


Figure 1.2: Lois de similitude proposées dans la littérature pour les profils de vitesse et de turbulence dans la région établie du jet axisymétrique

Tableau 1.1: Lois de similitude proposées dans la littérature pour les profils de vitesse et de turbulence dans la région établie du jet axisymétrique

Auteurs	U	$\sqrt{u'^2}$	$\sqrt{v'^2}$	$\overline{u'v'}$
[(Tuve 1953)]	$\frac{U}{U_m} = \exp\left[-\frac{\ln 10}{3.3}\left(\frac{r}{r_{0.5}}\right)^2\right]$	-	-	-
[(Peterson et Bayazitoglu 1992)]	$\frac{U}{U_m} = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_{0.5}}\right)^2\right)^2}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{U_m} = \frac{\sqrt{C_1^2 + \left(\frac{r}{r_{u'0.5}}\right)^2}}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_{0.5}}\right)^2\right)^2}$ $C_1=0.1$ $(U)_{r_{0.5}} = \frac{1}{2}(U)_{r=0}$ $\left(\frac{\sqrt{u'^2}}{U}\right)_{r_{u'0.5}} = 2\left(\frac{\sqrt{u'^2}}{U}\right)_{r=0}$	$\frac{\sqrt{v'^2}}{U_m} = \frac{\sqrt{C_2^2 + \left(\frac{r}{r_{v'0.5}}\right)^2}}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_{0.5}}\right)^2\right)^2}$ $C_2=0.147$ $(U)_{r_{0.5}} = \frac{1}{2}(U)_{r=0}$ $\left(\frac{\sqrt{v'^2}}{U}\right)_{r_{v'0.5}} = 2\left(\frac{\sqrt{v'^2}}{U}\right)_{r=0}$	$\frac{\overline{u'v'}}{U_m} = \frac{C_3 r}{r_{0.5}^2 \left(1 + \left(\frac{r}{r_{0.5}}\right)^2\right)^3}$ $C_3=0.199$ $(U)_{r_{0.5}} = \frac{1}{2}(U)_{r=0}$
[(Tollmien 1926)]	Résolution numérique de la forme intégrale des équations du mouvement (Figure 1.2)	-	-	-
[(Goertler 1942)]	Résolution numérique de la forme intégrale des équations (Figure 1.2)	-	-	-
[(Wynanski et Fiedler 1969)]	Etude expérimentale, $Re_0=100000$ (Figure 1.2)			
[(Corrsin et al. 1949)]	-	Etude expérimentale, $Re_0= 80000$ (Figure 1.2) $Re_0= 80000$ (Figure 1.2)	-	-

## 1.2.2 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 [(Liepmann et Gharib 1992)], et on y retrouve des structures primaires et secondaires [(Liepmann et Gharib 1992), (Lasheras et al. 1986)].

### Structures primaires

[(Brown et Roshko 1974)] ont mis en évidence par visualisation la première fois en 1974, la présence de structures de grande échelle dans une couche de mélange plane (Figure 1.3). Dans un jet axisymétrique on retrouve ces structures sous la forme d'anneaux tourbillonnaires, appelés également structures azimuthales [(Liepmann et Gharib 1992), (Winant et Browand 1974), (Hernan et Jimenez 1982)]. Ces tourbillons générés 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 [(Hernan et Jimenez 1982), (Zaman et Hussain 1980)].

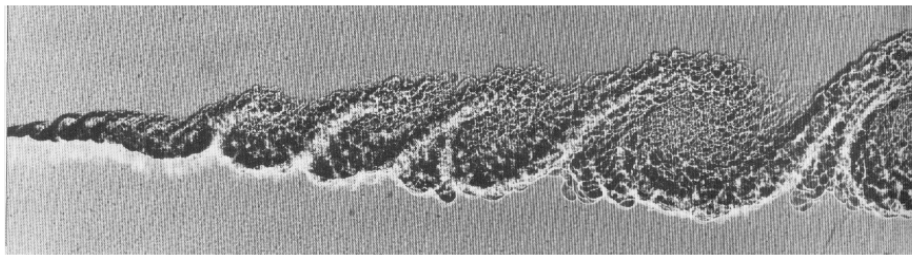


Figure 1.3 : Visualisation des structures primaires dans une couche de mélange plane turbulente, d'après [(Brown et Roshko 1974)]

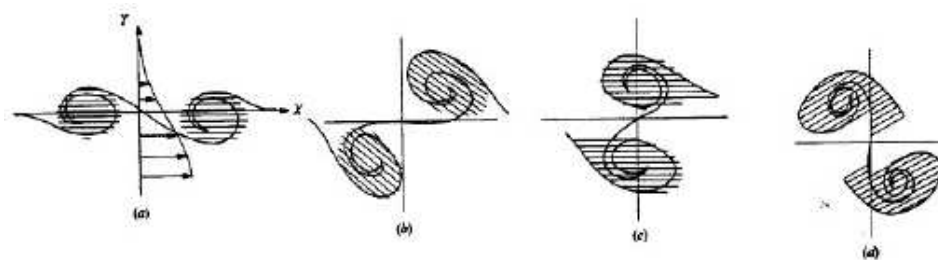


Figure 1.4: Schématisation des phases successives d'un appariement de vortex d'après [(Hussain 1986)]

Au fur et à mesure que ces tourbillons se déplacent vers l'aval de l'écoulement, les anneaux (ou les rouleaux) tourbillonnaires fusionnent avec les anneaux (ou rouleaux) voisins, phénomène appelé appariement tourbillonnaire (Figure 1.4).



[(Hernan et Jimenez 1982)] ont suggéré que l'épanouissement de la couche de mélange est la conséquence de l'entraînement du fluide extérieur par les anneaux azimutaux. Quant à [(Winant et Browand 1974)], ils attribuent cet épanouissement au phénomène d'appariement. Toutefois, les deux processus sont interconnectés. En effet, comme il est montré par [(Ho et Gutmark 1987)], l'interface plus étendue à la frontière du nouveau tourbillon résultant de l'appariement de deux anneaux, permet l'entraînement d'une quantité de fluide extérieur plus importante.

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 [(Liepmann et Gharib 1992) (Winant et Browand 1974)].

### Structures secondaires

Avant l'extinction du noyau potentiel, la turbulence devient tridimensionnelle, marquée par l'apparition de structures nouvelles (Figure 1.5) qui naissent dans la tresse (en anglais braid) entre deux structures azimutales consécutives [(Liepmann et Gharib 1992), (Danaila et Anselmet 1997)]. Le processus d'appariement des structures primaires évoqué précédemment, cause à la fois des expansions et des contractions en leur sein, se traduisant par une variation azimutale de la vitesse radiale. Des nappes de vorticité longitudinale apparaissent alors dans l'écoulement à la fois dans les tourbillons azimutaux et dans la tresse.

Comme il est montré par [(Liepmann et Gharib 1992)] cette réorganisation tridimensionnelle de la vorticité est responsable de la croissance de la vitesse azimutale dans le jet. Par un mécanisme local d'induction, les déformations azimutales des anneaux tendent à être atténuées et des perturbations azimutales déphasées apparaissent dans la tresse. Elles sont étirées et condensées sous la forme de filaments tourbillonnaires longitudinaux contrarotatifs. Comme le montre l'image longitudinale d'un jet circulaire (Figure 1.5a), les filaments sont logés entre deux anneaux successifs et relient l'extérieur de l'anneau amont avec l'intérieur de l'anneau aval. Dans le plan transversal (Figure 1.5b), elles apparaissent sous la forme de champignons et leur nombre augmente avec le nombre de Reynolds initial.

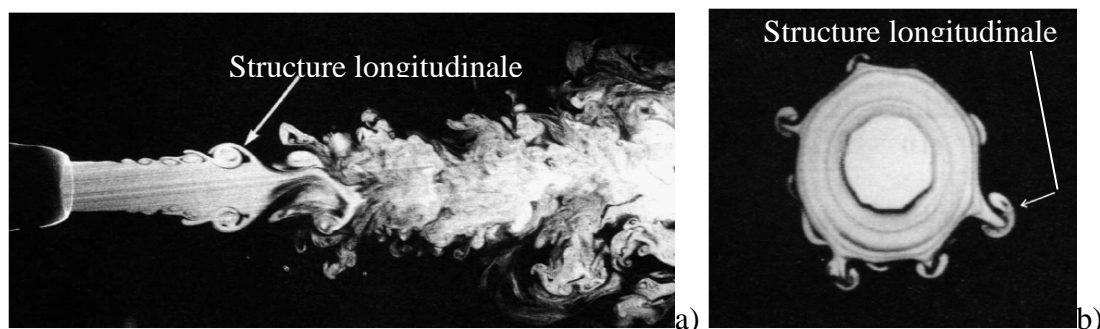


Figure 1.5: Visualisations des structures primaires et secondaires d'après [(Liepmann et Gharib 1992)]

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.

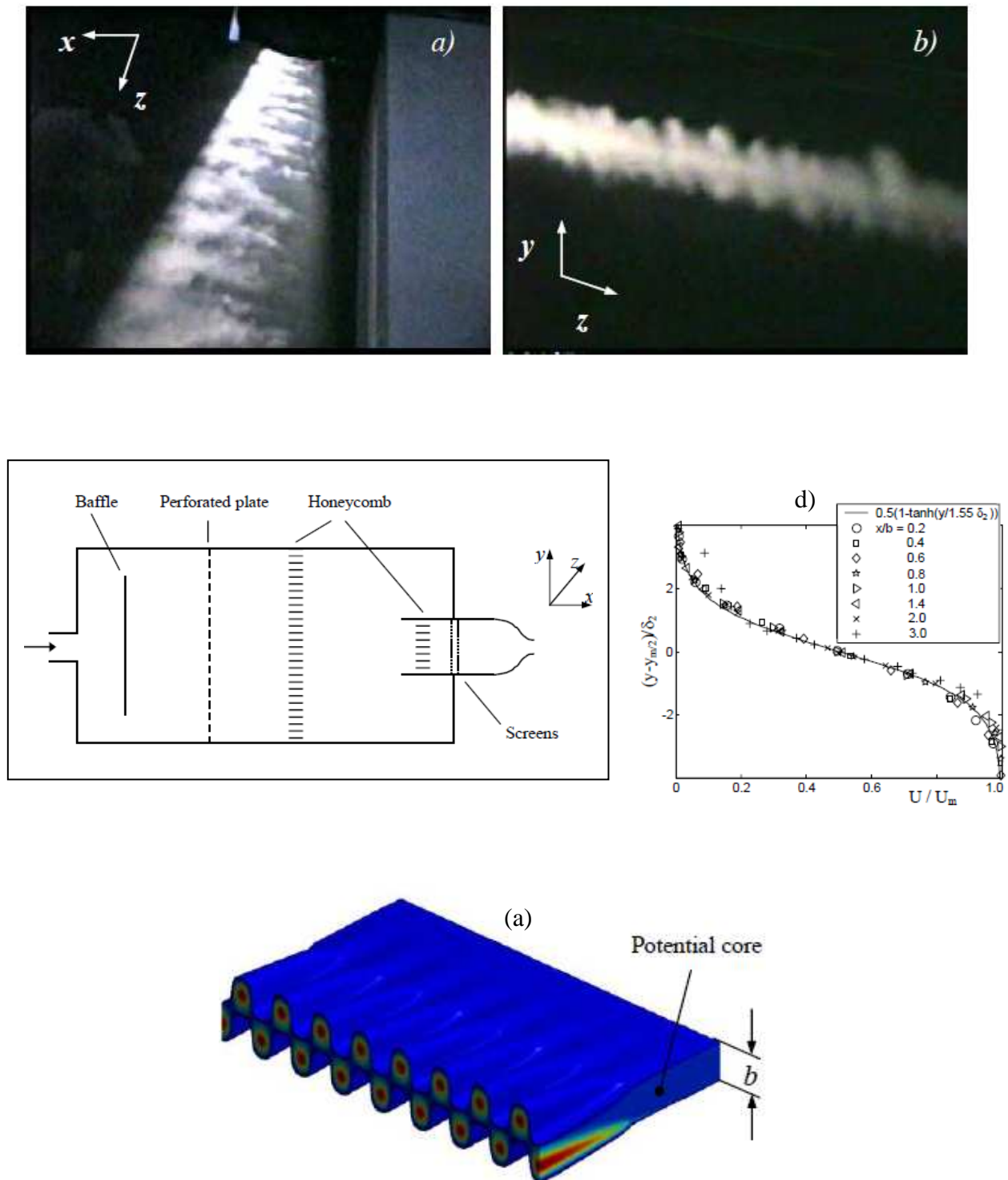


Figure 1.6: Structures longitudinales dans un jet plan : a) image de l'écoulement vue de dessus ; b) image de l'écoulement vue de face ; c) dispositif de soufflage du jet plan, rapport de forme 50,  $b=10\text{mm}$ ,  $U_0=7.3\text{m/s}$ ,  $Re_0=4650$  ; d) profil de la couche limite au soufflage ; e) schéma des structures longitudinales dans le jet plan d'après [(Kozlov et al. 2002)]

Dans un jet plan [(Kozlov et al. 2002)] comme dans une couche de cisaillement plane générée sur le bord de fuite d'une plaque plane séparant deux écoulements parallèles [(Foss et Zaman 1999)], on observe les mêmes deux types de structures.

[(Kozlov et al. 2002)] 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 azimutaux sont extrêmement sensibles à des petites perturbations tridimensionnelles et ces perturbations peuvent se transformer en structures secondaires longitudinales contrarotatives qui se développent dans le « braid », entre deux rouleaux successifs. Comme dans le jet circulaire, ces structures entrent en interaction avec les structures azimutales pour générer des structures tridimensionnelles de plus petites échelles. 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. 2002)] trouvent que les structures longitudinales deviennent prédominantes (Figure 1.6). Ces mêmes auteurs ont pu amplifier les structures secondaires en introduisant de simples rugosités ou des stries sur les bords de fuite du diffuseur.

## 1.3 Jets à contrôle passif

### 1.3.1 Introduction

Les stratégies de contrôle du mélange des jets sont classées en deux types [(Gad-el-Hak et Pollard 1998)]: les méthodes dites actives pour lesquelles on fournit de l'énergie à l'écoulement, et les méthodes dites passives, n'utilisant pas un apport d'énergie extérieure.

Les méthodes actives utilisent généralement l'excitation acoustique [(Hussain et Husain 1989a),(Zaman et Hussain 1980),(Zaman 1996a),(Lin et al. 1998)] ou mécanique [(Denis et Bonnet 2000),(Wiltse et Glezer 1993),(Collin 2001)] contrôlée du jet au soufflage, qui favorise dans certaines conditions, l'amplification des instabilités et l'apparition de grosses structures tourbillonnaires fortement énergétiques et génératrices de mélange (Tableau 1.2).

Les méthodes dites passives sont résumées dans le (Tableau 1.2). Nous en avons répertorié cinq types. [(Yu et al. 1994)] 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. Dans le même esprit, le jet à col, dit également « whistler jet » consiste à auto-exciter le jet en prolongeant le plan de soufflage par un col [(Hill Jr et Greene 1977),(Zeng et al. 2009), (Hill Jr et Greene 1977)] ont été les premiers à découvrir le phénomène d'auto-excitation d'un jet circulaire par un col permettant l'augmentation du mélange et du taux d'expansion du jet. Les auteurs présentent ce phénomène comme une alternative à l'excitation active du jet par une onde acoustique émise par un haut parleur. [(Mi et al.2001)] montrent que pour un jet rectangulaire, l'effet Whistler génère une augmentation de 25% sur le taux d'entraînement, soit une pente de 0.40

au lieu de 0.32 pour le même jet sans col. [(Husain et Hussain 1999)] montrent que pour un jet elliptique à col, le taux d'entraînement atteint localement une valeur supérieure à 0.62. Cependant, le gain global d'induction n'est pas sensiblement modifié par rapport au jet elliptique sans col étudié par [(Ho et Gutmark 1987)].

[(Vandsburger et Ding 1995)] ont immergé au sein d'une couche de mélange annulaire une corde de guitare. Sous l'action de l'écoulement, la corde vibre à une fréquence dépendant de sa tension. 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 1995)] ont montré que la présence d'un obstacle rigide longitudinal dans la couche de mélange d'un jet supersonique permet d'influencer le processus de mélange grâce à un couplage acoustique entre l'écoulement et l'obstacle (phénomène appelé en anglais screech ).

L'obstacle rigide annulaire proposé par [(Spazzini et al. 2002)] dans le cadre d'une application de ventilation individuelle permet d'allonger le noyau potentiel d'un jet circulaire de très faible Reynolds initial ( $Re_0 = 640$ ). L'anneau de diamètre légèrement inférieur au diamètre de la buse, placé à une distance de  $0.5De$  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. Il vise à contrôler 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 conduit à des transformations des géométries de base, devenues progressivement complexes au cours des dernières décennies, en vue de l'amélioration de l'auto-induction.

En effet, il y a quelque décennies, les jets rectangulaires étaient les seuls à être désignés par « jets tridimensionnels » [(Rajaratnam 1976), (Sfeir 1976), (Trentacoste 1968)].

Plus tard, l'adjectif « *asymétrique* » pour les jets, a été introduit pour la première fois par [(Zaman 1996b)] et désignait tous les jets qui ne sont ni axisymétriques ni plans, le jet rectangulaire en était la géométrie la plus simple. Par exemple, l'adjonction sur une buse circulaire ou rectangulaire d'arrêtes saillantes (appelés *tabs*, on utilisera ce terme dans l'ensemble du document pour désigner ces diapositifs) de très petites dimensions, rendaient le jet asymétrique [(Zaman 1996b)]. Celles-ci ont pour effet en particulier, de générer dès le soufflage des paires de structures longitudinales de grandes échelles, absentes naturellement à cette distance dans les jets précédents. Pour un nombre de Reynolds initial de 80000, [(Zaman et al. 1994)] ont montré que le débit entraîné par le jet circulaire est doublé dans la région du noyau potentiel par l'introduction de quatre *tabs* disposées sur la buse comme montré dans le (Tableau 1.2).

Ainsi, les premières études [(Sfeir 1976), (Trentacoste 1968), (Krothapalli, et al. 1981)] menées sur les jets tridimensionnels dans les années 1967-1981, traitent de jets rectangulaires

et fournissent de nombreuses connaissances sur leur structure et leur développement dynamique. Environ une décennie plus tard, soit en 1994, [(Quinn 1994)] a montré l'existence de quatre paires de vortex longitudinaux contrarotatifs à proximité du soufflage du jet rectangulaire, jouant le rôle de transporteurs de la quantité de mouvement. Nous notons ici, que l'apparition des structures longitudinales dans les jets tridimensionnels semble plus précoce que dans le jet circulaire. Ce même auteur constate une déformation de la géométrie du jet initialement rectangulaire en un écoulement elliptique. Ceci est attribué à la déformation des rouleaux azimutaux couplée à une auto-induction non uniforme en périphérie du jet.


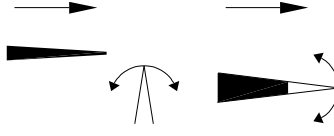
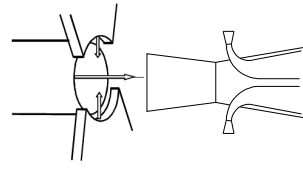
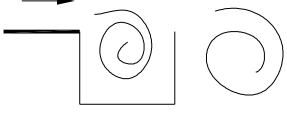
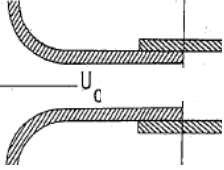
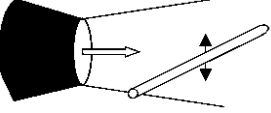
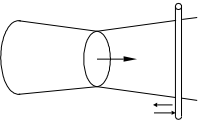
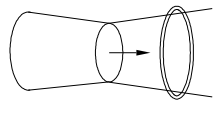
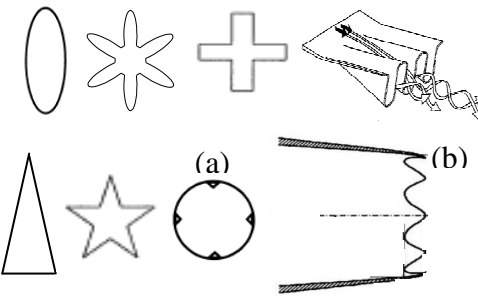
Les jets rectangulaires de rapport de forme 5 ou plus grand [(Krothapalli et al. 1981)] n'ayant pas présenté un entraînement sensiblement plus important que celui d'un jet axisymétrique, [(Ho et Gutmark 1987)] ont eu l'idée d'évaluer en 1987, l'entraînement d'un jet elliptique de rapport de forme  $a/b$  plus faible, égal à 2. On assiste ici pour la première fois, à l'introduction d'une géométrie « originale » dans le domaine du jet « tridimensionnel », qualificatif jusque là réservé au jet rectangulaire.

Les résultats ont été très probants puisque le débit entraîné dans le noyau potentiel a été trouvé trois à huit fois plus grand que celui d'un jet circulaire ou bidimensionnel de référence. De plus, il est montré que l'entraînement se produit majoritairement autour du plan secondaire en raison du phénomène de distorsion azimutale des structures de Kelvin-Helmoltz de forme elliptique. A la même période, soit en 1989, [(Hussain et Husain 1989a)] montrent, que les jets elliptiques contrairement aux jets circulaires ou plans, sont caractérisés par une variation de la courbure azimutale de leurs structures tourbillonnaires conduisant à une non-uniformité de leur auto-induction et par conséquent à une déformation tridimensionnelle complexe dont résulte les croisements successifs des axes. Ils mettent également en évidence une longueur du noyau potentiel plus restreinte comparée à celle d'un jet circulaire de référence ainsi que des valeurs importantes de l'énergie cinétique turbulente. Il est confirmé plus tard en 1996 par [(Zaman 1996a)], que le rapport de forme  $a/b$  a une influence considérable sur la performance de mélange du jet elliptique. Alors qu'un rapport  $a/b=2$  avait donné satisfaction dans les premiers travaux de [(Ho et Gutmark 1987)], un rapport  $a/b=3$  conduit à un débit d'entraînement à peine supérieur que celui du jet circulaire de référence [(Zaman 1996a)].

La transition du jet elliptique vers des jets de géométries plus complexes, en l'occurrence lobées, à chevrons ou à *tabs* (Tableau 1.2), est apparue dans la littérature dans le milieu des années 90' avec les travaux de [(Zaman 1996a)] et [(Belovich et Samimy 1997)]. Probablement que l'idée est née de l'observation d'une plus grande induction dans le plan secondaire du jet elliptique [(Ho et Gutmark 1987)]. Le passage à une géométrie lobée, à chevrons ou à *tabs* (Tableau 1.2) permet alors de multiplier les plans secondaires et par conséquent l'auto-induction globale du jet. Il est à noter par ailleurs que ces diffuseurs sont utilisés depuis les années '60 pour des applications aérospatiales et aéronautiques en sortie des réacteurs. La recherche importante financée essentiellement par la NASA avait été jusque là orientée vers l'amélioration des paramètres spécifiques aux applications recherchées. L'intensification de la performance de mélange des éjecteurs a permis l'amélioration de la

force de portance et de traînée et la réduction des nuisances sonores générées par les gaz sortant des réacteurs [(Kuchar et Chamberlin 1980), (Presz Jr et al 1986), (Presz 1994), (Presz et al. 2002)]. Les résultats ont été transposés sur des appareils commerciaux tels que JT8D-217C, CFM56-5C, et RB211-52YG/H, largement introduits dans la conception des Boeing et des Airbus. Ces diffuseurs lobés sont également utilisés pour réduire le rayonnement infrarouge des avions militaires pour éviter leur repérage au sol. On peut citer à titre d'exemple, l'hélicoptère militaire « *Tigre* » développé par la France et l'Allemagne et dont le premier vol a eu lieu en 1991.

Tableau 1.2 : Différentes stratégies de contrôle des écoulements

Contrôle actif	Haut parleur (excitation acoustique)		[(Zaman et Hussain 1980)] [(Hussain et Husain 1989a)] [(Zaman 1996a)] [(Lai 1992)] [(Lin et al. 1998)]
	Volets vibrants (excitation mécanique)		[(Wiltse et Glezer 1993)] [(Parekh et al. 1996)] [(Suzuki et al. 2004)]
	Jets secondaires (excitation mécanique)		[(Davis 1982)] [(Denis et Bonnet 2000)] [(Collin 2001)]
Contrôle passif	Cavité (mise en résonance)		[(Yu et al. 1994)]
	Jet à col (ou Whistler jet)		[(Hill Jr et Greene 1977)] [(Hasan et Hussain 1982)] [(Hussain et Hasan 1983)] [(Husain et Hussain 1999)]
	Corde (mise en résonance)		[(Vandsburger et Ding 1995)]
	Obstacle rigide longitudinal (« screech »)		[(Raman et Rice 1995)]
	Obstacle rigide annulaire		[(Spazzini et al. 2002)]
	Buses, orifices ou tôles asymétriques (a) : tabs (b) : chevrons		[(Zaman 1996a)] [(Zaman 1996b)] [(Hu, Kobayashi, et al. 2000)] [(Hui et al. 1999)] [(McCormick et Bennett 1994)] [(Gerlinger et al. 2008)] [(Mao et al. 2009)] [(Mi et Nathan 1999)] [(Nastase et al. 2008)] [(Nastase et Meslem 2008)] [(Koch et al. 2004)]

Ainsi, les travaux des années 90' avaient pour objet de transposer l'idée du « diffuseur asymétrique » des domaines de l'aéronautique et de l'aérospatial à celui de la combustion. Des mélangeurs lobés, à chevrons ou à *tabs*, ont été donc introduits comme une approche attractive favorisant 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 [(Smith et al. 1997)].

A notre connaissance, la première étude publiée qui s'intéresse à l'aspect aérodynamique d'un jet lobé ou à *tabs* est celle de [(Zaman 1996b)]. Ce dernier compare dans ces travaux six jets, à savoir, un jet circulaire de référence, un jet elliptique, un jet circulaire à *tabs*, un jet rectangulaire, un jet rectangulaire *tabs* et enfin, un jet lobé rectangulaire. L'investigation expérimentale à l'aide de mesures de pression employant un tube de Pitot montre la supériorité en terme d'induction du jet lobé rectangulaire par rapport aux jets rectangulaire et elliptique. Mêmes si les jets circulaire et rectangulaire à *tabs* présentent des débits entraînés plus importants [(Zaman 1996b)], l'intensification du mélange est accompagnée par une augmentation de la perte de charge et par une génération de bruit aérodynamique [(Zaman 1999)]. Ainsi, ces travaux [(Zaman 1996b), (Zaman 1999)] permettent de conclure quant à l'avantage du jet lobé rectangulaire, qui permet le meilleur entraînement pour la plus faible perte de charge. Les caractérisations étant réalisées à très hautes vitesses, il convient de vérifier ce classement dans de faibles régimes d'écoulements tel il est le cas dans l'application visée.

En 1997, [(Belovich et Samimy 1997)] emploient une buse lobée circulaire comme diffuseur intérieur d'un mélangeur coaxial. L'exploration de l'écoulement double flux au soufflage, dont le jet central est lobé, est réalisée expérimentalement par Anémométrie à Laser Doppler. Le jet central est issu d'un diffuseur à 6 lobes à double inclinaison de la frontière. Les pics et les creux des lobes sont inclinés de  $\pm 20^\circ$  par rapport à l'axe de la buse. Le rapport des vitesses d'injection centrale/périphérique a été fixé à 3/1, 1/1 et 1/3. Aucune quantification du mélange n'est présentée ; Néanmoins, les auteurs s'appuient sur une observation des champs moyens transversaux pour constater un cisaillement de l'écoulement transversal, sortant au niveau des lobes et entrant au niveau des creux. Il s'en suit une forte expansion du jet central et une augmentation de l'interface entre les deux écoulements concentriques, ce phénomène étant trouvé plus intense pour le rapport des vitesses central/périphérique égal à 3/1.

Trois ans plus tard, soit en l'an 2000, une thèse [(Yuan 2000)] a été soutenue à Virginia Polytechnic Institute and State University traitant de jets lobés ronds de différentes formes en vue de leur introduction dans le domaine de la combustion.

S'enchaîne à ces travaux, ceux de [(Hu et al. 2000),(Hu, Saga, et al. 2000)] qui à l'aide de moyens expérimentaux de dernière génération en ces années (PIV stéréoscopique classique) analysent un jet issu d'une buse lobée en forme de marguerite à six lobes présentant une double inclinaison de la frontière. L'analyse est limitée au noyau potentiel (3 à 4 diamètres équivalents) et malgré l'absence d'une quantification du débit entraîné, les résultats obtenus



en comparaison à un jet circulaire de référence permettent aux auteurs de qualifier la buse lobée d'extraordinaire instrument de mélange. Ces travaux sur les buses lobées ont été poursuivis par [(Meslem et al. 2008), et (Nastase et Meslem 2010)]. Les phénomènes tourbillonnaires sont analysés et mis en lien avec le phénomène « *Whistler* ». En effet, la dynamique tourbillonnaire semble s'apparenter à celle constatées par (Husain et Hussain 1999) dans un jet à col. La performance de mélange est également prouvée dans la région lointaine et ce, sans réduction de la portée du jet.

Les travaux menés au LEPTIAB depuis 2003 sur le contrôle passif des jets, ont pour objet de transposer l'idée du « *diffuseur asymétrique* » des domaines de l'aéronautique, l'aérospatial et la combustion à celui du traitement de l'air du bâtiment. Les travaux menés sur ce sujet ont fait l'objet de la thèse d'Ilinca Nastase [Nastase 2007] et ont bénéficié d'un appui fort de l'ANR (projet INDUBAT-Edition 2005, partenaire industriel CIAT) ainsi que du soutien constant de l'ADEME.

Excepté les travaux récents au LEPTIAB qui visent le traitement de l'air dans les habitacles [Nastase 2007], [(Meslem et al. 2008)], [(Nastase et Meslem 2010)], [Nastase et al. 2011], [El Hassan et Meslem 2010], [Meslem et al. 2010], [Meslem et al. 2011a], [Meslem et al. 2011b], l'exploration des jets asymétriques dans la littérature, est orientée vers des applications de combustion, d'aéronautique et d'aérospatiale. Ainsi, le nombre de Reynolds est relativement important, le jet est souvent confiné et la zone d'intérêt est courte et parfois limitée au noyau potentiel.

Si les données disponibles dans la littérature sont qualitatives ou limitées pour l'application du traitement de l'air des espaces habitables, elles permettent toutefois de constituer des sources d'inspiration pour le domaine du traitement de l'air du bâtiment. Nous présentons ces jets asymétriques dans les paragraphes qui vont suivre.

### 1.3.2 Jet elliptique

La substitution du diffuseur circulaire par un diffuseur elliptique est l'une des plus anciennes manipulations introduite pour le contrôle passif des jets en vue d'améliorer le mélange.

[(Ho et Gutmark 1987)] ont évalué en 1987, l'entraînement d'un jet elliptique de rapport de forme  $a/b$  égal à 2. On assiste ici pour la première fois, à l'introduction d'une géométrie « *originale* » dans le domaine du jet « *tridimensionnel* », qualificatif jusque là réservé au jet rectangulaire. Les résultats ont été très probants puisque le débit entraîné dans le noyau potentiel a été trouvé trois à huit fois plus grand que celui d'un jet circulaire ou bidimensionnel de référence. Il est montré plus tard en 1996 par [(Zaman 1996b)], que le rapport de forme  $a/b$  a une influence considérable sur la performance de mélange du jet elliptique. Alors qu'un rapport  $a/b=2$  avait donné satisfaction dans les premiers travaux de [(Ho et Gutmark 1987)], dans les travaux de [(Zaman 1996b)] un rapport  $a/b=3$  conduit à un débit d'entraînement à peine supérieur à celui du jet circulaire de référence. Tous les travaux

qui seront présentés dans ce paragraphe, portent sur des jets elliptiques de rapport de forme  $a/b=2$ .

La dynamique des structures cohérentes d'un jet elliptique présente des différences fondamentales avec celle d'un jet circulaire [(Hussain et Husain 1989a), (Ho et Gutmark 1987)(Husain et Hussain 1983),(Husain et Hussain 1993)]. Une description du développement des tourbillons dans un jet elliptique est donc nécessaire afin d'illustrer les mécanismes mis en jeu dans le processus d'entraînement. Le phénomène de croisement d'axes d'un jet elliptique est responsable d'une modification du comportement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz par rapport à celle d'un jet circulaire. Les axes principale et secondaire du jet changent d'orientation lors de l'évolution du jet dans la direction longitudinale. Ce phénomène, nommé croisement d'axes, est responsable d'une augmentation du taux d'entraînement du jet [(Gutmark et Grinstein 1999)] et résulte d'une déformation de Biot-Savart de l'anneau de K-H due à une courbure azimutale non-uniforme de l'anneau et à une importante interaction entre les structures azimutales et longitudinales. Suite à l'auto-induction de Biot-Savart, la partie du tourbillon de faible rayon de courbure située sur l'axe principale du jet elliptique, se déplace vers l'aval à une vitesse plus élevée que la vitesse du tourbillon en région de grande courbure ce qui génère la déformation du tourbillon. L'advection de la structure tourbillonnaire dans la direction longitudinale provoque une redistribution de l'énergie entre les structures azimutales et longitudinales ainsi qu'une augmentation du nombre des structures de petites échelles. L'étude des jets elliptiques permet de mieux comprendre la dynamique des tourbillons dans certains types de jets où la déformation des structures tourbillonnaires existe [(Husain et Hussain 1993)]. Une représentation des structures tourbillonnaires de grande échelle dans un jet elliptique, ainsi que leur influence sur la répartition de la vitesse, est présentée sur la Figure 1.7.

### **Naissance des tourbillons longitudinaux**

En zone proche de la sortie du jet, le terme dominant dans l'équation de transport de la vorticité longitudinale est celui de l'étirement des tourbillons, responsable de la déformation des structures tourbillonnaires. La Figure 1.7 b et c illustre le rôle d'induction des structures tourbillonnaires présentes au niveau du braid (nommée B1 et B2). La vitesse normale ( $u_{cn}$ ) du tourbillon B1 présente une orientation vers l'extérieur du jet due à la présence et à l'interaction avec l'instabilité azimutale en amont. Une vitesse normale orientée vers l'intérieur du jet est cependant présente pour le tourbillon B2, positionné en amont d'une structure azimutale. De plus, la vitesse binormale ( $u_{cb}$ ) est négative pour B1 et positive pour B2. Le phénomène d'étirement des structures résulte d'une augmentation des vitesses  $u_{cn}$  et  $u_{cb}$  pour l'axe principal de B1 ainsi que l'axe secondaire de B2. Par conséquent, un important gradient de vitesse ( $\partial u_{cb} / \partial s$  ;  $s$  est la direction tangentielle) déplace le plan principal de B1 derrière le plan secondaire ; de même pour le plan secondaire de B2 qui avance par rapport au plan principal. La conséquence de ce mécanisme est l'inclinaison des structures B1 et B2 dans la direction longitudinale augmentant ainsi la composante tangentielle de la vorticité. Le sens de rotation opposé pour les tubes de tourbillons voisins se traduit par la formation de paires de

tourbillons longitudinaux. La position de ces tourbillons longitudinaux par rapport au vortex azimuthal est montrée sur la Figure 1.7 f.

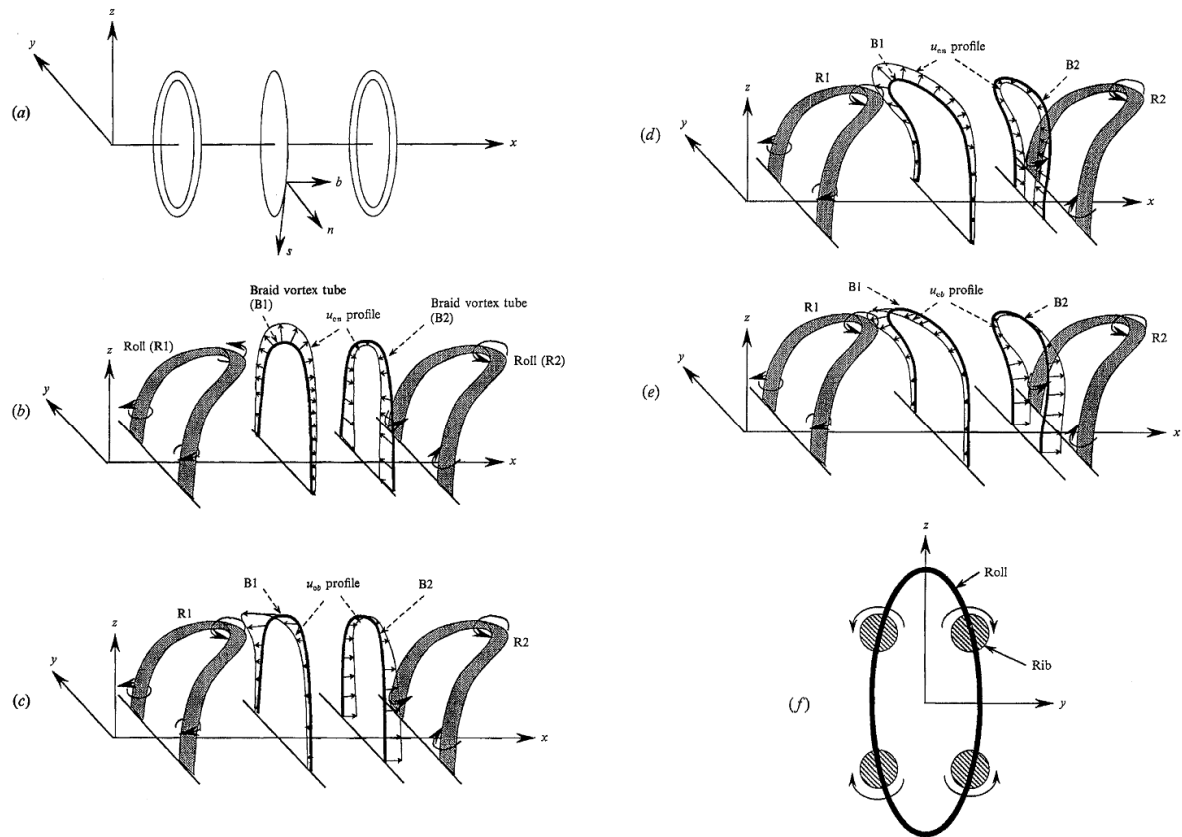


Figure 1.7: Formation des structures longitudinales dans un jet elliptique,  $a/b=2$ ; (a) aspect des structures avant leur déformation; (b,c) distribution de la vitesse normale ( $u_{cn}$ ) et binormale ( $u_{cb}$ ) en présence de structures déformées; (d,e) déformation des structures dans le 'braid'; (f) position des structures longitudinales (d'après [(Husain et Hussain 1993)])

### Mécanisme d'entraînement par interaction des structures azimuthales et longitudinales

L'entraînement du fluide par les structures longitudinales lorsqu'elles sont en interaction avec une structure azimuthale est montré sur la Figure 1.8. Il est clairement illustré sur cette Figure un effet favorable de la présence simultanée des deux types de structures sur l'entraînement. En effet, l'entraînement du fluide de la partie aval du tourbillon transversal est renforcé par celui dû à la structure longitudinale. L'éjection du fluide vers l'extérieur du jet est renforcée dans la même zone d'interaction. Dans la partie amont de la structure azimuthale, l'entraînement de fluide dû aux tourbillons longitudinaux est défavorable à celui du tourbillon azimuthal. Par conséquent, l'expansion observée dans la partie avale du tourbillon azimuthal est moins intense que l'entraînement de sa partie amont.

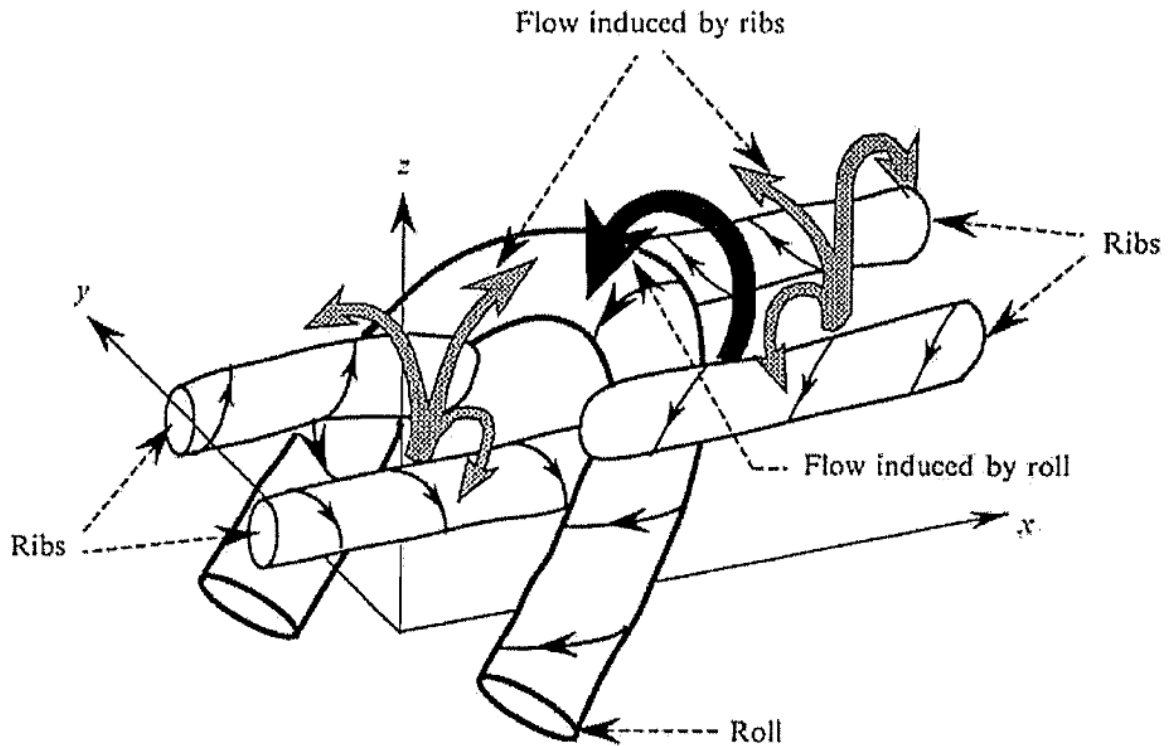


Figure 1.8: Entrainement et éjection de fluide au niveau de l'interaction entre tourbillons longitudinaux et transversaux,  $a/b=2$  (d'après [(Husain et Hussain 1993)])

[(Miller et al. 1995)] ont étudié numériquement plusieurs configurations de jets non-circulaires. Nous présentons ici les champs de vitesse obtenus par ces auteurs dans des plans transversaux le long de l'axe d'un jet elliptique (Figure 1.9). Cette représentation permet de mettre en évidence le phénomène de croisement d'axes suite à l'entraînement et à l'éjection de fluide par les structures tourbillonnaires. Un entrainement du fluide vers le jet le long de l'axe principal  $y$  et une éjection du fluide le long de l'axe secondaire  $z$  sont visibles pour les 3 positions étudiées. Ce phénomène conduit à une contraction de l'axe principal du jet et à un étirement de son axe secondaire jusqu'à l'apparition d'une forme elliptique tournée de  $90^\circ$  par rapport à l'orientation initiale.

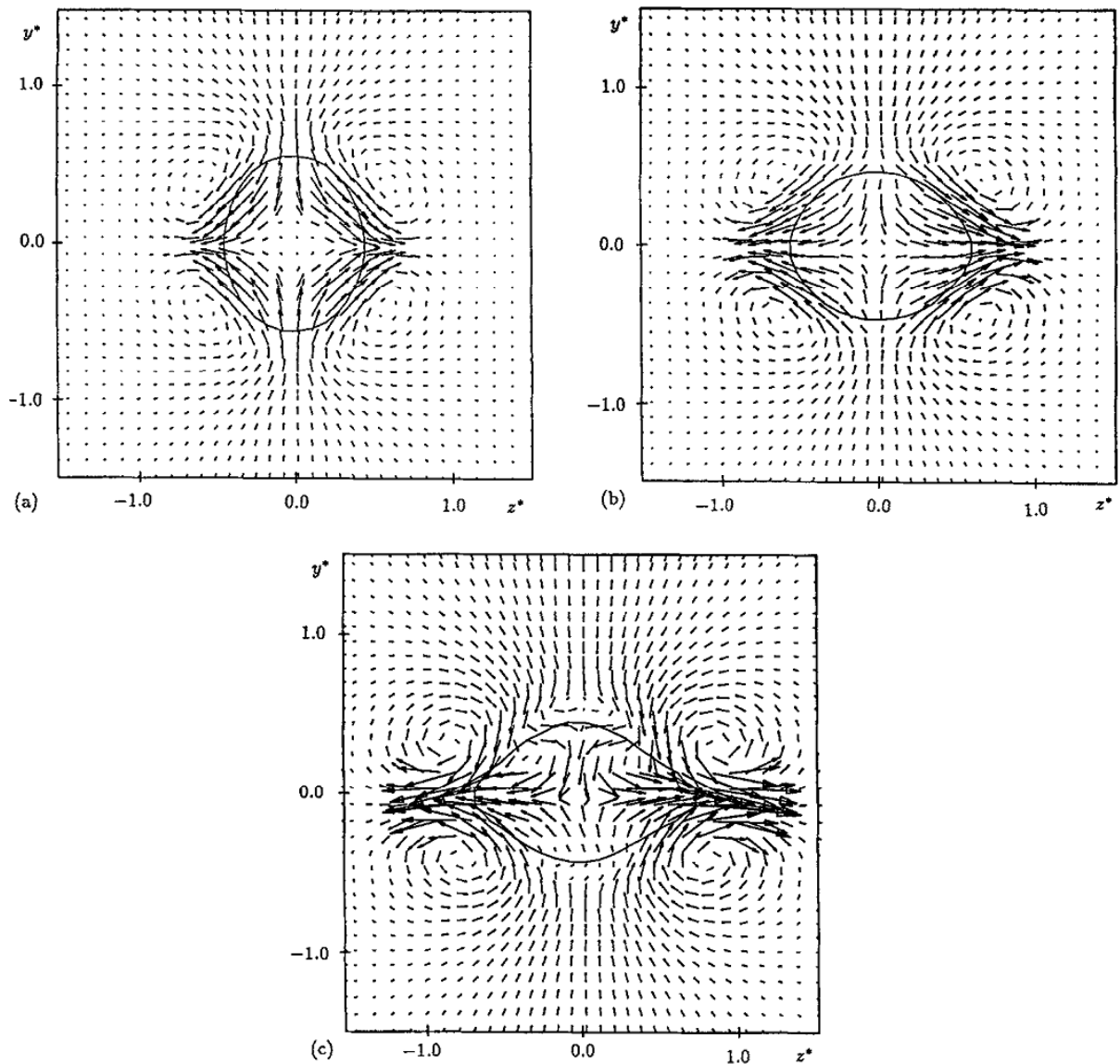


Figure 1.9: Composantes verticale et transversale de vitesse dans des plans transversaux d'un jet elliptique,  $a/b=2$ ; (a)  $X/D_e = 2$ , (b)  $X/D_e = 4$ , (c)  $X/D_e = 6$  (d'après [(Miller et al 1995)])

Contrairement au jet circulaire pour lequel il existe une symétrie axiale de l'entraînement, la non-symétrie du jet elliptique conduit à un entraînement a priori inégal dans les régions du plan principal et secondaire. [(Lin et al. 1998)] proposent une quantification du taux d'entraînement dans le plan principal et dans le plan secondaire (Figure 1.10) d'un jet elliptique naturel ou excité. Le débit entraîné normalisé  $(Q - Q_0)/Q_0$  (avec  $Q_0$  le débit massique en sortie de jet) est calculé dans ces deux régions. La Figure 1.10 montre que l'entraînement est principalement produit dans le plan secondaire du jet elliptique. De prime abord, ce résultat peut paraître surprenant au vu de l'orientation du fluide, à savoir, sortant dans le plan secondaire et entrant dans le plan principal. Nous supputons que le flux induit sur l'axe principal alimente le plan secondaire qui éjecte une quantité de fluide inférieure à la quantité reçue. Cette explication nous paraît cohérente avec le croisement d'axe

précédemment décrit. Il est montré d'autre part, que l'excitation du jet augmente l'entraînement et cet effet est plus sensible dans le plan principal que dans le plan secondaire qu'il s'agisse d'une excitation à la fréquence fondamentale ou à la fréquence sous harmonique. L'augmentation du taux d'entraînement est similaire pour les deux plans principal et secondaire dans la zone proche ( $z/a < 2$ ) et elle devient plus importante dans le plan principal pour  $z/a > 2$ . Ce résultat traduit que l'entraînement est principalement influencé par l'apparition des tourbillons dans la zone amont et que la déformation azimutale contribue à l'entraînement en s'éloignant de la sortie du jet.

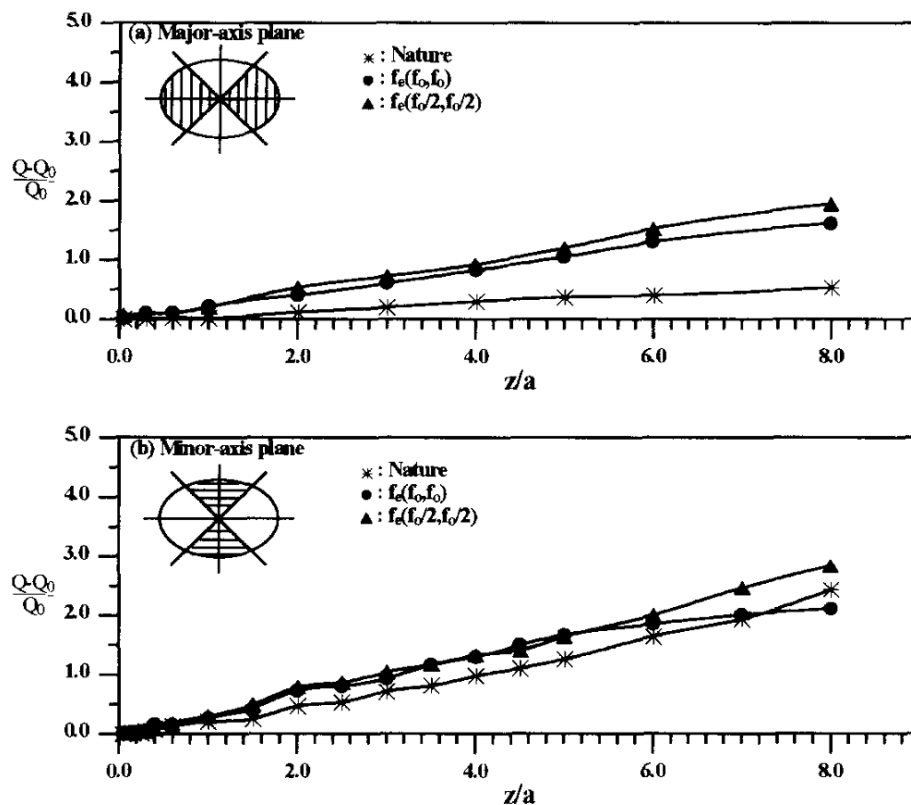


Figure 1.10: Taux d'entraînement dans les plans principale et secondaire d'un jet elliptique excité,  $a/b=2$  (d'après [(Lin et al. 1998)])

[(Yoon et Lee 2003)] ont étudié la zone proche d'un jet elliptique à l'aide de la PIV stéréoscopique. Les champs de vitesse (Figure 1.11) montrent un entraînement de fluide vers le centre du jet ainsi qu'un changement progressif de la forme des iso-contours de la vitesse longitudinale en se déplaçant dans la direction longitudinale (entre  $X/D_e = 1$  et 4). Ainsi, une augmentation de la largeur du jet dans le plan secondaire est observée entre  $X/D_e = 3$  et 4. Le croisement d'axes est suivi par l'apparition d'un point critique à l'intérieur du jet qui correspond à une vitesse nulle (Figure 12). Ce point critique est absent dans le plan principal pour lequel l'entraînement s'effectue sur les côtés latéraux de l'axe principal. Cependant, au niveau du plan secondaire du jet elliptique une expansion de l'écoulement est observée et

deux points critiques sont mis en évidence dans les parties supérieure et inférieure de ce plan. La partie lente du tourbillon azimuthal du jet elliptique (proche de l'axe secondaire) se déplace vers l'extérieur tout en gardant une liaison avec la partie du tourbillon qui présente une vitesse d'advection plus élevée. Pour  $x/D_e = 4$ , les iso-contours de la vitesse moyenne longitudinale ont subi une rotation de  $90^\circ$  par rapport à leur position initiale en sortie du jet.

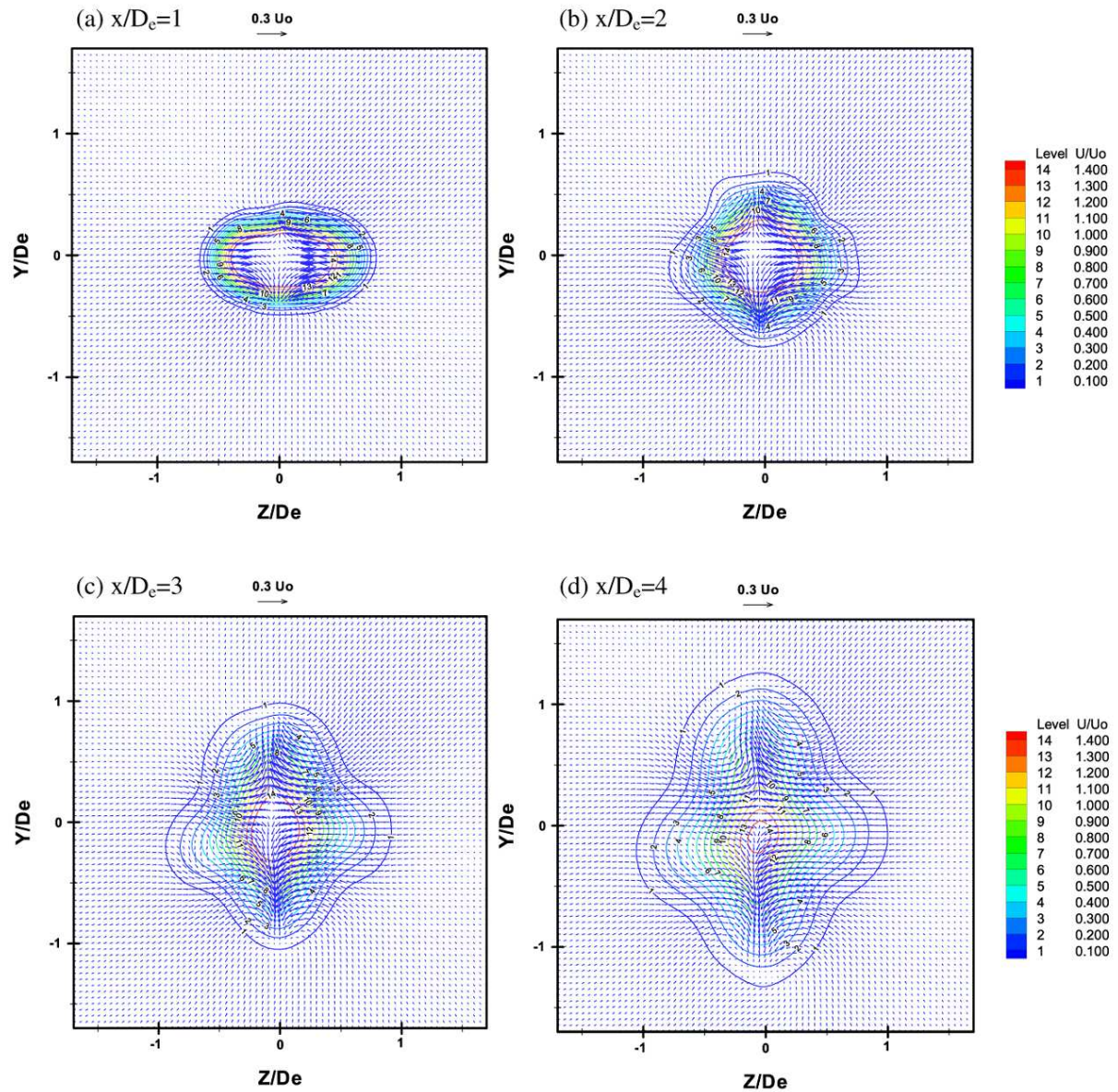


Figure 1.11: Champs de la vitesse moyenne pour un jet elliptique,  $a/b=2$  : composantes dans le plan (vecteurs) et vitesse longitudinale (iso-contours);  $Re = 10000$  (d'après [(Yoon et Lee 2003)])



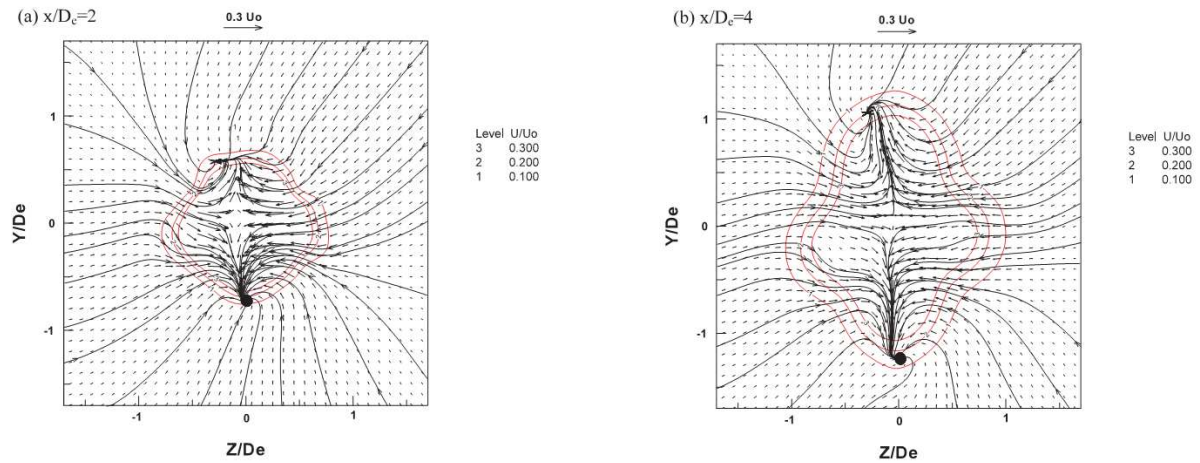


Figure 1.12: composantes dans le plan de la vitesse moyenne et lignes de courant (d'après [(Yoon et Lee 2003)])

[(Yoon et Lee 2003)] ont estimé le taux d'entraînement volumique du jet elliptique pour un nombre de Reynolds de 10000. La Figure 1.13 montre une comparaison entre l'entraînement d'un jet circulaire avec celui du jet elliptique. Le taux d'entraînement du jet elliptique est légèrement plus important (+1.5%) que celui du jet circulaire. Ce résultat assez surprenant et en contradiction avec celui de [(Ho et Gutmark 1987)], nous amène à rester prudents sur les capacités réelles de cette géométrie à augmenter le mélange. Probablement que l'épaisseur de la couche limite au droit du bord de fuite de la buse a autant d'importance que la courbure de la buse. Nous reviendrons en paragraphe 2.3.4 sur le pouvoir de mélange du jet elliptique en comparaison à d'autres types de diffuseurs. 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. La simplicité relative de cette variation dans le jet elliptique en comparaison à celle d'un jet lobé par exemple, permet d'isoler les mécanismes dominants et de les comprendre.



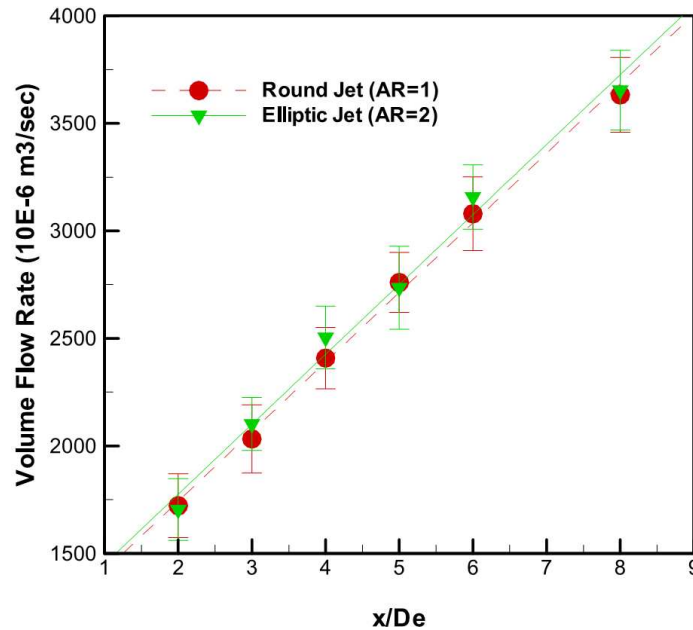


Figure 1.13: Taux d'entrainement volumique d'un jet circulaire et d'un jet elliptique,  $a/b=2$  (d'après [(Yoon et Lee 2003)])

### 1.3.3 Jet lobé d'orifice

L'orifice lobé est une émanation de la buse lobée, géométrie proposée par [Nastase 2007, Nastase et al. 2008, Meslem et al 2011a, El Hassan et Meslem 2011], pour adapter le concept du contrôle passif par jet lobé à des diffuseurs d'air obéissant à l'exigence de discrétion de l'appareil, comme pour un hôtel, un bureau etc. Le passage de la buse à l'orifice se traduit par la suppression du col. Le diffuseur est donc une simple perforation réalisée sur une plaque fine (Figure 1.14a). Cette démarche n'a pas été faite sans crainte de perdre en performance de mélange du jet lobé. Des travaux menés au LEPTIAB [Nastase 2007], [(Nastase et al. 2008), (Nastase et Meslem 2008), Nastase et al. 2008] ont permis néanmoins de montrer que ces jets lobés d'orifices sont aussi performants que les jets lobés de buses tridimensionnelles. En effet, des mécanismes différents de ceux des jets lobés de buses sont mis en évidence et sont corrélés au phénomène d'induction [Nastase al. 2008], [El Hassan et Meslem 2010] et [Meslem et al. 2011a]. Il est montré en particulier un phénomène de croisement d'axes (Figure 1.15) absent dans le jet lobé de buse. En effet, des structures longitudinales se développent dans les creux des lobes en raison d'un pic de pression en amont du creux dû à l'impact de l'air sur la paroi. Résulte de ce pic de pression un ralentissement local de l'air qui génère l'enroulement d'une paire de structures longitudinales en ce point. Une forte expansion de ces structures accompagnée d'une faible expansion de l'écoulement dans les lobes, conduit à une transformation géométrique donnant un effet de « *rotation* » de l'écoulement. Dans cette région de croisement d'axes, il est observé une forte induction de

l'air ambiant que les travaux du LEPTIAB tentent élucider [(Nastase et al. 2008), (Nastase et Meslem 2008)], [El Hassan et Meslem (210)], [Meslem et al. 2011a]. L'analyse est réalisée à la position axiale  $X = 3D_e$  à laquelle le croisement d'axes dans le jet lobé est achevé. De plus, à cette position les deux types de structures coexistent dans les deux jets d'orifices considérés (circulaire et lobé), à savoir, les structures primaires de K-H et les structures secondaires dites longitudinales. L'analyse des mécanismes est illustrée sur la Figure 1.16 et peut être résumée comme suit : dans le jet circulaire l'entraînement en cette section se produit à la fin du passage d'un anneau, soit lorsque les structures longitudinales peuvent se développer. A son passage l'anneau « écrase » les structures longitudinales et l'auto-induction est arrêtée pendant la durée du passage. L'induction est ainsi contrôlée par le phénomène du détachement des anneaux. La géométrie lobée du diffuseur permet de « briser » la structure de Kelvin-Helmholtz en segments d'anneaux et d'empêcher ainsi son contrôle de l'induction. S'en suit alors un développement conséquent des structures secondaires qui contrôlent l'auto-induction indépendamment du passage des structures primaires. Il s'en suit alors un gain conséquent de l'induction visible sur l'évolution axiale du débit volumique présenté sur la Figure 1.17.

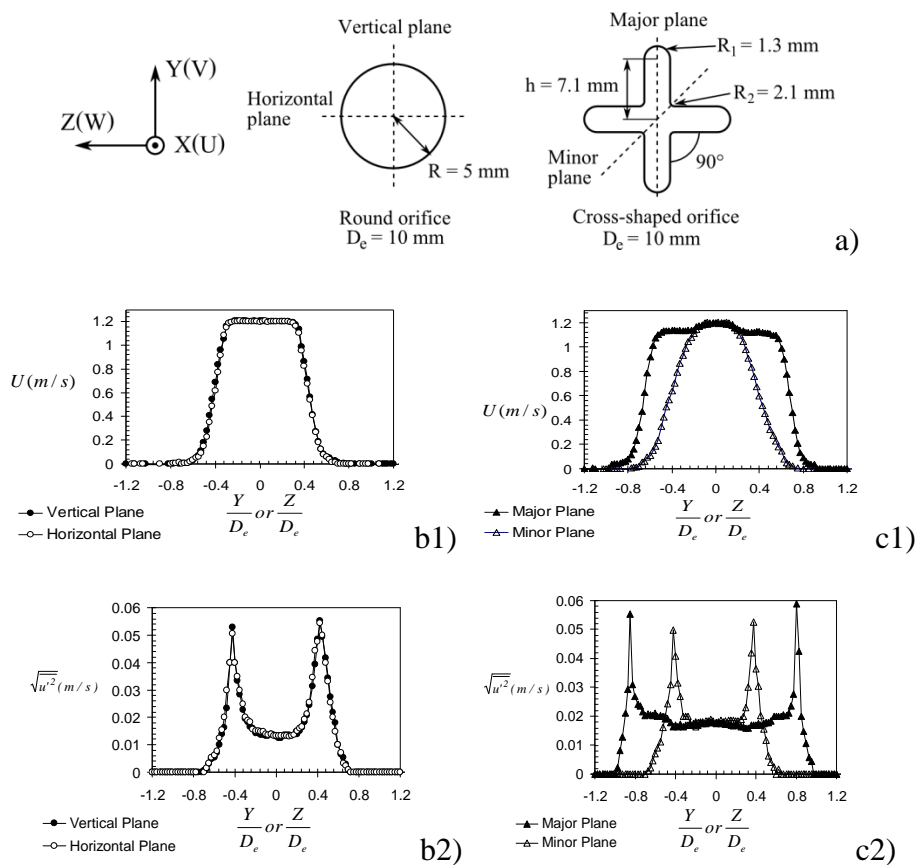


Figure 1.14: a) Géométries des orifices; Conditions initiales – moyennes (1) et r.m.s. (2) pour la vitesse longitudinale à  $X = 1D_e$  [Nastase 2007], [Nastase et al. 2008]

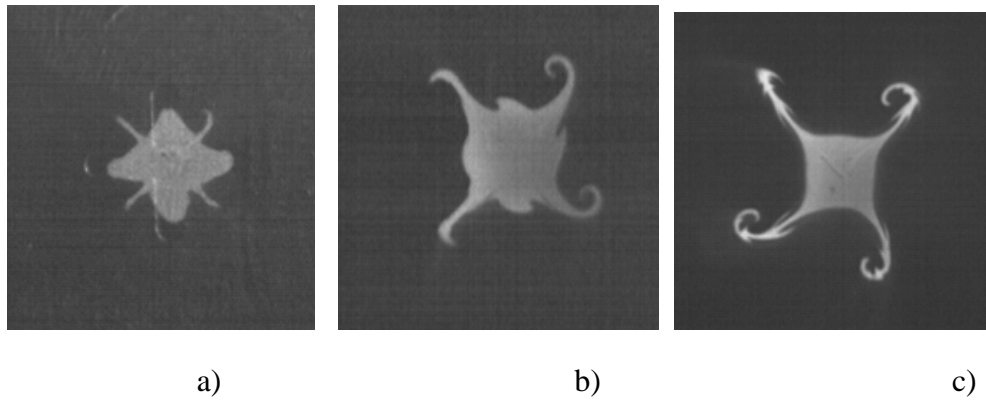


Figure 1.15 : Visualisations par imagerie haute cadence dans les plans transversaux  $X = 1De$ ,  $X = 2De$ ,  $X = 3De$  [Nastase 2007], [Nastase et al. 2008]

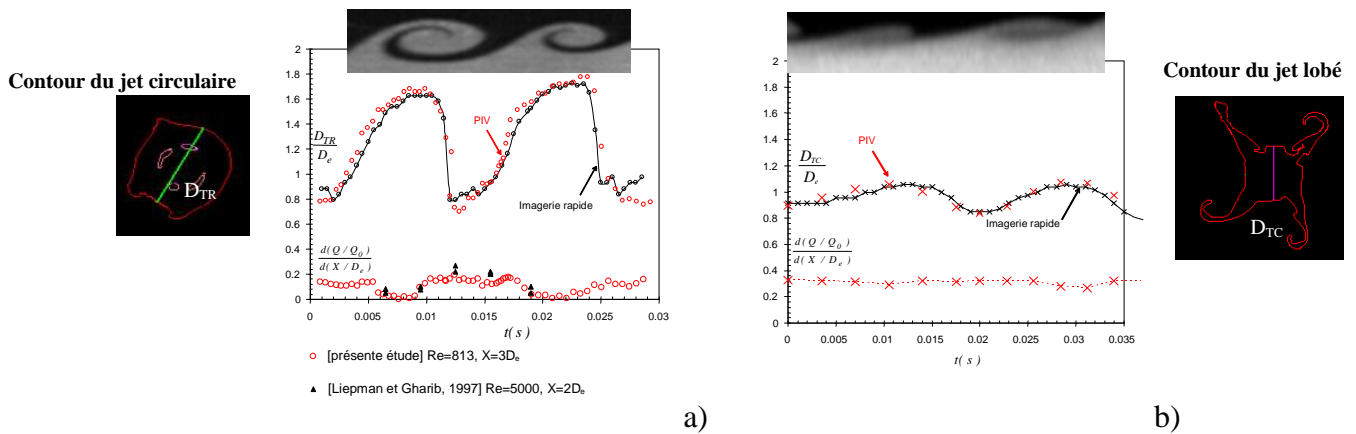


Figure 1.16: Variation temporelle de la dimension du jet et du taux d'entraînement correspondant [Nastase 2007], [Nastase et al. 2008]

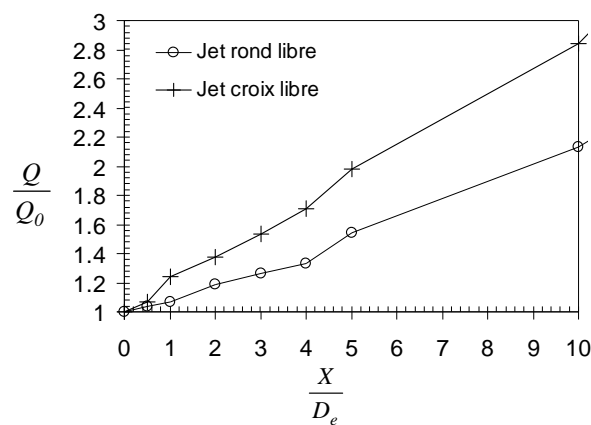


Figure 1.17: Evolution axiale du débit volumique normalisé du jet lobé d'orifice comparé au jet circulaire de référence [Nastase 2007], [Nastase et al. 2008]

Il est à noter que l'intégration de ce type de géométrie dans une grille de diffusion de l'air pose le grand problème de l'interaction des jets mitoyens. Un problème d'optimisation de la grille perforée se pose nécessairement à travers l'optimisation de l'espacement entre les orifices et la disposition relative de ces derniers. Un trop petit espacement annule la dynamique tourbillonnaire décrite précédemment. Un trop grand espacement permet de garantir une forte induction au prix d'une perte de charge importante. Un travail d'optimisation numérique de ces aspects géométriques semble s'imposer. Une autre voie possible serait d'espacer suffisamment les jets lobés pour générer une forte induction et insérer entre les orifices des perforations de plus petites dimensions et de géométries simples (circulaire ou carrée). Cette idée devra être exploitée pour vérifier sa pertinence.

#### 1.3.4 Jet à arrêtes saillantes ou à *tabs*

Une autre forme de contrôle passif utilisée dans divers domaines (aéronautique, aéronaval, échangeurs, refroidissement des modules électroniques) consiste à introduire dans la géométrie du système des arrêtes saillantes dénommées « *tabs* » appelées également générateurs de vortex. Ces arrêtes peuvent prendre plusieurs formes et sont placées dans le sillage de l'écoulement (interne ou externe).

[(Bradbury et Khadem 1975)] ont été parmi les premiers à s'intéresser à l'effet des *tabs* sur des jets. Des *tabs* carrés placés sur le plan de soufflage de la buse normalement à l'écoulement produit comme dans un jet lobé de buse, une décroissance plus rapide de la vitesse axiale et une distorsion importante du champ transversal de la vitesse. En l'absence de *tabs*, le jet produit un bruit aérodynamique important dans le noyau potentiel, lequel disparaît en présence des *tabs*. Les auteurs conclurent que la vorticité azimutale de K-H responsable du bruit aérodynamique disparaît grâce aux *tabs*. [(Ahuja et Brown 1989)] montrent que la réduction du bruit est très importante également dans des jets supersoniques et avancent comme les précédents auteurs que les anneaux de K-H disparaissent à l'avantage de vortex longitudinaux de grandes échelles responsables d'un entrainement qualifié de *phénoménal*. Leur présence permet de générer localement des vortex longitudinaux [(Zaman 1993), (Bohl et Foss 1996)] dont la dynamique améliore le transfert thermique et le mélange. Il est à noter au passage, qu'un orifice croix est comparable à un jet carré à quatre « gros *tabs* » de formes triangulaires (voir Figure 1.14 a).

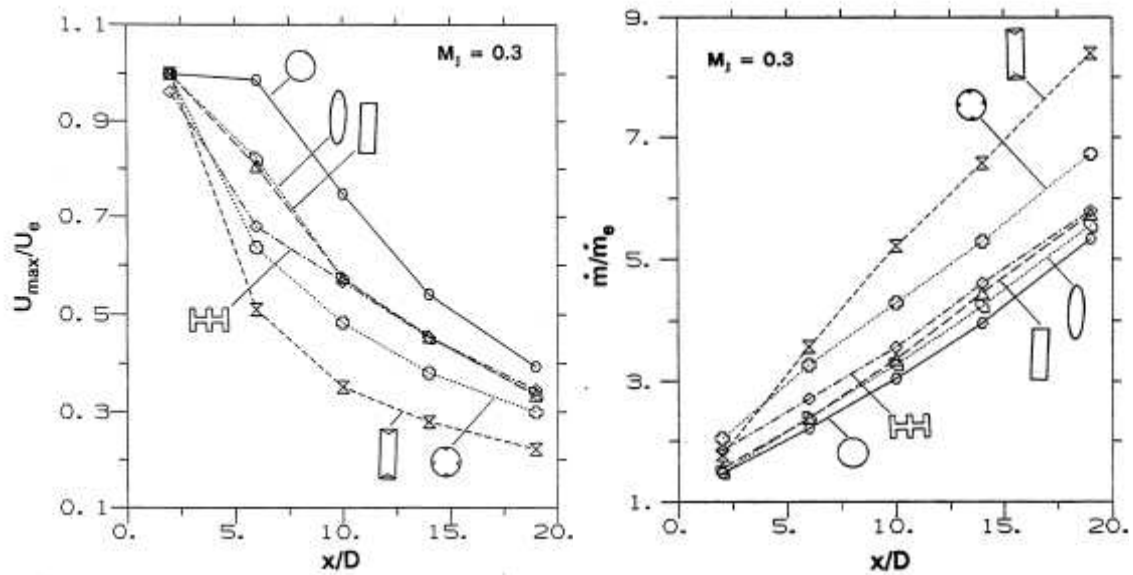


Figure 1.18: Taux d'entraînement dans la zone lointaine de certaines géométries de jet (d'après [(Zaman 1996a)])

En 1994 [(Zaman et al. 1994)] indiquent qu'un *tab* de forme triangulaire avec une pointe à angle droit incliné de  $45^\circ$  en aval du plan de soufflage génère un plus grand effet (par unité de blocage de la surface d'injection) qu'un *tab* rectangulaire placé dans le plan de soufflage.

Deux ans plus tard, [(Zaman 1996b)] compare différentes géométries de diffuseurs (Figure 1.18) et le jet rectangulaire et circulaire à *tabs* occupent la place des meilleurs mélangeurs. Il est à noter néanmoins que l'auteur ne compare pas toutes les géométries ; En particulier, les buses lobées ne sont pas considérées.

Nous profitons ici de cette comparaison faite par [(Zaman 1996a)] pour compléter notre propos sur le pouvoir de mélange du jet elliptique non excité (décrit dans le paragraphe 2.3.2). Il s'avère à la lecture de la Figure 1.18, que le jet elliptique de rapport  $a/b=3$  conduit à un débit d'entraînement à peine supérieur à celui du jet circulaire de référence et est moins performant qu'un jet rectangulaire sans *tabs*.

Concernant les écoulements à *tabs*, trois paramètres jouent un rôle important dans son organisation dynamique: la position des *tabs* par rapport au bord de fuite - [(Reeder et Samimy 1996)] montrent que le meilleur emplacement est le bord de fuite-, leur inclinaison mesurée par l'angle  $\theta$  entre l'axe du jet et l'axe du *tab* (Figure 1.19a) et l'espacement entre deux « *tabs* » mitoyens noté  $S$  défini pour une couche limite plane sur la Figure 1.19b. Pour les jets, ce dernier paramètre est mesurable de la même manière (sur un jet circulaire, l'espacement est un arc de cercle) et nous semble également très important car il conditionne l'interaction des paires de structures longitudinales entre elles (chaque *tab* génère en sa position une paire de structures longitudinales).

Nous tenons à préciser cependant que dans les jets (circulaires, rectangulaires...) d'autres paramètres spatiaux nous paraissent également importants, tels que la distance de pointe à pointe de deux *tabs* en vis-à-vis. La position d'un *tab* par rapport à un coin (dans un jet rectangulaire par exemple) est également importante car un coin a tendance à générer un tourbillon qui peut entrer en interaction avec la paire de vortex du *tabs*.

### Couche de mélange plane à *tabs*

[(Foss et Zaman 1999)] ont étudié l'influence de l'inclinaison des «delta-*tabs*» sur la distribution de la vorticité longitudinale dans une couche de mélange plane produite par deux écoulements parallèles séparés par une paroi plane et dont le rapport des deux vitesses est égal à 2 ( $U_1=9.32\text{m/s}$  et  $U_2=4.55\text{m/s}$ ). Le delta-*tab* a une épaisseur  $e=0.025\text{cm}$ , une base  $b=2.54\text{cm}$ , une hauteur  $h=1.27\text{cm}$  et un angle au sommet de  $90^\circ$ . L'écoulement étant plus sensible à la largeur du *tab* plutôt qu'à sa hauteur, la dimension caractéristique utilisée pour l'adimensionnement est la largeur  $b$ . Dans un premier temps, les auteurs ont étudié l'influence de l'angle d'attaque en considérant un seul *tab*. Le but étant de rechercher l'angle optimal. Plusieurs inclinaisons ont ainsi pu être étudiées :  $\theta = 0^\circ, \pm 15^\circ, \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, \pm 90^\circ, \pm 135^\circ$ . Le signe moins signifie une inclinaison vers l'écoulement de faible vitesse. Sachant que beaucoup d'applications nécessiteraient la disposition d'une ligne de *tabs* (ce serait le cas en l'occurrence sur l'ailette d'une grille de diffusion d'air), les auteurs ont traité cet aspect avec le but de rechercher l'espacement optimal. Deux critères sont retenus pour caractériser la situation optimale : i) valeur la plus grande pour la vorticité longitudinale maximale, ii) nombre le plus important de vortex de petites dimensions. Des mesures des trois composantes de la vitesse ont été réalisées en aval du bord de fuite et une analyse de la dynamique tourbillonnaire est réalisée dans chaque configuration. Les iso-contours de la vitesse moyenne longitudinale sont montrés sur la Figure 1.20.

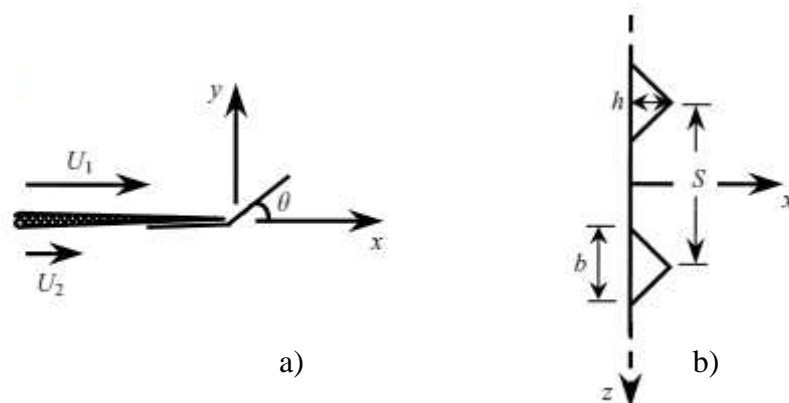


Figure 1.19: Paroi plane munie de « *tabs* » séparant deux écoulements parallèles : a) vue de face ; b) vue du dessus d'après [(Foss et Zaman 1999)]

Nous pouvons remarquer une forme en « *fer à cheval* » des profils de vitesse tracés dans un plan transversal (Figure 1.20) et ceci pour les angles  $\theta = 45^\circ$  et  $60^\circ$ . Dans ces deux cas, le fluide incident est dévié par le « *tab* » à cause de l'angle d'attaque entre le sens de l'écoulement et le « *tab* ». En revanche, pour les angles de  $90^\circ$  et  $135^\circ$ , une zone de stagnation existe au niveau du « *tab* » et une partie importante du fluide est redirigée dans la direction transversale. Pour les autres angles, l'influence du « *tab* » sur la répartition de la vitesse reste faible et une analyse de l'écoulement en terme de vorticité longitudinale s'avère nécessaire. La répartition de la vorticité longitudinale obtenue à partir des mesures de vitesse est montrée sur la Figure 1.21. Cette Figure montre que la vorticité maximale est concentrée au niveau de la base des « *tabs* ». Une paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs est observée dans différents cas étudiés. La naissance de ces tourbillons est due à la présence d'une surpression dans la zone située derrière un « *tab* » soit une décélération locale de l'écoulement qui s'en suit un enroulement de structures qui sont éjectées vers l'extérieur du *tab*. Ce phénomène est similaire à celui observé dans les creux des lobes d'un orifice lobé (Figure 1.15, paragraphe 2.3.3.2). Pour  $\theta = 45^\circ$  et  $60^\circ$ , des vortex longitudinaux de grandes échelles sont générés (Figure 1.20 c et d) et jouent un rôle primordial dans l'entraînement du fluide vers la zone latérale du jet. Cet effet est plus faible voire négligeable pour les autres inclinaisons. Les observations faites ci-dessus nous permettent de déduire qu'un angle compris entre  $45$  et  $60^\circ$  est optimal. Le signe positif de ces angles signifie que le *tab* est incliné vers le fluide de plus grande vitesse. Lorsque le second fluide est au repos (cas d'un jet dans une ambiance au repos), le *tab* devra être incliné vers l'intérieur du diffuseur. Cela a l'avantage d'assurer la discrétion du contrôle passif des jets de traitement de l'air dans les espaces habitables.

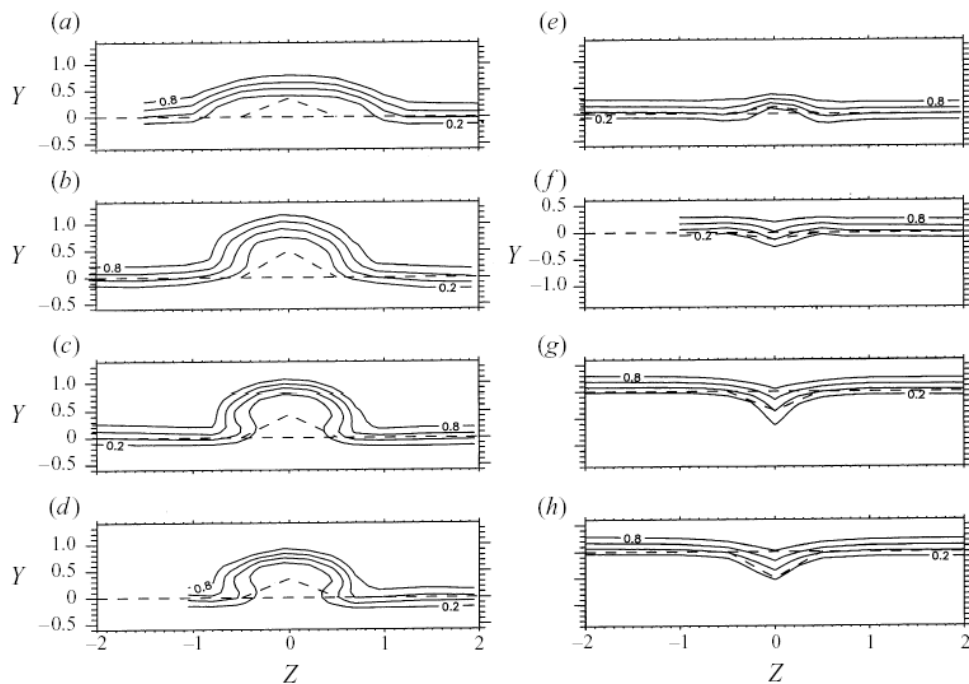


Figure 1.20: Répartition de la vitesse moyenne longitudinale pour différentes inclinaisons : (a)  $\theta = 135^\circ$ ; (b)  $\theta = 90^\circ$ ; (c)  $\theta = 60^\circ$ ; (d)  $\theta = 45^\circ$ ; (e)  $\theta = 15^\circ$ ; (f)  $\theta = -15^\circ$ ; (g)  $\theta = -45^\circ$ ; (h)  $\theta = -90^\circ$  d'après [(Foss et Zaman 1999)]

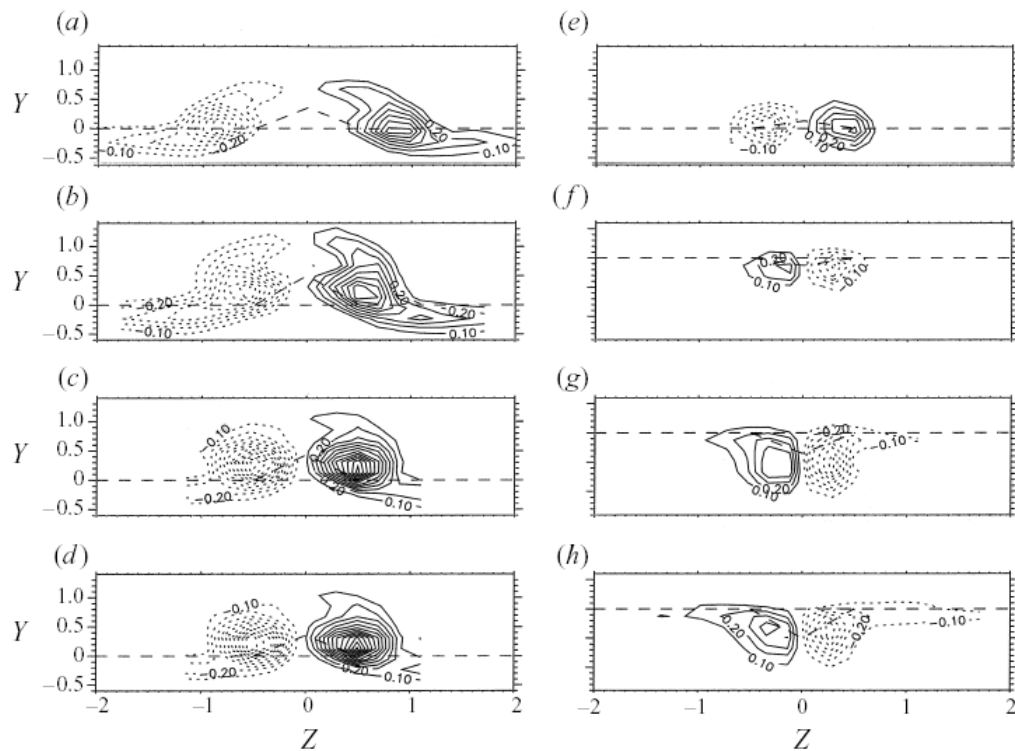


Figure 1.21: Répartition de la vorticité moyenne longitudinale pour différentes inclinaisons : (a)  $\theta = 135^\circ$ ; (b)  $\theta = 90^\circ$ ; (c)  $\theta = 60^\circ$ ; (d)  $\theta = 45^\circ$ ; (e)  $\theta = 15^\circ$ ; (f)  $\theta = -15^\circ$ ; (g)  $\theta = -45^\circ$ ; (h)  $\theta = -90^\circ$  (d'après [(Foss et Zaman 1999)])

[(Foss et Zaman 1999)] ont aussi étudiés l'influence de l'espacement entre les *tabs* sur le nombre des structures longitudinaux ainsi que sur leur intensité. Pour cette partie de l'étude, un angle  $\theta = 45^\circ$  a été choisi. Les mesures de vitesse ont été réalisées dans deux plans transversaux  $X = 4$  et  $X = 7.5$  et ceci pour quatre espacements  $S = 3, 1.5, 1.25$  et  $1$ . A noter que  $S$  et  $X$  sont ici des longueurs adimensionnées par la largeur «  $b$  » d'un *tab*. La distribution de la vitesse longitudinale est montrée sur la Figure 1.22, et celle de la vorticité longitudinale sur la Figure 1.23.

Pour  $S = 3$ , l'écoulement en aval des *tabs* est similaire à celui obtenu avec un seul *tab*, à cause d'une interaction négligeable entre les paires de structures tourbillonnaires associées aux *tabs* mitoyens. Pour  $S = 1.5$ , et malgré une faible interaction pour la position longitudinale  $X = 4$ , la couche de cisaillement présente une expansion pour  $X = 7.5$ . Pour  $S = 1$ , la couche de cisaillement présente une importante déflexion vers la zone des vitesses élevées. La distribution de la vorticité longitudinale (Figure 1.23) met en évidence la présence de trois paires de tourbillons longitudinaux contrarotatifs pour les différents cas étudiés. L'amplitude et la répartition de la vorticité reflète l'interaction entre ces structures cohérentes ainsi que sur le degré d'entraînement.



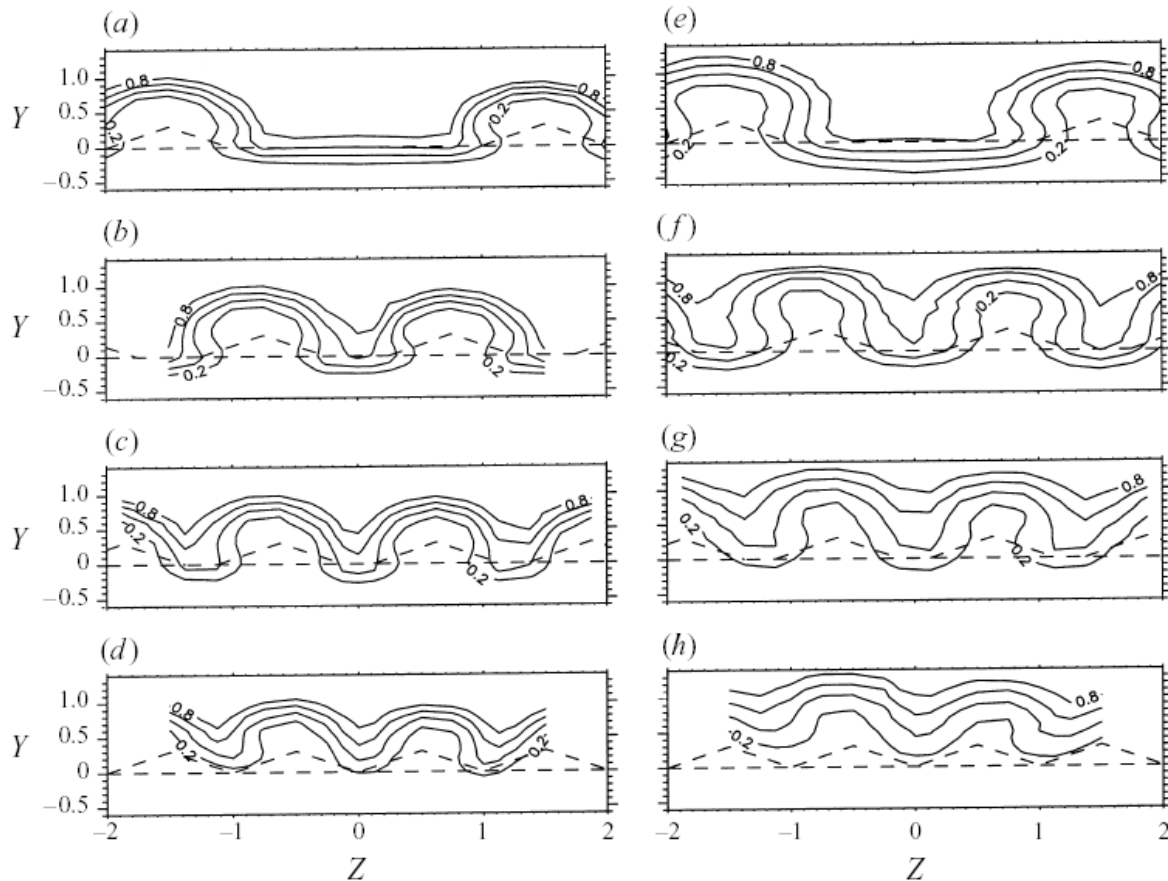


Figure 1.22: Iso-contours de la vitesse moyenne pour différents espacements de jets. Pour  $X = 4$ : (a)  $S = 3$ , (b)  $S = 1.5$ , (c)  $S = 1.25$ , (d)  $S = 1$ . Pour  $X = 7.5$ : (e)  $S = 3$ , (f)  $S = 1.5$ , (g)  $S = 1.25$ , (h)  $S = 1$  (d'après [(Foss et Zaman 1999)])

Les observations faites sur les champs de vitesse sont confirmées par l'étude de la vorticité longitudinale. Ainsi, la faible interaction entre les structures tourbillonnaires est confirmée pour  $S = 3$ . Cela signifie que les paires de structures sont trop isolées pour générer entre elles des zones de dépressions et d'induction. Si ces paires de structures sont très développées, elles ne seront pas pour autant efficaces en induction mais seulement en éjection de fluide. En effet, au vue du sens de rotation des paires de tourbillons associées aux *tabs*, l'induction n'est possible que si deux tourbillons de signes opposés et appartenant à deux paires moyennes sont suffisamment proches pour former un couple inductif. Pour  $S = 1.5$ , l'amplitude de la vorticité au centre des structures tourbillonnaires est similaire à celle pour  $S = 3$ . Cependant, l'interaction entre les tourbillons moyens se fait dans des conditions optimales : les vortex de signes contraires et appartenant à deux paires distinctes « *mettent leurs forces en communs* » pour générer simultanément des zones de dépression et d'entraînement. Pour les espacements  $S$  plus petits, l'interaction entre les paires de tourbillons moyens semble « *contre productive* ». En effet, il est observé pour  $S = 1.25$  et  $S = 1$ , un allongement de la vorticité longitudinale dans la direction transversale et une tendance vers la destruction précoce de tous les tourbillons centraux. Cette tendance devient plus prononcée lorsque  $X$  augmente et lorsque  $S$  diminue.

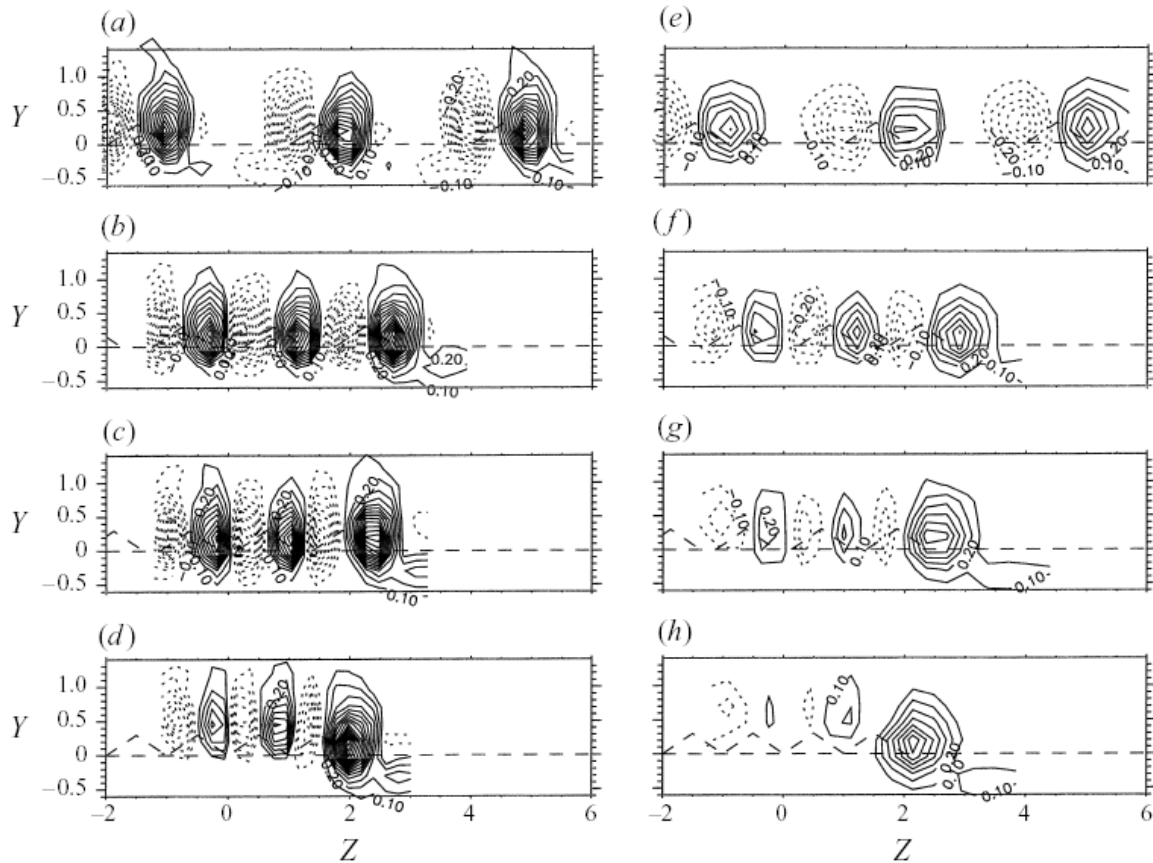


Figure 1.23: Iso-contours de la vorticité longitudinale moyenne pour différents espacements de jets. Pour  $X = 4$ : (a)  $S = 3$ , (b)  $S = 1.5$ , (c)  $S = 1.25$ , (d)  $S = 1$ . Pour  $X = 7.5$ : (e)  $S = 3$ , (f)  $S = 1.5$ , (g)  $S = 1.25$ , (h)  $S = 1$ . Les lignes pointillées représentent une vorticité négative (d'après [(Foss et Zaman 1999)])

Afin d'établir un choix pertinent de l'espacement entre les « tabs », Foss et Zaman ont comparé trois paramètres qui reflètent le degré d'entraînement du jet : l'épaisseur de la quantité de mouvement  $\overline{\delta_\theta}$ , la valeur maximale de la vorticité moyenne longitudinale  $\overline{\Omega_{x\_max}}$  et un coefficient  $N_{int}$  qui représente la valeur intégrale du nombre de structures de petites échelles. Il est fortement suspecté dans la littérature que la concentration des petites structures à proximité des grandes structures est révélatrice d'un mélange efficace à l'échelle moléculaire. Cela explique la prise en compte par les auteurs de ce dernier paramètre dans l'analyse de l'effet de l'espacement  $S$  (espacement normalisé par la largeur du tab  $b$ ). Les résultats sont montrés dans le Tableau 1.3. Les valeurs importantes de l'épaisseur de la quantité de mouvement, de l'amplitude de la vorticité longitudinale et du nombre de structures de petites échelles, suggèrent que l'espacement  $S = 1.5$  est le mieux adapté pour une augmentation du mélange associé aux grandes et aux petites échelles.

Tableau 1.3: Comparaison de l'épaisseur de la quantité de mouvement, du maximum de vorticité longitudinale et de la population des petites structures pour différents espacements  $S$  pour  $X = 4$ , (d'après [(Foss et Zaman 1999)])

$S$	$\overline{\delta_\theta}$	$\overline{\Omega_{x\_max}}$	$N_{int}$
Sans Tabs	0.08	(0)	0.02
3	0.14	1.23	-
2	0.18	-	0.24
1.5	0.18	1.23	0.25
1.25	0.18	1.1	0.22
1	0.16	0.62	0.19

Enfin, nous pouvons à travers cette étude très détaillée sur le rôle de l'inclinaison des *tabs* et de leur espacement sur la dynamique d'une couche de mélange plane, envisager une extension des résultats à une couche de mélange de jet. Ainsi, le choix optimal de ces deux paramètres sera une étape cruciale dans l'intégration des *tabs* dans des grilles de diffusion de l'air. Une inclinaison des *tabs* de  $45^\circ$  par rapport au plan de soufflage et un espacement entre deux *tabs* mitoyens égale à 1.5 fois la largeur  $b$  d'un *tab* sont à priori requis. Il restera à vérifier si cet écartement peut être généralisé pour d'autres géométries de couches limites. Il reste également à définir le rapport de forme du *tab* ( $h/b$ ) optimal et les dimensions réelles du *tab* en cohérence avec les dimensions de la grille et de l'épaisseur de la couche limite au soufflage. Il sera à retenir néanmoins que la hauteur du *tab* devra être plusieurs fois supérieure à l'épaisseur de la couche limite du jet. Par exemple [(Mi et Nathan 1999)] a considéré une hauteur de *tab* de l'ordre de 4 fois l'épaisseur de la couche limite du jet circulaire étudié. L'épaisseur de la couche limite dépend à la fois des conditions de soufflage mais également de la dimension caractéristique du diffuseur. Ainsi la hauteur du *tab* doit être en cohérence avec l'épaisseur de la couche limite du bord de fuite du diffuseur, elle-même fonction de la taille du diffuseur et du profil d'injection. Le profil d'injection est conditionné par les conditions amont de soufflage, ce qui ne facilite pas la démarche dans le domaine du bâtiment. Le rapport  $h/b$  donne le rapport de forme du *tab* et conditionne très certainement les phénomènes amont, à savoir, la zone d'impact et d'enroulement de la paire de vortex expulsés par le *tab*.

## Jets circulaires à *tabs*

Cette partie de la revue bibliographique concerne l'influence de la dimension des *tabs* ainsi que de leur nombre sur l'entraînement d'un jet circulaire.

Une étude récente traitant indirectement de cette problématique a été réalisée par [(Liu et Jiang 2008)]. Ces auteurs ont étudié différentes configurations de jets circulaires à *tabs* à l'aide de visualisations et d'analyses quantitatives. Les configurations qui ont été étudiées sont montrées sur la Figure 1.24. Cette figure présente des jets circulaires à 2, 4, 6 et 8 « grands *tabs* » ainsi que des jets à 4, 8, 16 et 32 « petits *tabs* ». Nous relevons ici la similitude des géométries suivantes : 1) une buse circulaire à 4 grands *tabs* comparée à un orifice lobé en forme de croix ; 2) une buse circulaire à 6 grands *tabs* comparée à un orifice lobé en forme de marguerite à six lobes.

L'écoulement a été étudié dans des plans transversaux à différentes distances longitudinales pour une vitesse initiale de 5 m/s. La Figure 1.25 et Figure 1.26, montrent la topologie de l'écoulement dans ces plans.

Les images transversales des écoulements montrent des distorsions des plans transversaux qui sont dues à la présence des *tabs*. En effet, les *tabs* introduisent à l'instar des creux des lobes dans un jet lobé d'orifice (paragraphe 2.3.3.2), des cisaillements locaux qui ordonnent la génération des structures longitudinales dans la couche de mélange. Chaque *tab* (comme chaque creux dans un jet lobé d'orifice) génère une paire de structures longitudinales contrarotatives positionnée au droit du *tab*. Ce phénomène est dû au pic de pression associé à un ralentissement local à l'arrière du *tab* dont résulte un enroulement tourbillonnaire expulsé vers l'extérieur du *tab*. En se déplaçant dans la direction longitudinale (selon l'axe  $X$  dans le repère associé), des interactions entre ces tourbillons longitudinaux et le fluide ambiant sont observées pour les différentes configurations. Les *indentations* augmentent la surface de contact entre la couche de cisaillement du jet et le fluide ambiant d'une part, et les nombreuses structures longitudinales générées créent des zones de dépressions locales qui aspirent l'air ambiant d'autre part. Comme constaté précédemment pour la couche de mélange plane [(Foss et Zaman 1999)], ces structures peuvent interagir favorablement ou défavorablement vis-à-vis de l'induction.

Les auteurs [(Liu et Jiang 2008)] n'analysent pas les vorticités longitudinales correspondantes comme cela a été fait par [(Foss et Zaman 1999)] sur la couche de mélange plane.

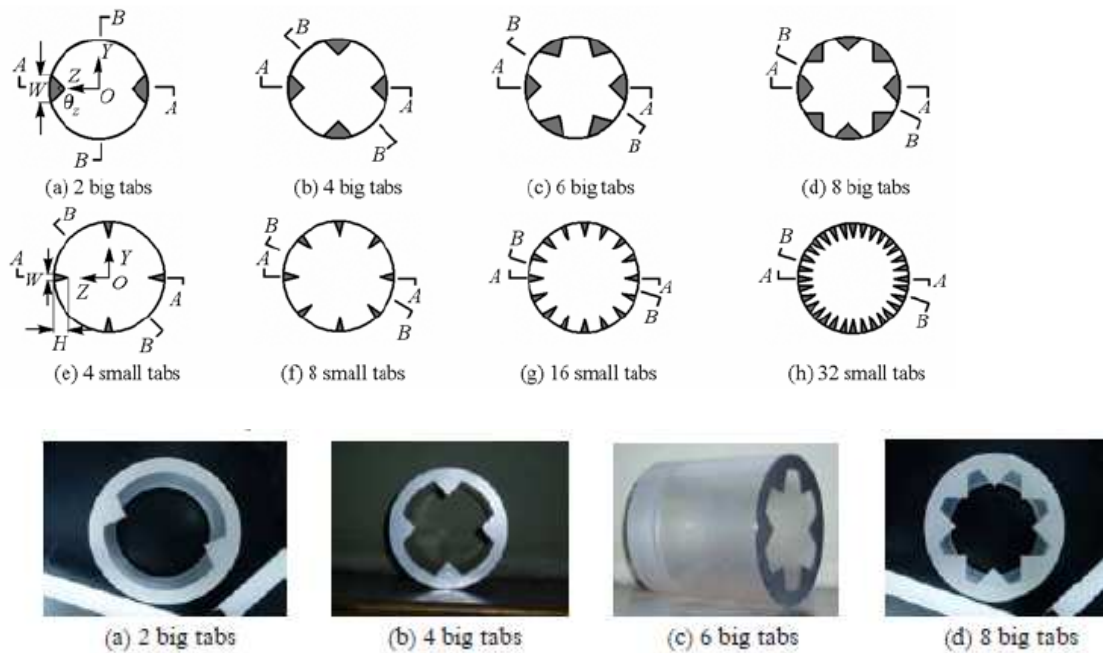


Figure 1.24: Différentes configurations de jets circulaires à *tabs*, d'après (Liu et Jiang 2008)

Les auteurs choisissent d'observer la décroissance de la vitesse axiale en guise d'indicateur quantitatif du mélange. Notre expérience du contrôle passif, nous fait dire que cet indicateur n'est absolument pas suffisant et peut même induire à de fausses interprétations. La Figure 1.29 montre, excepté pour le cas à deux *tabs*, une accélération de la vitesse centrale dans le noyau central qui est absente dans le jet circulaire de référence. Cette même Figure montre une décroissance de la vitesse axiale extrêmement rapide dans le cas de deux «grands *tabs*» comparé à un jet circulaire standard et aux autres configurations intégrant plus de deux *tabs*. Il est à noter que cette géométrie à deux grands *tabs* engendre une séparation du jet principal en deux écoulements secondaires en se déplaçant dans la direction longitudinale. Le profil de l'intensité de turbulence dans la direction radiale est témoin de ce phénomène. Le profil montre trois pics (Figure 1.30) qui correspondent à la présence de trois couches de cisaillement. Les deux pics externes sont dus aux cisaillements générés par les deux *tabs*. Le troisième pic qui est central, présent uniquement dans cette configuration, est lié au cisaillement sur l'axe généré par la bifurcation du jet en deux écoulements divergents. Ainsi, la décroissance très rapide de la vitesse axiale n'est pas due ici à un entrainement plus grand, mais à la séparation du jet en deux écoulements, séparation provoquée par le pincement du jet généré par la paire de *tabs*. Cette configuration où la distance curviligne entre les deux *tabs* est trop importante, ne permet pas aux deux paires de vortex d'interagir pour générer simultanément deux régions de dépression et d'induction dans les deux espaces inter-*tabs*. Les deux paires de tourbillons longitudinaux «*œuvrent*» uniquement pour éjecter du fluide vers l'extérieur du jet, les zones de dépressions entre les paires de tourbillons étant faibles voire absentes. Parmi les trois autres configurations (4, 6 et 8 *tabs*), il nous semble (au vue de notre expérience du jet d'orifice en forme de croix) que la configuration à 4 *tabs* serait la plus optimale. On enregistre pour ce cas relativement au jet circulaire sans *tabs*, une décroissance plus rapide de la vitesse axiale en région initiale. De plus, pour les configurations à 6 et à 8 *tabs*, la vitesse décroît moins rapidement que dans le jet circulaire. La configuration qui semble dégrader l'induction est celle à 8 *tabs* pour laquelle nous avons probablement un effet

de *blocage* comme cela est le cas dans la couche limite plane pour  $S = 1.25$  et  $S = 1$  [(Foss et Zaman 1999)].

Il est à noter que les configurations présentées par ces auteurs sont quelque peu différentes des configurations habituelles, puisque un effet d'obstacle est présent tout autour du jet (voir photographies des diffuseurs sur la Figure 1.24). En effet, entre les *tabs* l'écoulement est également ralenti par un « *arc* » bloquant ce qui génère une autre source de production de structures longitudinales de plus petites tailles que celle dues aux *tabs*. Pour la série de buses à « petits *tabs* » les auteurs ne présentent pas de données quantitatives permettant de conclure sur leurs performances.

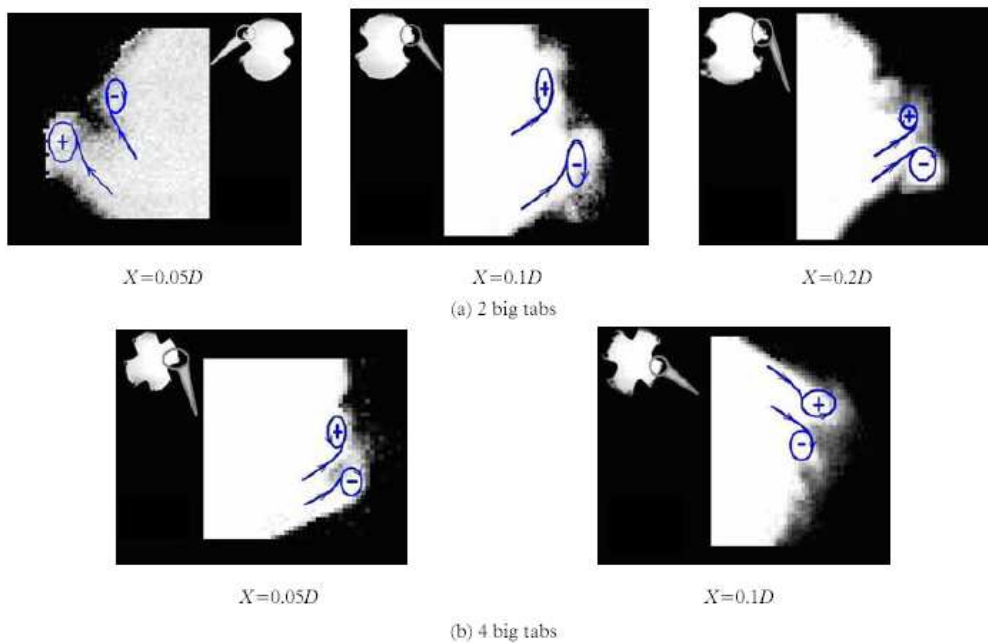


Figure 1.25: Tourbillons longitudinaux dans le plan transversal; jet circulaire avec 2 et 4 « grands *tabs* », (d'après [(Liu et Jiang 2008)])

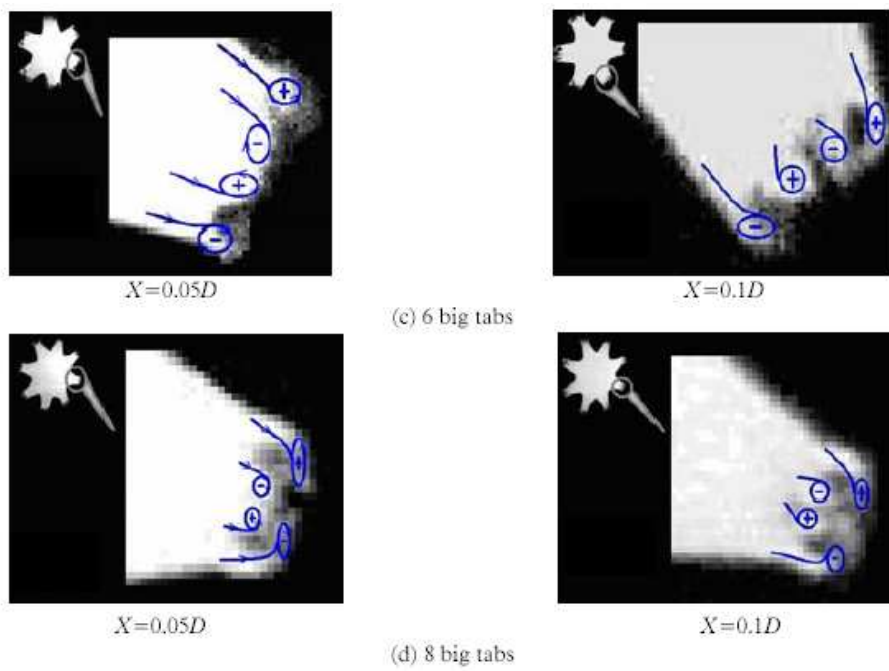


Figure 1.26: Tourbillons longitudinaux dans le plan transversal; jet circulaire avec 6 et 8 « grands tabs », (d'après [(Liu et Jiang 2008)])

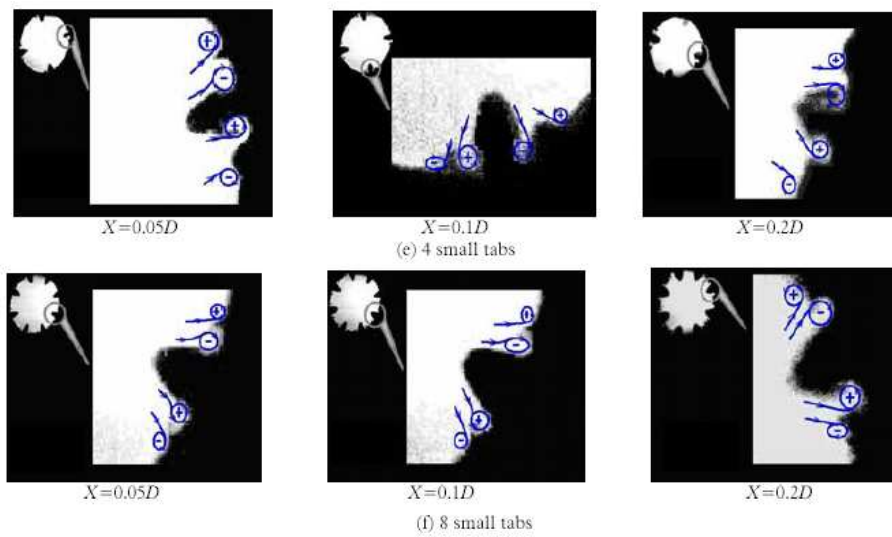


Figure 1.27: Tourbillons longitudinaux dans le plan transversal; jet circulaire avec 4 et 8 « petits tabs », (d'après [(Liu et Jiang 2008)])

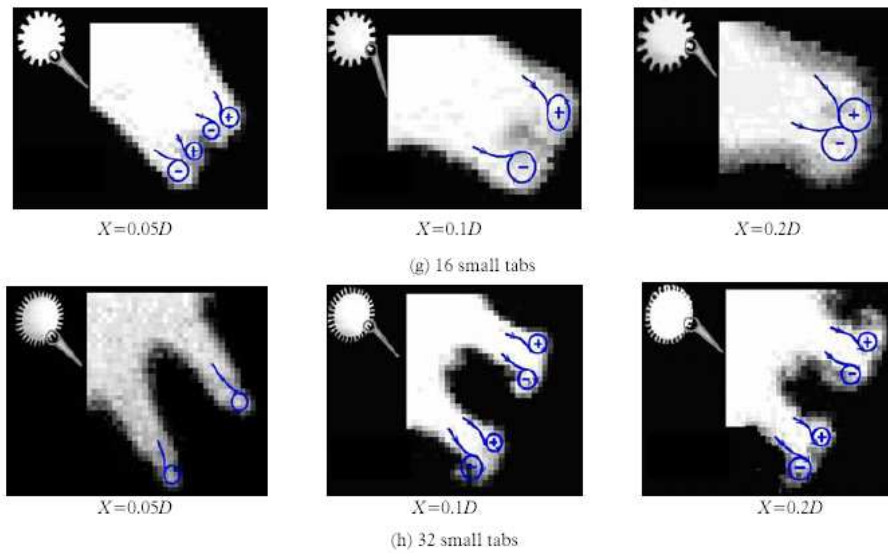


Figure 1.28: Tourbillons longitudinaux dans le plan transversal; jet circulaire avec 16 et 32 « petits tabs », (d’après [(Liu et Jiang 2008)])

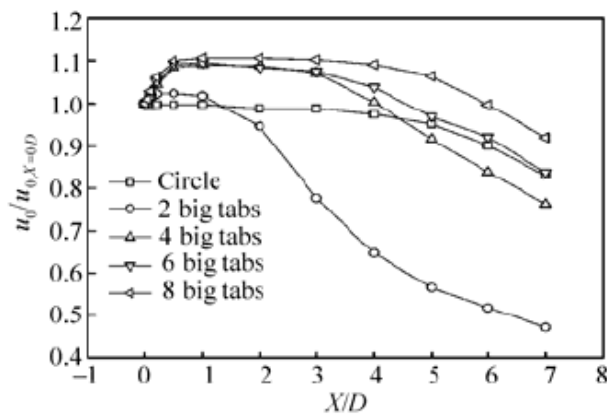


Figure 1.29: Décroissance de la vitesse axiale, (d’après [(Liu et Jiang 2008)])

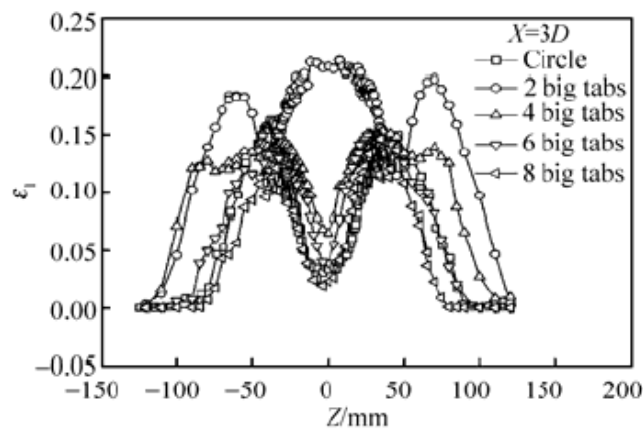


Figure 1.30: Distribution de l’intensité de turbulence longitudinale, (d’après [(Liu et Jiang 2008)])



Notre connaissance du jet en forme de croix (assimilable à un jet circulaire à 4 *tabs*) et des observations que nous venons de confirmer sur le jet à deux *tabs*, nous permettent de spéculer sur la manière dont s'organisent les flux massiques dans ces jets. Dans le premier (jet d'orifice croix ou jet circulaire à 4 *tabs*), nous observons des flux sortants aux niveaux des obstacles (creux des lobes ou *tabs*) et des flux entrants sur les lobes (ou entre les *tabs*). Il s'en suit un croisement d'axes mais le jet reste compact puisque la vitesse maximale reste sur l'axe du jet. Nous pensons que dans ce cas la paire de tourbillons d'un creux (ou d'un *tab*) expulse une partie du fluide qui est entraîné dans les zones de dépressions mitoyennes. Lorsque nous n'avons que deux *tabs* sur la buse circulaire, les zones de dépressions sont inexistantes en raison d'une distance trop importante entre les paires de tourbillons. L'entraînement est donc faible et la paire de vortex contrarotative du *tab* expulse alors du fluide en puisant dans la partie centrale du jet. Il s'en suit un déficit important de vitesse dans le centre du jet ce qui provoque la bifurcation observée dans les deux précédentes études. Cette spéculation mérite d'être confirmée par un jeu de deux traceurs qui marquent le jet et l'ambiance. Cela peut être réalisable dans un jet d'eau diffusé dans un aquarium dont l'eau est chargée d'un traceur visible et différent de celui du jet.

### **Jets rectangulaires à *tabs***

Avant l'apparition du contrôle passif, le jet rectangulaire était le seul jet à être désigné par « jet tridimensionnel ». Plusieurs publications ont traité des jets rectangulaires [(Sfeir 1976), (Sfeir 1979), (Quinn et al. 1985), (Lozanova et Stankov 1998)]. [Lozanova et Stankov (1998)] ont étudié l'influence de la géométrie d'un jet rectangulaire sur la distribution du taux d'entraînement en différentes positions longitudinales. Le Tableau 1.4 résume les conditions expérimentales utilisées pour cette étude.

Tableau 1.4: Différentes géométries de jets rectangulaires ;  $a$  et  $b$  représentent respectivement la largeur et la longueur du jet [(Lozanova et Stankov 1998)].

Nozzle	Aspect ratio $A = a/b$	$a$ [mm]	$b$ [mm]	Nozzle length L [mm]	Reynolds number $Re \times 10^{-5}$
A10	10	100	10	90	1.185
A6.67	6.67	100	15	126.7	1.451
A4.76	4.76	100	21	154.6	1.716
A3	3	100	33.3	178.8	2.162
A(10)4.76	4.78	69.3	14.5	108.8	1.221
A(b15)3	3	45	15	80.5	1.0
A(10)3	3	54	18	96.6	1.2
O(b15)3 orifice	3	45	15	2	1.0

La distribution longitudinale (selon l'axe du jet) du taux d'entraînement des différentes géométries de jets rectangulaires est montrée sur la Figure 1.31. Le taux d'entraînement moyen augmente linéairement avec la distance longitudinale à partir de la sortie du jet. Ce comportement ainsi que la pente de la droite de régression linéaire sont similaires pour les différents jets rectangulaires étudiés.

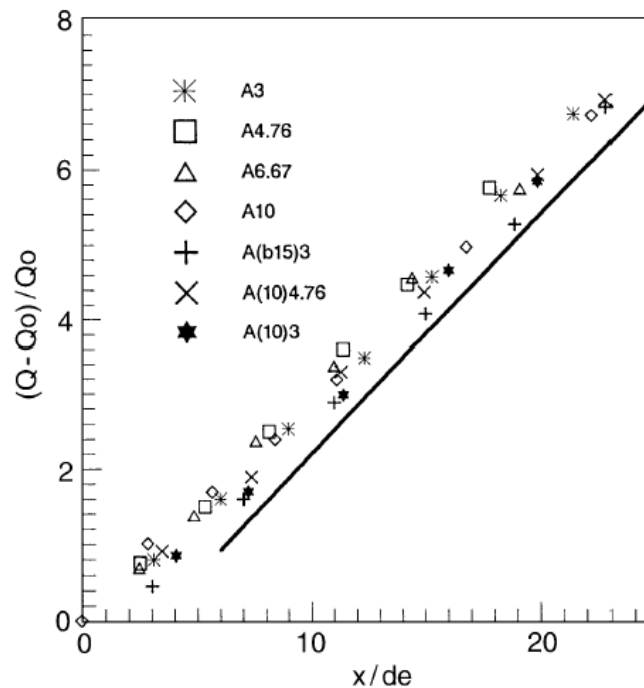


Figure 1.31: Distribution longitudinale du taux d'entraînement pour différentes géométries de jet rectangulaire [(Lozanova et Stankov 1998)]

Comme présenté au début de ce paragraphe (Figure 1.18), [(Zaman 1996b)] montre qu'un jet rectangulaire muni de deux *tabs* placés sur les petits cotés du rectangle, permet de générer le meilleur mélange en comparaison à plusieurs géométries de diffuseurs incluant une buse elliptique et une buse lobée rectangulaire. Il est à noter ici que si les *tabs* avaient été placés sur les grands cotés du rectangle, il se produirait l'effet de pincement décrit précédemment pour un jet circulaire à deux grands *tabs* [(Liu et Jiang 2008)]. D'autre part, si le jet rectangulaire à deux *tabs* placés sur les petits cotés du rectangle, présente un tel avantage en terme d'induction, la paire de tourbillons sur chaque *tab* est très certainement en interaction avec un tourbillon de signe inverse de part et d'autre de la paire. En effet, à la lumière des travaux de [(Foss et Zaman 1999)] présentés précédemment, un *tab* génère une paire de vortex contrarotative qui expulse le fluide. Pour générer de l'induction, il faut soit associer des paires de vortex de *tabs* mitoyens soit associer une paire de vortex d'un *tab* à des vortex de signes opposés issus d'une autre source de cisaillement du fluide (ici le coin de la buse rectangulaire).

[(Wang et al 2003)] a introduit des *tabs* dans un jet carré et l'analyse est menée à l'aide de visualisations et de mesures de vitesse. Le dispositif expérimental et la géométrie du jet rectangulaire sont montrés sur la Figure 1.32.

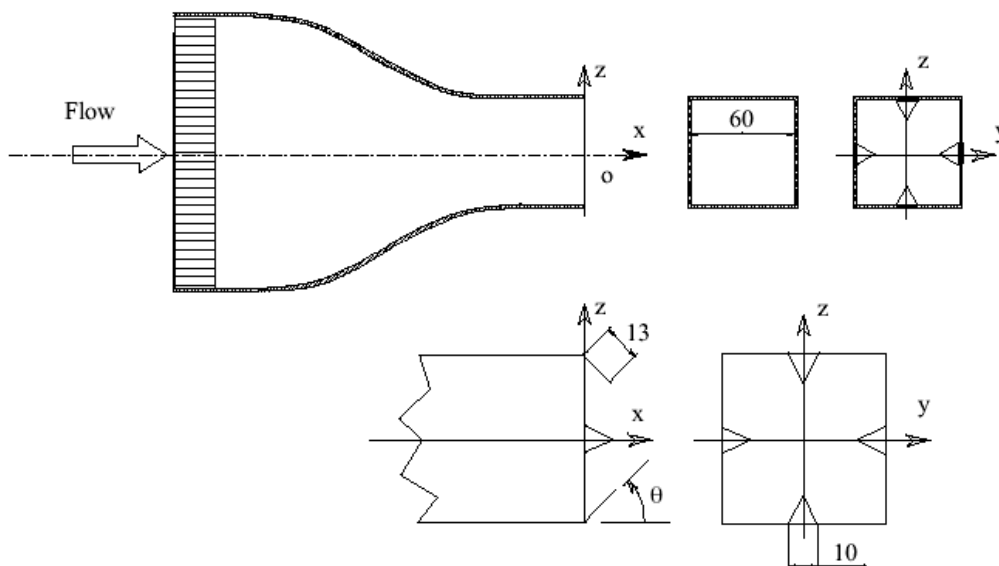


Figure 1.32: Géométrie d'un jet rectangulaire avec *tabs* (d'après [(Wang et al. 2003)])

Le comportement de l'écoulement en quatre positions longitudinales le long de l'axe du jet rectangulaire sans et avec *tabs* inclinés à 45° (Figure 1.32) pour un nombre de Reynolds de 1130 est montré sur la Figure 1.33. La forme du jet rectangulaire sans *tabs* (Figure 1.33a) est similaire à la forme de la buse et le développement des structures tourbillonnaires de K-H est

difficilement décelable aux distances explorées. De plus, aucune structure longitudinale n'est visible à ce stade. Avec l'utilisation de *tabs* (Figure 1.33b), l'écoulement présente une forme en croix en raison de l'emprunte des quatre *tabs*. A l'intersection du *tab* avec le bord fuite de la buse, on assiste à l'apparition d'une paire de petits tourbillons longitudinaux provoqués par le cisaillement du fluide dans le coin formé par le bord de fuite et le *tab*. A  $X = 1.25D_h$  on observe également une structure de K-H incomplète qui apparaît sous forme de « *segments* » présentant une interaction avec les petits tourbillons longitudinaux. Les structures longitudinales s'enroulent sur les segments d'anneaux et les étirent. A  $X = 1.75D_h$  on assiste à l'éjection d'une structure sur la pointe de chaque *tab* et celle-ci est comme pincée par les structures de K-H. Comme cela a été précisé précédemment, nous pensons que ces tourbillons naissent en amont du *tab*, produits par le ralentissement local du fluide par impact sur la paroi du *tab*. Il est à noter que le *tab* est ici incliné de  $45^\circ$  vers l'aval du plan de soufflage (voir Figure 1.32). Donc l'impact se produit en aval du plan de soufflage ce qui explique le retard de l'apparition de ces structures longitudinale. La présence de toutes ces structures tourbillonnaires génère un raccourcissement du noyau potentiel et une décroissance plus rapide de la vitesse axiale relativement au jet rectangulaire sans *tabs* (Figure 1.35). Il est donc suspecté au vu de cette décroissance rapide de la vitesse, une augmentation conséquente du mélange du jet avec son ambiance. Là aussi, le débit volumique du jet n'est pas mesuré ce qui ne permet pas de quantifier précisément le gain en terme d'induction par rapport à la géométrie de référence.

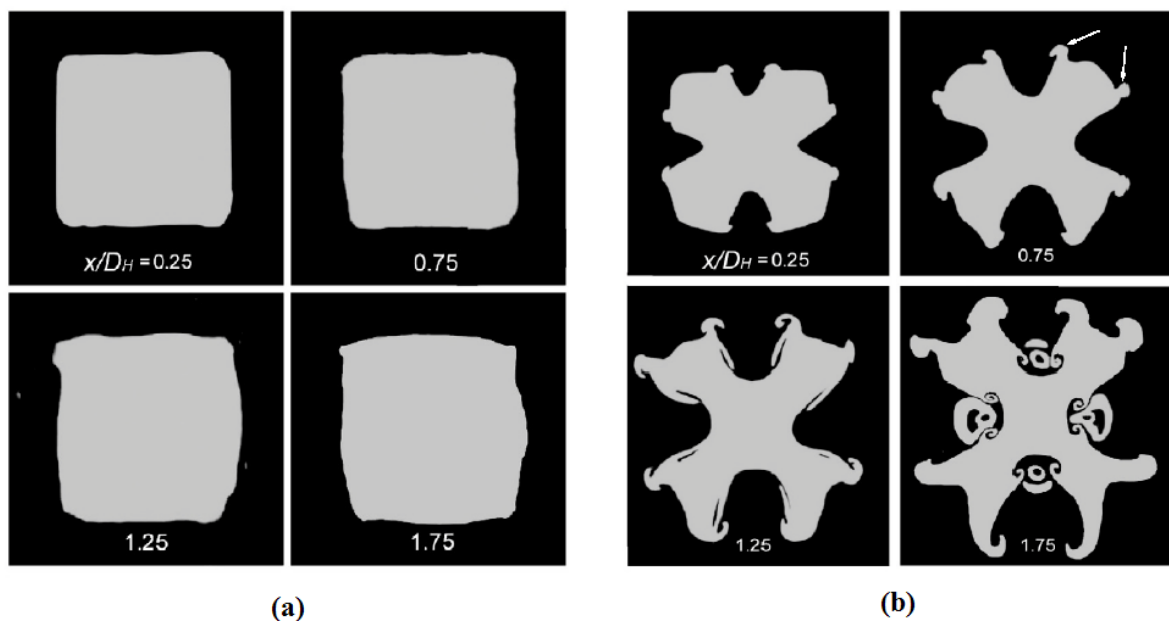


Figure 1.33: Structure de l'écoulement en 4 positions longitudinales d'un jet rectangulaire sans (a) et avec *tabs*, (b) inclinés à  $45^\circ$  (d'après[(Wang et al. 2003)])

Une inclinaison des *tabs* de  $135^\circ$  (soit de  $45^\circ$  vers l'amont du plan de soufflage, position particulièrement intéressante pour notre application car plus discrète) a aussi été étudiée par [(Wang et al. 2003)]. Le comportement de l'écoulement aux mêmes positions longitudinales pour cette inclinaison des *tabs* est illustré sur la Figure 1.34. Comme observé précédemment, le retard d'apparition des structures longitudinales dues aux *tabs* lorsque l'angle est de  $45^\circ$  (Figure 1.33) ou l'apparition précoce de ces tourbillons lorsque l'angle d'inclinaison du *tab* est de  $135^\circ$  (Figure 1.34) conditionne la transformation géométrique du jet en raison de jeux d'interactions différents entre les différents types de tourbillons présents dans la région initiale du jet.

La forme en croix est moins marquée ici (Figure 1.34) et on assiste à une éjection de structures longitudinales dès le soufflage. Cela est parfaitement compréhensible puisque l'impact de l'air sur la paroi se produit en amont du plan de soufflage. Il est à noter que ce phénomène est comparable à celui observé dans le jet d'orifice en forme de croix étudié au LEPTIAB (Figure 1.15). Les structures longitudinales générées à l'intersection des *tabs* et du bord de fuite de la buse carrée sont présentes également pour cette configuration. S'agissant de la décroissance de la vitesse axiale, la longueur du noyau potentiel est de  $3D_e$  à comparer à 4 pour le jet carré sans *tabs* et à 2.5 pour le jet à *tabs* inclinés de  $45^\circ$ . La décroissance de la vitesse axiale est plus rapide que dans le jet sans *tabs* et un peu moins rapide que pour la configuration à  $45^\circ$  dans la région initiale. Si la décroissance de la vitesse axiale est réellement révélatrice du niveau d'induction du jet, une inclinaison de  $45^\circ$  vers l'aval du plan de soufflage est plus efficace dans la région initiale qu'une inclinaison de  $45^\circ$  vers l'amont. Au-delà d'une distance de l'ordre de 6 diamètres hydrauliques, l'induction dans les deux jets serait comparable. Nous restons toutefois prudents quand à la pertinence de cette grandeur à bien représenter la performance de mélange. Si l'on venait à confirmer les précédentes suggestions, l'inclinaison des *tabs* vers l'intérieur du diffuseur peut présenter un compromis intéressant qui permet d'allier une discrétion de la transformation géométrique et une amélioration satisfaisante du mélange. Il faut avouer que de tels dispositifs placés en apparence sur des grilles de diffusion d'air peuvent poser dans certains cas des problèmes d'esthétique à moins de les réaliser en matériau transparent.

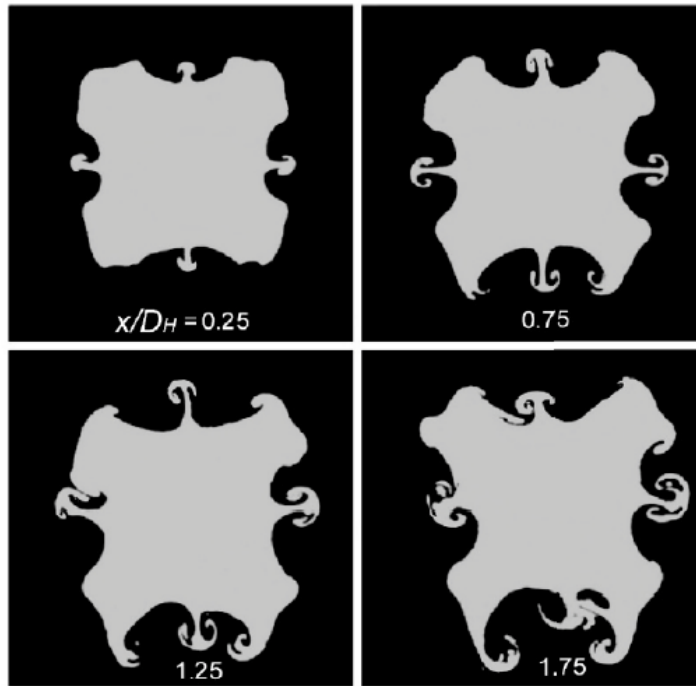


Figure 1.34: Structure de l'écoulement en 4 positions longitudinales d'un jet rectangulaire avec des *tabs* inclinés de  $135^\circ$  (d'après [(Wang et al. 2003)])

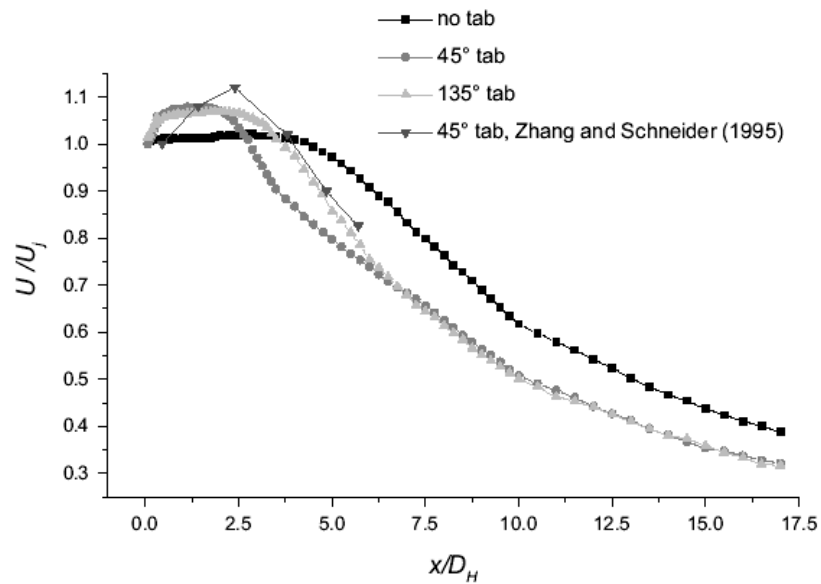


Figure 1.35: Décroissance de la vitesse axiale pour des jets rectangulaires sans et avec deux configurations de *tabs* (d'après [(Wang et al. 2003)])

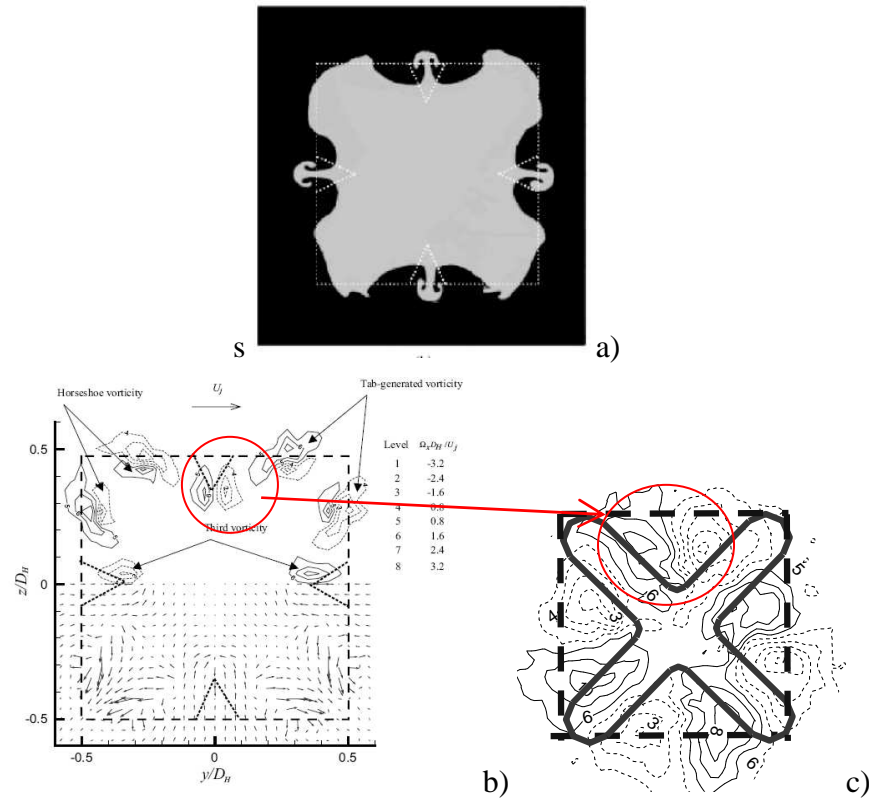


Figure 1.36: a) Visualisations par Fluorescence Induite par Laser dans un jet carré à arrêtes saillantes [(Wang et al. 2003)], b) champ vectoriel et rotationnel moyen dans le plan transversal au soufflage du jet carré à arrêtes saillantes [(Wang et al. 2003)] d) champ rotationnel moyen dans le plan transversal au soufflage du jet d'orifice en forme de croix [Nastase 2007]

## 1.4 Conclusion

Nous venons de présenter dans ce premier Chapitre, à travers une bibliographie exhaustive, l'ensemble des solutions de contrôle passif des écoulements qui pourraient être introduites dans les appareils de traitement de l'air du bâtiment. Toutes ces solutions devraient répondre au besoin de mieux mélanger à l'air ambiant, l'air propre, isotherme, chaud ou froid que l'on introduit dans le bâtiment. Les diverses solutions de contrôle passif présentées dans ce Chapitre peuvent être adaptées à notre application. Certaines solutions sont plus esthétiques que d'autres. Les solutions non esthétiques, si elles s'avèrent plus performantes que les solutions esthétiques, pourront être intégrées légèrement en amont du plan de soufflage afin de les rendre invisibles à l'utilisateur. Il sera même possible d'associer certaines techniques (comme les *tabs*) à l'effet *Whistler*. L'avantage sera double puisque le col permettra à la fois de cacher les dentures inesthétiques de cette technique et de générer un couplage de rétroaction entre la couche de mélange et le diffuseur.

Il est entendu, que toute solution technique que l'on choisira pour être intégrée dans la conception d'un diffuseur innovant, devra être analysée expérimentalement du point de vue de son pouvoir d'induction dans des conditions de soufflage compatibles, optimisée numériquement si elle s'avère pertinente puis, mise en situation en Laboratoire dans une cellule échelle 1 avec l'analyse de l'écoulement dans son interaction avec le champ thermoconvectif intérieur du local.

Les jets contrôlés passivement s'ils présentent un potentiel certain dans le domaine du traitement de l'air des espaces habitables, ils s'avèrent, à travers cette revue bibliographique, fortement complexes, ils mettent en jeu des diffuseurs de formes multiples à plusieurs paramètres géométriques, et dont l'optimisation serait ardue par la seule voie expérimentale.

La voie de la simulation des écoulements lobés par l'utilisation des modèles RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) s'impose dans une démarche d'optimisation du diffuseur innovant. C'est la raison pour laquelle, le Chapitre suivant s'attache à décrire la méthodologie d'une telle modélisation.





## CHAPITRE 2. MÉTHODOLOGIE

Comme les écoulements que nous modélisons sont faiblement turbulents, nous allons tout d'abord présenter les différents modèles de turbulence qui existent, ainsi que ceux présents dans Star-CCM+. Puis nous rappellerons les techniques numériques utilisées dans Star-CCM+ pour résoudre les équations de Navier-Stokes.

### 2.1 Equations de départ

Avant d'aborder la description des modèles de turbulence, il convient de donner les équations de départ : on s'intéresse à un écoulement incompressible de masse volumique  $\rho$  constante et isotherme, newtonien, soumis à la pesanteur :

$$\vec{g} = -grad\vec{\Psi} \quad (2.1)$$

où  $\Psi$  est le potentiel relatif à la gravité.

Les équations de Navier Stokes décrivant l'écoulement instantané sont :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \Psi}{\partial x_i} \quad (2.3)$$

Où  $u_i$  est la composante de la vitesse instantanée suivant la direction  $x_i$ , et  $P$  la pression,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide.

Si on fait pour la pression le changement de variable suivant :  $p = P + \rho\Psi$

Alors l'équation de conservation de quantité de mouvement devient :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.4)$$

Il existe plusieurs façons de modéliser des écoulements turbulents. La méthode la plus précise pour le calculer est la Simulation Numérique Directe (DNS : Direct Numerical Simulation). Avec cette méthode, on résout les équations de Navier-Stokes en fonction du temps, et dans les trois directions d'espace (car l'écoulement turbulent est tridimensionnel). De plus, on doit calculer toutes les échelles de longueur de l'écoulement. La taille des plus petits tourbillons de l'écoulement est proportionnelle à  $(\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$  (échelle de longueur de Kolmogorov), avec  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $\varepsilon$  le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Si on considère un écoulement avec une échelle de vitesse turbulente  $U$  et une échelle de longueur  $L$ , on peut estimer que  $\varepsilon \approx U^3 / L$ , ce qui entraîne que la taille du plus petit tourbillon est de l'ordre de  $(\nu^3 L / U^3)^{1/4}$ . Pour discrétiser l'espace de longueur  $L$ , on a besoin de  $L / (\nu^3 L / U^3)^{1/4} = (UL / \nu)^{3/4} = R_{et}^{3/4}$  mailles. Pour discrétiser l'espace suivant les trois directions (pour un écoulement dans une boîte de dimensions  $L^3$ ), il faudra  $R_{et}^{3/4}$  mailles. De même, le pas de discrétisation temporelle devra être très fortement diminué. Ceci entraînera un temps de calcul très grand, hors d'atteinte des écoulements modélisés dans l'ingénierie.

Les équations de départ sont les équations (2.2) et (2.4) pour l'introduction des modèles de turbulence.

## **2.2 Décomposition de Reynolds, obtention des équations de l'écoulement moyen**

Dans les logiciels Star-CD et Star-CCM+, il existe un grand nombre de modèles de turbulence qui sont basés sur la décomposition de Reynolds, méthode très utilisée pour modéliser les écoulements turbulents. La décomposition de Reynolds consiste à décomposer la vitesse instantanée et la pression en une moyenne et une fluctuation

$$u = \langle u \rangle + u' \text{ et } p = \langle p \rangle + p'$$

Où  $\langle \rangle$  est l'opérateur de moyenne et  $'$  est la fluctuation.

Si on introduit cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes, et si on moyenne, on obtient :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle u_i \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_i' u_j' \rangle \quad (2.6)$$

Dans l'équation (2.6) il apparait une inconnue :  $\langle u_i' u_j' \rangle$  appelée contrainte de Reynolds, que l'on doit modéliser.

### **2.3 Modèles basés sur une viscosité turbulente**

Une façon simple de modéliser ces contraintes de Reynolds est d'utiliser une viscosité turbulente, et d'employer une relation linéaire en faisant intervenir les gradients de vitesse moyenne (hypothèse de Boussinesq) :

$$-\langle u_i' u_j' \rangle = \nu_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.7)$$

$\nu_t$ , est la viscosité turbulente,  $k$  est l'énergie cinétique turbulente

$$k = \frac{\langle u_i' u_i' \rangle}{2} \quad (2.8)$$

$\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker  $\delta_{ij} = \{1 : i = j; 0 : i \neq j\}$

La viscosité turbulente varie en tout point de l'écoulement. Une façon de la modéliser est de dire qu'elle est égale au produit d'une échelle de vitesse  $u$  par une échelle de longueur  $l$  :

$$\nu_t = lu$$

Les modèles les plus couramment utilisés dans les codes tels que Star-CCM+ sont les modèles avec deux équations de transport. Dans ces modèles l'échelle de vitesse vaut  $u = k^{1/2}$  où  $k$  est l'énergie cinétique turbulente décrite avec l'équation (2.8).

### 2.3.1 Modèles linéaires

#### 2.3.1.1 Modèle $k-\varepsilon$ standard à haut nombre de Reynolds

##### Equation pour $k$

Pour obtenir l'équation de transport relative à  $k$ , il faut d'abord déduire l'équation de transport du champ de vitesse fluctuant en soustrayant l'équation de Navier-Stokes moyennée de l'équation de Navier-Stokes instantanée, ce qui donne :

$$\frac{\partial u_i'}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - u_j' \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i' u_j' - \langle u_i' u_j' \rangle) \quad (2.9)$$

En multipliant par la vitesse fluctuante  $u_i'$ , et en moyennant, on a :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \nu \langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \rangle - \frac{\partial}{\partial x_i} \left\langle \left( \frac{p'}{\rho} + k \right) u_i' \right\rangle - \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_i \partial x_i} \quad (2.10)$$

Le premier terme du côté droit de l'équation est le terme de production. On le note souvent P. Dans ce terme  $-\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j}$  est connu, le terme de diffusion est modélisé en utilisant une hypothèse de gradient :

$$-\frac{\partial}{\partial x_i} \left\langle \left( \frac{p'}{\rho} + k \right) u_i' \right\rangle = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \quad (2.11)$$

Où  $\sigma_k$  est le nombre de Prandtl turbulent pour l'énergie cinétique turbulente, et il vaut généralement :  $\sigma_k = 1.0$

Le terme  $(\nu \langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \rangle)$ , est la dissipation d'énergie cinétique turbulente. Ce terme est positif (de par sa définition). On le note  $\varepsilon$ .

La deuxième équation des modèles à deux équations de transport est relative à l'échelle de longueur  $l$ , ou plus généralement une variable de forme  $k^a l^b$ . En effet, comme on résout l'équation de transport de  $k$ , on pourra déduire après avoir résolu l'équation de cette variable, la variable  $l$ . Le modèle qui a été le plus développé est le modèle  $k - \varepsilon$ , où la deuxième équation de transport est écrite pour la variable  $\varepsilon = k^{3/2} l^{-1}$ .

### Equation pour $\varepsilon$

Il est possible de dériver une équation exacte pour  $\varepsilon$  (on dérive l'équation de la vitesse fluctuante  $u_i'$  par rapport à  $x_j$ , on multiplie par  $\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}$  et on fait la moyenne), mais l'équation obtenue est compliquée, et beaucoup de termes dans l'équation obtenue sont négligeables. Une autre façon de l'obtenir est de se baser sur l'équation de transport de  $k$ , et de construire une équation de transport similaire pour  $\varepsilon$ . Cette équation doit donc contenir un terme de convection, un terme de production, un terme de destruction, un terme de diffusion, ce qui donne :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \quad (2.12)$$

avec  $P = - \langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j}$

L'expression de la viscosité turbulente est :  $\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon}$ .

Les constantes du modèle  $k - \varepsilon$  peuvent être trouvées, en se basant sur des écoulements simples :

- décroissance de la turbulence derrière une grille (écoulement sans production de turbulence  $P = 0$ )
- région logarithmique d'une couche limite en équilibre local ( $P = \varepsilon$ )
- écoulement cisaillé homogène

Les constantes du modèle  $k - \varepsilon$  standard, largement admises, sont [(Launder et Sharma 1974)]:

$$C_\mu = 0.09, C_{\varepsilon_1} = 1.44, C_{\varepsilon_2} = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Ce modèle est le plus simple des modèles à deux équations de transport. Il est présent dans le logiciel Star-CCM+.

### 2.3.1.2 Modèle $k - \varepsilon$ à bas nombre de Reynolds de turbulence

Pour modéliser un écoulement faiblement turbulent (au voisinage d'une paroi par exemple), il est nécessaire de modifier les équations de transport des variables turbulentes. Il est important de traiter avec soin les points suivants :

- prise en compte de l'influence de la paroi
- prise en compte de l'effet du bas nombre de Reynolds de turbulence (les coefficients du modèle peuvent varier en fonction de celui-ci)
- des termes supplémentaires peuvent être introduits dans les équations de transport du modèle de turbulence
- les conditions aux limites des variables turbulentes peuvent être modifiées.

#### Viscosité turbulente

Pour un écoulement dans un canal par exemple,  $C_\mu = \frac{\nu_t}{k^2 / \varepsilon}$  varie entre une valeur faible (à côté de la paroi) et environ 0.09 (dans le cœur de l'écoulement) (voir Figure 2.1)

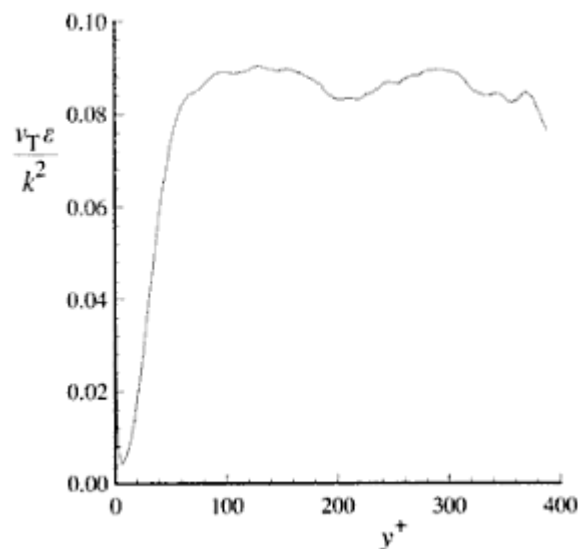


Figure 2.1 : Profil de  $\frac{\nu_t \varepsilon}{k^2}$  dans un écoulement canal en DNS pour un  $Re=13750$

[(Kim et al. 1987)]

Pour prendre compte ce comportement (i. e. la variation de  $C_\mu = \frac{\nu_t}{k^2/\varepsilon}$ ), il est possible d'introduire une fonction d'amortissement  $f_\mu$  :

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.13)$$

De plus, si  $y$  est la distance normale à une paroi, on peut montrer, en utilisant des développements de Taylor de  $u', v', w'$  au voisinage d'une paroi et en utilisant l'équation de continuité que :  $u' \approx y, w' \approx y$ , mais  $v' \approx y^2$  ce qui entraîne que :

$$\langle u'^2 \rangle \approx y^2, \langle w'^2 \rangle \approx y^2, \langle v'^2 \rangle \approx y^4, \langle u'v' \rangle \approx y^3$$

Pour un écoulement le long d'une paroi, de gradient de vitesse moyen  $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}$ , les contraintes turbulentes vérifient (si on utilise un modèle linéaire) :

$$-\langle u'v' \rangle = \nu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \quad (2.14)$$

Comme  $\langle u'v' \rangle \approx y^3$ , il faut :  $\nu_t \approx y^3$

Si on utilise un modèle  $k - \varepsilon$  pour calculer  $\nu_t$  :

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.15)$$

Comme  $k^2 \approx y^4, \varepsilon \approx o(1)$  et  $\nu_t \approx y^3$ , la fonction d'amortissement  $f_\mu$  doit respecter  $f_\mu \approx \frac{1}{y}$

$f_\mu$  dépend généralement du nombre de Reynolds de turbulence. Par exemple, pour le modèle à faible nombre de Reynolds de [(Launder et Sharma 1974)],

$$f_\mu = \exp \frac{-3.4}{(1 + R_{e_t} / 50)^2} \quad (2.16)$$



$R_{e_t}$  est le nombre de Reynolds de turbulence :  $R_{e_t} = \frac{k^2}{\nu \varepsilon}$

### Equation de transport de $\varepsilon$

Au niveau d'une paroi (sous-couche visqueuse) les calculs DNS montrent que la dissipation d'énergie cinétique turbulente atteint une valeur maximale.

Le bilan d'énergie cinétique turbulente dans la sous-couche visqueuse permet d'obtenir à la paroi :  $\varepsilon_0 = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} = 2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$  ( $y$  est la distance normale à la paroi).

Comme cette condition aux limites n'est pas très facile à appliquer, pour un grand nombre de modèles  $k - \varepsilon$  à faible nombre de Reynolds de turbulence, un changement de variable est effectué au niveau de  $\varepsilon$ , on applique :  $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon - 2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$ .

Ce qui entraîne :  $\tilde{\varepsilon} = 0$  à la paroi. Plutôt qu'une équation de transport pour  $\varepsilon$ , on résout une équation de transport pour  $\tilde{\varepsilon}$  :

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} = C_{\varepsilon_1} f_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P - C_{\varepsilon_2} f_2 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} + E + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (2.17)$$

L'équation de transport de  $k$  est aussi modifiée (car cette équation comprend la variable  $\varepsilon$ )

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = P - (\tilde{\varepsilon} + D) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.18)$$

Dans ces deux équations,  $f_1$  et  $f_2$  sont des fonctions d'amortissement,  $D$  et  $E$  sont des termes additionnels.

Les modèles  $k - \varepsilon$  présents dans Star-CCM+ sont :

le modèle à bas nombre de Reynolds de [(Lien et al. 1996)]

le modèle à bas nombre de Reynolds de [(Abe et al. 1994)]

Le modèle  $k-\varepsilon$  à bas nombre de Reynolds de [(Lien et al. 1996)] est un modèle à deux équations de transport. Ce modèle est recommandé pour des écoulements à faible nombre de Reynolds, pour lesquels il est nécessaire d'avoir des maillages fins.

L'équation de transport de  $\varepsilon$  [(Lien et al. 1996)] vaut :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \langle u_j \rangle \varepsilon - \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (P + P') - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.19)$$

$$\text{Où } P' = D f_2 \left( P + 2\nu \frac{k}{y^2} \right) \exp(-0.00375 R_{ey}^2)$$

L'équation de transport de  $k$  [(Lien et al. 1996)] vaut :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \langle u_j \rangle k - \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = P - \varepsilon \quad (2.20)$$

$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$  sont les mêmes constantes que celles du modèle  $k-\varepsilon$  standard. La constante  $D$  vaut :  $D = 1$ .

Les fonctions  $f_\mu$  et  $f_2$  permettent de reproduire le bon comportement des équations de  $k$  et de  $\varepsilon$  au voisinage de la paroi.

Les expressions des fonctions d'amortissement sont :

$$f_\mu = \left( 1 - \exp(-0.0198 R_{ey}) \right) \left( 1 + \frac{5.29}{R_{ey}} \right) \quad [(Lien et al. 1996)]$$

$$f_2 = 1 - 0.3 \exp(-R_t^2) \quad [(Lien et al. 1996)]$$

et les nombres de Reynolds turbulents valent :

$$R_{ey} = \frac{y\sqrt{k}}{\nu} \quad \text{et} \quad R_t = \frac{k^2}{\nu\varepsilon}$$

$y$  est la distance à la paroi la plus proche.

Le terme de correction de [(Yap 1987)] (terme expliqué dans un paragraphe ultérieur) peut être rajouté dans l'équation de transport de  $\varepsilon$ .

Le modèle de [(Abe et al 1994)] a été développé pour des écoulements complexes avec séparation et rattachement. Pour obtenir ce modèle, les auteurs sont partis du modèle de [(Nagano et Tagawa 1990)] qui est bien adapté pour des écoulements avec séparation et rattachement, et qu'ils ont amélioré en utilisant une échelle de vitesse différente de la vitesse de frottement  $u_\tau$ ; le problème de l'utilisation de la vitesse de frottement est que lorsque celle-ci est nulle, le modèle de turbulence ne joue plus correctement son rôle. Dans l'expression de  $R_{e\varepsilon}$ , il apparaît l'échelle de vitesse de Kolmogorov  $(\nu\varepsilon)^{1/4}$  qui remplace la vitesse de frottement  $u_\tau$ .

Les expressions des fonctions d'amortissement du modèle AKN sont :

$$f_\mu = [1 - \exp(-R_{e\varepsilon}/14)]^2 \left[ 1 + \frac{5}{R_{et}^{3/4}} \exp\left\{-\left(\frac{R_{et}}{200}\right)^2\right\} \right] \quad (2.21)$$

$$f_2 = [1 - \exp(-R_{e\varepsilon}/3.2)]^2 \left[ 1 - 0.3 \exp\left\{-\left(\frac{R_{et}}{6.5}\right)^2\right\} \right] \quad (2.22)$$

avec  $R_{e\varepsilon} = \frac{(\nu\varepsilon)^{1/4} y}{\nu}$

Les deux équations de transports du modèle AKN s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \langle u_j \rangle \varepsilon - \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \langle u_j \rangle k - \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = P - \varepsilon \quad (2.24)$$

Les coefficients du modèle AKN sont :  $C_{\varepsilon 1} = 1.5, C_{\varepsilon 2} = 1.9, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.4, \sigma_\varepsilon = 1.4, C_t = 1$

2.3.1.3 Modèle  $k - \varepsilon$  réalisable [(Shih et al. 1995)]

Parmi les variantes du modèle  $k - \varepsilon$ , on peut citer une version améliorée appelée le modèle  $k - \varepsilon$  réalisable. La différence principale entre la version  $k - \varepsilon$  standard et réalisable est dans l'équation du taux de dissipation turbulente. Ce modèle de turbulence comme pour toutes les autres variantes du modèle standard  $k - \varepsilon$  possède deux équations de transport. Les deux équations de transport sont :

une équation pour la dissipation  $\varepsilon$ , déduite d'une équation de transport pour le carré des fluctuations de vortacité  $\langle \omega_i \omega_i \rangle$  :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \langle u_j \rangle \varepsilon - \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) = C_{\varepsilon 1} S \varepsilon - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (2.25)$$

une équation pour l'énergie cinétique  $k$  :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \langle u_j \rangle k - \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = P - \varepsilon \quad (2.26)$$

Ce modèle de turbulence développé par [(Shih et al. 1995)], doit respecter les conditions de réalisabilité introduites par [(Lumley 1979)] ( $\langle u_i'^2 \rangle \geq 0$  et  $\frac{\langle u_i' u_j' \rangle^2}{\langle u_i'^2 \rangle \langle u_j'^2 \rangle} \leq 1 \ i \neq j$ ).

De plus, pour ce modèle,  $C_\mu$  n'est pas une constante, il vaut  $C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_S U^* \frac{k}{\varepsilon}}$  avec

$$U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} - \tilde{\Omega}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij}}, \quad \tilde{\Omega}_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k, \quad \bar{\Omega}_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk} \omega_k$$

Où  $\bar{\Omega}_{ij}$  est le taux de rotation moyen dans un repère de référence tournant avec la vitesse angulaire  $\omega_k$ . Les constantes  $A_0$  et  $A_S$  valent :  $A_0 = 4.04$ ,  $A_S = \sqrt{6} \cos \phi$  avec  $\phi = \frac{1}{3} \arccos(\sqrt{6}\omega)$ ,  $\omega = \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{\tilde{S}^3}$  et  $\tilde{S} = \sqrt{S_{ij} S_{ij}}$ ,  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \right)$

L'équipe qui a développé ce modèle a montré qu'il donne de meilleurs résultats que le modèle  $k - \varepsilon$  standard pour des jets plan et circulaire, des écoulements avec séparation (écoulement

affleurant une marche), des écoulements cisailés homogènes en rotation, l'écoulement dans un canal, l'écoulement dans une couche limite avec et sans gradient de pression.

Les coefficients de ce modèle sont :

$$C_{\varepsilon 1} = \max\left(0.43, \frac{\eta}{5 + \eta}\right) \text{ avec } \eta \text{ représentant le taux de déformation de l'écoulement}$$

moyen donné par  $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$ ,  $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ ,  $C_{\varepsilon 2} = 1.9$ ,  $\sigma_k = 1.0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1.2$

Pour ce modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  réalisable, nous avons utilisé la version bi-couche « *two-layer* » de [(Wolfshtein 1969)] présenté dans ce chapitre.

#### 2.3.1.4 Modèle $k - \omega$ de [(Wilcox 1993)]

Un grand nombre de modèles à deux équations ont été développés. Pour presque tous ces modèles, la première variable est l'énergie cinétique turbulente  $k$ . La deuxième variable n'est pas forcément  $\varepsilon$ . Une autre variable fréquemment utilisée est la variable  $\omega$ . Le modèle  $k - \omega$  a connu plusieurs développements, en commençant par le modèle  $k - \omega$  de Kolmogorov. Un des modèles le plus employé est le modèle de [(Wilcox 1993)]. Il est à noter que Wilcox et d'autres auteurs voient  $\omega$  comme étant le rapport  $\varepsilon/k$ , et définissent cette grandeur (homogène à une fréquence) comme étant un taux de dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente. Les équations du modèle de Wilcox [(Wilcox 1993)] sont:

Energie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} - \beta^* k \omega_k + \nu_t S^2 \quad (2.27)$$

Taux de dissipation spécifique :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha \alpha^* S^2 - \beta_f \omega^2 \quad (2.28)$$

$$\text{où } S = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \right)$$

Les constantes de ce modèle valent :

$$\beta^* = 0.09, \sigma_k = 2, \sigma_\omega = 2, \alpha = 13/25, \alpha^* = 1, \beta = 9/125, C_{\omega_1} = 5/9, C_{\omega_2} = 3/40$$

Et  $v_t = k / \omega$ ,  $f_\beta$  est une fonction qui permet de corriger l'anomalie du jet plan et du jet rond

(comme expliqué dans un paragraphe ultérieur), elle vaut :  $f_\beta = \frac{1+70X_\omega}{1+80X_\omega}$ , où

$$X_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta^* \omega)^3} \right|.$$

Wilcox a modifié ce modèle pour le calcul des écoulements à bas nombre

de Reynolds de turbulence. Des fonctions d'amortissement sont introduites, qui dépendent du nombre de Reynolds turbulent  $R_{et} = \frac{k}{\omega \nu}$ . Ainsi, les coefficients  $\beta^*$ ,  $\alpha$  et  $\alpha^*$  deviennent :

$$\beta_{low-re}^* = \beta^* \frac{4/15 + (R_{eT} / R_{e\beta})^4}{1 + (R_{eT} / R_{e\beta})^4}$$

$$\alpha_{low-re} = \alpha \frac{\alpha_0 + (R_{eT} / R_{e\omega})}{1 + R_{eT} / R_{e\omega}} \frac{1}{\alpha_1^*}$$

$$\alpha_{low-re}^* = \frac{\beta_1 / 3 + (R_{eT} / R_{ek})}{1 + R_{eT} / R_{ek}}$$

où les constantes valent :  $R_{e\beta} = 8, R_{ek} = 6, R_{e\omega} = 2.95, \alpha_0 = 1/9$ .

Un avantage du modèle  $k - \omega$  est son bon comportement dans les couches limites avec des gradients de pression.

Ce modèle est présent dans Star-CCM+. Un inconvénient de ce modèle est qu'il est sensible aux conditions aux limites en  $k$  et  $\omega$  pour les écoulements libres.

### 2.3.1.5 Modèle SST $k - \omega$ de [(Menter 1993)]

Plusieurs approches ont été proposées pour corriger le problème des conditions aux limites de  $k$  et  $\omega$ . Parmi celles-ci, on peut citer le modèle SST  $k - \omega$  de [(Menter 1993)] qui est très utilisé. Ce modèle utilise une fonction  $F_1$  qui permet de passer du modèle  $k - \omega$  au voisinage d'une paroi au modèle  $k - \varepsilon$  loin d'une paroi :

$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \beta^* k \omega_k + \nu_t S^2 \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) - \gamma \mathcal{S}^2 - \beta f_\beta \omega^2 + 2\sigma_{\omega_2} (1 - F_1) \frac{1}{\omega} \quad (2.30)$$

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

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$$

Les coefficients  $\phi_1$  sont ceux du modèle  $k - \omega$  (couche limite : sous-couche visqueuse, région tampon, couche logarithmique) et les coefficients  $\phi_2$  sont ceux du modèle  $k - \varepsilon$  (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 1987)] est utilisée pour limiter la viscosité turbulente dans les régions avec des gradients de pression adverses :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, F_2 \bar{\Omega})} \quad (2.31)$$

où  $\bar{\Omega} = \sqrt{2\Omega} : \Omega$  avec  $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)$

$a_1$  est la constante de [(Bradshaw 1987)] ( $a_1 = 0.31$ ). La correction de [(Bradshaw 1987)] (*Shear Stress correction*) 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  $F_2 = 0$ ).

### 2.3.1.6 Modèle à bas nombre de Reynolds de [(Durbin 1993)] : modèle $k - \varepsilon - v^2$ ou modèle $v^2 - f$

Le modèle  $v^2 - f$  est une variante des modèles  $k - \varepsilon$  à bas nombre de Reynolds. Les modèles à bas nombre de Reynolds calculent la viscosité turbulente selon :

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon},$$

où  $f_\mu$  est une fonction de pondération selon le caractère plus ou moins turbulent de l'écoulement. Dans ce modèle, une échelle de vitesse turbulente est  $k$  (vitesse au carré), et

une échelle de temps est  $\frac{k}{\varepsilon}$ . Quand on s'approche d'une paroi, l'échelle de vitesse caractéristique n'est pas  $k$ , mais  $\langle v'^2 \rangle$  (vitesse au carré) (contrainte normale à la paroi). Dans le modèle  $v^2 - f$ , la viscosité turbulente est donc calculée avec :  $\nu_t = C_\mu \langle v'^2 \rangle T$  où  $T$  est une échelle de temps caractéristique de l'écoulement :  $T = \max \left[ \frac{k}{\varepsilon}; 6 \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$

Quand on s'approche d'une paroi, on a  $\frac{k}{\varepsilon} \rightarrow 0$ , la relation précédente illustre le fait que l'échelle de temps ne peut pas être plus petite que l'échelle de temps de Kolmogorov  $\left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}}$ .

Pour calculer  $\langle v'^2 \rangle$  en tout point de l'écoulement, une équation de transport est résolue :

$$\frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial x_j} = k f_{22} - \langle v'^2 \rangle \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial x_j} \right] \quad (2.32)$$

La fonction  $f_{22}$  est obtenue, grâce à la résolution de l'équation suivante :

$$L^2 \frac{\partial f_{22}}{\partial x_j \partial x_j} - f_{22} = (1 - C_1) \frac{1}{T} \left( \frac{2}{3} - \frac{\langle v'^2 \rangle}{k} \right) - C_2 \frac{P_k}{k} \quad (2.33)$$

$L$  est une échelle de longueur caractéristique calculée d'une manière analogue à l'échelle

de temps caractéristique  $L = C_L \max \left[ \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}; C_\eta \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \right]$

$C_L, C_1, C_2, C_\eta$  sont des constantes.

Ce modèle est présent dans Star-CCM+.

### 2.3.1.7 Problèmes et éventuelles corrections :

#### **Echelle de longueur turbulente :**



Les modèles de turbulence à deux équations ont été construits sur la base de référence à des écoulements simples, et notamment la région logarithmique des couches limites, où l'écoulement est en équilibre ( $P = \varepsilon$ ). Lorsque cette condition n'est pas respectée (par exemple : écoulement qui arrive dans un élargissement brusque, ou un écoulement traversant un orifice, la faible épaisseur de la paroi contenant l'orifice ne permettant pas un établissement d'une couche limite logarithmique), un calcul avec un modèle  $k - \varepsilon$  peut entraîner des échelles de longueur turbulentes très élevées (et donc une viscosité turbulente  $\nu_t = Ul$  très élevée). Pour remédier à ce problème, l'équation de transport de  $\varepsilon$  peut être modifiée, généralement par l'ajout d'un terme source. Un des termes les plus connus est le terme [(Yap 1987)]:  $S_\varepsilon = C_w (\varepsilon^2 / k) \max((\frac{l}{l_e} - 1)(\frac{l}{l_e})^2, 0)$  où  $l = k^{3/2} / \varepsilon$   $l_e = C_l y$

avec  $y$  la distance à la paroi.

$C_w$  et  $C_l$  sont des constantes. Pour appliquer ce modèle, il faut être capable de calculer la distance à la paroi.

Il est possible d'introduire ce terme dans les modèles de Star-CCM+ qui comprennent une équation de transport pour  $\varepsilon$ .

### Écoulements impactants :

Les modèles de type  $k - \varepsilon$  ne prédisent pas bien les écoulements impactants. Les contraintes normales turbulentes ne sont pas bien calculées. Si on considère par exemple l'écoulement plan incompressible représenté sur la Figure 2.2, le terme de production pour un écoulement plan impactant sur une paroi plane vaut :

$$P = -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\langle u'^2 \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} - \langle v'^2 \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} (-\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle)$$

(à cause de l'équation de continuité :  $\frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} = -\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x}$ )

Si on utilise un modèle  $k - \varepsilon$ , ce terme vaut :  $P = \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} 4\nu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x}$

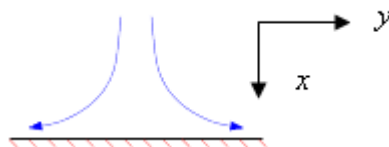


Figure 2.2 : Représentation schématique d'un plan de coupe d'un jet impactant sur une paroi plane

Au voisinage du point d'arrêt, la différence entre les contraintes normales doit être faible (production d'énergie cinétique turbulente faible), alors qu'avec le modèle  $k - \varepsilon$ , les contributions des contraintes normales s'ajoutent, ce qui entraîne un terme de production trop élevé (et par conséquent de hauts niveaux d'énergie cinétique turbulente).

### Production de la turbulence

Il existe des écoulements pour lesquels la production de turbulence est négative. Les modèles linéaires ne peuvent pas prédire cela. En effet, dans le cas d'un écoulement bidimensionnel, la production de turbulence calculée avec un modèle linéaire est :

$$\begin{aligned}
 P &= -\langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\langle u'^2 \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} - \langle v'^2 \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} - \langle u'v' \rangle \left( \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} \right) \\
 &= 2\nu_t \left( \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} \right)^2 + 2\nu_t \left( \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} \right)^2 + \nu_t \left( \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} \right)^2
 \end{aligned}$$

Elle est donc toujours positive avec un modèle linéaire.

### Anomalie du jet rond et du jet plan

Les modèles  $k - \varepsilon$  surestiment les taux d'expansion des jets ronds et des jets plans. Pour corriger ce problème, certains auteurs ont modifié l'équation de transport de  $\varepsilon$ , en y incluant des termes supplémentaires.

Pour corriger la surestimation du taux d'expansion du jet rond, [(Pope 1978)] a ajouté dans l'équation de transport de  $\varepsilon$  un terme source de la forme  $S_{\varepsilon_3} = -C_{\varepsilon_3} X_p \frac{\varepsilon^2}{k}$  où  $X_p$  est une

« mesure adimensionnelle de l'étirement des vortex »  $X_p = \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(k/\varepsilon)^3}$ . Un bon accord a été

observé sur le taux d'expansion et sur le profil de vitesse (Figure 2.3) en donnant à la constante  $C_{\varepsilon_3}$  une valeur égale à 0.79.

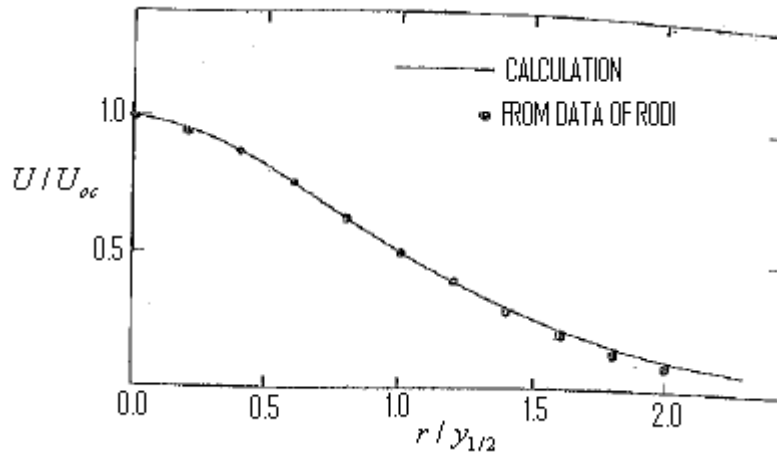


Figure 2.3 : Profil de vitesse d'un jet circulaire [(Pope 1978)]

De même, [(Wilcox 1993)] a modifié le modèle  $k - \omega$  en ajoutant un terme similaire dans l'équation de transport de  $\omega$ , comme présenté dans le paragraphe (2.3.1.4) décrivant ce modèle:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha \alpha^* S^2 - \beta f_\beta \omega^2 \quad (2.34)$$

avec  $f_\beta = \frac{1+70X_\omega}{1+80X_\omega}$  et  $X_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta^* \omega)^3} \right|$

Ce modèle est présent dans le logiciel Star-CCM+.

Il est important de noter que ces termes n'ont pas des effets positifs dans d'autres types d'écoulements.

### Effet de courbure

Lorsqu'un écoulement présente des lignes de courants curvilignes (courbures), il s'y produit une atténuation ou une augmentation de la production d'énergie turbulente qui ne peut pas être prédite par les modèles linéaires. Pour corriger ces anomalies certains auteurs ont proposé d'autres modèles tels que les modèles non linéaires et les modèles du second ordre que nous décrivons ci-dessous.

### 2.3.2 Modèles non linéaires

Pour surmonter les problèmes des modèles linéaires, des modèles avec des équations de transport pour les contraintes turbulentes ont été développés, mais ceux-ci nécessitent des temps de calcul élevés. Les modèles non linéaires permettent pour certains types d'écoulements d'obtenir de meilleurs résultats que les modèles linéaires, en des temps de calcul moins élevés que les modèles avec des équations de transport pour les contraintes turbulentes. Les modèles non linéaires sont une généralisation de l'équation de Boussinesq :

$$\langle u_i' u_j' \rangle = \frac{2}{3} k \delta_{ij} + \sum_{n=1}^N \alpha_n' T_{ij}^{(n)} \quad (2.35)$$

où  $T_{ij}^{(n)}$  sont des bases tensorielles faisant intervenir les quantités  $S_{ij}$  et  $\Omega_{ij}$  :

$S_{ij} = \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i}$  ,  $\Omega_{ij} = \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i}$  , et  $\alpha_n'$  sont des coefficients obtenus à partir de confrontations avec des écoulements de référence.

Une façon d'obtenir des modèles non linéaires est de prendre en compte toutes les bases tensorielles qui respectent les propriétés de symétrie et de contraction, et de calculer les coefficients du modèle en se calant par rapport à des écoulements de référence. Le modèle non linéaire doit respecter les propriétés suivantes :  $\langle u_i' u_j' \rangle = \langle u_j' u_i' \rangle$  et  $\langle u_i' u_i' \rangle = 2k$  .

Les modèles non linéaires sont quadratiques (N=2) ou cubiques (N=3). Les modèles cubiques améliorent de façon significative la prédiction des effets de courbure des lignes de courant sur la turbulence. Comme exemples de modèles quadratique et cubique, nous citons ici ceux présents dans Star-CCM+.

#### 2.3.2.1 Exemple du modèle quadratique de [(Lien et al. 1996)]

Si on inclut tous les termes du développement au second ordre en  $S_{ij}$  et  $\Omega_{ij}$ , on obtient le modèle quadratique suivant [(Pope 1975)] :

$$\begin{aligned} \frac{\langle u_i' u_j' \rangle}{k} = & \frac{2}{3} \delta_{ij} - \frac{v_t}{k} S_{ij} + C_1 \frac{v_t}{\epsilon} \left( S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{kl} S_{kl} \right) + C_2 \frac{v_t}{\epsilon} \left( \Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki} \right. \\ & \left. + C_3 \frac{v_t}{\epsilon} \left( \Omega_{ik} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \Omega_{kl} \Omega_{kl} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

où les coefficients  $C_1, C_2, C_3$  ont été obtenus par [(Shih et al. 1993)]:

$$S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}}, C_1 = \frac{3/4}{(1000 + S^3)}, C_2 = \frac{15/4}{(1000 + S^3)}, C_3 = \frac{19/4}{(1000 + S^3)}$$

### 2.3.2.2 Exemple de modèle cubique de [(Lien et al. 1996)]

Pour prendre en compte l'influence de la courbure des lignes de courant sur la turbulence, les modèles cubiques ont été développés. Le modèle cubique développé par [(Suga 1995)] est :

$$\begin{aligned} \frac{\langle u_i' u_j' \rangle}{k} &= \frac{2}{3} \delta_{ij} - \frac{v_t}{k} S_{ij} + C_1 \frac{v_t}{\varepsilon} \left( S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{kl} S_{kl} \right) + C_2 \frac{v_t}{\varepsilon} (\Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki}) \\ &+ C_3 \frac{v_t}{\varepsilon} \left( \Omega_{ik} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \Omega_{kl} \Omega_{kl} \right) + C_4 \frac{v_t k}{\varepsilon^2} (S_{ki} \Omega_{lj} + S_{kj} \Omega_{li}) S_{kl} \\ &+ C_5 \frac{v_t k}{\varepsilon^2} (S_{kl} S_{kl} + \Omega_{kl} \Omega_{kl}) S_{ij} \end{aligned} \quad (2.37)$$

avec :

$$C_4 = -10C_\mu^2, C_5 = -2C_\mu^2$$

Pour ces deux modèles (quadratique et cubique), (comme pour le modèle linéaire à bas nombre de Reynolds de [(Lien et al. 1996)] présenté précédemment), le comportement des équations turbulentes au voisinage d'une paroi est modulé grâce à l'introduction des fonctions d'amortissement. Ainsi, la viscosité turbulente est calculée selon :  $v_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$

$$\text{avec } f_\mu = \left( 1 - \exp(-0.0198 R_{ey}) \right) \left( 1 + \frac{5.29}{R_{ey}} \right),$$

$$R_{ey} = \frac{y \sqrt{k}}{\nu}$$

L'équation de transport de  $\varepsilon$  est la même que celle expliquée dans le paragraphe décrivant le modèle linéaire à bas nombre de Reynolds de [(Lien et al. 1996)].

## **2.4 Modèles avec des équations de transport pour les tensions de Reynolds (ou RSM : Reynolds Stress Models)**

Avec les modèles RSM, on résout des équations de transport pour les tensions de Reynolds  $-\langle u_i' u_j' \rangle$ . Ces modèles permettent de mieux prédire l'anisotropie dans les écoulements turbulents. De plus, une caractéristique importante de ces modèles est que les termes de production de la turbulence ne sont pas modélisés, ils sont calculés de façon exacte.

### **2.4.1 Equations de transport pour les tensions de Reynolds**

En multipliant l'équation de transport de  $u_j'$  par  $u_i'$  et en moyennant, et en faisant de même avec l'équation de transport de  $u_i'$ , on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial t} + \langle u_l \rangle \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_l} = P_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_l} (T_{ijl}) + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_l \partial x_l} \quad (2.38)$$

avec :

$$P_{ij} = - \left[ \langle u_i' u_l' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_l} + \langle u_j' u_l' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_l} \right]$$

C'est le terme de production de turbulence par chaque composante  $\langle u_i' u_j' \rangle$ . Il ne nécessite pas de modélisation.

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_l} \frac{\partial u_j'}{\partial x_l} \right\rangle$$

$\varepsilon_{ij}$  est le tenseur de dissipation

$$\Pi_{ij} = \frac{1}{\rho} \left\langle p' \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \right\rangle$$

$\Pi_{ij}$  est le terme de corrélation pression-déformation

$$\frac{\partial}{\partial x_l} (T_{ijl}) = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[ - \langle u_i' u_j' u_l' \rangle - \left\langle \frac{p'}{\rho} (u_i' \delta_{ij} + u_j' \delta_{il}) \right\rangle \right]$$

$\frac{\partial}{\partial x_i}(T_{ijl})$  est la diffusion turbulente.

$\nu \frac{\partial^2 \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_i \partial x_j}$  est la diffusion moléculaire.

## 2.4.2 Modèle de fermeture pour un écoulement à haut nombre de Reynolds

Les termes que l'on doit modéliser sont  $\varepsilon_{ij}$ ,  $\Pi_{ij}$ ,  $\frac{\partial}{\partial x_i}(T_{ijl})$

### 2.4.2.1 Tenseur de dissipation

A haut nombre de Reynolds, les gros tourbillons ne sont pas affectés par la viscosité, les petits tourbillons ont un comportement localement isotrope (non affecté par l'orientation des gros tourbillons). Ceci entraîne que le terme  $\varepsilon_{ij}$  qui est associé aux plus petits tourbillons de l'écoulement vaut 0 pour  $i \neq j$  et à la même valeur pour  $i = j$ . Dans la plupart des modèles, ce terme est modélisé selon :  $\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij}$  avec :  $\varepsilon_{ij} = \nu \langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \rangle$ , où  $\varepsilon$  est la quantité d'énergie qui est cédée, par les gros tourbillons porteurs d'énergie, vers les tourbillons moins gros, jusqu'aux tourbillons les plus petits où elle est dissipée.

### 2.4.2.2 Terme de diffusion

Dans le terme de diffusion il apparaît des termes avec des fluctuations de pression, et des termes avec des corrélations triples des fluctuations de vitesses. Il n'est pas possible de mesurer les corrélations pressions vitesses avec une précision aussi fine que les corrélations triples des fluctuations de vitesses. Les calculs DNS semblent montrer que les corrélations pressions vitesses peuvent être négligées. Le modèle le plus simple pour modéliser  $T_{ijl}$  est le modèle de [(Shir 1973)]:

$$T_{ijl} = -C_s \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u_j' u_l' \rangle$$

où  $C_s$  est une constante du modèle. Un modèle plus général est le modèle de [(Daly et Harlow 1970)] qui fait intervenir un coefficient de diffusion non isotrope (GGDH : *Generalized Gradient Diffusion Hypothesis*)

$$T_{ijl} = -C_s \frac{k}{\varepsilon} \langle u_i' u_j' u_l' \rangle \frac{\partial \langle u_j' u_l' \rangle}{\partial x_k}$$

La valeur couramment utilisée pour  $C_s$  est 0.22, valeur suggérée par [(Launder 1990)].

### 2.4.2.3 Corrélation pression –déformation

#### 2.4.2.3.1 Rôle de $\Pi_{ij}$

Pour un écoulement incompressible, le terme de corrélation pression-déformation a une trace nulle :  $\Pi_{ii} = 0$ . Ce terme sert à redistribuer les contraintes normales entre elles, pour un montant énergétique global fixe. Ce processus peut être illustré avec le cas d'un écoulement cisailé simple (avec un seul gradient de vitesse  $\frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_2}$ ).

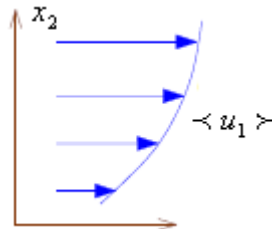


Figure 2.4 : Schéma d'un écoulement cisailé simple

Les termes de production valent :

$$P_{11} = -2 \langle u_1' u_2' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_2}$$

$$P_{12} = - \langle u_2' u_2' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_2}$$

$$P_{13} = P_{23} = 0$$

$$P_{22} = P_{33} = 0$$



Pour cet écoulement, les équations de transport des tensions de Reynolds sont donc :

$$\frac{D \langle u_1' u_1' \rangle}{Dt} = -2 \langle u_1' u_2' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_2} + \Pi_{11} - \varepsilon_{11} + d_{11}$$

Avec continuité :  $\frac{\partial u_1'}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2'}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3'}{\partial x_3} = 0$  donc  $\frac{\partial u_1'}{\partial x_1} = -\frac{\partial u_2'}{\partial x_2} - \frac{\partial u_3'}{\partial x_3}$  donc  $\Pi_{11} = -\Pi_{22} - \Pi_{33}$

$\Rightarrow$  donc  $\langle u_1' u_1' \rangle$  distribue de l'énergie vers  $\langle u_2' u_2' \rangle$  et  $\langle u_3' u_3' \rangle$

$$\frac{D \langle u_2' u_2' \rangle}{Dt} = \Pi_{22} - \varepsilon_{22} + d_{22}$$

$$\frac{D \langle u_3' u_3' \rangle}{Dt} = \Pi_{33} - \varepsilon_{33} + d_{33}$$

$$\frac{D \langle u_1' u_2' \rangle}{Dt} = -\langle u_2' u_2' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_2} + \Pi_{12} + d_{12}$$

On a :  $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = \frac{2}{3} \varepsilon$

Comme les fluctuations de vitesses sont non nulles dans les écoulements cisailés simples, le terme  $\Pi_{ij}$  doit redistribuer de l'énergie entre les contraintes normales. Sur la Figure 2.5, les échanges d'énergie entre les différentes composantes du tenseur de Reynolds sont présentés.  $\langle u_1' u_1' \rangle$  reçoit une production d'énergie (terme  $P_{11}$ ). Puis de l'énergie est distribuée vers les autres contraintes normales  $\langle u_2' u_2' \rangle$  et  $\langle u_3' u_3' \rangle$  grâce aux termes  $\Pi_{22}$  et  $\Pi_{33}$ . On peut aussi remarquer que la contrainte normale  $\langle u_2' u_2' \rangle$  contribue à la production d'énergie (terme  $P_{12}$ ) de la contrainte  $\langle u_1' u_2' \rangle$ .

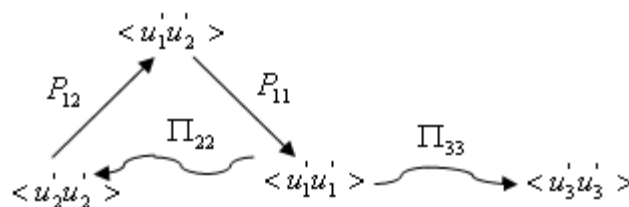


Figure 2.5 : Diagramme des échanges d'énergies entre les différentes composantes du tenseur de Reynolds

Pour construire un modèle pour  $\Pi_{ij}$ , on peut obtenir une équation pour la fluctuation de pression  $p'$  en prenant la divergence de l'équation de Navier Stokes fluctuante, ce qui donne :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial p'}{\partial x_i} = -2 \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u_i' u_j' \rangle - \langle u_i' u_j' \rangle)$$

Grâce à la formule de Green, on peut ensuite exprimer  $\Pi_{ij}$  comme la somme d'une intégrale de volume et d'une intégrale de surface, ne faisant intervenir que le champ de vitesse :

$$\Pi_{ij} = \Pi_{ij,1} + \Pi_{ij,2} + \Pi_{ij,\omega}$$

où  $\Pi_{ij,1}$  est un terme qui fait intervenir uniquement des corrélations liées au champ des vitesses fluctuantes :

$$\Pi_{ij,1} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \left\langle \frac{\partial^2 (u_m(z) u_k(z))}{\partial z_m \partial z_k} \frac{\partial u_i(x)}{\partial x_j} \right\rangle \frac{dV(z)}{\|z-x\|}$$

$\Pi_{ij,2}$  est une fonctionnelle linéaire du gradient du champ de vitesse moyenne :

$$\Pi_{ij,2} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} \frac{\partial \langle u_m(z) \rangle}{\partial z_k} \left\langle \frac{\partial u_k(z)}{\partial z_k} \frac{\partial u_i(x)}{\partial x_j} \right\rangle \frac{dV(z)}{\|z-x\|}$$

$\Pi_{ij,\omega}$  est un terme qui n'intervient qu'en présence de paroi. Il représente l'intégrale de surface :

$$\Pi_{ij,\omega} = \frac{1}{4\pi\rho} \int_{\partial\Omega} \left\langle \frac{1}{\|x-z\|} \frac{\partial p(z)}{\partial n(z)} - p(z) \frac{\partial}{\partial n(z)} \left( \frac{1}{\|x-z\|} \right) \right\rangle \frac{\partial u_i(x)}{\partial x_j} dS$$

#### 2.4.2.3.2 Modèle linéaire :

##### **Modélisation du terme $\Pi_{ij,1}$**

La modélisation du terme  $\Pi_{ij,1}$  se fait dans le cadre de la décroissance de la turbulence homogène initialement anisotrope. Il est interprété comme un terme de retour à l'isotropie : les fluctuations de pression forcent la turbulence à atteindre un état d'isotropie.  $\Pi_{ij,1}$  est aussi dénommé terme lent. [(Rotta 1951)] a proposé un modèle linéaire simple où  $\Pi_{ij,1}$  est proportionnel au tenseur d'anisotropie :

$$\Pi_{ij,1} = -C_1 \varepsilon \left( \frac{\langle u_i' u_j' \rangle}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) \quad (2.39)$$

Pour diminuer l'anisotropie,  $C_1$  doit être supérieur à 1, on prend généralement  $C_1 \approx 1.8$

### Modélisation du terme $\Pi_{ij,2}$

On a vu que l'expression de  $\Pi_{ij,2}$  fait intervenir le gradient du champ de vitesse moyenne. Pour un écoulement initialement isotrope, soumis brutalement à un gradient de vitesse moyen, on a un changement immédiat de la fluctuation de pression correspondante au terme  $\Pi_{ij,2}$ , et on dénomme ainsi  $\Pi_{ij,2}$  terme rapide.

Modèle d'isotropisation de la production

Ce modèle proposé par [(Naot et al. 1970)] suppose que la partie rapide  $\Pi_{ij,2}$  est forcée par l'écart à l'isotropie du taux de production  $P_{ij}$  de  $\langle u_i' u_j' \rangle$  :

$$\Pi_{ij,2} = -C_2 \left( P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \quad (2.40)$$

avec  $P_{ij} = - \left[ \langle u_i' u_l' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_l} + \langle u_j' u_l' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_l} \right]$  et  $P = \frac{1}{2} P_{kk}$

La valeur  $C_2$ , consistante avec la théorie de la distorsion rapide (turbulente homogène isotrope soumise à une déformation rapide qui permet de négliger les termes non linéaires) est égale à 0.6.

Ce modèle est associé au modèle créé par [(Rotta 1951)] pour  $\Pi_{ij,1}$ . Il a été proposé par (Launder et al. 1975), et il est dénommé LRR-IP.

### Modélisation du terme $\Pi_{ij,\omega}$

Au voisinage d'une paroi solide, les fluctuations de pression sont réfléchies par les parois, et ceci diminue le transport d'énergie vers les contraintes normales à la paroi. Pour modéliser ce phénomène, des termes de correction qui font intervenir une échelle de longueur turbulente et la distance à la paroi sont ajoutés. Ils utilisent une fonction de pondération  $f$  qui s'écrit :

$$f = \frac{k^{3/2}}{2.5\epsilon d}$$

où  $d$  est la distance normale à la paroi. Ce terme  $\Pi_{ij,\omega}$  est décomposé en deux parties:

$$\Pi_{ij,\omega} = \Pi_{ij,1\omega} + \Pi_{ij,2\omega}$$

Concernant  $\Pi_{ij,1\omega}$ , le modèle de [(Shir 1973)] est beaucoup utilisé. Le terme de correction de Shir s'écrit :

$$\Pi_{ij,1\omega} = C_{1\omega} \frac{\epsilon}{k} \left( \langle u'_k u'_l \rangle n_l n_k \delta_{ij} - \frac{3}{2} \langle u'_i u'_k \rangle n_j n_k - \frac{3}{2} \langle u'_j u'_k \rangle n_i n_k \right) f \quad (2.41)$$

avec  $C_{1\omega} = 0.5$

Concernant  $\Pi_{ij,2\omega}$ , un modèle très utilisé est celui de [(Gibson et Launder 1978)]:

$$\Pi_{ij,2\omega} = C_{2\omega} \left( \Pi_{kl,2} n_k n_l \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Pi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \Pi_{jk,2} n_i n_k \right) f$$

avec  $C_{2\omega} = 0.3$

Ce modèle fournit des résultats satisfaisants pour des écoulements le long de parois. Il est présent dans Star-CCM+.

#### 2.4.2.3.3 Modèle quadratique de [(Speziale et al. 1991)]

D'autres modèles ont été développés pour des écoulements plus complexes. Ainsi, un effort important a été consacré à bâtir des expressions pour le terme  $\Pi_{ij}$ .

Parmi les propriétés respectées par les modèles du terme  $\Pi_{ij}$ , ceux-ci doivent être sous forme tensorielle (afin d'être indépendants du choix du système de coordonnées), respecter certaines symétries, et des conditions de réalisabilité ( $\langle u_i'^2 \rangle \geq 0$  et  $\frac{\langle u_i' u_j' \rangle}{\sqrt{\langle u_i'^2 \rangle \langle u_j'^2 \rangle}} \leq 1$  pour  $i \neq j$ ).

[(Lumley 1979)] a trouvé une forme très générale pour le tenseur  $\Pi_{ij}$ , pour un écoulement incompressible. Un modèle similaire plus simple a été développé par [(Speziale et al. 1991)]. Il est présent dans Star-CCM+. Ce modèle est le suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\Pi_{ij}}{\varepsilon} = & \left( -C_1 - C_1^* \frac{P}{\varepsilon} \right) b_{ij} + C_2 \left( b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{kl} b_{lk} \delta_{ij} \right) + \left( C_3 - \sqrt{6} C_3^* \eta \right) \hat{S}_{ij} \\ & + C_4 \left( \hat{S}_{ik} b_{kj} + b_{ik} \hat{S}_{kj} - \frac{2}{3} \hat{S}_{kl} b_{lk} \delta_{ij} \right) + C_5 \left( \hat{\Omega}_{ik} b_{kj} - b_{ik} \hat{\Omega}_{kj} \right) \end{aligned} \quad (2.42)$$

avec  $b_{ij} = \frac{\langle u_i' u_j' \rangle}{\langle u_k' u_k' \rangle} - \frac{1}{3} \delta_{ij}$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \frac{k}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right), \quad \hat{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \frac{k}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)$$

$$P = - \langle u_i' u_i' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i}$$

et  $C_1 = 3.4$ ,  $C_2 = 4.2$ ,  $C_3 = 0.8$ ,  $C_4 = 1.25$ ,  $C_5 = 0.4$ ,  $C_1^* = 1.8$ ,  $C_3^* = 1.3$

### 2.4.3 Modèles de fermeture pour un écoulement à bas nombre de Reynolds

Il est possible avec les modèles RSM de modéliser des écoulements faiblement turbulents. Ceci nécessite des maillages très fins dans la région affectée par la viscosité moléculaire. En principe, les équations des modèles RSM à bas nombre de Reynolds contiennent les modifications suivantes :

- introduction de la diffusion moléculaire dans toutes les équations
- modélisation du comportement non isotrope pour  $\varepsilon_{ij}$
- remplacement de certains coefficients constants par des fonctions de pondération qui s'expriment en fonction du nombre de Reynolds de turbulence  $R_{et} = \frac{k^2}{\nu \varepsilon}$ , de la distance à la paroi, ou d'autres paramètres.

Dans Star-CCM+, le modèle de [(Launder et Shima 1989)] est associé au modèle linéaire de corrélation pression déformation de [(Gibson et Launder 1978)] présenté dans le paragraphe précédent 2.4.2.3.2.

## 2.5 Lois de paroi

En présence d'une paroi, on a de forts gradients des variables que l'on résout. Lorsqu'on utilise des modèles à faible nombre de Reynolds de turbulence, on doit construire des maillages très fins afin de capturer ces fortes variations. Pour certains écoulements, on peut éviter ces maillages denses dans les couches limites en utilisant des lois de paroi.

La couche limite le long d'une paroi, en l'absence de gradient de pression peut être divisée en plusieurs régions : une sous-couche visqueuse, une région de transition, et une région logarithmique.

### 2.5.1 Méthode standard des lois de paroi

Le but est de réaliser des maillages pas trop resserrés près des parois afin de faire des calculs pas trop lourds. Pour cela, on place le premier point de discrétisation dans la zone à turbulence développée :

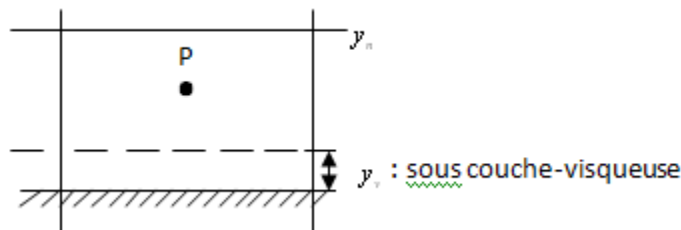


Figure 2.6 : Placement du premier point de discrétisation lorsqu'on utilise une loi de paroi

Dans la zone à turbulence développée, on a :  $U^+ = \frac{1}{K} \log(Ey_+)$

où  $K$  est la constante de Von Karman,  $E$  est une constante, et l'adimensionnement suivant est

utilisé :  $U^+ = \frac{U}{U_\tau}$  où  $U_\tau$  est la vitesse de frottement :  $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}}$  avec  $\tau_\omega$  la contrainte de

cisaillement à la paroi :  $\tau_\omega = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0}$

$y$  est adimensionné selon :  $y^+ = \frac{y}{\frac{\nu}{U_\tau}}$ , où  $y$  est la distance à la paroi.

Cette méthode n'est pas bien adaptée pour des écoulements tels que  $\tau_\omega = 0$ , mais pour lesquels  $v_t \neq 0$  (par exemple pour les écoulements qui impactent sur une paroi). Ceci peut se montrer comme suit :

De la relation logarithmique écrite au point  $P$  on déduit :  $\frac{\tau_\omega}{\rho} = \left[ \frac{KU_p}{\log(Ey_p^+)} \right]^2$

A partir de  $\langle u'v' \rangle = -v_t \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{\tau_\omega}{\rho}$ , on déduit la viscosité turbulente au point  $P$  :  $v_t = \frac{\frac{\tau_\omega}{\rho}}{\frac{\partial U}{\partial y}}$

En calculant  $\frac{\partial U}{\partial y}$ , on obtient finalement :  $v_t = Ky_p \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}}$

### 2.5.2 Version améliorée de la méthode des lois de paroi

Dans cette méthode, la loi logarithmique est écrite différemment. On utilise  $k_v$  qui est la valeur de  $k$  en  $y_v$ . La loi logarithmique est écrite sous la forme :  $U^* = \frac{1}{K^*} \log(E^* y^*)$  avec

$$U^* = \frac{U \sqrt{k_v}}{\frac{\tau_\omega}{\rho}}, \quad y^* = \frac{y}{\frac{v}{\sqrt{k_v}}} \quad \text{et on a : } E^* = EC_\mu^{1/4}, \quad K^* = KC_\mu^{1/4} \quad \text{et } k = \frac{U_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \text{ (équilibre local)}$$

Une façon d'estimer  $k_v$  est de dire que  $k$  est constant dans la région à turbulence développée, soit :  $k_v = k_p$

On peut ensuite déduire l'expression de  $v_t$ . On a  $U_p^* = \frac{1}{K^*} \log(E^* y_p^*)$

Ceci entraîne :  $\frac{\tau_\omega}{\rho} = \left[ \frac{K^* U_p \sqrt{k_p}}{\log(E^* y_p^*)} \right]^2$

A partir de  $v_t = \frac{\frac{\tau_\omega}{\rho}}{\frac{\partial U}{\partial y}}$ , on obtient :  $v_t = K^* \sqrt{k_p} y_p$ .

On voit bien que même si  $\tau_\omega = 0$ ,  $v_i$  n'est pas forcément nul.

Le principe de la méthode améliorée des lois de paroi est :

Résolution de l'équation de quantité de mouvement, avec la prise en compte de la loi logarithmique comme condition à la limite pour  $U$

Résolution de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente avec prise en compte des termes de production et de dissipation modifiés par la prise en compte des lois de paroi

Déduction de la valeur de  $\varepsilon$  au point  $P$  (connaissant  $k$  au point  $P$  suite à la résolution de l'équation de transport de  $k$ ). Pour cela, on utilise :  $\varepsilon = \frac{U^3 \tau}{Ky} = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{Ky_p}$  (conséquence du fait que la production d'énergie cinétique turbulente est égale à la dissipation :  $P_k = \varepsilon$ )

Pour résoudre l'équation de transport de  $k$ , il ne suffit pas de prendre les valeurs des variables au centre des maillages, les variations sont trop élevées sur cette maille en contact avec la paroi. On calcule plutôt  $P_k$  et  $\varepsilon$  de la façon suivante :

$$\bar{P}_k = \frac{1}{y_n} \int_0^{y_n} P_k dy \quad \text{et} \quad \bar{\varepsilon} = \frac{1}{y_n} \int_0^{y_n} \varepsilon dy$$

On part des profils supposés pour les variables turbulentes, la couche limite divisée en deux parties :

la sous-couche visqueuse,

la région à turbulence développée,

et on effectue l'intégration sur la couche limite en conséquence.

Par exemple, on peut supposer que :

\*  $-\langle u'v' \rangle$  est nulle dans la sous-couche visqueuse, et constante et égale à la contrainte de cisaillement à la paroi dans la zone à turbulence développée,

\*  $k$  est constante et égale à  $k_p$  dans la région à turbulence développée, et décroît de façon quadratique dans la sous-couche visqueuse.



\* pour  $\varepsilon$ , dans la sous-couche visqueuse, on utilise l'approximation utilisée dans un grand nombre de modèles de turbulence de type  $k - \varepsilon$  ( $\varepsilon = 2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 = \frac{2\nu k_v}{y_v^2}$ ) et dans la zone à

turbulence développée  $\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{K y_p}$ .

Pour utiliser ces modèles, on doit connaître la valeur de  $y_v$ . Dans certains modèles, on la déduit en faisant l'hypothèse que le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la sous-couche visqueuse est égal à 20 :

$$R_{ev} = \frac{y_v \sqrt{k_v}}{\nu} = 20 \quad \text{soit} \quad y_v = \frac{20\nu}{\sqrt{k_v}}$$

### 2.5.3 Modèle de loi paroi implanté dans Star-CCM+

Dans Star-CCM+, le modèle de loi de paroi qui est implanté est le modèle de [(Wolfshtein 1969)]. Dans ce modèle, la viscosité turbulente qu'on utilise pour résoudre l'équation de transport de  $k$  dans la sous-couche visqueuse est calculée avec la relation :  $\nu_t = C_\mu \sqrt{k} l_\mu$

où  $l_\mu$  est calculée avec une expression similaire à la fonction d'amortissement de [(Van Driest 1956)] utilisée pour le modèle de longueur de mélange :

$$l_\mu = KC_\mu^{-3/4} y \left( 1 - \exp\left(-\frac{R_{ey}}{A_\mu}\right) \right) \quad \text{avec} \quad R_{ey} = \frac{\sqrt{k} y}{\nu} ; \quad A_\mu = 70 ;$$

A partir de la valeur de  $k$  calculée dans la sous-couche visqueuse, le modèle de [(Wolfshtein 1969)] déduit la valeur de  $\varepsilon$  avec la fonction d'amortissement :

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad \text{où} \quad l_\varepsilon = KC_\mu^{-3/4} y \left( 1 - \exp\left(-\frac{R_{ey}}{A_\varepsilon}\right) \right) \quad \text{avec} \quad A_\varepsilon = 2KC_\mu^{-3/4}$$

## 2.6 Simulation des Grandes Echelles : ( ouLES (Large Eddy Simulation))

### 2.6.1 Principe de la simulation des Grandes Echelles

Le principe de la simulation des grandes échelles est de calculer les grandeurs instantanées relatives aux grosses structures de l'écoulement turbulent, et de modéliser l'influence des plus petites structures sur ces grosses structures. La séparation des grosses structures et des petites structures se fait par une opération de filtrage spatial. On utilise pour cela un produit de convolution :

$$\bar{u}(\vec{x}, t) = \int G_{\bar{\delta}}(\vec{x} - \vec{\zeta}) u(\vec{\zeta}, t) d\vec{\zeta} = \int G_{\bar{\delta}}(\vec{\zeta}) u(\vec{x} - \vec{\zeta}, t) d\vec{\zeta} \quad (2.43)$$

où  $u(\vec{\zeta}, t)$  est une fonction que l'on filtre,  $\bar{u}(\vec{x}, t)$  est la fonction filtrée,  $\bar{\delta}$  est la taille du filtre (ou longueur de coupure),  $G$  est le filtre choisi. L'intégration est effectuée sur le domaine de calcul, et la fonction filtre respecte la condition de normalisation :  $\int G_{\bar{\delta}}(\vec{\zeta}) d\vec{\zeta} = 1$

Les petites structures ou échelles non résolues vérifient :  $u'(\vec{x}, t) = u(\vec{x}, t) - \bar{u}(\vec{x}, t)$

En général :  $\bar{\bar{u}} \neq \bar{u}$ , et  $\bar{u}' \neq 0$ . Il existe plusieurs types de filtres (filtre porte, filtre gaussien, filtre boîte, ...), mais dans la pratique, c'est la discrétisation qu'on considère comme filtre, la taille de ce filtre est égale à celle du maillage. Pour illustrer ceci, on peut prendre comme exemple l'approximation de  $\frac{\partial u}{\partial x}$  avec un schéma centré :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x_i} \approx \frac{u(x_i + \frac{\Delta}{2}) - u(x_i - \frac{\Delta}{2})}{\Delta} = \int_{x_i - \frac{\Delta}{2}}^{x_i + \frac{\Delta}{2}} \frac{\partial u}{\partial x}(x) \frac{1}{\Delta} dx$$

Cette expression correspond au produit de convolution avec le filtre boîte :

$$G_{\bar{\delta}}(\vec{x} - \vec{\zeta}) = \begin{cases} \frac{1}{\bar{\delta}} \text{ si } |x - \zeta| \leq \frac{\bar{\delta}}{2} \\ 0 \quad \text{sinon} \end{cases} \text{ avec } \bar{\delta} = \Delta x$$

Si on applique le filtrage aux équations de Navier-Stokes et à l'équation de continuité (écoulement isotherme incompressible) on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \end{cases}$$

où  $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$  est le tenseur des contraintes de sous-maille. Il représente l'influence des petites structures non résolues sur les grosses structures, et il doit être modélisé.

Un grand nombre de modèles de sous-maille sont basés sur l'évaluation d'une viscosité turbulente, et ce sont des modèles de cette famille qui sont implantés dans Star-CCM+. Nous présentons dans ce paragraphe les modèles les plus connus de cette famille. Avec ce type de modèles, on modélise le passage d'énergie des échelles résolues vers les échelles non résolues (voir Figure 2.7). Le transfert d'énergie peut être considéré comme une perte d'énergie, c'est-à-dire une dissipation, semblable à la dissipation moléculaire.

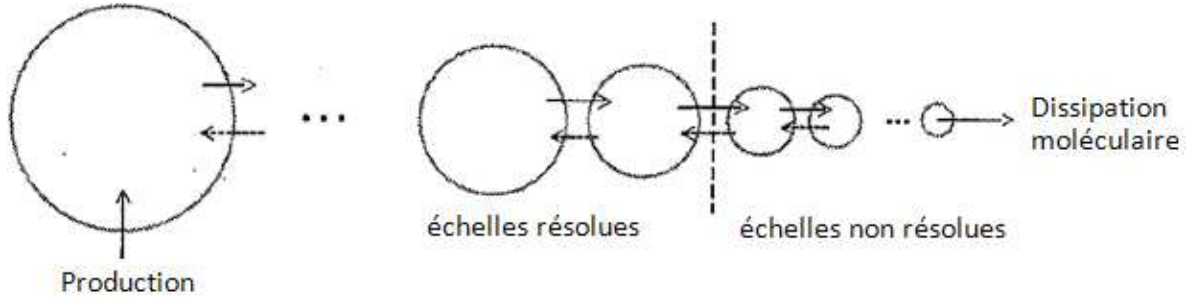


Figure 2.7 : Transfert d'énergie des échelles résolues vers les échelles non résolues

Notons que localement et instantanément, le transfert d'énergie peut avoir lieu dans la direction opposée (retour d'énergie des échelles non résolues vers les échelles résolues), ceci peut être considéré comme une dissipation négative. Le passage d'énergie est donc modélisé d'une façon analogue à la dissipation moléculaire filtrée, c'est-à-dire :

$$\tau_{ij}^d = -\nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.44)$$

$$\text{où } \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

$$\text{et } \tau_{ij}^d \text{ est le tenseur déviatorique : } \tau_{ij}^d = \tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = \tau_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}$$

où  $k$  est l'énergie cinétique de sous-maille :  $k = \frac{1}{2} \tau_{ii}$  et  $\nu_t$  est la viscosité turbulente.

Avec ceci, l'équation de Navier-Stokes filtrée devient :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] \quad (2.45)$$

où  $\bar{P}^* = \bar{P} + \frac{2}{3}\rho k$  est la pression modifiée.

### 2.6.2 Modèle de Smagorinsky

L'analyse dimensionnelle permet d'écrire la viscosité turbulente sous la forme  $\nu_t \approx l u$  où  $l$  est une échelle de longueur représentative des échelles non résolues, et  $u$  est leur échelle de vitesse. Pour l'échelle de longueur on peut utiliser la taille du filtre  $\bar{\delta}$ , ce qui donne  $l = C_s \bar{\delta}$ . Pour l'échelle de vitesse, on peut faire une analogie avec le modèle de longueur de mélange de Prandtl, en reliant l'échelle de vitesse au gradient de vitesse selon :  $u \approx l |\bar{S}|$  avec  $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$

Ceci entraîne :  $\nu_t = (C_s \bar{\delta})^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ . Ce modèle (cf modèle de longueur de mélange) fait l'hypothèse que la production d'énergie est égale à la dissipation. Pour calculer la valeur  $C_s$ , on peut raisonner avec la zone inertielle du spectre de l'énergie cinétique (grand nombre de Reynolds de turbulence) (voir Figure 2.8), et on obtient :  $C_s = 0.18$ .

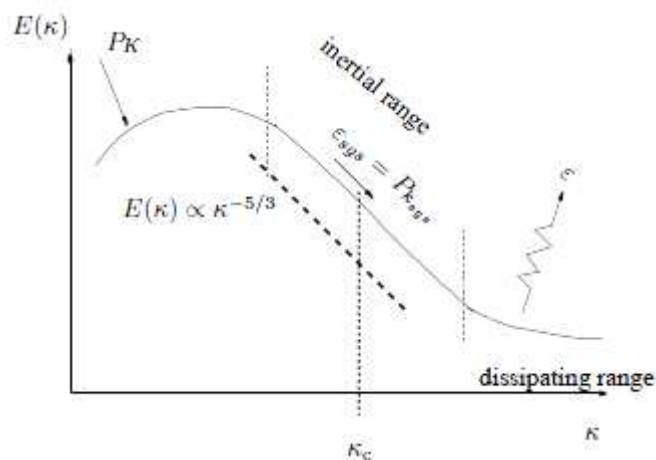


Figure 2.8 : Spectre de l'énergie cinétique [(Davidson 2010)]

En zone de proche paroi, la constante  $C_s$  peut être modifiée grâce à l'introduction d'une fonction d'amortissement de type Van Driest, ce qui donne :  $\nu_t = (C_s \bar{\delta} (1 - \exp(-y^+ / A^+)))$  avec  $A^+ = 25$ .

Le modèle de Smagorinsky est beaucoup utilisé car il est simple à mettre en œuvre. Mais il a été montré que la constante  $C_s$  varie selon les écoulements. De plus, pour ce modèle :  $\nu_t \geq 0$ ,

ce qui entraîne qu'il est complètement dissipatif, et qu'on ne peut pas modéliser le retour d'énergie des petites échelles non résolues vers les échelles résolues.

### 2.6.3 Modèle dynamique

Avec ce modèle, la constante est calculée en chaque point du maillage et à chaque instant. Pour cela, on utilise deux filtres : un filtre sur le maillage (noté  $-$ , filtre de taille  $\bar{\delta}$ ), et un filtre plus grossier (noté  $\sim$ , filtre de taille  $\tilde{\delta} > \bar{\delta}$ , tel que  $\tilde{\delta} = 2\bar{\delta}$ ).

Si on filtre les équations de Navier-Stokes avec le premier filtre, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \text{ ou}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \text{ avec } \tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j .$$

Si on applique le deuxième filtre (appelé filtre test) à ces équations, on déduit :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \text{ avec } T_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$$

On peut écrire le terme  $T_{ij}$  sous la forme :  $T_{ij} = \tilde{\tau}_{ij} + \overline{\overline{u_i u_j}} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$

soit:  $\overline{\overline{u_i u_j}} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j = T_{ij} - \tilde{\tau}_{ij} = L_{ij}$  C'est l'identité de Germano.

La trace de cette relation vaut :  $L_{ii} = T_{ii} - \tilde{\tau}_{ii}$

$$\text{Ceci permet d'écrire que : } L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk} = T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} - \left( \tilde{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{\tau}_{kk} \right)$$

Notons que  $L_{ij}$  est connu car il s'exprime en fonction de variables connues :  $\bar{u}_i \bar{u}_j$  et  $\tilde{u}_i \tilde{u}_j$ . Si on utilise le modèle de Smagorinsky, on a :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C \bar{\delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (2.46)$$

Si on applique le filtre test (filtre  $\sim$ ) à l'équation (2.46), on obtient :

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} = -2C \tilde{\delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \text{ avec } \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \text{ et } |\tilde{S}| = \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}}$$

Ceci permet de déduire :

$$L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk} = -2C \left( \tilde{\delta}^2 \left| \tilde{\bar{S}} \right| \tilde{\bar{S}}_{ij} - \delta^2 \left| \bar{S} \right| \bar{S}_{ij} \right)$$

(Lilly 1992) a suggéré de résoudre cette équation au sens des moindres carrés. Si on définit

$$\text{l'erreur : } \left( L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk} + 2CM_{ij} \right)^2 = Q \quad \text{avec} \quad M_{ij} = \left( \tilde{\delta}^2 \left| \tilde{\bar{S}} \right| \tilde{\bar{S}}_{ij} - \delta^2 \left| \bar{S} \right| \bar{S}_{ij} \right)$$

On obtient avec la méthode des moindres carrés la variation suivante pour  $C$  :

$$C = -\frac{L_{ij} M_{ij}}{2M_{ij} M_{ij}}$$

Avec ce modèle,  $C$  varie en tout point du maillage et à chaque instant. Il peut aussi être négatif (retour d'énergie des petites échelles non résolues vers les échelles résolues). Mais comme il varie beaucoup dans le temps et dans l'espace, ceci provoque des problèmes d'instabilités numériques et des procédures particulières sont employées pour limiter ces variations.

#### 2.6.4 Modèles implémentés dans Star-CCM+

Les modèles de simulation des Grandes Echelles présents dans Star-CCM+ sont le modèle de Smagorinsky et le modèle WALE (*Wall Adapting Local Eddy Viscosity*) de [(Nicoud et Ducros 1999)]. Avec ce modèle, on calcule le tenseur des contraintes de sous-maille avec une expression algébrique (comme avec le modèle de Smagorinsky).

Ce modèle ne nécessite pas de fonction d'amortissement, ni de procédure dynamique, pour modéliser le comportement de la viscosité turbulente en zone de proche paroi. De plus, selon les développeurs du logiciel Star-CCM+, le modèle WALE est moins sensible à des variations de la constante (dénommée  $C_\omega$ ) que le modèle de Smagorinsky. Le modèle WALE calcule la viscosité turbulente avec une relation de type longueur de mélange (comme le modèle de Smagorinsky) :  $\nu_t = (C_s \bar{\delta})^2 S_\omega$  où le paramètre  $S_\omega$  dépend du taux de déformation et du taux

$$\text{de rotation : } S_\omega = \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad \text{avec :}$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \text{ et } S_{ij}^d = \bar{S}_{ik} \bar{S}_{kj} + \bar{\Omega}_{ik} \bar{\Omega}_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} [\bar{S}_{mn} \bar{S}_{mn} - \bar{\Omega}_{mn} \bar{\Omega}_{mn}] \text{ où } \bar{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

Dans le logiciel Star-CCM+, la constante vaut  $C_\omega = 0.544$

## 2.7 Résolution numérique des équations avec le logiciel Star-CCM+

Le logiciel Star-CCM+ utilise une discrétisation des équations à résoudre basée sur la méthode des volumes finis. Les équations que l'on doit résoudre peuvent se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \text{div}(\rho\phi\vec{V}) = \text{div}(\Gamma\overrightarrow{\text{grad}\phi}) + S_\phi \quad (2.47)$$

où  $\phi$  est la variable dont on cherche la valeur (composante de vitesse  $u, v, w$ , énergie cinétique turbulente, ...),  $\rho$  est la masse volumique du fluide,  $\vec{V}$  est le vecteur vitesse,  $\Gamma$  est le coefficient de diffusion,  $S_\phi$  est un terme source.

Le point de départ de la méthode des volumes finis est l'équation de conservation intégrée sur chaque volume de contrôle  $\Omega$  du maillage constituant le domaine de calcul :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho\phi d\Omega + \iint_S \rho\phi\vec{V} \cdot \vec{n} ds = \iint_S \Gamma\overrightarrow{\text{grad}\phi} \cdot \vec{n} ds + \int_{\Omega} S_\phi d\Omega \quad (2.48)$$

où  $\vec{n}$  est la normale sortante du volume  $\Omega$ , entouré par la surface  $S$ . Les intégrales (intégrales de surface et intégrales de volumes) sont approximées numériquement sur le volume de contrôle. Si on considère un volume de contrôle dont le centre est au nœud  $O$ , délimité par les faces  $f$ , on approxime l'équation précédente sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi\Omega)_0 + \sum_f (\rho\phi\vec{V} \cdot \vec{n} S)_f = \sum_f (\Gamma\overrightarrow{\text{grad}\phi} \cdot \vec{n} S)_f + (S_\phi\Omega)_0 \quad (2.49)$$

Avec cette méthode, l'approximation de l'intégrale de volume est précise à l'ordre 2. Pour approximer les intégrales de surface, on utilise la valeur du terme à intégrer au centre de la face, cette approximation est aussi précise à l'ordre 2.

### 2.7.1 Approximation des flux de diffusion

Le terme  $(\overline{\Gamma \text{grad} \phi \cdot \vec{n}})_f$  est discrétisé avec un schéma centré, et avec une correction pour prendre en compte la non-orthogonalité du maillage. Le schéma est précis à l'ordre 2. Avec cette méthode, on calcule le terme de diffusion selon :

$$(\overline{\Gamma \text{grad} \phi \cdot \vec{n}})_f = (\overline{\Gamma \text{grad} \phi \cdot \vec{n}})_f S_f \approx \Gamma_f S_f \frac{\phi_1 - \phi_0}{\|\vec{r}_1 - \vec{r}_0\|} - \Gamma_f S_f (\overline{\text{grad} \phi})_f^{old} \cdot \begin{pmatrix} \vec{r}_1 \\ \|\vec{r}_1\| \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

où  $\vec{n}$  est la normale sortante à la face du volume de contrôle du nœud 0. Le terme  $(\overline{\text{grad} \phi})_f^{old}$  est calculé avec une interpolation qui utilise les gradients calculés aux centres des cellules. Ceci est expliqué plus en détail dans le livre de [(Ferziger et Peric 2002)].

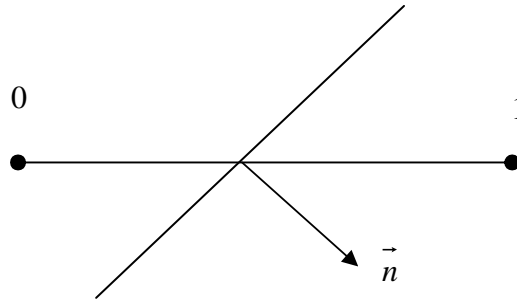


Figure 2.9: Face du volume de contrôle du nœud 0

### 2.7.2 Approximation des flux de convection

Pour approximer le terme  $(\rho \phi \vec{V} \cdot \vec{n})_f$ , nous avons utilisé le schéma centré et le schéma upwind à l'ordre 2. Remarquons tout d'abord que le flux de convection peut s'écrire :  $(\rho \phi \vec{V} \cdot \vec{n})_f = (\rho \vec{V} \cdot \vec{n} S \phi)_f = \dot{m}_f \phi_f$ , où  $\dot{m}_f$  est le débit massique qui traverse la face, calculé à partir de l'équation précédente et  $\phi_f$  est la valeur de  $\phi$  supposée constante sur la face.

#### 2.7.2.1 Schéma centré



Pour ce schéma, une interpolation linéaire est utilisée pour approximer le flux de convection du niveau de la face :  $\dot{m}_f \phi_f \approx \dot{m}_f [\lambda \phi_o + (1 - \lambda) \phi_1]$ , où le coefficient  $\lambda$  vaut :  $\lambda = \frac{x_f - x_o}{x_o - x_p}$

Cette approximation est précise à l'ordre 2, mais il peut se produire des oscillations quand le maillage est trop lâche, et les vitesses du fluide sont trop élevées.

### 2.7.2.2 Schéma upwind à l'ordre 2

Ce schéma prend en compte le sens de l'écoulement. L'approximation utilisée pour exprimer le flux de convection au niveau de la face est :

$$\dot{m}_f \phi_f \approx \begin{cases} \dot{m}_f \left[ \phi_0 + \left( \frac{\vec{r}_f - \vec{r}_0}{\vec{r}_f - \vec{r}_1} \right) \left( \overrightarrow{\text{grad}} \phi \right)_{r,0} \right] & \text{si } \dot{m}_f > 0 \\ \dot{m}_f \left[ \phi_1 + \left( \frac{\vec{r}_f - \vec{r}_1}{\vec{r}_f - \vec{r}_0} \right) \left( \overrightarrow{\text{grad}} \phi \right)_{r,1} \right] & \text{si } \dot{m}_f < 0 \end{cases} \quad (2.51)$$

où  $\left( \overrightarrow{\text{grad}} \phi \right)_{r,0}$  et  $\left( \overrightarrow{\text{grad}} \phi \right)_{r,1}$  sont les gradients reconstruits calculés aux centres des cellules 0 et 1. Ils sont obtenus grâce à l'application du théorème de la divergence écrit sous forme discrète :  $\left( \overrightarrow{\text{grad}} \phi \right)_r \approx \frac{1}{V} \sum_f \phi_f \vec{n}_f S_f$

où  $V$  est le volume de la maille considérée.

### 2.7.5 Intégration temporelle

Pour l'intégration temporelle (lorsqu'on résout un problème instationnaire), on a le choix entre deux schémas dans Star-CCM+ : le schéma d'Euler implicite (précis au premier ordre) et un schéma plus précis décrit dans ce paragraphe. C'est ce schéma que nous avons choisi.

Ce schéma se présente de la façon suivante. Supposons que l'on doive résoudre le problème (en l'occurrence les équations de Navier Stokes instationnaires) :

$$\frac{d\phi}{dt} = f(t, \phi(t)) \quad (2.52)$$

avec comme condition initiale :  $\phi(t_o) = \phi_o$ . Si on considère une parabole telle que :  $\phi(t_{n+1}) = \phi_{n+1}$  ;  $\phi(t_n) = \phi_n$  ;  $\phi(t_{n-1}) = \phi_{n-1}$

où  $t_{n-1}$  ;  $t_n$  ;  $t_{n+1}$  sont trois instants successifs espacés de  $\Delta t$ , on obtient :

$$\left. \frac{d\phi}{dt} \right|_{t_{n+1}} = \frac{3\phi_{n+1} - 4\phi_n + \phi_{n-1}}{2\Delta t}$$

Et si on utilise la méthode du point milieu pour intégrer l'équation :

$$\int_{t_{n+1}-\frac{\Delta t}{2}}^{t_{n+1}+\frac{\Delta t}{2}} \frac{d\phi}{dt} dt = \int_{t_{n+1}-\frac{\Delta t}{2}}^{t_{n+1}+\frac{\Delta t}{2}} f(t, \phi(t)) dt$$

où l'instant  $t_{n+1}$  est à mi-chemin entre les instants  $t_{n+1} - \frac{\Delta t}{2}$  et  $t_{n+1} + \frac{\Delta t}{2}$ , on obtient pour l'intégration de l'équation (2.52):  $\phi_{n+1} = \frac{4}{3}\phi_n - \frac{1}{3}\phi_{n-1} + \frac{2}{3}\Delta t f(t_{n+1}, \phi_{n+1})$ . Ce schéma est implicite, il est précis au second ordre.

### 2.7.6 Résolution des équations de continuité et de conservation des quantités de mouvement, couplage pression-vitesse

Dans Star-CCM+, comme dans la plupart des codes CFD permettant de calculer des écoulements dans des domaines avec des géométries complexes, les équations discrétisées sont résolues sur des maillages colocalisés, pour lesquels les nœuds de vitesse, pression, variables scalaires, sont situés au même endroit (Figure 2.10).

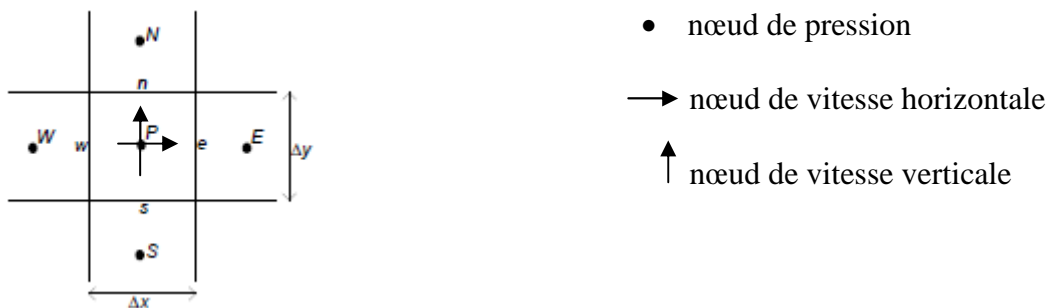


Figure 2.10: Volume de contrôle en 2D

Le couplage pression-vitesse est résolu au moyen de l'algorithme SIMPLE, et l'interpolation de Rhie-Chow est employée pour calculer les vitesses aux interfaces. Dans ce paragraphe, nous expliquons la mise en œuvre de cette méthode sur un maillage cartésien à pas constant, pour un écoulement stationnaire. Lorsqu'on applique la méthode des volumes finis à l'équation de quantité de mouvement sur l'horizontale sur le volume de contrôle présenté sur la Figure 2.10, en utilisant par exemple un schéma centré pour le terme convectif, on obtient :

$$a_p^u u_p = a_E^u u_E + a_W^u u_W + a_N^u u_N + a_S^u u_S - \frac{p_e - p_w}{\Delta x} \Delta x \Delta y \quad (2.53)$$

$$\text{avec } a_E^u = -\frac{1}{2}(\rho u^{old})_e \Delta y + \mu \frac{\Delta y}{\Delta x}$$

$$a_W^u = \frac{1}{2}(\rho u^{old})_w \Delta y + \mu \frac{\Delta y}{\Delta x}$$

$$a_N^u = -\frac{1}{2}(\rho v^{old})_n \Delta x + \mu \frac{\Delta x}{\Delta y}$$

$$a_S^u = \frac{1}{2}(\rho v^{old})_s \Delta x + \mu \frac{\Delta x}{\Delta y}$$

où  $u^{old}$  et  $v^{old}$  sont les vitesses calculées à l'itération précédente. Pour expliquer l'algorithme utilisé, on écrira cette équation sous la forme :

$$a_p^u u_p = \sum_l a_l^u u_l - (p_e - p_w) \Delta y$$

On a une équation discrétisée similaire pour la quantité de mouvement suivant la verticale :

$$a_p^v v_p = \sum_l a_l^v v_l - (p_n - p_s) \Delta x$$

La discrétisation de l'équation de continuité donne :  $\rho u_e \Delta y - \rho u_w \Delta y + \rho v_n \Delta x - \rho v_s \Delta x = 0$

Dans cette équation, les vitesses aux interfaces des volumes de contrôle sont nécessaires. Pour éviter le problème du découplage des nœuds pairs, l'interpolation de Rhie-Chow pour évaluer les vitesses aux interfaces est utilisée.

### 2.7.6.1 Principe de l'interpolation des vitesses avec la méthode de Rhie-Chow :

Les équations de quantité de mouvement discrétisées peuvent se mettre sous la forme (exemple avec quantité de mouvement suivant  $x$ ) :

$$u_p = \frac{\sum_l a_l^u u_l}{a_p^u} - \frac{\Delta y}{a_p^u} (p_e - p_w) \quad (2.54)$$

Pour évaluer les vitesses aux interfaces nécessaires pour l'équation de continuité, on sépare la vitesse en un terme non concerné par la pression, et le terme de pression, soit :

$$u = \hat{u} - d\Delta p \text{ où } \hat{u} = \frac{\sum_l a_l^u u_l}{a_p^u}$$

Pour calculer la vitesse aux interfaces, on interpole  $\hat{u}$  et  $d$  à l'interface, et on exprime  $\Delta p$  en fonction des pressions sur les cellules adjacentes à l'interface considérée, par exemple pour l'interface  $e$  :  $u_e = \hat{u}_e - d_e(p_E - p_P)$

$$\text{où } \hat{u}_e = \frac{1}{2}(\hat{u}_P + \hat{u}_E) \text{ et } d_e = \frac{1}{2}(d_P + d_E)$$

Avec ceci, l'équation de continuité devient :

$$\begin{aligned} & \rho[\hat{u}_e - d_e(P_E - P_P)]\Delta y - \rho[\hat{u}_w - d_w(P_P - P_W)]\Delta y + \rho[\hat{v}_n - d_n(P_N - P_P)]\Delta x \\ & - \rho[\hat{v}_s - d_s(P_P - P_S)]\Delta x = 0 \end{aligned} \quad (2.55)$$

$$\text{Soit } a_p^p P_p - a_E^p P_E + a_W^p P_W + a_N^p P_N + a_S^p P_S = 2ndmb$$

Dans cette équation, tous les nœuds de pression apparaissent, il n'y a pas de problème de découplage des nœuds du maillage.

### 2.7.6.2 Principe de l'algorithme SIMPLE

L'algorithme SIMPLE est un algorithme itératif qui permet de calculer des champs de vitesse et de pression respectant à la fois les équations de conservation des quantités de mouvement et

l'équation de continuité. Pour cela, on utilise la décomposition suivante :

$$\begin{cases} p = p^* + p' \\ u = u^* + u' \\ v = v^* + v' \end{cases}$$

où  $u^*, v^*, p^*$  respectent les équations de conservation des quantités de mouvement (mais pas forcément l'équation de continuité) et  $u', v', p'$  sont des corrections qui permettent à ces champs de respecter l'équation de continuité.

Soit un champ de pression initiale :  $p^*$ . La première étape de l'algorithme SIMPLE est la résolution des équations de quantité de mouvement suivant  $x$  et  $y$ , soit par exemple pour  $u$  :

$$a_p^u u_p^* - \sum_l a_l^u u_l^* = -(p_e^* - p_w^*) \Delta y$$

Pour un maillage colocalisé,  $p_e^*$  et  $p_w^*$  sont interpolées à partir de  $p_P, p_W, p_E$ . A partir de cette équation et de l'équation de conservation des quantités de mouvement pour  $u$  (et  $v$ ), on déduit par soustraction une équation pour les corrections de vitesse  $u'$  (et  $v'$ ) :

$$a_p^u u_p' - \sum_l a_l^u u_l' = -(p_e' - p_w') \Delta y$$

Dans l'algorithme SIMPLE, on néglige le terme  $\sum_l a_l^u u_l'$ , ce qui permet de déduire une

$$\text{expression pour les corrections de vitesse : } u_p' \approx -(p_e' - p_w') \frac{\Delta y}{a_p^u}$$

Les vitesses  $u^* + u'$  et  $v^* + v'$  respectent l'équation de continuité écrite sur le volume de contrôle :  $\rho u_e \Delta y - \rho u_w \Delta y + \rho v_n \Delta x - \rho v_s \Delta x = 0$  où les vitesses aux interfaces, avec l'interpolation de Rhie-Chow s'écrivent sous la forme :

$$u_e = u_e^* + u_e' = \frac{1}{2}(\hat{u}_E + \hat{u}_P) - d_e (P_E^* - P_P^*) - d_e (P_E' - P_P')$$

$$u_w = u_w^* + u_w' = \frac{1}{2}(\hat{u}_W + \hat{u}_P) - d_w (P_P^* - P_W^*) - d_w (P_P' - P_W')$$

$$v_n = v_n^* + v_n' = \frac{1}{2}(\hat{v}_P + \hat{v}_N) - d_n (P_N^* - P_P^*) - d_n (P_N' - P_P')$$

$$v_s = v_s^* + v_s' = \frac{1}{2}(\hat{v}_P + \hat{v}_S) - d_s (P_P^* - P_S^*) - d_s (P_P' - P_S')$$

$$\text{avec } d_e = \frac{1}{2}(d_P + d_E), d_w = \frac{1}{2}(d_P + d_W), d_n = \frac{1}{2}(d_P + d_N), d_s = \frac{1}{2}(d_P + d_S)$$

Ceci entraîne l'équation de correction de pression :

$$a_p^p p_p' = a_N^p p_N' + a_W^p p_W' + a_E^p p_E' + a_S^p p_S' - \rho(u_e^* - u_w^*) \Delta y - \rho(v_n^* - v_s^*) \Delta x \quad (2.56)$$

Une fois cette équation résolue, on déduit  $P'$ , puis  $u'$  et  $v'$  puis  $u$  et  $v$ . Notons qu'une sous-relaxation de la correction de pression et des vitesses est nécessaire pour que le processus

itératif ne diverge pas. La procédure itérative de l'algorithme SIMPLE est illustrée dans la Figure 2.11

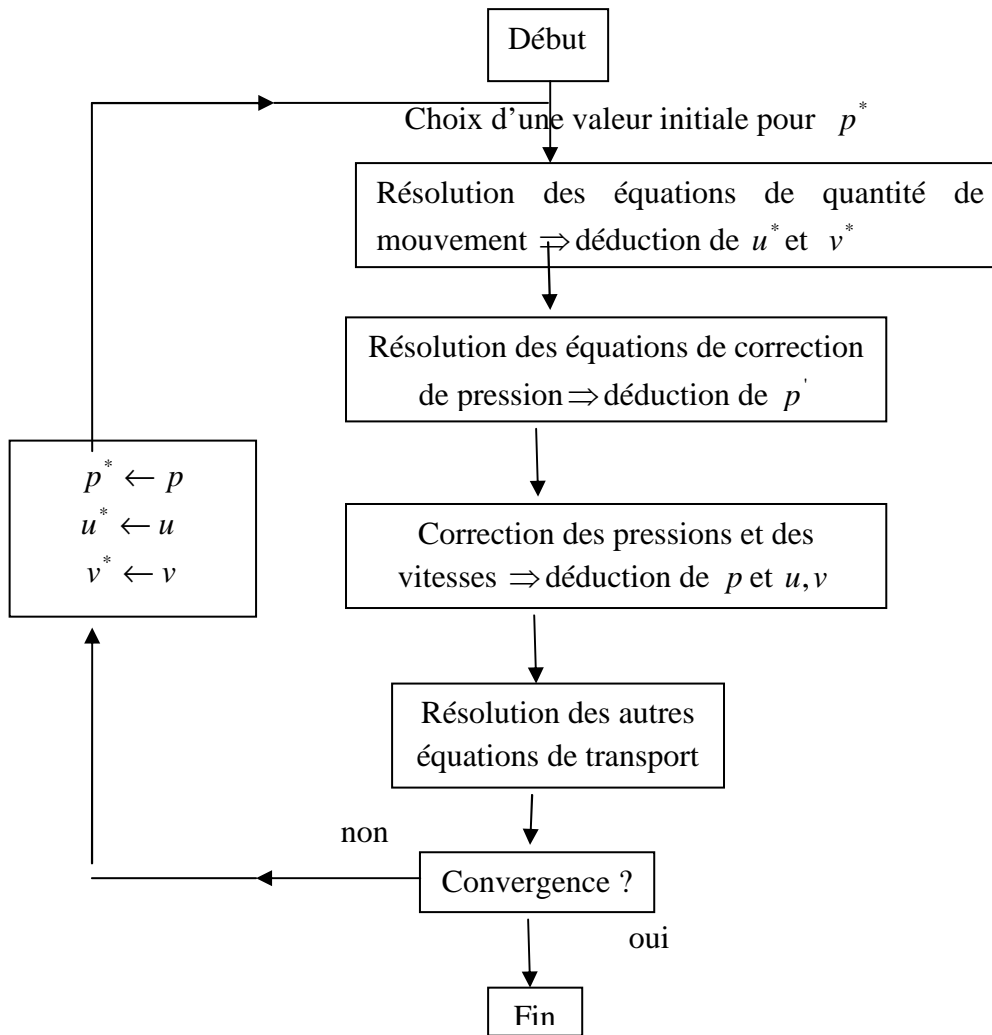


Figure 2.11 : Algorithme SIMPLE

Ajoutons pour finir que lorsqu'on résout un problème instationnaire, l'algorithme itératif SIMPLE est réalisé pour chaque pas de temps. En effet, pour un écoulement incompressible, l'équation de continuité reste inchangée, et la forme discrétisée de l'équation de quantité de mouvement avec le schéma implicite, pour l'intégration temporelle, comme celui décrit dans ce paragraphe, est (par exemple quantité de mouvement/  $x$ ):

$$a_p^u u_p^{n+1} = a_E^u u_E^{n+1} + a_W^u u_W^{n+1} + a_N^u u_N^{n+1} + a_S^u u_S^{n+1} + b - \frac{P_e - P_w}{\Delta x} \Delta y \Delta x \quad (2.57)$$

avec  $a_E^u = -\frac{1}{2}(\rho u^n)_e \Delta y + \mu \frac{\Delta y}{\Delta x}$

$$a_W^u = -\frac{1}{2}(\rho u^n)_w \Delta y + \mu \frac{\Delta y}{\Delta x}$$

$$a_N^u = -\frac{1}{2}(\rho v^n)_n \Delta x + \mu \frac{\Delta x}{\Delta y}$$

$$a_S^u = \frac{1}{2}(\rho v^n)_s \Delta x + \mu \frac{\Delta x}{\Delta y}$$

$$a_p^u = \frac{3\rho\Delta x\Delta y}{2\Delta t} + a_E^u + a_W^u + a_N^u + a_S^u$$

$$b = \rho\Delta x\Delta y \frac{4u_p^n - u_p^{n-1}}{2\Delta t}$$

La procédure SIMPLE est donc intégrée dans la boucle temporelle comme cela est expliqué sur la Figure 2.12.

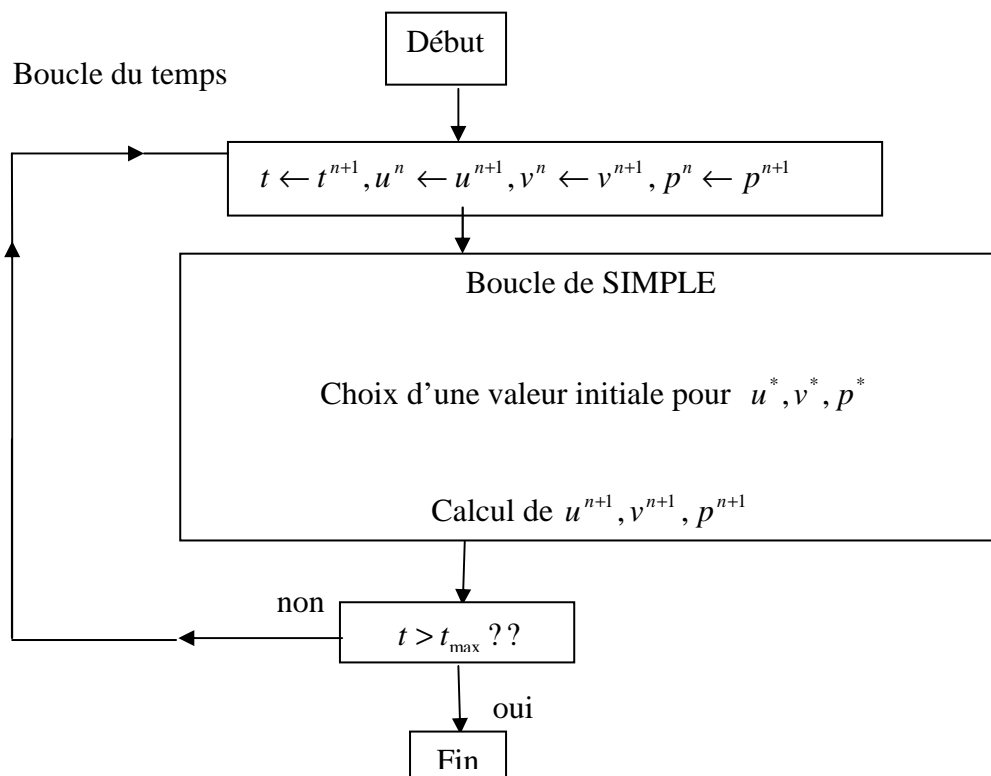


Figure 2.12 : Intégration de l'algorithme SIMPLE dans les boucles temporelles

## 2.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les modèles de turbulence les plus connus, dont la plupart sont présents dans les logiciels de calculs d'écoulements. Une partie de notre étude porte sur la modélisation d'écoulements faiblement turbulents, à travers différents orifices. Ces écoulements sont non isotropes. Nous allons évaluer l'aptitude de ces modèles de turbulence à prédire le plus correctement possible ces écoulements en nous basant sur des résultats expérimentaux obtenus dans notre laboratoire.



### CHAPITRE 3. ETUDE NUMÉRIQUE D'UN JET D'ORIFICE EN RÉGIME INSTATIONNAIRE

Ce chapitre porte sur la simulation de l'écoulement à travers un orifice en forme de croix de diamètre équivalent 10 mm, dont le nombre de Reynolds basé sur la vitesse au centre vaut 800. Cet écoulement n'est pas turbulent [(Abdel-Rahman et al 1996)], les équations de Navier-Stokes sont résolues de façon instationnaire, avec les logiciels Star-CD et Star-CCM+.

Nous reportons également sur la Figure 3.1, à titre d'information, la géométrie de l'orifice croix dont le jet est analysé expérimentalement [(Nastase 2007)] et la géométrie simulée. Nous comparons donc des jets similaires mais non identiques. Il est à noter que notre choix de la géométrie droite (Figure 3.1b) est conditionné par la facilité de maillage.

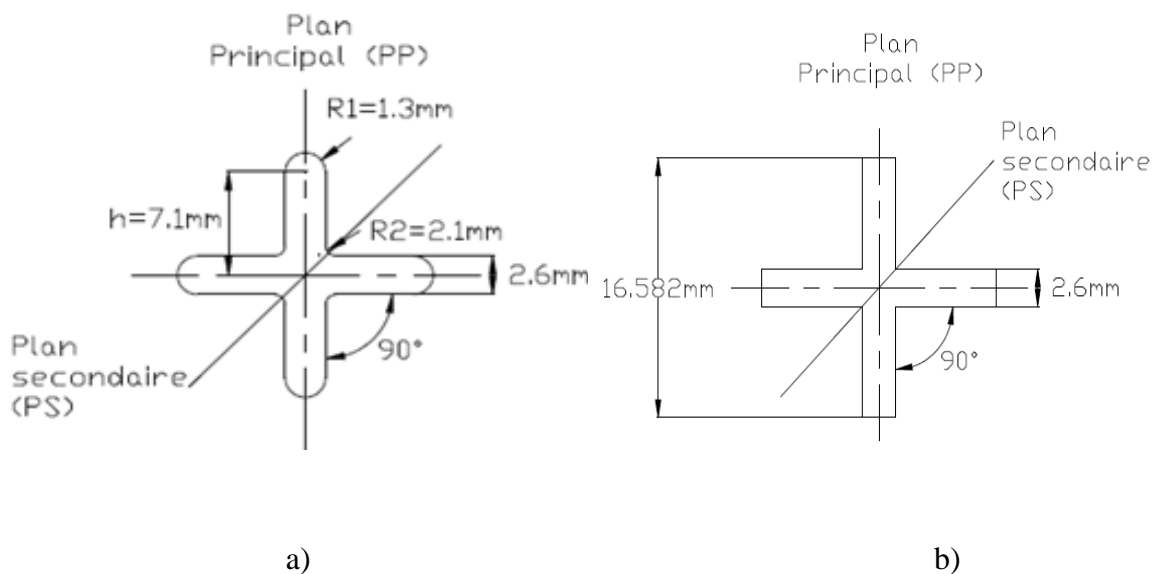


Figure 3.1 : a) Géométrie d'orifice croix utilisé expérimentalement, b) Géométrie d'orifice croix simulée

Nous présentons dans ce chapitre les différentes étapes qui ont été nécessaires pour obtenir une prédiction de l'écoulement à peu près satisfaisante (notamment l'obtention du phénomène de croisement d'axes). La façon d'imposer des conditions aux limites a joué un rôle important.

### 3.1 Premier cas test : profil de vitesse uniforme imposé au niveau de l'orifice

Un premier cas test a consisté à imposer un profil de vitesse uniforme au niveau de l'orifice ( $U_0=1.22\text{m/s}$ ,  $V=0$ ,  $W=0$ ), le jet d'air débouchant dans un domaine de section transversale carrée de dimension  $10D_e \times 10D_e$  et de longueur  $30D_e$ , avec  $D_e = \sqrt{\frac{4S}{\pi}}$ , le diamètre équivalent de l'orifice pris égal comme dans l'expérience à 10mm. Un schéma donnant les conditions aux limites est donné en Figure 3.2. Nous avons une condition de paroi (la face comportant l'injection), deux conditions de symétries (car le quart du domaine est étudié) et trois conditions de pression (la pression est supposée égale à la pression atmosphérique). Cette condition de pression est possible sur les faces situées loin de l'injection (Figure 3.1).

Le nombre total de mailles est de 788400 (Figure 3.2) dont les plus petites ont une dimension de 0.75mm situées dans un parallélépipède rectangle tel que :

$$0 \leq X \leq 0.15D_e, 0 \leq Y = Z \leq 1D_e$$

Le pas de temps de calcul est pris égal à  $\Delta t = 0.01\text{s}$  et la durée du calcul à  $t = 100\text{s}$ . En raison de la symétrie géométrique et afin d'optimiser le domaine spatial, le quart du problème a été simulé ( $10D_e \times 10D_e \times 30D_e$ ).

Lors des deux premières années de la thèse le laboratoire disposait du code de calcul de type volume finis Star-CD. Une partie des calculs présentés dans ce chapitre a donc été effectuée avec ce logiciel. Pour que les calculs soient les plus précis possibles, les schémas de discrétisation que nous avons choisis sont les plus précis que le code fournit : au deuxième ordre pour la discrétisation spatiale (schéma MARS, [(StarCD 1999)] et pour la discrétisation temporelle (schéma de Crank Nicholson). De plus, pour résoudre le problème de la pression pour laquelle il n'existe pas d'équation spécifique, on utilise pour le calcul instationnaire l'algorithme PISO [(Issa 1986)]: c'est l'algorithme qui est activé dans Star-CD lorsqu'on résout un écoulement instationnaire.

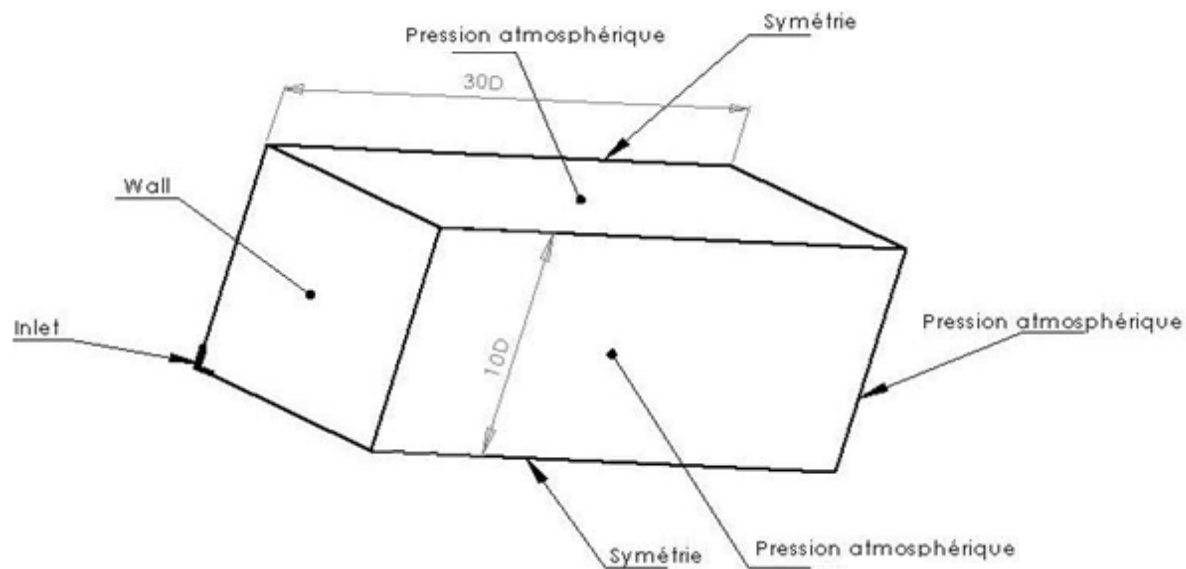
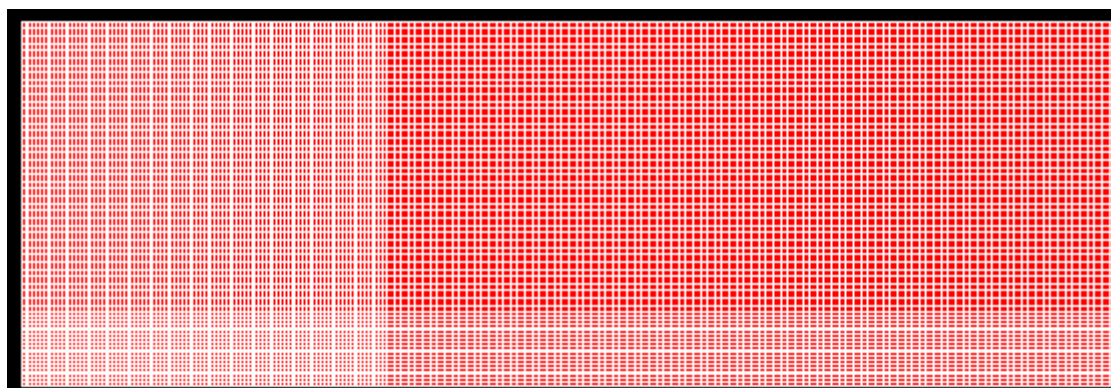
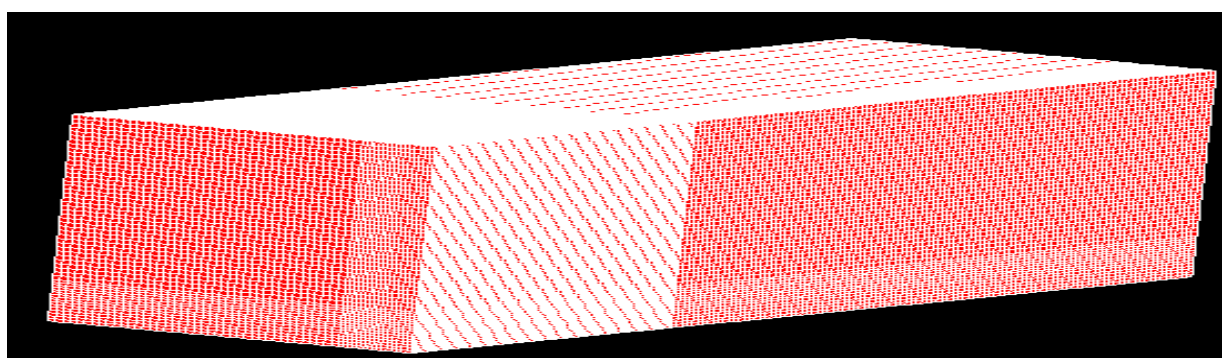


Figure 3.2: Conditions aux limites de la première simulation



a) Plan longitudinal du domaine



b) Vue 3D du domaine

Figure 3.3 : Domaine de calcul du jet d'orifice croix-cas test 1

### 3.1.1 Analyse des résultats et comparaison aux mesures

Cette première simulation du jet d'orifice a été infructueuse. Le premier indicateur, comme il est visible sur la Figure 3.4, est l'absence du croisement d'axes (*switching-over* en anglais), phénomène caractéristique des jets d'orifices lobés, détecté expérimentalement dès le soufflage [Nastase 2007]. Pour le jet croix, on devrait observer une éjection du fluide dans les creux et un entraînement dans les lobes, ce qui conduit à un effet de « rotation » des axes comme illustré par les visualisations expérimentales de l'écoulement présentées sur la Figure 3.5.

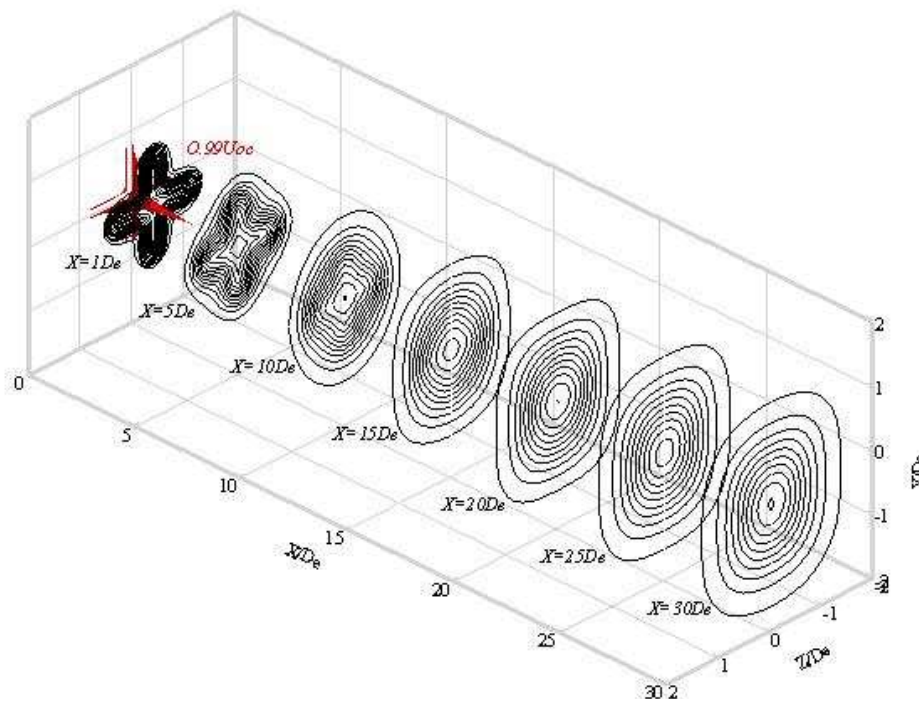


Figure 3.4: Champs de vitesse longitudinale à différentes distances axiales-cas test 1 à l'instant  $t=100$  secondes

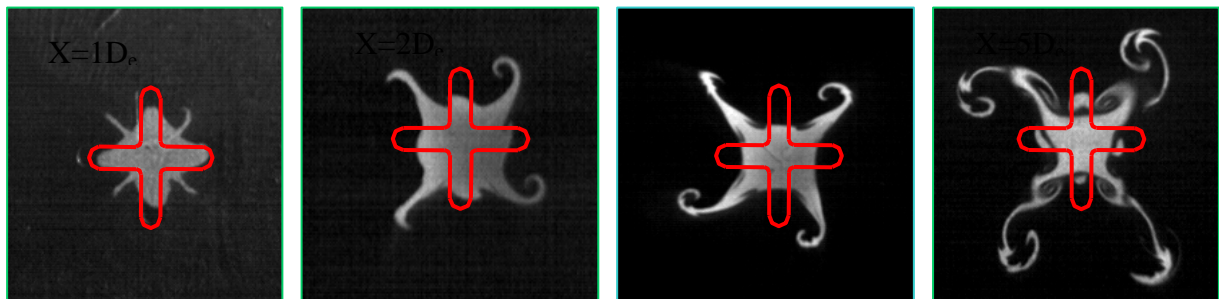


Figure 3.5 : Phénomène de croisement d'axes du jet d'orifice croix [Nastase 2007]

L'absence de la dynamique de croisement d'axes dans l'écoulement simulé et les faibles vitesses transversales, conduit à un faible entraînement (Figure 3.6b) et à une décroissance lente de la vitesse axiale (Figure 3.6a). Ce résultat conforte l'idée de l'importance du croisement d'axes lorsqu'on recherche à améliorer le taux d'induction des jets d'air. Ceci, montre aussi que les conditions initiales imposées à la naissance du jet (profil uniforme) n'est pas réaliste.

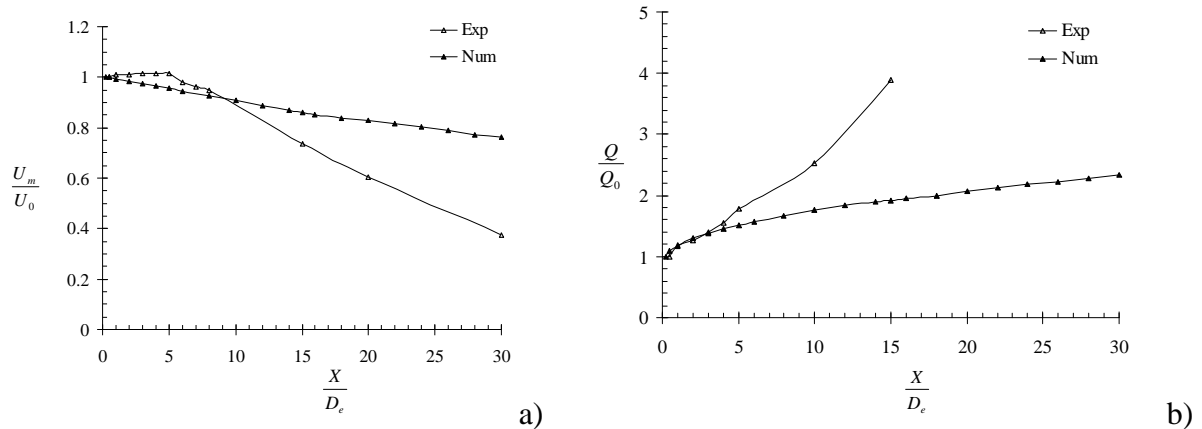


Figure 3.6: Evolutions axiales de la vitesse longitudinale (a) et du débit total (b) normalisés

### 3.1.2 Conclusion

Les résultats de cette première simulation sont trop éloignés des résultats expérimentaux. Nous allons voir par la suite que cette différence est due au fait que les conditions limites en vitesse que nous avons imposées au niveau de l'injection d'air ne sont pas correctes (les composantes de vitesses  $V$  et  $W$  sont imposées nulles alors qu'elles ne le sont pas dans la réalité). Afin de remédier à ce problème et de s'approcher au mieux des conditions expérimentales, une deuxième simulation est réalisée dans un domaine muni d'une plaque comportant au centre un orifice en forme de croix. On désignera cette paroi par « *obstacle* ». L'écoulement est ainsi résolu à travers cette paroi munie de l'orifice de soufflage. En amont de la plaque un profil de vitesse uniforme est imposé (qui respecte le débit d'injection d'air). Ainsi, nous espérons que cette nouvelle condition limite permet d'obtenir des conditions de soufflage au niveau de l'orifice croix proches des conditions de soufflage rencontrées dans l'expérimentation. Dans tous les cas, on aura sur le plan aval de l'obstacle, au droit de l'orifice (soufflage), des composantes de vitesses  $V$  et  $W$  non nulles.

### 3.2 Deuxième cas test : domaine avec obstacle

Comme indiqué précédemment, l'absence de croisement d'axes dans le premier écoulement simulé, nous a conduits à travailler dans un domaine composé de deux parties séparées par une plaque que nous désignons par « *obstacle* » (voir Figure 3.8 : Suite

b). L'épaisseur de cette plaque est prise égale, comme dans l'essai de référence, à 1.5mm. La première partie du domaine a pour dimensions  $(10D_e \times 10D_e \times 10D_e)$  et la seconde partie a pour dimensions  $(10D_e \times 10D_e \times 30D_e)$ . Comme montré sur la Figure 3.7, nous imposons sur deux faces de la première partie du domaine, des conditions de type parois (au lieu de conditions de pression) pour éviter une perte de fluide. Le nombre total de cellules est de 799768 (voir Figure 3.8 c et d) dont les plus petites ont une dimension de 0.75mm situées dans un parallélépipède rectangle tel que  $0 \leq X \leq 0.15D_e$ ,  $0 \leq Y = Z \leq 1D_e$ . Comme montré sur la Figure 3.8b, un écoulement uniforme est imposé en amont de l'orifice, à l'entrée de la première partie du domaine.

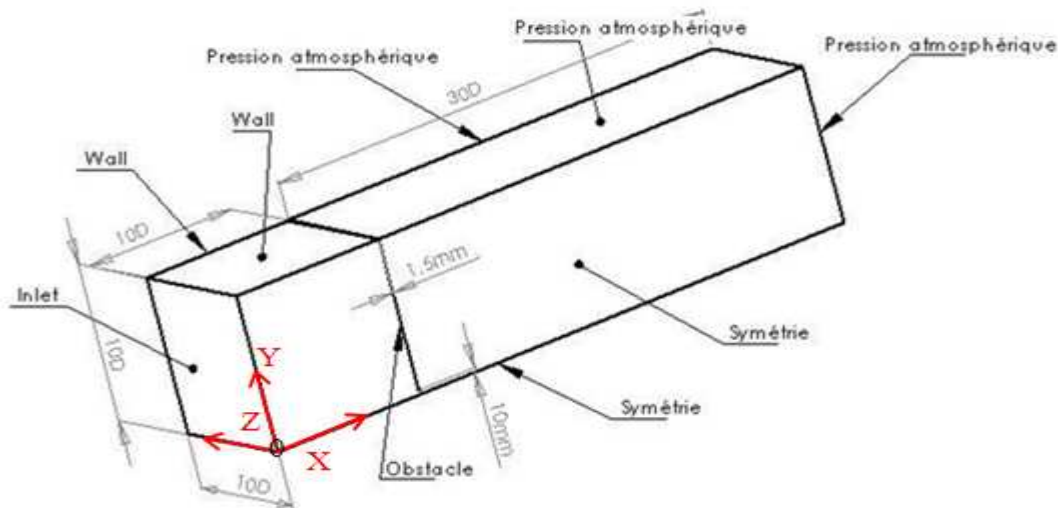


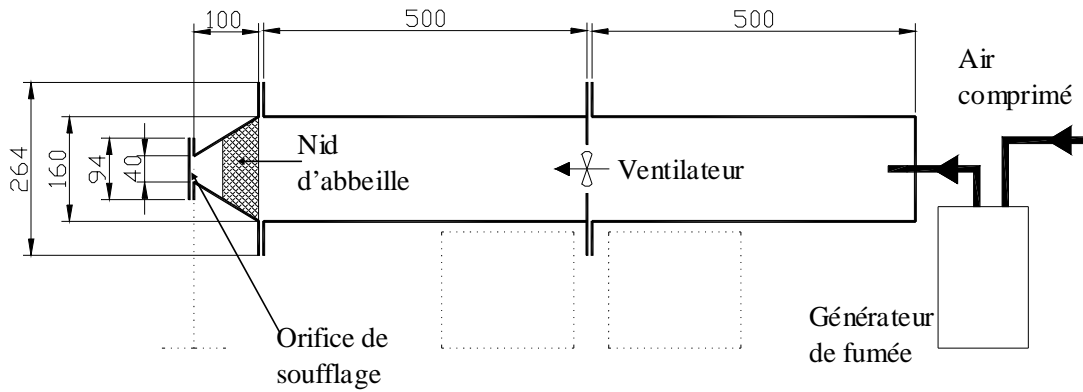
Figure 3.7: Conditions aux limites du cas test 2

La vitesse imposée est égale à 1.8mm/s de telle sorte que le débit volumique soit égal au débit expérimental [Nastase 2007] à savoir,  $Q_0 = 7.26 \times 10^{-5} \text{ m}^3 / \text{s}$ .

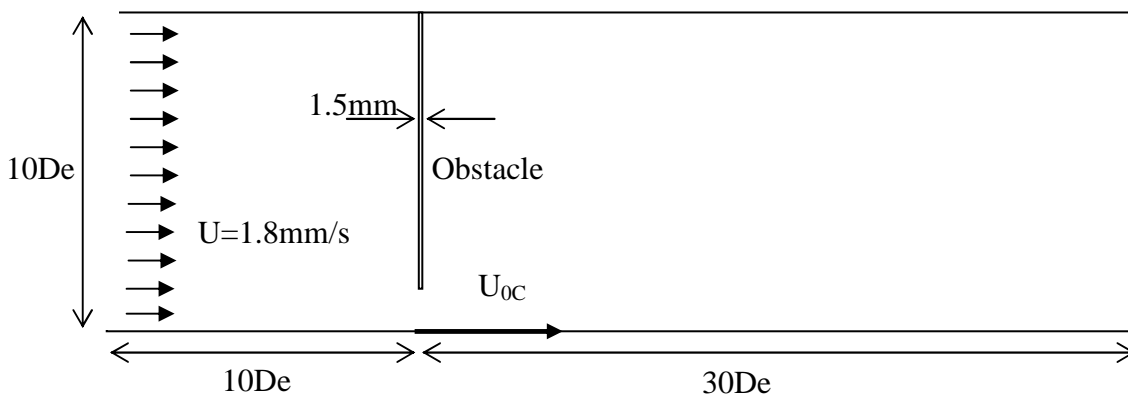
Le pas de temps de calcul est pris égal à  $\Delta t = 0.01 \text{ s}$  et la période de simulation à  $t = 200 \text{ s}$ .

L'écoulement est ainsi imposé en amont de l'orifice, l'air traverse l'orifice et s'épanouit dans la deuxième partie du domaine. Ce cas permet de s'approcher des conditions expérimentales du jet d'orifice (Figure 3.8 a).

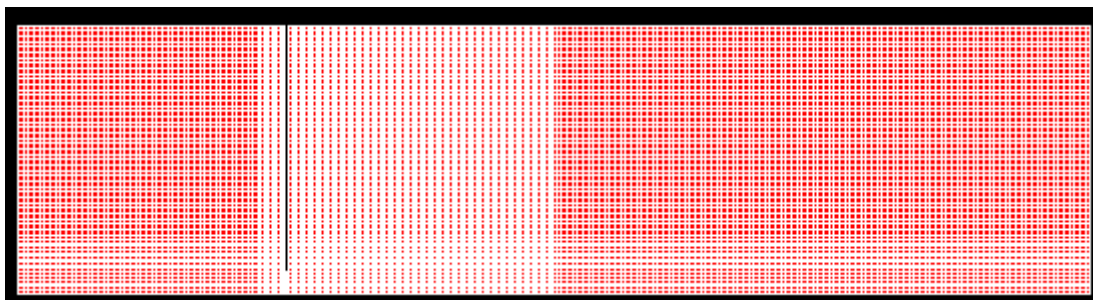
Il est intéressant de noter que dans cette configuration, nous obtenons une vitesse centrale de soufflage égale à 1.20m/s, proche de la valeur expérimentale égale à 1.22m/s.



a) Schéma du dispositif expérimental [Nastase 2007]

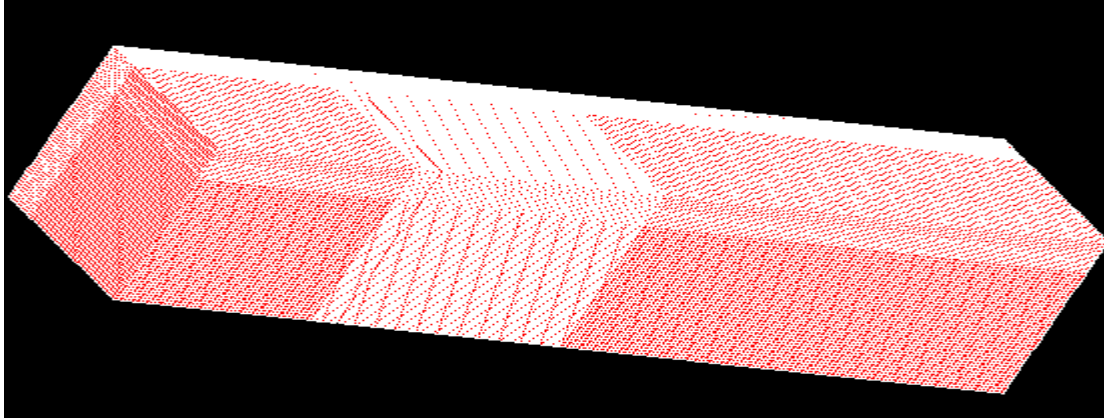


b) Schéma du dispositif adopté pour le calcul



Plan longitudinal du domaine

Figure 3.8: Domaine de calcul du jet d'orifice croix - cas test 2



Vue 3D du domaine

Figure 3.8 : Suite

### 3.2.1 Comparaison aux mesures

L'épanouissement de l'écoulement simulé dans les plans principal et secondaire (Figure 3.9, Figure 3.10 et Figure 3.11) montre clairement le phénomène de croisement d'axe recherché, croisement visiblement persistant en région lointaine. Le noyau potentiel représenté sur la Figure 3.10, est plus fin et est plus court que dans le cas 1 (Figure 3.4), indicateur supplémentaire de la pertinence de notre condition de soufflage.

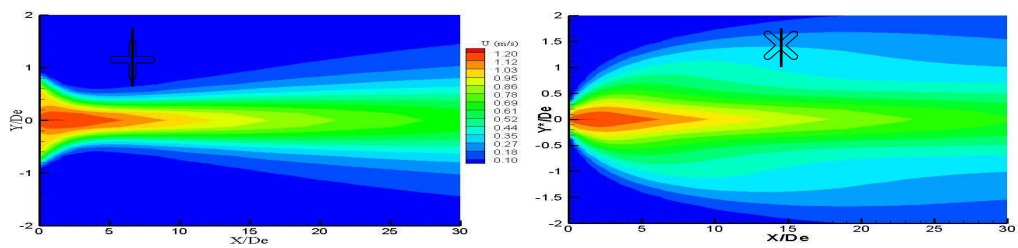


Figure 3.9: Isovaleurs de la vitesse longitudinale dans les plans principal (  $XY$  ) et secondaire (  $XY^*$  ) - cas test 2



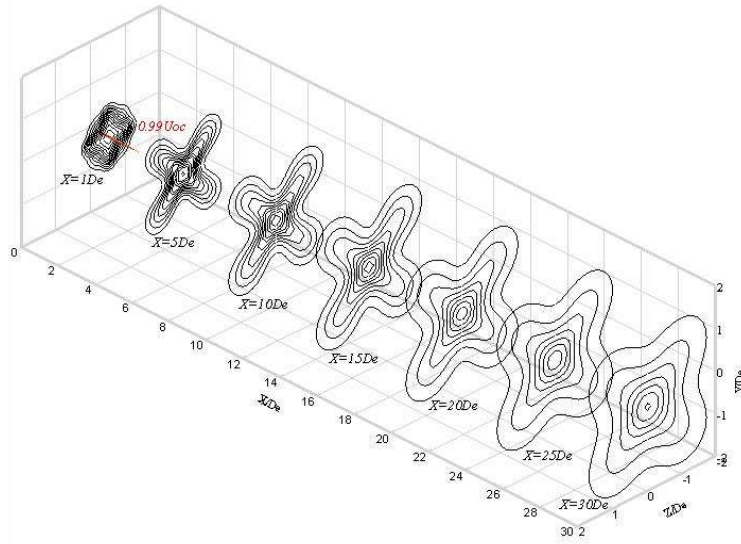


Figure 3.10: Isovaleurs de la vitesse longitudinale à différentes distances axiales - cas test2

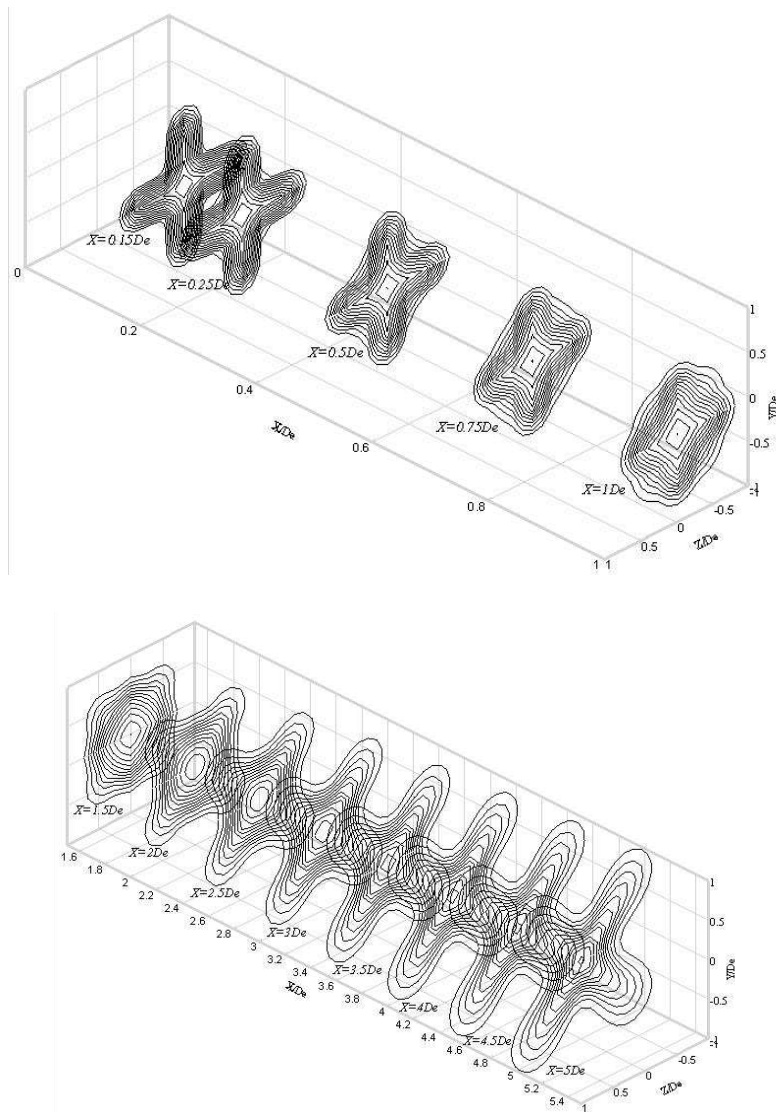


Figure 3.11: Isovaleurs de la vitesse longitudinale dans la région initiale du jet - cas test 2

Nous comparons sur la Figure 3.12, les profils de la vitesse au soufflage à la distance  $X = 0.5D_e$ . Si les profils de la composante longitudinale ne sont pas parfaitement similaires aux profils expérimentaux (Figure 3.12 a et c), les vitesses transversales (Figure 3.12 b et d) montrent que l'effet d'entraînement aux sommets des lobes ((Figure 3.12b) et d'expansion aux creux des lobes (Figure 3.12d) est reproduit par le calcul. Du point de vue quantitatif, les valeurs des vitesses transversales sont proches des données expérimentales dans le plan principal mais deux à trois fois plus faibles dans le plan secondaire. Le champ de vitesse dans le plan transversal du jet simulé à la distance  $X = 1D_e$  (Figure 3.13) et la composante axiale du champ rotationnel à la même distance (Figure 3.14) sont qualitativement satisfaisants. Le rotationnel du champ simulé (rotationnel normalisé par  $D_e/U_{0c}$ ) indique bien un entraînement dans les lobes et une expansion dans les creux à l'instar de l'expérience (Figure 3.14). Nous relevons cependant des niveaux deux fois moins importants que dans la réalité.

Afin de comparer au mieux les expansions dynamiques obtenues numériquement et expérimentalement, nous avons superposé sur la (Figure 3.15) les isovaleurs  $U=0.1\text{m/s}$  aux différentes distances comprises entre  $X = 0.5D_e$  et  $X = 15D_e$ . Il est à noter qu'au-delà de la distance  $X = 15D_e$ , nous disposons de données expérimentales uniquement sur l'axe du jet.

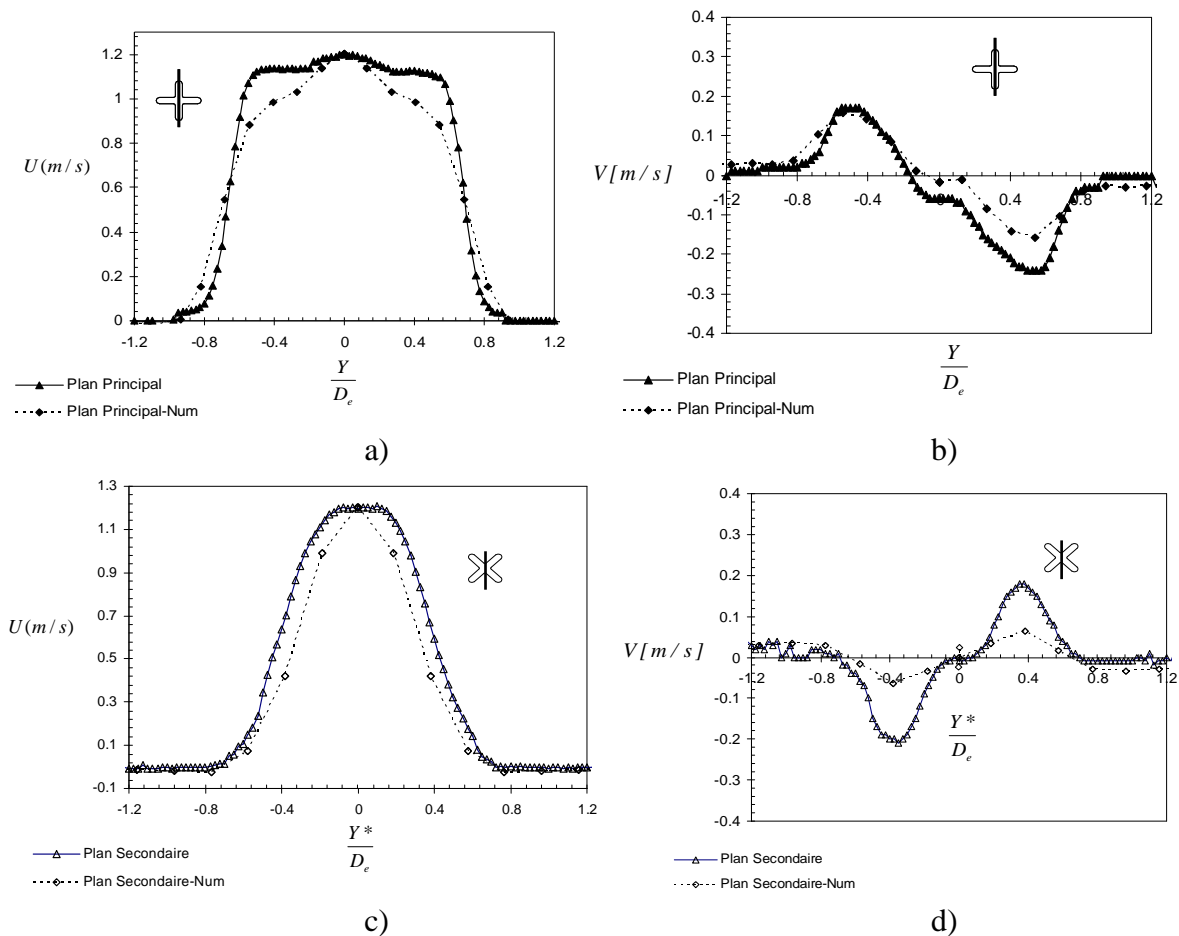


Figure 3.12: Comparaison Numérique-Expérimental [Nastase 2007], des profils des composantes longitudinale et transversales du jet à  $X = 0.5D_e$

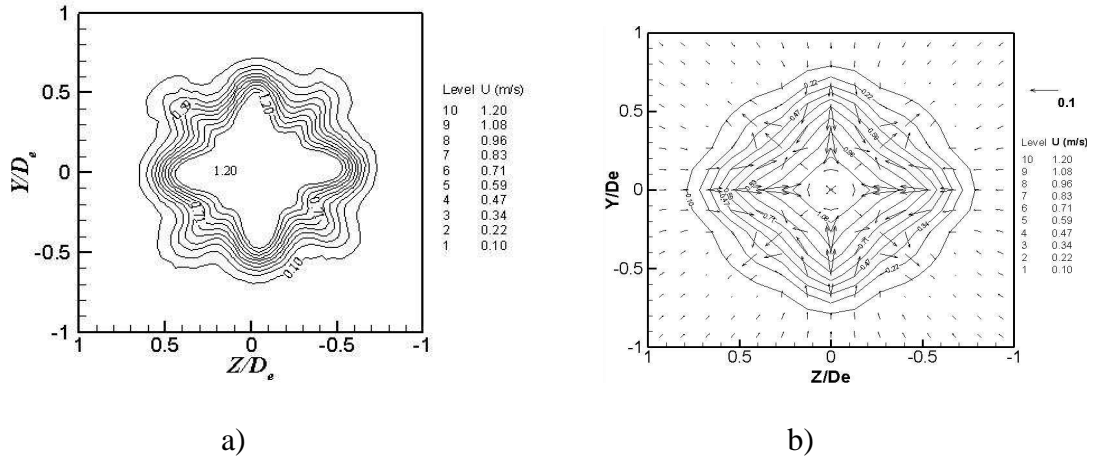


Figure 3.13: Isovaleurs de la vitesse longitudinale à  $X = 1D_e$  : a) résultat expérimental ; b) résultat numérique

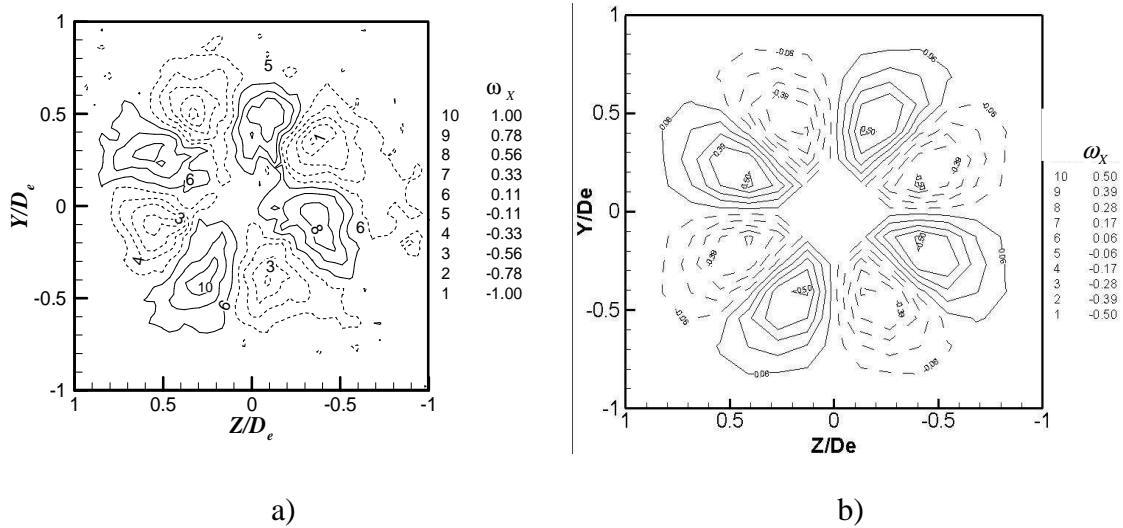


Figure 3.14: Composante longitudinale du rotationnel normalisé  $\omega_x = \frac{De}{U_{0C}} \left( \frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z} \right)$  à  $X = 1D_e$  : a) résultat expérimental [Nastase 2007]; b) résultat numérique

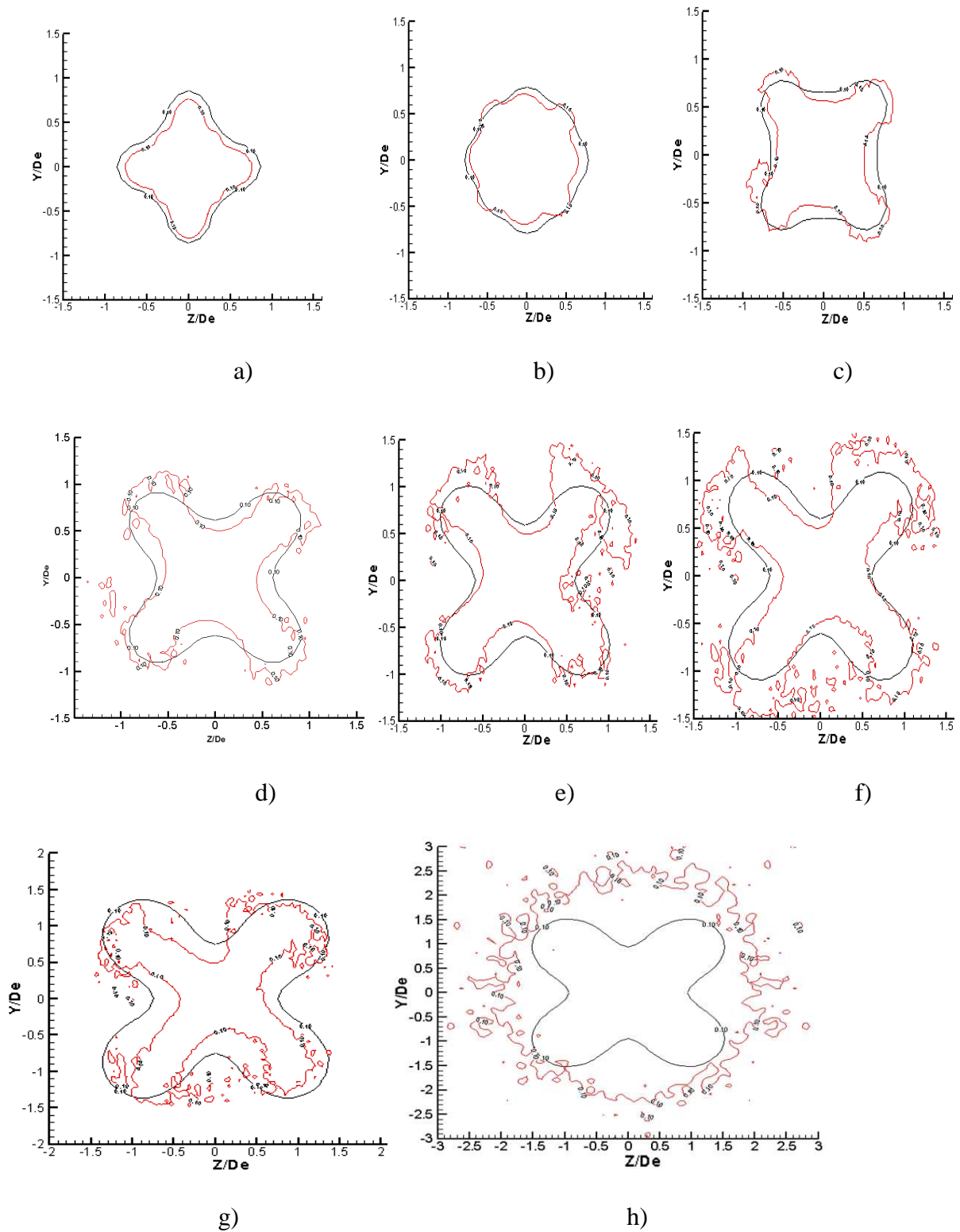


Figure 3.15: Isocontours  $U=0.10\text{m/s}$  superposés numérique/expérimental [Nastase 2007]:  
 a)  $X = 0.5D_e$ , b)  $X = 1.0D_e$ , c)  $X = 2.0D_e$ , d)  $X = 3.0D_e$ , e)  $X = 4.0D_e$ , f)  $X = 5.0D_e$ , g)  $X = 10.0D_e$   
 h)  $X = 15.0D_e$

Cette comparaison montre que l'expansion dynamique prédite par le calcul jusqu'à  $X = 10.0D_e$  est en accord avec la réalité en particulier dans la région initiale. A la distance  $X = 15.0D_e$ , le jet expérimental devient rond, cela n'est pas le cas pour le jet calculé qui garde sa forme en croix tournée. En terme de décroissance de la vitesse axiale donnée sur la Figure 3.16, on constate un relatif bon accord des résultats numériques avec les données expérimentales et ce, jusqu'à la distance  $X = 15.0D_e$ . La longueur du noyau potentiel est cependant plus courte que dans la réalité. Concernant la prédiction de l'évolution axiale du débit (Figure 3.17), un très bon accord est obtenu jusqu'à la distance  $X = 8.0D_e$ . Il s'avère ainsi que l'outil numérique tel qu'il est utilisé dans ce cas test, est adapté de façon satisfaisante à l'optimisation de la géométrie de l'orifice lobé pour une induction optimale dans la région initiale du jet à très faible nombre de Reynolds. Cependant, au vu des mauvais résultats obtenus en région lointaine, la portée du jet devra être recherchée expérimentalement.

Cette réussite partielle de la simulation du jet d'orifice nous a conduit à raffiner le maillage et à réaliser un nouveau cas test (troisième cas test) qui sera exposé dans le prochain paragraphe.

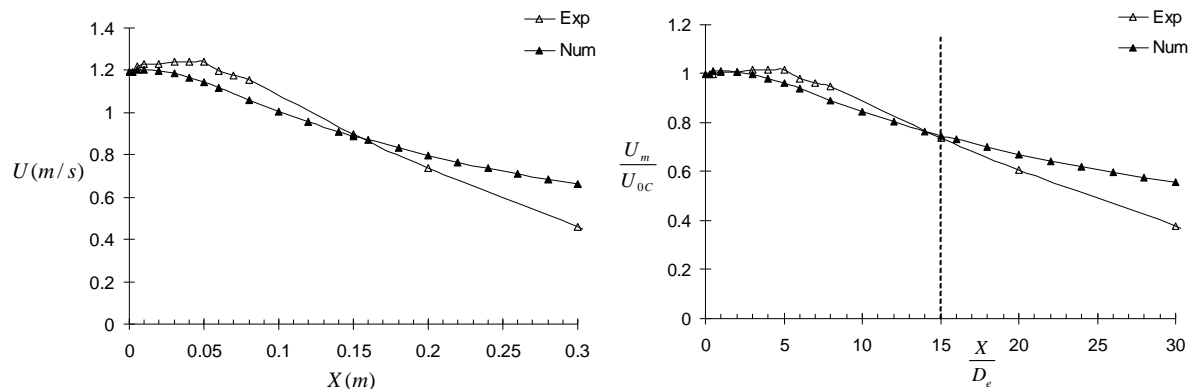


Figure 3.16: Décroissance de la vitesse axiale

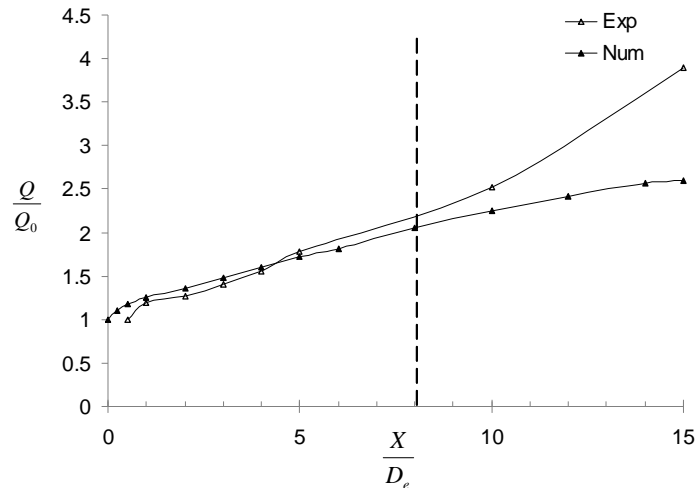


Figure 3.17: Evolution axiale du débit volumique normalisé

Dans ce qui précède, nous avons volontairement omis d'aborder l'aspect instationnaire de l'écoulement pour la simple raison qu'aucune variation temporelle de la vitesse n'a été observée sur l'écoulement simulé et ce, durant toute la période de simulation  $t=200$  secondes (Figure 3.18). Cela n'est pas très surprenant car le maillage spatial n'a pas une finesse suffisante au voisinage du détachement des tourbillons pour capturer ces structures instationnaires. De plus, les phénomènes instationnaires se produisent à une fréquence fondamentale de 166Hz (Figure 3.19). Pour sa détection, il est nécessaire d'échantillonner à une fréquence au moins égale au double de cette fréquence fondamentale. Nous profitons du prochain cas test dédié à améliorer la prédiction des quantités globales du jet, pour rechercher à reproduire par la même occasion son caractère instationnaire et ce, par une discrétisation temporelle plus fine.

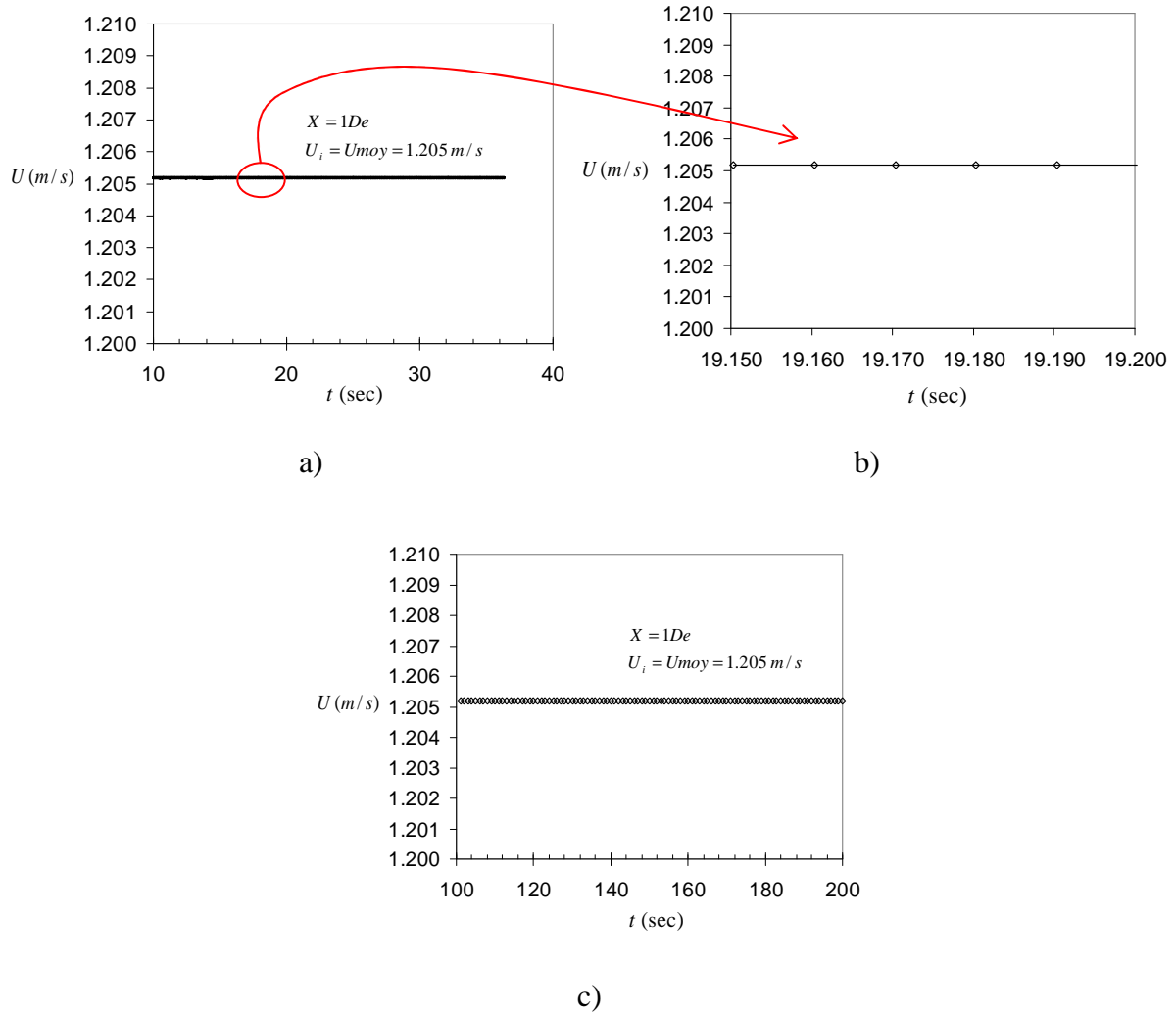


Figure 3.18: Vitesse axiale à  $X=1D_e$  en fonction du temps : a)  $10 \leq t \leq 40$ sec ; b)  $19.15 \leq t \leq 19.19$ sec ; c)  $100 \leq t \leq 200$ sec. Non détection du caractère instationnaire du jet croix avec le maillage du cas 2 et avec  $\Delta t = 0.01$ s

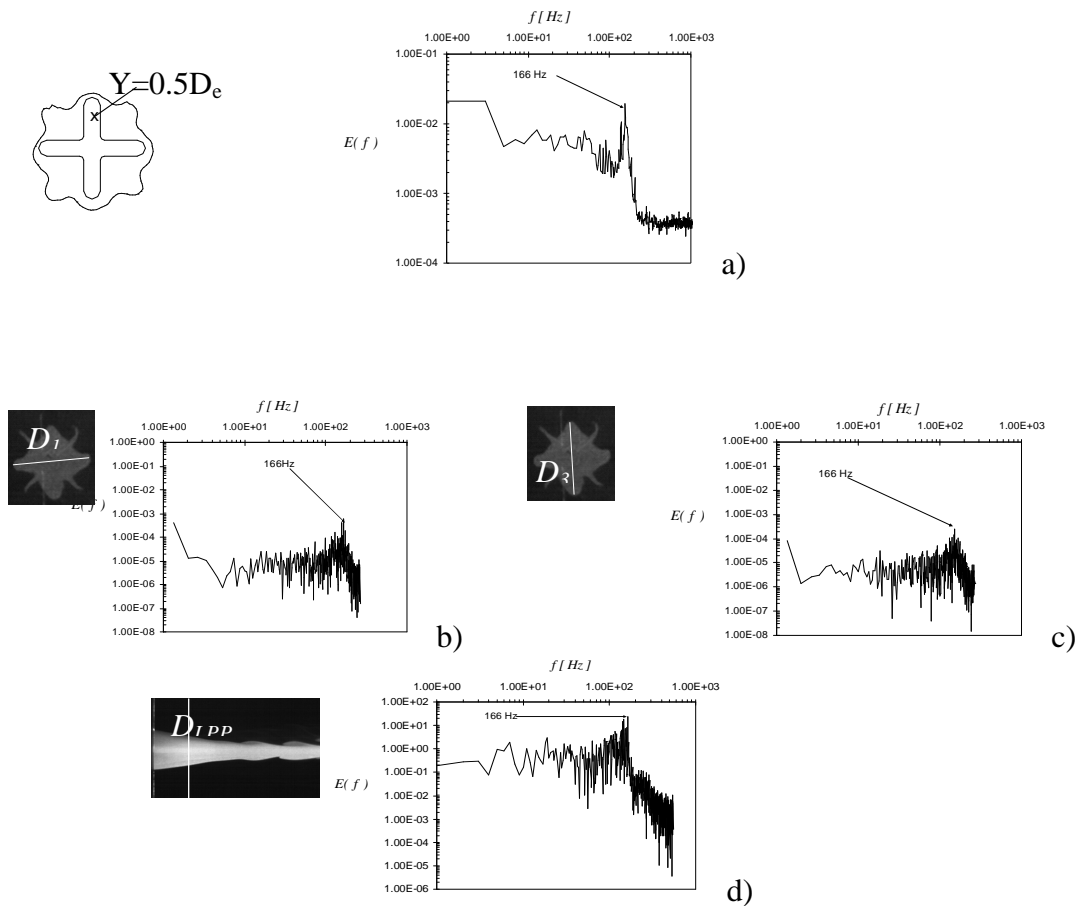


Figure 3.19: a) Spectre de la vitesse longitudinale mesurée au fil chaud à  $X = 1D_e$  [Nastase 2007]; Spectres des dimensions du jet issus de traitement d'images résolues en temps [Nastase 2007]: b)  $D_1$  à  $X = 1D_e$ , c)  $D_3$  à  $X = 1D_e$ , d)  $D_{LPP}$  à  $X = 1D_e$

### 3.3 Troisième cas test : amélioration de la résolution spatio-temporelle

Le nombre total de mailles du calcul précédent était de 799768 dont les plus petites ont une dimension de 0.75mm situées dans un parallélépipède rectangle tel que  $0 \leq X \leq 0.15D_e$ ,  $0 \leq Y = Z \leq 1D_e$ . Les résultats expérimentaux nous ont donné une indication sur la taille des structures instationnaires qui se développent près de l'injection. Pour les capturer, nous avons raffiné le maillage de façon à avoir des mailles de 0.25mm dans la zone d'intérêt qui correspond à un parallélépipède rectangle tel que  $0 \leq X \leq 5D_e$ ,  $0 \leq Y = Z \leq 1.5D_e$ . Avec ce nouveau maillage, nous avons 1300268 mailles, soit environ 500500 mailles supplémentaires.

Pour le choix du pas de temps de calcul, nous avons respecté les valeurs conseillées pour StarCD : il est possible d'utiliser un pas de temps  $\Delta t \approx 50 \Delta t_C$  où  $\Delta t_C$  est le minimum entre le

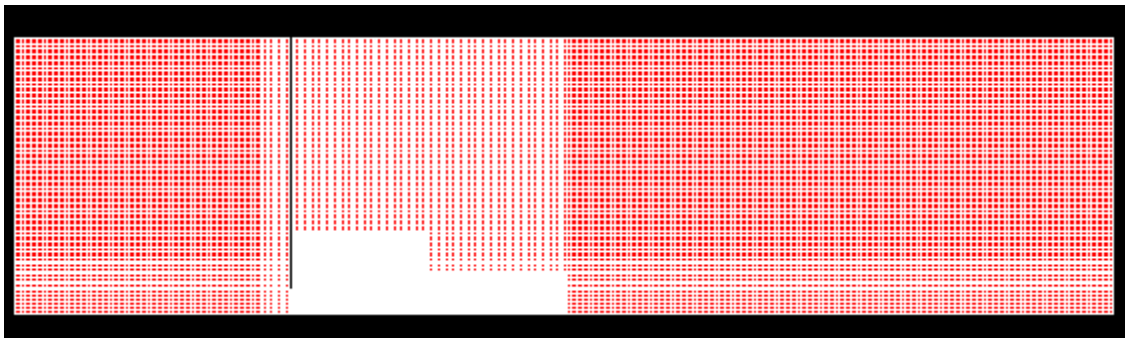


temps caractéristique de convection  $\frac{\Delta x}{U}$  et le temps caractéristique de diffusion  $\frac{\rho \Delta x^2}{\mu}$ , soit :

$$\Delta t_c = \min\left(\frac{\Delta x}{U}, \frac{\rho \Delta x^2}{\mu}\right) \text{ avec } \mu \text{ la viscosité dynamique et } \rho \text{ la masse volumique du fluide.}$$

Pour  $\Delta x$  et  $U$ , nous avons choisi les valeurs les plus défavorables, soient la plus petite dimension de mailles  $\Delta x = 0.25 \text{ mm}$  et la plus grande vitesse de l'écoulement  $U = U_0 = 1.22 \text{ m/s}$ . On obtient par ce calcul un pas de temps  $\Delta t = 10 \text{ ms}$ . Nous avons jugé ce pas de temps trop grand au vu des résultats expérimentaux. En effet, le phénomène instationnaire dans la région initiale du jet lié au passage des structures de Kelvin- Helmholtz se produit dans la région initiale à une fréquence de 166 Hz (Figure 3.19). L'échantillonnage devant être plus grand que le double de la fréquence du phénomène à détecter, nous avons choisi pour le calcul un pas de temps de 0.6ms, soit une fréquence dix (10) fois plus importante.

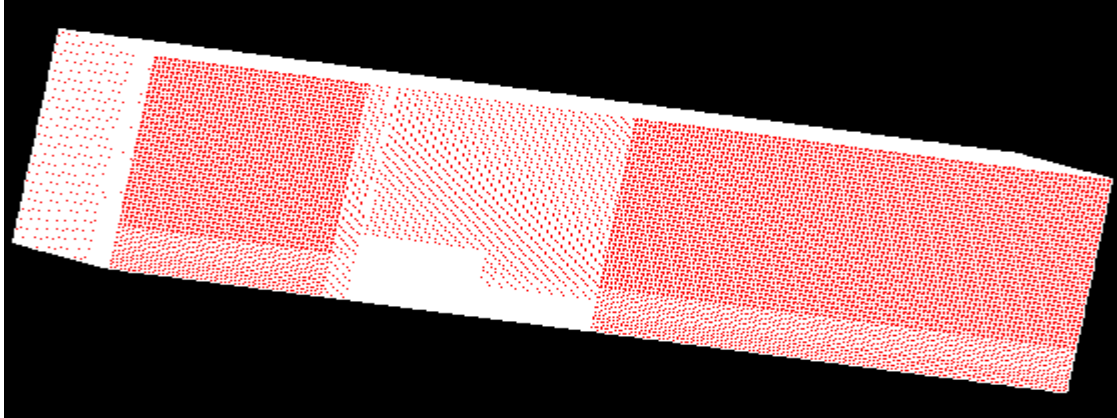
De plus, nous avons tout d'abord fait des simulations en partant d'une condition initiale de vitesses nulles dans le domaine de calcul. Ceci a entraîné au niveau des résultats un écoulement toujours stationnaire que nous ne décrivons pas ici. Pour remédier à ce problème, nous avons alors d'abord simulé sur ce maillage spatial un écoulement laminaire avec une vitesse d'injection beaucoup plus faible (cet écoulement est stationnaire). Le résultat de ce calcul a été notre condition initiale pour obtenir l'écoulement instationnaire qui correspond à la vitesse d'injection de l'expérimentation, et que nous présentons dans ce paragraphe.



Plan longitudinal du domaine

Figure 3.20: Domaine de calcul du jet d'orifice croix - cas test 3,  $\Delta t = 0.0006 \text{ s}$ ,

1300268 mailles



Vue 3D du domaine

Figure 3.20 : Suite

### 3.3.1 Analyse des résultats numériques

Nous présentons sur la Figure 3.21 : Suite, à différentes positions axiales allant de  $X = 0.5D_e$  à  $X = 20D_e$  l'évolution temporelle de la vitesse sur l'axe. Pour une raison de visibilité des variations temporelles, nous présentons les résultats sur une courte durée de 30ms. Il est intéressant de noter que le maillage adopté permet de détecter le caractère instationnaire dans la région initiale allant de  $X = 0.5D_e$  à  $X = 5D_e$ . Au-delà de  $X = 5D_e$  la plus petite maille a pour dimension 0.5mm. Cette dimension est probablement insuffisante pour détecter des structures qui deviennent de surcroît plus petites que dans la région initiale. En effet, les structures de grandes échelles se « cassent » en plus petites structures. Ces deux effets cumulés (maillage plus grossier et structures plus petites) ainsi que l'approximation numérique (car on utilise avec ces logiciels la méthode des volumes finis) rendent impossible la détection du caractère instationnaire comme observé expérimentalement.

Les spectres de la vitesse longitudinale aux distances  $X = 0.5D_e$  et  $X = 1D_e$  calculés sur un signal de durée 6 secondes (Figure 3.22) mettent en évidence une fréquence fondamentale de 422Hz. Nous avons donc une fréquence presque deux fois et demie plus grande que dans la réalité. Lorsque nous savons l'influence des conditions de soufflage sur l'écoulement (Quinn 2006) et en comparant le dispositif de soufflage réel (Figure 3.8 : Suite a) à celui simplifié adopté pour le calcul (Figure 3.8 : Suite b), il est peut être illusoire de vouloir retrouver ce niveau de détail avec un code de volumes finis. Une autre hypothèse serait une finesse de maillage insuffisante en bordure du jet. On verra plus loin que le caractère instationnaire est détecté uniquement dans la région centrale ( $Y < \pm 0.2D_e$ ,  $Z < \pm 0.2D_e$ ) de la région initiale ( $X < 6D_e$ ) du jet alors que l'écoulement réel est instationnaire en tout point (instationnaire et périodique en région initiale, instationnaire non périodique en région lointaine).

Pour la suite des comparaisons, nous retiendrons une vitesse moyenne de soufflage de 1.28m/s (Figure 3.21 : Suite) proche de la valeur expérimentale égale 1.22m/s.

Nous devons également fixer pour la suite de l'analyse, le nombre minimum de cycles à considérer dans le calcul du champ moyen. En effet, le logiciel Star-CD ne fournit que les champs instantanés de l'écoulement pour un calcul en instationnaire. Un post-traitement des champs instantanés stockés en mémoire sera réalisé ultérieurement à l'aide du logiciel Tecplot pour calculer le champ moyen correspondant. Il est à noter qu'un champ instantané complet de l'écoulement nécessite un espace mémoire de stockage de 340Mo. Avec un pas de temps de 0.6ms, une durée de simulation de 1s correspond à 1666 fichiers de 340Mo soit 566Go au total. Il n'est donc pas envisageable de stocker et traiter autant de données, d'où la nécessité de limiter le nombre de cycles à prendre en compte pour ce calcul. Pour ce faire, nous avons considéré deux cycles avec un pas de temps de 0.6ms, soit une durée totale d'observation de 6ms. Les 10 champs correspondants aux instants successifs indiqués par  $t_i$ ,  $i=1\dots 10$  Figure 3.24 sont ainsi stockés. La courbe de décroissance de la vitesse axiale moyennée sur 6ms est comparée (Figure 3.24b) à celle obtenue sur une durée d'observation de 21 secondes soit 8662 cycles (seules les vitesses axiales ont été stockées sur la durée de 21 secondes).

L'écart maximal étant inférieur à 1%, nous calculerons le champ moyen sur une durée de 6ms.

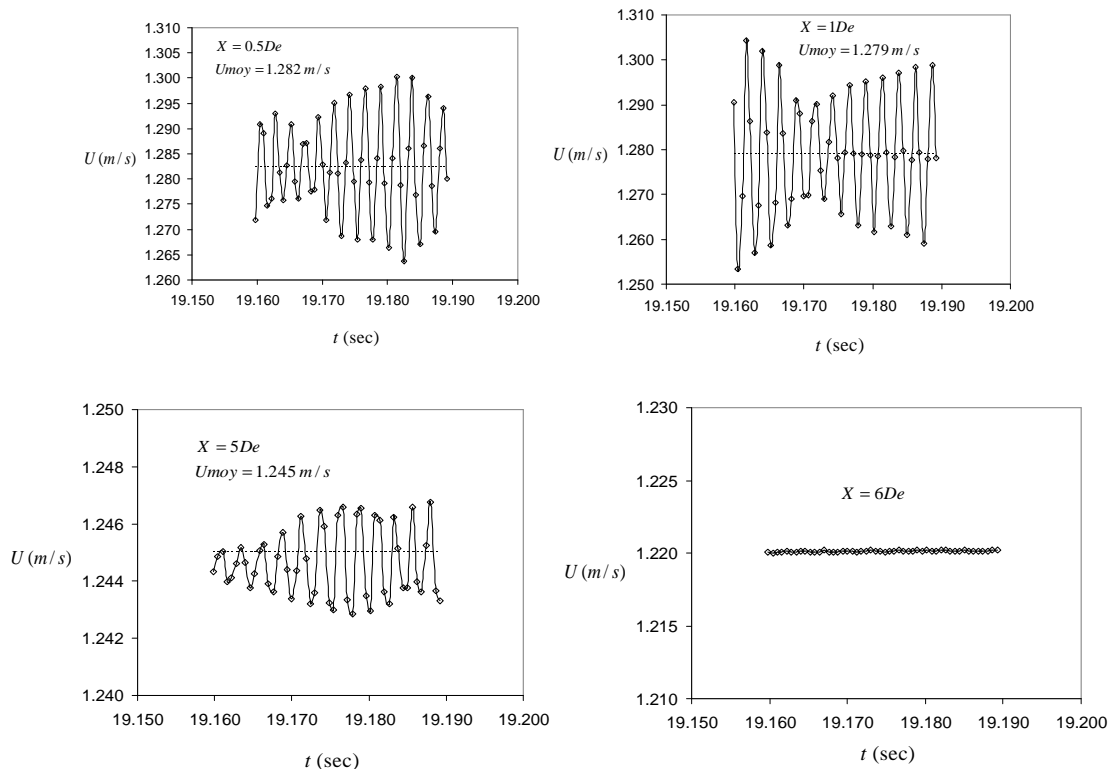


Figure 3.21: Evolution temporelle de la vitesse axiale - détection de l'instationnarité du jet croix

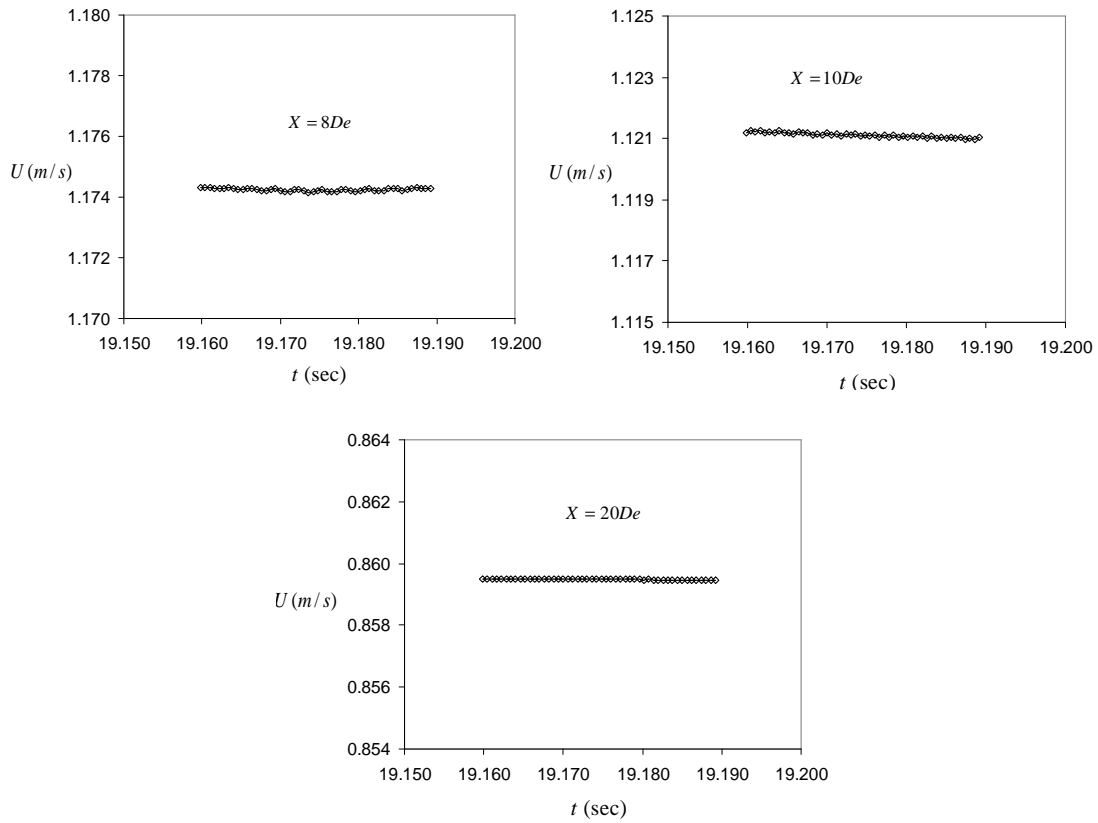


Figure 3.21 : Suite

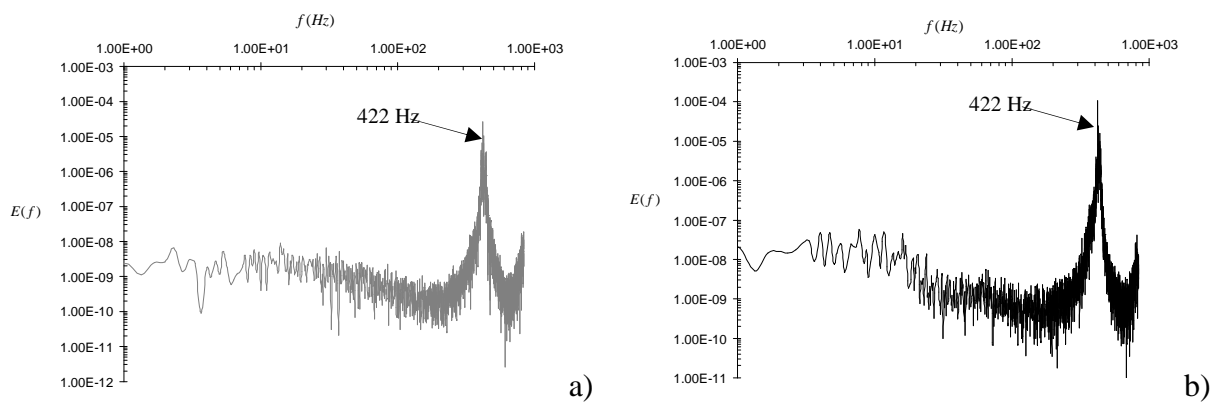


Figure 3.22: Spectre de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet : a)  $X = 0.5D_e$  ; b)  $X = 1D_e$

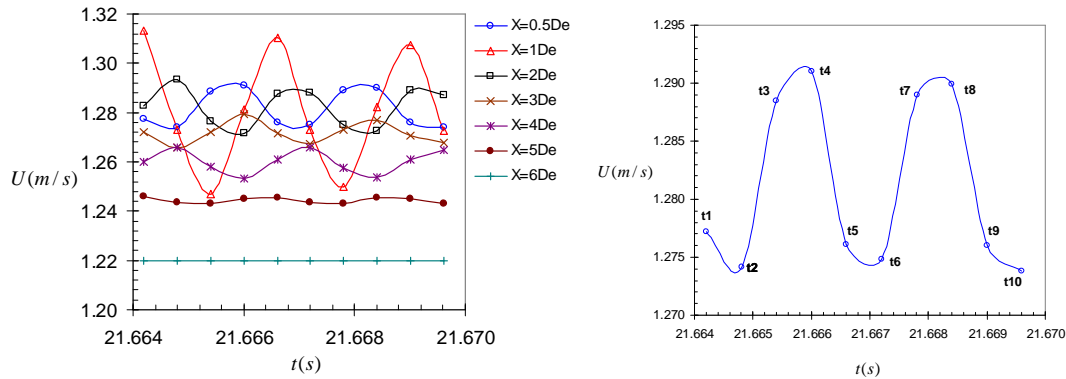


Figure 3.23: Variation de la vitesse axiale sur deux cycles : a) à différentes distance ; b) à la distance  $X = 0.5D_e$

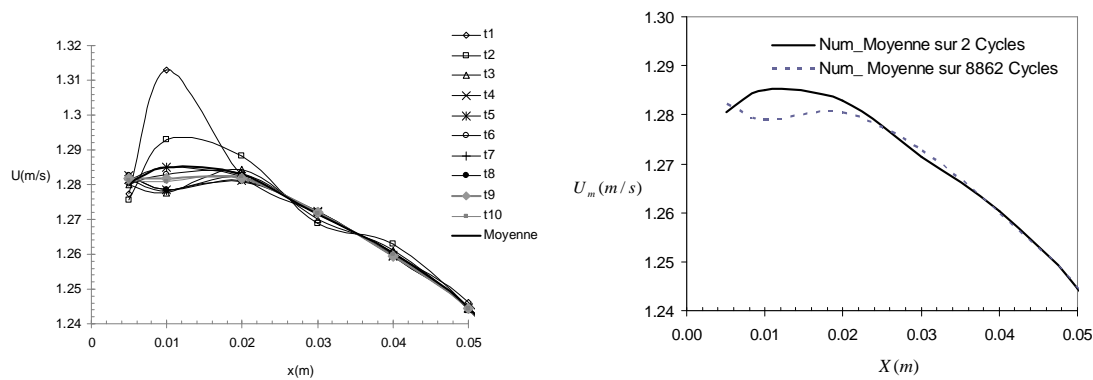


Figure 3.24: Courbes de décroissances de la vitesse axiale : a) à différents instants sur deux cycles; b) comparaison des courbes de décroissances moyennées

Comme il est visible sur les profils des vitesses longitudinale et transversale instantanées à  $X = 0.5D_e$  (Figure 3.25 et Figure 3.26), le caractère instationnaire n'est détecté que dans le noyau central du jet tel que  $(Y < \pm 0.2D_e, Z < \pm 0.2D_e)$ . Nous rappelons que dans la réalité l'instationnarité est présente dans tout l'écoulement (instationnaire périodique en région initiale en raison du détachement des structures de Kelvin-Helmholtz, instationnaire non périodique partout ailleurs). La superposition des isovaleurs de la vitesse longitudinale instantanée à  $X = 1D_e$  aux différents instants (Figure 3.27) donne une meilleure visibilité de la zone de captation de l'instationnarité. Manifestement, une maille de dimension 0.25mm n'est pas suffisante pour capter les phénomènes instationnaires dans la zone périphérique du jet ( $(Y > \pm 0.2D_e, Z > \pm 0.2D_e)$ ). Aux instants t2, t6 et t10, on note sur les profils de la vitesse longitudinale du plan principal à  $X = 0.5D_e$  (Figure 3.26), l'apparition de deux points d'inflexion aux positions  $Y = \pm 0.1D_e$  accompagnées d'une baisse de la vitesse axiale.

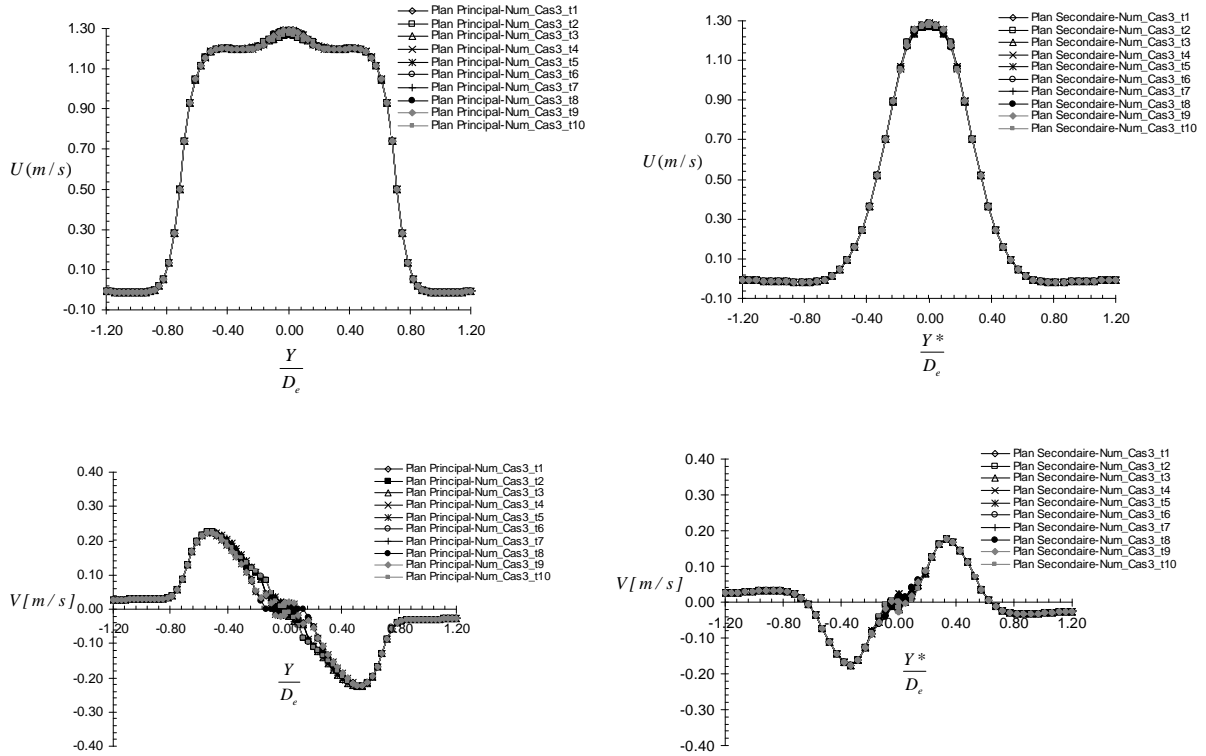


Figure 3.25: Profils à  $X = 0.5D_e$  aux différents instants

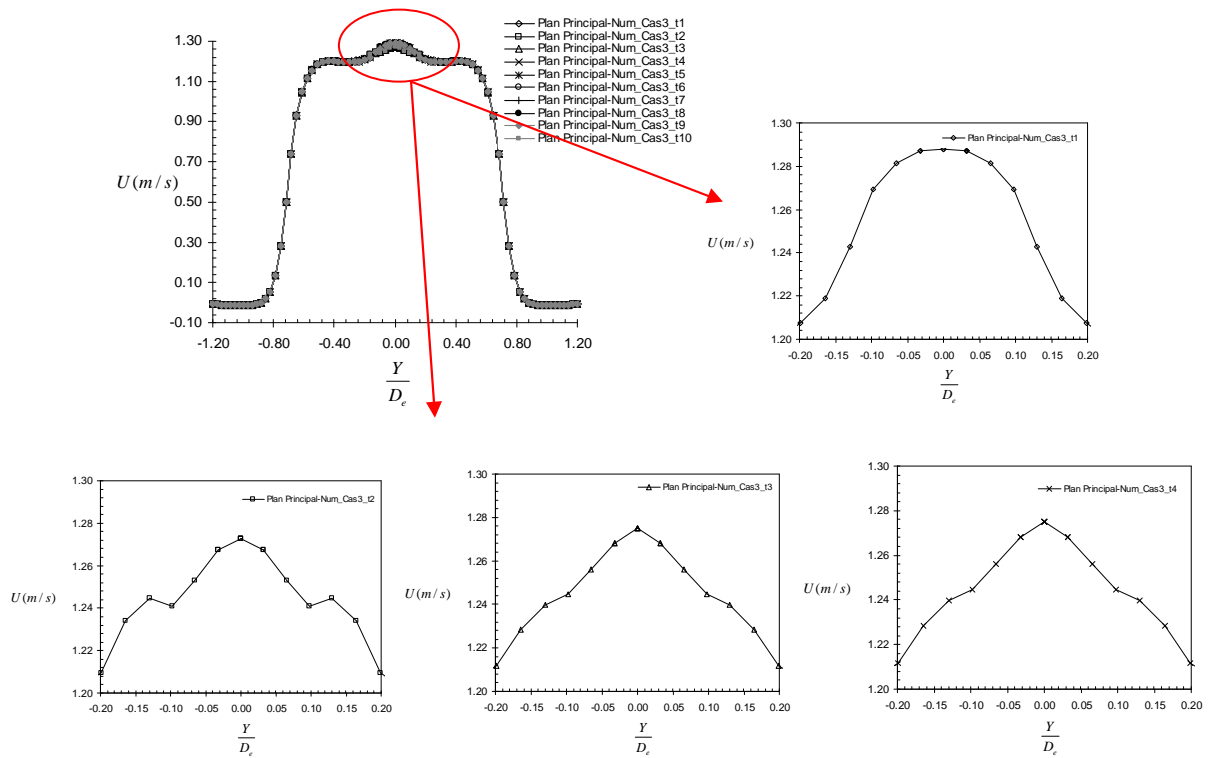


Figure 3.26 : Profils de la vitesse longitudinale dans le plan principal à  $X = 0.5D_e$  - Localisation de la zone de captation du caractère instationnaire

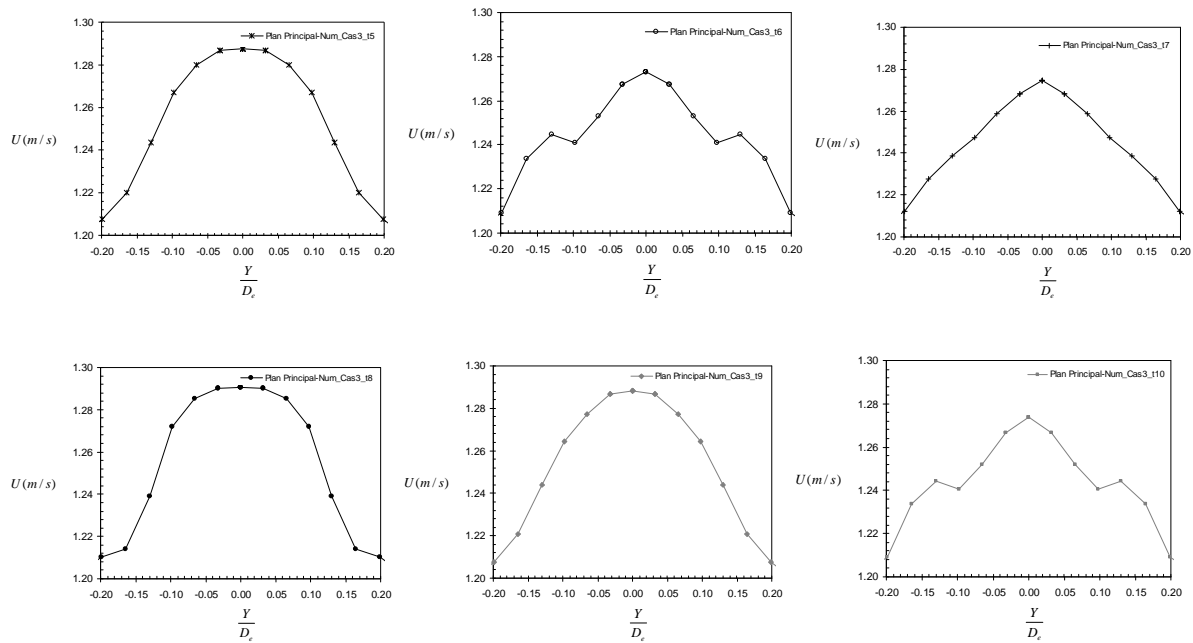


Figure 3.26 : Suite

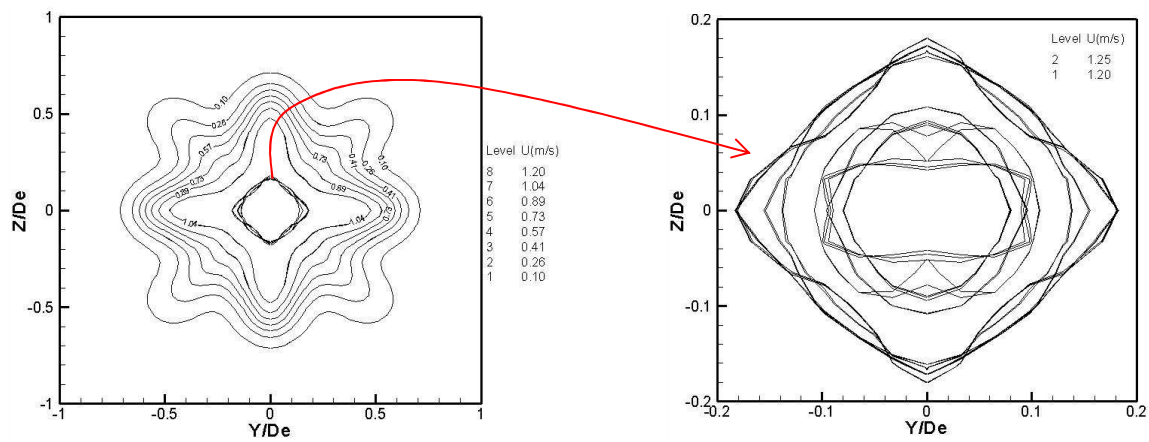


Figure 3.27 : Isovaleurs superposés de la vitesse longitudinale à  $X = 1D_e$  et à différents instants sur deux cycles : a) plan transversal complet ; b) noyau instationnaire

La comparaison des profils de la vitesse longitudinale dans le plan principal et secondaire aux instants  $t_5$  et  $t_6$  (Figure 3.28), montre que le déficit de vitesse dans le plan principal à l'instant  $t_6$  coïncide avec un « gonflement » du profil dans le plan secondaire au même instant. Ainsi, l'éjection du fluide dans les creux est modulée par des « bouffées » périodiques de fréquence 422Hz.

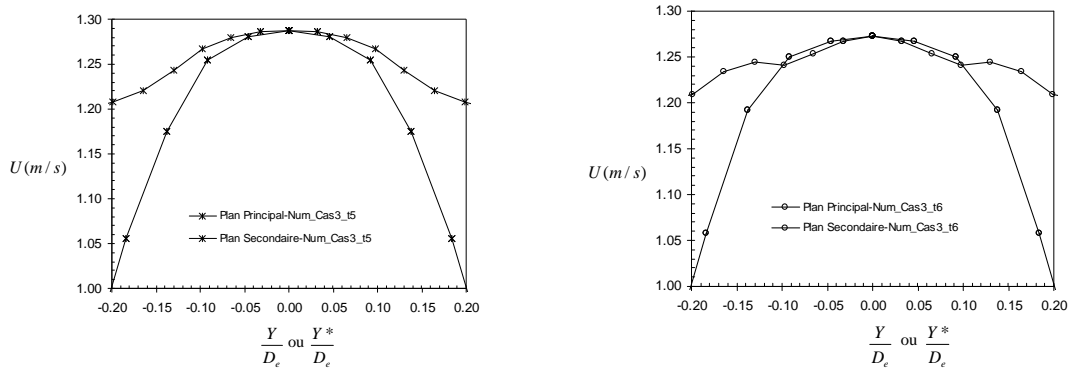


Figure 3.28 : Profils de la vitesse longitudinale dans les plans principal et secondaire du noyau du jet aux instant t5 et t6

Si l'on compare à présent aux profils expérimentaux [Nastase 2007], les profils moyennés sur les deux précédents cycles (Figure 3.26), nous avons la satisfaction d'une prédiction des conditions de soufflage bien meilleure quantitativement en comparaison à celle du cas 2 (Figure 3.9).

La composante longitudinale du rotationnel normalisé (Figure 3.30b) présente une valeur maximale constante sur les deux cycles et de valeur 1.70, à comparer à une valeur expérimentale moyenne de 1 (Figure 3.30a).

Nous avons également une meilleure prédiction de la décroissance de la vitesse axiale sur une distance axiale de  $15D_e$  (voir Figure 3.31c et d). En revanche, nous n'avons pas une meilleure prédiction de la longueur du noyau potentiel et de la décroissance au-delà de  $X = 15D_e$ .



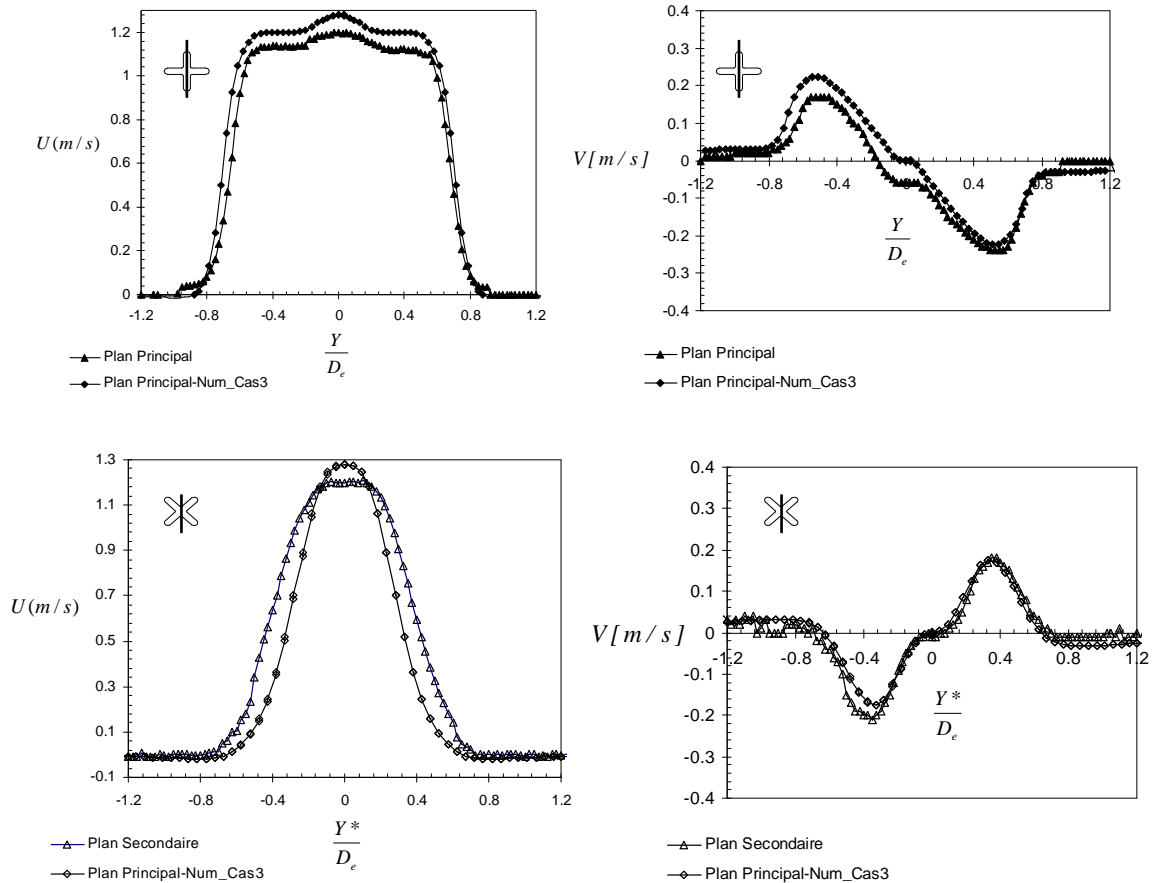


Figure 3.29 : Comparaison Numérique-Expérimental des profils des composantes longitudinale et transversales moyennes du jet à  $X = 0.5D_e$

Pour finir, notre plus grande satisfaction liée à ce calcul, concerne la prédiction de l'évolution axiale du débit volumique (Figure 3.32) qui est substantiellement améliorée et étendue à  $10D_e$  au lieu de  $8D_e$  (Figure 3.17). On note par ailleurs que la courbe d'évolution du débit volumique reste inchangée durant le cycle. Dans le jet croix expérimental, l'entraînement instantané est modulé en fréquence [(Nastase et Meslem 2008)].

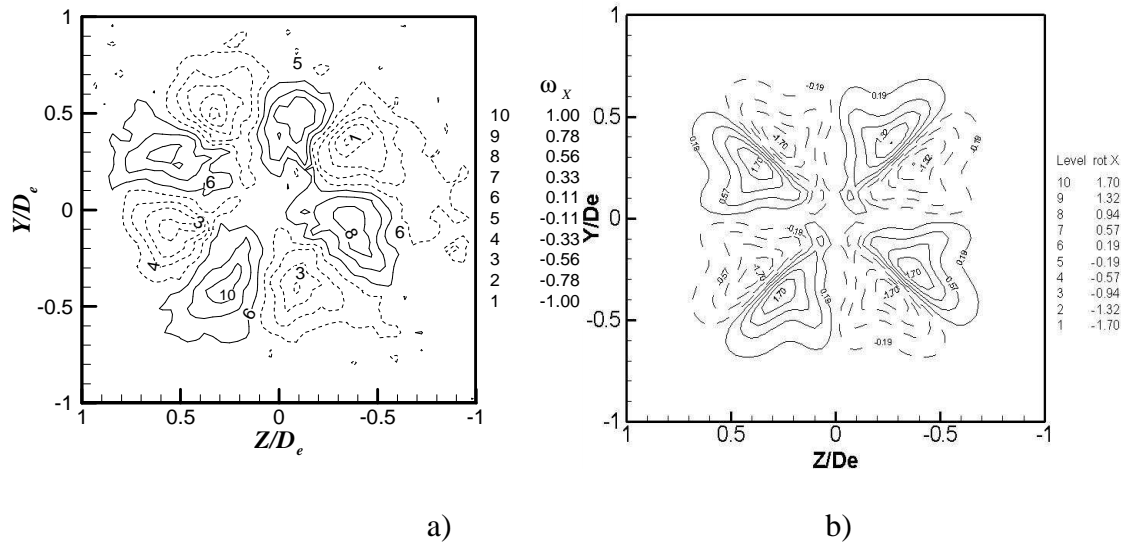


Figure 3.30 : Composante longitudinale normalisée du rotationnel  $\omega_x = \frac{D_e}{U_{oc}} \left( \frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z} \right)$ ,

à  $X = 1D_e$  : a) résultat expérimental [Nastase 2007]; b) résultat numérique

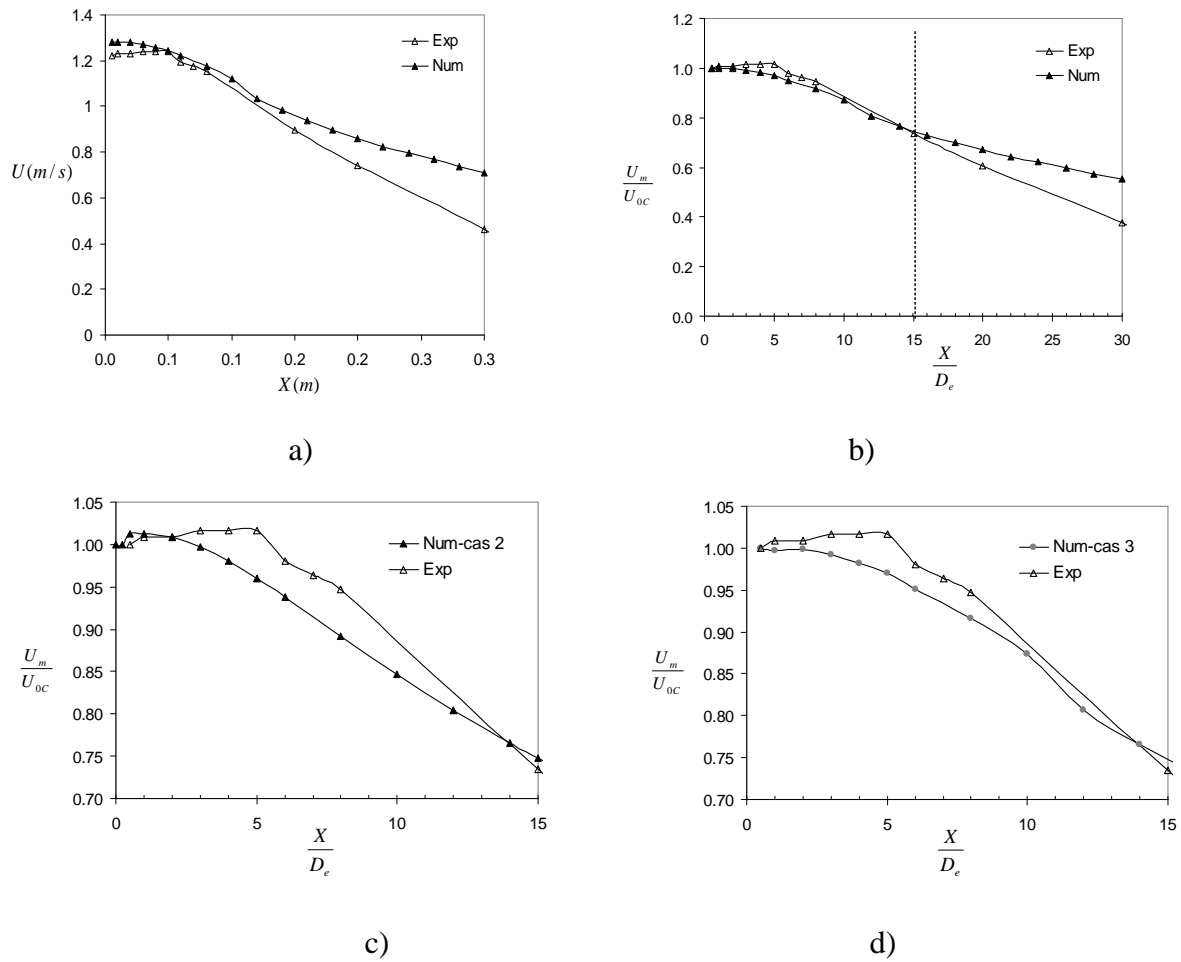


Figure 3.31 : Profils de vitesses : a) décroissance de la vitesse axiale ; b, c et d) décroissance de la vitesse axiale normalisée

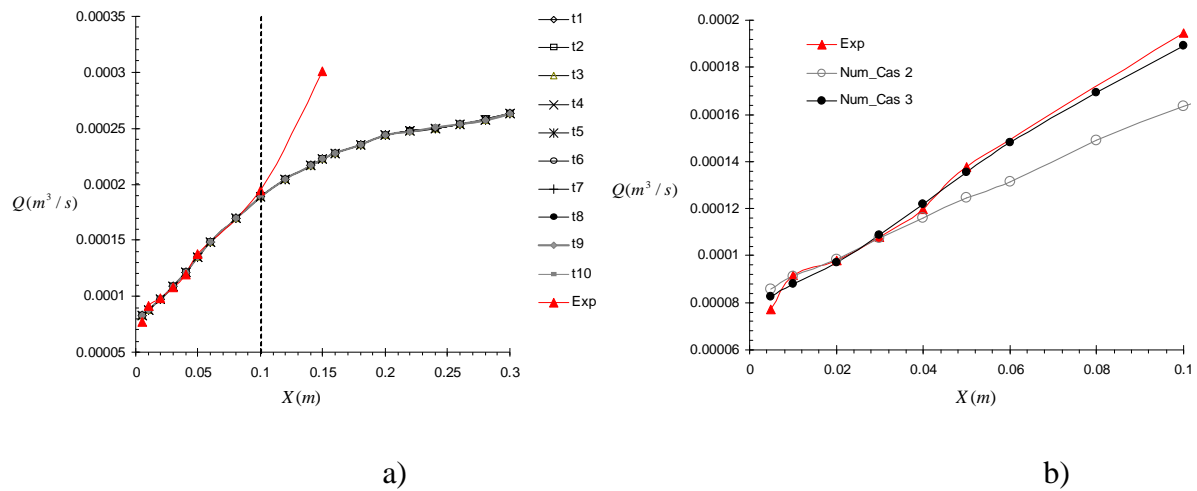


Figure 3.32 : Evolution axiale du débit volumique : a) courbes instantanées ; b) amélioration de la prédiction dans le cas 3 relativement au cas 2

### 3.3.2 Conclusion

Notre démarche qui a consisté à raffiner le maillage et à diminuer le pas de temps dans ce troisième cas test, donne satisfaction quant à la prédiction de la loi d'évolution du débit, loi substantiellement améliorée sur une distance axiale de dix diamètres équivalents. Cependant, au vu des mauvais résultats obtenus en région lointaine, la portée du jet devra être recherchée expérimentalement.

Concernant le caractère instationnaire du jet, les résultats sont qualitativement satisfaisants mais quantitativement éloignés des données expérimentales. Cela peut être dû à la fois à une finesse de maillage insuffisante, à l'approximation de type volumes finis pour résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes, et à un mode de soufflage différent du mode de soufflage expérimental.

## 3.4 Quatrième cas test : Perturbation sinusoïdale

Après plusieurs cas tests présentés auparavant, nous avons réussi à obtenir des quantités moyennes (débit et vitesse axiales) cohérentes avec les observations expérimentales dans la région initiale du jet ( $X < 10D_e$ ). Au-delà de cette distance, nos résultats moyens devenaient incohérents ce qui rendait la prédiction de la portée du jet impossible.

Nous rappelons que la simulation précédente faite sans excitation, conduisait à un caractère instationnaire détectable uniquement sur l'axe du jet sur une distance axiale inférieure à  $6D_e$ . Au-delà, aucune variation de la vitesse n'est détectable (Figure 3.33).

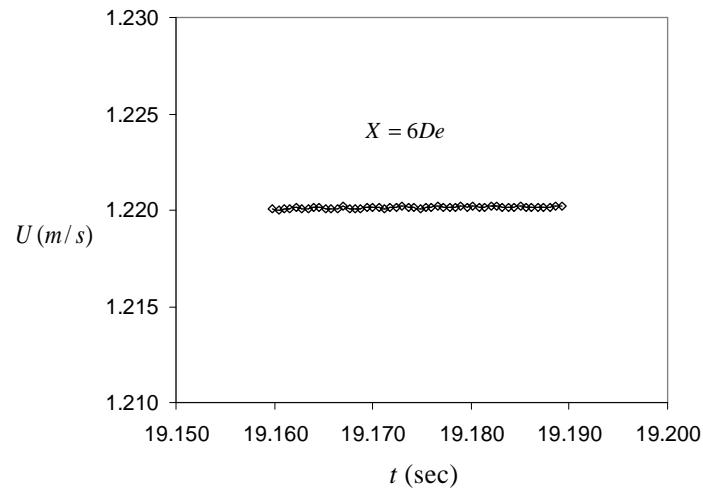


Figure 3.33 : Rappel de l'évolution temporelle de la vitesse sur l'axe du jet à  $X = 6D_e$ , cas 3 du jet d'orifice

Nous espérons améliorer ici les précédents résultats en excitant le jet pendant une courte durée avec un signal sinusoïdal. Dans cette nouvelle simulation (cas 4), nous conservons le maillage (Figure 3.20 : Suite), et la technique d'excitation consiste à introduire une perturbation sinusoïdale avec la fréquence 166hz correspondant à la fréquence détectée expérimentalement, pendant un laps de temps. Une fois que l'écoulement a répondu à cette perturbation, on arrête celle-ci. On attend ensuite que l'écoulement se stabilise, et une fois cet état atteint, on peut procéder à l'analyse des résultats.

### 3.4.1 Analyse des résultats obtenus

Nous présentons sur la Figure 3.34 les isovaleurs de la vitesse longitudinale dans le plan principal (Figure 3.34a) et dans le plan secondaire (Figure 3.34b). Il est à noter que  $Y^*$  sur cette figure représente l'axe passant par les creux dans le plan secondaire.

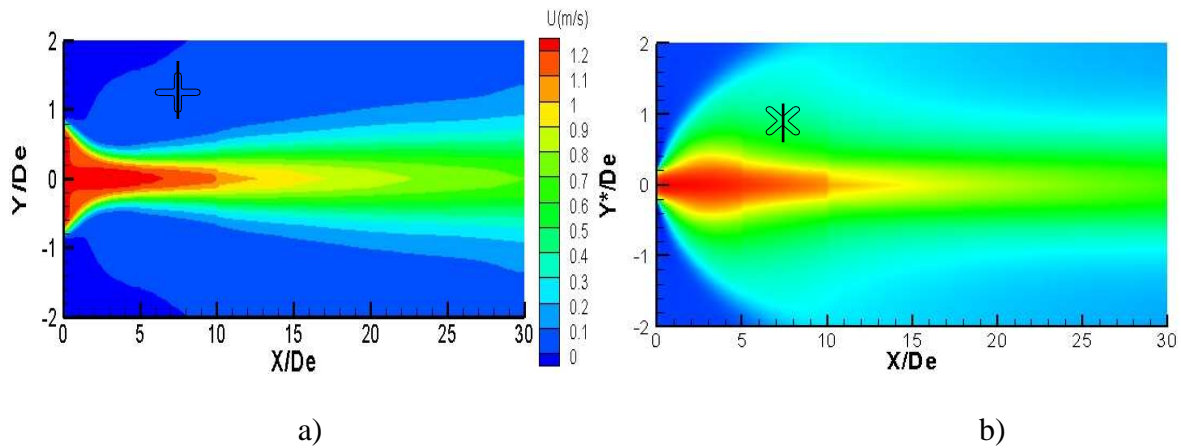


Figure 3.34 : Isovaleurs de la vitesse longitudinale dans le plan principal ( $XY$ ) et dans le plan secondaire ( $XY^*$ )

Comme attendu, nous conservons le principal résultat précédemment obtenu, à savoir le phénomène de croisement d'axes. La vitesse de soufflage au centre de l'orifice égale à 1.28m/s reste également inchangée. La Figure 3.35 ci-dessous présente la comparaison de la dynamique du jet à  $X = 1D_e$  obtenue sans et avec excitation. Vingt cinq champs instantanés sont superposés dans chacun des deux cas. Si nous détectons sur cette nouvelle simulation une variation temporelle de la vitesse longitudinale sur toute la section du jet, « l'épaisseur » des isovaleurs sur la Figure 3.35b montre que cette variation est relativement faible en comparaison à l'expérience, excepté sur l'axe du jet où elle est de l'ordre de 10% (Figure 3.36).

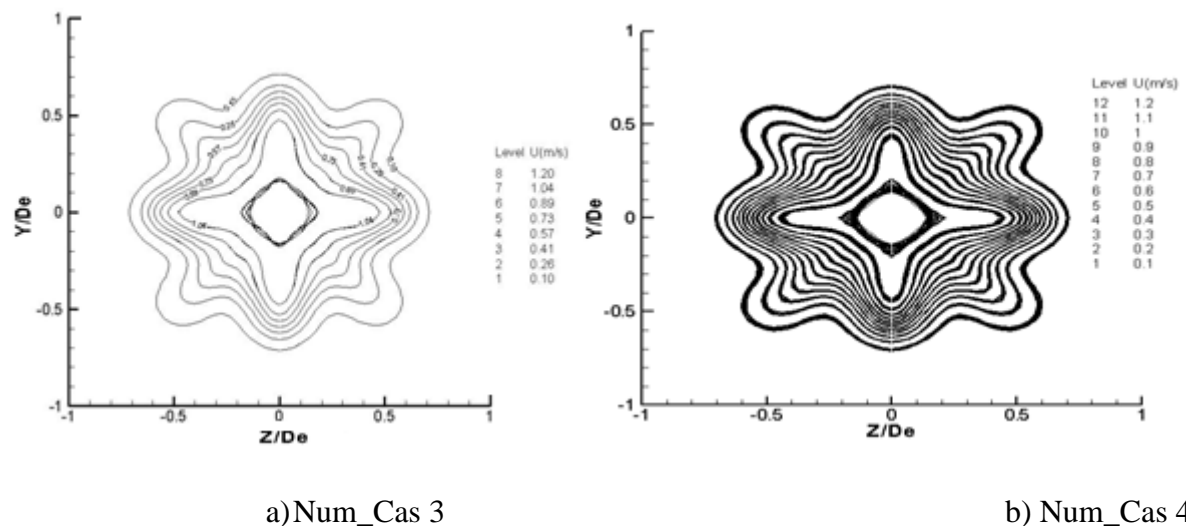


Figure 3.35 : Isovaleurs superposées de la vitesse longitudinale à  $X = 1D_e$  et à différents instants

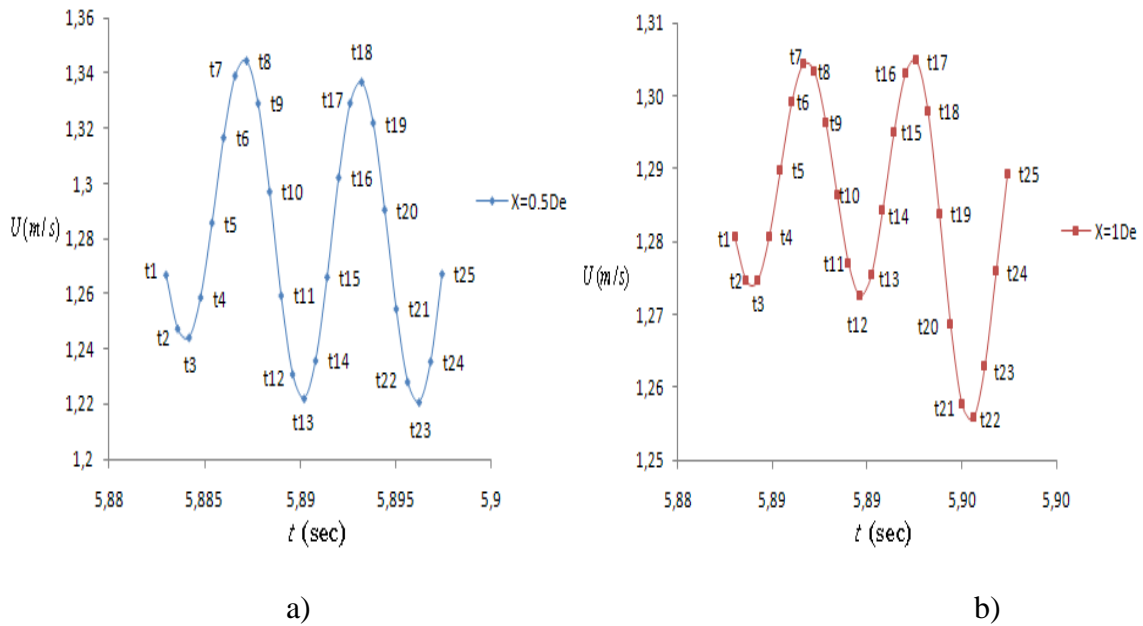


Figure 3.36 : Variation de la vitesse longitudinale sur deux cycles : a)  $X = 0.5D_e$ , b)  $X = 1.0D_e$

Nous présentons sur la Figure 3.37, à différentes positions axiales allant de  $X = 0.5D_e$  à  $X = 30D_e$ , l'évolution temporelle de la vitesse longitudinale sur l'axe. L'intervalle de temps entre deux points est de 0.6ms, le pas de temps de simulation. La durée totale d'observation est de 6s dont un zoom est donné sur un court intervalle de temps de 28.8ms.

Nous notons sur cette série de figures, que l'instationnarité est présente en tout point de l'axe du jet avec une amplitude qui varie de 0.05% à 5.13% de la vitesse moyenne locale. Le jet oscille à la vitesse d'excitation à  $X = 0.5D_e$  (Figure 3.38) qui correspond à la fréquence détectée expérimentalement.

Le champ du vecteur rotationnel dans les plans principal et secondaire de l'écoulement à des instants successifs durant une période d'oscillation (Figure 3.39) ne montre aucun enroulement, soit l'absence de détection des structures de Kelvin-Helmholtz. Ceci est peut-être dû au fait qu'avec Star-CD on utilise la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations de Navier-Stokes, et avec cette méthode on ne peut malheureusement pas atteindre des degrés de précision très élevés pour la discrétisation. Il semble que seul un réel calcul DNS est susceptible de reconstituer la dynamique tourbillonnaire en région proche soufflage du jet [(Demuren et Wilson 1999)].

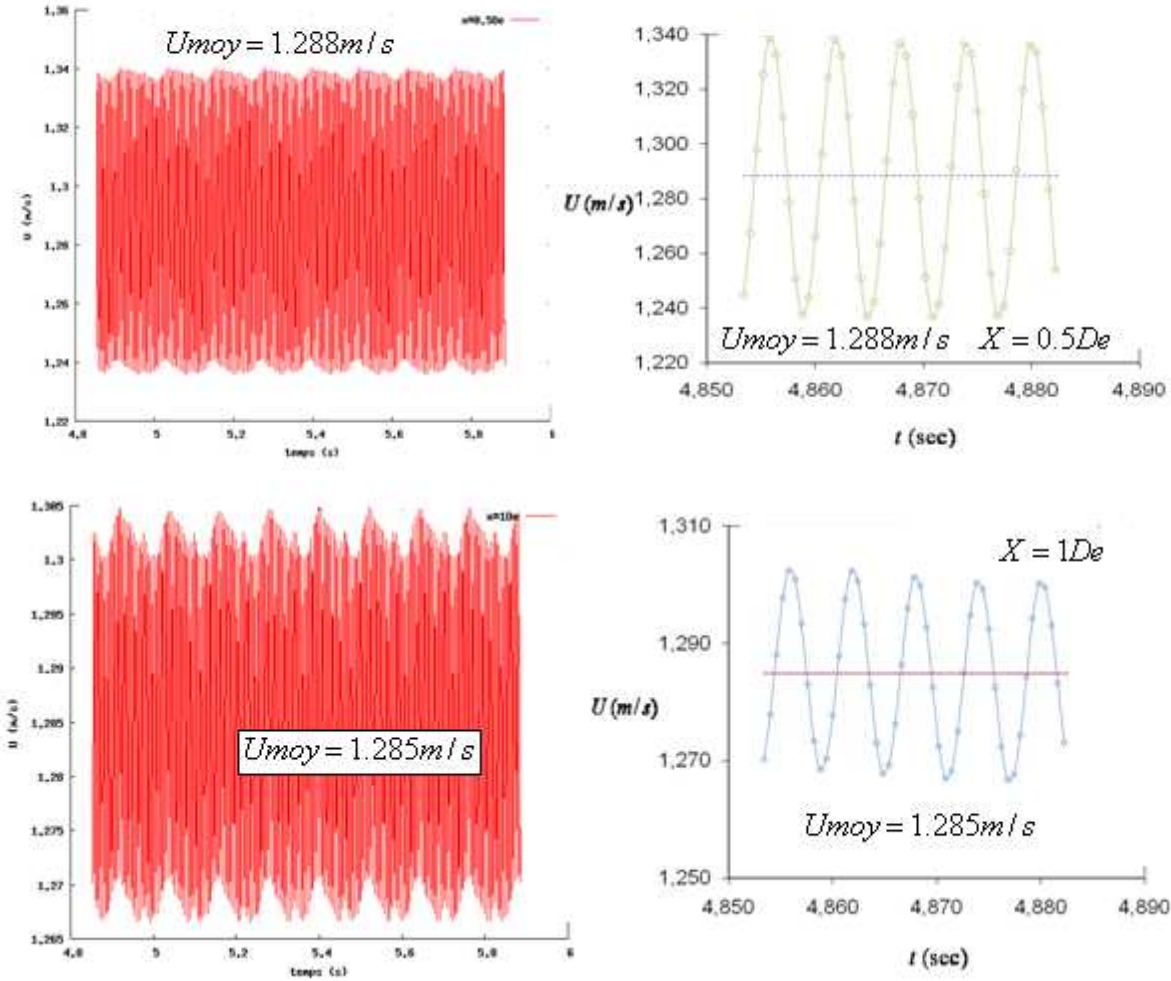


Figure 3.37: Evolution temporelle de la vitesse axiale - détection de l'instationnarité du jet croix

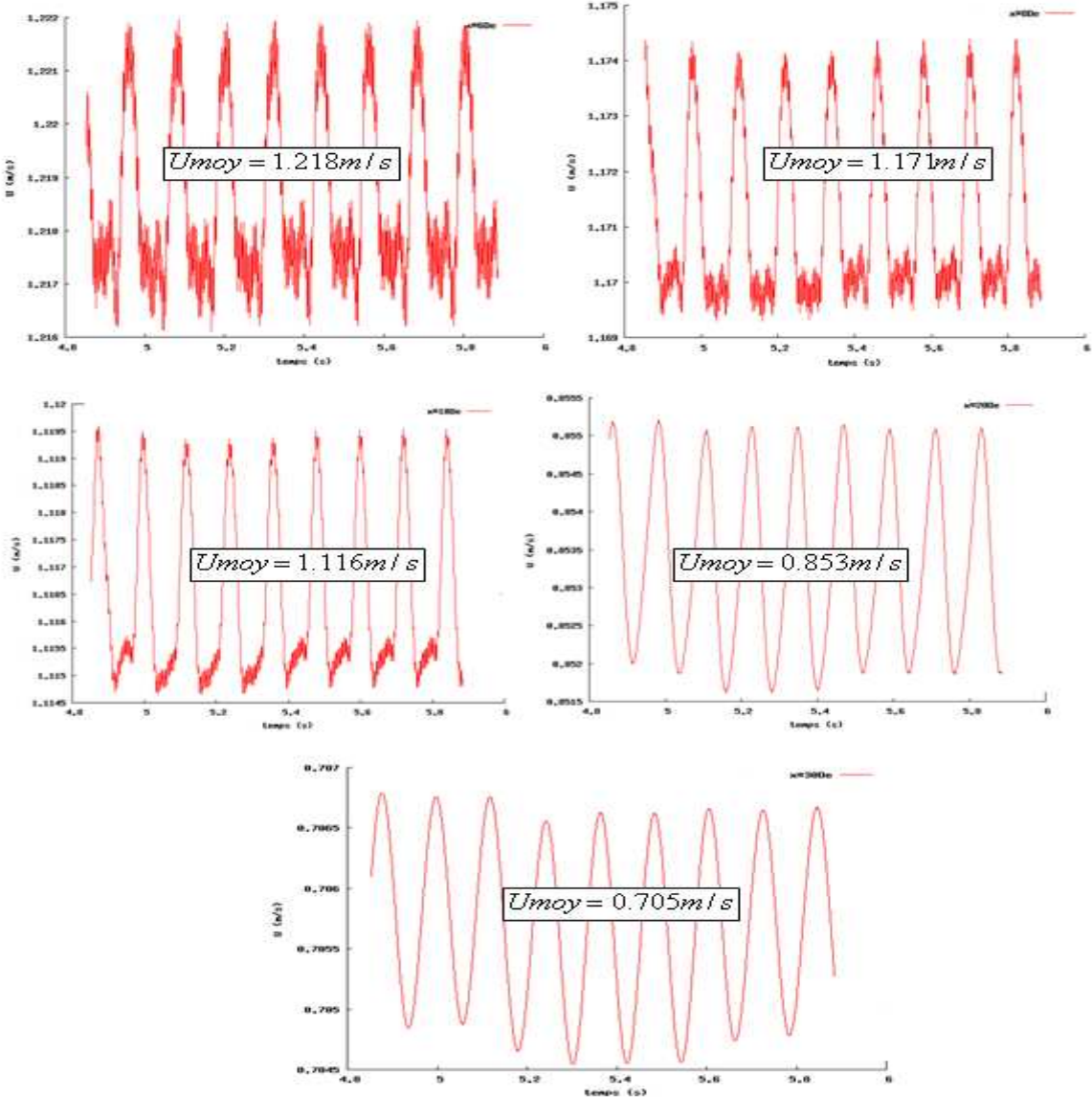
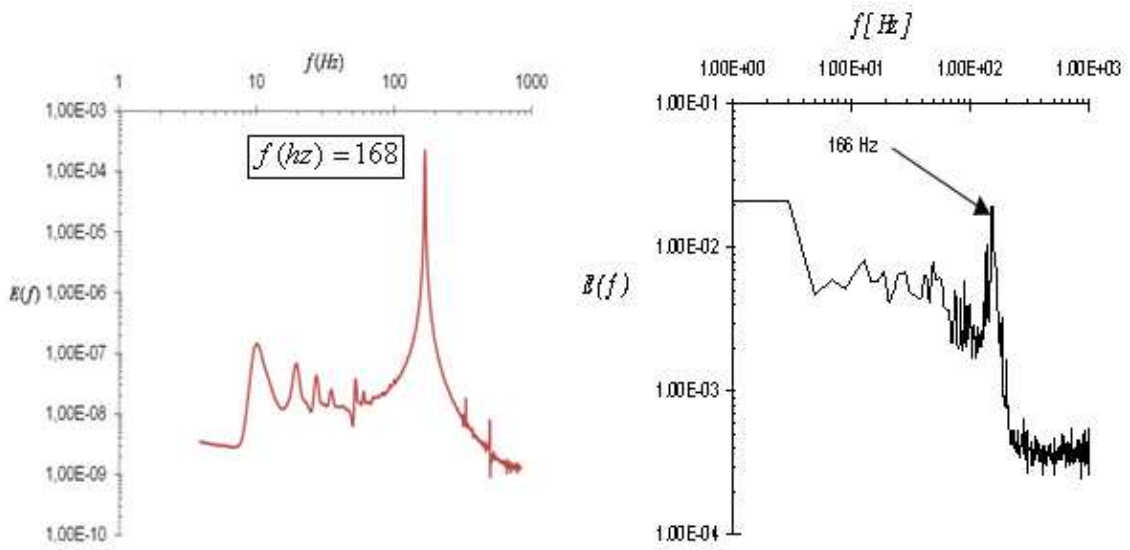


Figure 3.37 : Suite

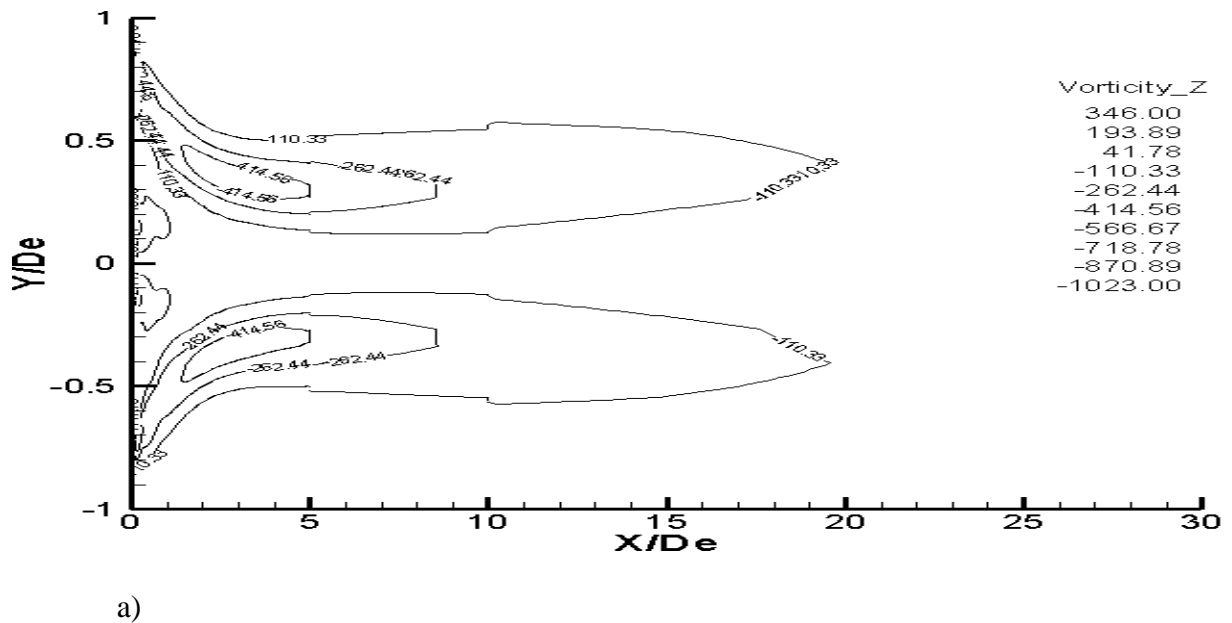




a) Numérique

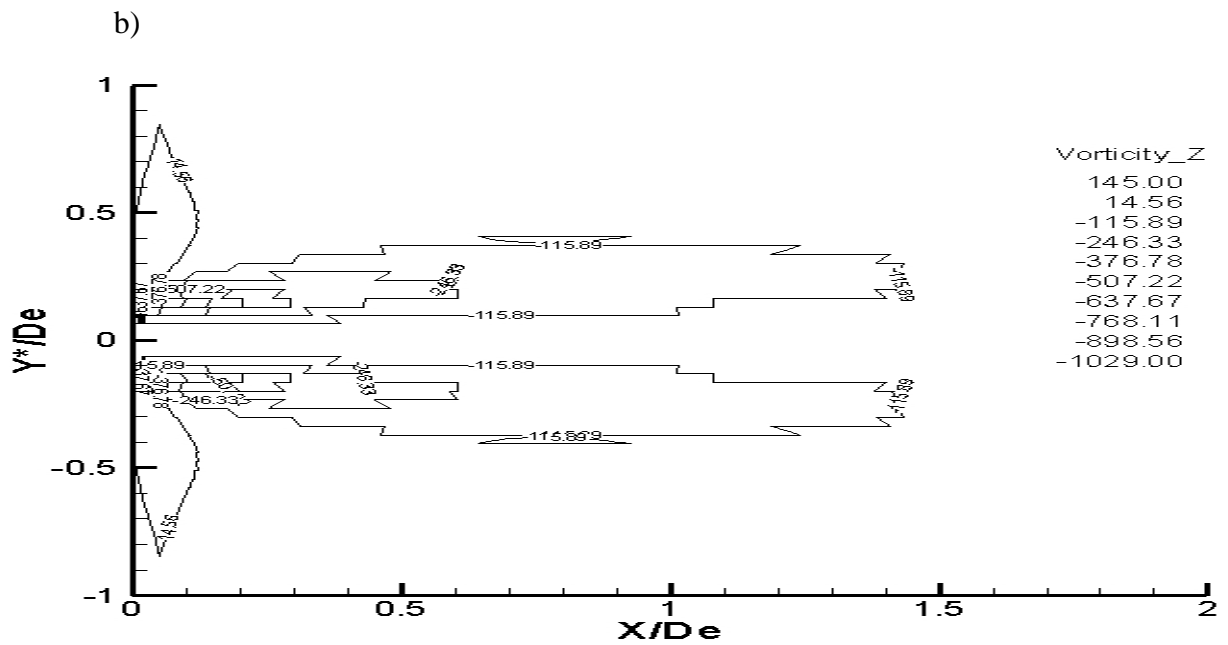
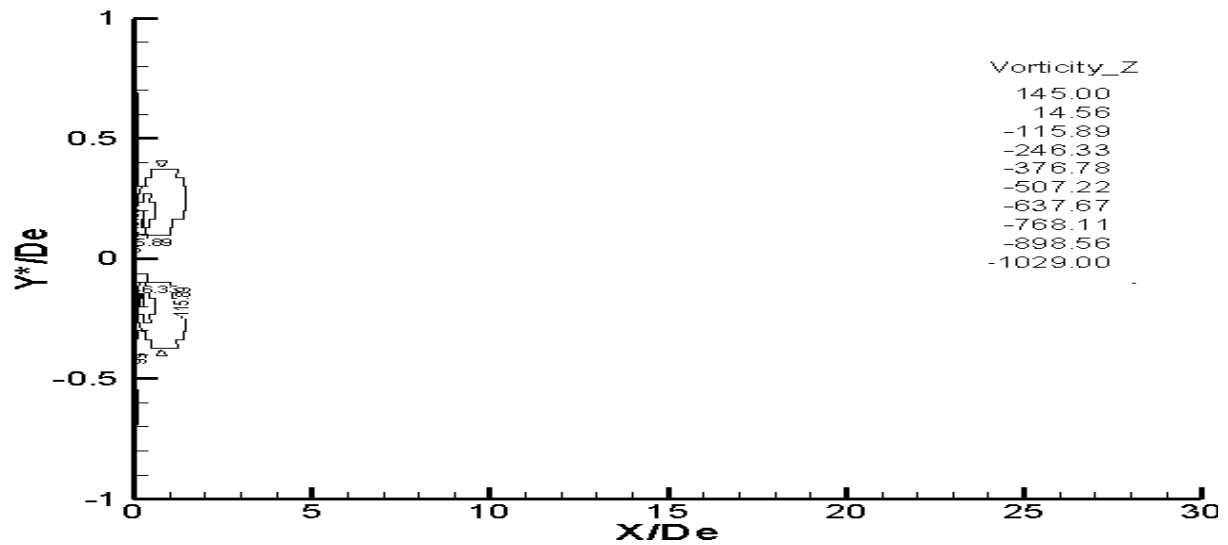
b) Expérimental [Nastase 2007]

Figure 3.38: Spectre de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet à  $X = 0.5D_e$



a)

Figure 3.39 : Isovaleurs de la vorticité azimutale dans le plan principal ( $XY$ ) et dans le plan secondaire ( $XY^*$ )



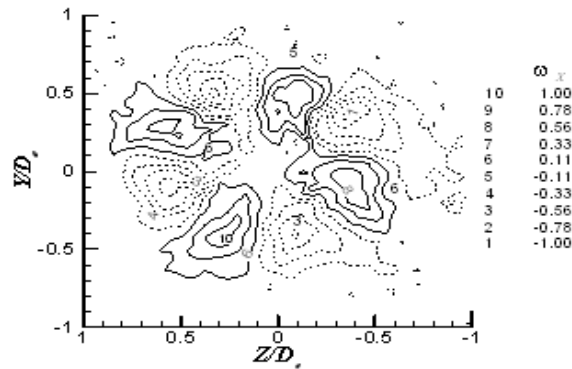
c) Zoom sur la région initiale dans le plan secondaire

Figure 3.39 : Suite

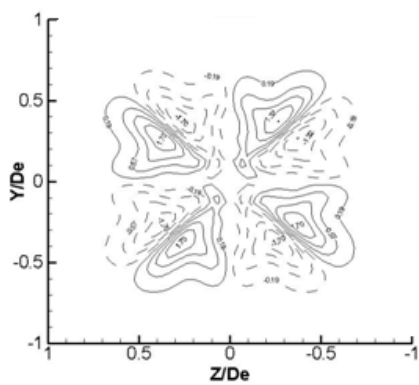
Nous espérons néanmoins que l'oscillation du jet obtenue sur toute sa longueur, améliore les grandeurs moyennes qui nous intéressent, soient l'évolution axiale du débit volumique et l'évolution axiale de la vitesse longitudinale pour une bonne prédiction de la portée.

Si nous observons la composante longitudinale normalisée  $\omega_x$  du champ rotationnel dans le plan transversal  $X = 1.0D_e$  (Figure 3.40), il s'avère que nous améliorons sensiblement les résultats. Ainsi, la valeur maximale obtenue précédemment de 1.70 est à comparer à 1.20 proche de la valeur 1.0 obtenue expérimentalement. Ce résultat indique que la dynamique dans le plan transversal est mieux simulée lorsque le jet est excité temporairement.

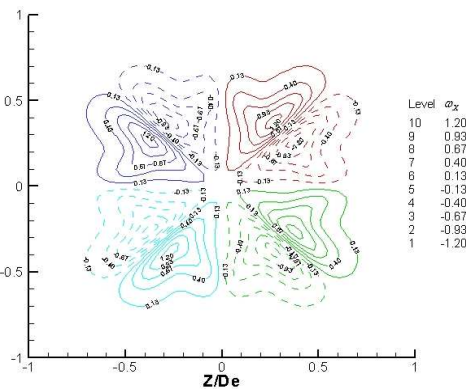
Si on s'intéresse à l'évolution de la vitesse axiale (Figure 3.41), on remarque qu'aucune amélioration n'est obtenue pour cette grandeur. De plus, nous perdons également en terme de prédiction de l'évolution axiale du débit (Figure 3.42).



a) Expérience [Nastase 2007]



b) Numérique - Cas 3



c) Numérique - Cas 4

Figure 3.40 : Composante longitudinale du rotationnel normalisé  $\omega_x = \frac{De}{U_{oc}} \left( \frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z} \right)$  à  $X = 1D_e$  : a) résultat expérimental ; b, c) résultat numérique

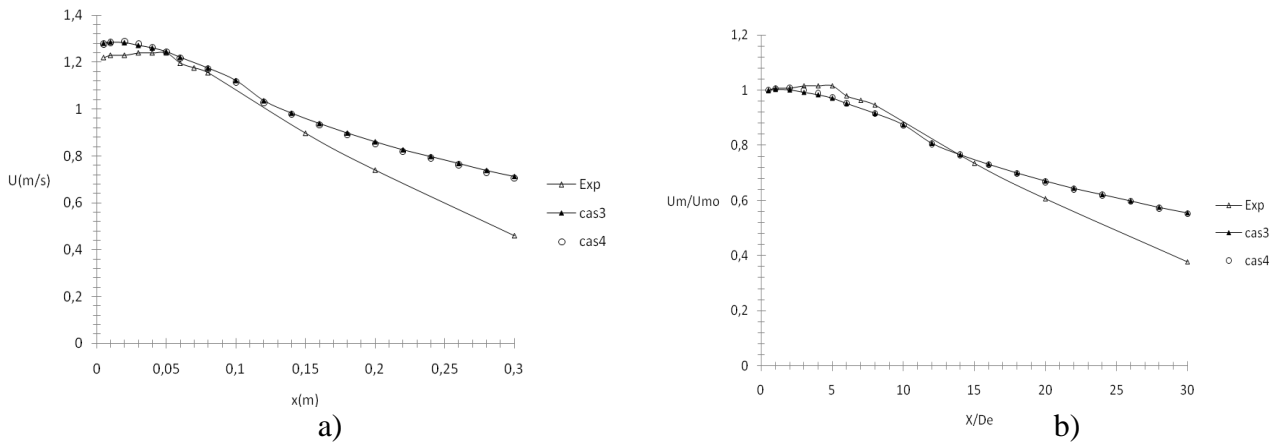


Figure 3.41 : a) Décroissance axiale de la vitesse longitudinale , b) Décroissance axiale de la vitesse longitudinale normalisée

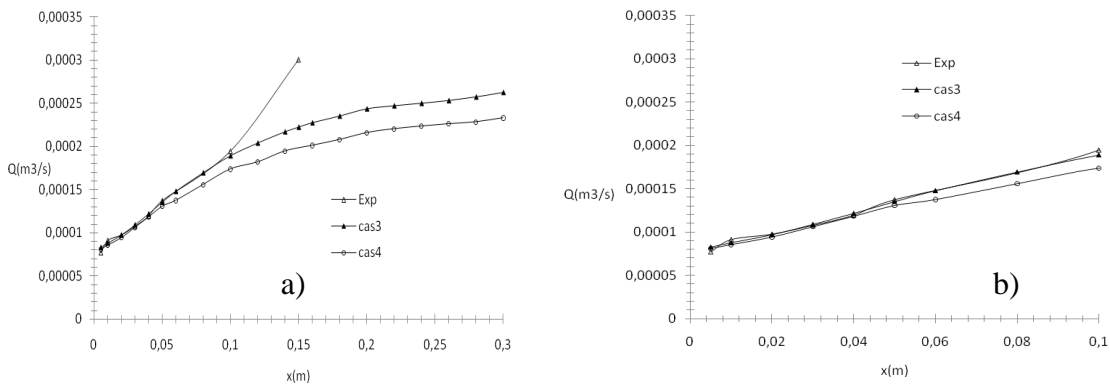


Figure 3.42 : Evolution du débit volumique axial : a)  $0 < X(m) \leq 0.3$  , b)  $0 < X(m) \leq 0.1$

### 3.4.2 Conclusion

Pour conclure sur cette partie de l'étude, nous retenons que l'excitation sinusoïdale de l'écoulement avec la fréquence 166hz correspondant à l'expérimentation pendant une petite durée permet de retrouver un spectre correct. Nous avons l'espoir de générer des instabilités (tourbillons azimutaux de Kelvin-Helmholtz) et cela ne fut pas le cas. Nous pensons aussi améliorer les grandeurs dynamiques. Nous constatons une amélioration de la grandeur rotationnelle dans le plan transversal. En revanche, les grandeurs qui intéressent l'industriel (les évolutions de la vitesse axiale et du débit), ne sont pas améliorées, en effet le débit est moins bien prédit.

Nous avons également imposé comme excitations temporaires d'autres perturbations à savoir : une perturbation aléatoire, une perturbation avec un grand choc (c'est-à-dire avec des

valeurs de vitesses à l'injection égales jusqu'à 10 fois la vitesse correspondant à l'expérimentation). Les résultats de ces derniers concernant la détection tourbillonnaire n'ayant donné aucune amélioration, nous ne les fournissons pas.

### **3.5 Perturbation sinusoïdale et résolution spatio-temporelle basée sur le critère de Kolmogorov**

Comme on peut le constater l'introduction d'une perturbation comme condition d'entrée n'améliore pas les résultats en ce qui concerne la détection des structures tourbillonnaires. Nous avons ensuite diminué la taille du maillage en essayant de respecter le critère de Kolmogorov en temps et en espace. Pour cela nous avons affiné notre maillage dont la plus petite maille a une taille de l'ordre de 0.05mm avec un nombre total de 6252077 mailles ce qui permet d'atteindre le tourbillon le plus petit de l'écoulement (échelle de Kolmogorov), avec un pas de temps de 0.2ms inférieur au temps de vie d'un tourbillon à l'aide du code de calcul Star-CCM+. Malgré cette résolution spatio-temporelle plus fine, nous n'avons pas pu atteindre notre objectif ciblé (structures tourbillonnaires). Ceci nous a amenés à simuler intégralement la géométrie de l'orifice (Figure 3.1) car la symétrie du jet, même en respectant les critères de Kolmogorov en temps et en espace n'amène pas à des résultats convaincants malgré une bonne convergence des calculs.

### **3.6 Influence des conditions aux limites**

Comme constaté sur la Figure 3.39, l'absence d'enroulement du champ du vecteur rotationnel (indiquant l'absence de détection des structures de Kelvin-Helmholtz), nous a conduits à porter notre étude sur la totalité de l'orifice de l'orifice croix. Le maillage réalisé comprend au total 3944671 mailles (Figure 3.43). Nous n'avons pas pu réaliser un maillage plus conséquent à cause de la lourdeur des calculs.

Concernant l'introduction des conditions aux limites, nous avons comme condition d'entrée une perturbation temporaire caractérisée par une sommation de perturbations sinusoïdales de plusieurs fréquences (10 sinusoïdes) allant de 50hz vers une fréquence trois fois supérieure à la fréquence détectée expérimentalement (3x166Hz).

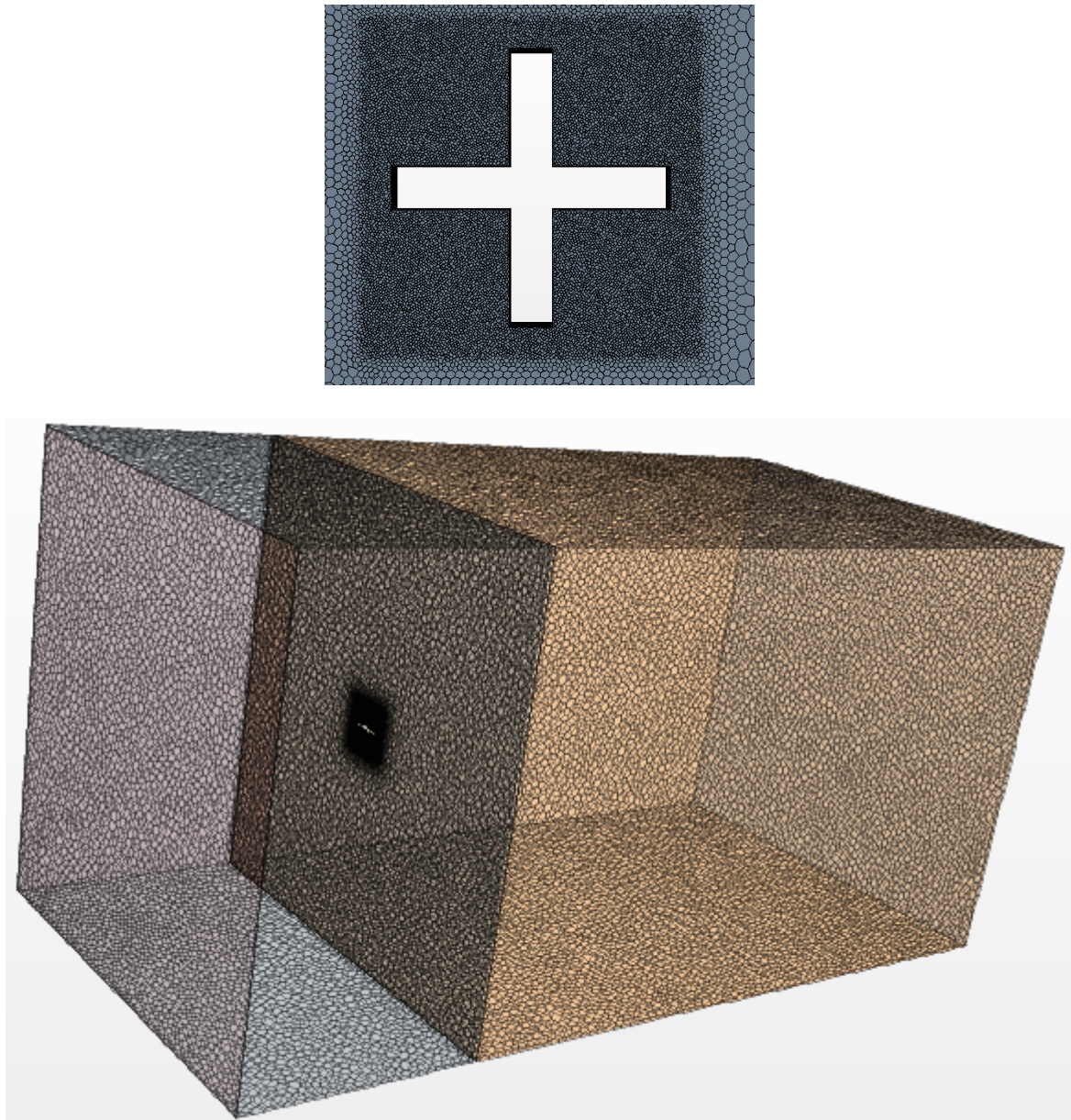


Figure 3.43: Maillage réalisé avec Star-CCM+

### 3.6.1 Analyse des résultats

Sur les figures ci-dessous, nous présentons les résultats obtenus en simulant la totalité de l'orifice croix. Nous ne constatons aucune amélioration sur les grandeurs telles que (les évolutions du débit (Figure 3.45a), la vitesse axiale (Figure 3.45 b)), résultat prévisible car le maillage est lâche.



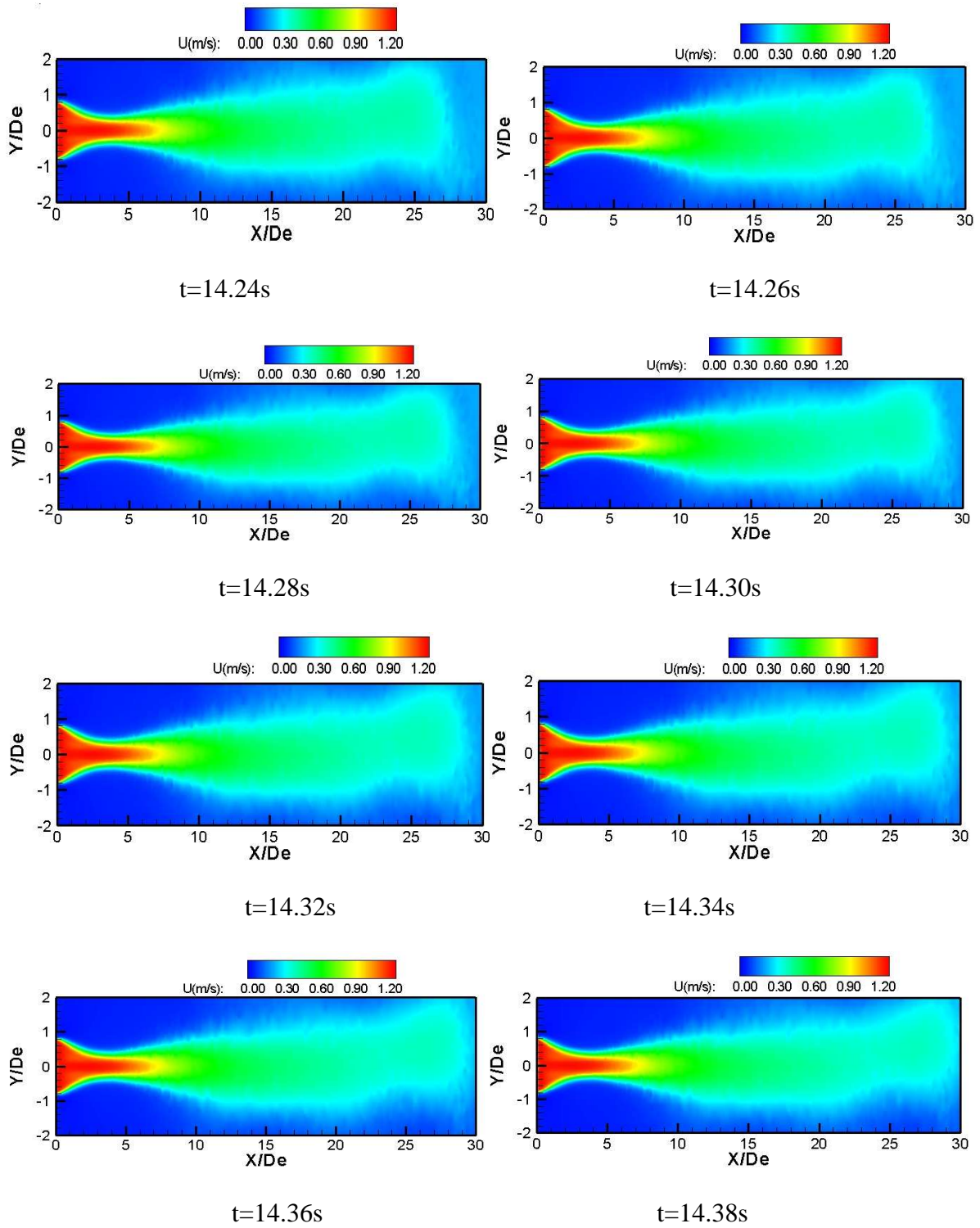


Figure 3.44: Isovaleurs de la vitesse longitudinale à différents instants dans le plan principal ( $XY$ )

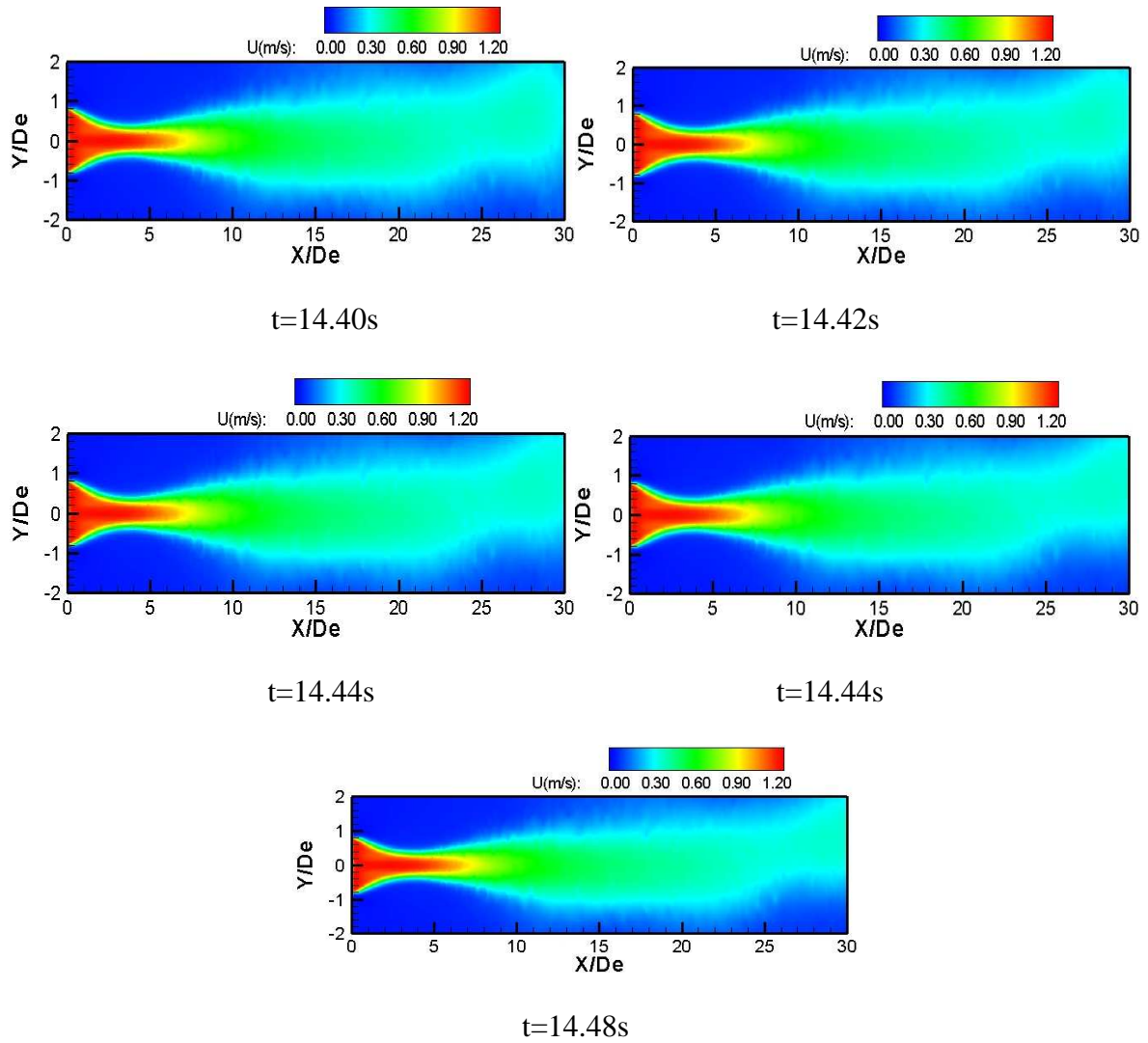


Figure 3.44 : Suite

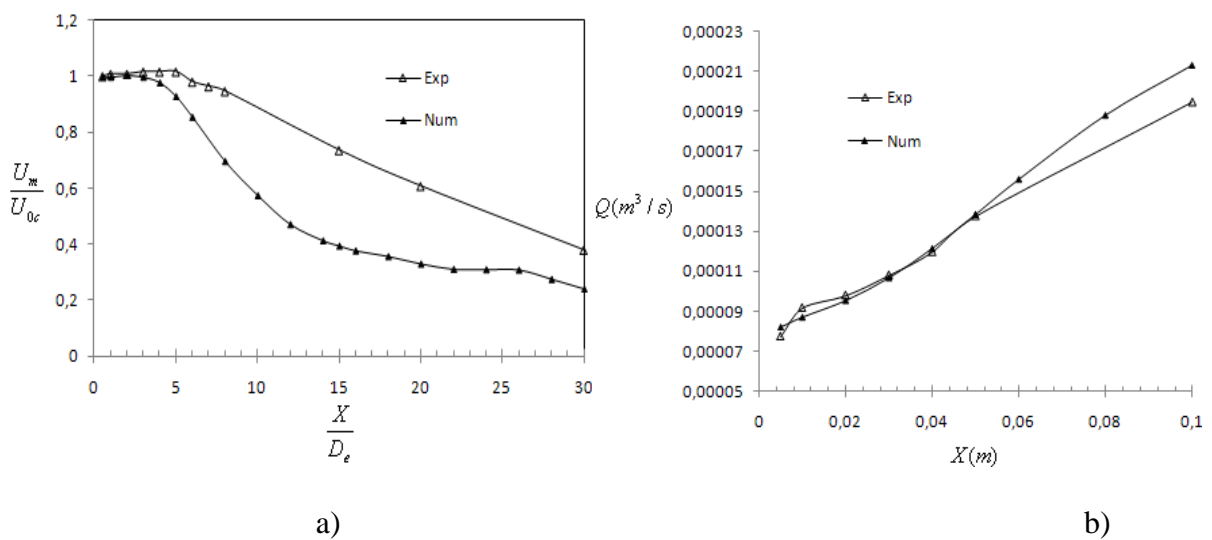


Figure 3.45: a) Evolution de la vitesse axiale normalisée sur tout le domaine ; b) Evolution axiale du débit volumique sur les dix premiers diamètres



### 3.6.2 Conclusion

Dans cette étude, nous avons présenté plusieurs cas tests de simulation d'un jet d'orifice en forme de croix, à très faible nombre de Reynolds que nous avons confrontés à des résultats expérimentaux obtenus par [(Nastase 2007)]. Du point de vue quantitatif, la simulation du quart du jet a permis d'obtenir des caractéristiques globales de l'écoulement de façon à peu près satisfaisante. Pour détecter d'une façon significative l'instationnarité du jet, il a été nécessaire de simuler la totalité de l'orifice, mais ceci a été fait au détriment du nombre de mailles dans le domaine de calcul (maillage trop lâche).

Enfin, une simulation de la dynamique tourbillonnaire du jet lobé par DNS, aujourd'hui hors de notre portée en raison de la limitation de nos capacités machine, reste une perspective ouverte dans le cadre des futurs travaux.

# CHAPITRE 4. MODÉLISATION NUMÉRIQUE D'UN JET D'ORIFICE CROIX FAIBLEMENT TURBULENT

## 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions numériquement un jet d'orifice croix faiblement turbulent. Dans la première partie, nous présentons brièvement les expérimentations qui ont été réalisées pour étudier ce jet. Les autres parties de ce chapitre sont consacrées à la simulation numérique de l'écoulement faiblement turbulent issu du jet d'orifice croix, au moyen des modèles de turbulence présents dans le logiciel Star-CCM+. Nous confrontons nos résultats numériques aux résultats expérimentaux.

## 4.2 Campagne expérimentale

Le jet d'orifice étudié est représenté sur la Figure 4.3, le diamètre équivalent de l'orifice est  $D_e = 10mm$ . L'installation de génération du jet d'air se compose d'un ventilateur miniature axial placé à l'intérieur d'un long tuyau métallique de diamètre 0.16m. Un conduit convergent placé à l'extrémité du tuyau assure la réduction du niveau de turbulence à la sortie de jet. Une structure en nid d'abeilles est placée juste en amont du conduit convergent.

Des mesures PIV en  $2D$  sont effectuées dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) pour caractériser la distribution longitudinale de la vitesse. Un système PIV de Dantec, composé d'un laser Yag de 200 mJ, synchronisé avec une caméra CCD de haute sensibilité ayant une résolution de  $4000 \times 2672$  pixels<sup>2</sup>, a été utilisé. La fréquence d'acquisition du système PIV est de 1Hz. Les champs de vitesse transversale à différentes distances axiales sont obtenus à l'aide d'un système PIV stéréoscopique résolu en temps de Lavision. Ce système se compose de deux caméras Phantom V9 de  $1200 \times 1632$  pixels<sup>2</sup> et d'un Laser NewWave Pegasus ND : YLF d'énergie 10mJ. La fréquence d'acquisition maximale est de 500Hz en pleine résolution. Le jet d'air a étéensemencé de petites gouttelettes d'huile d'olive de 1 à 2  $\mu m$  de diamètre.

Le principe de la méthode stéréoscopique PIV a été largement discuté dans la littérature par [(Prasad et al. 1992), (Arroyo et Greated 1991)].

Les deux caméras sont montées avec un angle de  $45^\circ$  par rapport à la normale au plan laser (Figure 4.4), La reconstruction stéréo employée afin d'obtenir les trois composants de la vitesse est une reconstruction  $3D$  empirique [(Soloff et al.1997)] basée sur une corrélation croisée des deux vues de la cible de calibration. L'image calibrée donne une résolution spatiale de  $59.9\mu m$  par pixel ce qui correspond à une fenêtre de  $97.7 \times 62.4mm^2$ . Les images sont traitées à l'aide d'un algorithme d'inter-corrélation adaptatif avec une manipulation de la

distorsion de fenêtre et du déplacement de fenêtre sous-pixel. Un traitement itératif de type prédicteur/correcteur avec un décalage des mailles en fraction de pixel est effectué. La méthode prédicteur/correcteur est validée pour chaque maille quand le rapport signal sur bruit de la corrélation est au dessus de la valeur seuil de 1.1. En moyenne, moins de 1% des vecteurs sont détectés comme incorrects. Ces vecteurs sont identifiés et corrigés à l'aide d'un schéma d'interpolation bilinéaire.

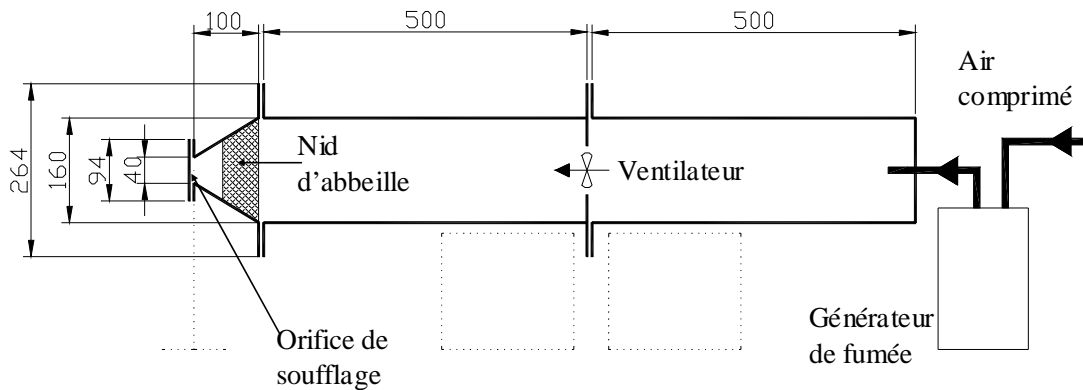


Figure 4.1: Schéma du dispositif de soufflage [Nastase 2007]

Deux expérimentations ont été réalisées : une par [(Nastase 2007), Nastase et Meslem (2008)] et une par [El Hassan et al. 2011]. Nastase a étudié un orifice à lobes arrondis (voir Figure 4.2) et El Hassan a étudié un orifice à lobes droits (voir Figure 4.3).

Dans le cas de l'orifice à lobes droits, le débit de soufflage vaut  $Q_0 = 3.7 \times 10^{-4} \text{ m}^3 / \text{s}$ , le nombre de Reynolds basé sur la vitesse sur l'axe de symétrie de l'orifice et sur le diamètre équivalent vaut  $R_{eom} = \frac{U_{om} D}{\nu} = 4019$ , et celui basé sur la vitesse moyenne à la sortie de

l'orifice et sur le diamètre équivalent vaut  $R_{eomeam} = \frac{U_{omean} D}{\nu} = 2500$ . Alors que dans le cas de

l'orifice à lobes arrondis, le débit de soufflage vaut  $Q_0 = 2.9 \times 10^{-4} \text{ m}^3 / \text{s}$ , et les nombres de Reynolds valent  $R_{eom} = \frac{U_{om} D}{\nu} = 3500$  et  $R_{eomeam} = \frac{U_{omean} D}{\nu} = 2900$ , l'écoulement est donc

faiblement turbulent dans les deux cas.

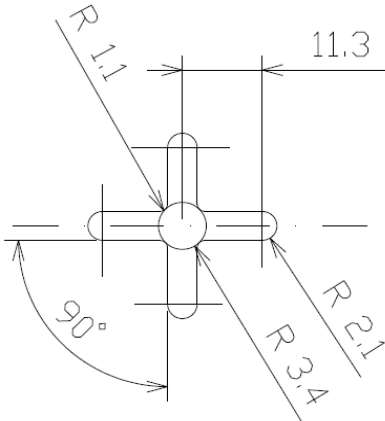


Figure 4.2: Orifice à lobes arrondis étudié par [(Nastase 2007)]

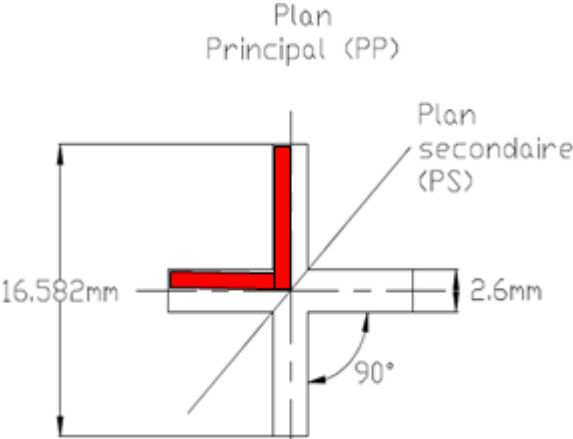


Figure 4.3: Orifice à lobes droits étudié par [El Hassan et al. 2011]. La Zone en rouge représente le quart de l'orifice simulé par CFD

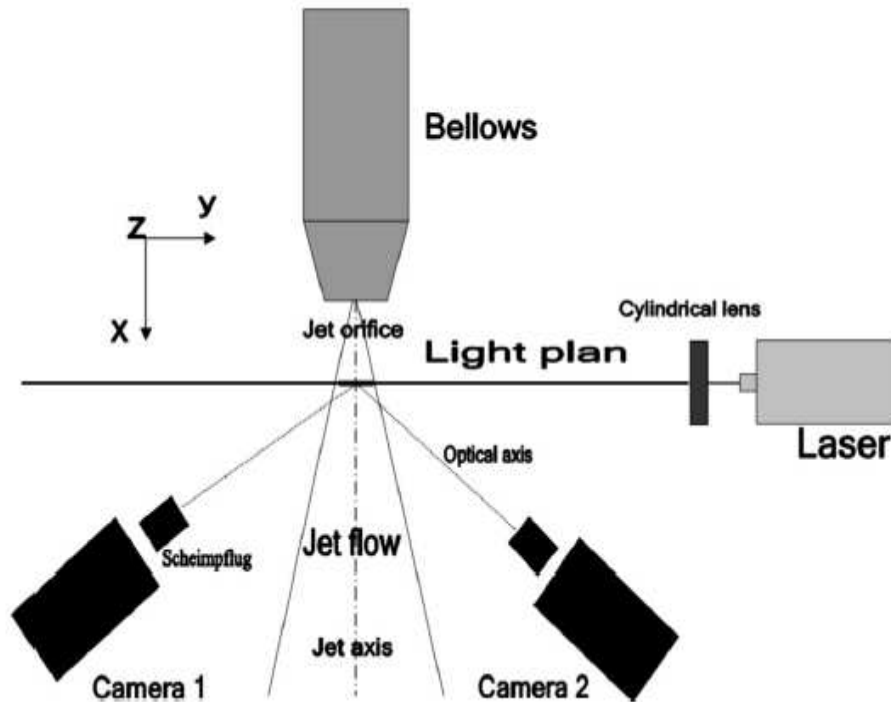


Figure 4.4: Schéma du système PIV stéréoscopique rapide [El Hassan et al. 2011]

#### 4.3 Domaine de calcul

Pour l'écoulement faiblement turbulent étudié, les équations de continuité, de conservation des quantités de mouvement, et de transport des variables turbulentes (présentées dans le Chapitre 2 intitulé « Méthodologie ») ont été résolues avec le logiciel Star-CCM+. Nous avons utilisé des modèles de turbulence de type RANS et un modèle de simulation aux grandes échelles (ou *Large Eddy Simulation* : LES). Concernant les modèles de type RANS, en raison de la symétrie de l'écoulement, un quart du domaine a été simulé (voir Figure 4.3). En revanche, l'ensemble du domaine a dû être pris en compte pour la simulation aux grandes échelles car l'écoulement instantané n'est pas symétrique.

Le domaine de calcul est composé de deux parties séparées par une plaque que nous désignons par « obstacle » (voir Figure 4.5). L'épaisseur de cette plaque est prise égale comme dans l'essai à 1.5mm. Concernant la simulation de type RANS, la première partie du domaine a pour dimensions  $(10D_e \times 10D_e \times 10D_e)$  et la seconde partie a pour dimensions  $(10D_e \times 10D_e \times 30D_e)$ . Comme montré sur la Figure 4.5, nous imposons sur deux faces de la première partie du domaine (en amont de l'obstacle), des conditions de type parois, deux conditions de symétries (car le quart du domaine est simulé) et des conditions de pression (où la pression est égale à la pression atmosphérique). En entrée du domaine nous avons imposé une vitesse uniforme de soufflage ( $U_0=0.00728\text{m/s}$ ,  $V=0$ ,  $W=0$ ), dans un domaine de section

transversale carrée de dimension  $10D_e \times 10D_e$  en amont de la plaque, avec  $D_e = \sqrt{\frac{4S}{\pi}}$ , le diamètre équivalent de l'orifice égal à 10mm et  $S$  est ici la section de l'orifice égale à  $0.000785\text{m}^2$ . Pour réaliser le maillage, il a été nécessaire de raffiner le maillage au voisinage des parois car des modèles de turbulence à faible nombre de Reynolds et des modèles à deux couches ont été utilisés pour calculer l'écoulement. Pour ces modèles, la maille adjacente aux parois doit être située dans la sous-couche visqueuse, c'est-à-dire que la distance à la paroi adimensionnée doit vérifier  $y_+ < 5$ , où  $y_+ = \frac{yu_\tau}{\nu}$ , avec  $y$  la distance à la paroi,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $u_\tau$  la vitesse de frottement. Comme le fluide s'engouffre dans la croix, c'est dans cette zone que la vitesse est la plus élevée (et donc que  $y_+$  est le plus élevé) et c'est dans cette zone qu'on doit beaucoup raffiner le maillage. Un maillage non uniforme comprenant 4686656 mailles a été construit (voir Figure 4.6). La dimension de la plus petite maille est égale à 0.01mm. Au niveau de la croix,  $y_+$  est compris entre 0.04 et 4.6 (Figure 4.7), la moyenne de  $y_+$  dans l'épaisseur de la croix vaut 1.29.

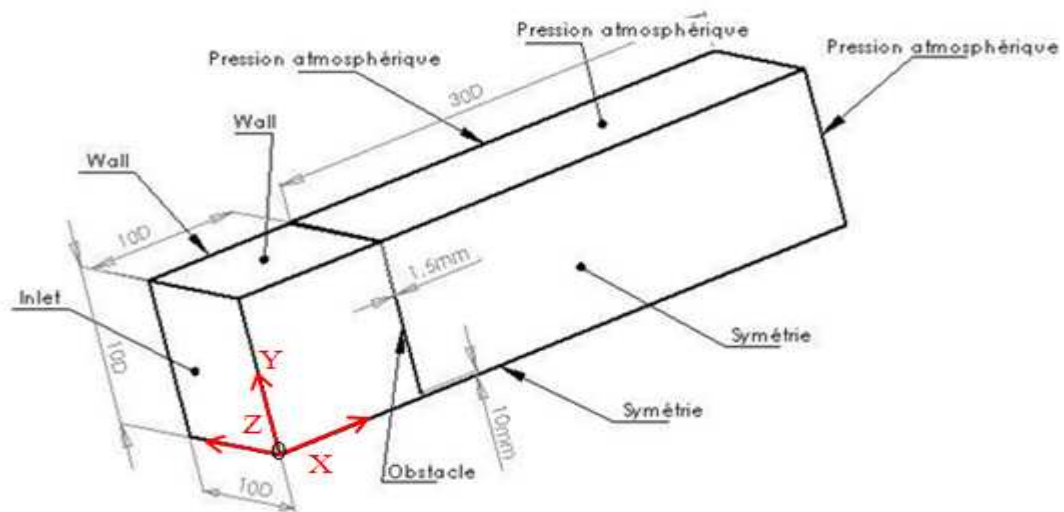


Figure 4.5: Domaine de calcul et conditions aux limites associées (pour les simulations de type RANS)

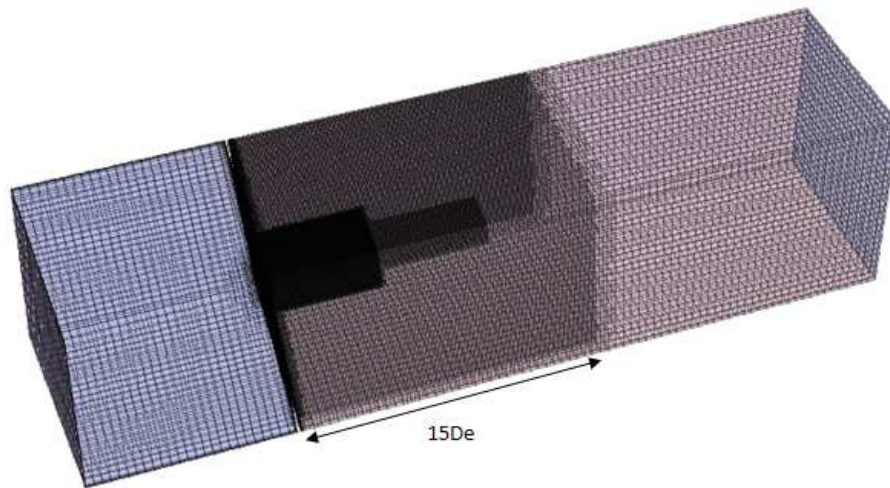
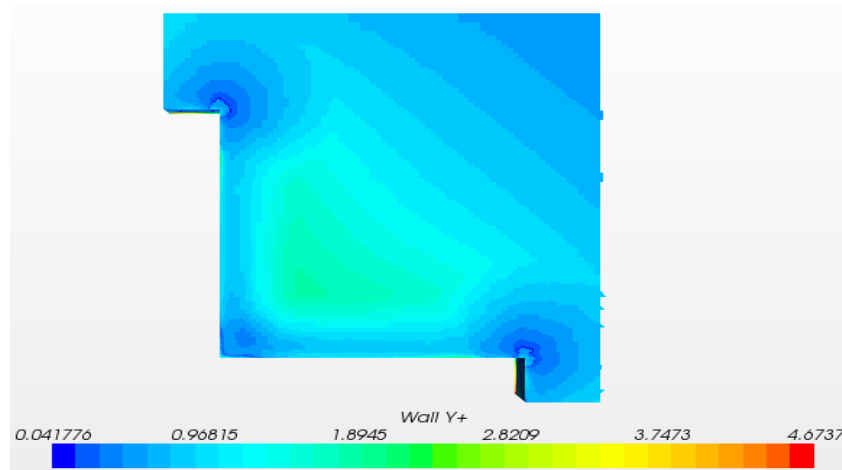
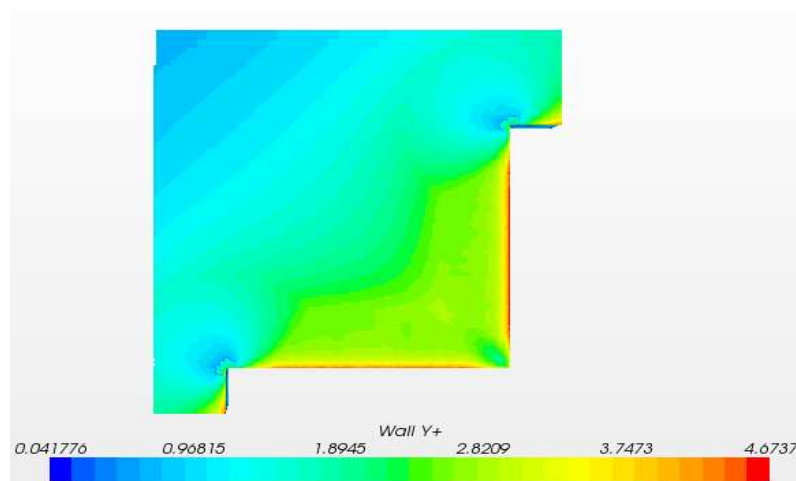


Figure 4.6: Maillage réalisé avec Star-CCM+ (pour les modèles de turbulence de type RANS)



Distribution de  $y^+$  à la sortie de l'orifice



Distribution de  $y^+$  à l'entrée de l'orifice

Figure 4.7: Valeurs de  $y^+$  au niveau de la croix

Pour les calculs avec la simulation aux grandes échelles (LES), l'ensemble du domaine a été discrétisé. Le maillage réalisé comprend au total 3944671 mailles (voir Figure 4.8). Nous n'avons pas pu réaliser un maillage plus conséquent à cause de la lourdeur des calculs.

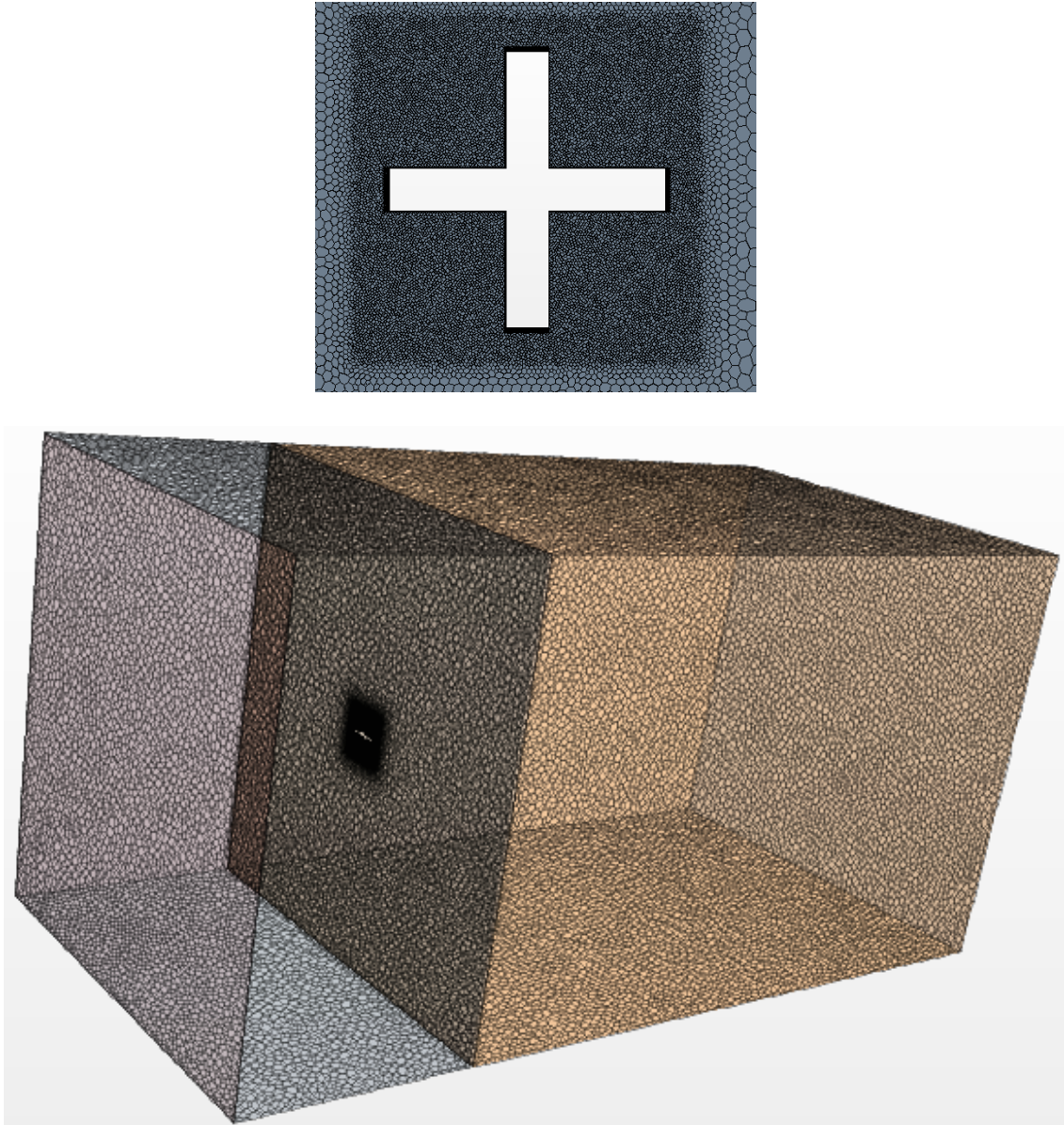


Figure 4.8: Maillage réalisé avec Star-CCM+ (pour la simulation aux Grandes Echelles)

#### 4.4 Modèles de turbulence utilisés

Les modèles de turbulence que nous avons utilisés sont les suivants :

Un modèle  $k - \varepsilon$  à bas nombre de Reynolds (modèle de [(Lien et al. 1996)]),



Le modèle  $k-\varepsilon$  réalisable associé avec un modèle à deux couches (pour le traitement des parois),

La version à bas nombre de Reynolds du modèle SST  $k-\omega$ ,

Le modèle quadratique à bas nombre de Reynolds de [(Lien et al. 1996)],

Le modèle cubique à bas nombre de Reynolds de [(Lien et al. 1996)],

Le modèle RSM avec un modèle linéaire pour le terme de corrélation pression déformation (modèle de [(Gibson et Launder 1978)]), associé avec un modèle à deux couches,

Le modèle de simulation aux grandes échelles WALE.

#### 4.5 Résultats obtenus

Nous présentons tout d'abord les isocontours de la composante longitudinale de la vitesse, obtenues avec le modèle  $k-\varepsilon$  à bas nombre de Reynolds, le modèle  $k-\varepsilon$  réalisable, le modèle SST  $k-\omega$ , le modèle quadratique à bas nombre de Reynolds, le modèle cubique à bas nombre de Reynolds, le modèle RSM « basique », dans les plans principal et secondaire, ainsi que les isocontours des champs mesurés (voir Figure 4.10). Les allures globales des isocontours de la composante longitudinale de la vitesse prédites par l'ensemble des modèles sont similaires. Entre autre que tous les modèles RANS considérés semblent prédire, d'une manière plus ou moins prononcée, le phénomène de croisement d'axes visible sur les champs expérimentaux.

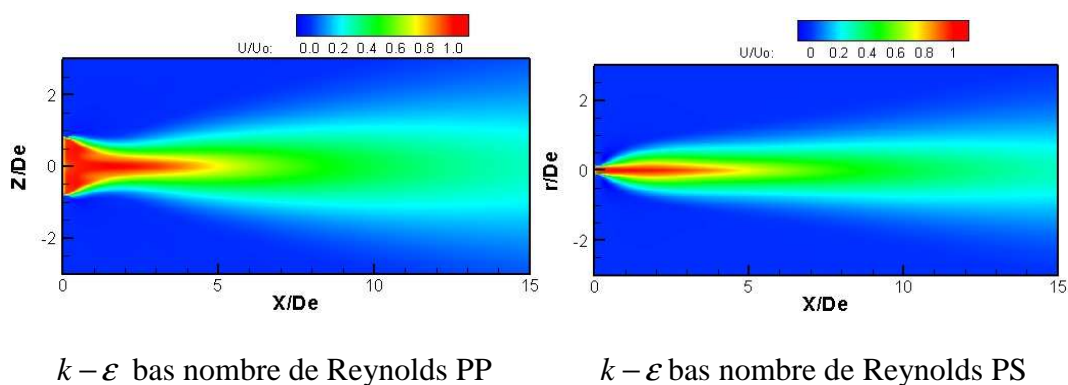


Figure 4.9: Isocontours de la composante longitudinale de la vitesse obtenues par les simulations et expérimentalement (PP : dans le Plan Principal, PS : dans le Plan Secondaire)

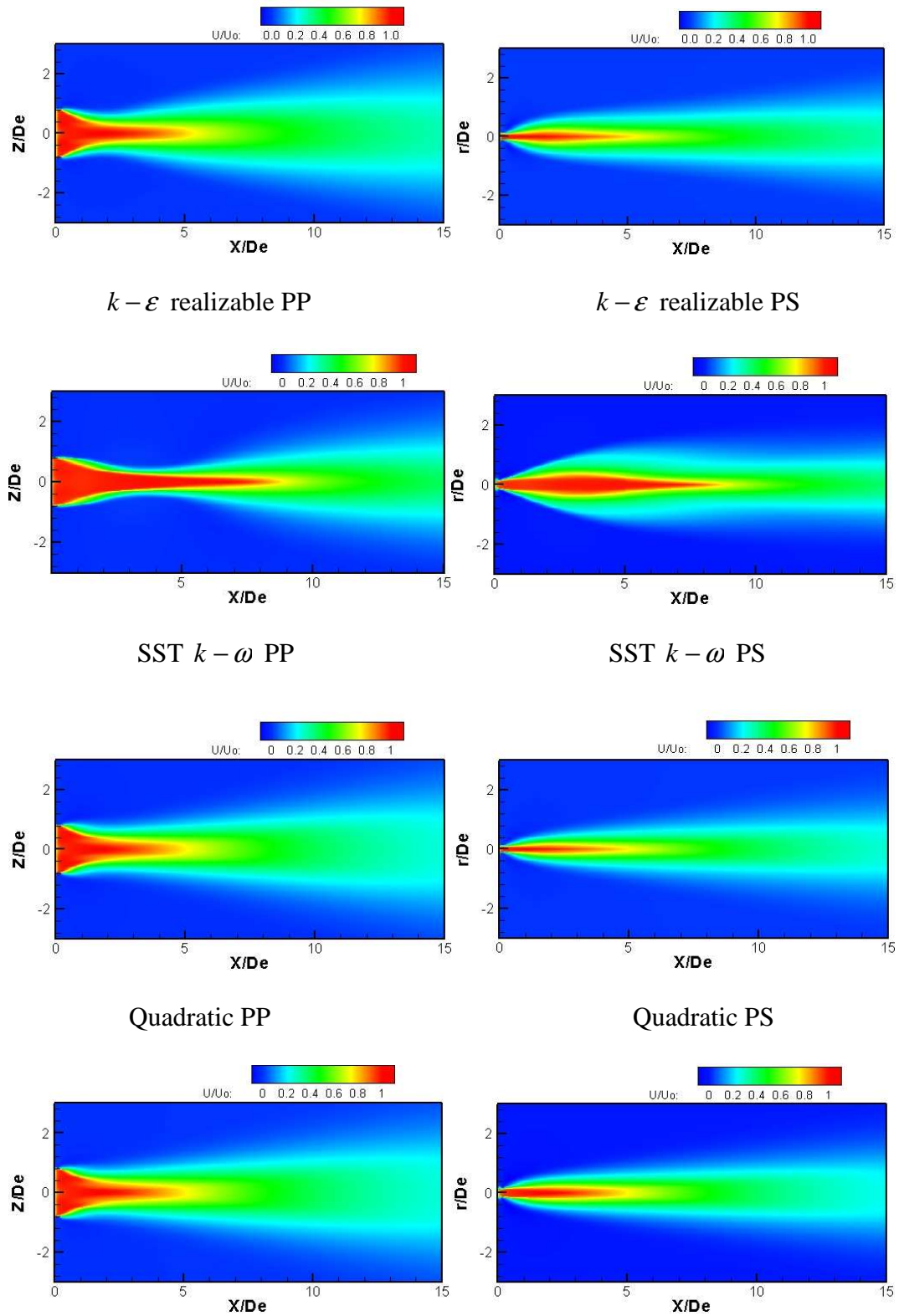


Figure 4.10: Suite

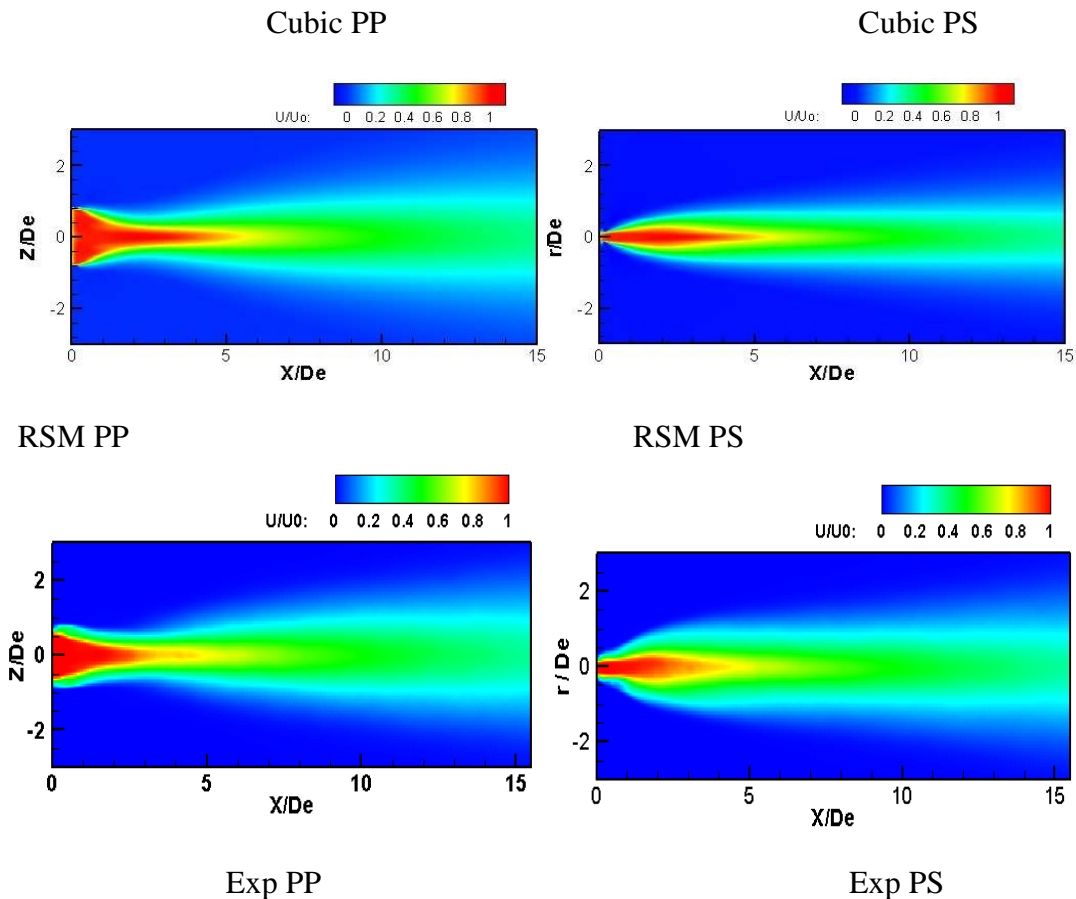


Figure 4.10: Suite

Sur la Figure 4.11, La Figure 4.12 et la Figure 4.13 les isovaleurs de la composante longitudinale de la vitesse dans des plans transversaux (plans perpendiculaires à l'axe de l'écoulement) sont tracées. Nous pouvons y remarquer plus aisément que le phénomène de croisement d'axes qui a lieu pour cet écoulement n'est pas bien prédit par tous les modèles de turbulence, notamment les modèles à deux équations qui utilisent pour l'échelle de longueur la variable  $\varepsilon$  (soit le modèle  $k - \varepsilon$  à bas nombre de Reynolds, le modèle  $k - \varepsilon$  réalisable, le modèle quadratique à bas nombre de Reynolds, le modèle cubique à bas nombre de Reynolds). Les autres modèles (modèle SST  $k - \omega$ , le modèle RSM « basique ») prédisent ce phénomène d'une façon plus satisfaisante. Cette constatation est confirmée si on observe l'évolution axiale des épaisseurs dynamiques (voir Figure 4.14) qui permettent d'étudier la croissance (l'expansion dynamique) des jets dans des sections perpendiculaires à la direction longitudinale (axiale) de l'écoulement, dans le Plan Principal (PP) et dans le Plan Secondaire (PS).

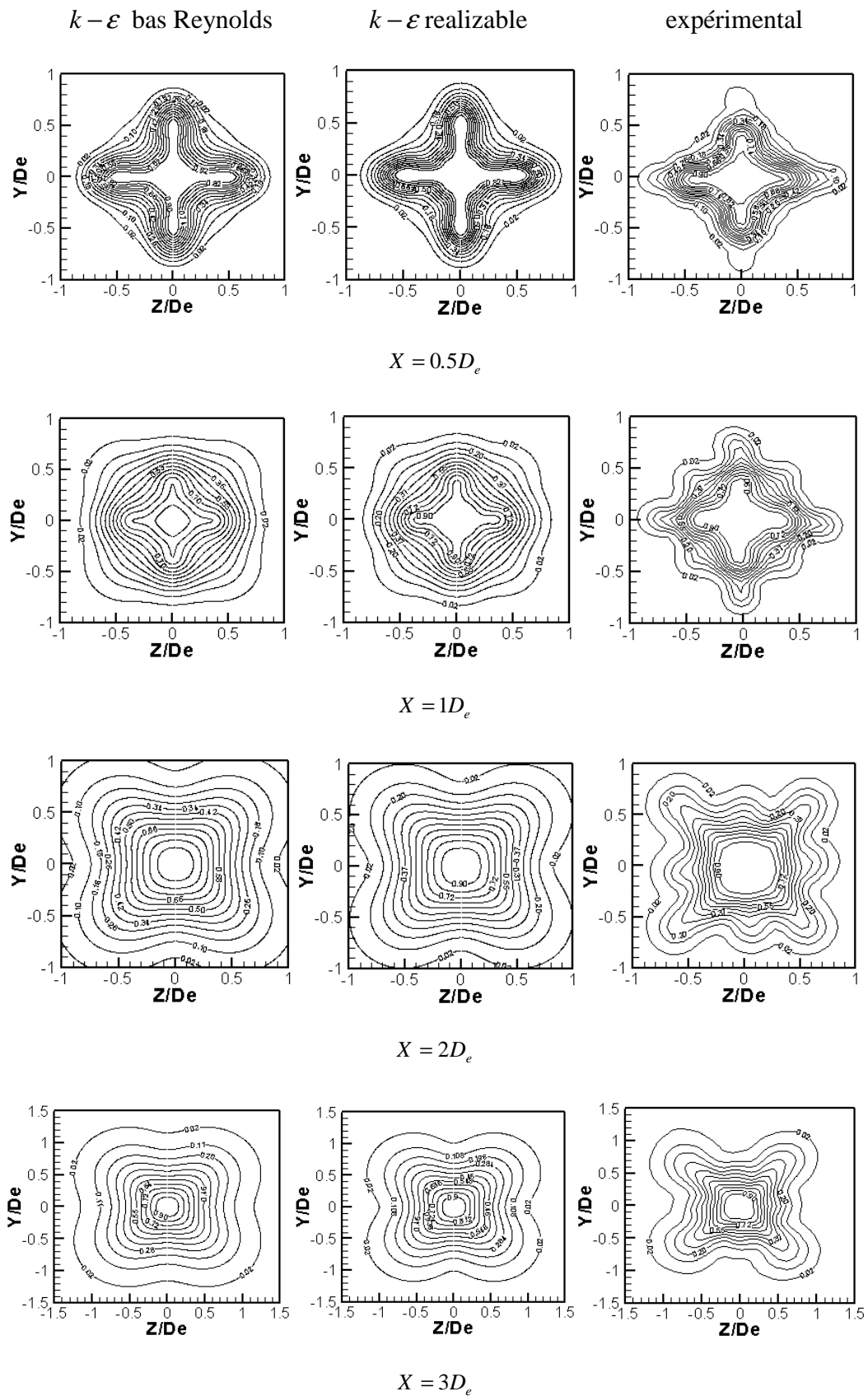


Figure 4.11 : Isovaleurs de la composante longitudinale de la vitesse dans des plans transversaux, obtenues par les simulations avec les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires et expérimentalement.

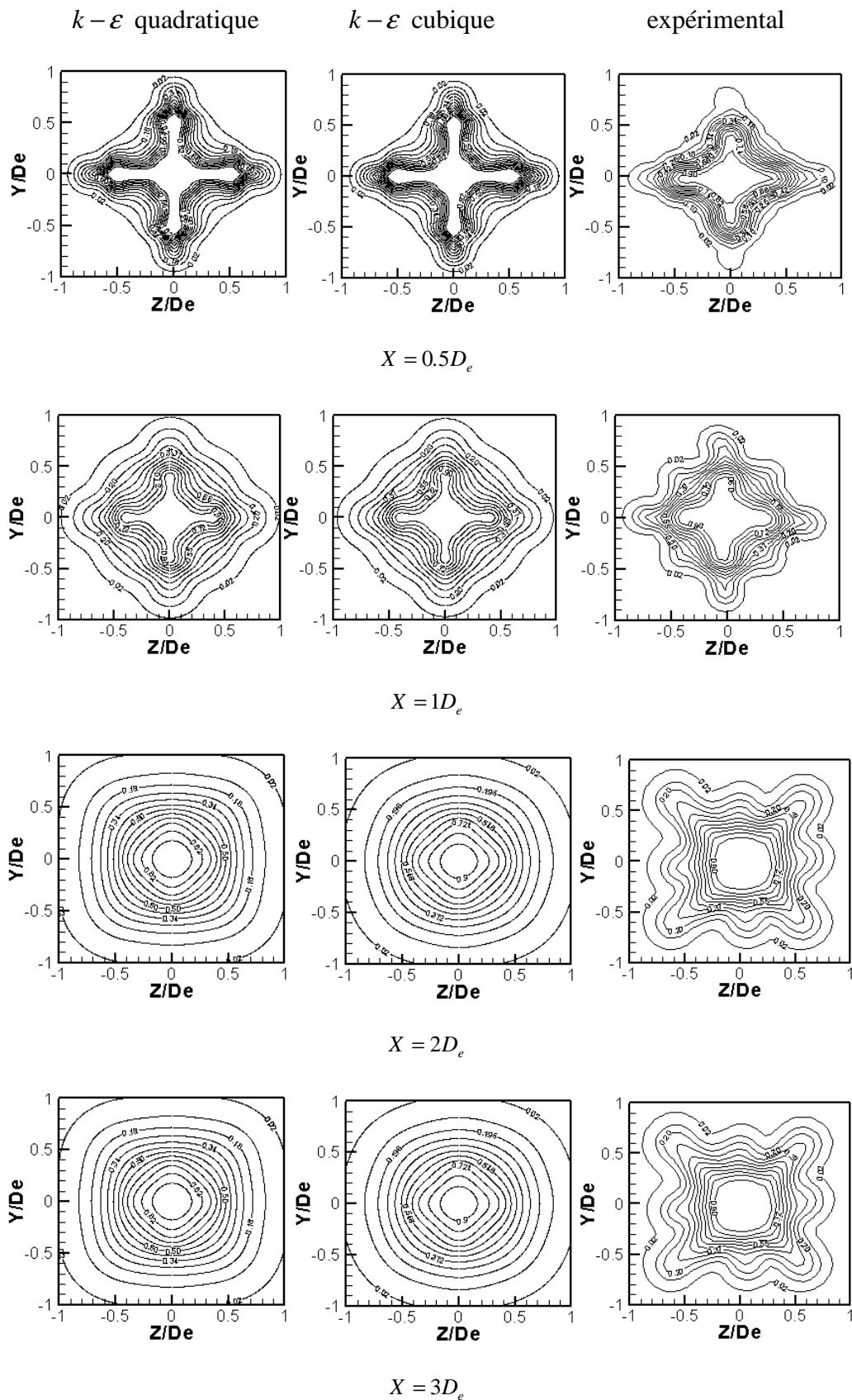


Figure 4.12 : Isovaleurs de la composante longitudinale de la vitesse dans des plans perpendiculaires au sens de l'écoulement, obtenues par les simulations avec les modèles  $k - \varepsilon$  non linéaires (quadratique et cubique) et expérimentalement.

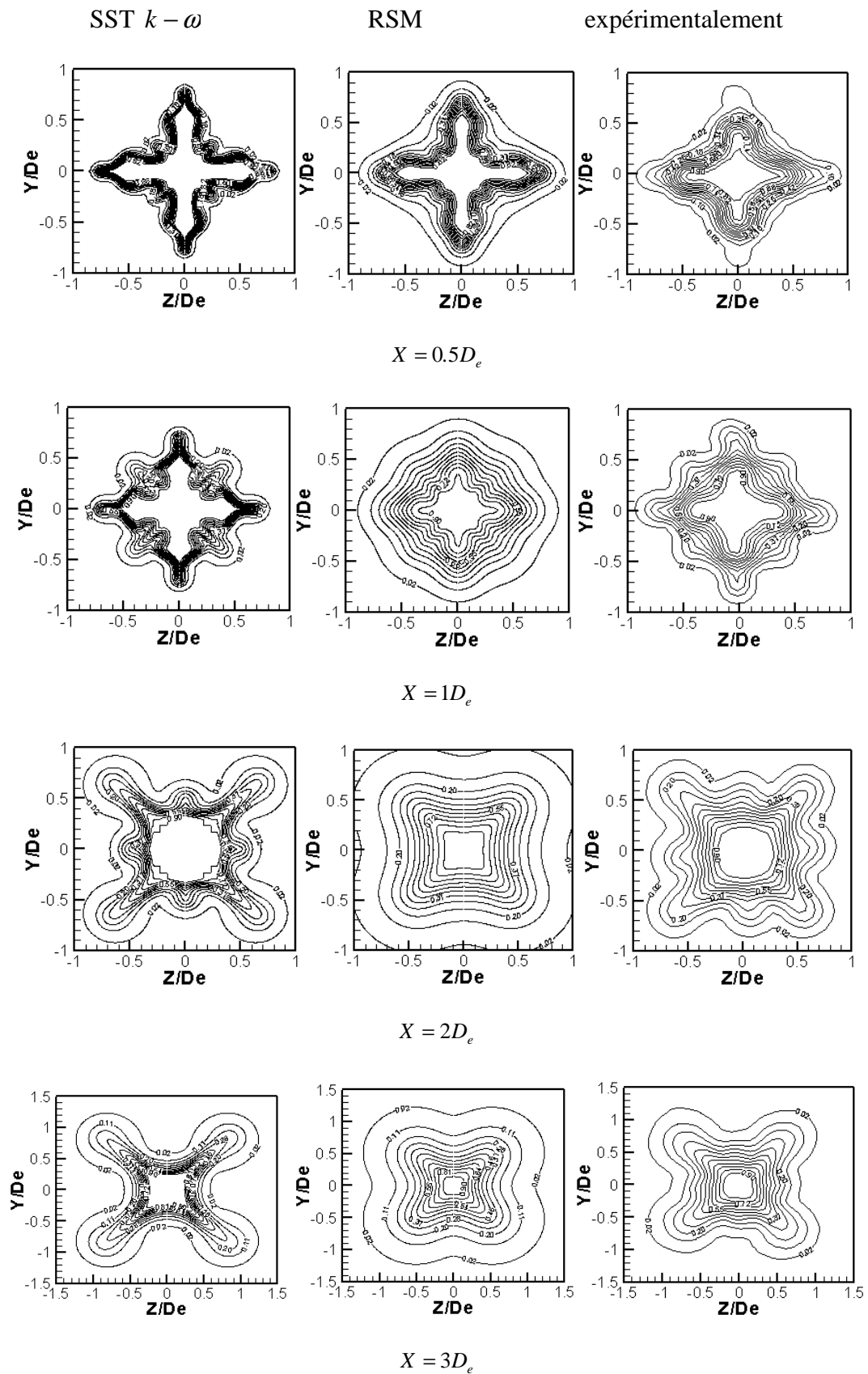


Figure 4.13 : Isovaleurs de la composante longitudinale de la vitesse dans des plans perpendiculaires au sens de l'écoulement, obtenues par les simulations avec les modèles SST  $k - \omega$  et RSM, et expérimentalement.

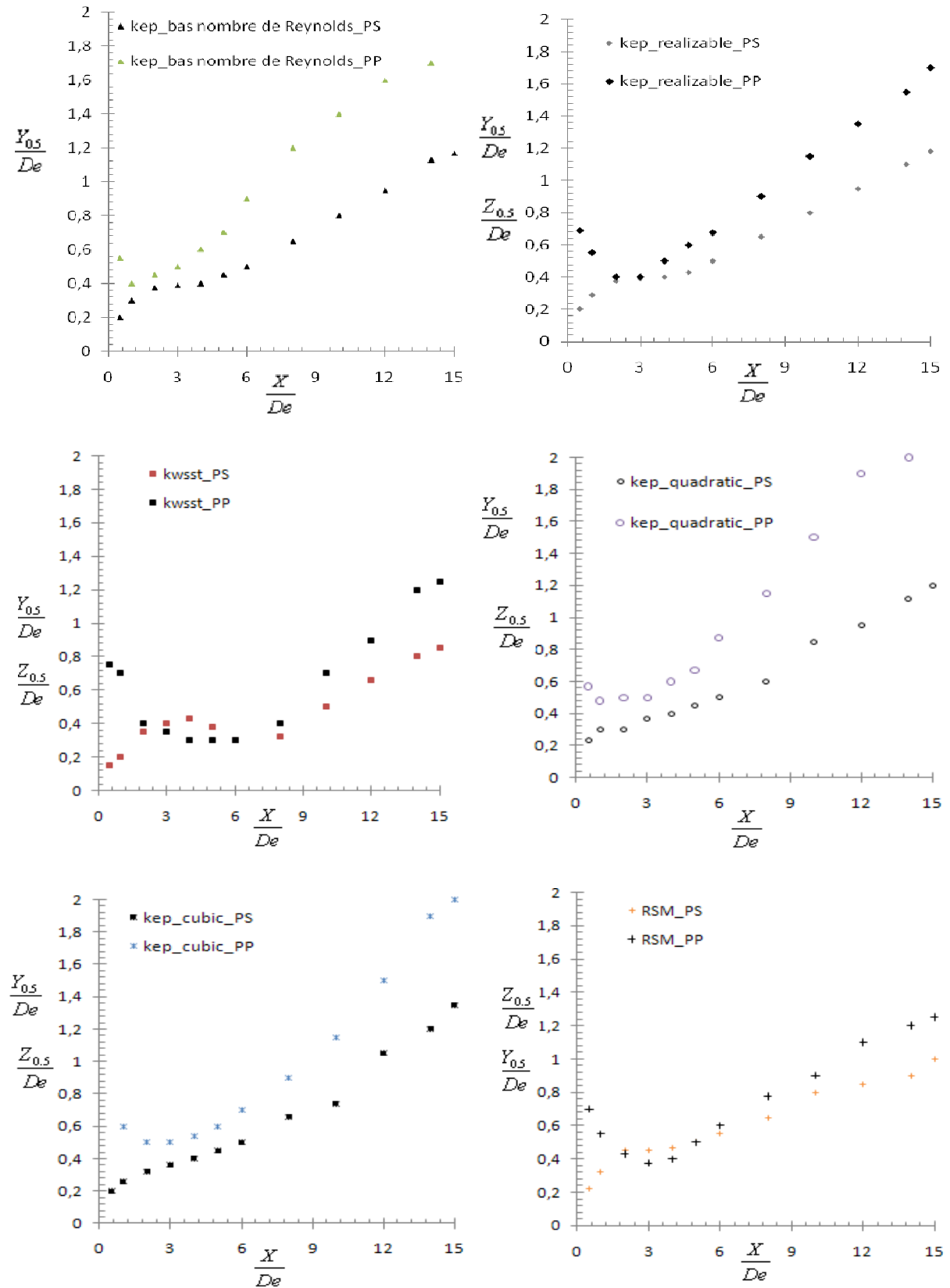


Figure 4.14 : Evolution axiale des épaisseurs dynamiques (PP : dans le plan principal, PS : dans le plan secondaire)

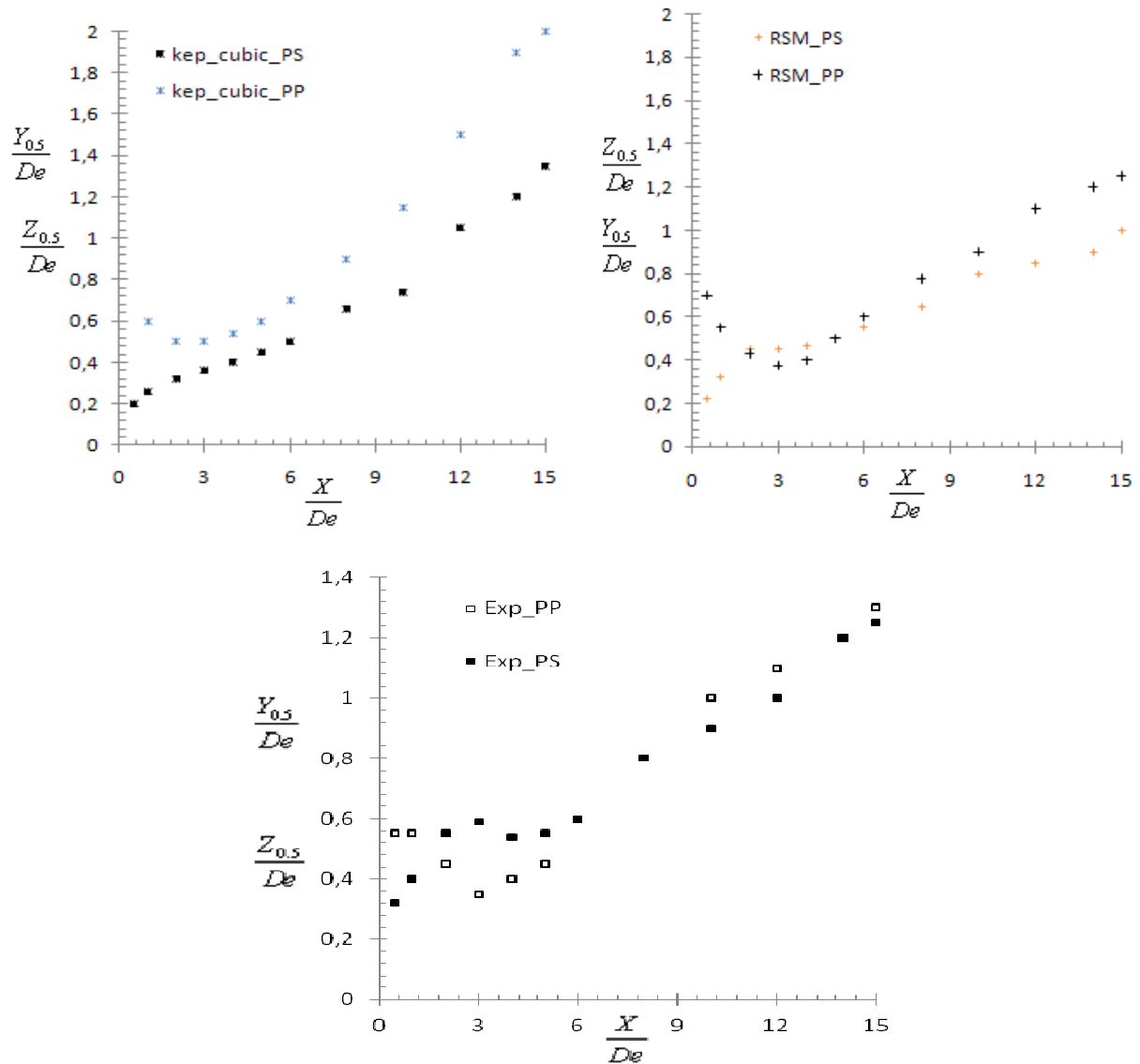


Figure 4.14 : Suite

La « contre performance » des modèles quadratique et cubique de [(Lien et al. 1996)] peut s'expliquer par le fait qu'ils n'ont pas été calibrés pour traiter des écoulements proches de celui que nous calculons. La plupart des modèles non linéaires ont été calibrés par rapport à des écoulements avec un seul gradient de vitesse (écoulement dans un canal, pour lequel les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires prédisent l'isotropie :  $\langle u'^2 \rangle = \langle v'^2 \rangle = \langle w'^2 \rangle$ ). Ceci est illustré sur les figures ( Figure 4.15 [(Leschziner 2001)] et Figure 4.16 [(Craft et al. 1996)]).



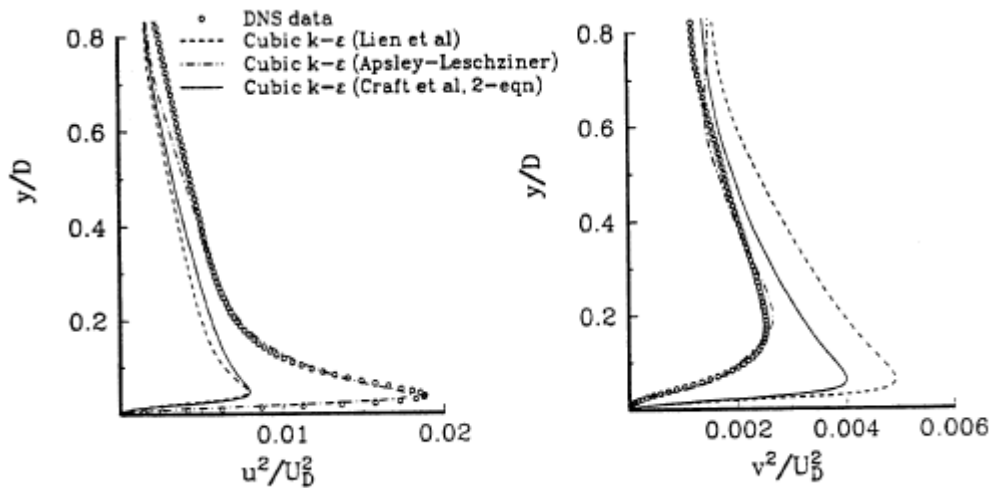


Figure 4.15: Contraintes turbulentes normales pour un écoulement dans un canal avec un seul gradient de vitesse, de nombre de Reynolds  $Re_D=7890$  [(Leschziner 2001)].

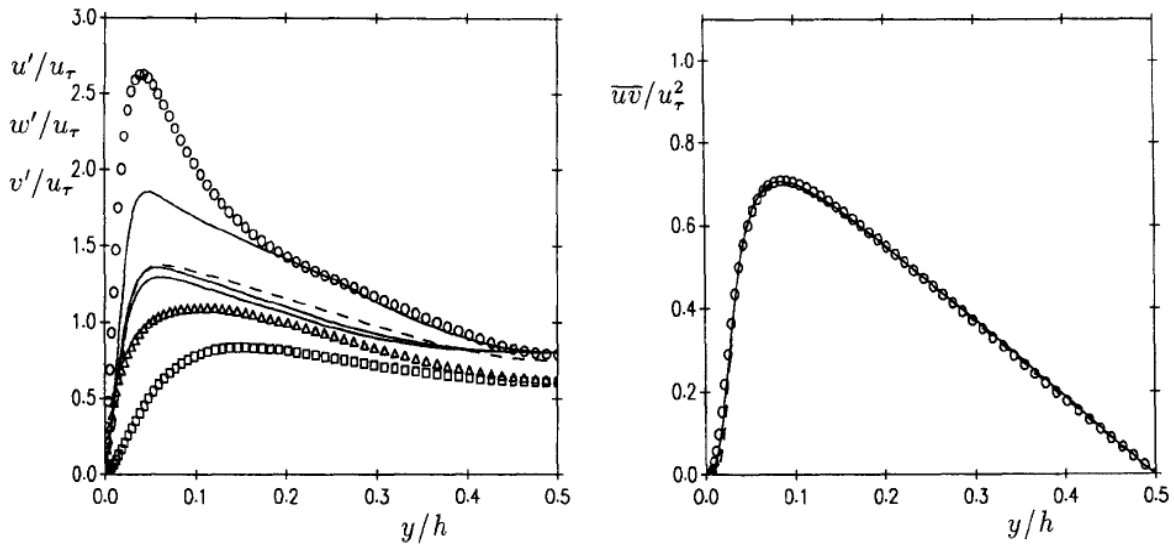


Figure 4.16: Contraintes turbulentes pour un écoulement dans un canal avec un seul gradient de vitesse, de nombre de Reynolds  $Re_D=5600$  [(Craft et al. 1996)] \_\_\_\_\_ modèle cubique de [(Craft et al. 1996)], - - - modèle linéaire de [(Launder et Sharma 1974)], symboles : DNS de [(Kim et al. 1987)]

D'un autre côté, [(Demuren et Rodi 1984)] ont construit un modèle non linéaire quadratique dédié au calcul d'un écoulement turbulent avec des recirculations dans une conduite non circulaire (obtenu par simplification du modèle RSM avec un modèle linéaire pour le terme de corrélation pression déformation de [(Launder et al. 1975)] en se référant à des résultats expérimentaux obtenus pour ce cas spécifique. [(Demuren et Wilson 1999)] ont ensuite appliqué ce modèle au calcul de l'écoulement dans une conduite de section rectangulaire, et ils ont obtenu avec ce modèle non linéaire simple, le phénomène de croisement d'axes (Figure

4.17). Ces auteurs montrent aussi qu'ils n'ont pas réussi à obtenir le phénomène du croisement d'axes avec des modèles  $k-\varepsilon$  linéaires. De plus, ils n'ont pas effectué de comparaison quantitative de leurs résultats par rapport à des résultats de référence concernant le croisement d'axes (expérimentations par exemple).

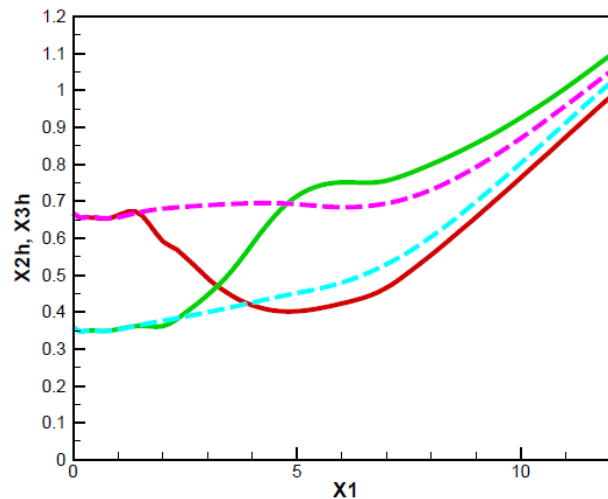


Figure 4.17: Evolution axiale des épaisseurs de la quantité de mouvement pour un écoulement dans une conduite de section rectangulaire, de nombre de Reynolds  $Re=75000$ , obtenu avec le modèle non linéaire développé par [(Demuren et Rodi 1984)], \_\_\_ modèle non linéaire, modèle  $k-\varepsilon$  [(Demuren et Wilson 1999)]

Les résultats obtenus avec la simulation aux grandes échelles sont présentés ici séparément. En effet, pour obtenir des résultats statistiquement indépendants, il est nécessaire de faire une moyenne avec un grand nombre de snapshots. Nous n'y sommes pas parvenus, ceci peut se voir sur la Figure 4.18 qui représente une moyenne des isocontours de la vitesse longitudinale normalisée, dans le plan principal et dans le plan secondaire. De plus, il n'était pas possible d'utiliser des conditions de symétrie pour cette simulation, car l'écoulement instantané n'est pas symétrique, et le maillage que nous avons construit est trop lâche. Néanmoins, le phénomène de croisement d'axes a été obtenu, comme illustré sur la Figure 4.19. Les calculs sont en cours pour tenter d'obtenir des résultats plus corrects.

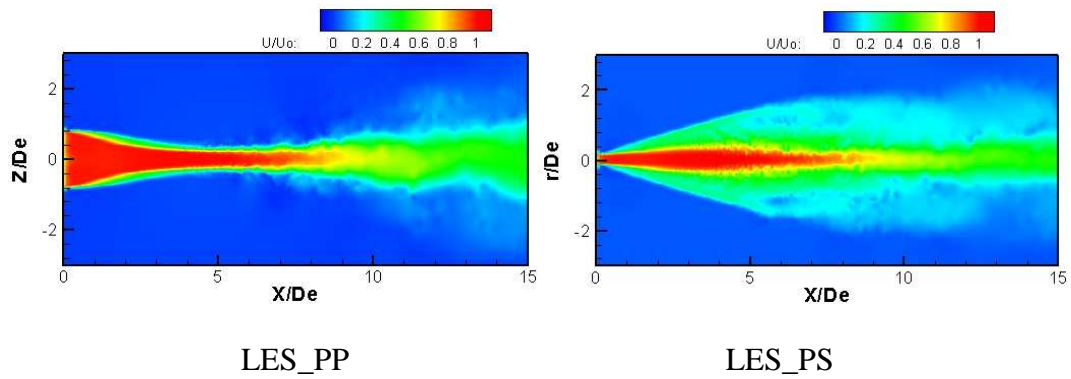


Figure 4.18: Isocontours de la composante longitudinale de la vitesse obtenues par la simulation aux grandes échelles (PP : dans le plan principal, PS : dans le plan secondaire)

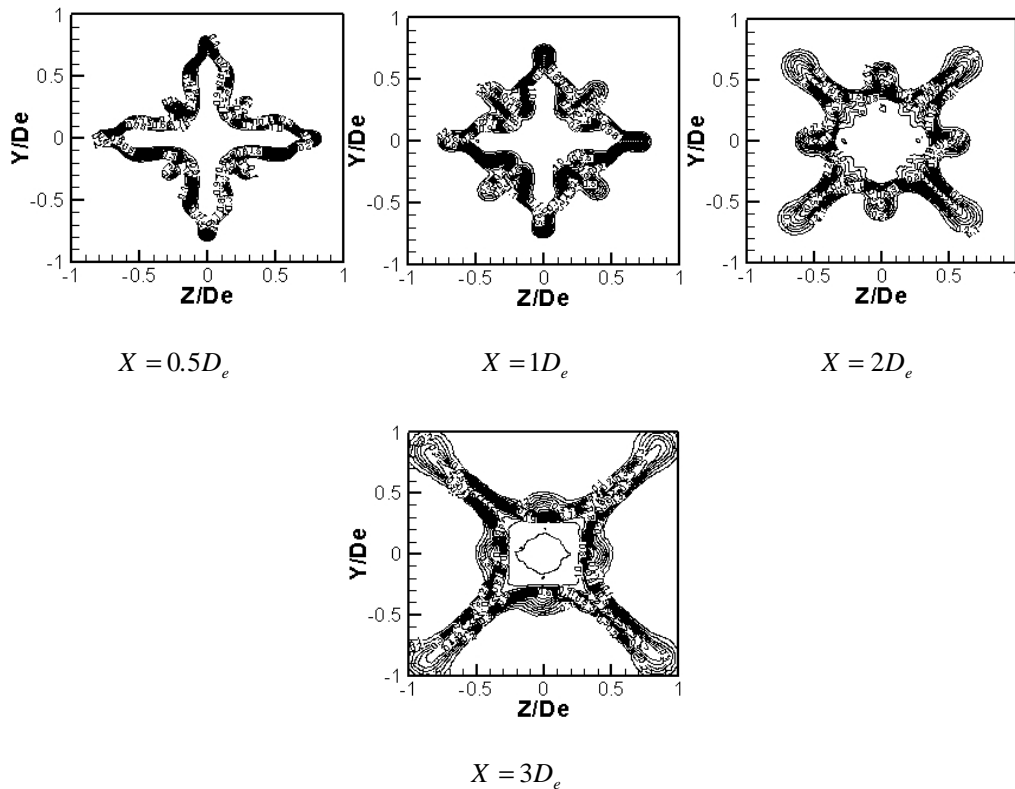


Figure 4.19 : Un champ instantané des isovaleurs de la composante longitudinale de la vitesse dans des plans transversaux, obtenues par la simulation aux grandes échelles.

Nous passons à présent à la comparaison des résultats obtenus avec les différents modèles, par rapport aux résultats expérimentaux. Pour caractériser l'entraînement des jets, on utilise souvent comme grandeurs caractéristiques le débit volumique qui traverse des sections perpendiculaires à la direction longitudinale de l'écoulement, ainsi que les épaisseurs dynamiques. Nous commençons par cette dernière quantité qui faisait l'objet de la discussion

précédente. Sur les figures qui suivent, nous présentons la comparaison relative aux épaisseurs dynamiques, pour les modèles  $k-\varepsilon$  linéaires (Figure 4.20), les modèles quadratique et cubique (Figure 4.22), le modèle SST  $k-\omega$  (Figure 4.21), le modèle RSM (Figure 4.23). Nous remarquons que le meilleur accord est obtenu pour le modèle RSM avec un modèle linéaire pour le terme de corrélation pression déformation (modèle de [(Gibson et Launder 1978)] qui utilise le modèle de [(Launder et al. 1975)] pour la modélisation de la corrélation pression déformation), associé avec un modèle à deux couches. Ceci laisse présager une bonne prédiction du débit volumique du jet avec ce modèle. Bien que le modèle SST  $k-\omega$  prédise le croisement d'axes, la comparaison par rapport aux résultats expérimentaux montre une différence beaucoup plus élevée que le modèle RSM.

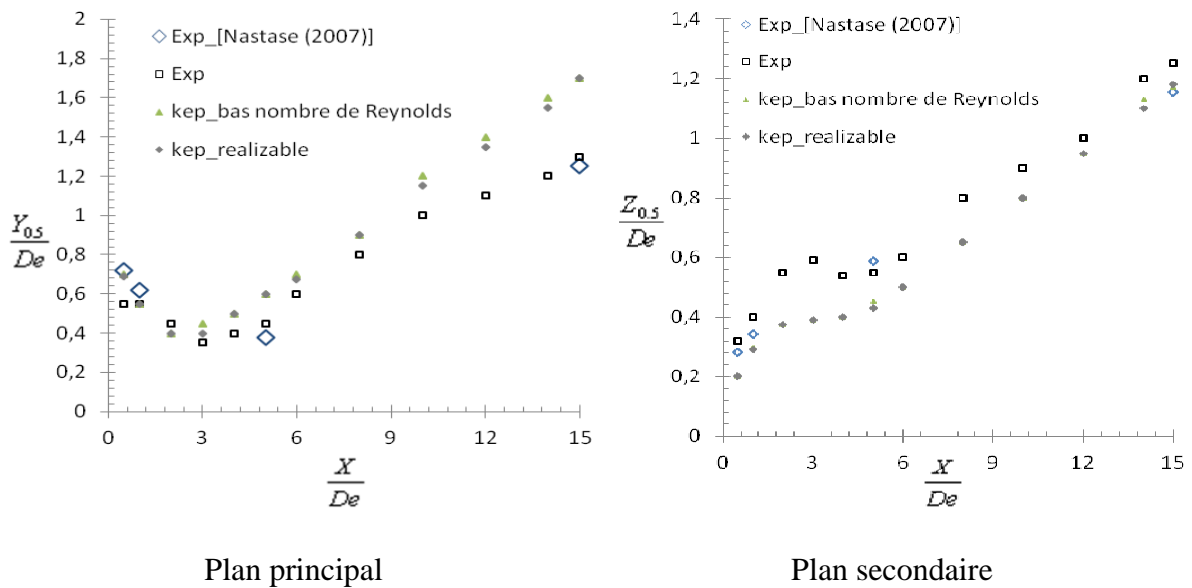


Figure 4.20: Evolution axiale des épaisseurs dynamiques prédite par un modèle  $k-\varepsilon$  linéaire

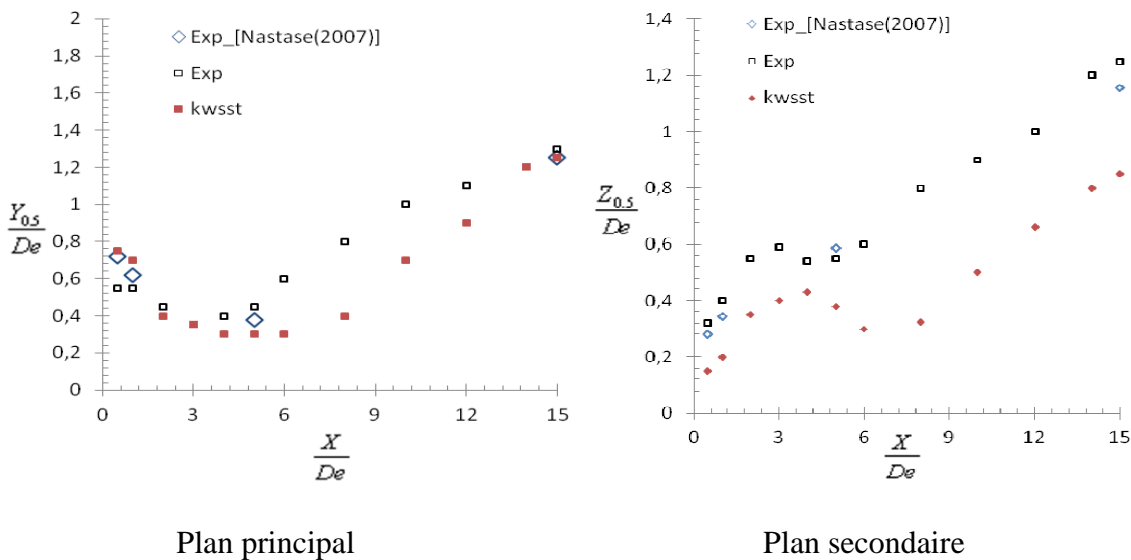


Figure 4.21: Evolution axiale des épaisseurs dynamiques prédite par le modèle  $k-\omega$  SST.

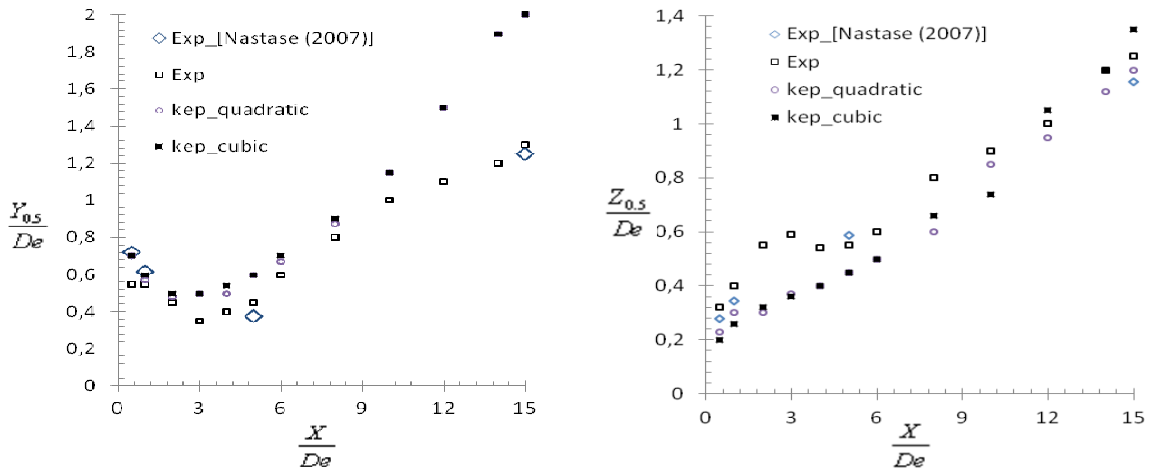


Figure 4.22: Evolution axiale des épaisseurs de la quantité de mouvement prédite par les modèles non linéaires.

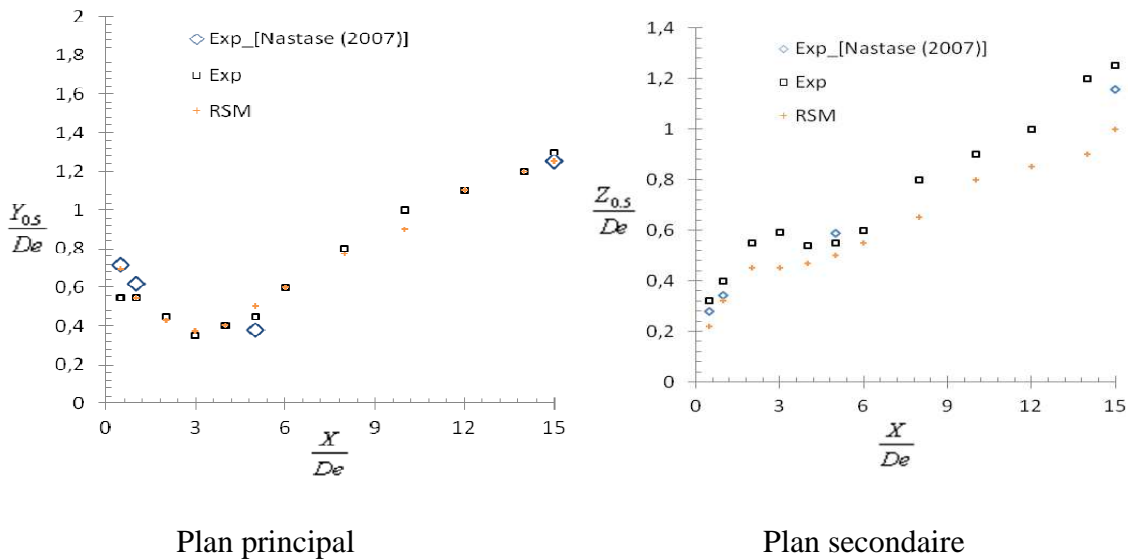


Figure 4.23: Evolution axiale des épaisseurs dynamiques prédite par le modèle RSM.

Sur les figures suivantes, nous avons représenté l'évolution axiale du débit volumique obtenu par intégration surfacique de la vitesse longitudinale dans des plans transversaux du jet. Pour calculer ce débit, un critère d'arrêt est utilisé, nous avons :  $Q = \int_s U dy dz \Big|_{U>0.1m/s}$ . Nous considérons arbitrairement que l'iso-surface donnée par  $U=0.1m/s$  correspond à l'interface entre le jet et l'ambiance. L'observation dans des plans transversaux du jet, des champs de la vitesse longitudinale et du champ de la composante longitudinale de la vorticité, montre que ce choix est judicieux : les mouvements convectifs liés à l'ambiance ne sont pas intégrés et aucune troncature de la physique de l'écoulement n'est commise.

Le débit est normalisé par  $Q_0$ , qui est dans le cas de l'expérimentation, le débit mesuré en  $X = 0.5D_e$  (car il n'est pas possible de faire des mesures PIV précises dans une section plus proche de l'orifice en raison des problèmes de réflexion des rayons laser par la paroi. Nous pouvons remarquer que pour cette grandeur globale, un bon accord est obtenu pour l'ensemble des modèles (voir Figure 4.24, Figure 4.25, Figure 4.26, Figure 4.27). Le très bon accord obtenu avec le modèle RSM est à souligner.

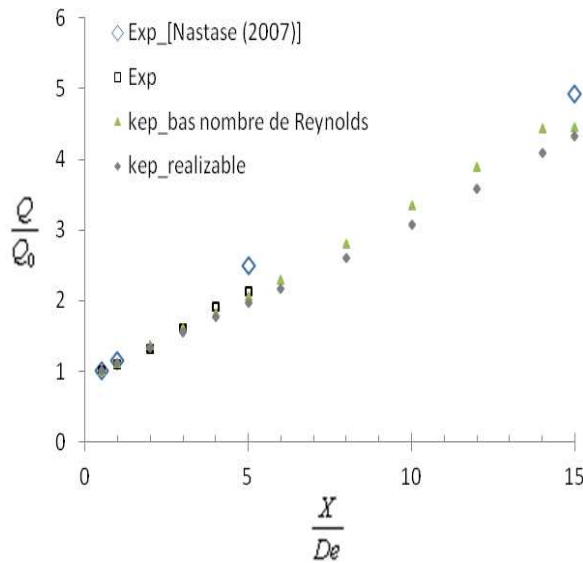


Figure 4.24: Evolution le long de l'axe longitudinal du débit volumique normalisé, prédite par les modèles  $k - \epsilon$  linéaires.

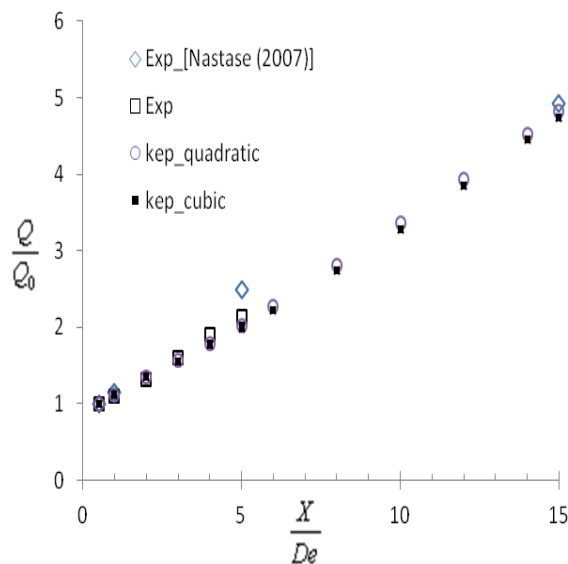


Figure 4.25: Evolution le long de l'axe longitudinal du débit volumique normalisé, prédite par les modèles non linéaires.

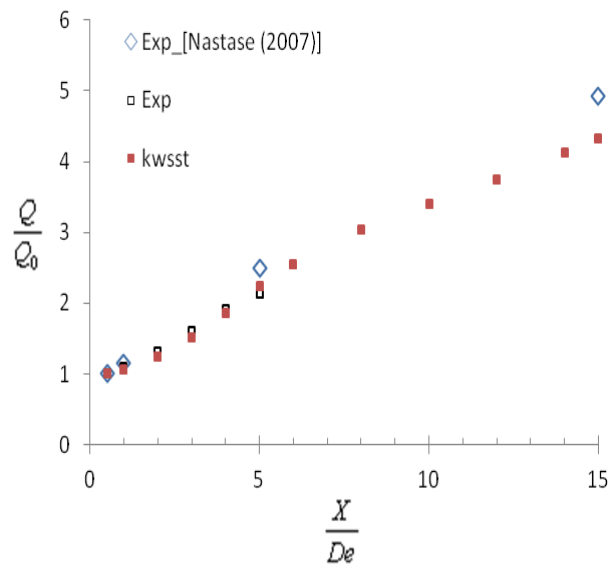


Figure 4.26: Evolution le long de l'axe longitudinal du débit volumique normalisé, prédite par le modèle SST  $k - \omega$ .

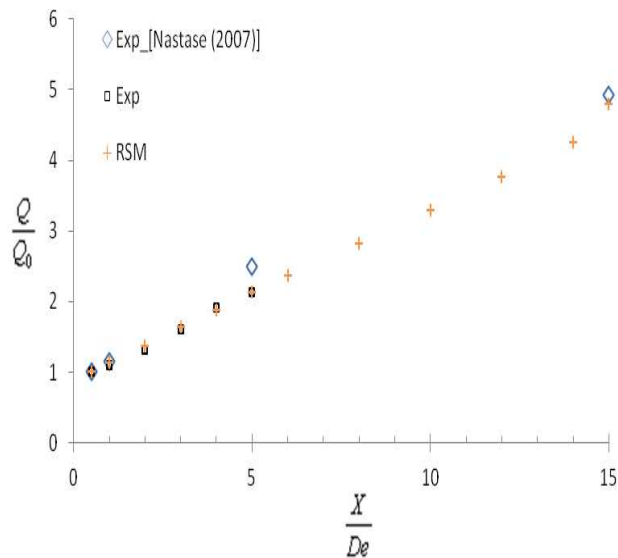


Figure 4.27: Evolution le long de l'axe longitudinal du débit volumique normalisé, prédite par le modèle RSM.

Passons à présent à la composante longitudinale de la vitesse. La décroissance de la composante longitudinale de la vitesse au centre du jet  $U_m/U_0$  ( $U_0$  est la composante longitudinale de la vitesse au centre du jet, au niveau de l'orifice) est présentée sur les Figure 4.28 (modèles  $k - \varepsilon$  linéaires), Figure 4.29 (modèle SST  $k - \omega$ ), Figure 4.30 (modèles non linéaires), Figure 4.31 (modèle RSM). Il est important d'examiner cette grandeur car elle renseigne sur la portée du jet. D'après les figures (Figure 4.28 et Figure 4.30) nous voyons

que les modèles  $k-\varepsilon$  linéaires et les modèles non linéaires prédisent des valeurs assez semblables un peu éloignées des valeurs expérimentales. Sur la Figure 4.29, nous remarquons que le modèle SST  $k-\omega$  surestime la longueur du noyau potentiel. Cette surestimation a été aussi observée par [(Georgiadis et al. 2003)] dans le cas de jets issus d'un orifice lobé d'une forme différente et pour un écoulement plus turbulent que celui que nous étudions. L'accord le plus satisfaisant est à nouveau obtenu avec le modèle RSM (voir Figure 4.31).

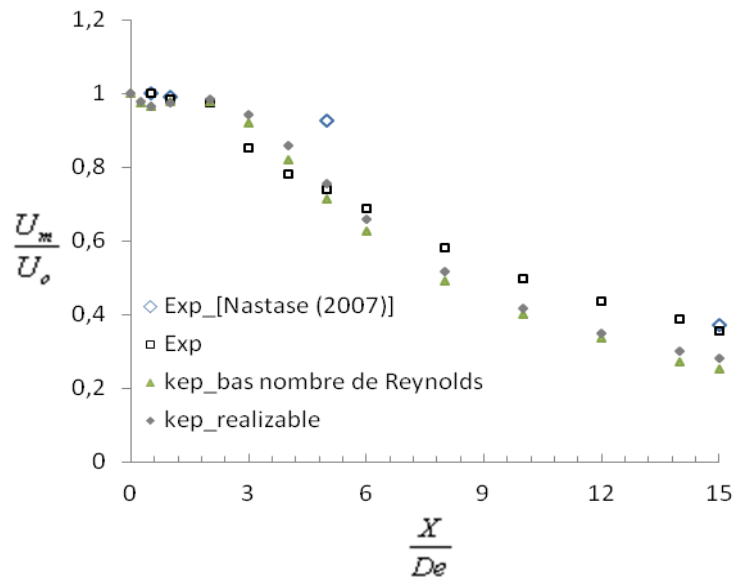


Figure 4.28: Evolution axiale de la vitesse maximale ou centrale, obtenue avec les modèles  $k-\varepsilon$  linéaires.

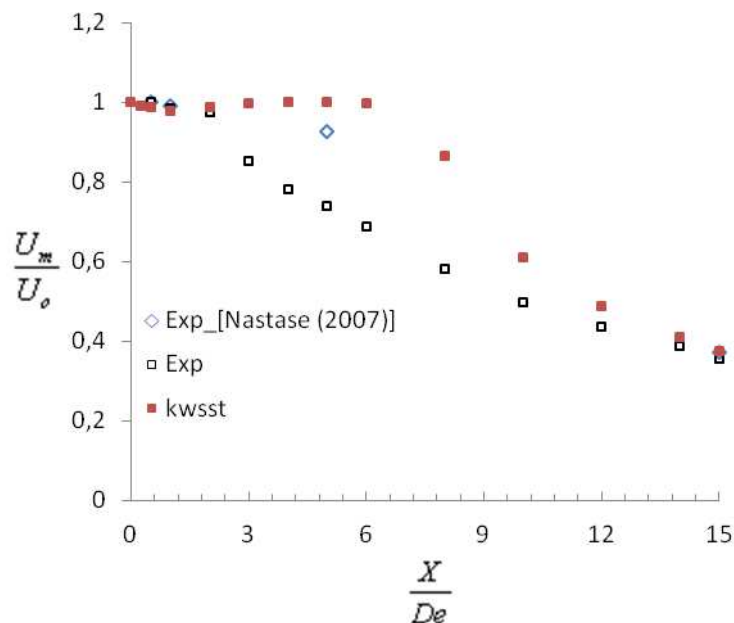


Figure 4.29: Evolution axiale de la vitesse maximale ou centrale, obtenue avec les modèles SST  $k-\omega$ .



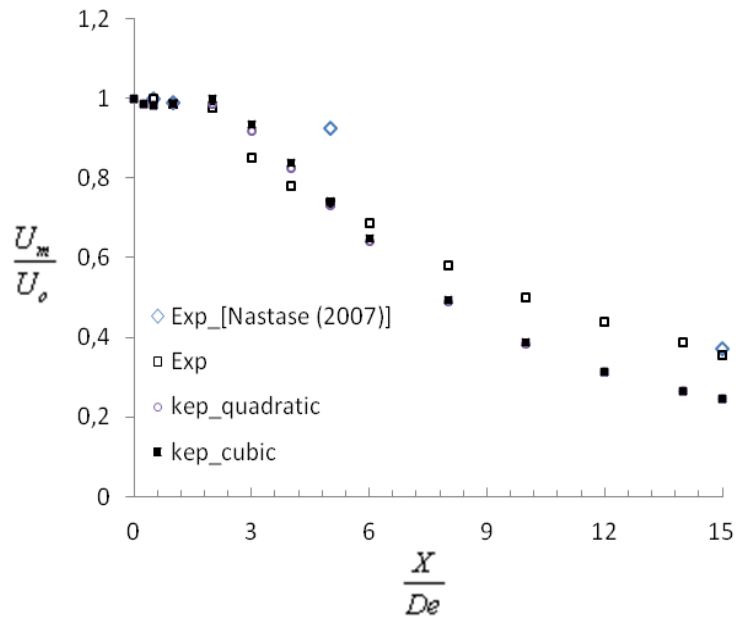


Figure 4.30: Evolution axiale de la vitesse maximale ou centrale, obtenue avec les modèles non linéaires.

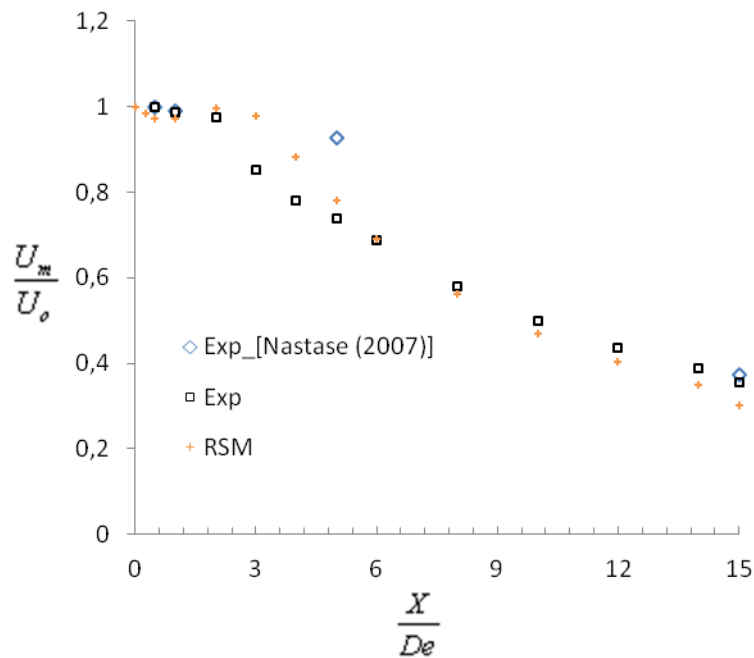


Figure 4.31: Evolution axiale de la vitesse maximale ou centrale, obtenue avec le modèle RSM.

Les Figure 4.32 à Figure 4.35 montrent une comparaison des profils des composantes longitudinales des vitesses dans le plan principal du jet pour des distances allant de  $X = 0.5D_e$  à  $X = 15D_e$ . Les vitesses sont normalisées par la vitesse maximale de chaque abscisse considérée. Nous remarquons que les modèles  $k-\varepsilon$  linéaires et les modèles non linéaires donnent des résultats semblables. Ces modèles surestiment l'expansion du jet à partir de

$X = 3D_e$ , alors qu'un accord à peu près satisfaisant est observé pour les profils en  $X = 1D_e$  et  $X = 2D_e$ . Il existe des différences par rapport aux résultats expérimentaux, pour tous les modèles, à l'abscisse la plus proche de l'orifice ( $X = 0.5D_e$ ), mais les mesures sont difficiles à réaliser à cette abscisse et il est donc délicat d'interpréter les résultats obtenus à cette abscisse. Concernant les résultats obtenus avec le modèle SST  $k - \omega$ , un accord à peu près satisfaisant est obtenu pour les profils en  $X = 1D_e$  et  $X = 2D_e$ . Par contre, pour les abscisses  $X = 3D_e$ ,  $X = 4D_e$ ,  $X = 5D_e$ , contrairement à ce que l'on a observé pour les modèles de type  $k - \varepsilon$ , la composante longitudinale de la vitesse est sous estimée. Un accord plus satisfaisant pour les profils calculés au niveau de toutes les abscisses (l'abscisse  $X = 0.5D_e$  mise à part) est à souligner en ce qui concerne les calculs effectués avec le modèle RSM.

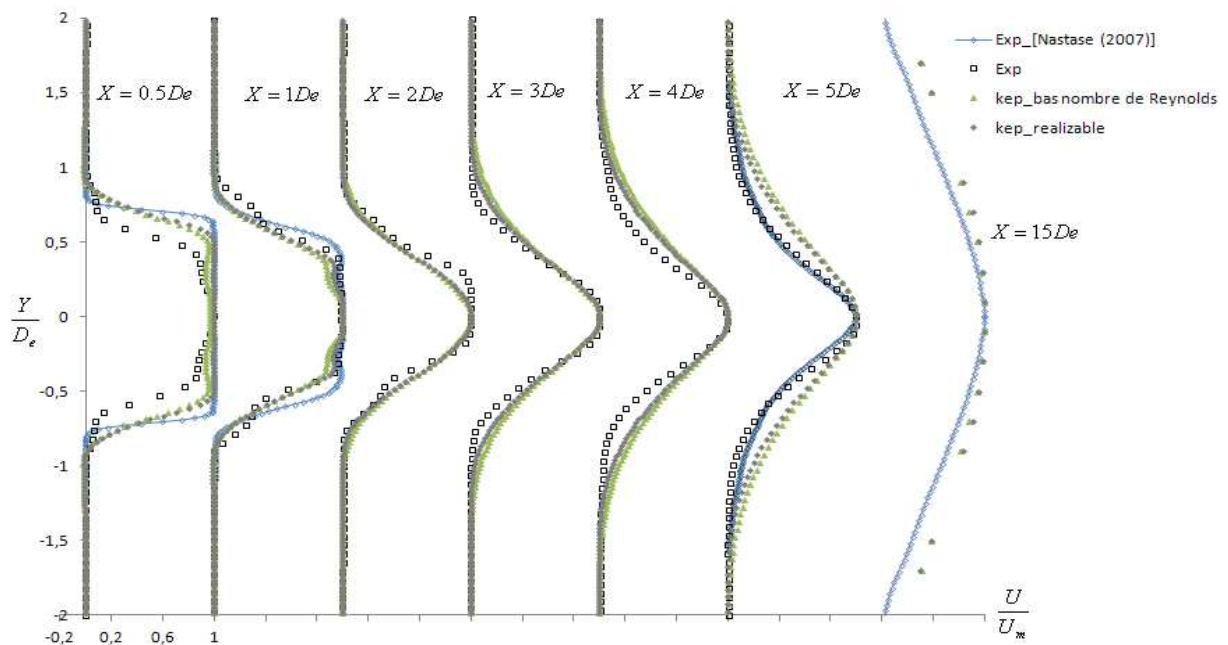


Figure 4.32: Profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée, dans le plan principal, obtenus avec les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires

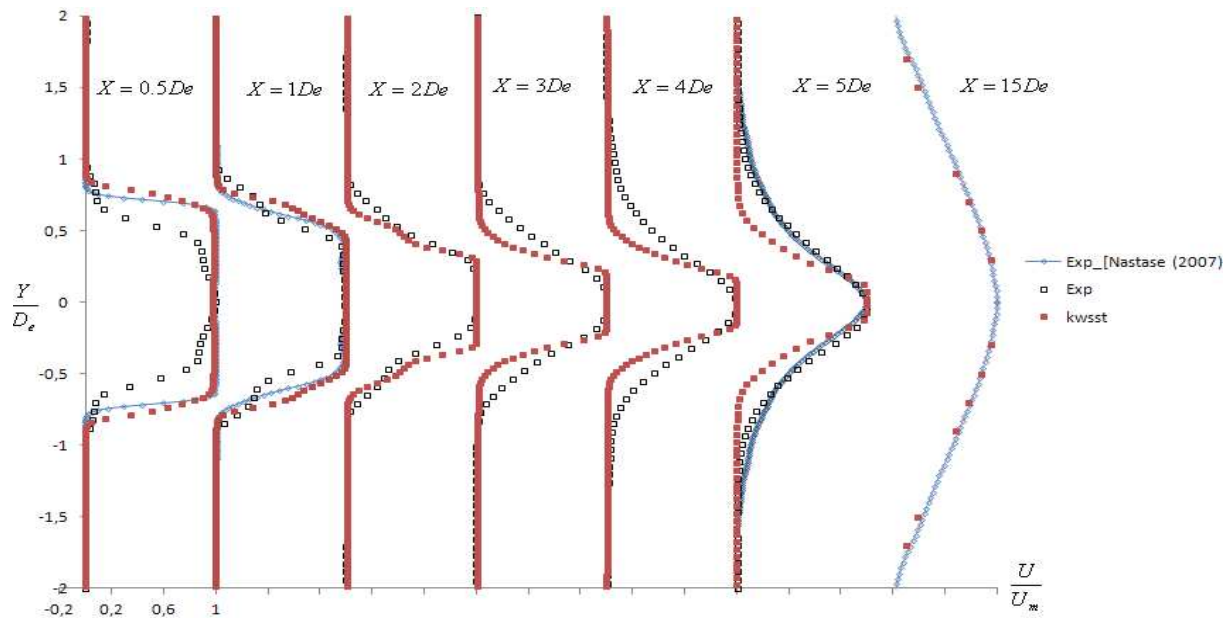


Figure 4.33: Profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée, dans le plan principal, obtenus avec le modèle SST  $k - \omega$

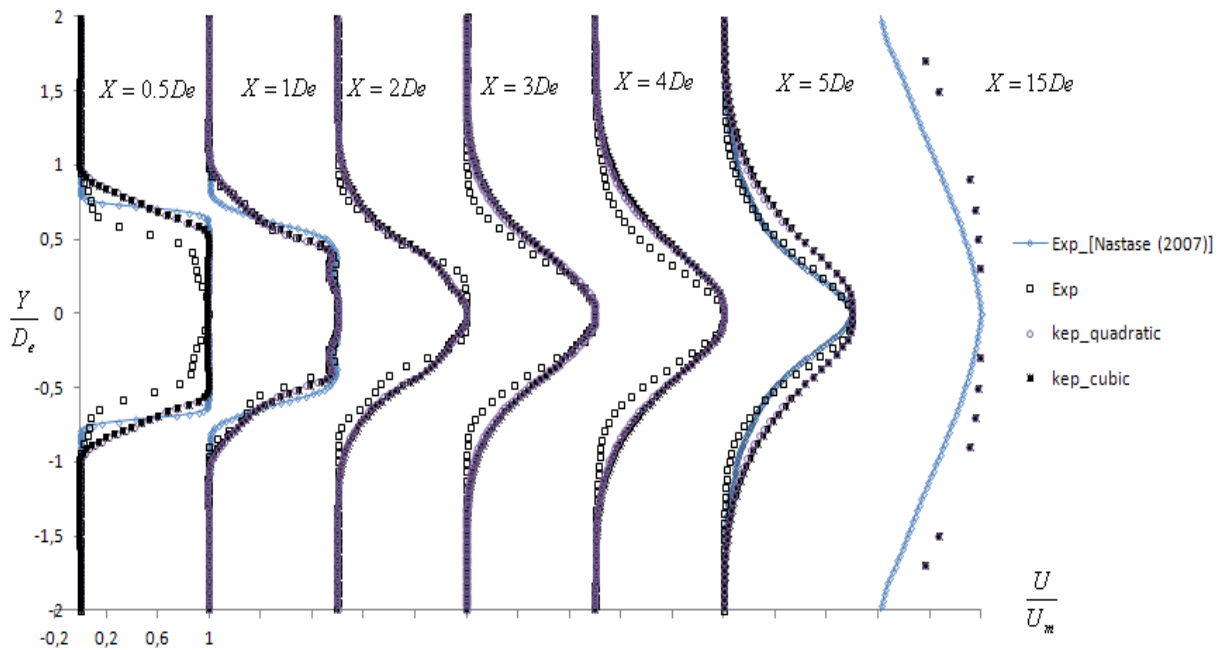


Figure 4.34: Profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée, dans le plan principal, obtenus avec les modèles non linéaires.

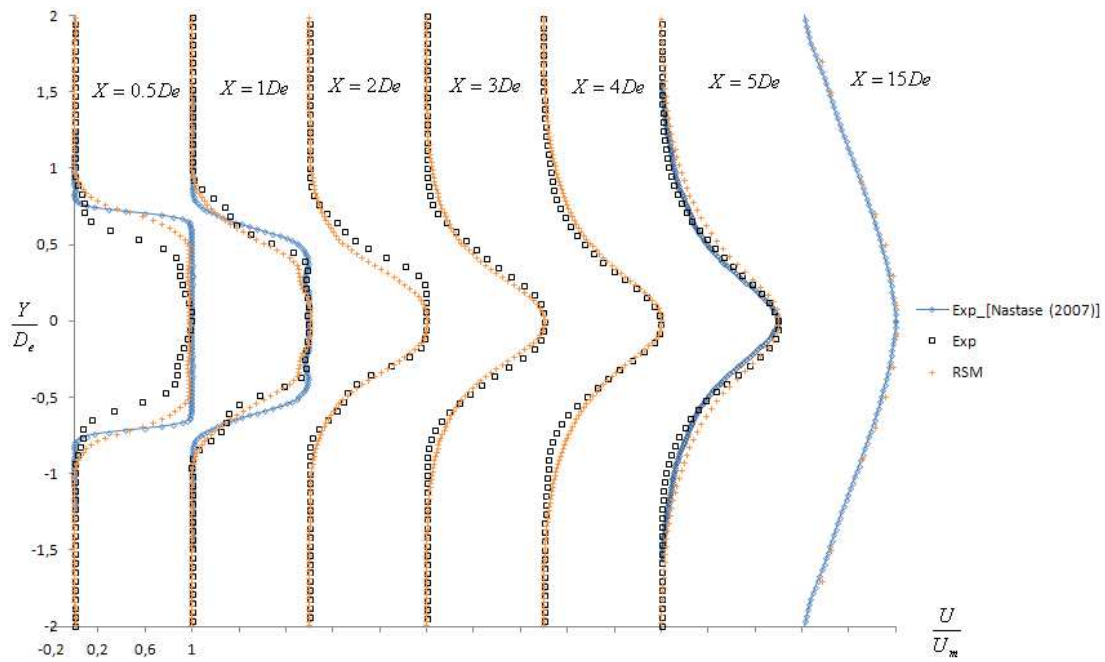


Figure 4.35: Profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée, dans le plan principal, obtenus avec le modèle RSM.

Le même tracé effectué dans le plan secondaire des profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée nous montre qu'il existe une différence plus importante par rapport aux résultats expérimentaux, pour tous les modèles (voir Figure 4.36 à

Figure 4.39). Cette différence est cependant moins grande pour le modèle RSM que pour les autres modèles. Par ailleurs, il n'existe pas de très grandes différences entre les résultats des modèles  $k - \varepsilon$  linéaires et ceux des modèles  $k - \varepsilon$  non linéaires.

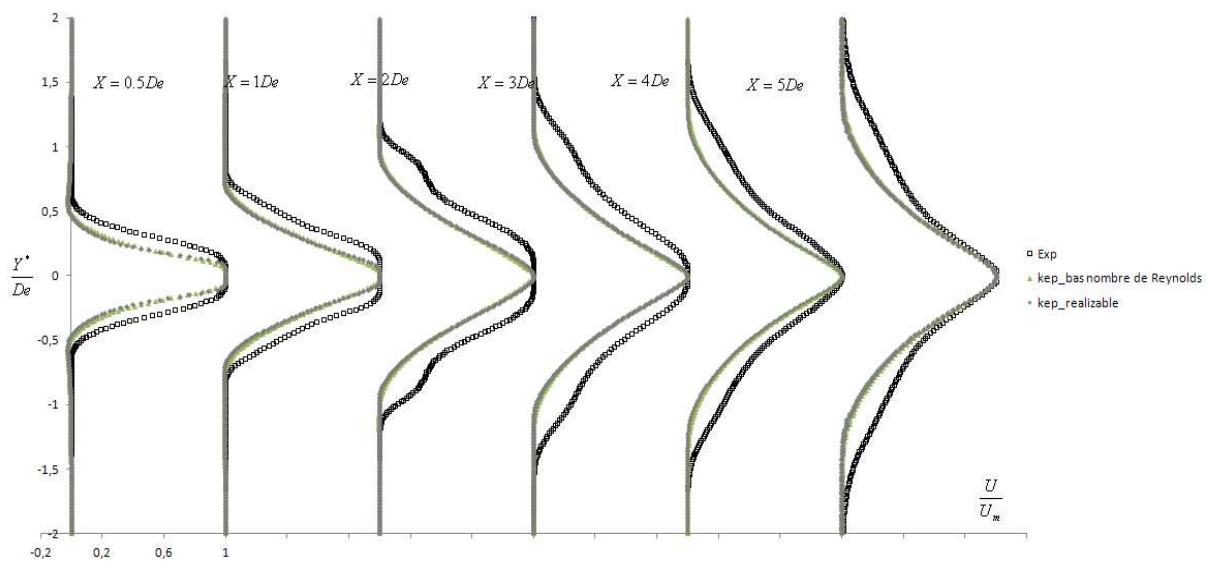


Figure 4.36: Profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée, dans le plan secondaire, obtenus avec les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires.

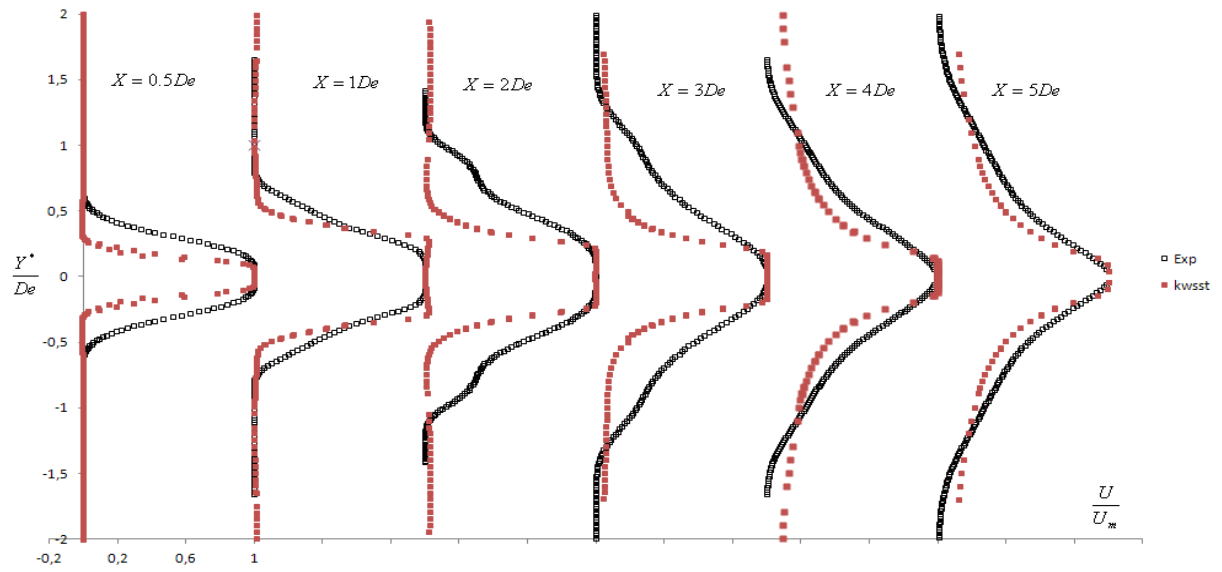


Figure 4.37: Profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée, dans le plan secondaire, obtenus avec le modèle SST  $k - \omega$

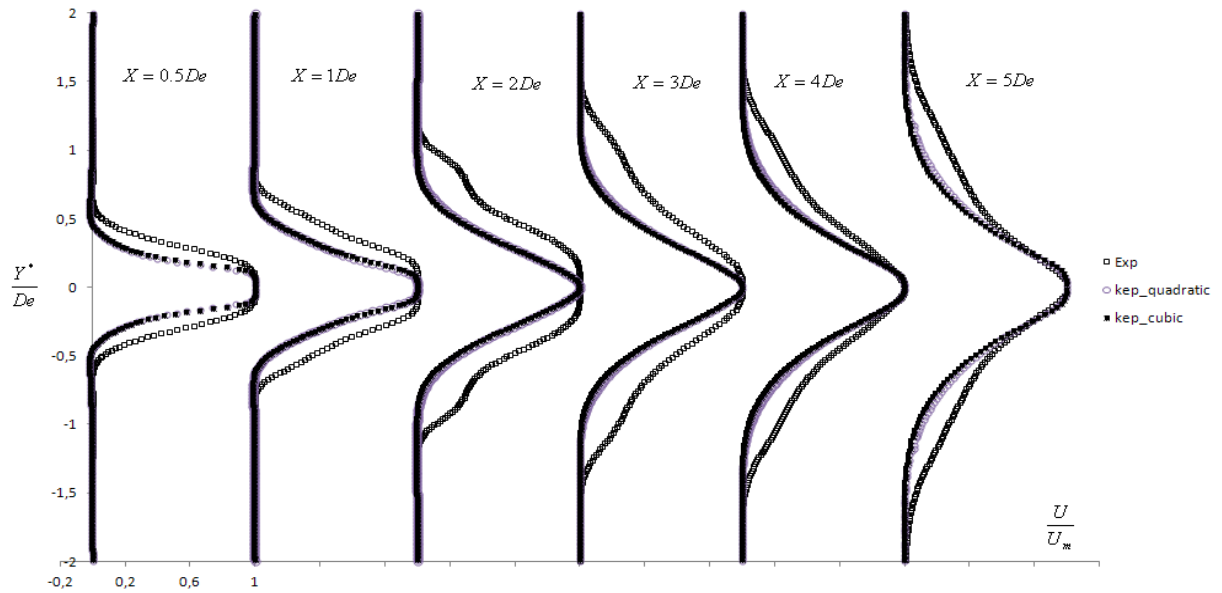


Figure 4.38: Profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée, dans le plan secondaire, obtenus avec les modèles non linéaires.

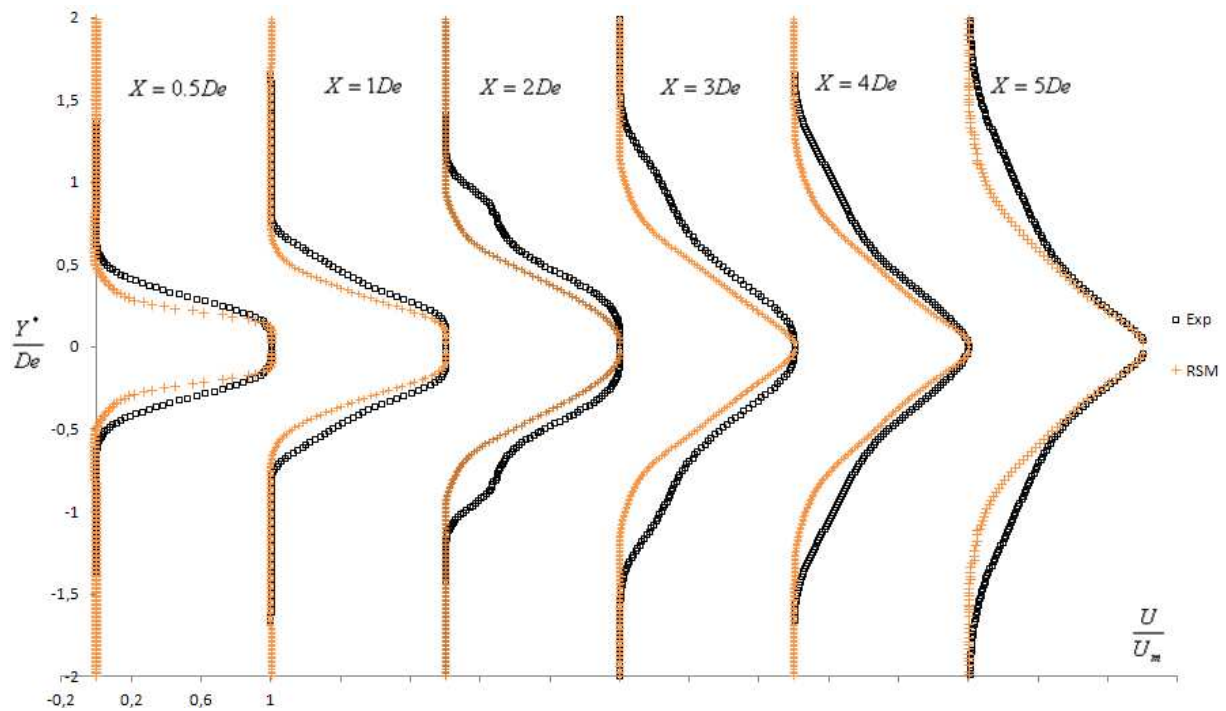


Figure 4.39: Profils de la composante longitudinale de la vitesse normalisée, dans le plan secondaire, obtenus avec le modèle RSM.

Nous présentons sur les Figures 4.40 à 4.42 les isocontours de la vorticité longitudinale dans la région avale proche de l'orifice, dans des sections transversales de l'écoulement. Nous pouvons constater sur la Figure 4.40 que les paires de vortex calculés avec des modèles  $k - \varepsilon$  linéaires occupent une place plus importante que celles observées expérimentalement. De plus, mis à part dans la section très proche de l'orifice (en  $X = 0.5D_e$ ), dans les autres sections, la vorticité longitudinale prédite par les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires est inférieure à celle mesurée. Concernant les modèles quadratique et cubique, l'allure globale des isocontours de la vorticité longitudinale est à peu près similaire entre ces deux modèles. L'ajout du terme cubique ne semble pas modifier fondamentalement l'écoulement calculé (par rapport au modèle quadratique). Rappelons que les termes cubiques ont été rajoutés par Craft dans les modèles non linéaires pour rendre les modèles non linéaires plus universels, et pour leur permettre de mieux traiter les écoulements comprenant des courbures des lignes de courant [(Craft et al. 1995)]. Avec la prise en compte des termes quadratiques et cubiques dans le calcul des contraintes de Reynolds, on peut noter, par rapport aux résultats obtenus avec les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires, que la vorticité longitudinale a une distribution plus complexe à proximité de l'orifice, mais ceci est différent de ce qui est mesuré. Si on s'intéresse ensuite aux résultats de vorticité longitudinale obtenus avec les modèles qui permettent de calculer le croisement d'axes, on remarque qu'à proximité du jet (en  $X = 1D_e$ , soit environ l'endroit où le croisement d'axes a lieu), seul le modèle au second ordre prédit une distribution des isovaleurs de la vorticité longitudinale à peu près similaire à celle trouvée expérimentalement. Plus en aval de



l'orifice, les deux modèles (SST  $k - \omega$  et RSM) prédisent des paires de vortex qui s'étirent, comme ce qui est observé expérimentalement. Cet étirement était moins bien prédit par les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires et non linéaires.

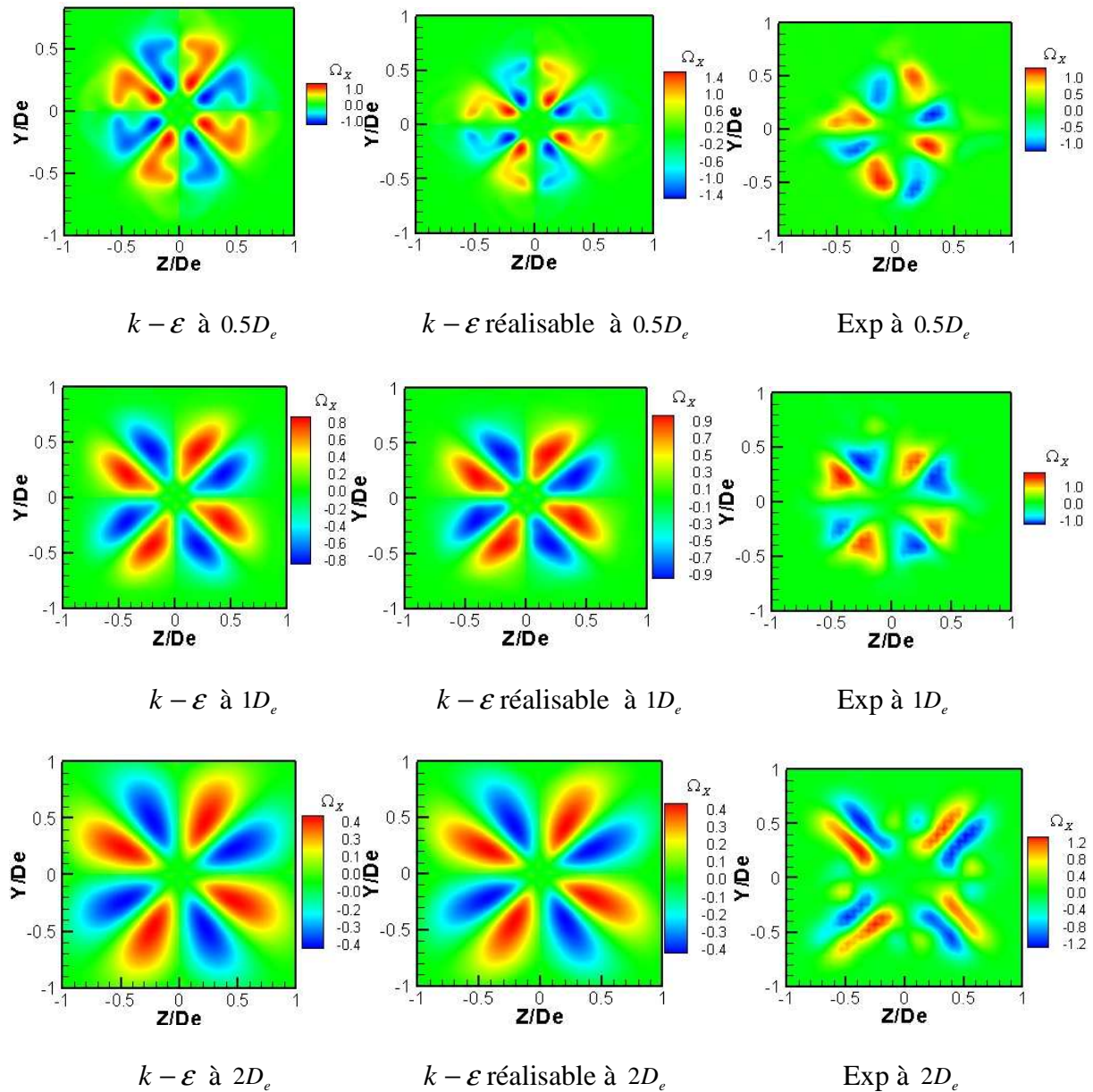


Figure 4.40: Isocontours de la vorticité longitudinale normalisée  $\Omega_x = \left( \frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z} \right) \frac{De}{U_{0m}}$ , prédites par les modèles linéaires ( $k - \varepsilon$  à bas nombre de Reynolds et  $k - \varepsilon$  réalisable), et valeurs mesurées, dans des sections perpendiculaires à l'axe de symétrie de l'écoulement.

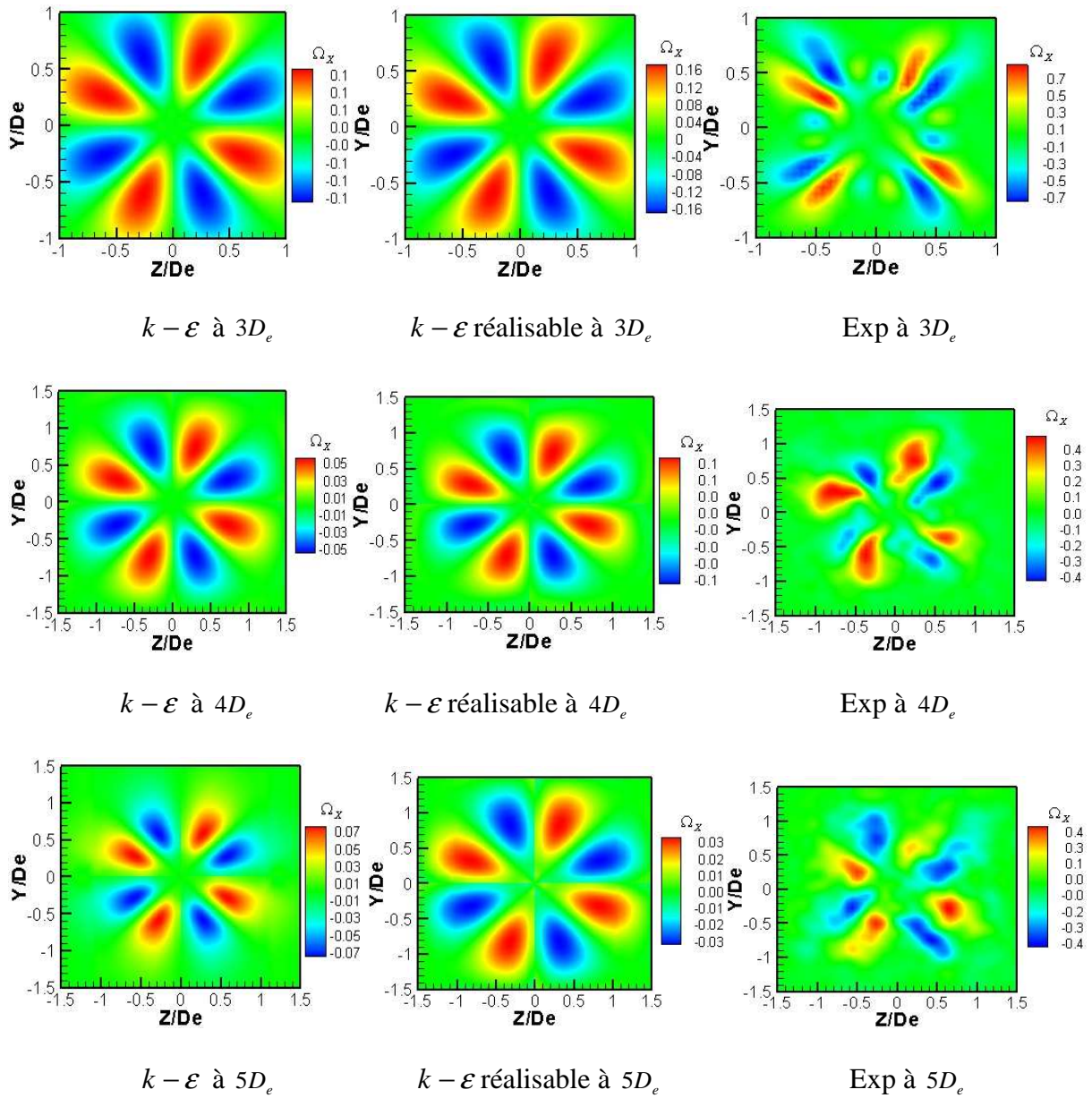


Figure 4.40 : Suite



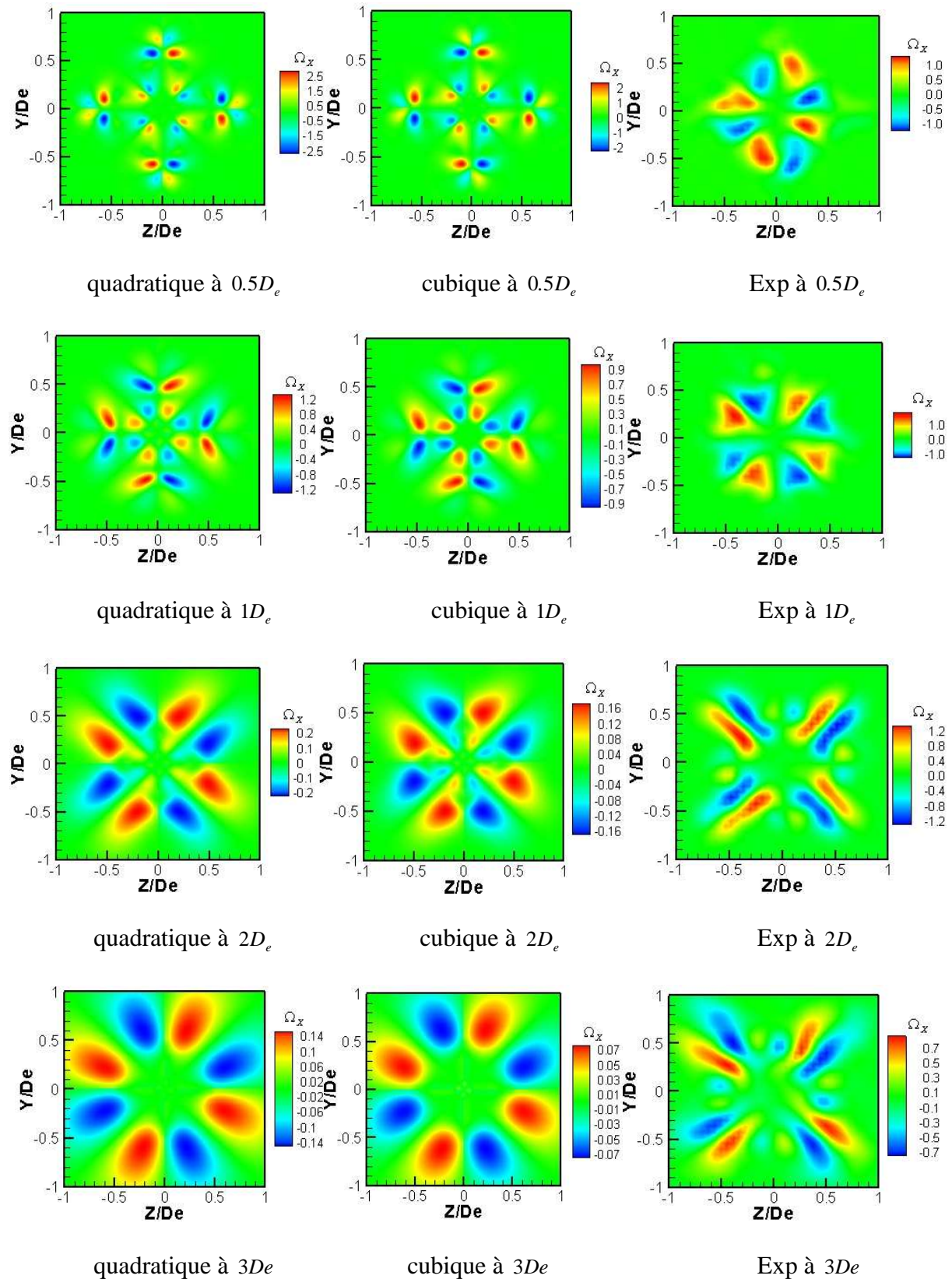


Figure 4.41: Isocontours de la vorticité longitudinale normalisée  $\Omega_x = \left( \frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z} \right) \frac{De}{U_{0m}}$ , prédites par les modèles non linéaires (quadratique et cubique), et valeurs mesurées, dans des sections perpendiculaires à l'axe de symétrie de l'écoulement.

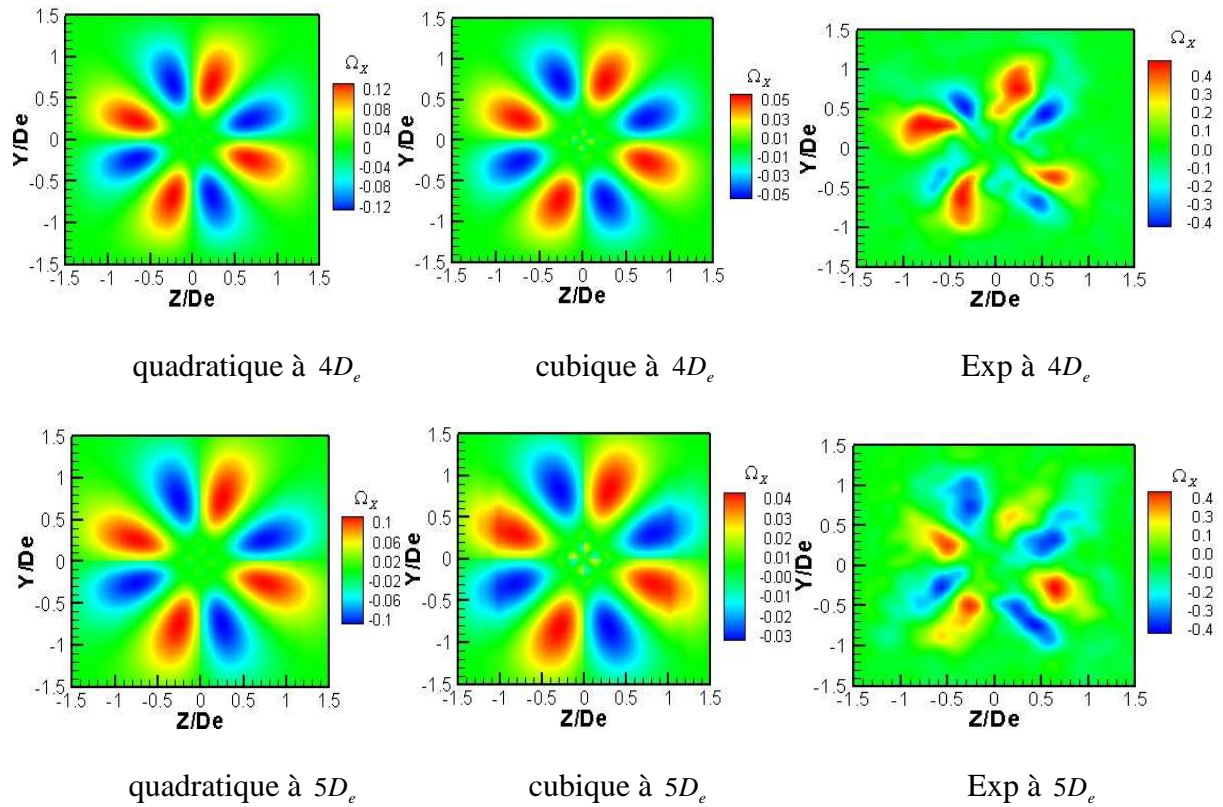


Figure 4.41 : Suite

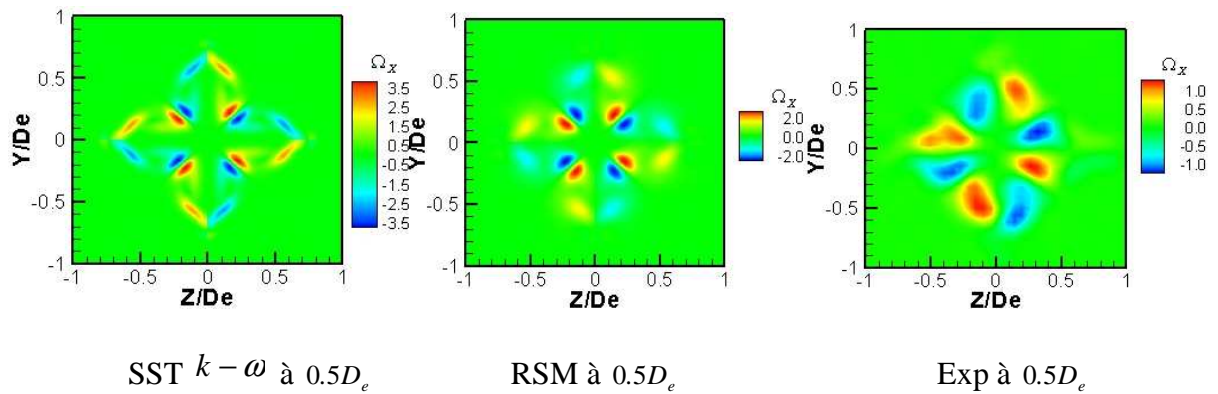


Figure 4.42: Isocontours de la vorticité longitudinale normalisée  $\Omega_x = \left( \frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z} \right) \frac{D_e}{U_{0m}}$ , prédites par le modèle SST  $k - \omega$  et le modèle RSM, et valeurs mesurées, dans des sections perpendiculaires à l'axe de symétrie de l'écoulement.

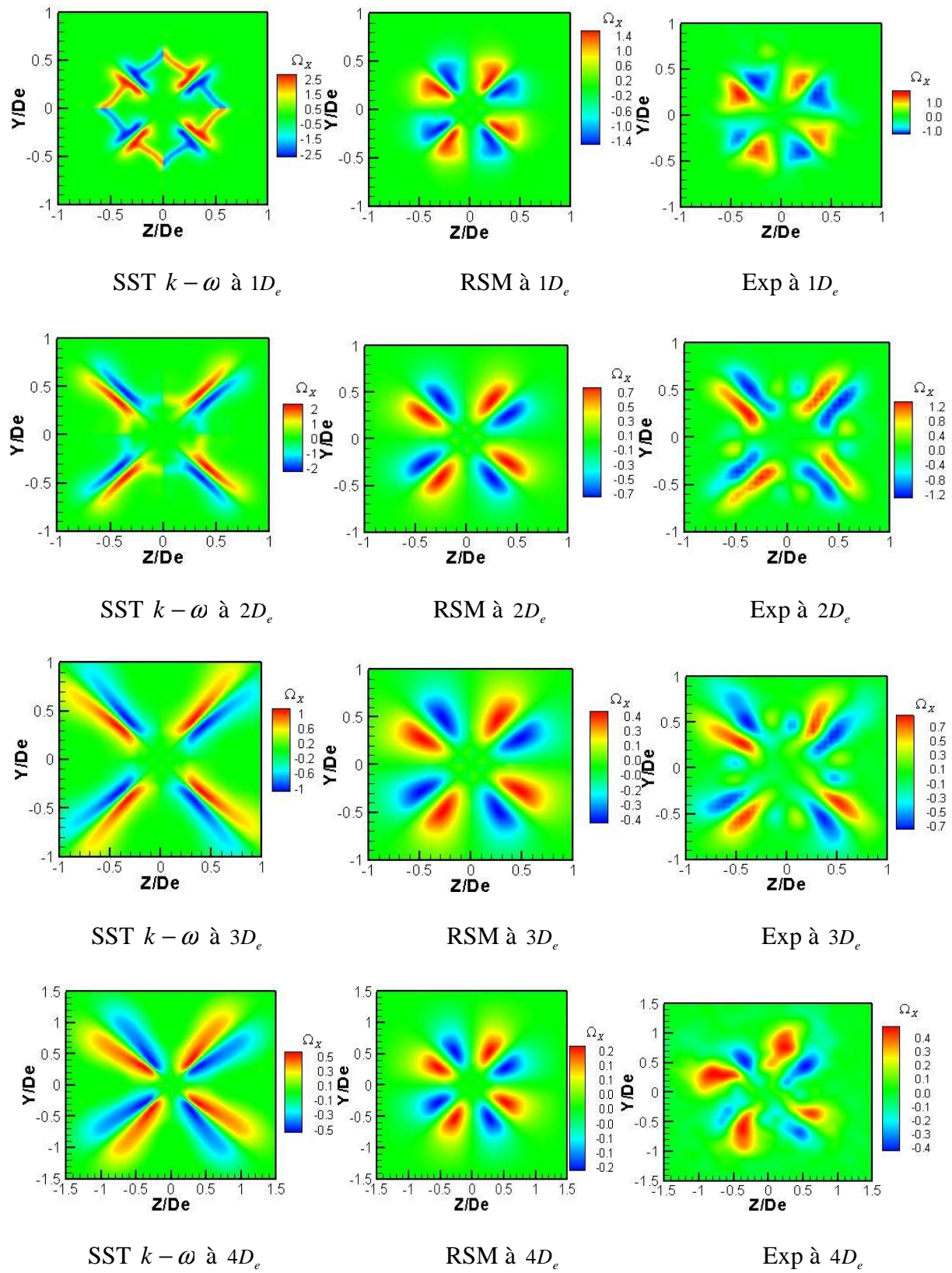


Figure 4.42: Suite



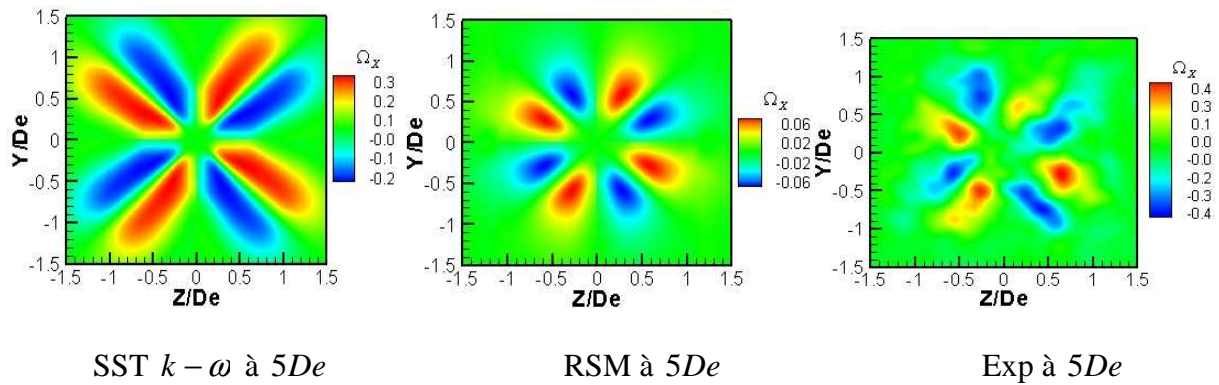


Figure 4.42 : Suite

Sur les figures suivantes, nous représentons l'évolution, le long de l'axe longitudinal, de la valeur maximale de la vorticité longitudinale. A l'aide de ces figures, nous pouvons souligner que, mise à part la valeur obtenue en  $X = 0.5D_e$ , les modèles de turbulence  $k - \varepsilon$  linéaires et non linéaires donnent des valeurs à peu près semblables, le modèle RSM donne les valeurs les moins éloignées des valeurs expérimentales. Les valeurs fournies par le modèle SST  $k - \omega$  sont plus proches des valeurs expérimentales à partir environ de  $X = 3D_e$ .

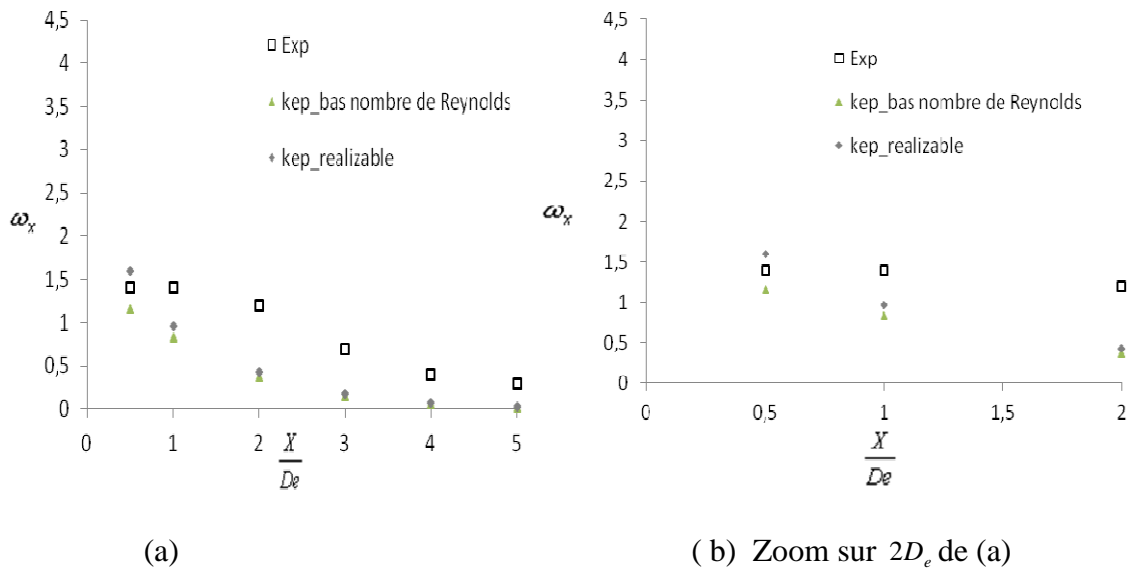


Figure 4.43: Evolution, le long de l'axe longitudinal de l'écoulement, de la valeur maximale de la vorticité longitudinale normalisée prédite par les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires.

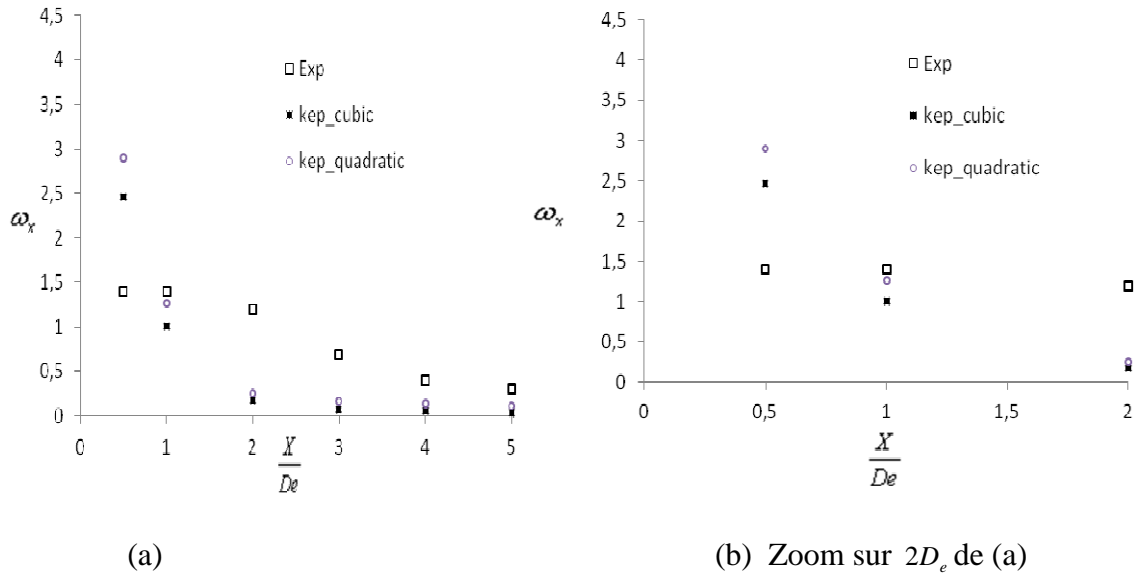


Figure 4.44: Evolution, le long de l'axe longitudinal de l'écoulement, de la valeur maximale de la vorticité longitudinale normalisée prédite par les modèles  $k - \varepsilon$  non linéaires.

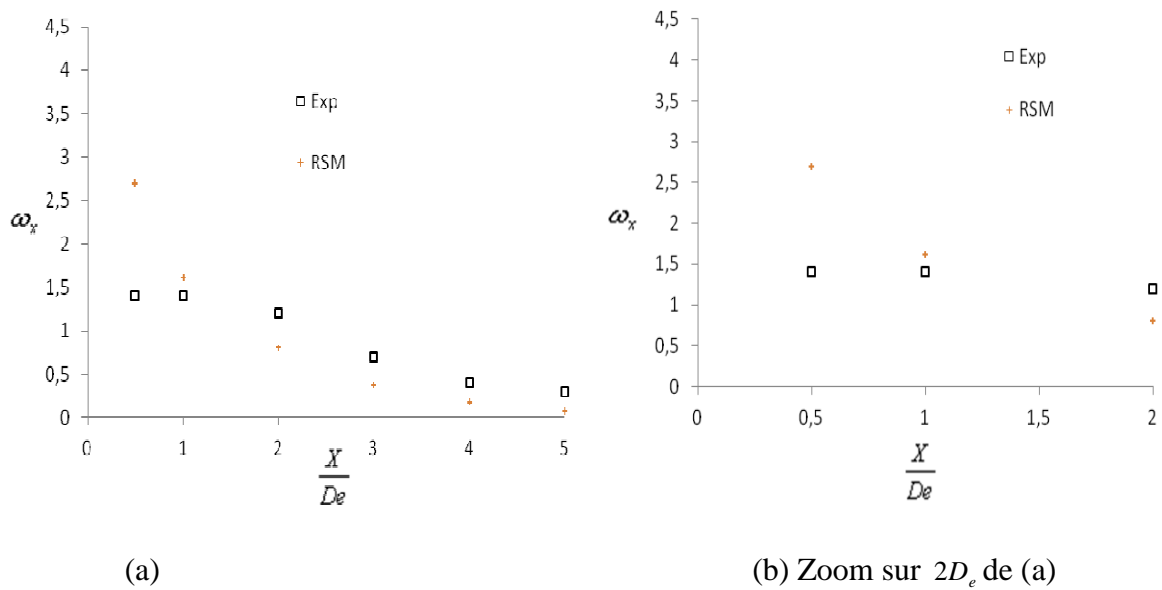


Figure 4.45: Evolution, le long de l'axe longitudinal de l'écoulement, de la valeur maximale de la vorticité longitudinale normalisée prédite par le modèle  $k - \varepsilon$  RSM.

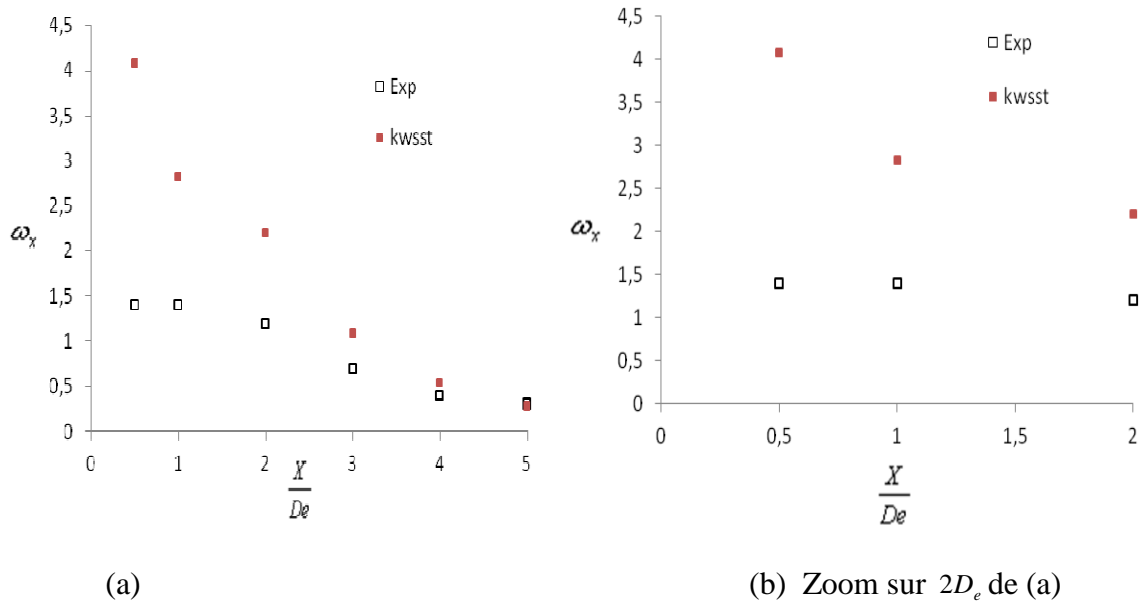


Figure 4.46: Evolution, le long de l'axe longitudinal de l'écoulement, de la valeur maximale de la vorticité longitudinale normalisée prédite par le modèle SST  $k - \omega$ .

Nous terminons la confrontation entre les résultats numériques obtenus avec des modèles de turbulence de type RANS et les résultats expérimentaux, par une comparaison des différents profils des contraintes normales turbulentes, dans le plan principal (voir Figure 4.39, Figure 4.40 et Figure 4.41). Nous pouvons remarquer qu'aucun modèle de turbulence ne prédit correctement les contraintes turbulentes normales. Dans la région où le croisement d'axes a lieu, les différences par rapport aux résultats expérimentaux sont très prononcées, quel que soit le modèle de turbulence. Quand on s'éloigne de cette région, l'écoulement est moins anisotrope et les modèles donnent des résultats moins éloignés des résultats expérimentaux. De plus, dans cette région, le modèle RSM donne des résultats assez semblables à ceux obtenus avec les modèles  $k - \varepsilon$  linéaires (ce qui semble confirmer que l'écoulement dans cette région devient plus isotrope).

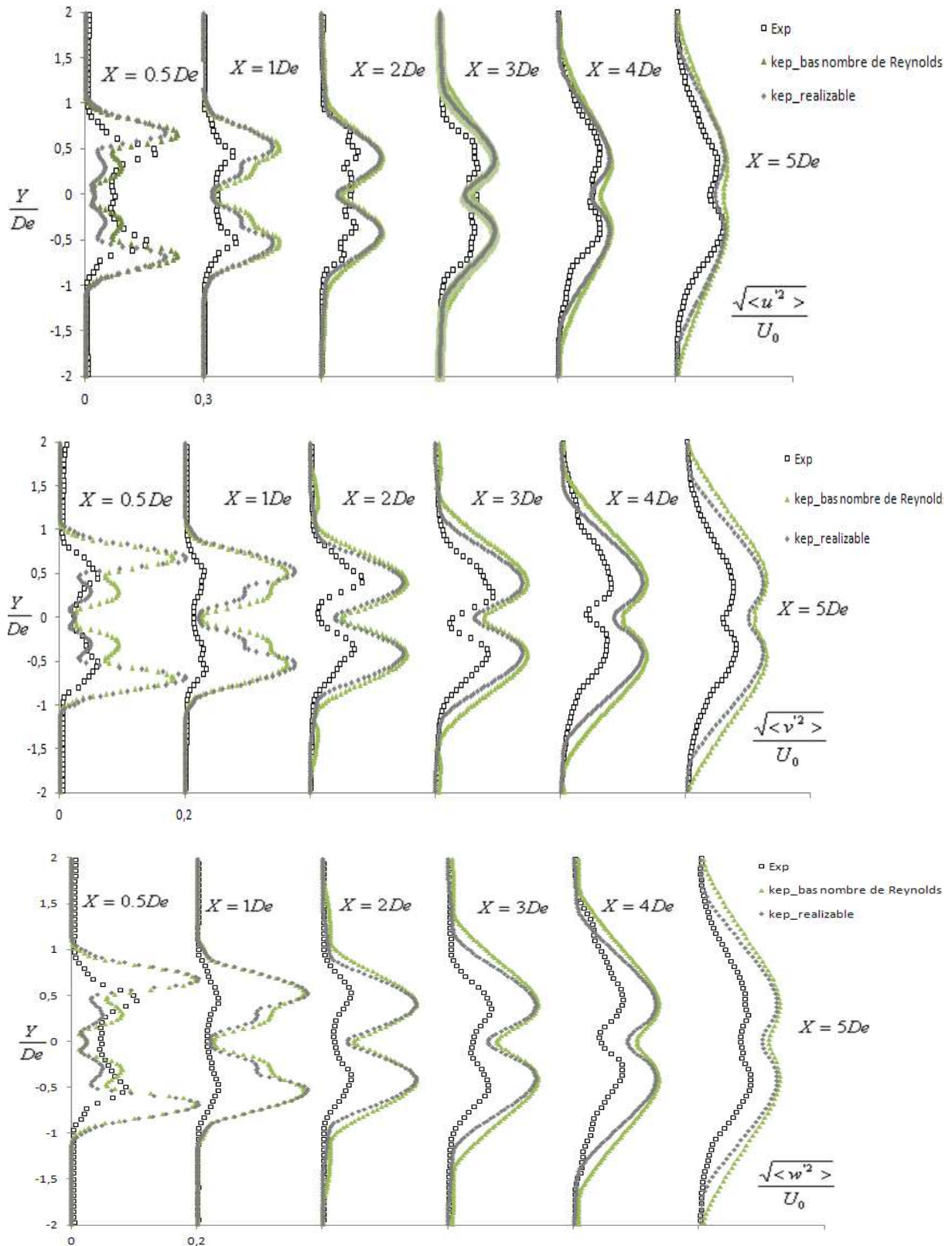


Figure 4.47: Profils des contraintes normales turbulentes normalisées, dans le plan principal, obtenues avec les modèles  $k-\epsilon$  linéaires.

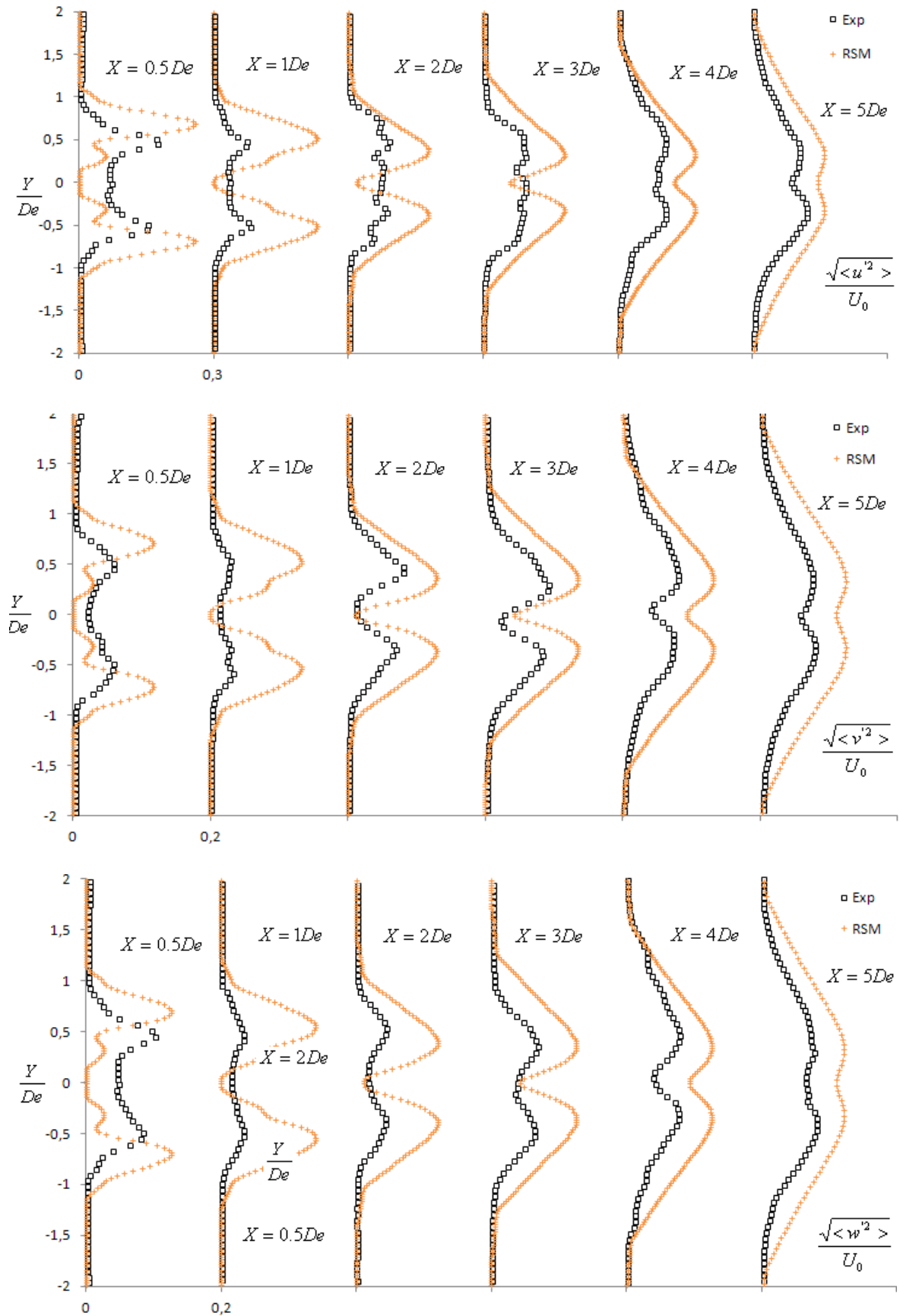


Figure 4.48: Profils des contraintes normales turbulentes normalisées, dans le plan principal, obtenues avec le modèle RSM.



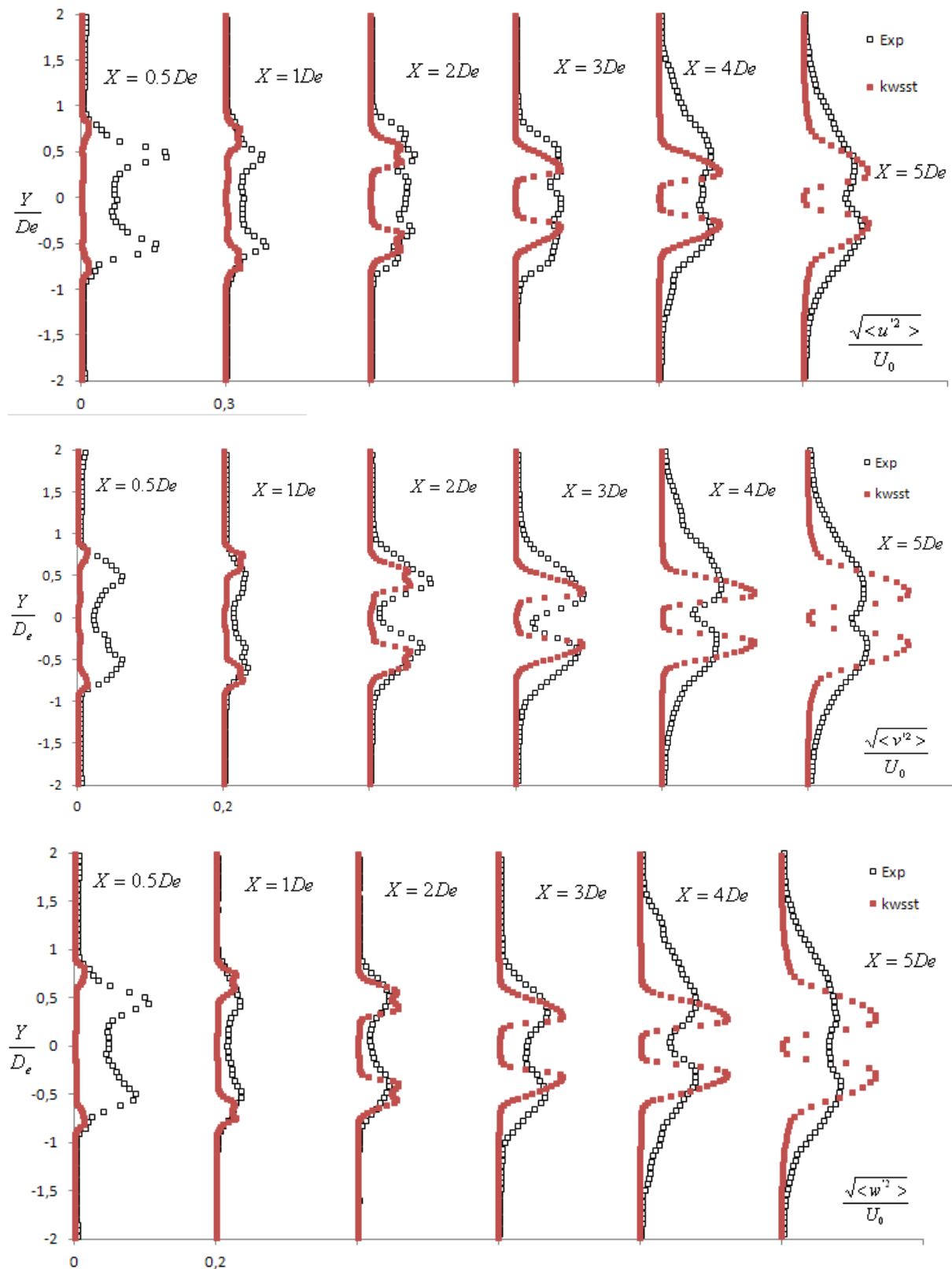


Figure 4.49: Profils des contraintes normales turbulentes normalisées, dans le plan principal, obtenues avec le modèle SST  $k - \omega$ .

#### 4.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons exposé les résultats que nous avons obtenus pour la modélisation d'un écoulement faiblement turbulent à la sortie d'un orifice en forme de croix droite. Pour calculer le phénomène turbulent, des modèles RANS, ainsi que la simulation aux grandes échelles, ont été utilisés. Le phénomène de croisement d'axes mis en évidence dans les expérimentations a pu être obtenu avec le modèle SST  $k - \omega$  et le modèle au second ordre de Gibson et Launder (modèle linéaire pour calculer le terme de corrélation pression déformation). Un calcul avec la simulation aux grandes échelles (modèle Wale) a aussi pu mettre en évidence le phénomène de croisement d'axes, mais les calculs réalisés avec ce modèle doivent être améliorés. D'un point de vue quantitatif, le modèle au second ordre donne les résultats les plus satisfaisants, en ce qui concerne les vitesses moyennes. Cependant, aucun modèle ne prédit à peu près correctement les variables turbulentes (les corrélations d'ordre 2). Comme les modèles  $k - \varepsilon$  non linéaires n'améliorent pas sensiblement les résultats par rapport aux modèles  $k - \varepsilon$  linéaires, dans le chapitre suivant consacré à l'étude de deux jets en interaction, nous avons sélectionné le modèle  $k - \varepsilon$  à bas nombre de Reynolds, le modèle SST  $k - \omega$  et le modèle au second ordre de Gibson et Launder.

## CHAPITRE 5. ETUDE NUMÉRIQUE PAR MODÈLES RANS DE JETS D’ORIFICE CROIX COALESCENTS

### Résumé

Le contexte général de la présente étude est la conception de diffuseurs d’air à haute induction par l’utilisation du contrôle passif de mélange. Lorsque le diffuseur est de type panneau perforé à perforations lobée -diffuseur ayant fait l’objet du projet ANR INDUBAT-Edition 2005 [(Meslem et al 2010)], l’optimisation de l’induction consiste à optimiser la géométrie de l’orifice élémentaire, l’espacement entre les orifices ainsi que l’orientation d’un orifice par rapport à l’autre. Cette optimisation n’est pas envisageable par la seule voie expérimentale en raison de la multiplicité des paramètres géométriques. La simulation numérique peut être une voie de recours si une validation d’un modèle est préalablement entreprise. La présente étude [(Meslem et al. 2011b)] vise donc à tester trois modèles de turbulence ( $k-\varepsilon$  standard, Shear Stress Transport (SST)  $k-\omega$  et Reynolds Stress Model (RSM)) sur deux jets parallèles issus de deux orifices en forme de croix percés sur un même plan. Cet écoulement de base reproduit les phénomènes locaux d’interaction que l’on rencontre à l’échelle d’un diffuseur de type panneau perforé. Les résultats numériques sont comparés à des mesures PIV réalisées sur le même écoulement. L’objectif est d’évaluer les capacités et les limitations de ces modèles à prédire les principales caractéristiques de l’écoulement utiles dans la démarche d’optimisation visée et ce, lorsque les conditions limites sont imposées en amont du diffuseur.

Par cette étude nous montrons que les modèles  $k-\varepsilon$  et RSM sont plus appropriés que le modèle SST  $k-\omega$  pour la prédiction de certains paramètres locaux, à savoir, la longueur du noyau potentiel du jet, la décroissance de la vitesse axiale et l’expansion de l’écoulement dans son plan de symétrie. Cependant, ces modèles surestiment l’expansion globale de l’écoulement et le débit induit, ce qui revient au même puisque l’expansion globale est une conséquence de l’induction. Il est montré que pour la prédiction de ces paramètres globaux (expansion globale et induction), le modèle SST  $k-\omega$  fournit les résultats les plus proches des données expérimentales. Ainsi, au vu de l’objectif visé, à savoir, l’optimisation de la capacité d’induction du diffuseur innovant, le modèle SST  $k-\omega$  est le plus approprié. Dans une démarche qui consisterait à vouloir prédire correctement à la fois l’évolution de la vitesse axiale pour une prédiction de la portée du jet et l’évolution axiale du débit du jet, deux simulations seraient nécessaires : le modèle  $k-\varepsilon$  est préconisé pour la prédiction de la portée du jet et le modèle SST  $k-\omega$  pour la prédiction de l’évolution du débit du jet. Le modèle RSM, très coûteux en temps de calcul donne des résultats très similaires à ceux obtenus par le modèle  $k-\varepsilon$ , il n’est donc pas conseillé pour la simulation de l’écoulement objet de cette étude.

On peut légitimement se questionner sur le pourquoi de tels résultats. Un élément de réponse est donné ici. Il est montré que les modèles  $k-\varepsilon$  et RSM génèrent une énergie cinétique

turbulente extrêmement importante au soufflage en comparaison aux données expérimentales. Le modèle SST  $k - \omega$  génère une énergie cinétique turbulente comparable à celle obtenue expérimentalement. La surestimation de l'énergie cinétique turbulente serait à l'origine de la surestimation du débit induit.

## 5.1 Introduction

Le fil conducteur de notre recherche peut être résumé par la question suivante: les bâtiments BBC seront-ils aussi bons pour la santé qu'ils seront bons pour la planète ? Une des solutions qui permettraient d'allier la faible consommation énergétique du bâtiment BBC et la santé de l'utilisateur est le diffuseur d'air à haute induction. La distribution optimisée de l'air neuf dans les espaces habitables devient réalisable à l'aide de tels diffuseurs. Ces diffuseurs sont basés sur le contrôle passif du mélange à l'aide de géométries lobées [(Nastase 2007), (Nastase et al. 2011), (Meslem et al. 2010), (Meslem et al. 2011b)]. La géométrie lobée, ou l'ondulation du bord de fuite du jet, peut être intégrée dans la conception des ailettes d'une grille rectangulaire à pales [Nastase et al. 2011] ou dans le design des orifices d'un diffuseur de type panneau perforé [(Meslem et al. 2010)]. Le concept repose sur une modification simple et peu coûteuse des diffuseurs classiques utilisés aujourd'hui. Il a été montré qu'une grille rectangulaire à ailettes lobées (Figure 5.1) génère deux fois plus d'induction en moyenne qu'une grille rectangulaire à ailettes droites. De plus, il est montré que la grille innovante ne génère pas plus de bruit et ne produit pas de perte de charge supplémentaire [Nastase et al. 2011]. L'idée illustrée sur la Figure 5.1 semble prometteuse car bien accueillie par la communauté scientifique du domaine du bâtiment.

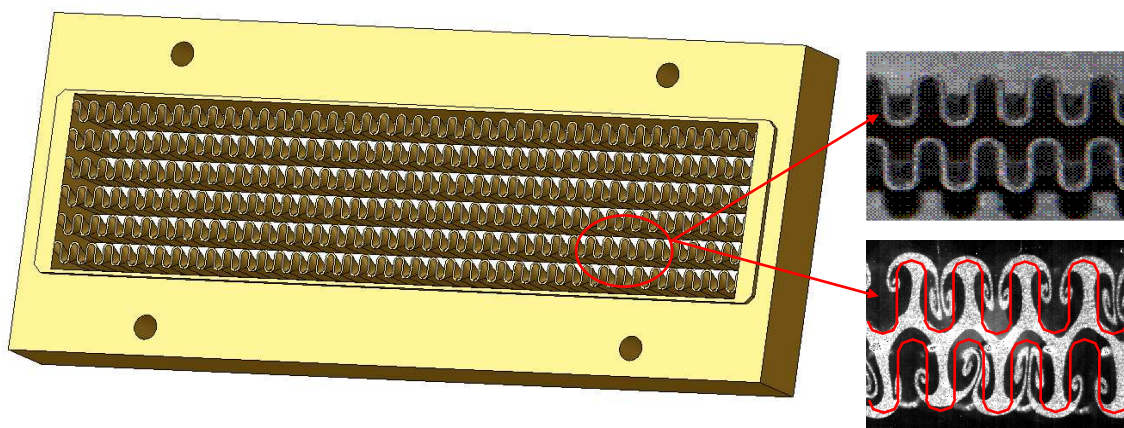


Figure 5.1: Diffuseur de type grille à ailettes lobées et la dynamique tourbillonnaire à l'échelle d'une fente [(Nastase et al. 2011)]

Le panneau perforé à orifice lobés en forme de croix (Figure 5.2) a été comparé à un panneau perforé à orifices circulaire [(Meslem et al. 2010)]. L'espacement entre les orifices était alors  $S = 3.5D_e$ . (avec  $D_e$  le diamètre équivalent de l'orifice élémentaire pris égal à 10 mm). Là aussi il a été montré que l'induction est en moyenne deux fois supérieure pour la perforation lobée en comparaison à la perforation circulaire. Malgré cette performance en terme d'induction, il n'est pas enregistré une perte en terme de portée du jet ce qui est une bonne nouvelle pour l'application visée.

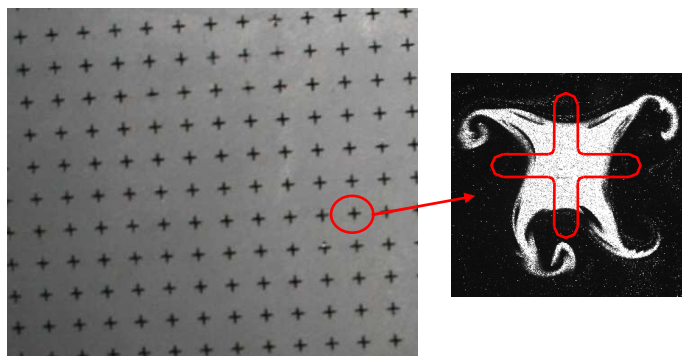


Figure 5.2: Diffuseur de type panneau perforé à orifices lobés ( $S = 3.5D_e$ ) et la dynamique tourbillonnaire à l'échelle d'un orifice [(Meslem et al. 2010)]

Comme montré sur la Figure 5.2 et sur la Figure 5.3 (c), à l'échelle de chaque orifice du panneau perforé, une contorsion complexe de l'écoulement se produit [(Nastase et al. 2008), (Meslem et al 2010)]: dans les creux des lobes, sièges de cisaillements locaux, des structures longitudinales se développent en même temps que les lobes du jet disparaissent (Figure 5.3 (c)). Il s'en suit une rotation apparente de  $45^\circ$  du jet appelé croisement d'axes. Ces structures longitudinales sont à l'origine du gain d'induction observé à l'échelle de l'écoulement généré par le panneau perforé lobé. Dans la précédente étude menée expérimentalement [(Meslem et al. 2010)], l'écoulement en forme de croix a été étudié à l'échelle d'un jet élémentaire, de deux jets coalescents, d'une ligne de 53 jets et d'un ensemble de  $53 \times 53$  jets issus du panneau perforé de la Figure 5.2. Une ligne d'orifices ou un panneau perforé génère une multitude de jets parallèles qui se mettent en interaction et qui se mélangent. Il a été montré que la dynamique locale dans ces écoulements multi-jets est comparable à la dynamique observée à l'échelle de deux jets coalescents. Pour l'écoulement multi-jets comme pour deux jets parallèles, l'interaction des jets mitoyens ne doit pas annuler le développement des structures longitudinales qui se développent dans chaque jet élémentaire et qui contrôlent l'induction. Ainsi dans une démarche d'optimisation numérique d'un écoulement de panneau perforé, le calcul de deux jets parallèles devrait donner des tendances acceptables, d'autant plus que la simulation est limitée par les ressources de calcul. En effet, les ressources dont nous disposons ne permettraient pas le calcul de plusieurs jets parallèles avec la finesse de maillage requise pour reproduire les phénomènes locaux décrits ci-dessus.

Ainsi, comme l’écoulement de panneau perforé dépend d’un ensemble important de paramètres géométriques à optimiser au regard de l’objectif visé, nous avons entrepris la recherche d’un modèle de turbulence qui reproduirait au mieux les phénomènes locaux cités précédemment ainsi que l’induction générée par ces phénomènes à l’échelle de deux jets parallèles.

Il est bien connu que le bruit généré par les diffuseurs et la perte de charge sont d’autant plus importants que la transparence du diffuseur est grande. Ainsi, pour un diffuseur de type panneau perforé de dimensions données, il convient de réduire l’espacement  $S$  entre les orifices pour augmenter la transparence ou la section efficace de diffusion. En même temps, lorsque des orifices lobés sont utilisés comme base de perforation du panneau pour en augmenter la capacité d’induction, l’espacement  $S$  ne soit pas être trop faible pour ne pas gêner le développement des structures longitudinales à l’échelle de chaque orifice (Figure 5.3 (c)). Pour illustrer cet effet de « *blocage* » des structures longitudinales que l’on souhaite éviter, il convient de citer les travaux expérimentaux de (Foss et Zaman 1999). Les auteurs montrent que des *tabs* (petites obturations triangulaires, voir Chapitre 1) placées sur le bord de fuite d’une couche de mélange génèrent comme les creux d’un orifice lobé des structures longitudinales qui améliorent le mélange. Plusieurs espacements inter-*tabs* sont testés et il est montré qu’un espacement trop faible annule la performance de mélange observée (voir Chapitre 1). Il apparaît ainsi la nécessité d’optimiser l’espacement  $S$  entre les orifices du panneau perforé de la Figure 5.2. Dès lors qu’un modèle de turbulence est validé, il sera recherché le plus petit espacement  $S$  qui n’annule pas le développement des structures longitudinales. De plus, pour un espacement  $S$  donné, la disposition des orifices a certainement une importance dont il conviendra d’évaluer l’influence.

Revenons à présent à la configuration de base qui nous intéresse ici, à savoir, l’écoulement de deux jets parallèles. La littérature ne comporte aucune étude sur des jets parallèles lobés. Les seuls travaux disponibles traitent de jets coalescents plans ou circulaires [(Miller et Comings 1960), (Yin et al. 2007)]. Il s’impose ainsi dans notre démarche de validation d’un modèle de turbulence, de réaliser les expérimentations nécessaires à la validation. Il est à noter que l’écoulement de deux jets lobés parallèles est complexe en raison de la coexistence d’une dynamique complexe à l’échelle de chaque jet [(Nastase et al. 2008), (Meslem et al. 2010)] et de l’interaction des couches limites internes avec une incurvation des deux jets dans les régions de convergence et de fusion.

Quant à la simulation numérique de type CFD (*Computational Fluid Dynamics*) choisie ici comme une alternative à la démarche expérimentale qui serait trop lourde au regard de la multiplicité des paramètres géométriques à optimiser, la littérature regorge d’exemples d’utilisation de cet outil pour prédire les écoulements de type jets. Le recours aux modèles RANS (*Reynolds-Averaged Navier–Stokes*) est fréquent en raison de leur faible coût de calcul [(Nathan et al. 2005), (Shamami et Birouk 2010)]. Ces modèles RANS remplacent les effets de la dynamique turbulente du fluide par un modèle de turbulence qui peut être plus ou moins adapté à la configuration de l’écoulement considéré.

Pour la simulation d’un jet issu d’une buse lobée en forme de marguerite à 6 lobes, [(Nathan et al. 2005)] ont testé quatre modèles de turbulence :  $k - \varepsilon$  standard,  $k - \varepsilon$  Realizable,  $k - \omega$  standard et SST  $k - \omega$ . Les auteurs obtiennent des résultats jugés satisfaisants en comparaison à des mesures PIV en ce qui concerne la vorticité longitudinale et azimutale dans la région proche soufflage ( $X \leq 4D_e$ ). Cependant, l’Energie Cinétique Turbulente ( $TKE$ ) est surestimée par les modèles. Les auteurs ne comparent pas des grandeurs intégrales telles que l’expansion globale ou le débit du jet en fonction de la distance axiale, paramètres d’évaluation de la capacité d’induction du jet qui nous intéresse ici. Donc la précédente étude ne permet pas de préjuger de l’efficacité de ces modèles pour l’objectif recherché.

Les résultats de [(Nathan et al. 2005)] sont en accord avec ceux de [(Georgiadis et al. 2003)] quant à l’incapacité des modèles RANS à prédire correctement les quantités turbulentes d’un jet lobé. Les auteurs ont montré [(Georgiadis et al. 2003)] qu’aucun modèle linéaire n’est capable de prédire l’observation expérimentale d’un double pic de l’intensité de turbulence sur l’axe du jet rectangulaire lobé.

[(Salman et al. 2003)] ont étudié numériquement à l’aide du modèle  $k - \varepsilon$ , une couche limite plane d’un mélangeur lobé (deux fluides séparés par une tôle lobée pour en augmenter le mélange en extrémité du mélangeur). Alors que la région de similitude en région lointaine est correctement reproduite par le modèle, les caractéristiques de la couche de mélange en région proche de l’écoulement simulé sont très lointaines de celles observées expérimentalement.

A travers les études précitées, il nous semble que les modèles RANS échouent à reproduire correctement la transition d’un écoulement de tube vers un écoulement de type jet lorsque les conditions aux limites du fluide sont spécifiées en amont du diffuseur. Cet avis est étayé par d’autres études numériques de jets (Shamami et Birouk 2010), (Berg et al. 2006), dont la prédiction est satisfaisante suite à l’utilisation de conditions aux limites sur le plan de soufflage du jet. Pour ces études l’écoulement n’est pas résolu à travers la buse. Par ailleurs, les profils de soufflage du jet imposés comme conditions d’entrées du calcul ont une origine expérimentale et permettent d’introduire ainsi les bonnes épaisseurs dynamiques de la couche limite du jet à sa naissance. Il s’agit là des épaisseurs dynamiques de la couche limite que le modèle ne semble pas capable de prédire lorsqu’une transition « écoulement de tube/écoulement de type jet » est résolue par le modèle. L’analyse que nous faisons est en accord avec les observations de [(Hussain et Clark 1977)]. Les auteurs montrent expérimentalement que le développement des champs moyen et turbulent d’un jet est fortement conditionné par les caractéristiques moyennes et turbulentes de la couche limite initiale du jet.

Numériquement, il est montré par exemple par [(Berg et al. 2006)] que deux types de profils initiaux comme condition limite du calcul d’un jet rectangulaire turbulent, ne produisent pas les mêmes résultats. Deux modèles sont utilisés par les auteurs ( $k - \varepsilon$  et  $k - \omega$ ) et pour chaque modèle, un profil de vitesse uniforme puis un profil de vitesse issu de l’expérience sont choisis comme conditions limites du jet. Les auteurs montrent que les meilleurs résultats

dynamiques du jet en régions proche et lointaine sont obtenus à l'aide du modèle  $k-\varepsilon$  ayant pour condition limite le profil de vitesse expérimental.

Par ailleurs, pour la simulation d'un jet triangulaire [(Shamami et Birouk 2009)] montrent que le modèle RSM pour lequel tous les termes des tensions de Reynolds sont modélisés, produit de meilleurs résultats que les modèles linéaires à deux équations ( $k-\varepsilon$ , ReNormalization Group (RNG)  $k-\varepsilon$ , realizable  $k-\varepsilon$ , Shear Stress Transport (SST)  $k-\omega$  sont comparés au modèle RSM). Là aussi, les conditions aux limites du calcul sont imposées à la naissance du jet et les profils moyens et turbulents imposés sont issus de l'expérience. Aucun des modèles de turbulence à deux équations ne permet de reproduire les profils de l'intensité de turbulence du jet triangulaire. Parmi les modèles RANS évalués par les auteurs, seul le modèle RSM reproduit correctement les données expérimentales. [(Shamami et Birouk 2010)] ont également montré la supériorité du modèle RSM par rapport au modèle  $k-\varepsilon$  standard dans la prédiction d'un jet circulaire débouchant dans un tube triangulaire (cette configuration de jet est connue sous la dénomination de « *jet sifflant* », ou en encore « *Whistler* » voir Chapitre 1). Comme dans leur précédente étude du jet triangulaire libre [(Shamami et Birouk 2009)], les auteurs imposent là aussi les profils expérimentaux mesurés en aval du plan de soufflage. Il semble ainsi à la lumière des études de [(Shamami et Birouk 2009)] que les modèles de turbulence RSM produisent de meilleurs résultats que les modèles linéaires à deux équations lorsque les conditions aux limites obtenues expérimentalement sont imposées comme conditions limites au plan de soufflage du jet simulé. Cela n'est pas surprenant puisque le modèle RSM résout les six tensions de Reynolds de l'écoulement et donc toutes les tensions de Reynolds expérimentales sont renseignées au plan de soufflage du jet simulé. Ainsi, toute anisotropie de la turbulence initiale du jet réelle est prise en compte par le modèle et contribue à la réussite de la prédiction de l'écoulement aval. Ainsi, le passage d'un modèle de turbulence à deux équations à un modèle RSM augmente le nombre d'équations résolues et offre la possibilité de décrire au mieux la couche limite initiale du jet lorsque la condition limite du jet est imposée au plan de soufflage. Si par ailleurs, la simulation calcule la transition d'un écoulement de tube vers un écoulement de jet (soit des conditions limites de l'écoulement en amont du diffuseur), ce que les modèles RANS ne semblent pas réussir selon les études précédemment citées, le modèle RSM ne sera pas à notre avis nécessairement meilleur que les modèles de turbulence à deux équations. L'idée qui vient à nous à la lecture de la bibliographie sur la simulation numérique des jets libres, et qu'il est suggéré de vérifier dans le futur pour les jets coalescents, est la suivante: résoudre l'ensemble des tensions de Reynolds n'est pas une condition suffisante pour mieux prédire un écoulement de type jet. Il s'impose aussi d'introduire dans le modèle l'ensemble des caractéristiques moyennes et turbulentes de la couche limite initiale du jet.

Au vu des résultats de [(Shamami et Birouk 2010), (Shamami et Birouk 2009)] nous aurions été tentés de croire à la supériorité du modèle RSM parmi les modèles RANS, lorsque les caractéristiques de la couche limite du jet sont introduites dans le modèle, si nous n'avions pas pris connaissance des travaux de [(Kriaa et al. 2008)]. En effet, ces auteurs comparent le modèle RSM au modèle  $k-\varepsilon$  dans la prédiction d'un écoulement de deux jets d'air coaxiaux en utilisant, comme il est fait par Shamami et Birouk, les profils expérimentaux de soufflage



du jet comme conditions d’entrées du calcul. Les résultats sont les suivants : aucun des deux modèles évalués n’est capable de prédire correctement la baisse abrupte de la vitesse longitudinale sur l’axe du jet en zone proche soufflage. De plus, l’énergie cinétique turbulente sur l’axe du jet obtenue par le modèle  $k-\varepsilon$  est plus proche des données expérimentales en comparaison au modèle RSM. Dans la zone de similitude de l’écoulement, le modèle RSM surestime de 30% l’énergie cinétique turbulente en comparaison à l’expérience. Il est à noter que l’écoulement de deux jets coaxiaux étudié par [(Kriaa et al. 2008)], est physiquement similaire à l’écoulement de deux jets coalescents qui nous intéresse ici. Les deux écoulements sont caractérisés par deux couches de mélanges : la couche de mélange externe du jet avec son ambiance et la couche de mélange interne confinée entre les deux jets.

Ainsi, Il ne ressort pas de la littérature consultée, que le modèle de turbulence RSM est universellement meilleur que les modèles à deux équations et il nous paraît difficile de dire, a priori, quel modèle de turbulence est plus approprié à la simulation d’un tel ou tel écoulement. Selon nous, face à un besoin prédictif pour une configuration donnée d’écoulement, la meilleure façon de procéder est de tester plusieurs modèles afin d’identifier celui qui reproduit au mieux les paramètres pertinents pour l’application visée. Par la suite, il est possible de considérer le même modèle pour l’optimisation paramétrique pour des configurations similaires. Par « configurations similaires » nous entendons des géométries et des domaines similaires avec les mêmes conditions aux limites. Par exemple, si le modèle de turbulence est efficace dans la prédiction d’un jet lobé d’orifice à 4 lobes, le même modèle peut être utilisé pour l’étude paramétrique de l’influence du nombre de lobes, des dimensions des lobes etc. sur la dynamique du jet. De même, pour la simulation de deux jets parallèles issus de deux orifices lobés, si un modèle de turbulence donne satisfaction pour un espacement donné des orifices et pour une orientation donnée d’un orifice par rapport à l’autre, alors, le même modèle pourra être utilisé pour l’étude paramétrique qui consiste à optimiser les paramètres géométriques « espacement » et « orientation relative » des orifices.

Dans la présente étude, la dynamique de deux jets isothermes coalescents en forme de croix issus d’un même plan est investiguée numériquement et expérimentalement [Meslem et al. 2011b]. Cet écoulement particulier dont la simulation est possible avec nos moyens de calcul, est une configuration simplifiée d’un écoulement multi-jets issu d’un panneau perforé à orifices lobés (Figure 5.2).

Sur la base de la littérature, nous avons noté que l’utilisation des profils initiaux moyens et turbulents de soufflage du jet comme conditions aux limites du calcul, améliore la prédiction d’un jet libre ou d’un jet « *Whistler* ». Nous avons la perspective de vérifier que cela est aussi vrai pour un écoulement de deux jets coalescents. Cependant, cette approche n’est pas appropriée lorsque la CFD est utilisée pour l’optimisation de la géométrie du diffuseur vis-à-vis de sa capacité d’induction. En effet, cela conduirait à fabriquer une multitude de prototypes et à réaliser pour chaque prototype des mesures de profils de vitesses et d’intensités de turbulence qui serviraient comme données d’entrée pour le calcul. Pour nous, où le calcul CFD est utilisé pour contourner les campagnes expérimentales trop lourdes et onéreuses, l’écoulement devra être résolu numériquement à travers le diffuseur, ce qui revient

à imposer les conditions d’entrée en amont du diffuseur et à calculer la transition d’un écoulement de tube vers un écoulement de jet.

Les modèles RANS choisis pour être testés dans cette étude sont :  $k - \varepsilon$  standard, SST  $k - \omega$  et RSM.

Dans les études numériques de la bibliographie précédemment citées, la validation des modèles de turbulence est basée sur différents critères fonction de l’application visée et/ou des données expérimentales disponibles. Aucune de ces études ne prend comme critères de validation des quantités dynamiques intégrales comme les évolutions axiales de la surface transversale du jet et de son débit volumique, paramètres importants dans l’évaluation de la capacité d’induction du jet.

Dans la démarche d’optimisation du panneau perforé lobé (Figure 5.2) vis-à-vis de sa capacité d’induction, les phénomènes les plus importants à reproduire par la simulation des jets lobés coalescents sont : (i) l’interaction des deux jets dans la région proche soufflage ; (ii) le croisement d’axes du jet lobé élémentaire [(Nastase et al. 2008), El Hassan et al. 2011] dû au développement des structures longitudinales dans les creux des lobes, qui sont responsables de l’accroissement de l’induction de l’air ambiant. Quant aux paramètres les plus importants à prédire sont : (i) l’évolution axiale de l’expansion globale du jet ; (ii) l’évolution axiale du débit volumique du jet. Ainsi, les précédents phénomènes et paramètres de l’écoulement seront considérés comme des critères de choix du modèle de turbulence le plus approprié parmi les modèles que nous allons évaluer.

Le « *meilleur modèle* » sera considéré ensuite pour l’optimisation de l’espacement inter-trous et de l’orientation relative des trous.

## **5.2 Outils et méthodes**

### **5.2.1 Campagne expérimentale**

#### **5.2.1.1 Dispositif de soufflage et géométrie des orifices**

L’écoulement étudié expérimentalement est généré à l’aide d’un dispositif de soufflage décrit en (Figure 5.3 (a) et de deux orifices mitoyens en forme de croix percés dans une plaque de 1.5 mm d’épaisseur Figure 5.3 (b). Le dispositif de soufflage consiste en un tube de 1 m de longueur et de 0.16 m de diamètre au milieu duquel un ventilateur axial miniature est installé. A l’extrémité du dispositif de soufflage un convergent équipé d’un nid d’abeille permet de réduire la turbulence au soufflage. En extrémité du convergent, la plaque percée de deux orifices en forme de croix est collée. Les différentes dimensions de l’orifice sont données sur la (Figure 5.3 (b)). Le diamètre équivalent de chaque orifice basé sur la surface de l’orifice est  $D_e = 10mm$  et la distance inter-centres des deux orifices mitoyens est  $S = 20mm$ . Le nombre de Reynolds initial basé sur le diamètre équivalent  $D_e$  et sur la vitesse moyenne  $U_{0mean}$  de soufflage est autour de 3000 (Tableau 5.1).

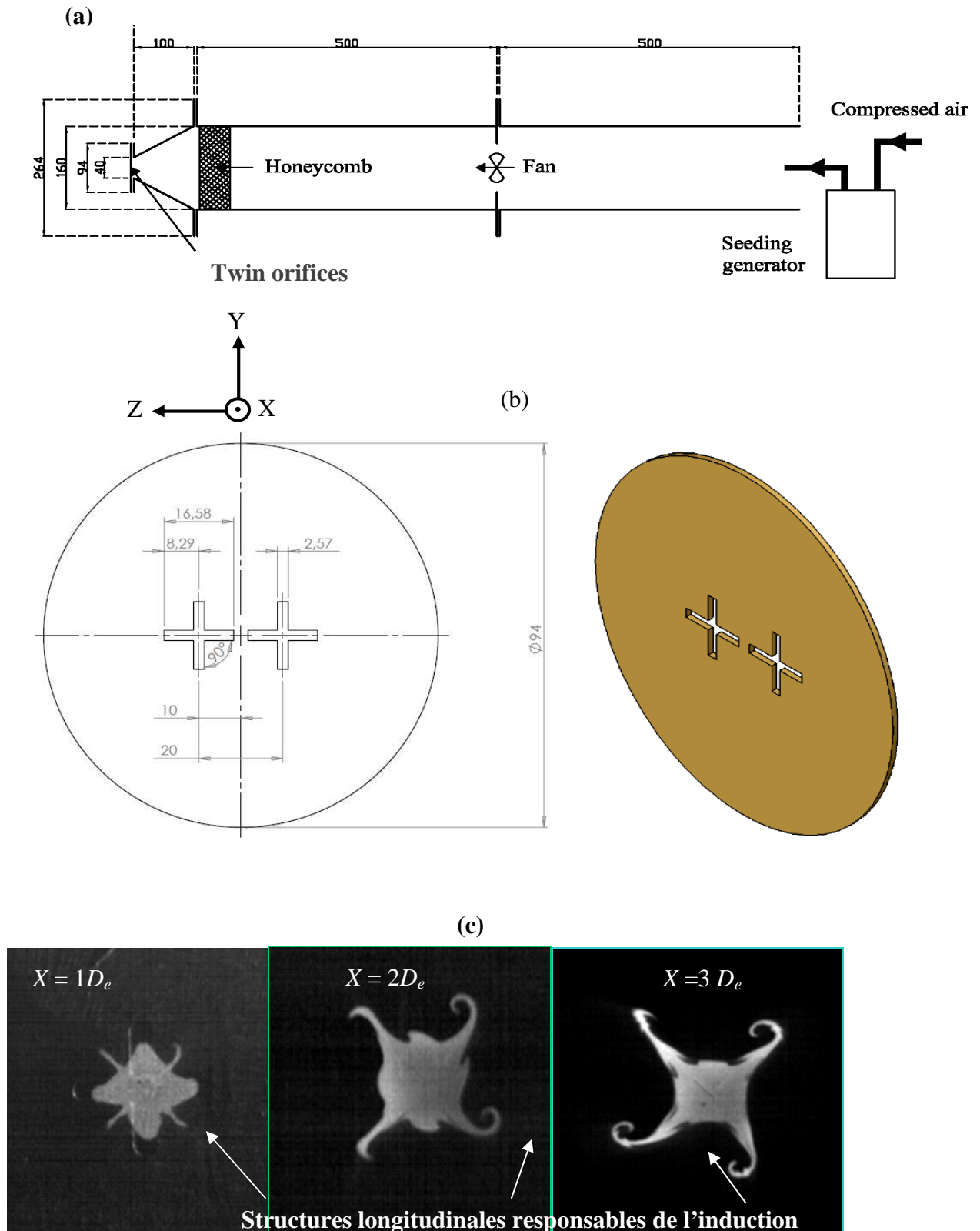


Figure 5.3: (a) Dispositif expérimental, (b) Géométrie des orifices lobés, (c) Le phénomène de croisement d'axes en région proche soufflage d'un jet croix élémentaire [Nastase et al. 2008]

Tableau 5.1 : Conditions de soufflage

	$Q_0$ (m <sup>3</sup> /s)	$U_{0mean}$ (m/s)	$U_{0JC}$ (m/s)	$U_{0m}$ (m/s)	$U_{0mean}D_e/\nu$	$U_{0JC}D_e/\nu$
<b>PIV</b>	$6.9 \times 10^{-4}$	4.42	7.05	7.09	2815	4490
<b>kε</b> <b>Model</b>	$7.2 \times 10^{-4}$	4.58	5.76	6.01	2924	3669
<b>SST kω</b> <b>Model</b>	$7.2 \times 10^{-4}$	4.58	6.03	6.27	2924	3841
<b>RSM</b> <b>Model</b>	$7.2 \times 10^{-4}$	4.58	6.00	6.21	2924	3822

**0: Initial**

**JC: Centre du jet**

**m: maximum**

### 5.2.1.2 Techniques de mesure

#### a) PIV classique

Des mesures PIV 2D ont été réalisées dans le plan de symétrie longitudinal ( $XZ$ ) de l’écoulement. Le système utilisé est un système Dantec 2D composé d’un laser Yag à deux cavités de puissance 200 mJ par pulse, d’une camera haute sensibilité CCD de  $4000 \times 2672$  pix<sup>2</sup> de résolution, d’un boîtier de synchronisation et du logiciel « Dynamic Studio » pour l’acquisition, le traitement et le post-traitement des images PIV. Le laser émet des pulses de lumière de longueur d’onde de 532 nm. L’épaisseur du plan laser est d’environ 1 mm et la fréquence d’acquisition du système PIV est de 1Hz. Un total de 500 paires d’images sont acquises pour le calcul du champ moyen. Le traceur d’ensemencement de l’écoulement est de l’huile d’olive atomisée à l’aide d’un générateur de particules. Les particules ont un diamètre de 1 à 2 μm. L’image calibrée fournit une résolution spatiale de 40.6 μm par pixel, ce qui correspond à une fenêtre de  $162.3 \times 108$  mm<sup>2</sup>. Les images sont traitées à l’aide d’un algorithme d’inter-corrélation adaptatif avec une manipulation de la distorsion de fenêtre et du déplacement de fenêtre sous-pixel. Un traitement itératif de type prédictif/correcteur avec un décalage des mailles en fraction de pixel est effectué. La méthode prédictif/correcteur est validée pour chaque maille quand le rapport signal sur bruit de la corrélation est au dessus de la valeur seuil de 1.1. En moyenne, moins de 1% des vecteurs sont détectés comme incorrects.

Ces vecteurs sont identifiés et corrigés à l'aide d'un schéma d'interpolation bilinéaire. La taille finale des fenêtres d'interrogation fournit une résolution de 0.49 mm.

La taille moyenne des particules de l'image est de  $2.5 \times 2.5$  pixels ce qui permet selon (Prasad et al. 1992) d'éviter le phénomène de « *peak-locking* »

Le champ de vitesse obtenu dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) de l'écoulement s'étend sur une longueur axiale  $X = 15D_e$ .

### **b) PIV résolue en temps**

Les champs de vitesse dans les plans transversaux ( $YZ$ ) à différentes distances axiales  $0.5D_e \leq X \leq 12D_e$  sont obtenus à l'aide d'un système PIV stéréoscopique résolu en temps. Le système PIV utilisé est un système LaVision composé de deux caméras Phantom V9 et d'un laser NewWave Pegasus à double cavité d'une énergie de 10mJ par pulse et d'une longueur d'onde de 527 nm. La fréquence d'acquisition du système est de 500Hz à pleine résolution. Pour chaque plan exploré 1000 paires d'images sont acquises pour la détermination du champ moyen de l'écoulement. Les deux caméras sont montées sur un système de déplacement avec un angle de  $45^\circ$  par rapport à la normale au plan laser (Figure 4.4). La lentille de chaque caméra est séparée de celle-ci afin de déplacer le plan du capteur CCD par rapport au plan de la lentille et ce, de manière à satisfaire les conditions de « *Scheimpflug* ».

La reconstruction stéréoscopique utilisée afin d'obtenir les trois composantes de la vitesse est une reconstruction 3D empirique [(Soloff et al. 1997)] basée sur une corrélation croisée des deux vues de la fenêtre cible calibrée. L'image calibrée donne une résolution spatiale de 60  $\mu\text{m}$  par pixel ce qui correspond à une fenêtre d'observation de  $98 \times 72 \text{ mm}^2$ . Les images sont traitées à l'aide d'un algorithme d'inter-corrélation adaptatif avec une manipulation de la distorsion de fenêtre et du déplacement de fenêtre sous-pixel. Un traitement itératif de type prédicteur/correcteur avec un décalage des mailles en fraction de pixel est effectué. La méthode prédicteur/correcteur est validée pour chaque maille quand le rapport signal sur bruit de la corrélation est au dessus de la valeur seuil de 1.1. En moyenne, moins de 3% des vecteurs sont détectés comme incorrects. Ces vecteurs sont identifiés et corrigés comme pour la PIV classique, à l'aide d'un schéma d'interpolation bilinéaire. La taille finale des fenêtres d'interrogation fournit une résolution de 0.39 mm. Le même générateur de particules utilisé précédemment pour la PIV classique est réutilisé ci.

### **c) Incertitude de mesure**

L'analyse théorique de [(Westerweel 1993)] est utilisée pour l'estimation de l'erreur de déplacement des images de particules. L'erreur maximale de déplacement pour les mesures PIV 2D est égale à 1.4% pour les directions longitudinale et verticale. Pour la PIV

stéréoscopique, l'erreur maximale de déplacement est égale dans les directions longitudinale, verticale et transversale à respectivement 0.8, 1.7 and 2.2 %.

La précision sur le champ de vorticité dépend en premier lieu de la résolution spatiale du champ vectoriel de la vitesse. La méthode proposée par [(Fouras et Soria 1998)] est utilisée pour l'estimation des erreurs de biais et des erreurs aléatoires liées à la vorticité hors plan. La valeur absolue de l'erreur de biais sur la vorticité est de 1.2% et l'erreur aléatoire sur la vorticité est estimée à  $\pm 3.5\%$  avec un niveau de confiance de 95%. La convergence statistique du champ moyen est atteinte avec un ensemble supérieur à 80-90 images alors que 300-340 images sont nécessaires pour la convergence statistique des tensions de Reynolds ou de l'énergie cinétique turbulente. Pour cette étude, les champs moyens sont obtenus à l'aide de 500 champs instantanés pour chaque position longitudinale  $X$ . L'erreur sur les quantités turbulentes est estimée à  $\pm 3.6\%$  à l'aide d'une évaluation globale de l'erreur de biais [(Danaila et al.1997), (Garcia et al. 2006)] et de l'erreur statistique due à la dispersion des données autour de la valeur moyenne [(Barnett et Bentley 1974)].

### 5.3 Simulation des jets coalescents

#### 5.3.1 Equations r  solv  es

Les équations de Navier-Stokes moyenn  es pour la conservation de la masse et de la quantité de mouvement (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes* en anglais dit également RANS) pour un écoulement turbulent incompressible, isotherme et stationnaire peut être écrit selon une notation tensorielle comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial X_i} \langle U_i \rangle = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle \langle U_j \rangle}{\partial X_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \left( \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial X_j} + \frac{\partial \langle U_j \rangle}{\partial X_i} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial X_j} (-\langle u_i' u_j' \rangle) \quad (5.2)$$

où  $\langle U_i \rangle$  est la moyenne temporelle de la vitesse de l'écoulement,  $\langle p \rangle$  la moyenne temporelle de la pression,  $\rho$  la densité du fluide et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. La moyenne temporelle des fluctuations de la vitesse  $\langle u_i' u_j' \rangle$  qui apparaissent dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (5.2) sont inconnues. Ces termes sont généralement désignés par « tensions de Reynolds » dont le calcul nécessite des équations de

fermeture supplémentaires. Ces équations de fermeture sont différentes selon le modèle considéré (voir Chapitre 2).

Dans la présente étude, nous avons choisi d’évaluer trois modèles de turbulence : deux modèles linéaires basés sur la notion de viscosité turbulente ( $k - \varepsilon$  standard et SST  $k - \omega$ ) et un modèle plus complexe qui résout directement l’ensemble des tensions de Reynolds. Ce dernier nécessite donc six équations de fermeture au lieu de deux, modèle proposé par [(Gibson et Launder 1978)] et est désigné par « RSM » de « *Reynolds Stress Model* » en anglais. Tous les modèles que nous utilisons ici sont bien connus et largement décrits dans la littérature [(Pope 2000),(Romano 2002)] et expliqués dans le Chapitre 2 de ce manuscrit, et par conséquent, leur détails ne sont pas reportés dans le présent Chapitre.

### 5.3.2 Détails du calcul

Le domaine de calcul est composé de deux parties séparées par une plaque perforée de 1.5 mm ( $0.15D_e$ ) modélisant le diffuseur à deux orifices croix (Figure 5.4). Dans la partie amont se développe un écoulement de tube rectangulaire et dans la partie aval du domaine se développe les jets coalescents. Les dimensions XYZ des deux parties du domaine sont respectivement  $10 \times 20 \times 22D_e$  et  $29.85 \times 20 \times 22D_e$ . Etant donnée la symétrie du problème seule la moitié du domaine est modélisée dans la direction Y, soient des dimensions  $10 \times 10 \times 22D_e$  pour la partie avale et  $29.85 \times 10 \times 22D_e$  pour la partie amont. La plaque étant d’épaisseur,  $0.15D_e$  le plan d’entrée du jet est positionné en  $X = -0.15D_e$  et le plan de soufflage du jet est positionné en  $X = 0$ . La condition limite d’entrée de l’air dans le domaine de calcul est positionnée en  $X = -10.15D_e$ , soit à l’entrée de la partie amont du domaine. La vitesse imposée est uniforme sur le plan (YZ) et égale à 0.0164 m/s avec une intensité de turbulence de 2 %. L’intensité de turbulence considérée à l’entrée du domaine est faible car expérimentalement on mesure une intensité de turbulence faible au soufflage du jet, et ce, en raison des précautions prises sur le dispositif de soufflage (nid d’abeille et convergent, voir Figure 5.3). Nous faisons implicitement ici l’hypothèse suivante : le choix d’une turbulence faible à l’entrée du domaine de calcul, devrait conduire à une turbulence faible au soufflage du jet. Nous verrons que cela n’est pas toujours vrai, et d’un modèle de turbulence à l’autre le résultat peut être totalement différent.

Les autres conditions aux limites du domaine de calcul sont indiquées sur la Figure 5.4 (a) et sont : une condition de symétrie dans le plan de symétrie (XZ), des conditions de murs sur les parois du tube rectangulaire amont et sur la paroi du diffuseur. Pour les autres plans qui sont situés suffisamment loin du jet (Figure 5.4 d), la condition imposée est de type pression atmosphérique. Les variables de l’écoulement sont calculées par méthode de collocation sur les mailles du domaine (voir Chapitre 2). Un schéma Upwind du second ordre est utilisé pour le calcul des termes convectifs dans les équations. Un nombre total de 4 millions de cellules Cartésiennes et non uniformes est utilisé pour la discrétisation du domaine. Le maillage choisi est hautement raffiné sur le plan du diffuseur et dans son épaisseur (Figure 5.4 c). Dans l’épaisseur de la plaque, nous comptabilisons 16 mailles de taille variable allant de 0.02 mm à 0.12 mm. Sur le plan de la paroi des orifices, la plus petite maille a une taille de 0.12 mm près

du bord de fuite du jet et la plus grande maille a une taille de 2 mm sur le même plan loin des orifices. Les valeurs de  $y^+$  dans les premières mailles au dessus des surfaces de la plaque perforée est inférieur à 4, ce qui est acceptable pour la formulation bas Reynolds du modèle considéré.

Les calculs ont été réalisés sur une machine de type « SGI Altix Ice cluster ». Pour chaque simulation présentée dans ce chapitre, 24 processeurs ont été utilisés. Le temps de calcul est de 87 heures pour les modèles de turbulence à deux équations et de 177 heures pour le modèle de turbulence RSM.

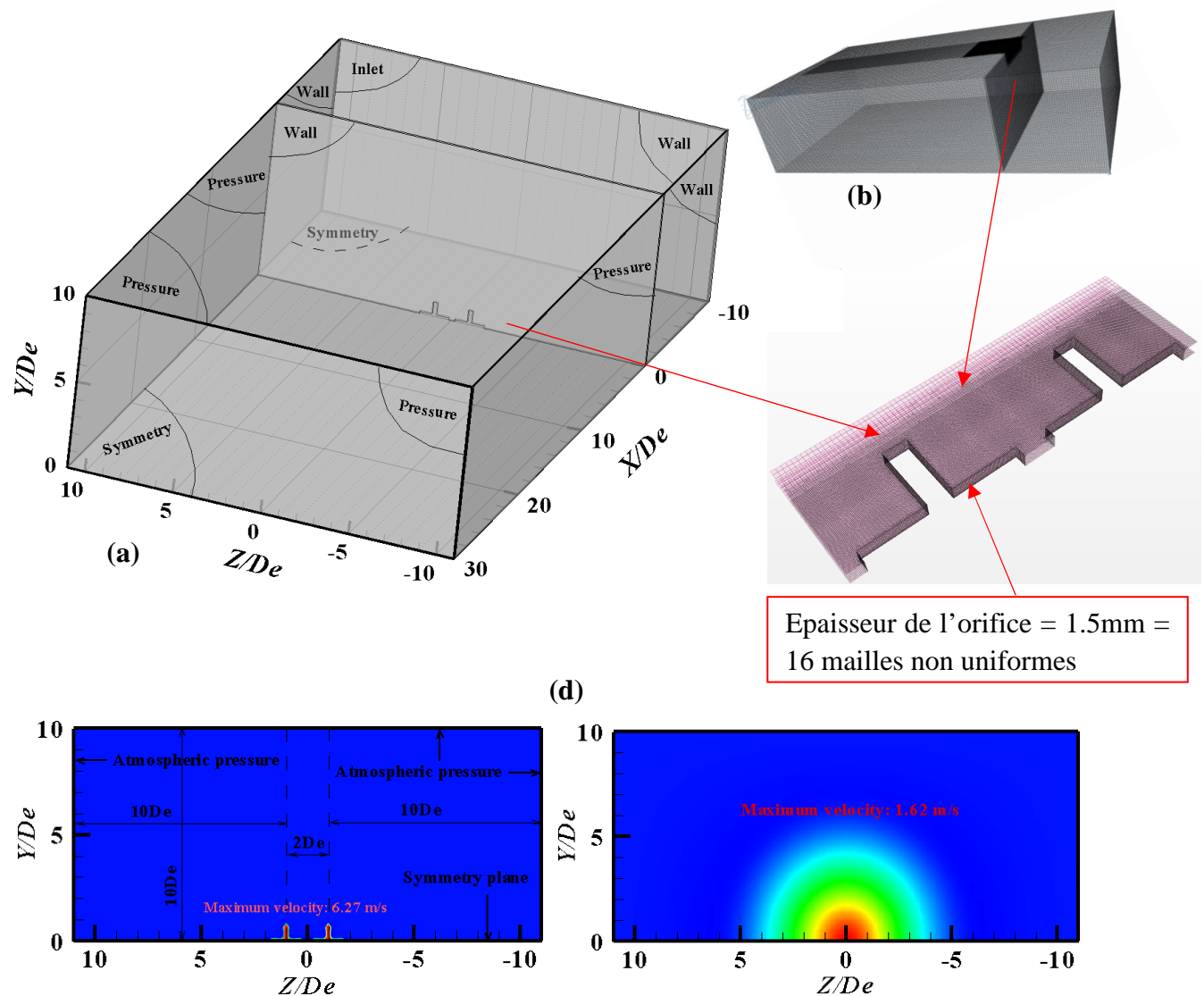


Figure 5.4: (a) Domaine de calcul et conditions aux limites; (b) Vue 3D du maillage du domaine; (c) Le maillage du diffuseur; (d) Conditions aux limites dans les plans ( $YZ$ ) de la partie avale du domaine:  $X = 0.10D_e$  (gauche),  $X = 29.85D_e$  (droite) – modèle SST  $k - \omega$



Les conditions de soufflage des jets dans les différents cas (mesure et calcul) sont données dans le Tableau 5.1/. La vitesse moyenne de soufflage  $U_{0mean}$  basée sur le débit initial  $Q_0$  est constante avec une différence de moins de 4% entre l’expérience et le calcul. Les jets sont caractérisés par un nombre de Reynolds initial de l’ordre de 4000, basé sur la vitesse maximale de soufflage  $U_{0JC}$  et sur le diamètre équivalent  $D_e$ . Les profils de la vitesse moyenne initiale dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) à la position axiale  $X = 0.1D_e$  sont donnés sur la Figure 5.5 ;  $U_{0m}$  est la vitesse maximale à cette position. Il apparaît sur cette Figure que le profil initial issu du calcul présente une forme en « M » alors que le profil expérimental est plat. La raison pour laquelle, la vitesse au centre du jet  $U_{0JC}$  des jets simulés est légèrement différente de la vitesse au centre du jet expérimental.

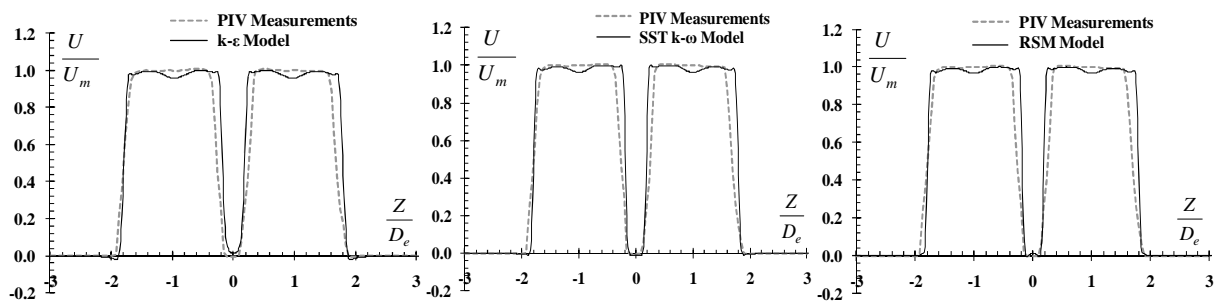


Figure 5.5: Profils de la vitesse longitudinale dans le plan de symétrie à la distance axiale  $X = 0.1D_e$

Les isocontours de la vitesse longitudinale et les profils de la même vitesse dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) sont donnés sur la Figure 5.6.

L’écoulement de deux jets coalescents consiste en trois régions. La région de convergence caractérisée par une zone centrale de dépression ( $U < 0$ ) qui s’étend du plan de l’orifice  $X = 0$  au point de fusion  $X_{MP}$  où la vitesse longitudinale sur l’axe de symétrie est nulle. Ce point représente le début de la région de fusion. En région lointaine, le point de mélange (ou de combinaison)  $X_{CP}$ , donné par  $U_{TC} = U_m$ , où  $U_{TC}$  est la vitesse sur l’axe de symétrie des jets coalescents et  $U_m$  est la vitesse maximale en cette position axiale  $X_{CP}$ , représente la fin de la zone de fusion et le début de la zone de mélange. Dans cette zone de mélange, les deux jets coalescents forment un unique écoulement semblable à un écoulement de jet libre dans sa région auto-similaire avec une vitesse maximale  $U_m$  située sur l’axe de symétrie.

(a)

(b)

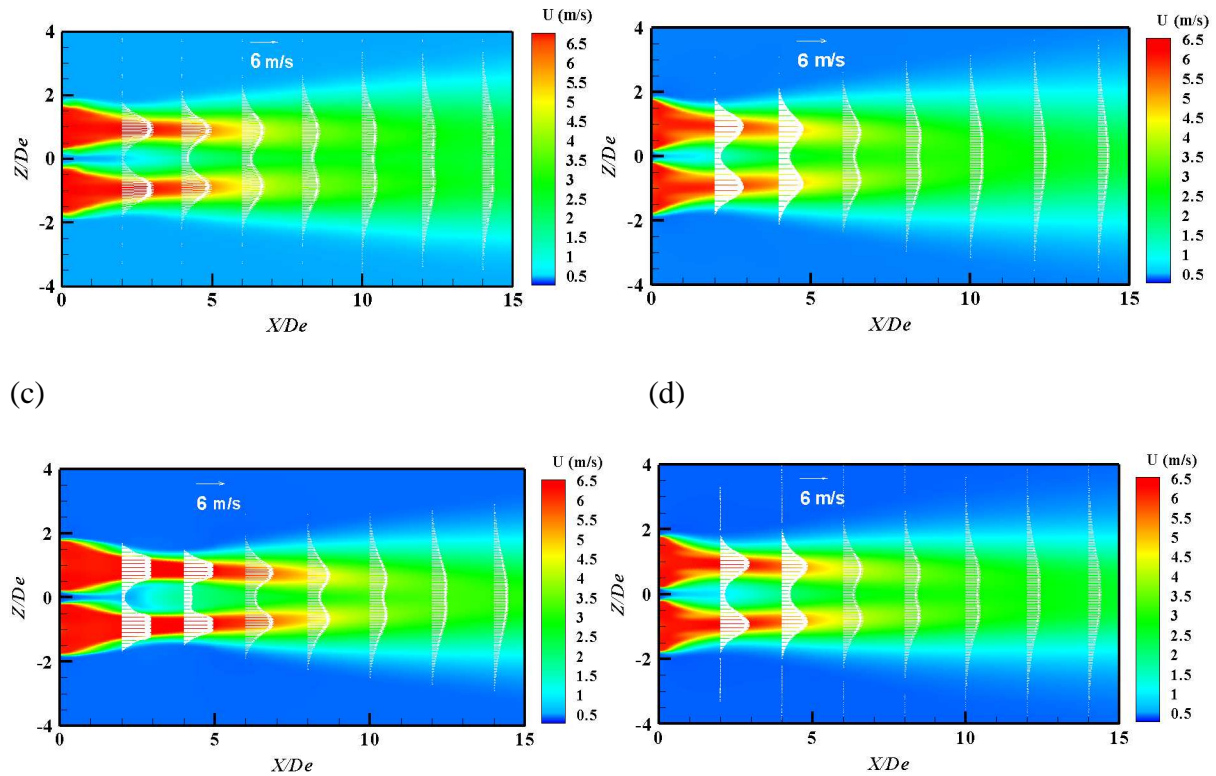


Figure 5.6: Isocontours et profils de la vitesse longitudinal dans le plan de symétrie ( $XZ$ ): (a) mesures PIV; (b) modèle  $k - \varepsilon$ , (c) modèle SST  $k - \omega$ , (d) modèle RSM

Le comportement dynamique global des écoulements simulés est similaire aux données expérimentales. L'attraction mutuelle des deux jets due à leur interférence conduit à une incurvation des axes des jets [(TANAKA 1970)]. Il est à noter qu'à l'échelle d'un écoulement multi-jets cette incurvation sera présente dans les jets périphériques. Dans les jets centraux, en raison de la symétrie des zones de dépressions, une telle incurvation ne devrait pas se produire.

Les trois régions caractéristiques de deux jets coalescents sont donc présentes dans tous les écoulements simulés. La trajectoire du jet  $JT = (Z/D_e)_{U_m}$ , définie par les positions  $Z$  de l'axe incurvé du jet où la vitesse axiale est égale à  $U_m$ , est tracée sur la Figure 5.7. Le point de mélange  $X_{CP}$  est atteint pour les écoulements simulés à  $11D_e$ ,  $14D_e$ , et  $14D_e$  pour respectivement les modèles de turbulence  $k - \varepsilon$ , SST  $k - \omega$  et RSM, alors que pour l'écoulement expérimental, ce point de mélange n'est pas encore atteint à la fin de la fenêtre d'observation, à savoir,  $X = 15D_e$ . Cependant, la différence de vitesse normalisée  $NU = (U_m - U_{TC})/U_{0m}$  est presque nulle en cette position  $X = 15D_e$ . Cette observation nous a conduit à considérer la trajectoire pondérée  $WJC$  définie par :

$$WJC = \left[ \left( \frac{Z}{D_e} \right)_{U_m} \left( \frac{U_m - U_{TC}}{U_{0m}} \right) \right] \quad (5.3)$$

En considérant le critère  $U_m - U_{TC} = 0.15$  m/s pour définir l’égalité approximative  $U_{TC} \approx U_m$ , le point de mélange corrigé  $X_{CCP}$  est atteint à  $9D_e$ ,  $12D_e$ ,  $11D_e$  pour respectivement les modèles  $k - \varepsilon$ , SST  $k - \omega$  et RSM et à  $13D_e$  pour le cas expérimental (voir Figure 5.7 b et Tableau 5.2).

Comme dans les précédentes études expérimentales concernant l’analyse des jets lobés visant une application de type ventilation par mélange [(Nastase 2007), (Nastase et al. 2010), (Nastase et al. 2008), (El Hassan et Meslem 2010), (El Hassan et al. 2011)] dans cette étude le critère de coupure pour la détermination de la frontière du jet dans le calcul des variables intégrales est fixé à une valeur constante. Habituellement, il est considéré dans la littérature une valeur relative de 1 à 5 % de la vitesse maximale locale comme critère de coupure. Dans la présente étude un critère de valeur absolue 0.15 m/s est employé, ce qui correspond à une valeur relative de 2 à 2.5 % de la vitesse maximale de soufflage  $U_{0JC}$  pour le jet expérimental et pour les jets simulés. Par une investigation des champs de vitesse, il a été trouvé que cette valeur absolue de 0.15 m/s est un bon compromis pour notre écoulement. La valeur relative minimale de 1 % conduit à la prise en compte de l’écoulement convectif ambiant hors jet dans le calcul intégral du débit  $Q$ . La valeur relative maximale de 5 % coupe le champ de vorticité et certaines caractéristiques physiques de l’écoulement sont ainsi tronquées dans le calcul intégral. De plus, la frontière du jet définie par un critère de vitesse absolue de l’ordre de 0.15 m/s est employée habituellement pour définir la portée du jet vis-à-vis des aspects de confort et de courant d’air généré dans une zone d’occupation [Fanger al 1988]. Le contexte de notre recherche nous conduira dans un futur proche à considérer la mise en situation du panneau perforé lobé en tant que diffuseur par mélange dans une cellule test échelle 1 pour en analyser l’impact sur le confort thermique dans la zone d’occupation. Ainsi, le même critère sera utilisé comme critère d’arrêt pour traiter les différents aspects de la dynamique de l’écoulement issu du panneau perforé.

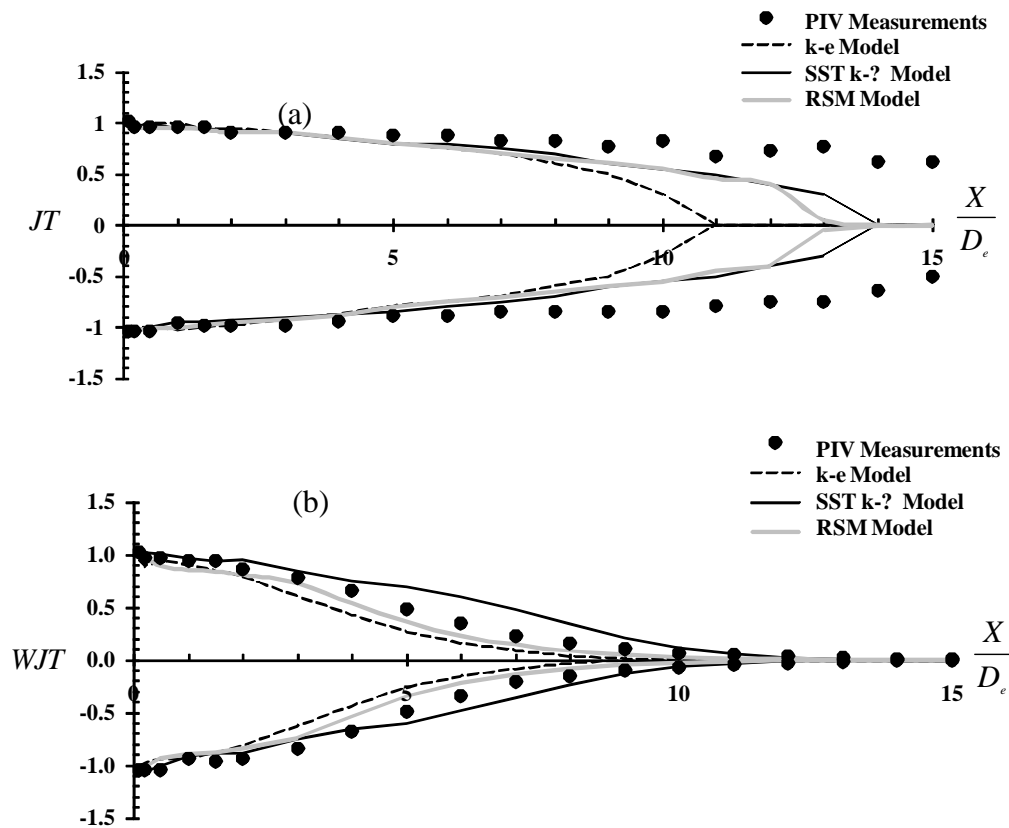
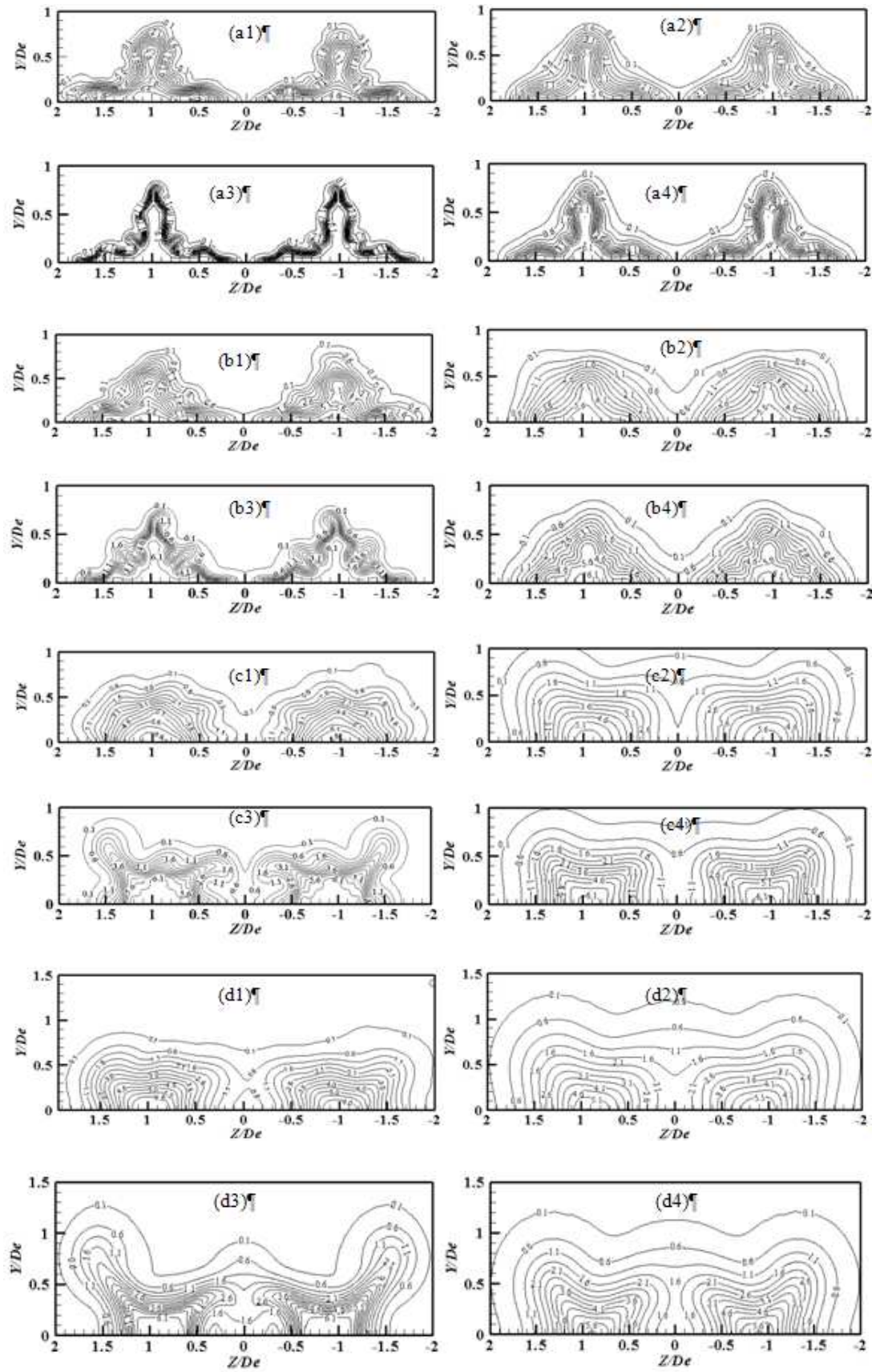
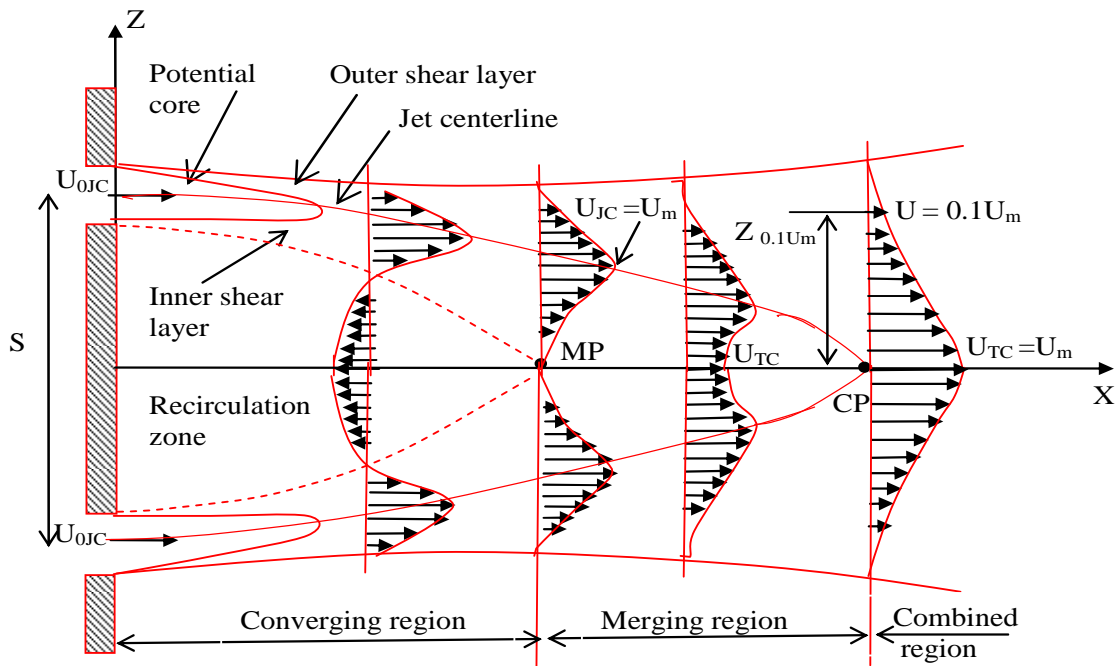


Figure 5.7: (a) Comparaison de l'évolution axiale de la trajectoire du jet ( $JT$ ); (b) Comparaison de l'évolution axiale de la trajectoire pondéré du jet ( $WJT$ )

La Figure 5.8 présente les contours de la vitesse longitudinale dans la région initiale de l'écoulement à différentes distances transversales  $X$ . Malgré les différences visibles sur les distributions des écoulements simulés, il est intéressant de noter que le croisement d'axes [(Nastase et al. 2008), (Zaman 1996a)] qui se produit dans l'écoulement expérimental entre  $X = 0.5D_e$  et  $X = 3D_e$ , (Figure 5.3 (c)) est relativement bien prédit par les modèles. Un tel phénomène dont une représentation 3D est donnée en Figure 5.9 est un phénomène de distorsion tridimensionnel complexe dont il résulte une rotation apparente de  $45^\circ$  du champ transversal initial en forme de croix. Cependant, l'interaction apparait plus tôt dans l'écoulement simulé par les modèles de turbulence  $k-\varepsilon$  et RSM et l'expansion globale de l'écoulement est plus importante pour ces modèles. Pour ces aspects (interaction et expansion), le modèle SST  $k-\omega$  semble plus approprié.



(a)



(b)

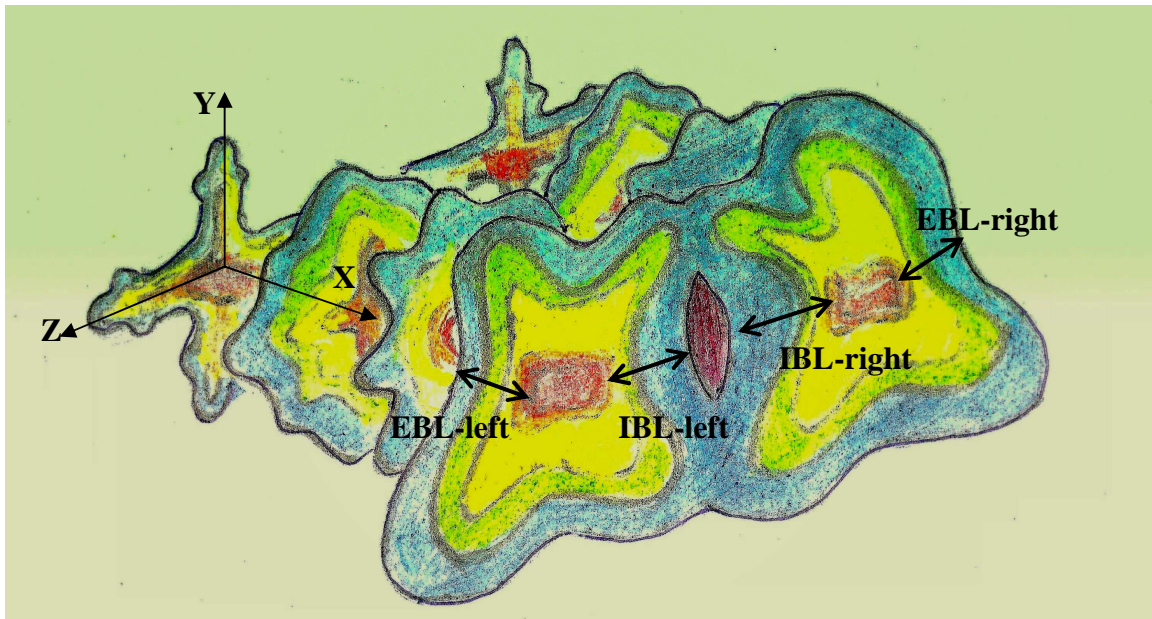


Figure 5.9: (a) Description des paramètres des jets coalescent; (b) Représentation schématique du phénomène de croisement d'axes – Définition des couche limites (EBL: Couche limite extérieure, IBL: couche limite intérieure)

Tableau 5.2: Positions des points de fusion (*MP*), du point de mélange (*CP*) et du point de mélange corrigé (*CCP*)

	$X_{MP}$	$X_{CP}$	$X_{CCP}$
<b>PIV measurements</b>	$0.4 D_e$	Non définie	$13 D_e$
<b>k-<math>\epsilon</math> Model</b>	$0.05 D_e$	$11 D_e$	$9 D_e$
<b>SST k<math>\omega</math> Model</b>	$0.35 D_e$	$14 D_e$	$12 D_e$
<b>RSM Model</b>	$0.1 D_e$	$14 D_e$	$11 D_e$

L'interaction précoce de l'écoulement simulé par les modèles  $k-\epsilon$  et RSM est évidente sur la Figure 5.10 donnant la vitesse  $U \leq 0$  dans la zone de dépression de l'écoulement (zone de convergence). Seul le modèle SST  $k-\omega$  (Figure 5.10 (c)) reproduit la région conique de dépression visible dans l'écoulement expérimental (Figure 5.10 (a)). Cependant, le noyau potentiel est surestimé par ce modèle (Figure 5.11 (a)) ce qui fausse la prédiction de l'évolution axiale de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet. De plus, l'expansion dynamique de l'écoulement dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) donnée par l'épaisseur dynamique  $Z_{0.1U_m}$ , positions où la vitesse  $U$  est égale à 10 % de la vitesse maximale (Figure 5.9 (a)) est sous-estimée par de modèle. L'évolution axiale de la vitesse maximale de l'écoulement et l'expansion dynamique de ce dernier dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) sont correctement prédits par les SST  $k-\omega$  et RSM et le modèle RSM n'améliore pas la prédiction de ces paramètres en comparaison au modèle moins coûteux  $k-\epsilon$  (Figure 5.11).

Les caractéristiques dynamiques des couches limites initiales du jet dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) sont données dans le Tableau 5.3 comme définis sur la Figure 5.11 (b). Les valeurs du facteur  $H$  montrent que les couches limites internes et externes sont laminaires dans tous les cas (expérimental et numériques). Tous les modèles génèrent, comme dans le cas expérimental, des épaisseurs de la quantité de mouvement  $\theta_0$  (équation (5.4)) plus faibles dans les couches limites internes en comparaison aux couches limites externes (i.e.  $\theta_{0\_IBL} < \theta_{0\_EBL}$ , (voir Tableau 5.3).



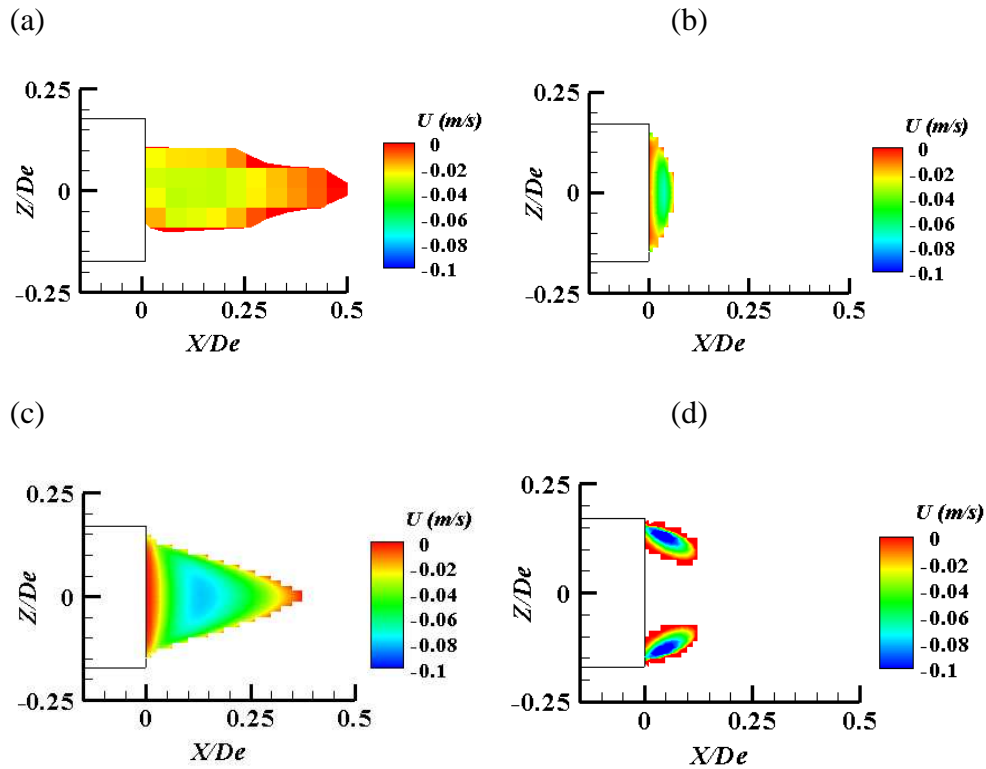


Figure 5.10: Isocontours de la vitesse longitudinale  $U$  dans la région de convergence ( $U \leq 0$ ) :  
 (a) PIV, (b)  $k-\varepsilon$ , (c) SST  $k-\omega$ , (d) RSM

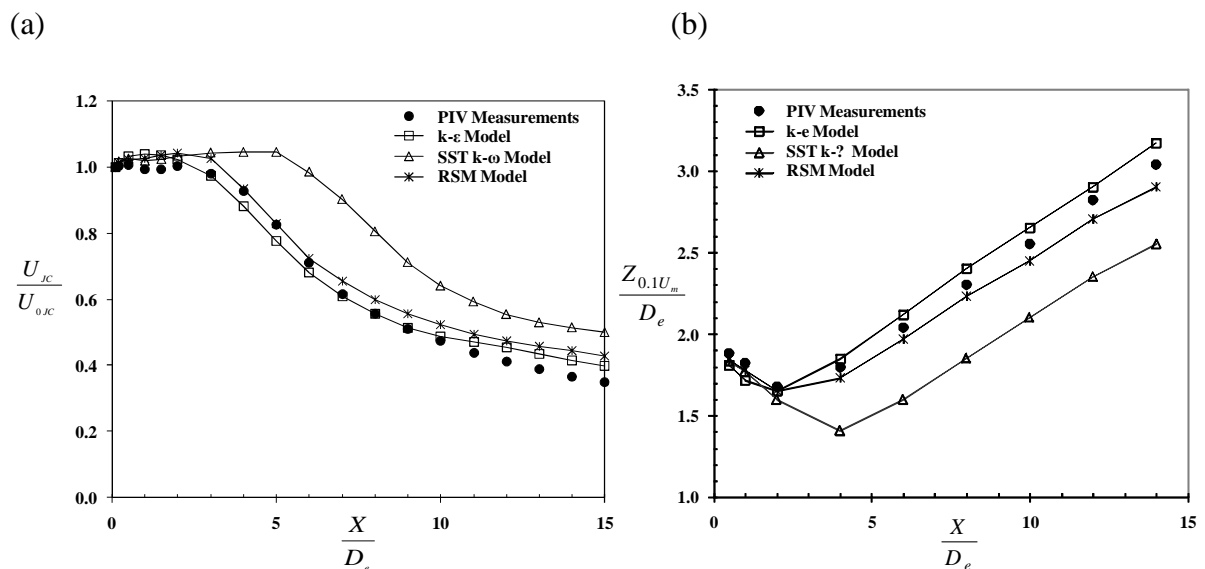


Figure 5.11: Evolution axiale de la vitesse maximale (a) et évolution axiale de l'épaisseur dynamique des jets coalescents dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) (b)



Contrairement au jet élémentaire libre, les jets en interaction présentent dans le noyau potentiel, des profils de la vitesse longitudinale inclinés vers l'axe de symétrie  $X$  [(Nasr et Lai 1997)]. Le profil initial est donc plus raide dans la couche limite interne en comparaison à la couche limite externe (Figure 5.5). Cela explique pourquoi l'épaisseur de la quantité de mouvement  $\theta_0$  est plus fine dans la couche limite interne en comparaison à la couche limite externe. Cet effet local est bien prédit par les modèles. Cependant, il s'avère que tous les modèles de turbulence sous-estiment l'épaisseur de la quantité de mouvement  $\theta_0$  et l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$  (équation (5.5)). Le Reynolds initial basé sur la vitesse centrale du jet  $U_{0JC}$  et l'épaisseur de la quantité de mouvement  $\theta_0$  est dans le cas expérimental beaucoup plus important que dans les cas simulés.

$$\theta = \int \frac{U}{U_{0JC}} \left( 1 - \frac{U}{U_{0JC}} \right) dZ \Bigg|_{U > 0.15m/s} \quad (5.4)$$

$$\delta^* = \int \left( 1 - \frac{U}{U_{0JC}} \right) dZ \Bigg|_{U > 0.15m/s} \quad (5.5)$$

En comparaison aux mesures, les profils de la vorticité azimutale (5.6) des écoulements simulés présentent des valeurs plus importantes, sont plus étroits dans la direction  $Z$ , et sont plus étendus dans la direction  $X$  (Figure 5.12 et Figure 5.13) et ce, en raison de la sous-estimation des valeurs des épaisseurs de la quantité de mouvement initiale (Tableau 5.3). Parmi les modèles de turbulence évalués, le modèle  $k - \varepsilon$  fournit les épaisseurs de la quantité de mouvement (Tableau 5.3) et les vorticités azimutales (Figure 5.13) les plus proches de l'expérience.

$$\Omega_y = \left( \frac{\partial U}{\partial Z} - \frac{\partial W}{\partial X} \right) \frac{De}{U_{0m}} \quad (5.6)$$

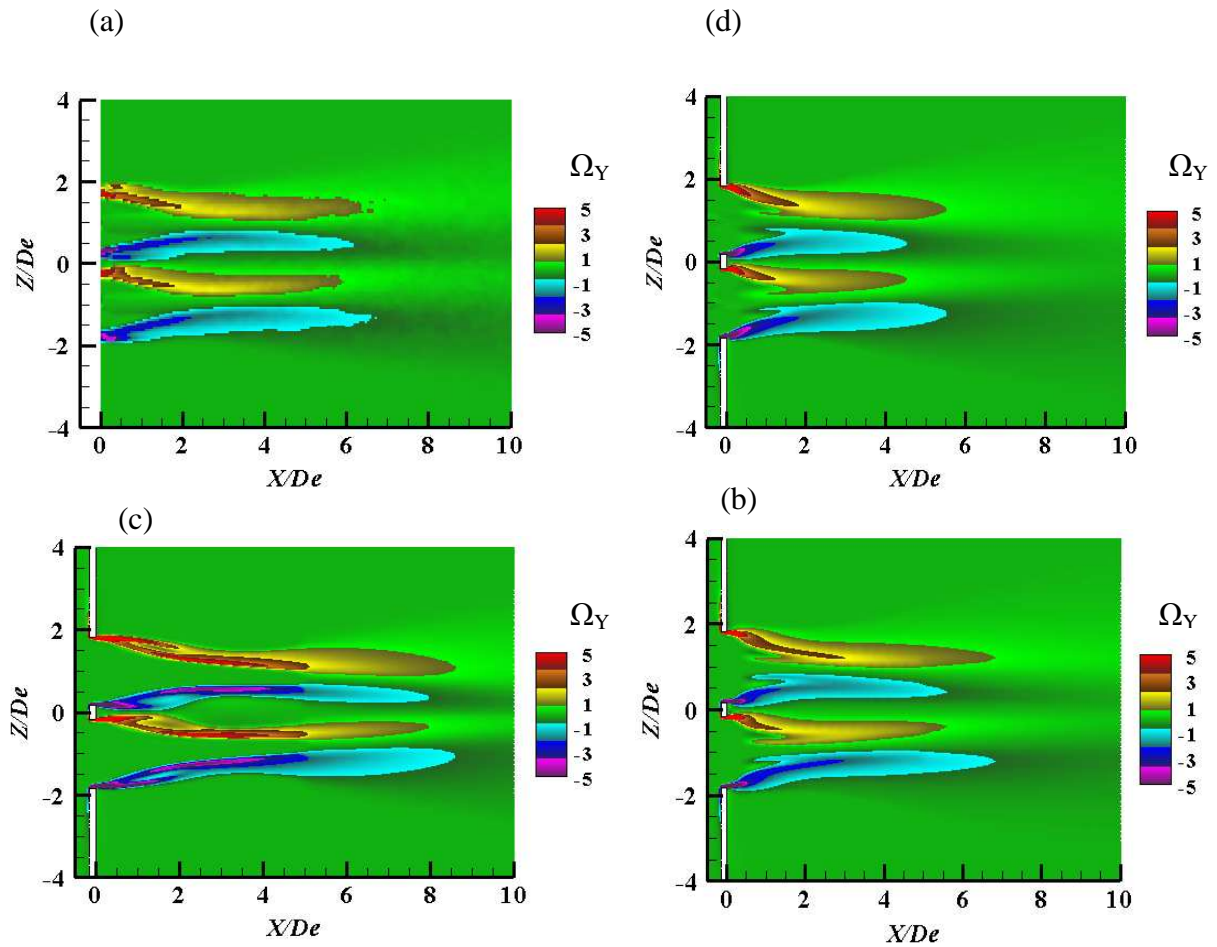


Figure 5.12: Contours de la vorticité azimutale normalisée dans le plan longitudinale: (a) PIV, (b)  $k-\varepsilon$ , (c) SST  $k-\omega$ , (d) RSM

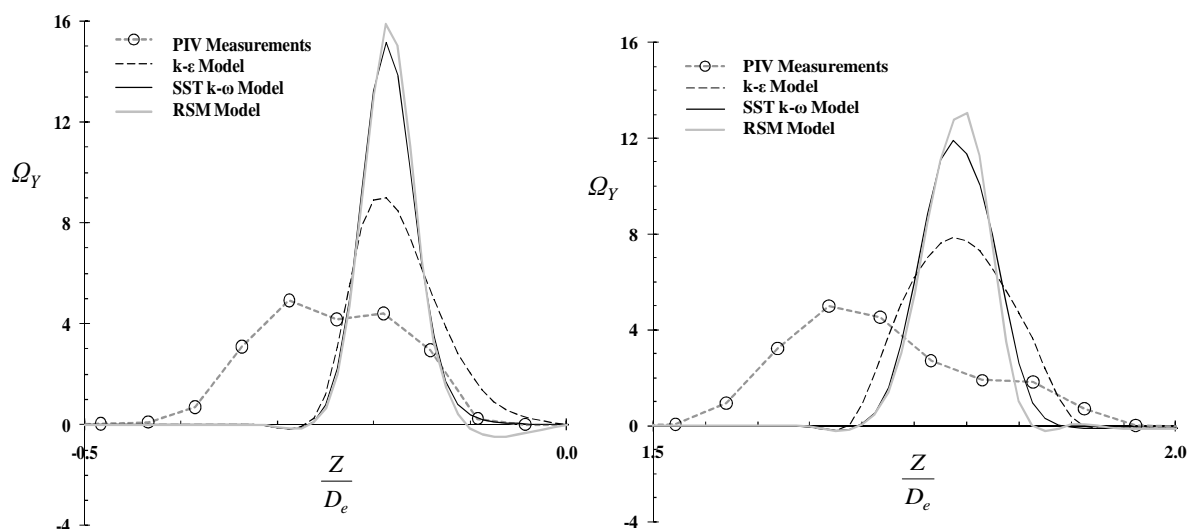


Figure 5.13: Vorticité azimutale initiale  $\Omega_Y$  à  $X = 0.1D_e$  - profils extraits de la Figure 5.12

Tableau 5.3 : Caractéristiques des couches limites initiales dans le plan de symétrie ( XZ ) et à la distance axiale  $X = 0.1D_e$

	Boundary	$\delta^*$ (mm)	$\theta_0$ (mm)	$H=\delta^*/\theta_0$	$\frac{U_{0JC} \cdot \theta}{\nu}$
PIV	EBL - left	1.54	0.48	3.21	216
	IBL - left	1.30	0.37	3.51	166
	EBL - right	2.24	0.5	4.48	225
	IBL - right	1.82	0.37	4.92	166
$k - \varepsilon$ Model	EBL - left	0.92	0.25	3.68	92
	IBL - left	0.92	0.23	4.00	84
	EBL - right	0.92	0.25	3.68	92
	IBL - right	0.98	0.23	4.26	84
SST $k - \omega$ Model	EBL - left	0.66	0.20	3.30	77
	IBL - left	0.67	0.16	4.19	61
	EBL - right	0.66	0.20	3.30	77
	IBL - right	0.67	0.16	4.19	61
RSM	EBL - left	0.66	0.19	3.47	73
	IBL - left	0.67	0.15	4.47	57
	EBL - right	0.67	0.20	3.35	76
	IBL - right	0.67	0.15	4.47	57

**EBL et IBL sont définis sur la Figure 5.9 ;  $\delta^*$  est l'épaisseur de déplacement;  $\theta_0$  est l'épaisseur de la quantité de mouvement**

Afin de quantifier l'évolution axiale des couches limites, nous avons défini en équations (5.7) et (5.8), de nouvelles grandeurs que nous avons appelés « surface de la quantité de mouvement  $A_\theta$  » et « surface de déplacement  $A_{\delta^*}$  ». Ces quantités représentent une extension 2D des épaisseurs 1D de la couche limite, à savoir, l'épaisseur de la quantité de mouvement

$\theta$  (équation (5.4) et l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$  (équation (5.5)). Les épaisseurs 1D,  $\theta$  et  $\delta^*$ , sont couramment utilisées pour la caractérisation des couches limites ayant une direction de développement dominante. Dans les écoulements tridimensionnels, comme cela est le cas ici pour les jets croix coalescents, les quantités proposées sont plus adaptées car l'écoulement est fortement asymétrique. Les résultats obtenus sont tracés sur la Figure 5.14 et sont normalisés par la surface totale des orifices  $A_0$ . En proche soufflage ( $X \leq 1D_e$ ), aucun des modèles de turbulence évalués ne décrit correctement les caractéristiques de la couche limite initiale. En région lointaine, les surfaces de déplacement et de la quantité de mouvement obtenues par le modèle SST  $k - \omega$  sont les plus proches des données expérimentales. Quant aux modèles  $k - \varepsilon$  et RSM, ils surestiment fortement ces quantités dans cette même région.

$$A_\theta = \iint \frac{U}{U_{0JC}} \left( 1 - \frac{U}{U_{0JC}} \right) dYdZ \Big|_{U>0.15m/s} \quad (5.7)$$

$$A_{\delta^*} = \iint \left( 1 - \frac{U}{U_{0JC}} \right) dYdZ \Big|_{U>0.15m/s} \quad (5.8)$$

L'évolution axiale de la surface transversale de l'écoulement définie par  $A_{Flow} = \int dA \Big|_{U>0.15m/s}$  à chaque distance axiale  $X$ , est tracée en (Figure 5.15 (a)). Cette grandeur décrit l'expansion globale de l'écoulement. L'épaisseur dynamique  $Z_{0.1Um}$  habituellement utilisée et présentée précédemment (Figure 5.11 (b)) décrit une expansion locale. Alors que le modèle SST  $k - \omega$  sous-estime de façon importante l'épaisseur dynamique locale  $Z_{0.1Um}$  (Figure 5.11 (b)), sa prédiction de l'expansion globale est tout à fait satisfaisante et est de loin la meilleure en comparaison aux modèles  $k - \varepsilon$  et RSM (Figure 5.15 (a)). Ce résultat laisse à penser que l'évolution axiale du débit volumique  $Q = \int U dA \Big|_{U>0.15m/s}$ , serait également satisfaisante pour le modèle SST  $k - \omega$  puisque expansion dynamique globale et entrainement sont liés. C'est ce que nous vérifions en (Figure 5.15 (b)). Parmi les trois modèles évalués, le modèle SST  $k - \omega$  est celui qui prédit le mieux l'évolution axiale du débit volumique de l'écoulement. Tous les modèles surestiment le débit entrainé, mais le modèle SST  $k - \omega$  fournit des résultats acceptables en comparaison aux modèles  $k - \varepsilon$  et RSM. (déviation maximale de 14% par rapport à l'expérience). Il est à noter ici que le débit d'adimensionnement expérimental initial  $Q_0$  est obtenu par extrapolation linéaire en  $X = 0$  des quatre premiers points expérimentaux issus des champs PIV aux plans  $X = 0.5D_e$ ,  $1D_e$ ,  $1.5D_e$  et  $2D_e$ . Cette méthode a été montrée pertinente, suite à des mesures d'un champ de vitesse obtenu ultérieurement par anémométrie à fil chaud (avec un pas de déplacement spatial de 0.5mm) à 1mm du plan de l'orifice, soit à  $X = 0.1D_e$ . Nous rappelons ici que la PIV ne permet pas des mesures plus près que  $X = 5mm = 0.5D_e$ , en raison des réflexions de la nappe laser par la paroi, même peinte en noir mat. Le débit initial

numérique  $Q_0$  est celui imposé à l’entrée du domaine et qui est identique pour l’ensemble des simulations (voir Tableau 5.1).

Au vu de ces résultats, nous avons voulu investiguer de plus près les vitesses d’entraînement locales  $W$  dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) à différentes distances axiales  $X = 0.1D_e$ ,  $X = 1D_e$ ,  $X = 6D_e$  et  $X = 8D_e$  (Figure 5.16). La vitesse d’entraînement est  $W$  en périphérie du jet où  $U \sim 0$ . Les points  $U \sim 0$  dans le cas expérimental sont indiqués par des flèches sur les profils de  $W$  de la (Figure 5.16). Tous les modèles surestiment la vitesse d’entraînement. Cependant, la vitesse d’entraînement la plus proche de la valeur expérimentale est donnée par le modèle SST  $k - \omega$ . Ce résultat est en accord avec les précédents, présentés en Figure 5.15.

La Figure 5.16 révèle d’autres phénomènes qu’il est intéressant de discuter ici.

A  $X = 0.1D_e$  (Figure 5.16 (a)), afin de faciliter l’analyse de l’origine des différents mouvements d’air transversaux, les orifices en forme de croix sont superposés au profil de  $W$ . En cette position très proche du soufflage, la trace de la frontière de l’orifice est clairement visible. Précisément, on peut constater un cisaillement local de faible amplitude en extrémité de chaque lobe dans la direction  $Z$ . Ces cisaillements locaux coexistent avec un mouvement global de plus grande amplitude résultant de la contraction de chaque jet dans la direction  $Z$ , contraction due au phénomène de croisement d’axes discuté précédemment (voir

Figure 5.3 et Figure 5.8). Il en résulte un éloignement apparent des deux jets croix. Cette contraction est également visible sur les isocontours de la vitesse longitudinale dans le plan de symétrie ( $XZ$ ) présentés en Figure 5.6. La contraction du jet dans la direction  $Z$  s’oppose à l’expansion locale due au pincement de l’extrémité du lobe dans la même direction (voir Figure 5.8(a)). Ce pincement de lobe est généré par une paire de structures contrarotatives générées par les coins de l’extrémité du lobe droit. La vorticité longitudinale donnée en Figure 5.16 (e)) à  $X = 0.1D_e$  et définie par l’équation (5.9), soutien la précédente analyse.

$$\Omega_x = \left( \frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z} \right) \frac{De}{U_{0m}} \quad (5.9)$$

Plus loin, à  $X = 6D_e$  et  $X = 8D_e$  (Figure 5.16(c) et (d)) les cisaillements locaux aux extrémités des lobes disparaissent et les mouvements transversaux des deux jets dans la direction  $Z$  sont inversés par rapport à la configuration précédente. L’inversion des flux transversaux se produit dans tous les cas autour de  $X = 2D_e$ , excepté pour l’écoulement simulé par le modèle SST  $k - \omega$  (voir Figure 5.6). Pour ce dernier, l’inversion des flux se produit entre  $X = 3D_e$  et  $X = 4D_e$  (Figure 5.6 c) et la trace de cette inversion est encore visible dans la couche de mélange interne de cet écoulement (Figure 5.16 (c)).

Un dernier phénomène que l'on peut relever sur les profils de  $W$  présentés en Figure 5.16, est l'asymétrie dans le cas expérimental de la paire de bosses positive/négative externe en  $X = 8D_e$ . Cette paire de bosses correspond à la couche de mélange externe de l'écoulement. En  $X = 10D_e$ , profil non présenté ici pour une raison de concision, la couche de mélange interne de l'écoulement expérimental est asymétrique alors que la couche de mélange externe est symétrique. Une explication serait qu'il existe une asymétrie inhérente à toute situation expérimentale qui peut être amplifiée en fonction de l'équilibre local de l'écoulement.

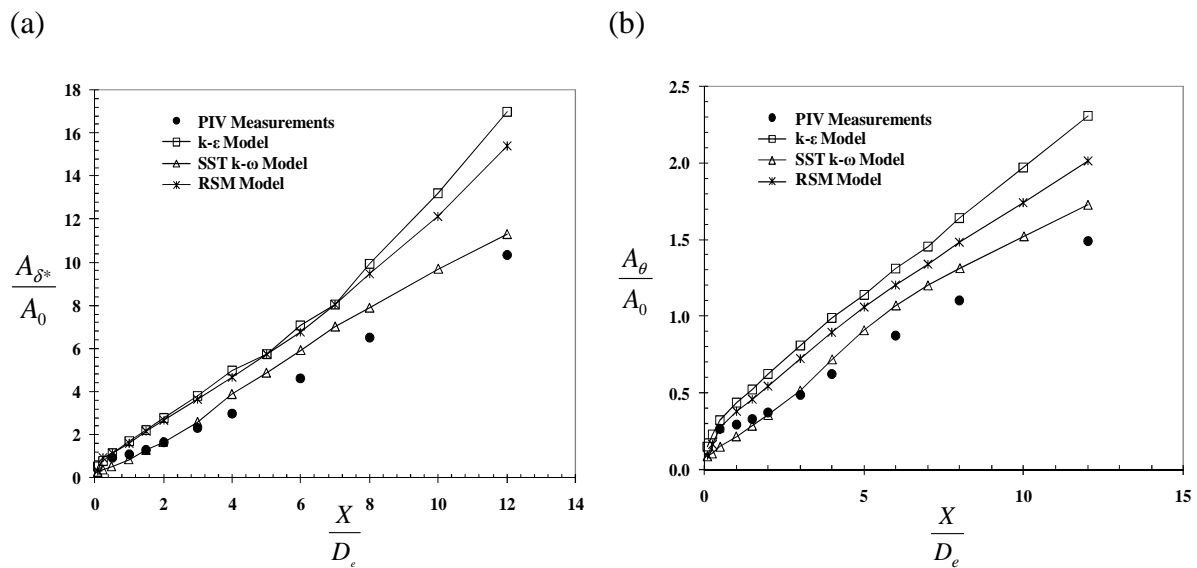


Figure 5.14: Evolution axiale de la surface de déplacement (a) et de la surface de la quantité de mouvement (b)

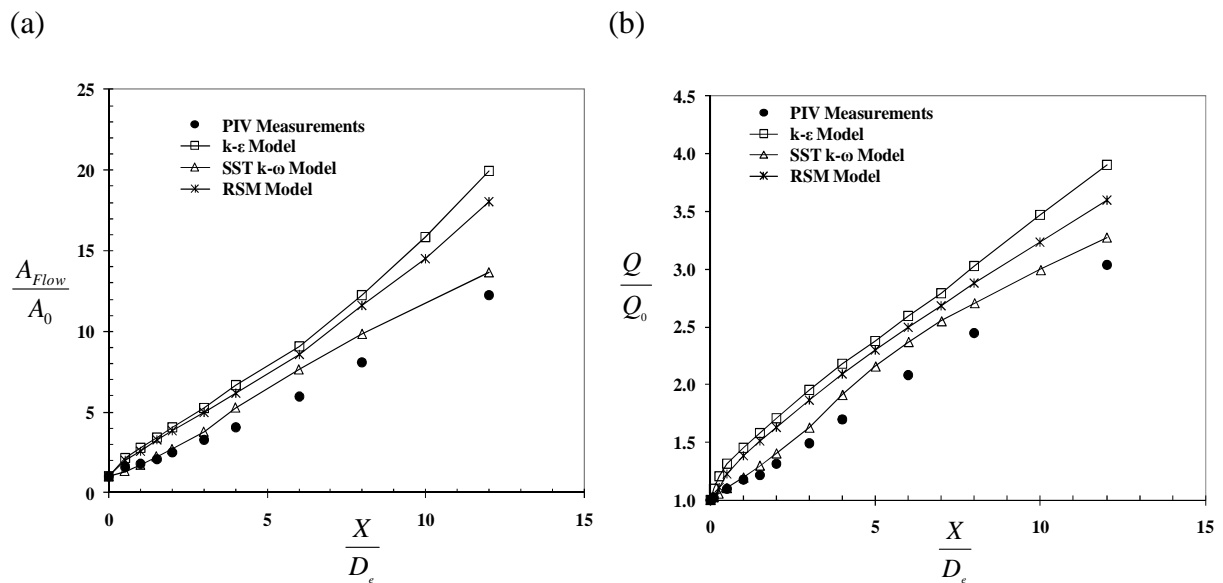


Figure 5.15: (a) Comparaison de la surface de l'écoulement ; (b) Comparaison du débit volumique

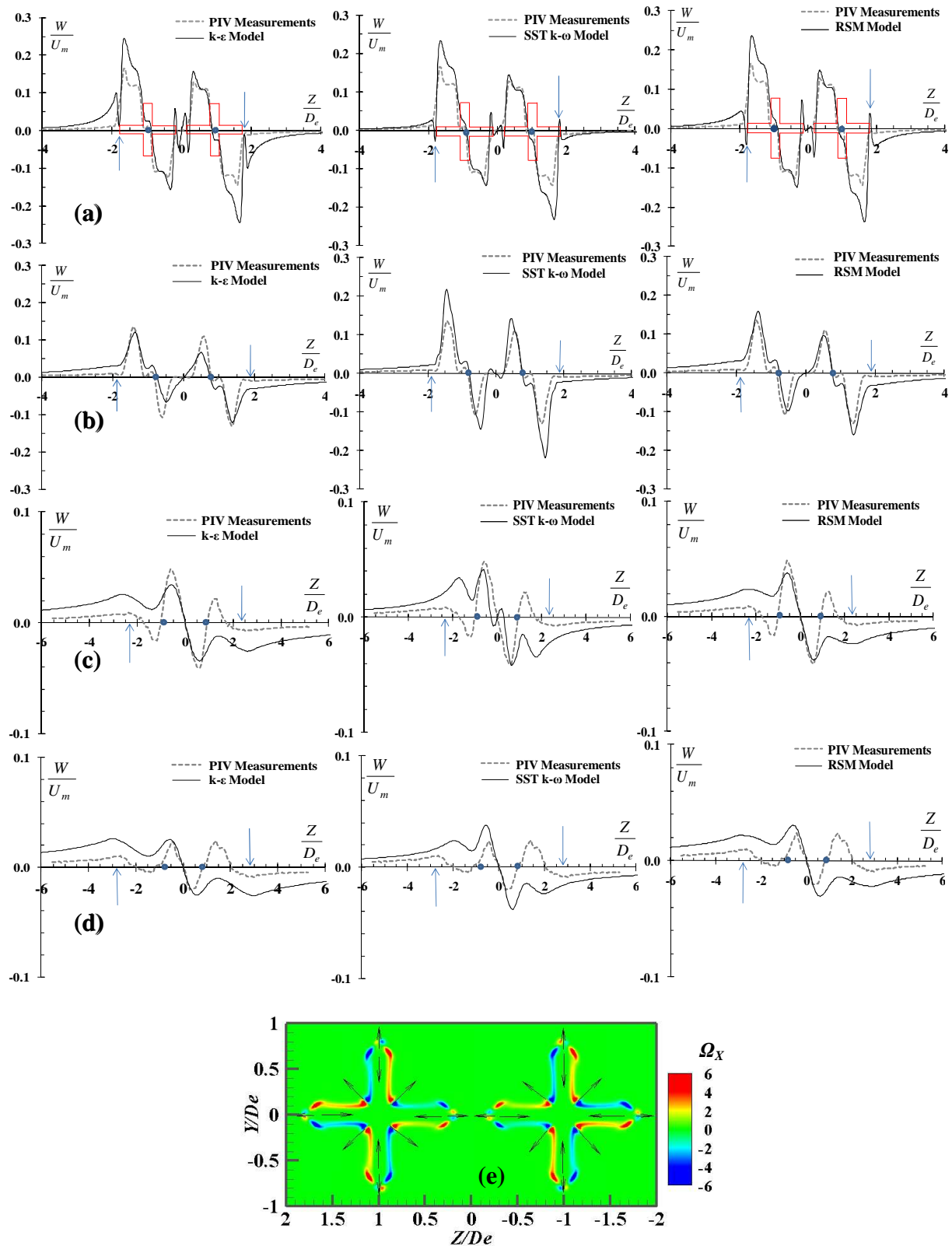


Figure 5.16: Vitesses transversales dans le plan de symétrie ( $XZ$ ); les flèches indiquent la frontière périphérique du jet; les points indiquent les centres des jets (JT): (a)  $X = 0.1D_e$ ; (b)  $X = 1D_e$ ; (c)  $X = 6D_e$ ; (d)  $X = 8D_e$ . (e): Contours de la vorticité azimutale normalisée dans le plan transversal  $X = 0.1D_e$  – écoulement simulé par le modèle SST  $k - \omega$

Le champ turbulent initial d’un jet a une influence importante sur le développement du jet, qu’il soit expérimental ou simulé. Très récemment, (Faghani et al. 2010) ont étudié l’influence du taux de turbulence imposé au soufflage d’un jet rectangulaire, sur la dynamique aval de l’écoulement. Un profil de vitesse initiale uniforme avec une intensité de turbulence, respectivement égale à 1% et à 5% sont considérés par les auteurs. Il a été observé que le modèle  $k-\varepsilon$ , avec un taux de turbulence de 1% ne produit pas de résultats satisfaisants en comparaison aux données expérimentales. Pour ce taux de turbulence, la décroissance de la vitesse axiale, l’évolution de l’épaisseur dynamique et le taux d’entraînement du jet sont sous-estimés par rapport aux données expérimentales. De plus, la similitude des profils est obtenue en une position axiale plus éloignée que ce qui est obtenu expérimentalement.

Le même modèle avec une intensité de turbulence de 5% produit des résultats en accord avec l’expérience.

Dans notre cas, l’écoulement est résolu numériquement à travers les orifices lobés de soufflage et par conséquent la turbulence au soufflage est prédite par le modèle. Pour espérer obtenir une faible intensité de turbulence au soufflage comme cela est le cas dans l’écoulement expérimental, nous avons imposé à l’entrée du domaine de calcul une turbulence faible de 2%.

La distribution de l’énergie cinétique turbulente ( $TKE$ ) prédite par chaque modèle en  $X = 0.1D_e$  est donnée en Figure 5.17. La valeur maximale de  $TKE$  prédite en cette position par le modèle SST  $k-\omega$  est 24 fois plus faible que celle prédite par le modèle  $k-\varepsilon$  et 12 fois plus faible que celle prédite par le modèle RSM.



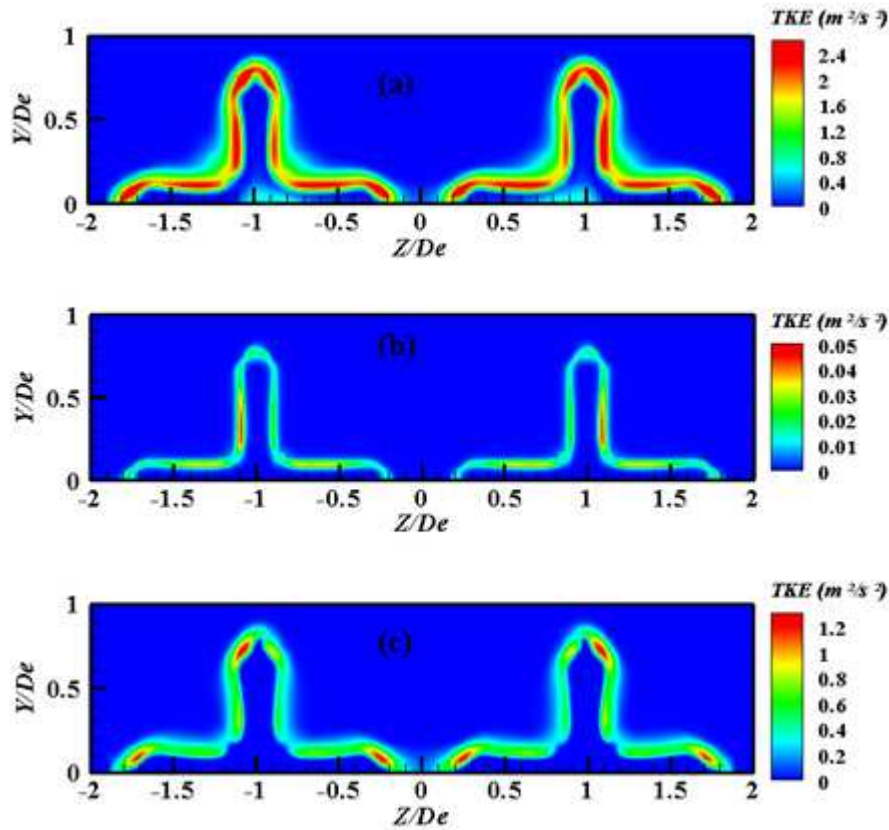


Figure 5.17 : Distribution de l'énergie cinétique turbulente à la naissance du jet simulé à  $X = 0.1D_e$  : (a)  $k - \varepsilon$  , (b) SST  $k - \omega$  , (c) RSM

En  $X = 0.5D_e$ , la comparaison du champ numérique de  $TKE$  au champ expérimental correspondant (Figure 5.18), montre que le champ de  $TKE$  prédit par les modèles  $k - \varepsilon$  et RSM sont de valeurs beaucoup plus importantes que les valeurs expérimentales. A la même position le champ  $TKE$  prédit par le modèle SST  $k - \omega$  est faible et est en accord avec les données expérimentales. La surestimation du champ de  $TKE$  par les modèles  $k - \varepsilon$  et RSM est confirmée par la Figure 5.19 et la Figure 5.20 fournissant les évolutions axiales de l'énergie cinétique turbulente moyenne  $ATKE$  (Hu et al. 2001) (Figure 5.19 (a)), la valeur maximale de l'énergie cinétique turbulente ( $MTKE$ ) (Figure 5.19 (b)), l'intégrale de la tension de turbulence normale  $TNSI$  (Figure 5.20 (a)) et la valeur maximale de la tension de turbulence normale  $MTNS$  (Figure 5.20 (b)). Ces variables du champ turbulent sont définis par les équations (5.10) à (5.13).

$$ATKE(X) = \frac{\int U(Y,Z) \cdot TKE(Y,Z) dYdZ \Big|_{U>0.15m/s}}{\int U(Y,Z) dYdZ \Big|_{U>0.15m/s}} \quad (5.10)$$

$$MTKE(X) = \frac{\text{Maximum}[TKE(X)]}{\text{Maximum}[TKE]} \quad (5.11)$$

$$TNSI(X) = \int_{U>0.15m/s} \overline{u^2}(X) dYdZ \quad (5.12)$$

$$MTNS(X) = \frac{\text{Maximum}[\overline{u^2}]}{U_{0JC}^2} \quad (5.13)$$

Le modèle SST  $k - \omega$  fournit une meilleure prédiction de ces variables en comparaison aux modèles  $k - \varepsilon$  et RSM. Par exemple la différence sur la valeur de  $ATKE$  à  $X = 2D_e$  entre le modèle SST  $k - \omega$  et l'expérience est de -5% et entre les modèles  $k - \varepsilon$  et RSM et l'expérience la différence est de 300%. De même, la position de la valeur la plus haute de  $ATKE$  est correctement prédite par le modèle SST  $k - \omega$ . Cette position est autour de  $6D_e$  pour le cas expérimental,  $5D_e$  pour le modèle SST  $k - \omega$ ,  $0.5D_e$  pour  $k - \varepsilon$  et  $1D_e$  pour RSM (Figure 5.19 (b)).

Avec cette comparaison, il semble évident que la surestimation de l'énergie cinétique turbulente au soufflage conduit à une surestimation de l'induction du jet et par conséquent à une surestimation de son expansion globale. Cela explique les résultats pas du tout satisfaisants obtenus à l'aide des modèles  $k - \varepsilon$  et RSM.

A la lumière de la littérature [(Shamami et Birouk 2009), (Shamami et Birouk 2010)] , nous nous attendions dans un premier temps à de meilleurs résultats pour le modèle RSM connu pour être plus adapté pour les écoulements turbulents à forte tridimensionnalité. Nous rappelons ici ce qui a été pointé dans la partie introductive de ce chapitre, à savoir, la sensibilité du modèle RSM au type de conditions limites de l'écoulement et la faiblesse des modèles RANS en général à simuler la transition entre un écoulement de tube et un écoulement de jet. Le modèle RSM comme le modèle  $k - \varepsilon$  échouent dans le traitement de cette transition et le modèle SST  $k - \omega$  n'est pas mauvais à cet égard. Le modèle RSM par sa formulation explicite de toutes les composantes turbulentes est plus riche physiquement que les modèles basés sur la notion de viscosité turbulente. Néanmoins, pour tirer avantage de cette richesse, il est à notre avis nécessaire d'introduire en conditions limites toutes les tensions de Reynolds de l'écoulement réel que l'on cherche à simuler, démarche justement adoptée par les précédents auteurs [(Shamami et Birouk 2009), (Shamami et Birouk 2010)].

Si la curiosité intellectuelle nous amènera dans des travaux futurs à vérifier pour un écoulement de jets coalescents l'observation faite ci-dessus sur les jets libres, du point de vue de l'objectif d'optimisation visé la démarche est inintéressante. En effet, le calcul est utilisé pour contourner les campagnes expérimentales très coûteuses et le calcul perdrait tout son intérêt si nous devions réaliser pour chaque configuration géométrique de diffuseur une exploration expérimentale préalable des conditions de soufflage.

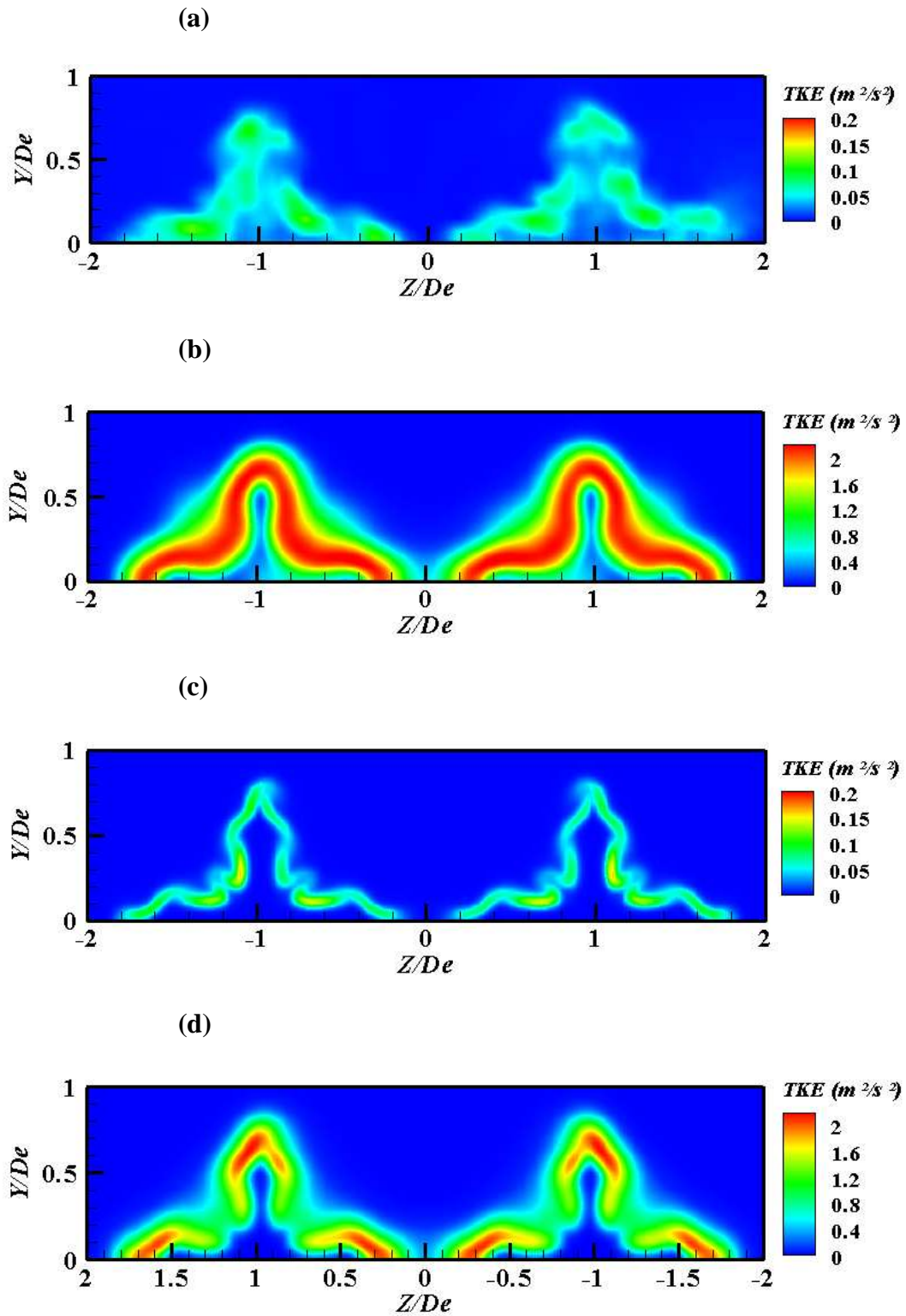


Figure 5.18: Contours de TKE dans le plan transversal  $X = 0.5De$ , (a) PIV, (b)  $k-\varepsilon$ , (c) SST  $k-\omega$ , (d) RSM

Revenons à présent à l’expansion dynamique globale de l’écoulement. Nous avons montré précédemment que le modèle SST  $k - \omega$  prédit ce paramètre de façon satisfaisante alors que la prédiction des épaisseurs dynamiques locales est plutôt mauvaise. Cette constatation nous amène à considérer les rayons moyens  $r_{0.5U_m}$  et  $r_{0.1U_m}$  basés sur les surfaces de l’écoulement

$A_{0.5U_m} = \int dA \Big|_{U>0.5U_m}$  et  $A_{0.1U_m} = \int dA \Big|_{U>0.1U_m}$ . Les résultats obtenus sont donnés en Figure 5.21.

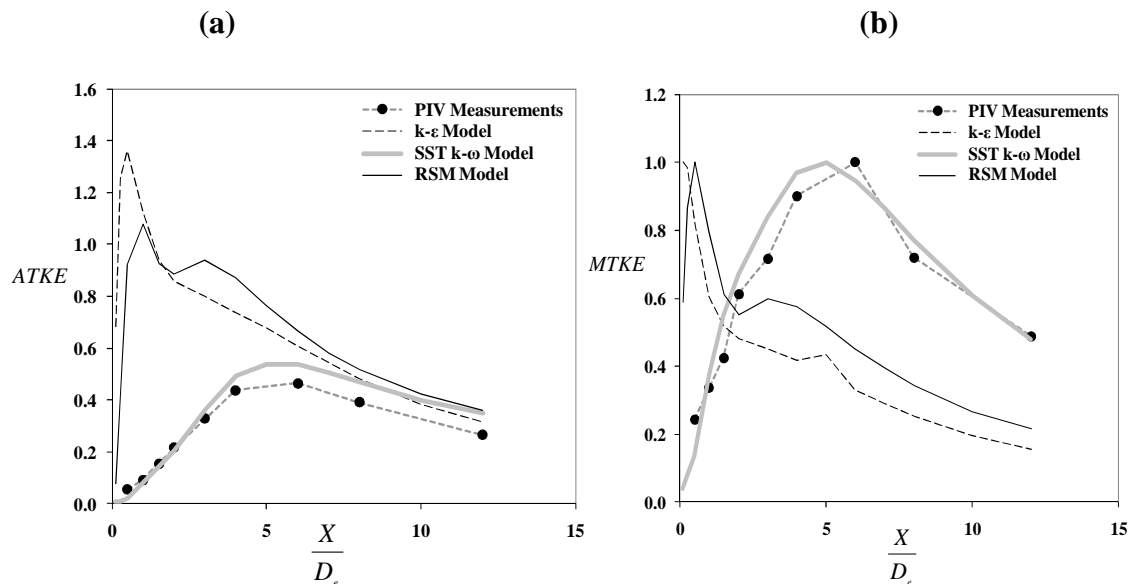


Figure 5.19: (a) Energie cinétique turbulente moyenne (*ATKE*) ; (b) Energie cinétique turbulente maximale normalisée (*MTKE*)

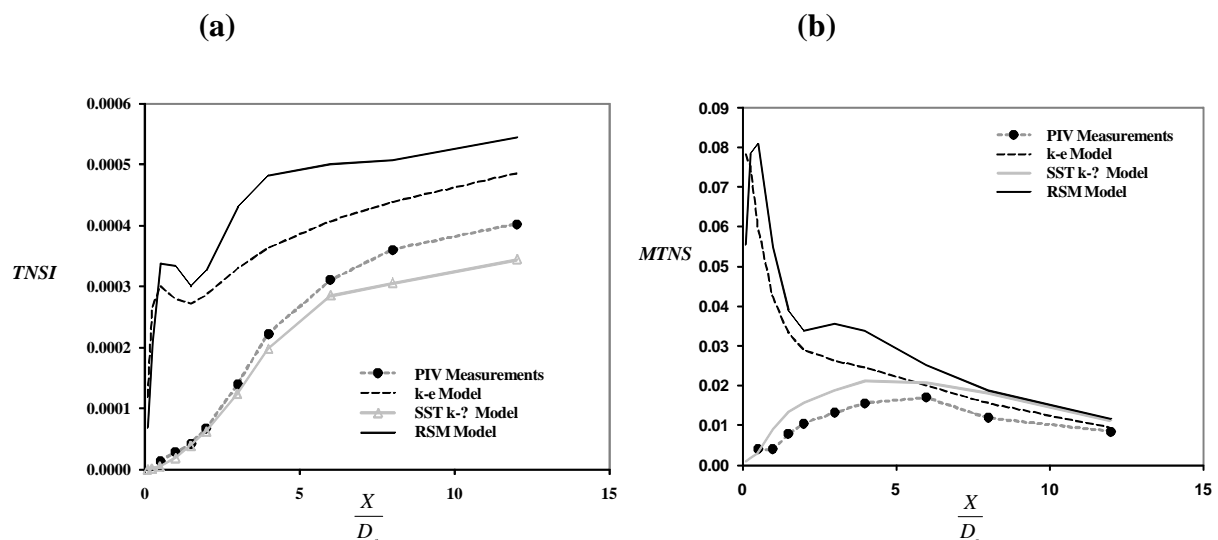


Figure 5.20: (a) Intégrale de la tension de Reynolds normale (*TNSI*); (b) Tension de Reynolds normale maximale normalisée (*MTNS*)

Nous comparons sur cette Figure les épaisseurs dynamiques moyennes ainsi définies pour l’ensemble des cas (le cas expérimental et les trois cas numériques). Le rayon dynamique  $r_{0.1U_m}$  est parfaitement prédit par le modèle SST  $k - \omega$ . Comme attendu, les modèles  $k - \varepsilon$  et RSM surestiment cette grandeur dynamique. Il est par ailleurs intéressant de noter qu’aucun des trois modèles n’est capable de prédire correctement le rayon moyen interne  $r_{0.5U_m}$ .

Nous avons précédemment montré que le modèle SST  $k - \omega$  ne permet pas de prédire correctement la décroissance de la vitesse axiale en raison de la surestimation de la longueur du noyau potentiel. En même temps, nous avons constaté que ce modèle prédit de façon satisfaisante les quantités intégrales, à savoir, l’expansion dynamique et le débit volumique. Cela nous amène à définir une vitesse moyenne de l’écoulement  $U_{mean}(X) = Q(X)/A_{Flow}(X)$  pour contourner l’échec de prédiction de la vitesse axiale  $U_m(X)$ . Les résultats sont donnés sur la Figure 5.22 et confirment notre attente. Une prédiction satisfaisante de l’évolution axiale de la vitesse moyenne est obtenue à l’aide du modèle SST  $k - \omega$ , grandeur qui pourra être utilisée comme paramètre de prédiction de la portée de l’écoulement dans les prochaines études paramétriques à l’aide ce modèle.

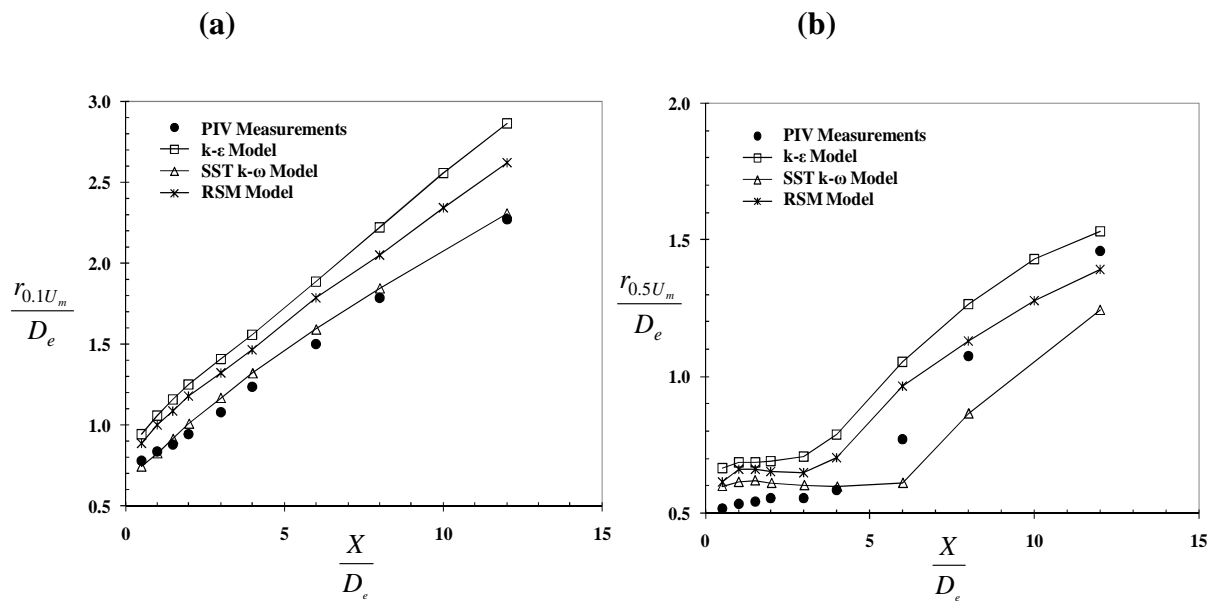


Figure 5.21: Evolutions axiales des rayons dynamiques moyens de l’écoulement

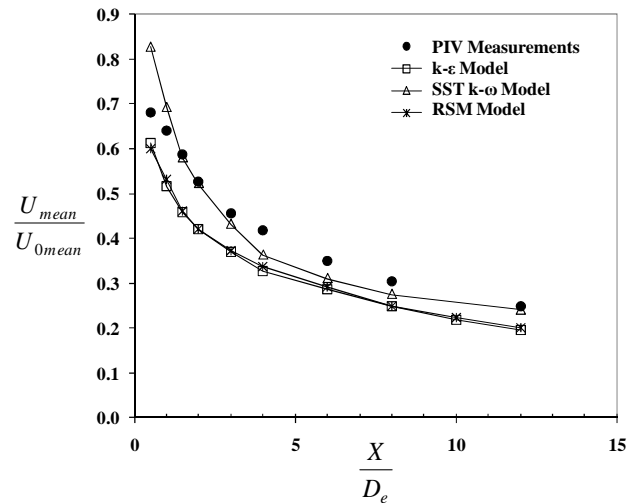


Figure 5.22: Evolution axiale de la vitesse moyenne de l'écoulement

### 5.3.4 Conclusion

Les capacités et les limites des modèles de turbulence  $k-\epsilon$ , SST  $k-\omega$  et RSM ont été évaluées pour la prédiction des caractéristiques d'un écoulement lobé sous des effets d'interactions complexes. Les résultats numériques de la simulation d'un écoulement de deux jets en forme de croix coalescents sont comparés à des données expérimentales.

Le croisement d'axes de chaque jet croix, qui se produit dans le cas expérimental entre  $X = 0.5D_e$  et  $X = 3D_e$  est relativement bien prédit par les trois modèles. Cependant, l'interaction des deux jets apparaît prématurément pour les modèles  $k-\epsilon$  et RSM ce qui conduit à un raccourcissement de la zone de dépression en comparaison au cas expérimental. Parmi les trois modèles évalués, seul le modèle SST  $k-\omega$  reproduit la zone de dépression conique, visible dans le cas expérimental dans la zone de mélange interne des deux jets en région proche soufflage.

Il a été montré que les modèles  $k-\epsilon$  et RSM fournissent des résultats acceptables en termes d'évolutions axiales de la vitesse maximale et de l'expansion dynamique dans le plan de symétrie de l'écoulement. Pour ces paramètres, le modèle SST  $k-\omega$  échoue en ce sens où l'expansion dynamique de l'écoulement dans le plan de symétrie est sous-estimée, et la longueur du noyau potentiel est surestimée ce qui éloigne la courbe de décroissance de la vitesse axiale de la loi de décroissance expérimentale. Cependant, ce modèle fournit des prédictions satisfaisantes des grandeurs intégrales les plus importantes qui mesurent l'induction de l'écoulement : (i) l'évolution de l'aire d'expansion dynamique, (ii) l'évolution du débit volumique. Le modèle SST  $k-\omega$  fournit les résultats les plus proches des données expérimentales en comparaison aux modèles  $k-\epsilon$  et RSM. Ces modèles surestiment de façon importante ces grandeurs intégrales nécessaires à la démarche d'optimisation visée.

Dans cette étude, l’écoulement est numériquement résolu à travers l’orifice lobé et le taux de turbulence au soufflage du jet n’est pas contrôlé mais prédit par le modèle. Le modèle SST  $k-\omega$  fournit le champ de l’énergie cinétique turbulente le plus proche du champ expérimental. Les modèles  $k-\varepsilon$  et RSM surestiment sévèrement l’énergie cinétique turbulente initiale. Sachant l’importance de la turbulence au soufflage d’un jet expérimentale, l’extension de son importance au calcul CFD nous semble naturelle et est par ailleurs démontrée dans des études numériques de la littérature. La surestimation des grandeurs turbulentes au soufflage par les modèles  $k-\varepsilon$  et RSM est très probablement à l’origine de leur échec prédictif des grandeurs dynamiques intégrales.

La conclusion générale que l’on peut tirer de ce travail est qu’aucun des trois modèles de turbulence évalués n’est capable de prédire en même temps, l’ensemble des caractéristiques dynamiques de l’écoulement de jets lobés en interaction. Cependant, parmi ces modèles, SST  $k-\omega$  apparaît nettement supérieur dans la prédiction de l’interaction des jets, de l’expansion dynamique globale et de l’entraînement de l’air ambiant lorsque l’écoulement est résolu à travers le diffuseur lobé.

On peut aussi tirer un enseignement plus général quant à la validation expérimentale de modèles de turbulence lorsque l’écoulement est fortement tridimensionnel. Les techniques expérimentales fournissent des visions 1D ou 2D d’une réalité 3D et complexe. On compare alors les écoulements réel et simulé sur un point, un axe ou un plan. Lorsqu’un modèle de turbulence donne satisfaction au regard de comparaisons locales, on conclue hâtivement quant à sa totale pertinence. Nous montrons à travers la précédente analyse que le modèle RSM est satisfaisant localement et est mauvais sur les grandeurs dynamiques intégrales. Quant au modèle SST  $k-\omega$ , il n’est point satisfaisant localement mais il est performant sur les grandeurs dynamiques intégrales. A notre avis, le modèle le plus pertinent est celui qui permet de prédire les paramètres que l’on veut optimiser et à cet égard le modèle de turbulence SST  $k-\omega$  est adapté à notre démarche.

Sur la base des grandeurs dynamiques pertinentes identifiées et dont la prédiction par le modèle SST  $k-\omega$  est jugée satisfaisante, nous pouvons à présent entreprendre une analyse paramétrique de l’influence de la géométrie sur la capacité d’induction de l’écoulement lobé couplé à des effets d’interaction.

## 5.4 Influence de la forme des lobes : lobe droit et lobe arrondi

A présent, nous allons traiter de l’influence de la forme des lobes sur le comportement de l’écoulement de deux jets d’orifices coalescents.

Pour ce faire, nous allons comparer numériquement deux jets d’orifices croix à lobes arrondis (LL O2) et à lobes droits (LL O1) pour un même espacement, de même diamètre équivalent et de même débit de soufflage (Tableau 5.4). Nous comparons donc des jets similaires mais non identiques.

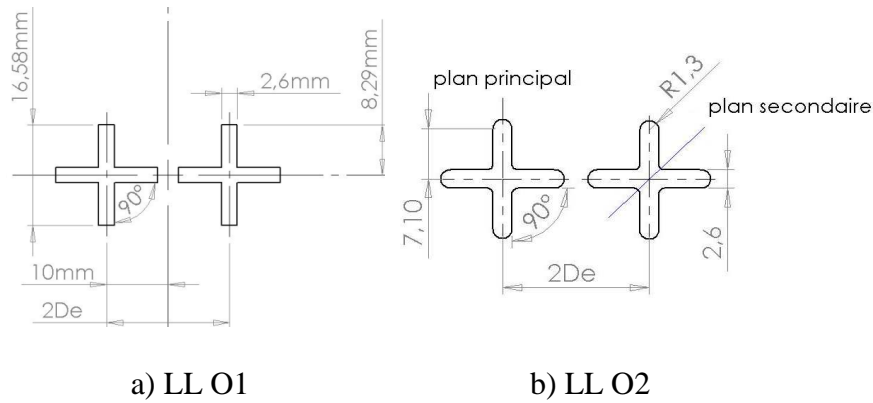
Pour le choix du modèle de turbulence en se basant sur les précédentes observations (voir Paragraphe 5.3), nous avons retenu comme modèle de turbulence le modèle  $k - \omega$  SST. Nous signalons que ce modèle de turbulence sera à présent utilisé dans tous les calculs qui vont suivre.

Les conditions aux limites et le domaine de calcul définis sur la Figure 5.4 (a) sont conservés dans les deux cas d’étude. Le maillage utilisé est composé de polyèdres non structuré pour les orifices à lobes arrondis (Figure 5.23 d) et trimé pour les orifices à lobes droits (Figure 5.23c). Sur la Figure 5.23 (c et d), une coupe du domaine de calcul est présentée. Elle permet de rendre compte de la finesse du maillage et de son taux de croissance. Par ailleurs le maillage est d’autant plus fin lorsqu’on se rapproche des orifices, région où les gradients de vitesse sont les plus importants.

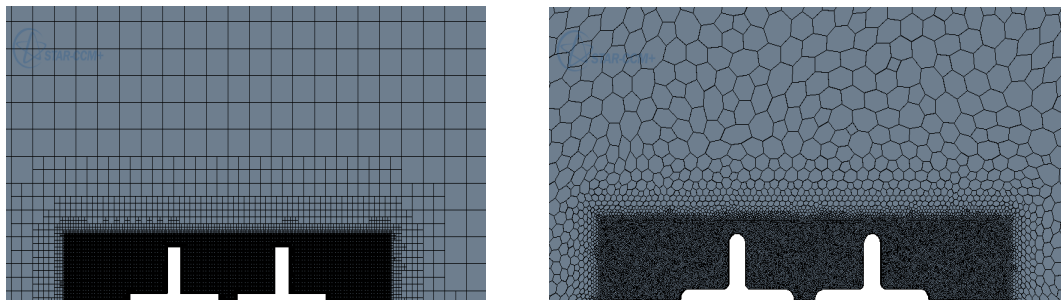
Il est important de signaler une différence entre les configurations étudiées dans ce paragraphe (Figure 5.23 (a et b)). La différence dans les deux cas est la forme des lobes (lobe arrondi et lobe droit).

Nous nous questionnons ici sur l’influence de la forme du sommet du lobe sur le développement du jet en proche soufflage. Ce changement minime de la géométrie du lobe a-t-elle une quelconque influence sur les grandeurs intégrales définies précédemment ? Il est à noter que l’espacement de centre à centre des deux orifices  $S = 20mm = 2D_e$  est conservé. Le changement de la forme du sommet du lobe modifie très légèrement l’espacement  $s$  entre les deux extrémités des lobes en vis-à-vis. Pour le cas des orifices à lobes arrondis  $s = 3.2mm$ . Pour le cas des orifices à lobes droits  $s = 3.4mm$ . Ainsi, la différence sur le paramètre  $s$  est très faible et est égale à 0.2mm. Par conséquent, si on venait à observer une quelconque différence entre les deux écoulements, le paramètre géométrique qui en serait principalement responsable sera la forme des lobes.





Configurations numériques



c) Vue en 2De du maillage trimé de LL O1      d) Vue en 2De du maillage polyhédrique de LL O2

Figure 5.23 : Géométries des deux orifices croix à lobes arrondis, et maillages vus en 2D

Nous précisons également que le débit imposé au soufflage  $Q_0$  est identique dans les deux configurations. Il en résulte la même vitesse moyenne de soufflage  $U_{0mean}$  et le même nombre de Reynolds basé sur cette vitesse (Tableau 5.4).

Le questionnement sur l’influence de la forme du sommet du lobe nous est venu suite à l’observation illustrée sur la (Figure 5.24). Les images des écoulements au plan transversal  $X = 0.5D_e$  (Figure 5.24 a, b et c) révèle un phénomène tout à fait intéressant. En effet, lorsque le sommet des lobes est à angles droits, il se produit un « *pincement* » de l’écoulement, observable à la fois en configuration de jet libre (Figure 5.24b) et en configuration de jets coalescents (Figure 5.24a). Il s’en suit le développement d’une structure longitudinale au sommet de chaque lobe, phénomène non visible lorsque le sommet du lobe est arrondi (Figure 5.24c). Cette observation nous a amenés à réaliser un orifice quasi rectangulaire sur lequel nous faisons coexister une extrémité droite et une extrémité arrondie (Figure 5.24d). Sur l’image de l’écoulement issu de cet orifice dit en forme de « *porte* », le phénomène décrit précédemment est clairement identifiable : l’écoulement est « *pincé* » sur l’extrémité droite alors qu’il conserve sa forme arrondie lorsque l’extrémité est curviligne.

Tableau 5.4 : Conditions de soufflage

Lobe-Lobe-S=2De	Modèle de turbulence	$Q_0$ (m <sup>3</sup> /s)	$U_{0mean}$ (m/s)	$U_{0JC}$ (m/s)	$U_{0m}$ (m/s)	$U_{0mean}D_e/v$	$U_{0JC}D_e/v$
Droit « LLO1 »	SST $k - \omega$	$7.2 \times 10^{-4}$	4.58	6.03	6.27	2924	3841
Arrondi « LLO2 »	SST $k - \omega$	$7.2 \times 10^{-4}$	4.58	5.47	6.07	2924	3484

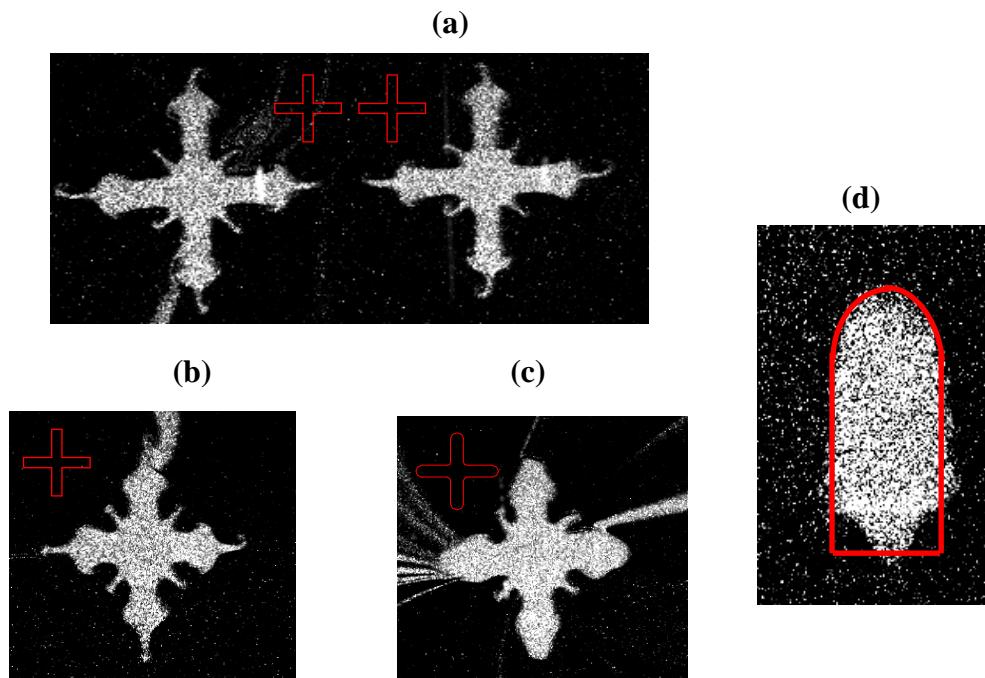


Figure 5.24: Visualisations d'écoulements à  $X = 0.5D_e$ , issus de différents orifices : (a) deux orifices en forme croix droites ; (b) un orifice en forme de croix droite ; (c) un orifice en forme de croix arrondie ; (d) un orifice en forme de « porte »

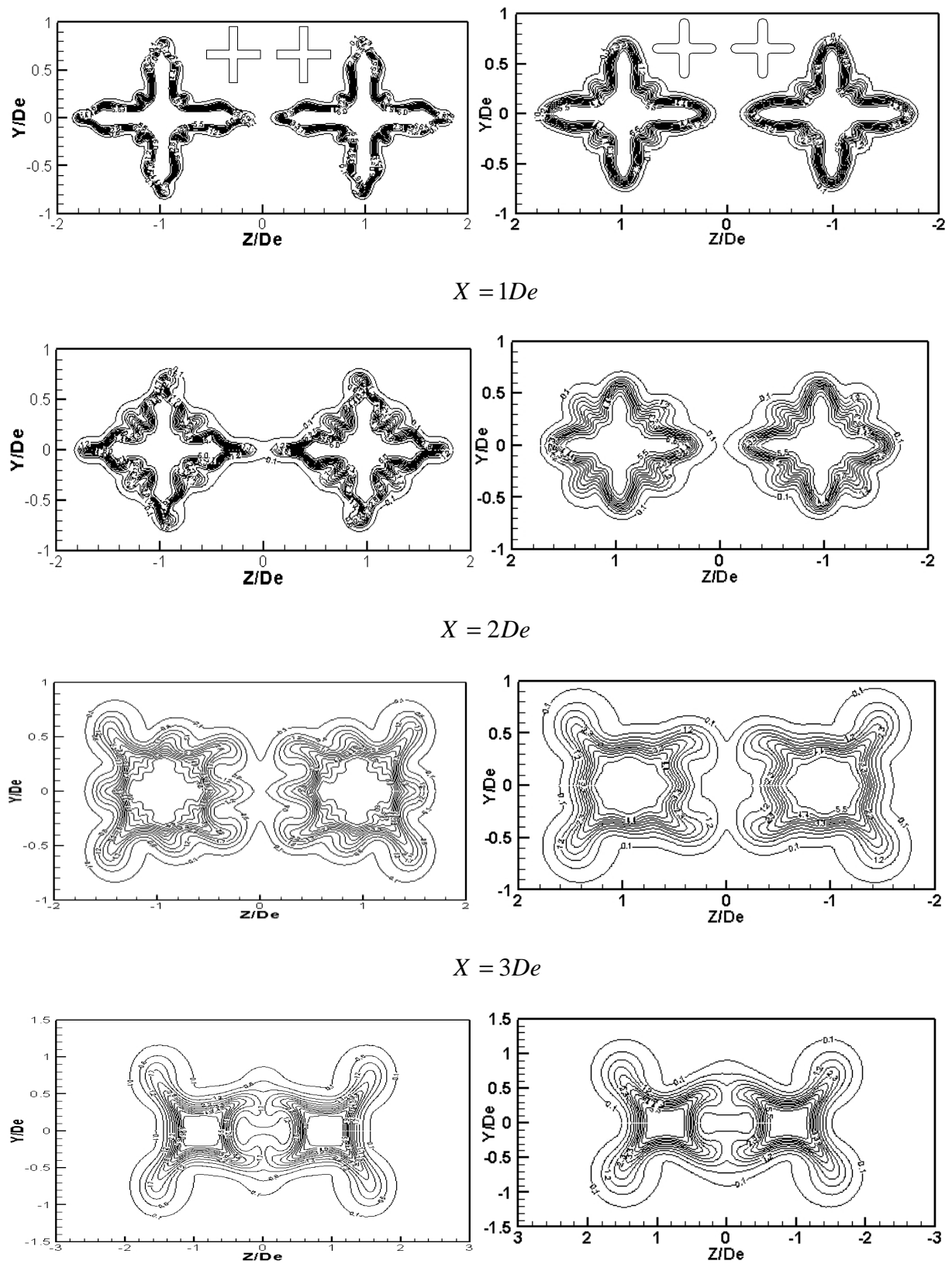
L’objectif de ce qui suit est d’une part, de vérifier la bonne reproduction de ce phénomène par la simulation numérique et d’autre part, d’évaluer l’influence du dit phénomène sur les quantités dynamiques de l’écoulement.

#### 5.4.1 Analyse des résultats

Nous comparons sur les figures ci-dessous, les grandeurs qui sont globalement bien prédites par le modèle de turbulence  $k - \omega$  SST, décision émanant des confrontations de ce modèle aux données expérimentales menées dans les précédents paragraphes de ce chapitre.

Les champs surfaciques de la vitesse longitudinale à différentes distances axiales pour  $X$  allant de  $0.5D_e$  à  $3D_e$  sont comparés numériquement. Nous avons imposé sur les frontières du jet un critère d’arrêt de 10%. En lien avec la géométrie, localement on peut constater des comportements différents. Si on se place tout juste en sortie du plan de soufflage à  $X = 0.5D_e$  et  $X = 1D_e$  (Figure 5.25), on peut relever le même phénomène que celui constaté sur les images des écoulements précédemment commentées (Figure 5.24). Donc les lobes droits (Figure 5.25, gauche) sont pincés et se déforment en «*tétines*», alors que les lobes arrondis (Figure 5.25, droite) conservent leurs formes. A la distance axiale  $X = 2D_e$ , l’effet du pincement est encore visible dans l’écoulement correspondant. A la distance  $X = 3D_e$ , la trace du pincement est visible uniquement dans la couche limite interne (zone située entre les deux jets). Ce premier résultat révèle que les maillages choisis permettent une bonne restitution des phénomènes locaux que nous recherchons. Reste à savoir à présent si ces phénomènes locaux ont une influence sur les grandeurs dynamiques de l’écoulement.

Qualitativement, il apparaît sur les champs transversaux de la Figure 5.25 une expansion dynamique plus importante lorsque les lobes sont arrondis. De même, sur les champs longitudinaux présentés en Figure 5.26, cet effet est visible en particulier dans la région de convergence. Avant d’en quantifier les conséquences sur les grandeurs dynamiques, nous avons voulu observer les champs de la vorticité longitudinale dans ces mêmes plans transversaux. L’objectif est de cerner le lien physique entre le pincement des lobes observé et l’organisation de la vorticité longitudinale qui en est responsable.



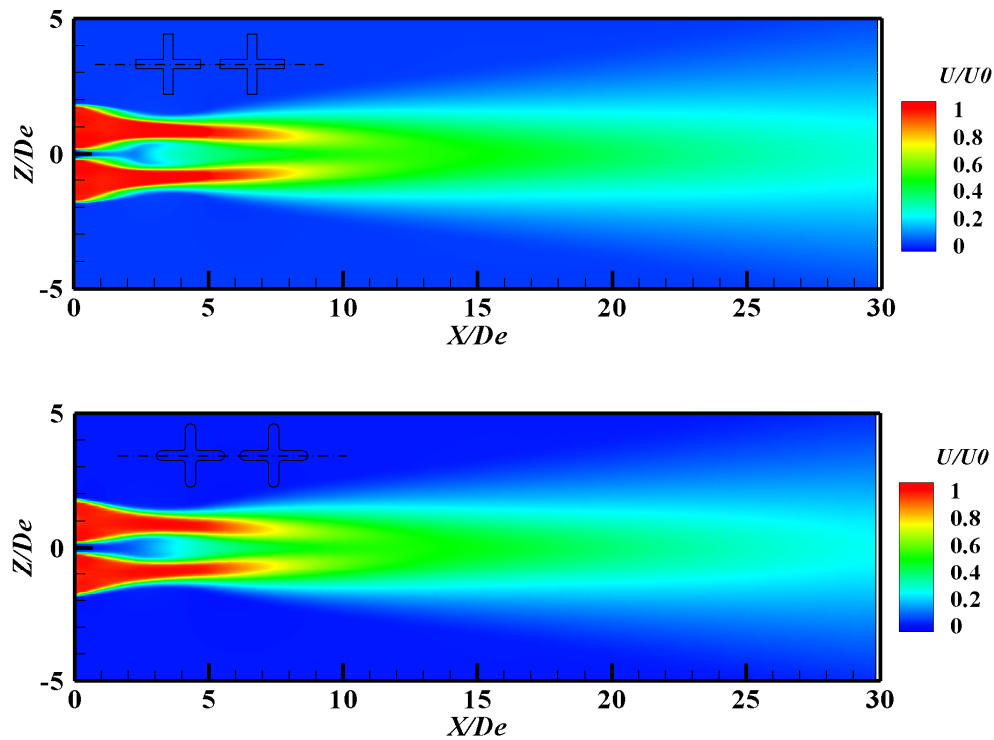


Figure 5.26: Isocontours de la vitesse longitudinale dans le plan principal de l'écoulement :  
 (a) configuration LL O1 ; (b) configuration LLO 2

Nous représentons sur les Figures 5.27 et 5.28 la comparaison de la composante longitudinale  $\Omega_x$  du champ rotationnel dans le plan transversal à différentes distances axiales allant de  $0.5D_e$  à  $3D_e$ .

Afin de rendre aisée la comparaison des deux configurations, nous avons utilisé pour chaque position la même échelle de représentation de la variable  $\Omega_x$ . A la position  $X = 0.5D_e$ , et lorsque les lobes sont droits, hormis une inclinaison plus prononcée des paires de vorticité au sommet de chaque lobe (inclinaison vers l'intérieur du lobe en accord avec le pincement préalablement signalé), nous observons des traces de vorticités additionnelles à peine visibles au vu de l'échelle de présentation de  $\Omega_x$ . La raison pour laquelle, et afin de mettre en relief ce phénomène, nous avons représenté sur la figure suivante (Figure 5.29) les mêmes champs de vorticité (en  $X = 0.5D_e$ ) avec une échelle plus réduite de la vorticité. Apparaît alors clairement lorsque les lobes sont droits, des paires de vorticités contrarotatives supplémentaires, moins intenses, dont le sens de rotation est inversé par rapport à la paire de vorticité relative aux côtés latéraux des lobes. Comme le montre la Figure 5.29, il n'y a de paires de vorticités supplémentaires à proprement parlé, que sur les lobes horizontaux. Sur les lobes verticaux, la vorticité supplémentaire se réduit à un seul tourbillon en raison de l'effet

de dépression inter-jets, qui réduit la paire de vorticité à une structure unique inclinée vers la région inter-trous. Ces structures additionnelles ne sont pas avantageuses pour l’induction puisqu’elle s’opposent localement à l’induction au sommet du lobe ou justement l’induction se produit. Nous rappelons ici que dans un jet lobé d’orifice, l’entraînement se produit aux sommets des lobes et l’éjection du fluide se produit aux creux des lobes [(Nastase 2007), (Nastase et al. 2008), (El Hassan et Meslem 2010), (El Hassan et al. 2011), (Meslem et al. 2011a)].

Sur les positions axiales suivantes (Figures 5.27 et 5.28) ces vorticités additionnelles disparaissent progressivement. Nous constatons néanmoins la trace de ces vorticités additionnelles après leur disparition, se traduisant par un étirement des structures et par une légère intensification de la vorticité. Cet effet d’intensification de la vorticité est visible sur la Figure 5.30 où nous présentons l’évolution axiale du maximum de la vorticité longitudinale (sur cette figure, il faut lire  $\Omega_x = \omega_x$ ). Nous nous arrêtons ici un instant pour pointer un point important : une intensification de la vorticité longitudinale n’est pas nécessairement synonyme d’intensification de l’induction. L’intensification de la vorticité longitudinale résulte ici d’un pincement de l’écoulement par une vorticité additionnelle qui s’oppose à l’induction.

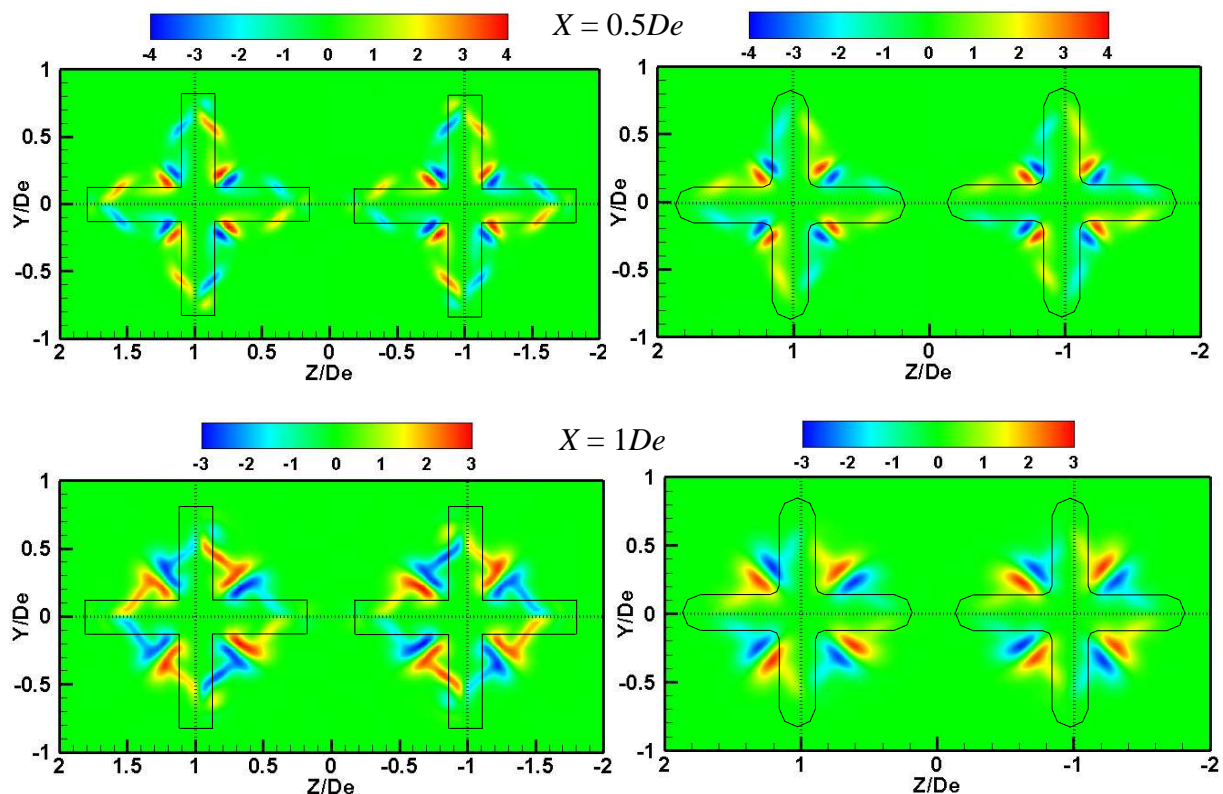


Figure 5.27: Champs de la vorticité longitudinale dans les plans transversaux des jets croix coalescents d’espacement  $S = 2D_e$  : orifices à lobes droits « LL O1 » (gauche) et orifices à lobes arrondis « LL O2 » (droite)



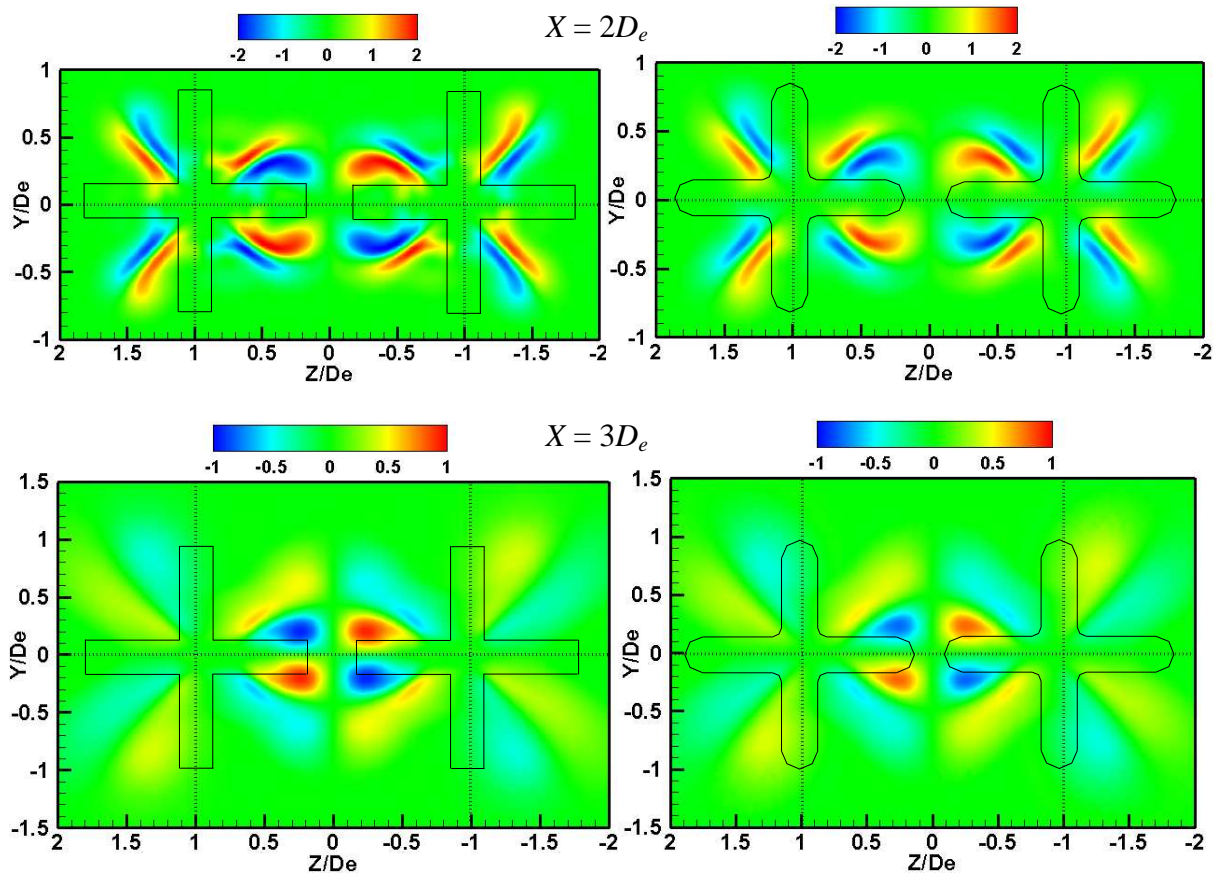


Figure 5.28: Champs de la vorticité longitudinale dans les plans transversaux des jets croix coalescents d'espacement  $S = 2D_e$  : orifices à lobes droits « LL O1 » (gauche) et orifices à lobes arrondis « LL O2 » (droite)

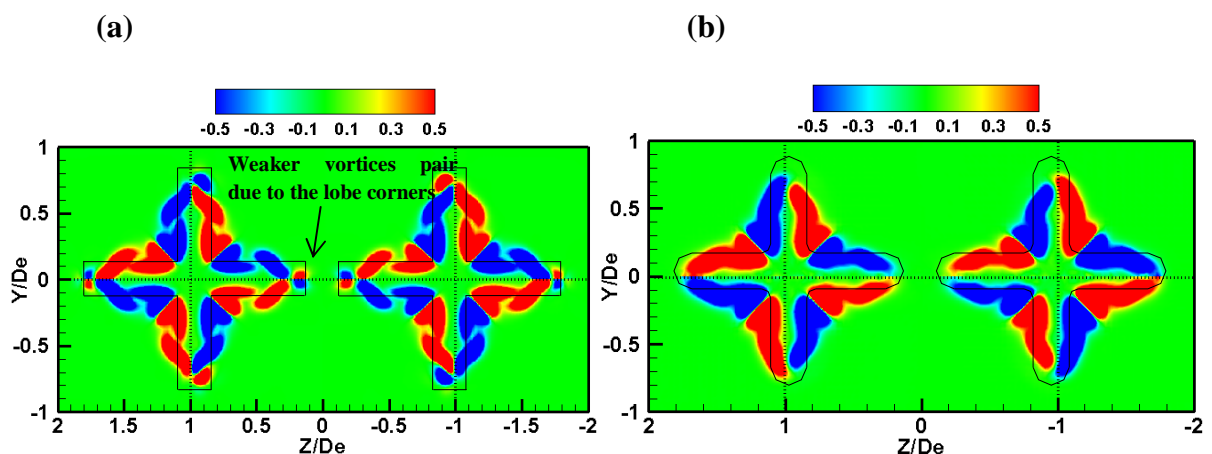


Figure 5.29: Champs de vorticité longitudinale dans le plan transversal  $X = 0.5D_e$  avec une échelle réduite de la vorticité permettant la visualisation des vorticités additionnelles dans la configuration LL O1

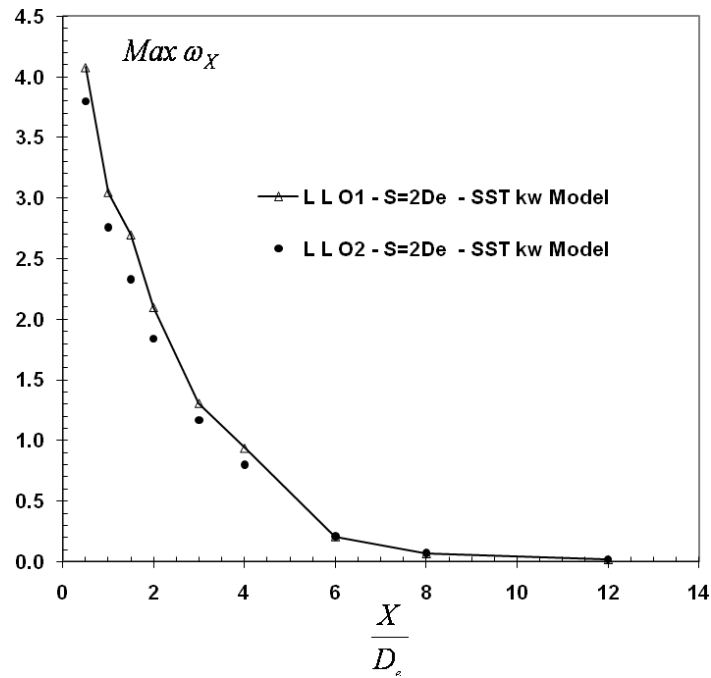


Figure 5.30: Evolution axiale de la vorticité maximale – comparaison de la configuration à lobes droits (LL O1) à la configuration à lobes arrondis (LL O2)

Dans le but d'évaluer l'effet de la vorticité additionnelles sur la vitesse transversale  $W$ , nous présentons sur la Figure 5.31, les profils de la vitesse transversale normalisée.

Comme on peut le constater, nous remarquons des allures comparables avec quelques écarts en lien avec la forme des lobes. Les cisaillements locaux dans la région  $0.1D_e \leq X \leq 0.5D_e$  générés par les paires de structures additionnelles lorsque les lobes sont droits, ont déjà été commentés dans la première partie de ce chapitre (Figure 5.16, Paragraphe 5.3.3). Ce qui est à relever ici, est l'absence des cisaillements locaux lorsque les lobes sont arrondis.



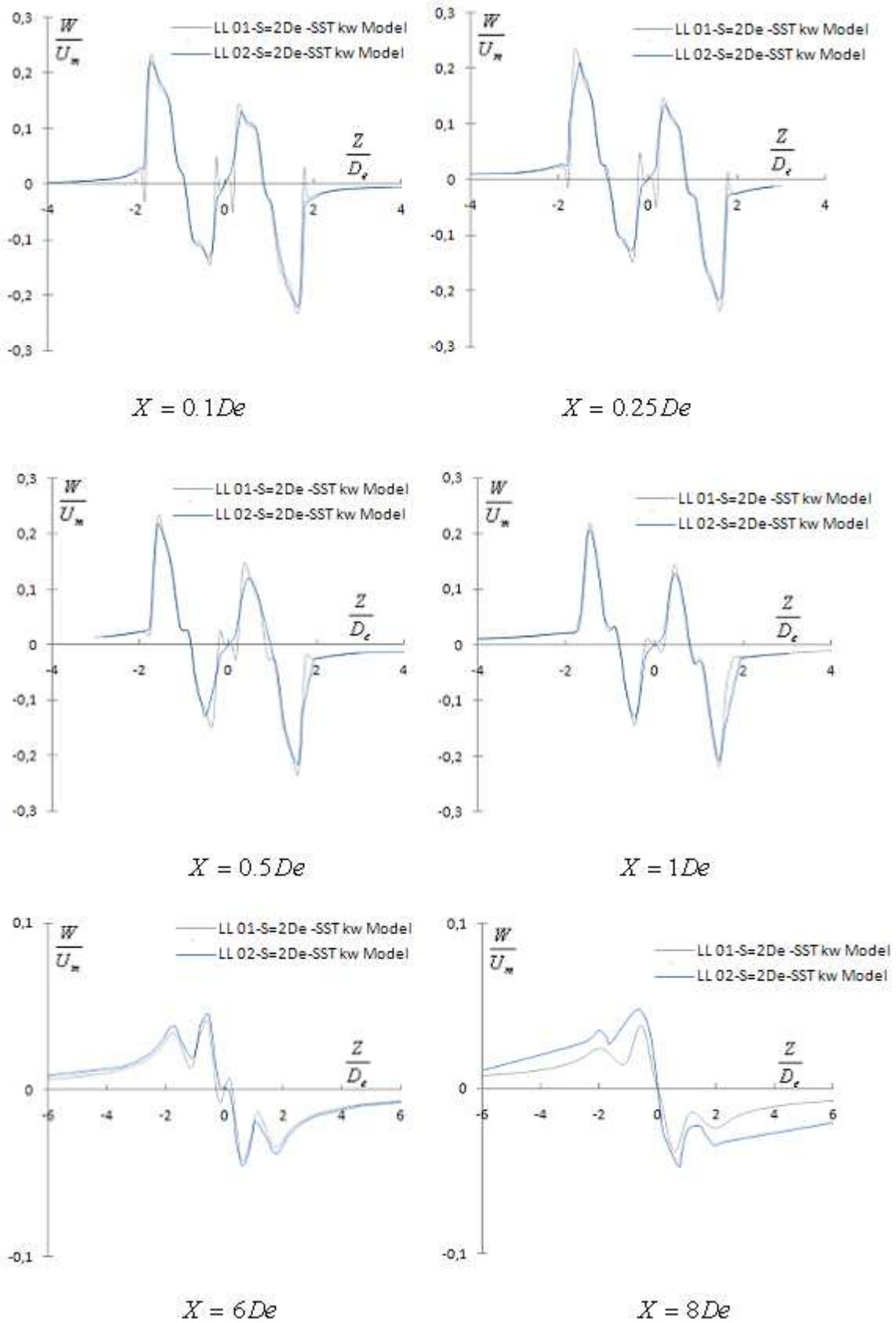


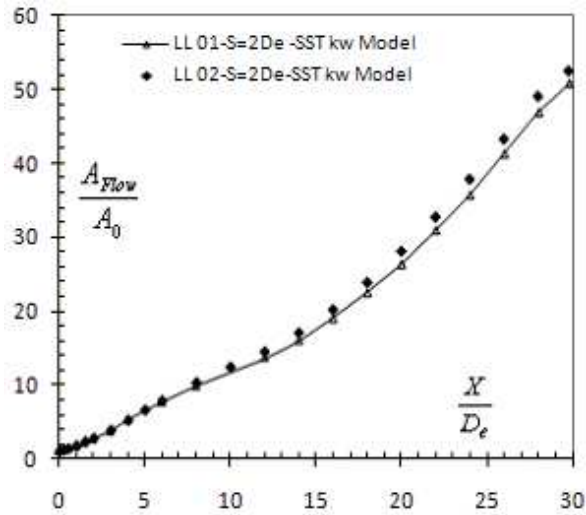
Figure 5.31: Profils de la vitesse transversale  $W$  normalisée par la vitesse maximale locale

Nous comparons sur la Figure 5.32 (a) l’évolution axiale de la surface transversale de l’écoulement définie par  $A_{Flow} = \int dA \Big|_{U>0.15m/s}$  à chaque distance axiale  $X$ . Nous constatons un écart qui peut être jugé faible à l’échelle de deux jets coalescents, mais à l’échelle d’une grille de type panneau perforé destinée au traitement de l’air par mélange dans le bâtiment ([Meslem et al.2010]), Figure 5.2), le gain d’expansion de l’écoulement multi-jets pourrait s’avérer non négligeable. De même, sur l’évolution axiale du débit volumique du jet (Figure 5.32b-d), nous constatons une légère augmentation du débit lorsque les lobes sont arrondis (l’augmentation maximale enregistrée est de 3.5%), augmentation visible également sur un zoom en région proche soufflage.

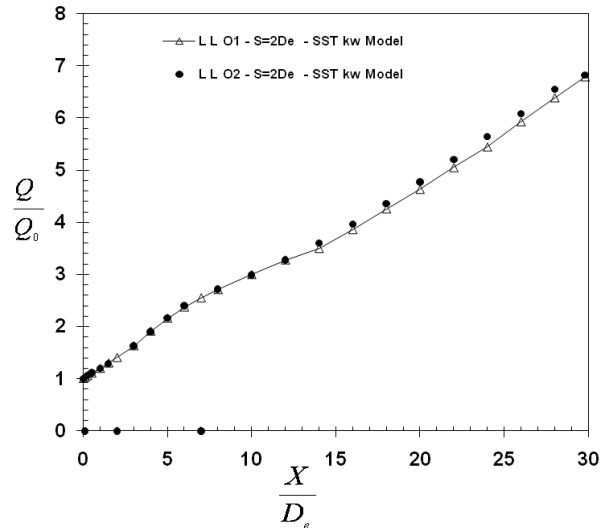
Sur l’évolution axiale du rayon moyen de l’écoulement (Figure 5.33 a), nous retrouvons comme pour  $A_{Flow}$  un léger avantage pour les lobes arrondis de l’ordre de 5% en région lointaine. Quant à la décroissance axiale de la vitesse moyenne (Figure 5.33 b), l’écart n’est pas sensible.

Observons à présent les conséquences de ces différences sur le champ turbulent. Figure 5.33 présente les champs de l’énergie cinétique turbulente  $TKE$  superposées aux champs transversal de la vitesse, aux positions axiales  $X = 0.5D_e$  et  $X = 1D_e$ . Il apparaît clairement sur ces champs une turbulence moins concentrée, occupant une surface plus étendue lorsque les lobes sont arrondis (configuration LL O2). On retrouve là aussi le pincement caractéristique des lobes droits (configuration LL O1). Le champ de la vitesse transversale superposé à  $TKE$  met clairement en évidence aux sommets des lobes verticaux droits, la rotation de l’écoulement vers la région intérieure (inter-jets). Ce mouvement est généré par le tourbillon mis en évidence précédemment en Figure 5.29, issu de la fusion d’une paire de tourbillons en un tourbillon unique sous l’influence de la dépression, elle-même due à la coalescence des deux jets.

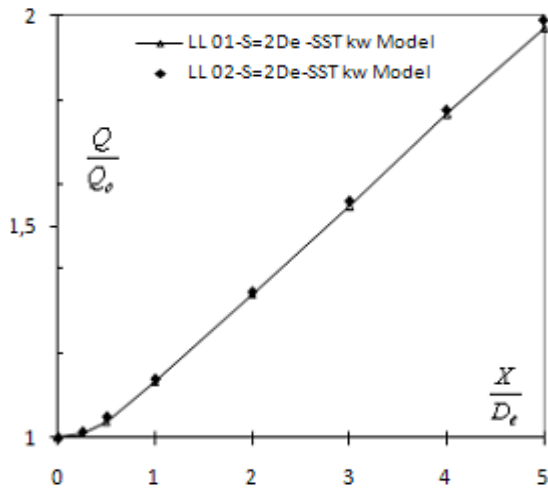
Sur l’énergie cinétique turbulente moyenne  $ATKE$  définie précédemment (Equation 5.10), nous observons (Figure 5.35) des écarts en accord avec les précédentes observations. Pour  $X \leq 1D_e$ , cette quantité est légèrement supérieure lorsque les lobes sont arrondis (LL O2), en raison d’un plus grand épanouissement des structures longitudinales principales (qui ne subissent pas de blocage et d’étirement par des structures additionnelles, comme cela est le cas pour LL O1). Au-delà de cette distance, la turbulence est plus faible dans le cas de LL O2, en raison de l’accroissement de l’entraînement (dilution plus grande de l’écoulement).



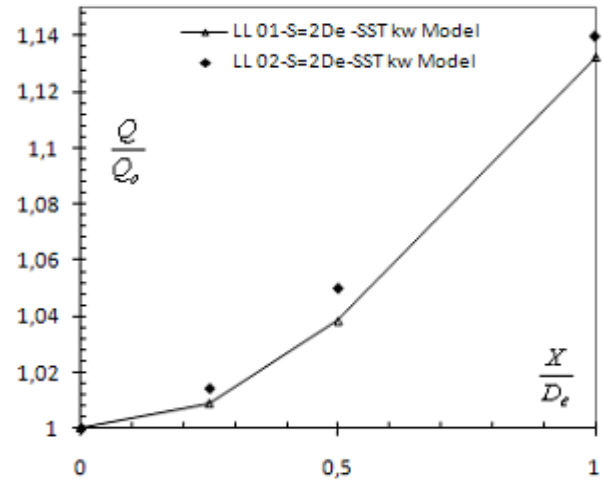
(a)



(b)



(c) Zoom sur les  $5D_e$  de (b)



(d) Zoom sur les  $1D_e$  de (c)

Figure 5.32: (a) Comparaison de la surface normalisée de l'écoulement ; (b-d) Comparaison de son débit volumique normalisé

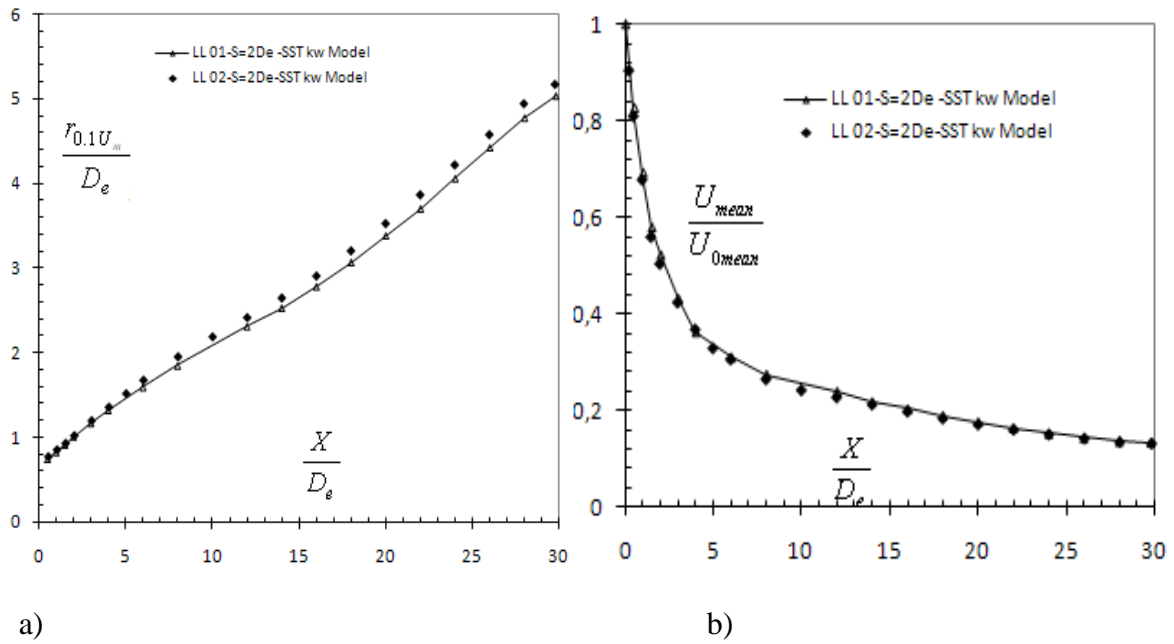


Figure 5.33: a) Evolution axiale du rayon dynamique moyen de l'écoulement ; b) Evolution axiale de la vitesse moyenne de l'écoulement

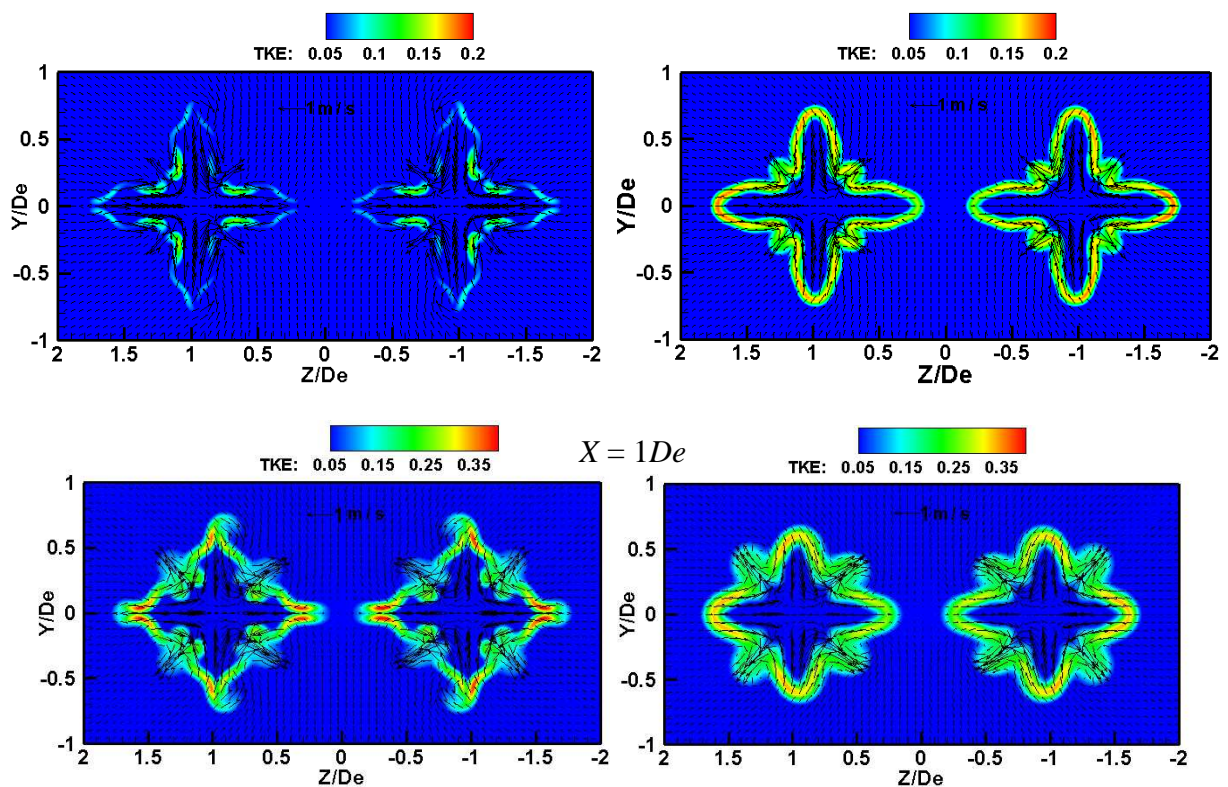


Figure 5.34: Champ de l'énergie cinétique TKE superposé au champ de la vitesse transversale : configuration LL O1 (gauche) ; configuration LL O2 (droite)

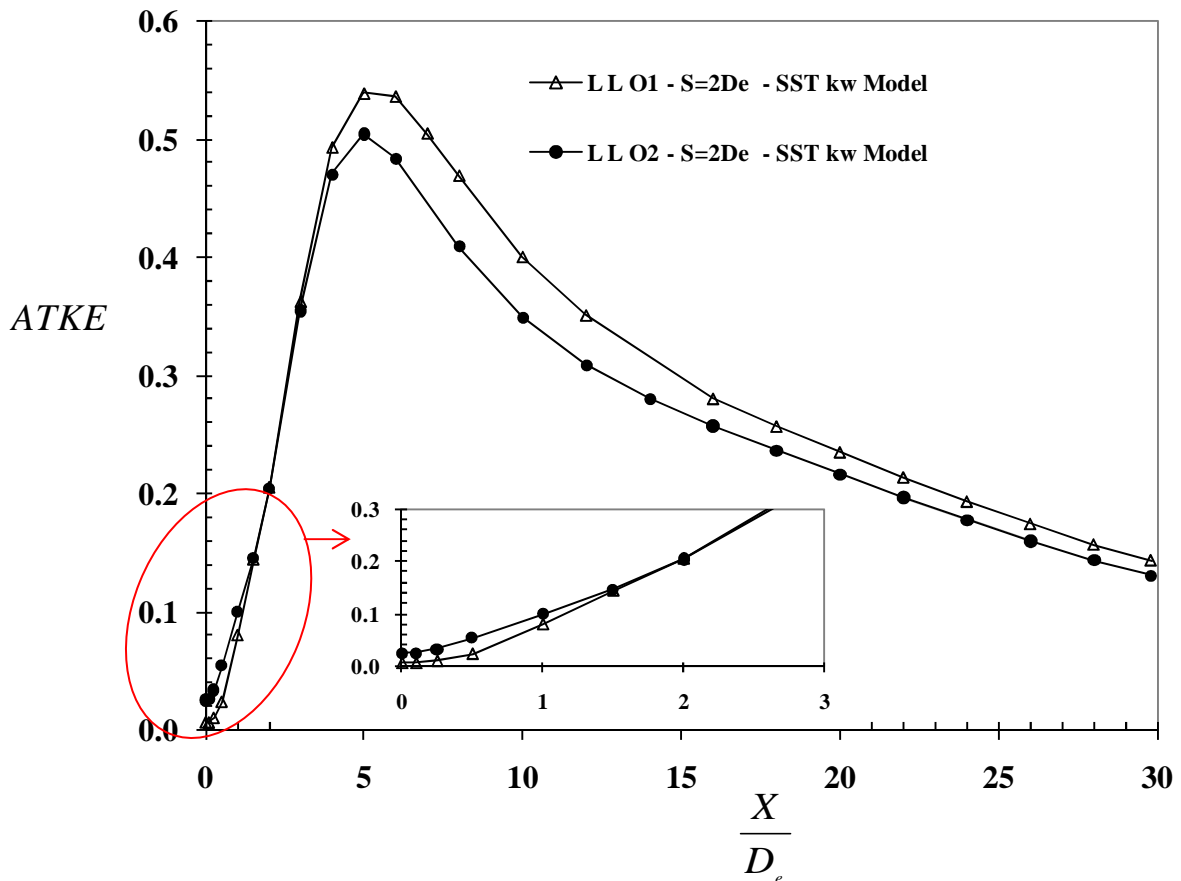


Figure 5.35: Energie cinétique turbulente moyenne (ATKE)

#### 5.4.2 Conclusion

Il a été mis numériquement en évidence l'influence de la forme des lobes des orifices sur les grandeurs dynamiques de l'écoulement formé par deux jets lobés coalescents. Il a été montré qu'une forme curviligne des lobes est plus avantageuse qu'une forme à angles droits. Les gains enregistrés numériquement sur les quantités globales sont de 5% pour l'expansion globale de l'écoulement et de 3.5% pour le débit. Si ces écarts sont plutôt faibles, il s'impose de ne pas les négliger au regard de l'objectif visé. En effet, à l'échelle d'une grille de diffusion de l'air pour le bâtiment, de faibles gains locaux peuvent conduire à une amélioration sensible de la diffusion de l'air et du confort thermique des usagers.

De plus, l'évaluation expérimentale des modèles de turbulence conduite au début de ce Chapitre nous a fait réviser nos attentes quant à leur pouvoir prédictif. Nous recherchons depuis, dans une démarche d'optimisation numérique, un sens de variation des quantités dynamiques plus qu'une quantification précise de celles-ci par le modèle numérique. Autrement dit, de faibles variations numériques peuvent correspondre à des variations plus conséquentes sur l'écoulement réel.

Une comparaison de la vorticité longitudinale ainsi que de la vitesse transversale des deux écoulements, issus d’orifices à lobes droits et d’orifices à lobes arrondis, permettent une compréhension des phénomènes responsables des différences observées.

Enfin, le gain d’induction observé, s’accompagne d’une augmentation de l’énergie cinétique turbulente de l’écoulement près du soufflage suivie d’une réduction de cette quantité en région lointaine. Ces résultats sont cohérents avec le gain d’induction enregistré.

Au vu de ces résultats, il sera retenu dans les études paramétriques qui vont suivre la forme de lobe la plus avantageuse, à savoir, le lobe à sommet arrondi (LL O2).

## 5.5 Influence de la disposition relative et de l’espacement des orifices

### 5.5.1 Position du problème

Nous nous occupons dans ce dernier paragraphe de l’influence de la disposition relative des orifices sur la capacité d’induction de l’écoulement formé par deux jets coalescents. Nous traitons également ici un paramètre important permettant l’augmentation de la transparence du diffuseur « panneau perforé » (Figure 5.2): l’espacement  $S$  inter-trous.

Cinq cas d’étude sont présentés (Figure 5.36). Parmi ces cas, le Cas 1, désigné par LL –  $S = 2D_e$  (déjà présenté dans le paragraphe 5.4 sous la désignation LL O2) nous sert de référence.

Nous rappelons que la conservation du phénomène de croisement d’axes de chaque jet élémentaire (Figure 5.37) est recherchée dans l’écoulement multi-jets lobés, car celui-ci est connu pour être un phénomène favorisant l’induction en proche soufflage [(Nastase 2007), (Nastase et al. 2008), (El Hassan et Meslem 2010), (El Hassan et al. 2011), (Meslem et al. 2011a)].

Toutes les simulations sont faites à l’aide du modèle SST  $k - \omega$  pour les raisons déjà souligner plus haut dans ce Chapitre. Le domaine de calcul et les conditions aux limites ont été déjà présentés dans les précédents paragraphes. Pour les Cas 2   5 (Figure 5.35), la condition de symétrie n’est pas considérée : tout le domaine est calculé. Ce choix est délibéré. En effet, nous avons crains que les nouvelles dispositions des orifices conduisent à des ruptures inattendues de la symétrie de l’écoulement. Ainsi, comme le montre la Figure 5.37, les configurations « LT » et « TT » sont traitées sans hypothèse de symétrie. Ce choix a conduit à un accroissement important du nombre de cellules. Pour y remédier partiellement, nous avons réduit pour ces cas (Cas 2 à 5) la taille du domaine dans la direction  $Z$ . Nous avons  $Z = 20D_e$  au lieu de  $22D_e$  (voir Tableau 5.5). Ayant conservé la vitesse d’entrée dans le domaine  $U_{inlet} = 0.0164\text{m/s}$ , le débit initial  $Q_0$  est quelque peu modifié pour ces cas (9% d’écart). Le débit initial est donc de  $7.21 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  pour le Cas 1 et de  $6.55 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  pour les

Cas 2, 3, 4 et 5, soit une vitesse moyenne de soufflage respectivement égales à 4.59 m/s et 4.17 m/s. Ainsi, toutes les comparaisons que nous ferons dans la suite tiennent compte de cette différence et ce, via une normalisation des vitesses par la vitesse moyenne de soufflage  $U_{0mean}$  correspondante à chaque cas. Les conditions de soufflage ainsi que le nombre de cellules sont résumés dans le Tableau 5.5 pour l'ensemble des cas traités.

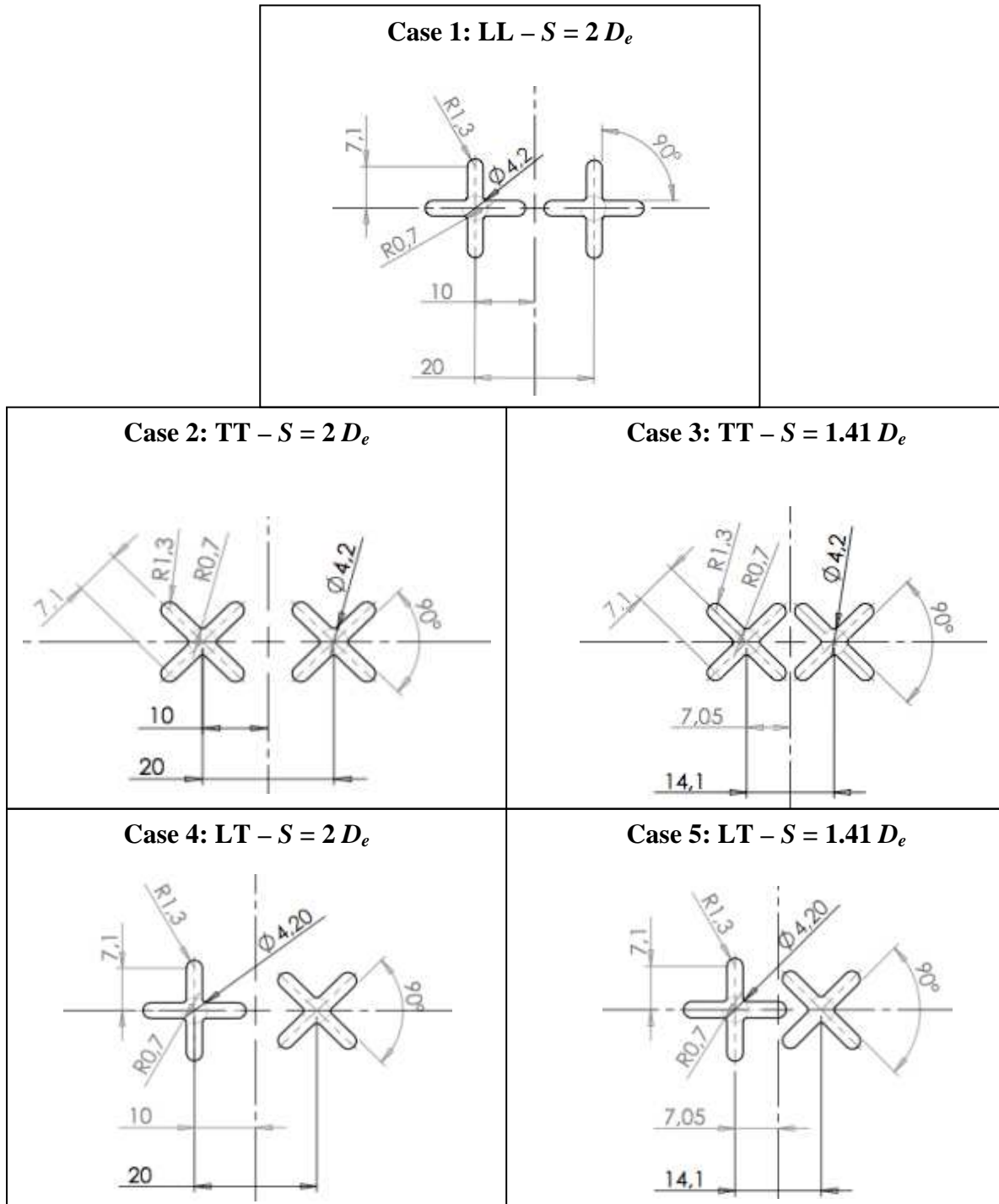


Figure 5.36: Les différentes dispositions des orifices pour la génération de deux jets coalescents

Tableau 5.5 : Conditions initiales

Cas d'étude	$Y/D_e^*$ $Z/D_e$	Nombre de cellules	$Q_0$ ( $m^3/s$ )	$U_{0mean}$ (m/s)	$U_{0JC}$ (m/s)	$U_{0m}$ (m/s)	$U_{0mean}D_e/\nu$	$U_{0JC}D_e/\nu$
Cas 1: LL $S= 2D_e$	20 22	5.314.055	$7.21 \times 10^{-4}$	4.59	5.77	6.11	2924	3675
Cas 2: TT $S= 2D_e$	20 20	7.702.904	$6.55 \times 10^{-4}$	4.17	5.32	5.58	2654	3389
Cas 3: TT $S= 1.41D_e$	20 20	5.852.653	$6.55 \times 10^{-4}$	4.17	5.31	5.57	2654	3382
Cas 4: LT $S= 2D_e$	20 20	6.413.742	$6.55 \times 10^{-4}$	4.17	5.23	5.48	2654	3331
Cas 5: LT $S= 1.41D_e$	20 20	6.486.527	$6.55 \times 10^{-4}$	4.17	5.28	5.56	2654	3363

\*: La dimension  $Z$  du domaine est de  $22D_e$  pour le Cas 1 et est de  $20D_e$  pour les autres cas

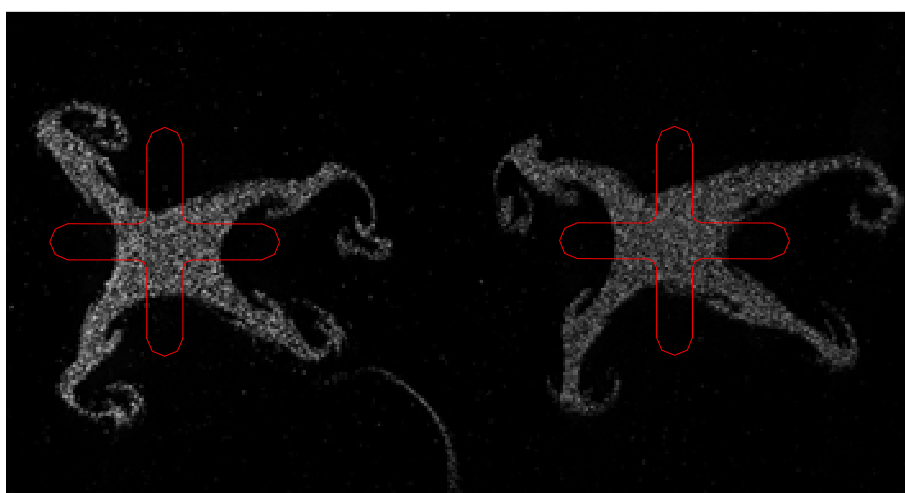


Figure 5.37: Visualisation de l'écoulement de deux jets coalescents à  $X = 3D_e$  en configuration LL –  $S = 2.7D_e$ , étudiée expérimentalement à  $Re_0 = 800$  [Meslem et al. 2010]



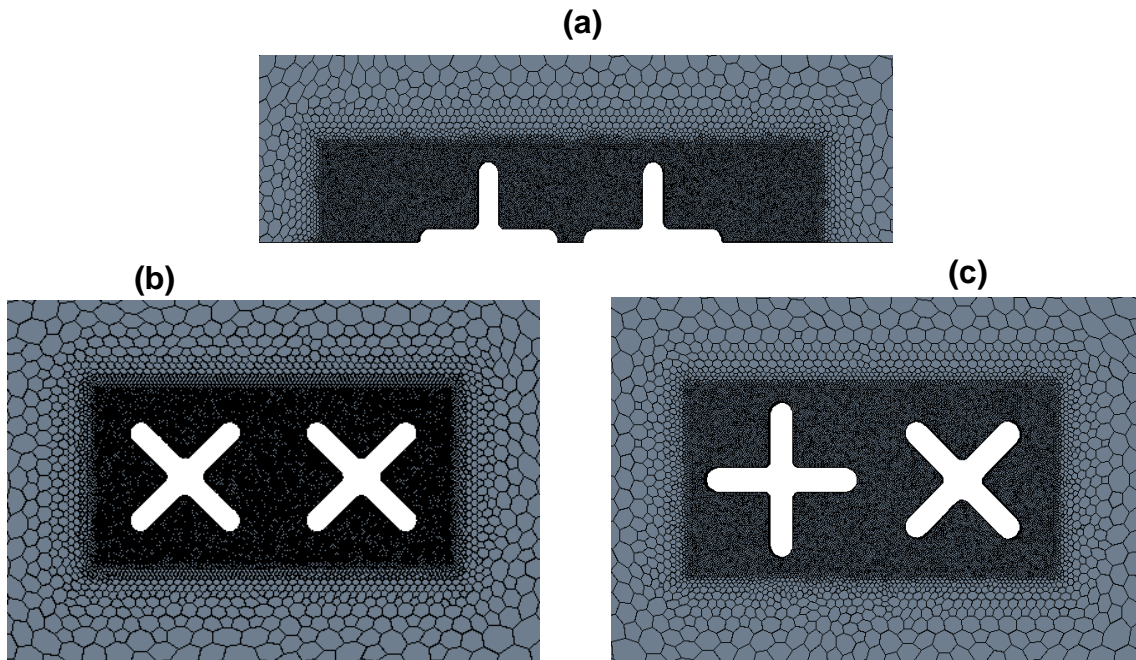


Figure 5.38: Maillage sur le plan du diffuseur pour le Cas 1 (a), pour le Cas 2 (b) et pour le Cas 4 (c)

### 5.5.2 Analyse des résultats

#### Analyse qualitative de la disposition des orifices

Nous présentons sur la Figure 5.39, les champs de la vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0mean}$  dans le plan de coupe ( $XZ$ ) pour les trois configurations LL, TT et LT et ce, pour un espacement inter-trous de centre à centre constant  $S = 2D_e$ . Les valeurs maximales de  $U/U_{0mean}$  sont respectivement de 1.33, 1.34 et 1.32. Ainsi, dans les trois cas, la vitesse maximale est de l’ordre de 30% supérieure à la vitesse moyenne de soufflage. Cela est caractéristique des jets d’orifices en raison du phénomène connu sous le nom de « *vena contracta* » [(Hsiao et al. 2010)]. En comparaison à un jet de convergent ou de tube, le jet d’orifice présente une section plus petite au soufflage pour une même section de diffuseur et une même vitesse moyenne d’injection.

Il est difficile de préjuger d’une quelque différence sur le comportement global des écoulements par la seule observation du plan de coupe ( $XZ$ ). Une remarque peut néanmoins être faite : la région de fusion (désignée par *combined region* sur la Figure 5.9 a) dans laquelle la vitesse maximale de l’écoulement est située sur l’axe  $X$  est atteinte plus tardivement dans la configuration LT. En effet, la ligne d’isovaleur 0.6 (voir Figure 5.39) présente deux pics pour le cas LT, alors que pour les deux autres cas (LL et TT) la ligne d’isovaleur 0.6 présente un pic central unique.

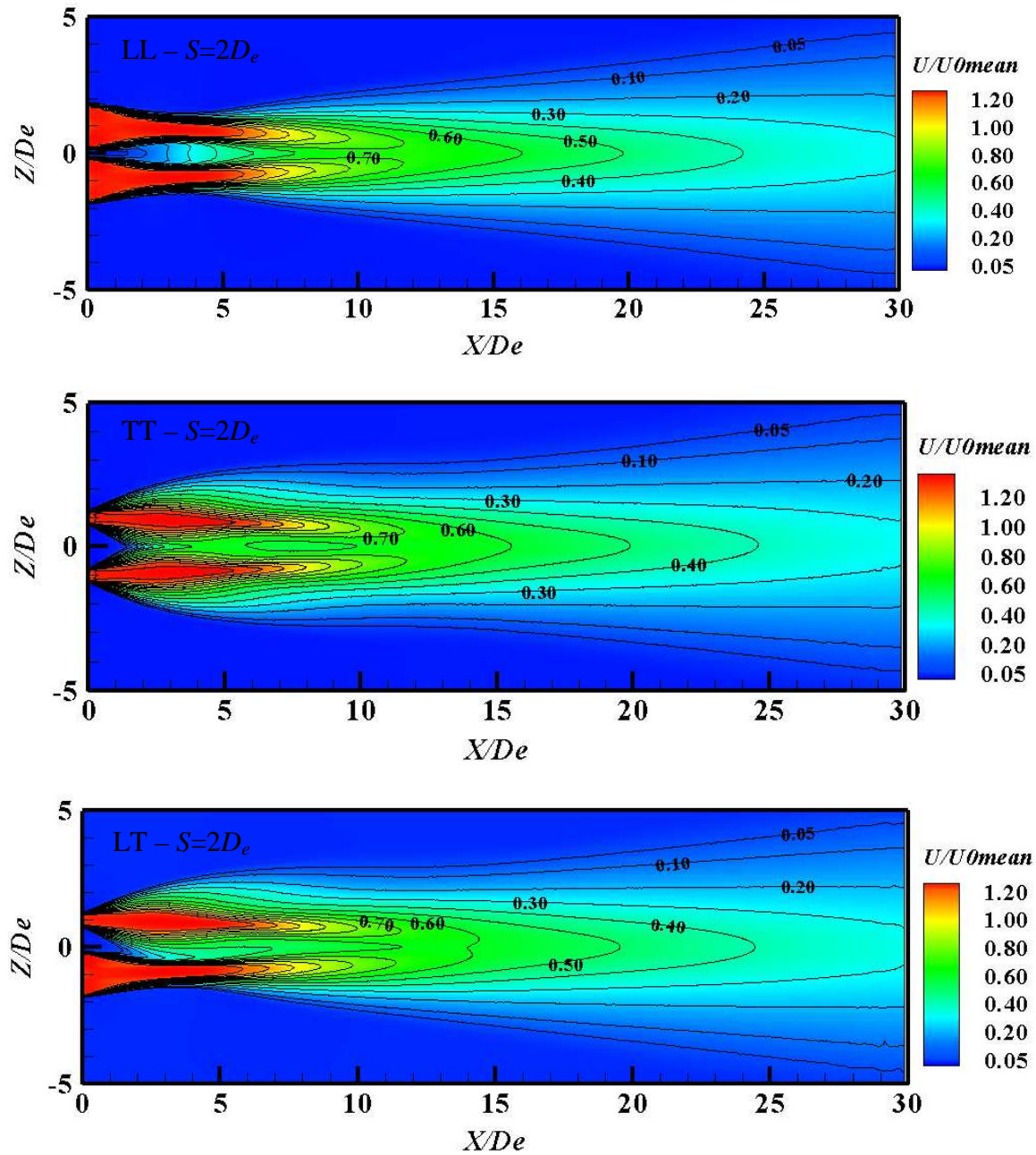


Figure 5.39: Isocontours de la vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0mean}$  dans le plan ( $XZ$ ). Comparaison des trois dispositions LL, TT et LT pour un espacement constant  $S = 2D_e$ .

Afin de mieux appréhender l'évolution de la dynamique de l'écoulement dans chaque configuration, nous avons procédé à des coupes transversales allant de  $X = 0.5D_e$  à  $X = 28D_e$  (Voir Figure 5.40, Figure 5.41 et Figure 5.42).

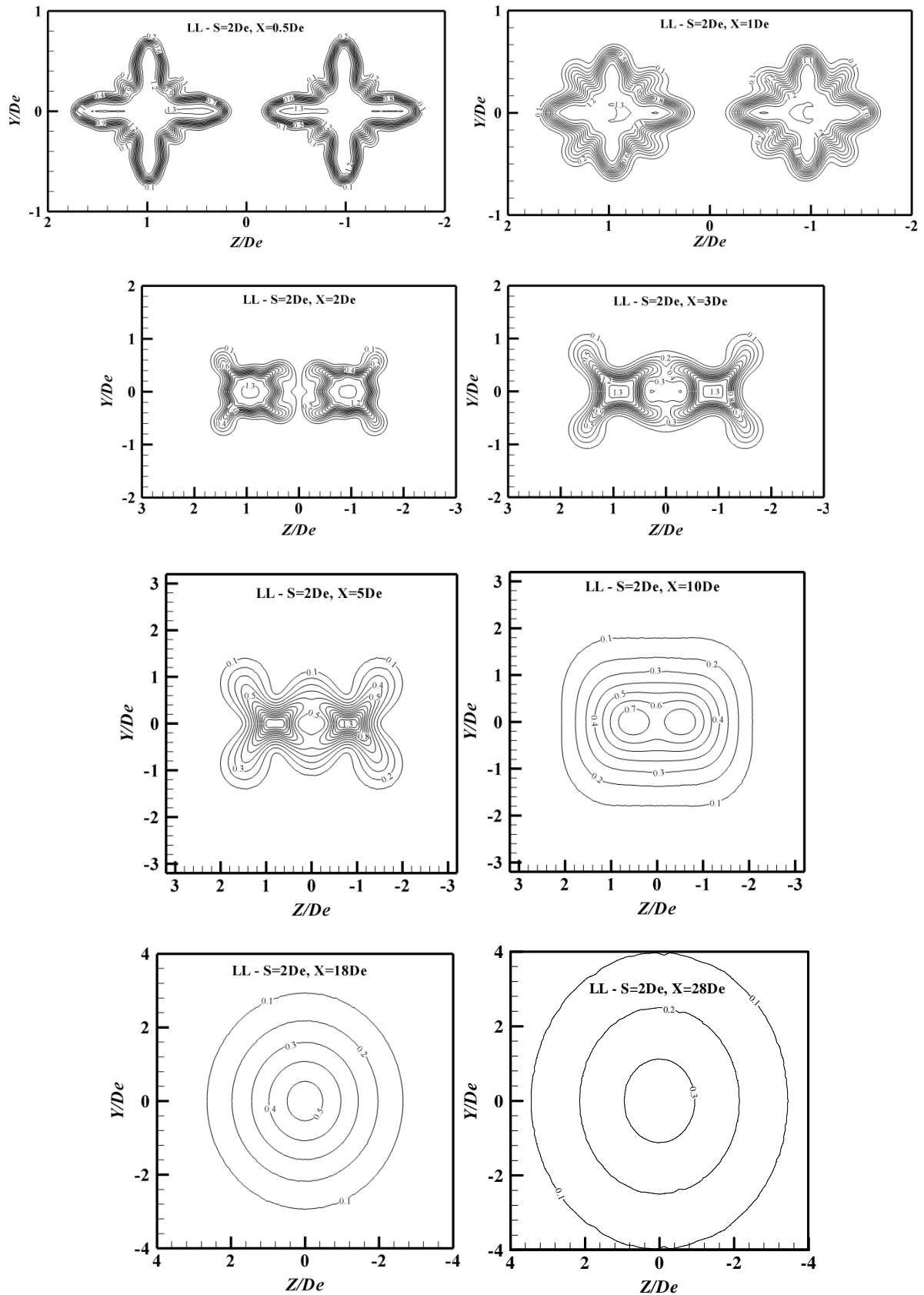


Figure 5.40: Isocontours de la vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0mean}$  à différentes distances axiales pour la configuration  $LL - S = 2D_e$

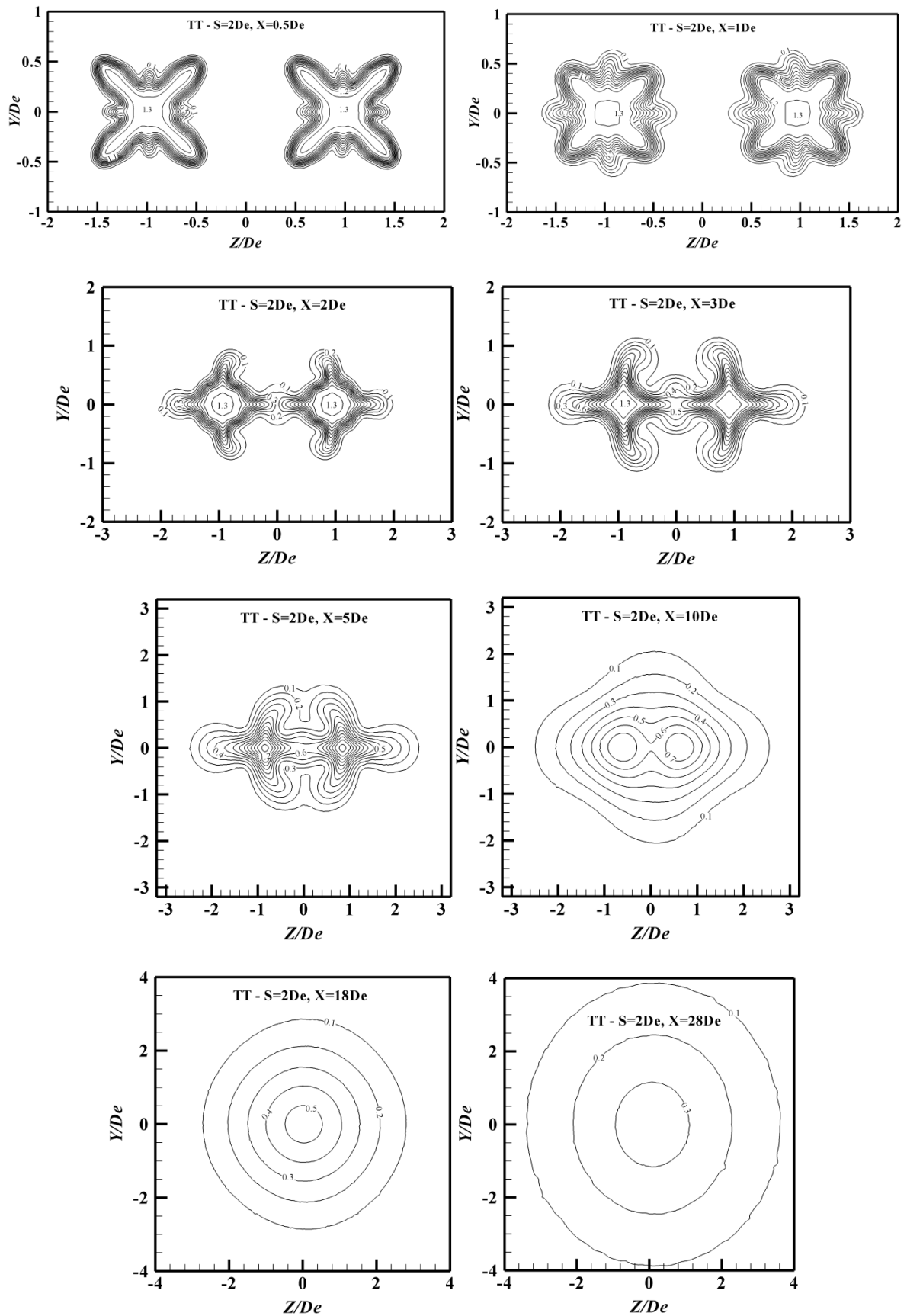


Figure 5.41: Isocontours de la vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0mean}$  à différentes distances axiales pour la configuration  $TT - S = 2D_e$

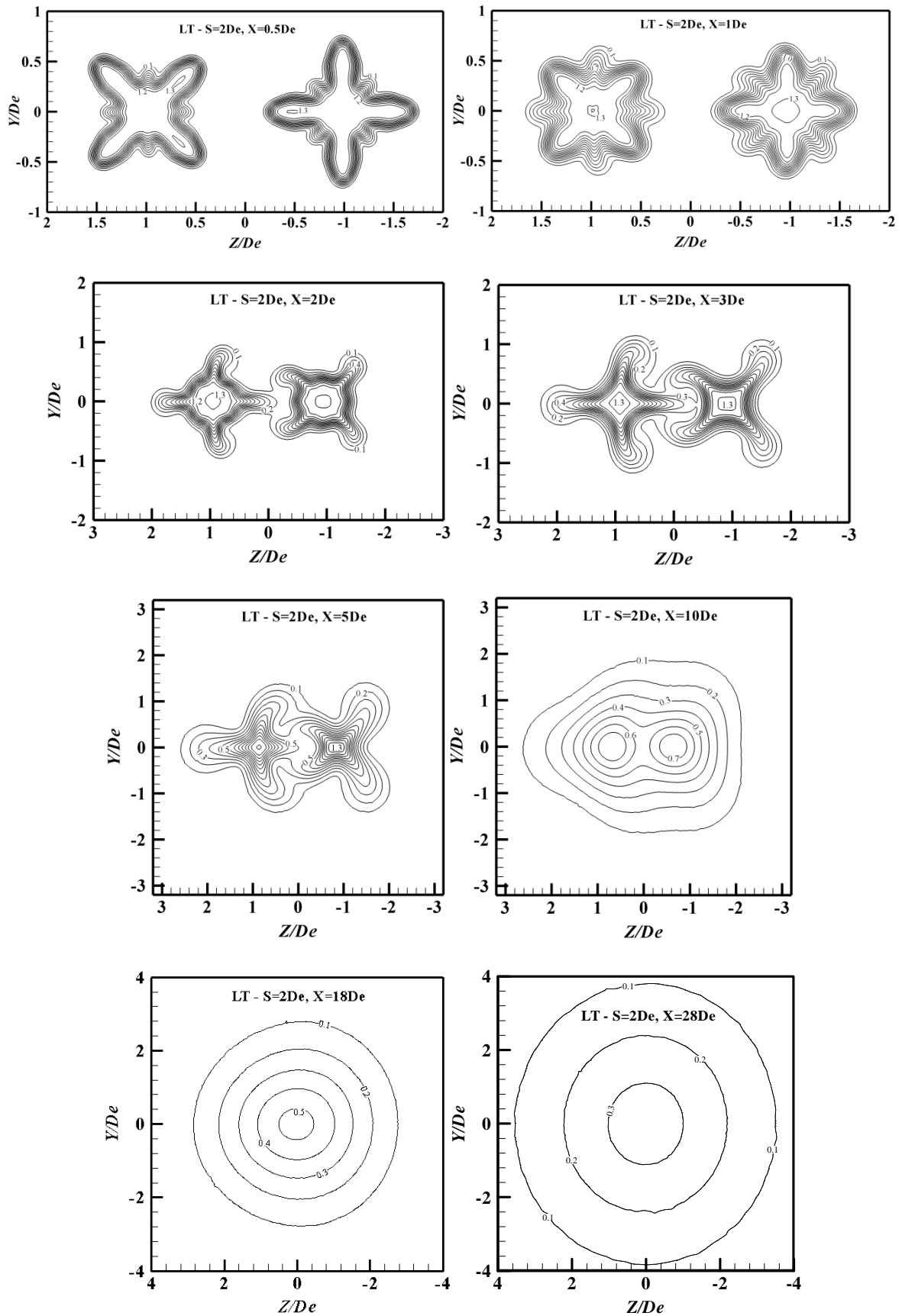


Figure 5.42: Isocontours de la vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0mean}$  à différentes distances axiales pour la configuration  $LT - S = 2D_e$

Dans les trois configurations LL, TT et LT le phénomène de croisement d’axes se produit sur chacun des deux jets coalescents et à  $X = 2D_e$  ce phénomène est totalement achevé. Nous constatons néanmoins que le croisement s’axes est « *contrarié* » dans la configuration TT : les deux structures longitudinales se développant à l’horizontal dans le même espace inter-jets, entrent en collision générant une « *bulle* » de recirculation qui s’amplifie à  $X = 3D_e$  (Figure 5.41)

La vorticité longitudinale normalisée (Equation 5.14) à la distance  $X = 2D_e$  présentée en (Figure 5.43), complète l’observation faite ci-dessus. Lorsque les structures longitudinales se développent sur les diagonales en configuration LL ou sur deux directions en configuration LT (horizontale pour un jet et diagonale pour l’autre), le croisement d’axes s’achève sans que les structures longitudinales ne rentrent en collision.

$$\omega_x = \left( \frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z} \right) \frac{De}{U_{0mean}} \quad (5.14)$$

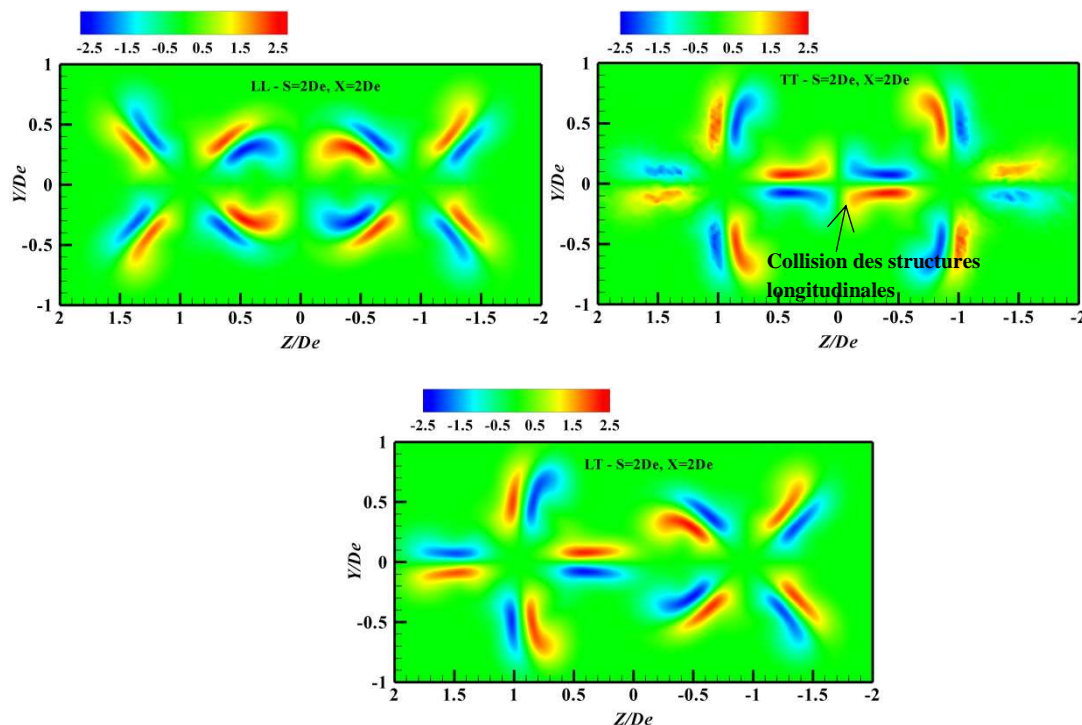


Figure 5.43: Isocontours de la vorticité longitudinale normalisée  $\omega_x$  à la distance axiale  $X = 2D_e$ . Mise en évidence de la collision des structures longitudinales en configuration TT

Plus loin, à la distance axiale  $X = 10D_e$  (Figure 5.40, Figure 5.41 et Figure 5.42), chaque écoulement à une forme spécifique : rectangulaire pour LL, en forme de losange (ou de diamant) pour TT ou alors mixte, rectangle sur un coté et losange sur l'autre. Cela signifie qu'entre  $3D_e$  et  $10D_e$ , les creux de l'écoulement visibles à  $X = 3D_e$  (ces creux étaient initialement des lobes à  $X = 0$ ) se combent comme si l'écoulement global entamait un nouveau cycle de croisement d'axes. La comparaison des isocontours à la distance  $X = 14D_e$  (Figure 5.44) montre qu'il n'y pas vraiment de croisement d'axes de l'écoulement global entre  $X = 10D_e$  et  $X = 18D_e$ . Des formes spécifiques à  $X = 10D_e$ , les écoulements tendent vers une forme circulaire qui se confirme à  $X = 18D_e$  (Figure 5.39, Figure 5.40 et Figure 5.41). Il apparaît néanmoins une tendance vers une forme elliptique à  $X = 28D_e$ , et ce, pour toutes les configurations étudiées. Cela n'est pas surprenant puisque tous les jets non-axisymétriques présentent des contorsions en région lointaine (voir Figures 1.9 et 1.11 du Chapitre 1 quant à la déformation du jet elliptique). Cela est montré expérimentalement par exemple par [(Ho et Gutmark 1987)] ou [(Husain et Hussain 1999), (Hussain et Husain 1989a)]. Hussain et Husain [(Hussain et Husain 1989a)] montrent que les jets elliptiques contrairement aux jets circulaires ou plans, sont caractérisés par une variation de la courbure azimutale de leurs structures tourbillonnaires conduisant à une non-uniformité de leur auto-induction et par conséquent à une déformation tridimensionnelle complexe dont résulte les croisements successifs des axes. Les contorsions en région lointaine, expression d'une « mémoire » de la géométrie initiale du jet, sont jugées à l'origine de l'accroissement de l'induction en région lointaine en comparaison à un jet axisymétrique ou bidimensionnel dans la même région. Dans un écoulement multi-jets lobés en interaction, ou dans deux jets lobés comme cela est le cas ici, nous assistons à un phénomène comparable : en plus des fortes contorsions en région proche soufflage, le jet lobé continue à se déformer en région lointaine, certes à moindre mesure, mais suffisamment pour entretenir un accroissement de l'induction en comparaison à des jets de géométrie simples (circulaire ou linéaire).

Si l'on revient un instant à la Figure 5.44 et si l'on observe la ligne d'isovaleur  $U/U_{0mean} = 0.6$ , on peut confirmer l'observation faite précédemment sur le plan longitudinale de l'écoulement (Figure 5.39): le point de fusion n'est pas encore atteint à  $X = 14D_e$  pour la configuration LT, alors que pour les configurations LL et TT ce point est bien atteint à cette distance. Ainsi, pour un espacement inter-trous constant, on peut retarder la fusion des jets coalescents, ce qui peut représenter un avantage pour l'auto-induction en région proche soufflage.

La superposition des contours pour les trois configurations à la distance  $X = 28D_e$  (Figure 5.45), montre que pour l'espacement  $S = 2D_e$ , la disposition des orifices ne semble pas influencer sur l'expansion globale en région lointaine de l'écoulement résultant. Nous aurons néanmoins un œil vigilant sur la configuration TT lorsque l'espacement  $S$  sera réduit. En effet, la « collision » des structures longitudinales observée dans ce cas (voir Figure 43),



pourrait empêcher le phénomène de croisement d'axes du jet élémentaire de se produire, ce qui pourrait réduire l'auto-induction dans la région initiale.

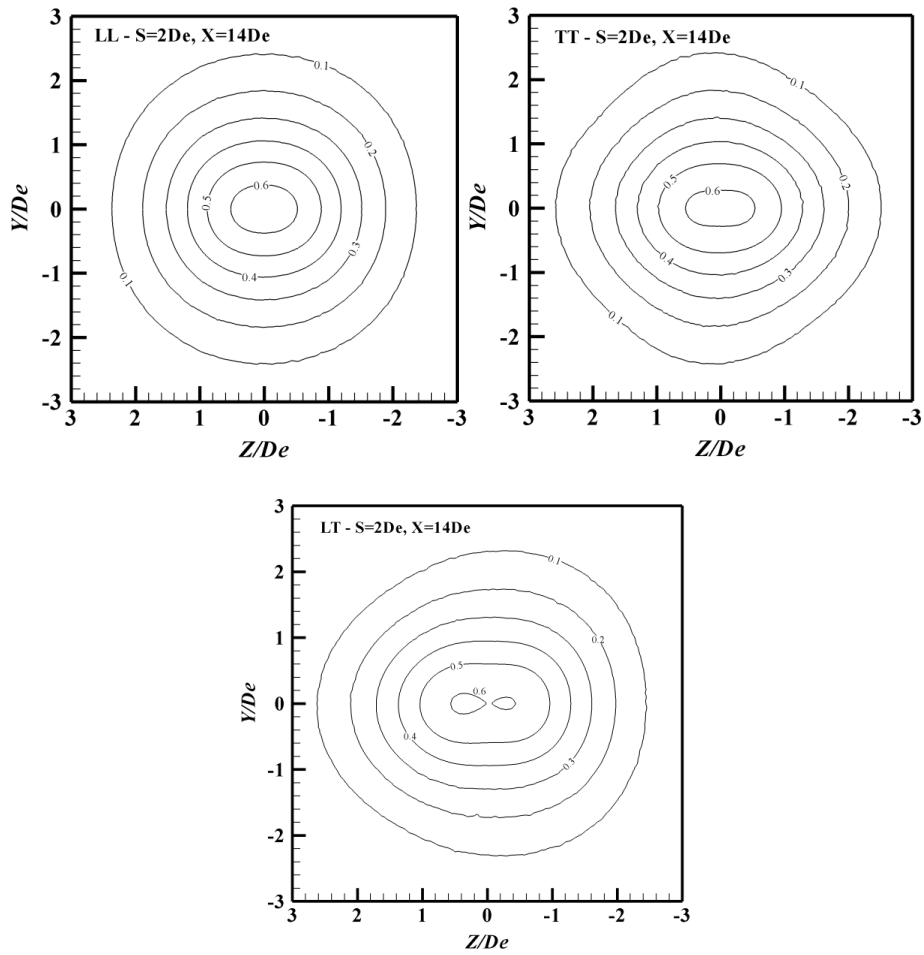


Figure 5.44: Comparaison des Isocontours de la vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0mean}$  à  $X = 14D_e$



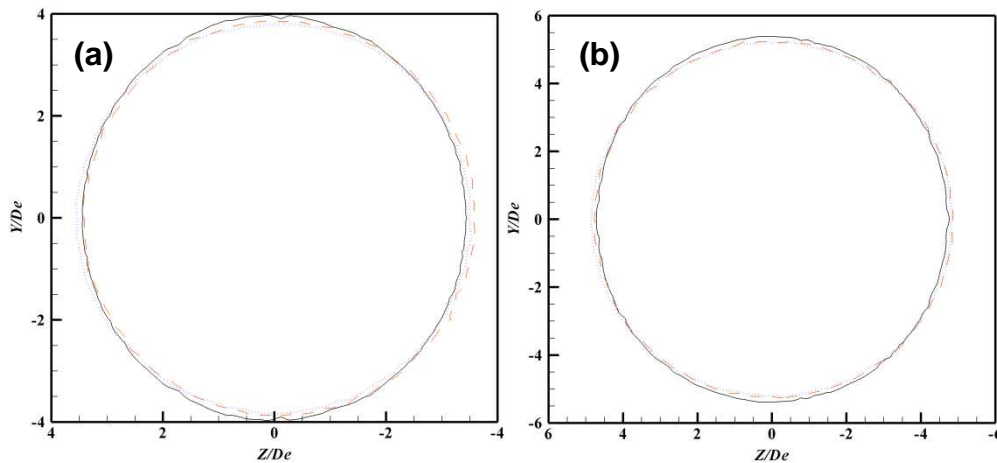


Figure 5.45: (a) Isocontours  $U/U_{0mean} = 0.1$  superposés; (b) Isocontours  $U/U_{0mean} = 0.03$  superposés: ligne noire continue pour LL–  $S = 2D_e$ , ligne rouge discontinue pour TT –  $S = 2D_e$ , ligne bleu en pointillés pour LT–  $S = 2D_e$

### Analyse qualitative de l’espacement des orifices

Dans ce qui va suivre, nous réduisons l’espacement  $S$  à  $1.41D_e$ . Cela est possible uniquement en configuration TT et LT. En configuration LL une réduction de  $S$  conduirait au chevauchement des lobes en vis-à-vis.

Nous présentons sur la Figure 5.45 et la Figure 5.46, les isocontours de la vitesse longitudinale aux mêmes positions  $X$  que précédemment. La Figure 5.45 correspond à la configuration TT pour laquelle nous avons remarqué une collision des structures longitudinales lorsque  $S$  était égal à  $2D_e$  (Figure 5.43). Ici, pour un espacement plus faible ( $S = 1.41D_e$ ), les structures longitudinales n’ont pas l’espace nécessaire à leur développement. Il apparaît également un phénomène inattendu : une dissymétrie en région centrale inter-jets à  $X = 0.5D_e$  et qui est présente jusqu’à la distance  $X = 3D_e$ . Cela n’est absolument pas visible dans la configuration LT pour le même espacement  $S$  (Figure 5.46)

De prime abord, nous avons tenté de rechercher une explication physique au phénomène de la dissymétrie qui apparaît dans l’écoulement TT  $S = 1.41D_e$ , d’autant plus que Thielen et al. [(Thielen et al. 2003)] ont également reporté l’apparition d’une dissymétrie à l’impact sur une paroi plane, d’un écoulement multi-jets présentant à l’origine une symétrie géométrique et des conditions aux limites parfaites. L’origine de cette dissymétrie dans l’écoulement impactant n’a pas été élucidée par les auteurs.

Avant d’avancer avec le lecteur sur l’explication de l’énigme de la dissymétrie de l’écoulement TT  $S = 1.41D_e$ , il est utile de souligner que dans les jets réels investigués

expérimentalement, il y a toujours présence d'asymétries locales comme cela a été souligné dans le paragraphe 5.3 (Figure 5.16). En effet, il existe des asymétries inhérentes à toute situation expérimentale dues aux conditions imparfaites en amont du soufflage ainsi qu'aux perturbations de l'environnement. L'expérimentateur prend toutes les précautions nécessaires pour atténuer ces perturbations mais il sait qu'il est illusoire de vouloir les éliminer complètement. Ainsi, les perturbations résiduelles peuvent s'amplifier en fonction de l'équilibre local de l'écoulement et leurs conséquences sur les grandeurs physiques sont difficiles à évaluer.

Dans le cadre d'une simulation numérique d'un jet, la présence d'une asymétrie dans l'écoulement, sans que cela ne soit explicable par une asymétrie du domaine et/ou des conditions aux limites, doit déclencher un réflexe de vérification du maillage. Le maillage du cas en question (TT  $S = 1.41D_e$ ) sur un plan transversal en proche soufflage est présenté en Figure 5.48 (a) et confirme notre présomption. Ainsi, la dissymétrie de l'écoulement constatée en Figure 5.46 en région proche soufflage des jets, est produite par un relâchement du maillage sur les lobes externes (Figure 5.48 (a)). Comme dans une situation expérimentale, nous ne savons pas si la perturbation de l'écoulement qui en découle est susceptible de générer des modifications significatives sur les grandeurs dynamiques. Nous proposons donc de tirer avantage de cette situation en comparant le cas TT  $S = 1.41D_e$  avec un « *mauvais maillage* » et le même cas re-simulé avec un « *bon maillage* ». Le résultat de cette prospection sera donné dans la prochaine version du manuscrit, la simulation du cas TT  $S = 1.41D_e$  avec un « *bon maillage* » étant en cours. En attendant, nous allons poursuivre la comparaison des différents cas en espérant que la perturbation constatée ne modifie pas de façon significative les grandeurs dynamiques sur lesquels nous basons l'analyse et les conclusions correspondantes.

Pour illustrer les conséquences de la dissymétrie du maillage sur la vorticité longitudinale, nous avons représenté sur la Figure 5.48 (b) les isocontours de  $\omega_x$    la distance axiale  $X = 2D_e$ , pour les configurations TT et LT pour les deux espacements  $S$  ( $2D_e$  et  $1.41D_e$ ). Dans la configuration TT, la perte de symétrie de l'écoulement est concomitante avec une rupture des paires de structures centrales. Nous n'avons plus deux paires de vorticité comme cela est le cas pour  $S = 2D_e$ , mais trois structures, une grande (en forme d'*os*) de signe positif séparant deux petites (en forme de *lune*) de signes négatif et situées de part et d'autre de la vorticité de signe positif. La dissymétrie du maillage produit également une désintégration des paires horizontales de la vorticité (Figure 5.48 (b)). Sur la configuration LT, aucun de ces phénomènes (dissymétrie et désintégration de la vorticité) n'est visible. Dans l'espace inter-jets de la configuration LT, une structure longitudinale se développe pendant que le lobe en vis-à-vis se rétracte laissant place au développement de la dite structure. Cette configuration est donc avantageuse au regard de l'occurrence du croisement d'axes de chaque jet élémentaire. Concernant la vorticité longitudinale, nous assistons à une fusion de la vorticité (horizontale et diagonale) comme montré sur la Figure 5.48 (b).

En raison de la collision dans la configuration TT des structures longitudinales en vis-à-vis et de l’altération du phénomène de croisement d’axes qui en résulte, nous nous attendons pour  $S = 1.41D_e$  en proche soufflage, à une meilleure induction dans la configuration LT par rapport à la configuration TT. Il est intéressant de noter pour la configuration TT  $S = 1.41D_e$  (Figure 5.46) que le manque d’espace entre les deux jets conduit au développement de l’écoulement dans la direction verticale (Figure 5.46,  $X=10D_e$ ), ce qui le rend extrêmement semblable au jet elliptique à  $X=4D_e$  une fois son croisement d’axes achevé [Yoon et Lee 2003] (Voir Chapitre 1, Figure 1.11, page 34).

En région lointaine, nous avons superposé en Figure 5.49 les contours de la vitesse longitudinale de ces deux configurations. Nous avons superposé à ces contours, celui de la configuration de référence LL–  $S = 2D_e$ . Il ne semble pas y avoir de différence importante en terme d’expansion en région lointaine pour ces trois configurations. Peut-être un léger accroissement de l’expansion pour la configuration LT–  $S = 1.41D_e$  par rapport à TT–  $S = 1.41D_e$ . Cela sera quantifié plus loin à l’aide du paramètre  $A_{Flow}$  défini dans le paragraphe 5.3 de ce Chapitre.

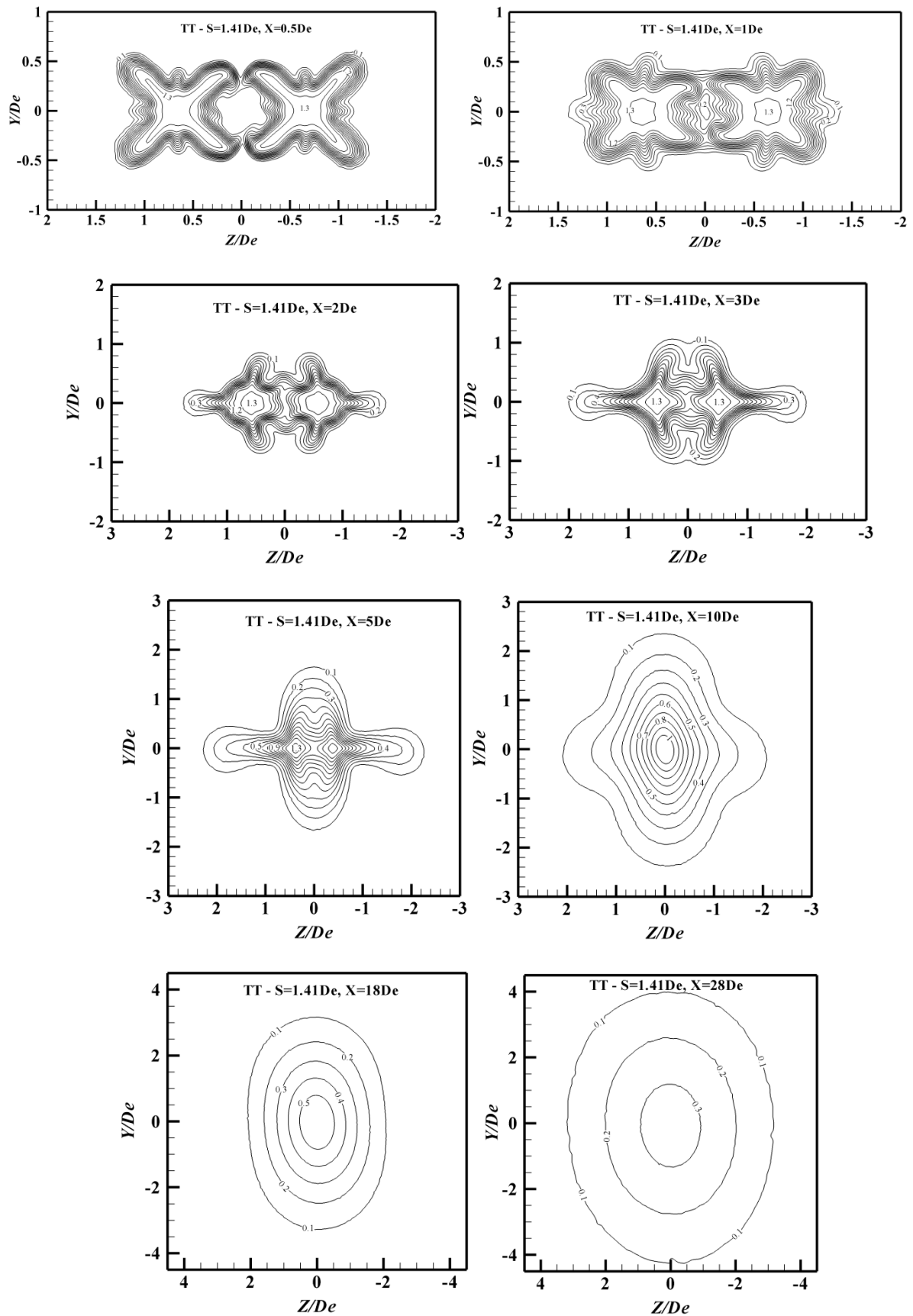


Figure 5.46: Isocontours de la vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0mean}$  à différentes distances axiales pour la configuration  $TT - S = 1.41D_e$

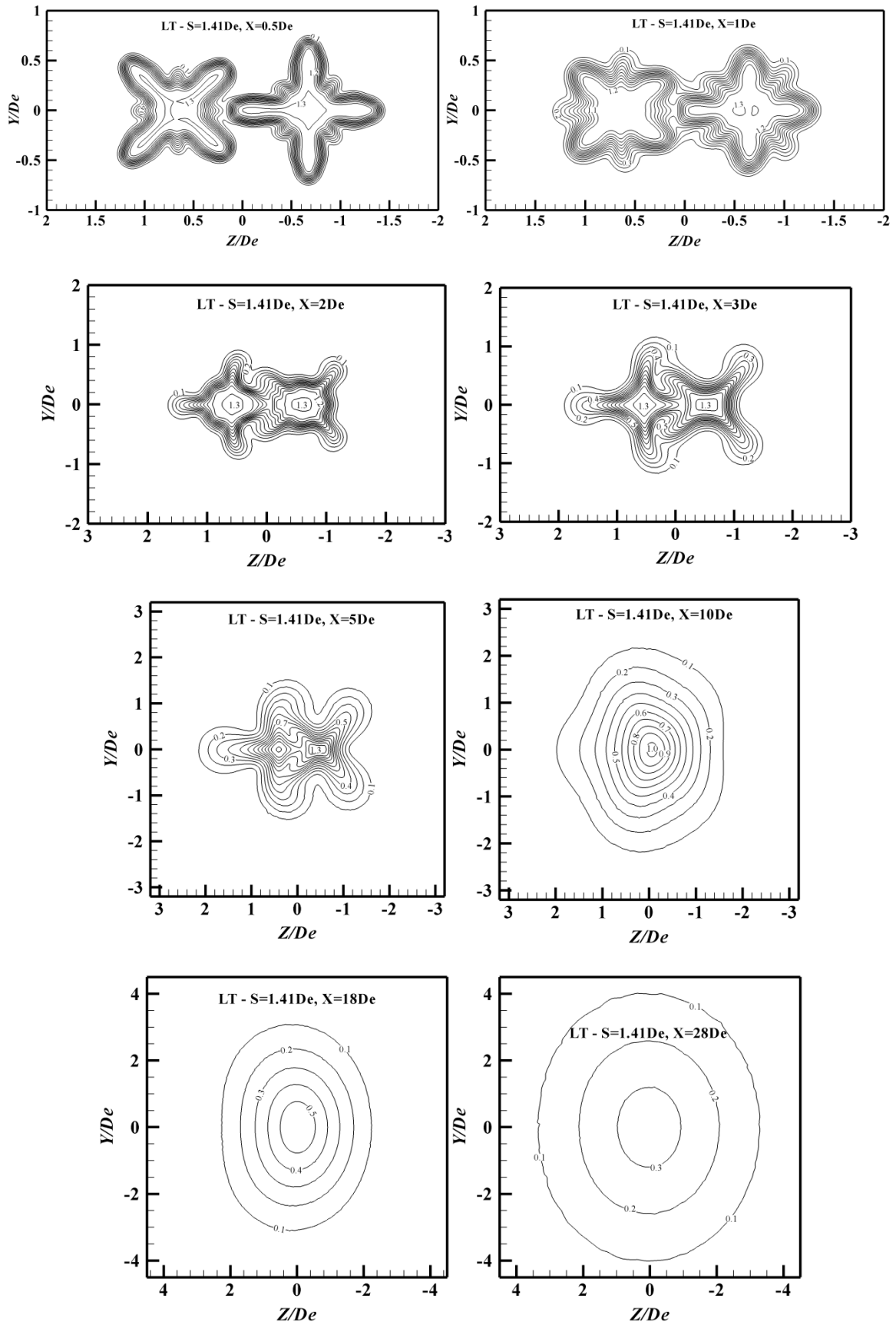


Figure 5.47: Isocontours de la vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0mean}$  à différentes distances axiales pour la configuration  $LT - S = 1.41D_e$

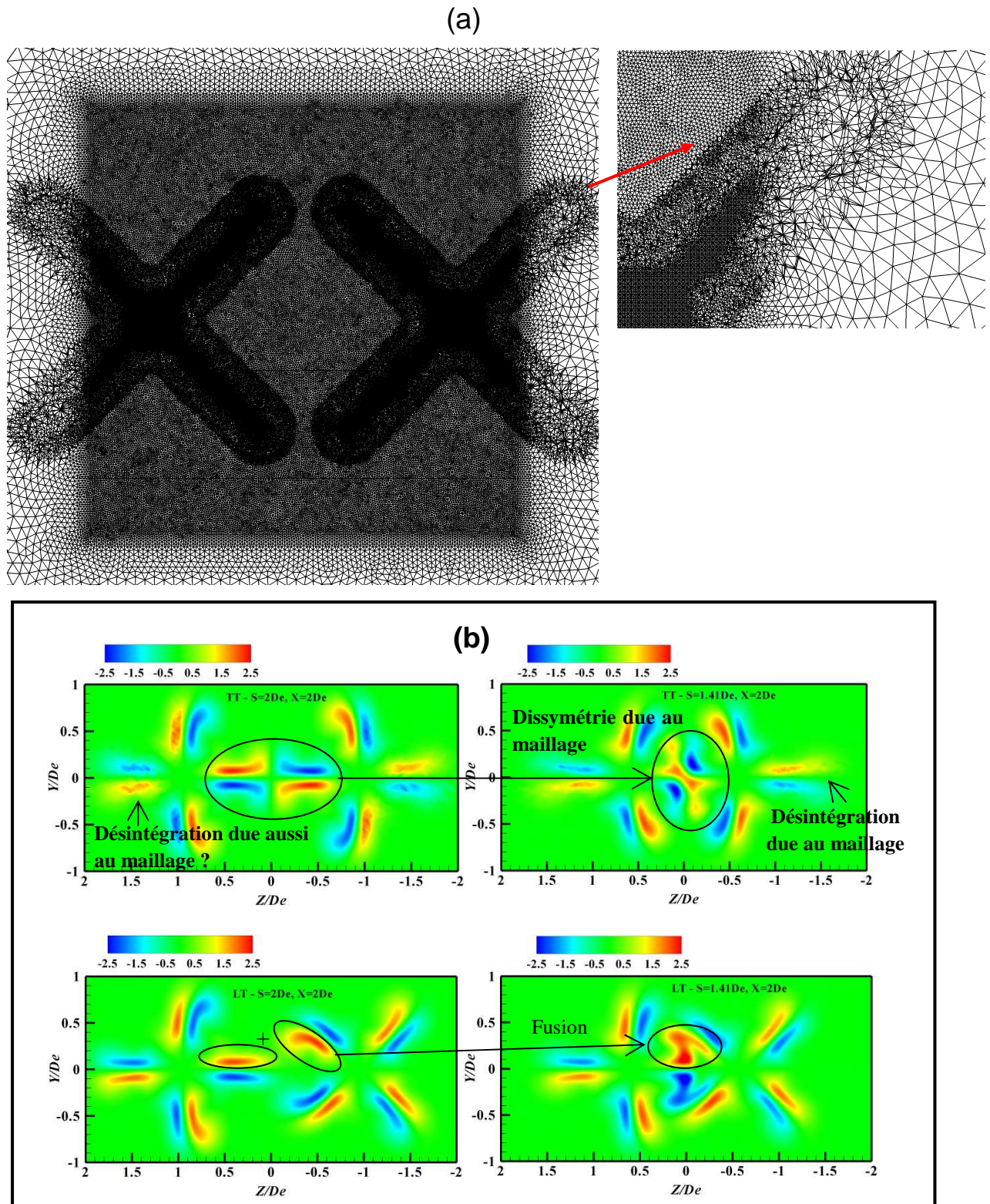


Figure 5.48: (a) Mise en évidence de la dissymétrie du maillage au soufflage dans le cas TT –  $S = 1.41D_e$  ; (b) Isocontours de la vorticité longitudinale  $\omega_x$  à la distance axiale  $X = 2D_e$  - Mise en évidence de la dissymétrie de l'écoulement et de la désintégration de la vorticité en configuration TT due au problème de maillage. Mise en évidence de la fusion de la vorticité dans la configuration LT

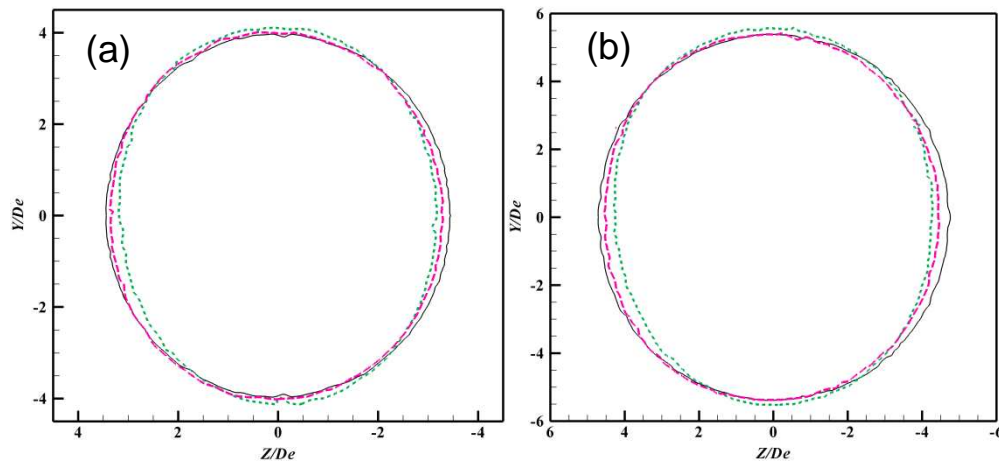


Figure 5.49: (a) Isocontours superposés  $U/U_{0mean} = 0.1$ ; (b) Isocontours superposés  $U/U_{0mean} = 0.03$ : ligne noire continue pour LL–  $S = 2D_e$ , ligne verte en pointillés pour TT–  $S = 1.41D_e$ , ligne rose discontinue pour LT–  $S = 1.41D_e$

### Analyse quantitative de la disposition des orifices et de leur espacement

Nous présentons sur la Figure 5.49 (a) l'évolution axiale de l'air du jet  $A_{Flow}$  en fonction de la distance axiale normalisée  $X / D_e$ . Comme suspecté précédemment, cette quantité varie peu selon les différentes configurations en région lointaine, avec un écart de 8% à  $X = 30D_e$  entre les configurations les plus éloignées, à savoir, LL–  $S = 2D_e$  et TT–  $S = 1.41D_e$ . Dans la région proche soufflage, l'écart maximal enregistré entre ces deux configurations est de 20% à  $X = 4D_e$ . Entre les configurations LL– $S = 2D_e$  et LT– $S = 1.41D_e$ , nous enregistrons un écart de 6% à  $X = 30D_e$  et de 16% à  $X = 2D_e$ , ce qui place la configuration LT– $S = 1.41D_e$  comme un bon compromis lorsque une augmentation du taux de perforation est recherché. Nous avons voulu comparer cette configuration au jet croix libre simulé également par le modèle de turbulence SST  $k - \omega$  (Chapitre 4). Il est à noter que lorsque l'évolution axiale d'un jet libre est comparée à celle d'un écoulement de deux jets coalescents, l'adimensionnement de la distance axiale  $X$  doit être adapté. Dans le contexte de cette comparaison, la dimension pertinente pour le jet libre est le diamètre équivalent  $D_e$  de l'orifice, alors que pour l'écoulement de deux jets coalescents, la dimension pertinente est le diamètre  $D_0$  équivalent à l'aire totale de soufflage incluant les deux orifices. De même, l'aire de référence  $A_0$  est adaptée : elle vaut la section d'un orifice pour le jet libre et la section totale des deux orifices pour les jets coalescents. Suivant cette règle, nous comparons sur la Figure 5.49 (b) les évolutions axiales de la quantité  $A_{Flow}$  du jet croix libre et des deux jets croix coalescents en configuration LT–  $S = 1.41D_e$ . Ainsi, pour une même section de



diffuseur  $A_0$ , les expansions dynamiques du jet libre et des jets coalescents seraient identiques à une même position axiale  $X$ .

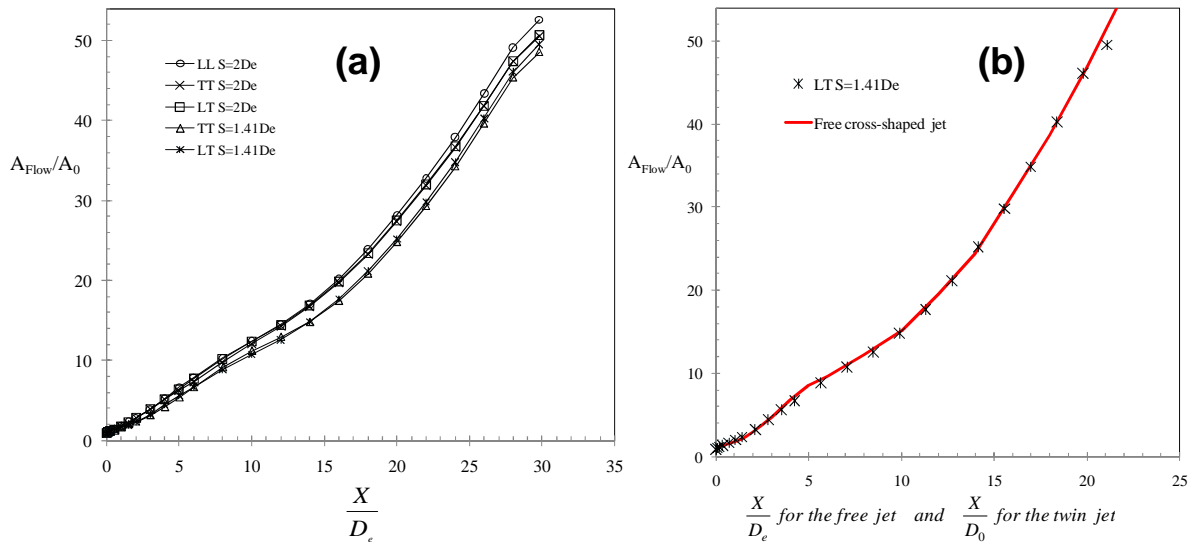


Figure 5.50: (a) Comparaison des courbes d'évolutions axiales des sections normalisées ; (b) comparaison au jet croix libre simulé par le modèle de turbulence SST  $k - \omega$ . L'axe  $X$  est normalisé par  $D_e$  pour le jet libre et par  $D_0$ , diamètre équivalent à deux orifices, pour les jets coalescents

Concernant le débit volumique (Figure 5.51), en région lointaine toutes les configurations sont presque équivalentes avec un écart de 4% à  $X = 30D_e$  entre les configurations LL-  $S = 2D_e$  et TT-  $S = 1.41D_e$  et de 2% entre les configurations LL-  $S = 2D_e$  et LT-  $S = 1.41D_e$ . En région proche soufflage, les écarts entre les mêmes couples de configurations sont respectivement de 14% et 9% à  $X = 5D_e$ . Là aussi, la configuration LT-  $S = 1.41D_e$  se dégage comme un bon compromis au regard de l'objectif visé. Comme pour la quantité  $A_{Flow}$ , nous comparons pour la quantité  $Q$ , les résultats obtenus pour la configuration LT-  $S = 1.41D_e$  à ceux obtenus pour le jet libre croix simulé par le modèle de turbulence SST  $k - \omega$ . Nous retrouvons comme précédemment des évolutions identiques.



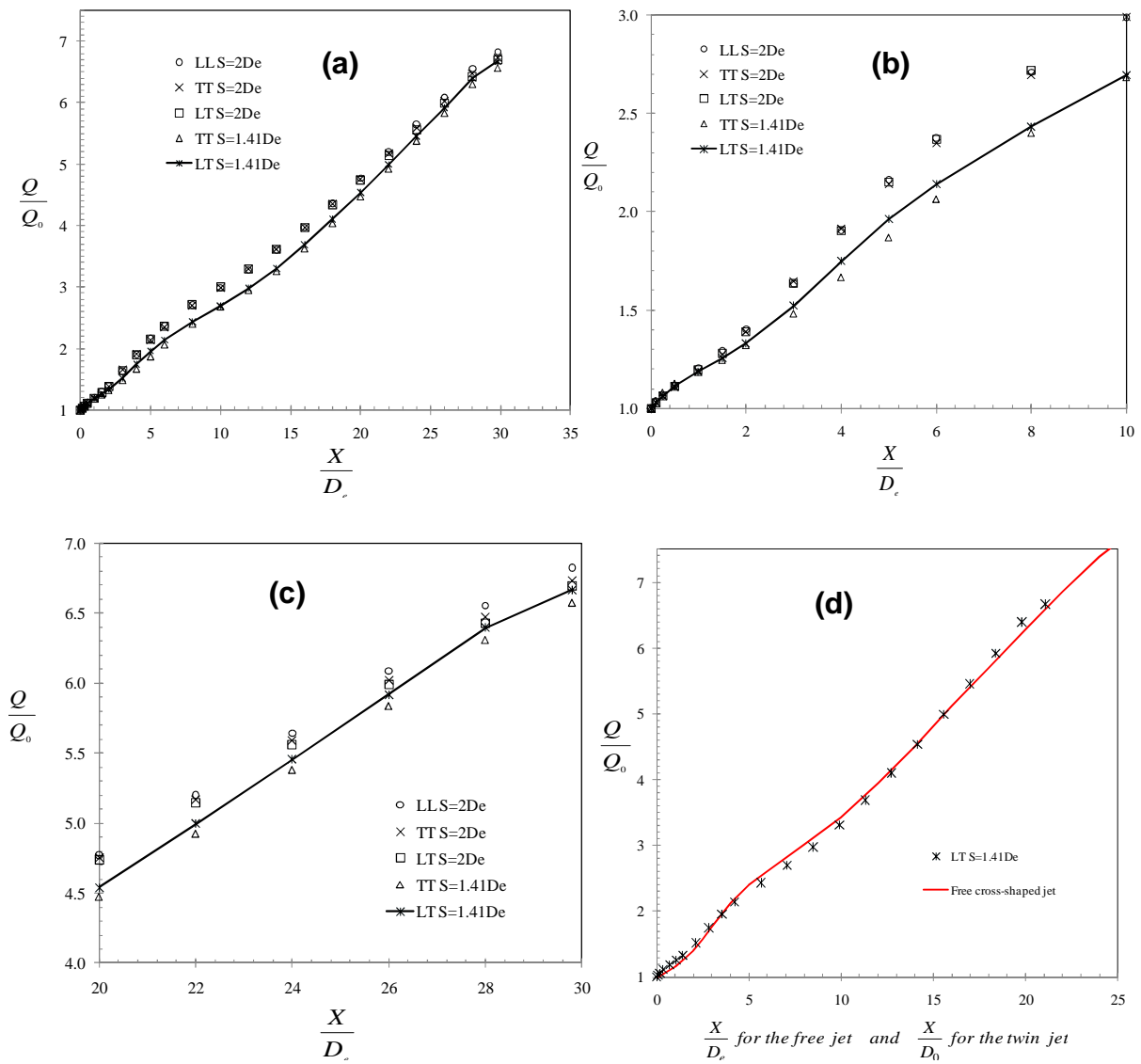


Figure 5.51: Comparaison des courbes d'évolutions axiales des débits normalisés, sur l'ensemble de la plage simulée (a), dans la région initiale (b) et dans la région lointaine (c), comparaison au jet croix libre simulé par le modèle de turbulence SST  $k - \omega$  (d) - l'axe  $X$  est normalisé par  $D_e$  pour le jet libre et par  $D_0$ , diamètre équivalent à deux orifices, pour les jets coalescents

Les décroissances de la vitesse moyenne des écoulements dans les différentes configurations sont présentées sur la Figure 5.52. Les résultats sont en accord avec les précédents : s'il existe des écarts en proche soufflage (12% à  $X=2D_e$ ), en région lointaine les courbes se rejoignent (4% d'écart à  $30D_e$ ) ce qui signifie que les portées de jets sont comparables.

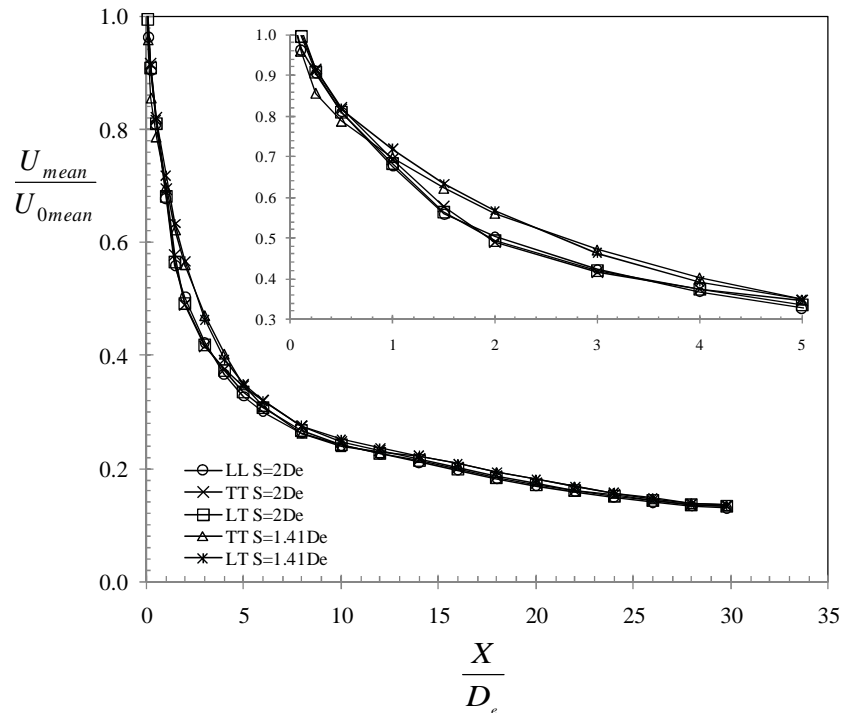


Figure 5.52: Comparaison des courbes d'évolutions axiales des vitesses moyennes normalisées, sur l'ensemble de la plage simulée et zoom sur la région proche soufflage

Analysons à présent les évolutions axiales de l'énergie cinétique turbulente. Nous avons tracé sur la Figure 5.53 (a), l'intégrale surfacique de l'énergie cinétique turbulente *ITKE* (équation (5.16)) et sur la Figure 5.53 (b), l'énergie cinétique turbulente moyenne *ATKE* (équation (5.15)).

$$ATKE ( X ) = \frac{\int U(Y, Z) \cdot TKE(Y, Z) dYdZ}{\int U(Y, Z) dYdZ} \Big|_{U>0.15m/s} \quad (5.15)$$

$$ITKE ( X ) = \int TKE(Y, Z) dYdZ \Big|_{U>0.15m/s} \quad (5.16)$$

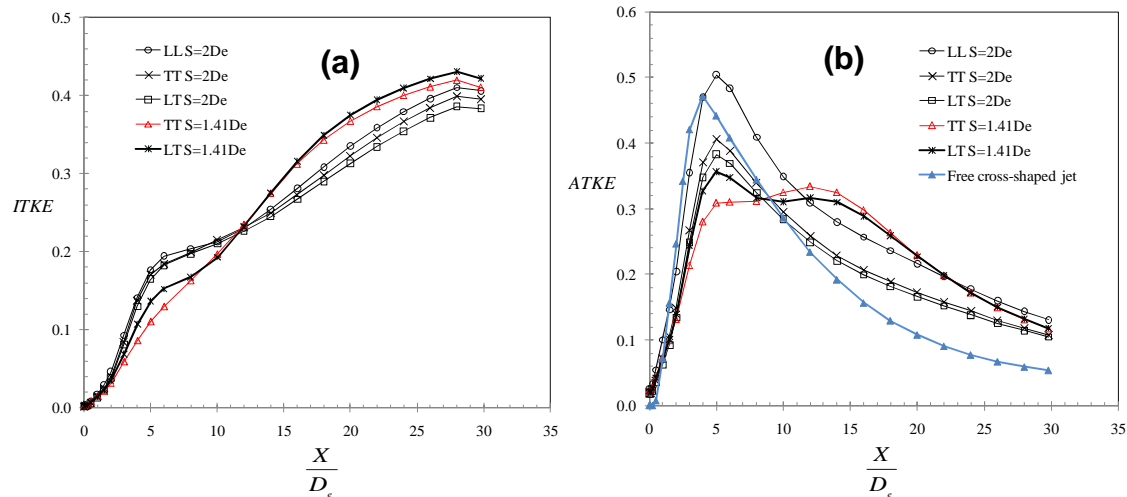


Figure 5.53: Comparaison des courbes d’évolutions axiales de l’intégrale surfacique de l’énergie cinétique turbulente (a) et de l’énergie cinétique turbulente moyenne (b)

En région proche soufflage, la configuration TT–  $S = 1.41D_e$  (courbe rouge) présente une variation atypique : seule cette configuration ne présente pas de pic sur les quantités  $ITKE$  et  $ATKE$  autour de  $X = 5D_e$ . En même temps, nous avons remarqué précédemment que dans cette configuration le phénomène de croisement d’axes était contrarié en raison du non-développement des structures longitudinales entre les deux jets (Figure 5.45). Par déduction, on pourrait légitimement avancer que le pic de  $ATKE$  à  $X = 5D_e$  est dû à l’intensification de la turbulence suite au phénomène de croisement d’axes de chaque jet élémentaire. Ce pic est d’ailleurs présent dans le jet croix simulé (voir courbe bleue sur la Figure 5.53 b). Dans le jet libre le pic se produit à  $X = 4D_e$  au lieu de  $X = 5D_e$ . La coalescence semble ainsi retarder légèrement le phénomène.

Ces observations nous ont amenés à analyser également l’évolution de la quantité de mouvement  $M$  (équation (5.17)) des écoulements en proche soufflage, avec une confrontation aux données expérimentales disponibles (Figure 5.54).

$$M ( X ) = \int U^2 ( Y , Z ) dYdZ \Big|_{U>0.15m/s} \quad (5.17)$$

Il a été longtemps avancé que la quantité de mouvement dans tout type de jet se conservait [(Rajaratnam et Pani 1972),(Townsend 1976)], jusqu’à la publication des travaux de [(Kotsovinos et Angelidis 1991)] qui sont venus contredire cette hypothèse. Les auteurs ont montré que la quantité de mouvement n’est pas constante en général, car l’air ambiant induit dans le jet peut accroître sa quantité de mouvement.

Si l’on compare les cinq configurations de jets coalescents simulés (Figure 5.54), la configuration TT–  $S = 1.41D_e$  se distingue par l’absence de *ligne de crête* sur la quantité de

mouvement ; la *ligne de crête* est présente dans les quatre autres configurations entre  $2D_e$  et  $6D_e$ . Pour la configuration TT-  $S=1.41D_e$  la quantité de mouvement présente un plateau dans cette région. Sur l'évolution expérimentale de  $M$  en configuration LL -  $S=2D_e$  (expérience utilisée pour la validation du modèle de turbulence au début de ce Chapitre), nous retrouvons la même allure : une *ligne de crête* est présente entre  $2D_e$  et  $6D_e$ . Ce phénomène est également présent dans le jet croix libre simulé et réel (Figure 5.54).

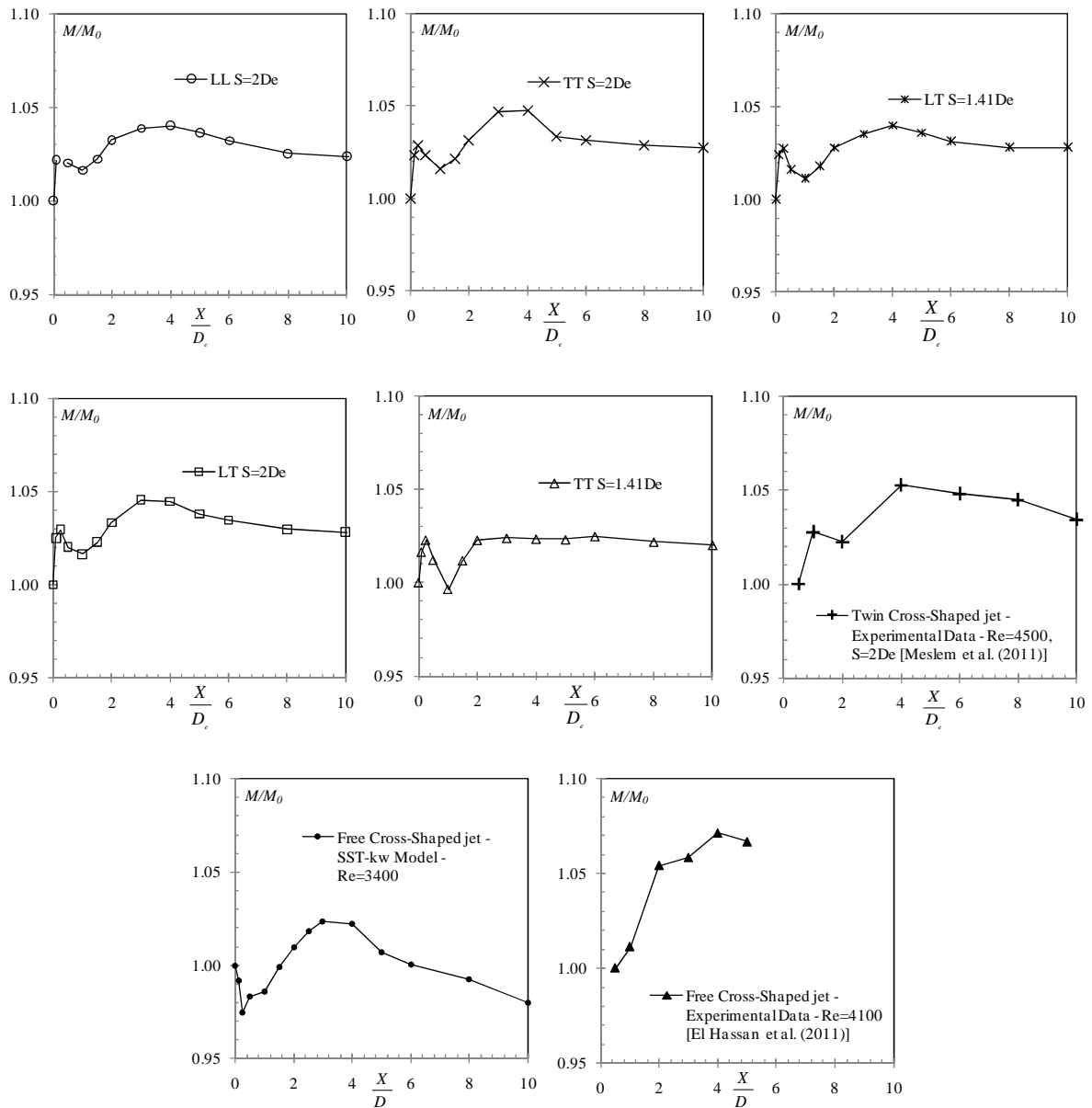


Figure 5.54: Comparaison de l'évolution axiale de la quantité de mouvement normalisée pour les jets croix coalescents et le jet croix libre – confrontation aux données expérimentales

Les figures (Figure 5.53 et Figure 5.54) sont donc complémentaires. Elles indiquent que le croisement d’axes dans la région initial du jet lobé par le développement des structures longitudinales, s’accompagne d’une intensification de l’énergie cinétique turbulente et de la quantité de mouvement. Lorsque le croisement d’axes est contrarié, soit dans le cas présent en configuration  $TT-S = 1.41D_c$ , il n’y a pas d’intensification de l’énergie cinétique turbulente et de la quantité de mouvement dans la région initial du jet.

Revenons à la Figure 5.54 pour discuter un point qui n’a pas encore été abordé. Dans les configurations des jets coalescents (simulés et expérimental), on observe sur l’évolution axiale de la quantité de mouvement, un premier pic très près du soufflage à  $X \leq 1D_c$ . Ce premier pic n’étant pas présent dans le jet croix libre (voir Figure 5.54), on pourrait penser qu’il est provoqué par les effets couplés induction/dépression dans la région de convergence. Nous avons montré précédemment [(Meslem et al. 2011b)] que dans la région de convergence, une zone conique de dépression de longueur  $X \approx 0.5D_c$  est présente entre les deux jets (Figure 5.10). Dans le jet libre, nous constatons au contraire une baisse de la quantité de mouvement pour  $X \leq 0.25D_c$ , avant que cette quantité n’entame une croissance vers la *ligne de crête*. Cette baisse est probablement due à la contraction de l’écoulement (*venna contracta*) qui modifie la distribution du profil de la vitesse longitudinale dans cette région. La quantité intégrale donnée par l’équation (5.17) étant calculée avec un critère d’arrêt fixe pris arbitrairement comme représentant la frontière du jet avec l’ambiance, une variation brusque du profil de vitesse peut avoir une telle conséquence sur  $M$ . Dans ce cas, en configuration de jets coalescents l’effet de décroissance de  $M$  suite à la *venna contracta* serait balancé par l’effet de croissance de  $M$  par l’effet induction/dépression due à la coalescence.

### 5.5.3 Conclusion

Pour clore ce chapitre, nous avons voulu retourner au point central de notre problématique, à savoir, l’augmentation du taux de perforation d’un panneau perforé tout en conservant les phénomènes locaux à l’origine de l’intensification du mélange de l’écoulement multi-jets lobés. Nous rappelons pour cela le résultat expérimental (Figure 5.55) qui a mis en évidence la performance d’un panneau à perforation en forme de croix en comparaison à un panneau de référence à perforations circulaires [(Meslem et al. 2010)]. L’espacement inter-trous était alors  $S = 3.5D_c$ .

L’intérêt porté sur l’écoulement de deux jets coalescents dans le cadre des présents travaux n’a pas pour prétention de substituer un écoulement multi-jets par un écoulement formé par deux jets coalescents. L’idéal aurait été de pouvoir simuler l’écoulement multi-jets, avec la finesse de maillage nécessaire à la captation des phénomènes locaux (la plus petite maille était de l’ordre 2/100 de millimètre). Cela n’est évidemment pas à la portée des machines d’aujourd’hui. L’expérience que nous avons des jets lobés, élémentaires, en coalescence ou de

grille [(Nastase 2007), (Nastase et al 2008), (Meslem et al 2010), (El Hassan et Meslem 2010), (Meslem et al 2011a), (El Hassan et al 2011)], nous amène à dire que tant que nous préservons certains phénomènes locaux en proche soufflage (développement des structures longitudinales, croisements d’axes des jets élémentaires...), l’accroissement de l’induction est acquis à l’échelle d’un écoulement multi-jets lobés. C’est à cette problématique que nous nous sommes attelés le long de ce Chapitre : préserver le développement des structures longitudinales et le croisement d’axes correspondant tout en rapprochant les orifices pour permettre l’accroissement du taux de perforation à l’échelle d’une grille de diffusion de l’air.

Sur la simulation de deux jets coalescents, l’idée n’est pas non plus de quantifier précisément l’accroissement de l’induction en fonction des configurations géométriques. Nous avons montré en effet que le modèle RANS qui permettait de prédire au plus proche de l’expérience l’évolution axiale du débit, le faisait avec un écart pouvant atteindre 14% [(Meslem et al. 2011b)] (Figure 5.15 b). Le regroupement des courbes de débit sur la Figure 5.56 permet de pointer cet état de fait : la courbe expérimentale obtenue pour la configuration LL–  $S = 2D_e$ , est située dans le faisceau de courbes numériques correspondant à l’étude paramétrique que nous venons de mener. D’ailleurs, le modèle de turbulence ayant tendance à surestimer le débit (Figure 5.15 b), nos points expérimentaux obtenus pour LL–  $S = 2D_e$ , sont très proches des points numériques de la configuration la moins performante selon le calcul numérique, à savoir, TT–  $S = 1.41D_e$ .

Nous devons donc être vigilants quant à l’interprétation des résultats numériques. Si l’on peut avancer des conclusions sur les aspects qualitatifs, on ne pourra pas quantifier numériquement les variations des grandeurs dynamiques en fonctions des paramètres géométriques. Autrement dit, nous pouvons faire confiance à la prédiction du sens des variations des grandeurs dynamiques en fonction des paramètres géométriques. Nous ne pouvons pas faire confiance aux échelles de variations correspondantes.

En attendant que l’analyse de l’écoulement de jets coalescents en fonction du nombre de Reynolds de soufflage soit faite (simulations réalisées mais non exploitées), nous avons mis sur la Figure 5.56 les points expérimentaux obtenus à Reynolds  $Re_0 = 800$  en configuration LL–  $S = 2.7D_e$  [(Meslem et al. 2010)]. Les points expérimentaux de deux jets coalescents circulaires sont également mis pour servir de comparaison. Si l’on observe uniquement les points expérimentaux et si l’on considère que l’espacement  $S$  a une influence négligeable dans la plage [ $2D_e$  -  $2.7D_e$ ] (dans les deux cas, le croisement d’axes se produit sans effet de blocage), on peut avancer la conclusion suivante : il résulte de l’augmentation du nombre de Reynold une augmentation du taux d’induction en région initiale. La tendance semble s’inverser autour de  $X = 4D_e$ , le jet à faible nombre de Reynolds ayant un entrainement relatif plus grand. Il faut rester néanmoins prudent car l’entrainement dépend aussi des régimes d’écoulement et à  $Re_0 = 800$  nous sommes dans un régime atypique (ni turbulent, ni laminaire).

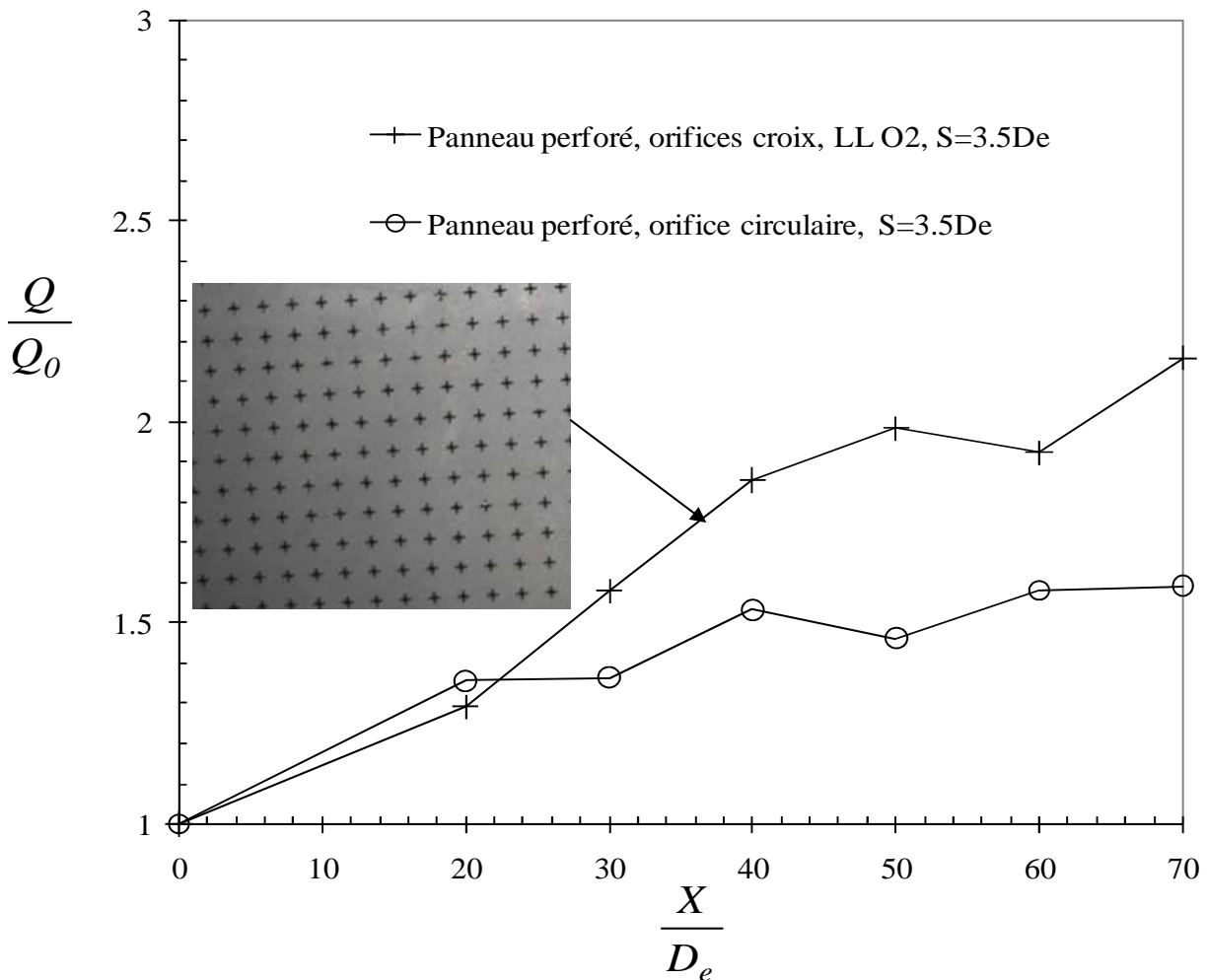


Figure 5.55: Evolution axiale du débit volumique d’un écoulement multi-jets lobés. Comparaison du panneau à perforations en forme de croix au panneau à perforations circulaires [(Meslem et al. 2010)]

Faisons pour finir le calcul du taux de perforation d’un panneau perforé pour un espacement  $S$  respectivement égal à  $2.7D_e$ ,  $2D_e$  et  $1.41D_e$ . Prenons à titre d’exemple une grille de dimensions de  $400\text{mm} \times 150\text{mm}$  et des orifices de diamètre équivalent  $D_e = 10\text{mm}$ . Le nombre d’orifices serait égal respectivement à 70, 133 et 270 pour ces perforations, soit une transparence respectivement de 10%, 18.5% et 38.5%. Pour un taux de transparence plus élevé que 38.5%, on pourrait alterner des fentes et des orifices lobés. On pourrait également interposer des micro-orifices circulaires entre les orifices lobés. L’ensemble de ces solutions seront à tester dans la cellule test échelle 1 thermiquement gardée nouvellement construite au LEPTIAB (Figure 5.57).

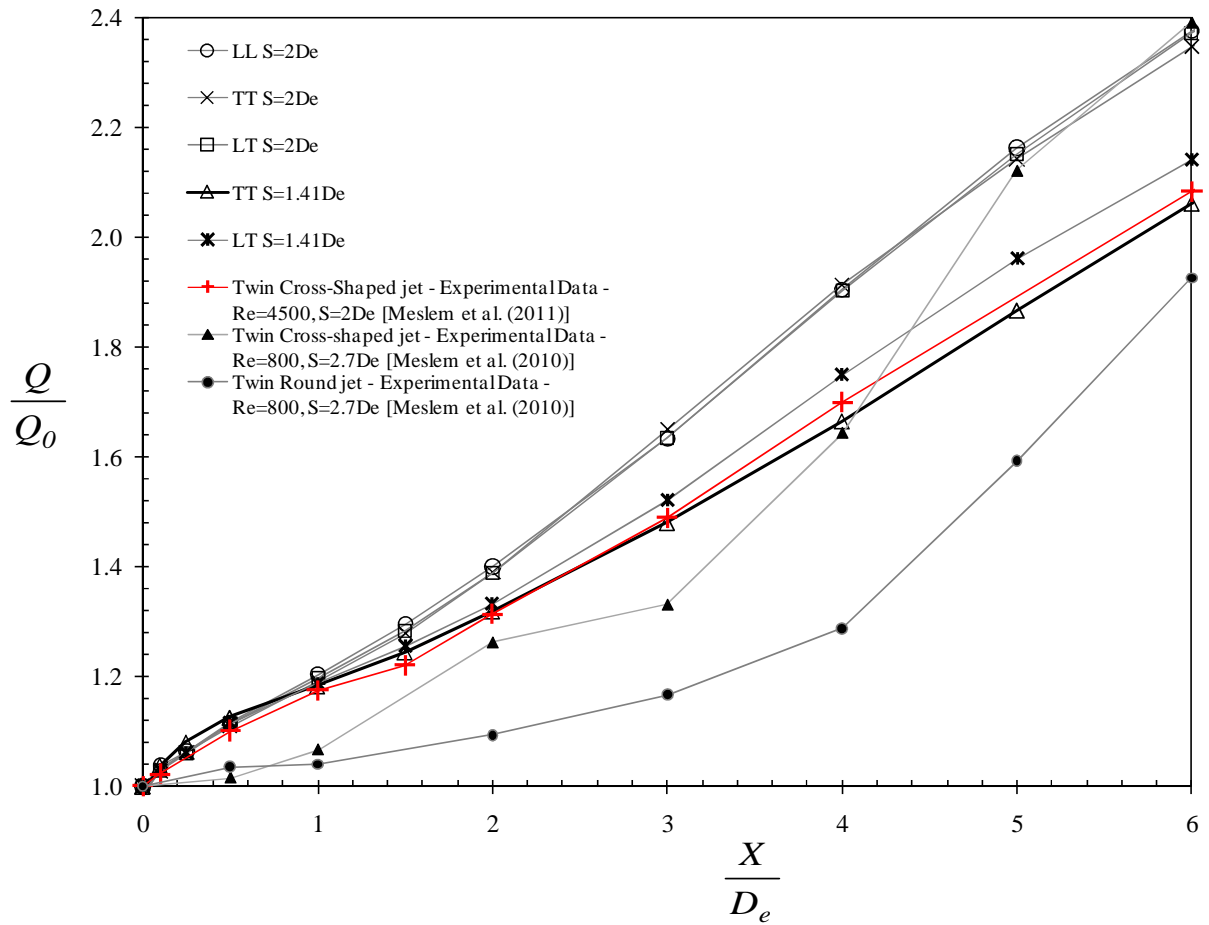


Figure 5.56: Evolution axiale des débits normalisés en région proche soufflage – comparaison aux données expérimentales





Figure 5.57: (a-d) Cellule de Diffusion de l'Air nouvellement construite au LEPTIAB et sa Centrale de Traitement d'Air; (d) une des grilles lobée à mettre en situation dans la cellule test

## CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Nos travaux de thèse s'intègrent dans le cadre général d'une recherche menée au LEPTIAB depuis environ une dizaine d'années. Elle concerne de façon générale, l'exploitation du contrôle passif des écoulements au service de la réduction de la consommation énergétique du bâtiment. Une des applications du contrôle passif (d'autres idées d'applications du procédé sont en cours d'exploration au Laboratoire) consiste à favoriser le mélange des jets d'air à l'air ambiant par ce procédé. Le but est d'atteindre une meilleure maîtrise des aspects de confort et de la diffusion de l'air dans le bâtiment. Une réduction des débits insufflés dans le bâtiment devient possible pour répondre à une nécessité de réduction de la consommation énergétique tout en préservant les conditions de confort et de la qualité de l'air requises pour l'utilisateur.

La thèse traite de la simulation numérique de jets d'air lobés pour l'optimisation des Unités Terminales de Diffusion de l'Air. Il est présenté tout d'abord une analyse bibliographique exhaustive sur les jets d'air et sur les moyens passifs de leur contrôle. Vient ensuite un exposé des principes de la modélisation des écoulements turbulents. Sur la base des précédents éléments, nous abordons la phase de simulation et d'analyse de jets d'air lobés en trois parties.

La première partie traite de la simulation d'un jet d'air libre à très faible nombre de Reynolds (Reynolds 800) en régime instationnaire. Dans cette étude, nous avons présenté plusieurs cas tests de simulation d'un jet d'orifice en forme de croix que nous avons confrontés à des résultats expérimentaux. Du point de vue quantitatif, la simulation du quart du jet a permis d'obtenir des caractéristiques globales assez satisfaisantes. Pour détecter d'une façon significative l'instationnarité du jet, il a été nécessaire de simuler la totalité du jet, mais ceci a été fait au détriment du nombre de mailles dans le domaine de calcul, ce qui conduit par conséquent à des résultats quantitativement inappropriés. La deuxième partie simule le même jet d'air mais en régime turbulent (Reynolds 3000). Sept modèles de turbulence ont été confrontés à des résultats expérimentaux. Nous montrons la pertinence du modèle RSM (Reynolds Stress Model) pour la prédiction de l'écoulement.

Enfin, la dernière partie du rapport a été dédiée à un point essentiel de nos travaux, à savoir, la simulation de jets coalescents avec une perspective d'élargir les conclusions à un écoulement multi-jets lobés d'une Unité Terminale de Diffusion de l'Air de type panneau perforé. L'intérêt porté sur l'écoulement de deux jets coalescents dans le cadre des présents travaux n'a pas pour prétention de substituer un écoulement multi-jets par un écoulement formé par deux jets coalescents. L'idéal aurait été de pouvoir simuler l'écoulement multi-jets, avec la finesse de maillage nécessaire à la captation des phénomènes locaux moteurs du contrôle passif. Cela n'est évidemment pas à la portée des machines d'aujourd'hui. L'expérience que nous avons des jets lobés, élémentaires, en coalescence ou de grille, nous amène à dire que tant que nous préservons certains phénomènes locaux en proche soufflage (développement

---

des structures longitudinales, croisements d'axes des jets élémentaires...), l'accroissement de l'induction est acquis à l'échelle d'un écoulement multi-jets lobés. C'est à cette problématique que nous nous sommes attelés le long du dernier Chapitre : préserver le développement des structures longitudinales et le croisement d'axes correspondant tout en rapprochant les orifices pour permettre l'accroissement du taux de perforation à l'échelle du diffuseur « *panneau perforé* ».

Tout d'abord, les capacités et les limites des modèles de turbulence  $k-\varepsilon$ , SST  $k-\omega$  et RSM ont été évaluées pour la prédiction des caractéristiques d'un écoulement lobé sous des effets d'interactions complexes. Les résultats numériques de la simulation d'un écoulement de deux jets en forme de croix coalescents sont comparés à des données expérimentales de référence.

Le croisement d'axes de chaque jet croix, qui se produit dans le cas expérimentale entre  $X = 0.5D_e$  et  $X = 3D_e$  est relativement bien prédit par les trois modèles. Cependant, l'interaction des deux jets apparaît prématurément pour les modèles  $k-\varepsilon$  et RSM ce qui conduit à un raccourcissement de la zone de dépression en comparaison au cas expérimental. Parmi les trois modèles évalués, seul le modèle SST  $k-\omega$  reproduit la zone de dépression conique, visible dans le cas expérimental dans la zone de mélange interne des deux jets en région proche soufflage.

Il a été montré que les modèles  $k-\varepsilon$  et RSM fournissent des résultats acceptables en termes d'évolutions axiales de la vitesse maximale et de l'expansion dynamique dans le plan de symétrie de l'écoulement. Pour ces paramètres, le modèle SST  $k-\omega$  échoue en ce sens où l'expansion dynamique de l'écoulement dans le plan de symétrie est sous-estimée, et la longueur du noyau potentiel est surestimée ce qui éloigne la courbe de décroissance de la vitesse axiale de la loi de décroissance expérimentale. Cependant, ce modèle fournit des prédictions satisfaisantes des grandeurs intégrales les plus importantes qui mesurent l'induction de l'écoulement : (i) l'évolution de l'aire d'expansion dynamique, (ii) l'évolution du débit volumique. Le modèle SST  $k-\omega$  fournit les résultats les plus proches des données expérimentales en comparaison aux modèles  $k-\varepsilon$  et RSM. Ces modèles surestiment de façon importante ces grandeurs intégrales nécessaires à la démarche d'optimisation visée.

Dans cette étude, l'écoulement est numériquement résolu à travers l'orifice lobé et le taux de turbulence au soufflage du jet n'est pas contrôlé mais prédit par le modèle. Le modèle SST  $k-\omega$  fournit le champ de l'énergie cinétique turbulente le plus proche du champ expérimental. Les modèles  $k-\varepsilon$  et RSM surestiment sévèrement l'énergie cinétique turbulente initiale. Sachant l'importance de la turbulence au soufflage d'un jet expérimentale, l'extension de son importance au calcul CFD nous semble naturelle et est par ailleurs démontrée dans des études numériques de la littérature. La surestimation des grandeurs turbulentes au soufflage par les modèles  $k-\varepsilon$  et RSM est très probablement à l'origine de leur échec prédictif des grandeurs dynamiques intégrales.

La conclusion générale que l'on peut tirer est qu'aucun des trois modèles de turbulence évalués n'est capable de prédire en même temps, l'ensemble des caractéristiques dynamiques

---

de l'écoulement de jets lobés en interaction. Cependant, parmi ces modèles, SST  $k - \omega$  donne une bonne prédiction de l'interaction des jets, de l'expansion dynamique globale et de l'entraînement de l'air ambiant lorsque l'écoulement est résolu à travers le diffuseur lobé.

Sur la base des grandeurs dynamiques pertinentes identifiées et dont la prédiction par le modèle SST  $k - \omega$  est jugée satisfaisante, nous avons entrepris une analyse paramétrique de l'influence de la géométrie sur la capacité d'induction de l'écoulement lobé couplé à des effets d'interaction.

Il a été mis en évidence numériquement l'influence de la forme des lobes des orifices en forme de croix, sur les grandeurs dynamiques de l'écoulement formé par deux jets lobés coalescents. Il a été montré que des lobes à sommets arrondis sont plus avantageux que des lobes à angles droits. Les gains sur les quantités globales sont de 5% pour l'expansion globale de l'écoulement et de 3.5% pour le débit. Si ces écarts sont plutôt faibles, il s'impose de ne pas les négliger car il est possible que le gain d'induction soit plus grand dans la réalité par rapport à la prédiction. En effet, la confrontation du modèle de turbulence SST  $k - \omega$  aux données expérimentales, nous a amenés à réviser nos attentes vis-à-vis de la prédiction numérique par modèles RANS. Le « meilleur » modèle de turbulence est capable dans une démarche d'optimisation paramétrique, de donner une indication sur le sens de variation des grandeurs dynamiques de l'écoulement mais ne permet pas de fournir des résultats précis sur ces variations. De plus, quand bien même nous confirmerions la faiblesse des gains d'induction par les lobes arrondis, à l'échelle d'une grille de diffusion de l'air pour le bâtiment, de faibles gains locaux peuvent conduire à une amélioration sensible de la diffusion de l'air et du confort thermique des usagers.

Sur les phénomènes locaux que nous avons explorés numériquement, une comparaison de la vorticité longitudinale ainsi que de la vitesse transversale des deux écoulements (issus d'orifices à lobes droits et d'orifices à lobes arrondis) permet une compréhension des phénomènes responsables des différences observées. La concordance évidente des champs numériques et des visualisations expérimentales des écoulements, conforte notre sentiment sur la capacité du modèle de turbulence à répondre aux besoins d'une exploration qualitative des écoulements turbulents.

Enfin, le léger gain d'induction observé, s'accompagne d'une augmentation de l'énergie cinétique turbulente moyenne en proche soufflage suivie d'une réduction de celle-ci au-delà de deux diamètres équivalents, en raison d'une plus grande dilution de l'écoulement.

Au vu de ces résultats, il a été retenu dans l'étude paramétrique menée dans la dernière partie, la forme de lobe la plus avantageuse, à savoir, un lobe à sommet arrondi. L'étude paramétrique a permis de dégager numériquement des tendances de variation des grandeurs dynamiques de deux jets lobés coalescents en forme de croix, en fonction de leur disposition relative et de leur espacement. L'objectif à court terme est de s'appuyer sur l'étude paramétrique menée pour concevoir un diffuseur de type panneau perforé à haute induction et à grand taux de perforation.

---

Une disposition de référence LL (les deux lobes sont en vis-à-vis) a été comparée à deux dispositions notées TT (les deux creux sont en vis-à-vis) et LT (un lobe fait face à un creux) et ce, pour un espacement fixe  $S = 2D_c$ . Pour les trois dispositions étudiées, le croisement d'axes de chacun des deux jets se produit pour cet espacement et les grandeurs dynamiques décrivant l'expansion dynamique et le taux d'induction de l'écoulement restent quasi inchangées. A noter cependant que pour la disposition TT les structures longitudinales horizontales se développant dans les creux en vis-à-vis, entrent en collision. Lorsque l'espacement est réduit à  $S = 1.41D_c$ , le phénomène de collision s'accroît.

Le phénomène de croisement d'axes est alors altéré pour la disposition TT. La disposition LT pour  $S = 1.41D_c$  semble un bon compromis au regard de l'objectif visé. En effet, pour cette disposition, nous avons un creux qui fait face à un lobe. Dans le processus de croisement d'axes, le lobe se rétracte et libère de la place que la structure longitudinale qui se développe dans le creux en vis-à-vis occupe. La comparaison des grandeurs dynamiques de cette configuration à la configuration de référence, indique une légère baisse de la performance d'induction en proche soufflage. En région lointaine, les écarts entre les deux configurations sont négligeables.

Nous avons dégagé ainsi une disposition optimale qui sera implémentée à l'échelle d'un diffuseur réel. L'exploration expérimentale des aspects de couplage jet/ambiance est désormais possible dans la nouvelle cellule de diffusion de l'air thermiquement gardée du LEPTIAB. L'Unité Terminale de Diffusion de l'Air proposée y sera mise en situation et comparée à une grille classique de référence.

---

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abdel-Rahman, A. A., S. F. Al-Fahed, et W. Chakroun. 1996. The near-field characteristics of circular jets at low Reynolds numbers. *Mechanics Research Communications* 23, no. 3: 313–324.
- Abe, K., T. Kondoh, et Y. Nagano. 1994. A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows–I. Flow field calculations. *International journal of heat and mass transfer* 37, no. 1: 139–151.
- Abramovich, G. N. 1963. *The Theory of Turbulent Jets*, (1963). The MIT Press.
- ADEME. 2009. << Chiffres clés du Bâtiment-Energie Environnement >> édition 2009. Disponible sur <http://www2.ademe.fr/> (consulté le 31.12.09).
- Ahuja, K. K., et W. H. Brown. 1989. Shear flow control by mechanical tabs. Dans *AIAA, 2nd Shear Flow Conference*. Vol. 1.
- Arroyo, M. P., et C. A. Greated. 1991. Stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 2: 1181.
- Awbi, H.B. 1991. *Ventilation of Buildings*. London: E & FN Spon, 1991.
- Barnett, D. O., et H. T. Bentley. 1974. Statistical bias of individual realization laser velocimeters. Dans *Proceedings of the 2nd International Workshop on Laser Velocimetry, Purdue University*, 428–444.
- Belovich, V. M, et M. Samimy. 1997. Mixing processes in a coaxial geometry with a central lobed mixer-nozzle. *AIAA journal* 35, no. 5: 838–841.
- Berg, J. R., S. J. Ormiston, et H. M. Soliman. 2006. Prediction of the flow structure in a turbulent rectangular free jet. *International communications in heat and mass transfer* 33, no. 5: 552–563.
- Bohl, D. G., et J. F. Foss. 1996. Enhancement of passive mixing tabs by the addition of secondary tabs. *AIAA paper 96-054*.
- Bradbury, L. J. S., et A. H. Khadem. 1975. The distortion of a jet by tabs. *Journal of Fluid Mechanics* 70, no. 4: 801–813.
- Bradshaw, P. 1987. Turbulent secondary flows. *Annual review of fluid mechanics* 19, no. 1: 53–74.
- Brown, G. L, et A. Roshko. 1974. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* 64, no. 04: 775–816.
- Collin, E. 2001. Etude de l'injection radiale de fluide dans une couche de mélange annulaire supersonique.
- Nathan, C. J, P. Merati, et H. Hu. 2005. Numerical simulation of the vortical structures in a lobed jet mixing flow. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting ang Exhibit (AIAA--0635)*.
- Corrsin, S., M. S Uberoi, et NACA. 1949. *Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet*. National Advisory Committee for Aeronautics.
- Craft, T. J., B. E. Launder, et K. Suga. 1995. A non-linear eddy viscosity model including sensitivity to stress anisotropy. Dans *Symposium on Turbulent Shear Flows, 10 th, Pennsylvania State Univ, University Park*, 23–19.
- Craft, T. J., B. E. Launder, et K. Suga. 1996. Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17, no. 2: 108–115.
- Daly, B. J, et F. H Harlow. 1970. Transport equations in turbulence. *Physics of Fluids* 13: 2634.

- 
- Danaila, I., et F. Anselmet. 1997. ETUDE DES INSTABILITÉS ET DES STRUCTURES COHÉRENTES DANS LA ZONE DE PROCHE SORTIE D'UN JET AXISYMMÉTRIQUE.
- Danaila, I., J. Dušek, et F. Anselmet. 1997. Coherent structures in a round, spatially evolving, unforced, homogeneous jet at low Reynolds numbers. *Physics of Fluids* 9: 3323.
- Davidson, L. 2010. Fluid mechanics, turbulent flow and turbulence modeling. *Production*.
- Davies, P., M. J. Fisher, et M. J. Barratt. 1963. The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. *Journal of Fluid Mechanics* 15, no. 03: 337–367.
- Davis, M. R. 1982. Variable control of jet decay. *AIAA Journal* 20: 606–609.
- Demuren, A. O., et V. R.V Wilson. 1999. Streamwise vorticity generation in laminar and turbulent jets. *ReD* 11: 1.
- Demuren, A. O., et W. Rodi. 1984. Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts. *Journal of Fluid Mechanics* 140, no. 1: 189–222.
- Denis, S., et J. P Bonnet. 2000. Contrôle du développement des couches de mélange axisymétriques subsoniques par jets impactant.
- Dimotakis, P. E. 2000. The mixing transition in turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* 409: 69–98.
- Durbin, P. A. 1993. A Reynolds stress model for near-wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 249: 465–498.
- El Hassan, M., et A. Meslem. 2010. Time-resolved stereoscopic particle image velocimetry investigation of the entrainment in the near field of circular and daisy-shaped orifice jets. *Physics of Fluids* 22: 035107.
- El-Hassan, M., A. Meslem, and K. Abed-Meraïm, *Experimental investigation of the flow in the near-field of a cross-shaped orifice jet*. *Phys. Fluids*, 2011. **23**(045101): p. 16 p.
- Faghani, E., R. Maddahian, P. Faghani, et B. Farhanieh. 2010. Numerical investigation of turbulent free jet flows issuing from rectangular nozzles: the influence of small aspect ratio. *Archive of Applied Mechanics* 80, no. 7: 727–745.
- Fanger, P. O., A. K. Melikov, H. Hanzawa, et J. Ring. 1988. Air turbulence and sensation of draught. *Energy and Buildings* 12, no. 1: 21–39.
- Ferziger, J. H., et M. Peric. 2002. Computational methods for fluid dynamics. 2002. *Chapter* 12: 369–397.
- Foss, J. K., et K. Zaman. 1999. Large-and small-scale vortical motions in a shear layer perturbed by tabs. *Journal of Fluid Mechanics* 382: 307–329.
- Fouras, A., et J. Soria. 1998. Accuracy of out-of-plane vorticity measurements derived from in-plane velocity field data. *Experiments in fluids* 25, no. 5: 409–430.
- Gad-el-Hak, Mohamed, et Andrew Pollard, éd. 1998. *Flow Control*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. <http://www.springerlink.com/content/xyr1qtcecbu60tdd/>.
- Garcia, C. M, P. R Jackson, et M. H Garcia. 2006. Confidence intervals in the determination of turbulence parameters. *Experiments in fluids* 40, no. 4: 514–522.
- Georgiadis, N., C. Rumsey, D. Yoder, et K. Zaman. 2003. Effects of RANS turbulence modeling on calculation of lobed nozzle flowfields. *AIAA paper 2003-1271*.
- Gerlinger, P., P. Stoll, M. Kindler, F. Schneider, et M. Aigner. 2008. Numerical investigation of mixing and combustion enhancement in supersonic combustors by strut induced streamwise vorticity. *Aerospace Science and Technology* 12, no. 2: 159–168.
- Gibson, M. M., et B. E. Launder. 1978. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 86, no. 03: 491–511.
- Goertler, H. 1942. Berechnung von Aufgaben der freien Turbulenz auf Grund eines neuen Näherungsansatzes. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 22, no. 5: 244–254.

- 
- Grenelle. 2007. *Synthèse et rapport du Groupe I <> du Grenelle de l'Environnement. Disponible sur [http://www.legrenelle-environnement.fr/IMG/pdf/G1\\_Synthese\\_Rapport.pdf](http://www.legrenelle-environnement.fr/IMG/pdf/G1_Synthese_Rapport.pdf) (consulté le 31.12.09).*
- Gutmark, E. J., et F. F. Grinstein. 1999. FLOW CONTROL WITH NONCIRCULAR JETS 1. *Annual review of fluid mechanics* 31, no. 1: 239–272.
- Hasan, M. A. Z., et A. Hussain. 1982. The self-excited axisymmetric jet. *Journal of Fluid Mechanics* 115, no. 1: 59–89.
- Hernan, M. A., et J. Jimenez. 1982. Computer analysis of a high-speed film of the plane turbulent mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics* 119, no. 1: 323–345.
- Hill Jr, W. G., et P. R. Greene. 1977. Increased turbulent jet mixing rates obtained by self-excited acoustic oscillations. *Journal of Fluids Engineering* 99: 520.
- Hinze, J. O. 1987. *Turbulence*. McGraw-Hilleries in mechanical engineering, ed. S.E. McGraw-Hill.
- Ho, Chih-Ming, et Ephraim Gutmark. 1987. Vortex Induction and Mass Entrainment in a Small-Aspect-Ratio Elliptic Jet. *Journal of Fluid Mechanics* 179: 383–405. doi:10.1017/S0022112087001587.
- Hsiao, F. B., Y. C. Lim, et J. M. Huang. 2010. On the near-field flow structure and mode behaviors for the right-angle and sharp-edged orifice plane jet. *Experimental Thermal and Fluid Science* 34, no. 8: 1282–1289.
- Hu, H., T. Kobayashi, T. Saga, S. Segawa, et N. Taniguchi. 2000. Particle image velocimetry and planar laser-induced fluorescence measurements on lobed jet mixing flows. *Experiments in fluids* 29: 141–157.
- Hu, H., T. Saga, T. Kobayashi, et N. Taniguchi. 2000. Research on the vortical and turbulent structures in the lobed jet flow using laser induced fluorescence and particle image velocimetry techniques. *Measurement Science and Technology* 11: 698.
- Hu, H., T. Kobayashi, et N. Taniguchi. 2001. A study on a lobed jet mixing flow by using stereoscopic particle image velocimetry technique. *Physics of Fluids* 13: 3425.
- Hui, H., T. Kobayashi, S. Wu, et G. Shen. 1999. Changes to the vortical and turbulent structure of jet flows due to mechanical tabs. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science* 213, no. 4: 321–329.
- Husain, H. S., et F. Hussain. 1993. Elliptic jets. Part 3. Dynamics of preferred mode coherent structure. *Journal of Fluid Mechanics* 248: 315–315.
- Husain, H.S., et F. Hussain. 1999. The elliptic whistler jet. *Journal of Fluid Mechanics* 397, no. 1: 23–44.
- Husain, H. S., et A. Hussain. 1983. Controlled excitation of elliptic jets. *Physics of Fluids* 26: 2763.
- Hussain, A., et A. R. Clark. 1977. Upstream influence on the near field of a plane turbulent jet. *Physics of Fluids* 20: 1416.
- Hussain, A., et M. A. Z. Hasan. 1983. The 'whistler-nozzle' phenomenon. *Journal of fluid mechanics* 134: 431–458.
- Hussain, A. K.M.F. 1986. Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 173: 303–356.
- Hussain, F., et H. S. Husain. 1989a. Elliptic jets. Part 1. Characteristics of unexcited and excited jets. *J. Fluid Mech* 208: 257–320.
- Hussain, F., et H. S. Husain. 1989. Elliptic jets. Part 1. Characteristics of unexcited and excited jets. *Journal of Fluid Mechanics* 208: 257–320.
- Issa, R. I. 1986. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational physics* 62, no. 1: 40–65.



- 
- Kim, J., P. Moin, et R. Moser. 1987. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 177, no. 1: 133–166.
- Koch, L. D., J. Bridges, et A. Khavaran. 2004. Mean flow and noise prediction for a separate flow jet with chevron mixers. *AIAA paper*, AIAA 189: 2004.
- Kotsovinos, N. E., et P. B. Angelidis. 1991. The momentum flux in turbulent submerged jets. *Journal of Fluid Mechanics* 229: 453–470.
- Kozlov, V. V., G. R. Grek, L. L. Lofdahl, V. G. Chernorai, et M. V. Litvinenko. 2002. 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* 43, no. 2: 224–236.
- Kriaa, W., K. Abderrazak, H. Mhiri, G. Le Palec, et P. Bournot. 2008. A numerical study of non-isothermal turbulent coaxial jets. *Heat and Mass Transfer* 44, no. 9: 1051–1063.
- Krothapalli, A., D. Baganoff, et K. Karamcheti. 1981. On the mixing of a rectangular jet. *Journal of Fluid Mechanics* 107, no. 1: 201–220.
- Kuchar, A. P., et R. Chamberlin. 1980. Scale model performance test investigation of exhaust system mixers for an Energy Efficient Engine/E3/propulsion system. *AIAA Paper* 80-0229.
- Lai, J. C. S. 1992. Turbulence suppression in an elliptic jet. *International journal of heat and fluid flow* 13, no. 1: 93–96.
- Lasheras, J. C., J. S. Cho, et T. Maxworthy. 1986. On the origin and evolution of streamwise vortical structures in a plane, free shear layer. *Journal of Fluid Mechanics* 172, no. 1: 231–258.
- Launder, B. 1990. Phenomenological modelling: Present.... and future? *Whither Turbulence? Turbulence at the Crossroads*: 439–485.
- Launder, B. E., G. J. Reece, et W. Rodi. 1975. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics* 68, no. 03: 537–566.
- Launder, B.E., Sharma, B.I. 1974. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters Heat Mass Transfer* 1: 131–137.
- Launder, B. E., et N. Shima. 1989. Second-moment closure for the near-wall sublayer-Development and application. *AIAA journal* 27, no. 10: 1319–1325.
- Leschziner, M. 2001. Statistical turbulence modelling for the computation of physically complex flows. *New trends in turbulence Turbulence: nouveaux aspects*: 187–258.
- Lien, F. S., W. L. Chen, et M. A. Leschziner. 1996. Low-Reynolds-number eddy-viscosity modelling based on non-linear stress-strain/vorticity relations. *Engineering Turbulence Modelling and Experiments* 3: 91–100.
- Liepmann, D., et M. Gharib. 1992. The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets. *Journal of Fluid Mechanics* 245: 643–668.
- Lilly, D. K. 1992. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 4: 633.
- Lin, Y. T, M. S Shieh, H. D Liou, et C. S Hou. 1998. Investigation on the mass entrainment of an acoustically controlled elliptic jet. *International communications in heat and mass transfer* 25, no. 3: 379–388.
- Liu, W., et N. Jiang. 2008. Experimental investigation on mixing enhancement mechanism of turbulent jet flow with tabbed nozzle. *Transactions of Tianjin University* 14, no. 3: 164–172.
- Lozanova, M., et P. Stankov. 1998. Experimental investigation on the similarity of a 3D rectangular turbulent jet. *Experiments in Fluids* 24, no. 5: 470–478.
- Lumley, J. L. 1979. Computational Modeling of Turbulent Flows\*. *Advances in applied mechanics* 18: 123–176.

- 
- Mao, R., S. C.M Yu, T. Zhou, et L. P. Chua. 2009. On the vorticity characteristics of lobe-forced mixer at different configurations. *Experiments in fluids* 46, no. 6: 1049–1066.
- McCormick, D. C., et J. C. Bennett Jr. 1994. Vortical and turbulent structure of a lobed mixer free shear layer. *AIAA journal* 32: 1852–1859.
- McCormick, D. C., et J. C. Bennett. 1994. Vortical and turbulent structure of a lobed mixer free shear layer. *AIAA journal* 32, no. 9: 1852–1859.
- Menter, F. R. 1993. 1993, 'Zonal Two Equation k-w Turbulence Models for Aerodynamic Flows,' AIAA. paper-93-2906.
- Meslem, A., A. Dia, C. Beghein, M. El Hassan, I. Nastase, et P. J Vialle. 2011b. A comparison of three turbulence models for the prediction of parallel lobed jets in perforated panel optimization. *Building and Environment*.
- Meslem, A., M. El Hassan, et I. Nastase. 2011a. Analysis of jet entrainment mechanism in the transitional regime by time-resolved PIV. *Journal of Visualization*: 1–12.
- Meslem, A., I. Nastase, et K. Abed-Meraim. 2008. Experimental investigation of the mixing performance of a lobed jet flow. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 81, no. 1: 106–111.
- Meslem, Amina, Ilinca Nastase, et Francis Allard. 2010. Passive mixing control for innovative air diffusion terminal devices for buildings. *Building and Environment* 45, no. 12 (Décembre): 2679-2688. doi:10.1016/j.buildenv.2010.05.028.
- Mi, J., et G. J Nathan. 1999. Effect of small vortex-generators on scalar mixing in the developing region of a turbulent jet. *International journal of heat and mass transfer* 42, no. 21: 3919–3926.
- Mi, J., G. J Nathan, et R. E. Luxton. 2001. Mixing characteristics of a flapping jet from a self-exciting nozzle. *Flow, turbulence and combustion* 67, no. 1: 1–23.
- Michalke, A. 1965. Vortex formation in a free boundary layer according to stability theory. *Journal of Fluid Mechanics* 22, no. 02: 371–383.
- Miller, D. R, et E. W Comings. 1960. Force-momentum fields in a dual-jet flow. *Journal of Fluid Mechanics* 7, no. 02: 237–256.
- Miller, R. S., C. K. Madnia, et P. Givi. 1995. Numerical simulation of non-circular jets. *Computers & Fluids* 24, no. 1: 1–25.
- Nagano, Y., et M. Tagawa. 1990. An improved k- $\epsilon$  model for boundary layer flows. *Journal of fluids engineering* 112, no. 1: 33–39.
- Naot, D., A. Shavit, et M. Wolfshtein. 1970. Interactions between components of the turbulent velocity correlation tensor due to pressure fluctuations (Interactions between components of turbulent flow velocity correlation tensor due to pressure fluctuations). *Israel Journal of Technology* 8, no. 3: 259–269.
- Nasr, A., et J. C. S. Lai. 1997. Two parallel plane jets: mean flow and effects of acoustic excitation. *Experiments in fluids* 22, no. 3: 251–260.
- Nastase, I. 2007. Analyse des jets lobés en vue de leur intégration dans les Unités Terminales de Diffusion d'air. 2007, Université de La Rochelle. Ph. D. Thesis.
- Nastase, I., et A. Meslem. 2008. Vortex dynamics and entrainment mechanisms in low Reynolds orifice jets. *Journal of visualization* 11, no. 4: 309–318.
- Nastase, I., et A. Meslem. 2010. Vortex dynamics and mass entrainment in turbulent lobed jets with and without lobe deflection angles. *Experiments in fluids* 48, no. 4: 693–714.
- Nastase, I., A. Meslem, et P. Gervais. 2008. Primary and secondary vortical structures contribution in the entrainment of low Reynolds number jet flows. *Experiments in Fluids* 44, no. 6: 1027–1033.
- Nastase, I., A. Meslem, I. Vlad, et I. Colda. 2011. Lobed grilles for high mixing ventilation- An experimental analysis in a full scale model room. *Building and Environment*.

- 
- Nicoud, F., et F. Ducros. 1999. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion* 62, no. 3: 183–200.
- Oosthuizen, P. H. 1983. An experimental study of low Reynolds number turbulent circular jet flow. *American Society of Mechanical Engineers* 1.
- Parekh, D. E., V. Kibbens, A. Glezer, J. M. Wiltse, et D. M. Smith. 1996. Innovative jet flow control: mixing enhancement experiments. *AIAA Paper 96-0808*.
- Peterson, J., et Y. Bayazitoglu. 1992. Measurements of velocity and turbulence in vertical axisymmetric isothermal and buoyant jets. *Journal of Heat Transfer (Transactions of the ASME (American Society of Mechanical Engineers), Series C);(United States)* 114, no. 1.
- Pope, S. B. 2000. *Turbulent flows*. Cambridge Univ Pr.
- Pope, S. B. 1975. A more general effective-viscosity hypothesis. *Journal of Fluid Mechanics* 72, no. 02: 331–340.
- Pope, S. B. 1978. An explanation of the turbulent round-jet/plane-jet anomaly. *AIAA journal* 16: 279–281.
- Prasad, A. K., R. J. Adrian, C. C. Landreth, et P. W. Offutt. 1992. Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids* 13, no. 2: 105–116.
- Presz Jr, W., G. Reynolds, et C. Hunter. 2002. Thrust augmentation with mixer/ejector systems. *AIAA paper* 230.
- Presz Jr, W. M., B. L. Morin, et R. G. Gousy. 1986. Forced mixer lobes in ejector designs. Dans *22nd Joint Propulsion Conference*. Vol. 1.
- Presz, W. M. 1994. Thrust augmentation using mixer-ejector-diffuser systems. Dans *AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 32 nd, Reno, NV*.
- Quinn, W. R. 1994. Development of a large-aspect-ratio rectangular turbulent free jet. *AIAA journal* 32, no. 3: 547–554.
- Quinn, W. R.. 2006. Upstream nozzle shaping effects on near field flow in round turbulent free jets. *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 25, no. 3: 279–301.
- Quinn, W. R., A. Pollard, et G. F. Marsters. 1985. Mean velocity and static pressure distributions in a three-dimensional turbulent free jet. *AIAA journal* 23, no. 6: 971–973.
- Rajaratnam, N. 1976. *Turbulent jets*. Elsevier Science Ltd.
- Rajaratnam, N., et B. S. Pani. 1972. Turbulent compound annular shear layers. *Journal of the Hydraulics Division* 98, no. 7: 1101–1115.
- Raman, G., et E. J Rice. 1995. Supersonic jet mixing enhancement using impingement tones from obstacles of various geometries. *AIAA journal* 33, no. 3: 454–462.
- Reeder, M. F., et M. Samimy. 1996. The evolution of a jet with vortex-generating tabs: real-time visualization and quantitative measurements. *Journal of Fluid Mechanics* 311: 73–118.
- Romano, G. 2002. The effect of boundary conditions by the side of the nozzle of a low Reynolds number jet. *Experiments in fluids* 33, no. 2: 323–333.
- Rotta, J. 1951. Statistische theorie nichthomogener turbulenz. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 129, no. 6: 547–572.
- Salman, H., G. J PAGE, et J. J MCGUIRK. 2003. Prediction of lobed mixer vortical structures with a k- $\epsilon$  turbulence model. *AIAA journal* 41, no. 5: 878–887.
- Sfeir, A. A. 1976. The velocity and temperature fields of rectangular jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 19, no. 11: 1289–1297.
- Sfeir, A. A.. 1979. Investigation of three-dimensional turbulent rectangular jets. *AIAA Journal* 17: 1055–1060.

- 
- Shamami, K. K., et M. Birouk. 2009. Three-dimensional numerical simulation of an equilateral triangular turbulent free jet. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* 19, no. 7: 894–912.
- Shamami, K. K., et M. Birouk. 2010. Free jet issuing from a pipe with a triangular collar: A numerical simulation. *International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering* 26, no. 12: 1817–1823.
- Shih, T. H., W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, et J. Zhu. 1995. A new k- $\epsilon$  eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. *Computers & Fluids* 24, no. 3: 227–238.
- Shih, T. H., J. Zhu, et J. L. Lumley. 1993. A realizable Reynolds stress algebraic equation model.
- Shir, C. C. 1973. A preliminary numerical study of atmospheric turbulent flows in the idealized planetary boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 30: 1327–1339.
- Smith, L. L., A. J. Majamaki, I. T. Lam, O. Delabroy, A. R. Karagozian, F. E. Marble, et O. I. Smith. 1997. Mixing enhancement in a lobed injector. *Physics of Fluids* 9, no. 3: 667–678.
- Soloff, S. M., R. J. Adrian, et Z. C. Liu. 1997. Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 8: 1441.
- Spazzini, P. G., V. Todde, et M. Sandberg. 2002. Passive control of a free jet.
- Speziale, C., S. Sarkar, T. GATSKI, et others. 1991. Modelling the pressure-strain correlation of turbulence- An invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics* 227, no. 1: 245–272.
- StarCD, S. C.D.M. 1999. << Methodologie >>. Adapco. Melville. USA.
- Suga, K. 1995. Development and application of a non-linear eddy viscosity model sensitized to stress and strain variants PhD Thesis, Faculty of Technology, University of Manchester.
- Suzuki, H., N. Kasagi, et Y. Suzuki. 2004. Active control of an axisymmetric jet with distributed electromagnetic flap actuators. *Experiments in fluids* 36, no. 3: 498–509.
- TANAKA, E. 1970. The Interference of Two-Dimensional Parallel Jets: 1st Report, Experiments on Dual Jet. *Bulletin of JSME* 13, no. 56: 272–280.
- Thielen, L., H. J. J. Jonker, et K. Hanjalic. 2003. Symmetry breaking of flow and heat transfer in multiple impinging jets. *International journal of heat and fluid flow* 24, no. 4: 444–453.
- Tollmien, W. 1926. Berechnung turbulenter Ausbreitungsvorgänge. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 6, no. 6: 468–478.
- Townsend, A. A. 1976. *The structure of turbulent shear flow*. Cambridge Univ Pr.
- Trentacoste, N. 1968. *SOME REMARKS ON THREE-DIMENSIONAL WAKES AND JETS*. DTIC Document.
- Tuve, G. L. 1953. Air velocities in ventilating jets. *ASHVE Transactions* 59: 261.
- Van Driest, E. R. 1956. On turbulent flow near a wall. *J. Aerospace Sci.* 23: 1007–1011.
- Vandsburger, U., et C. Ding. 1995. Self-excited wire method for the control of turbulent mixing layers. *AIAA journal* 33, no. 6: 1032–1037.
- Wang, X. K., L. P. Chua, et S. C. M. Yu. 2003. On the near-field of a square jet with vortex-generating tabs. *Fluid Dynamics Research* 32, no. 3: 99–117.
- Westerweel, J. 1993. Digital particle image velocimetry: theory and application.
- Wilcox, D. C. 1993. *Turbulence modelling for CFD*. California, DCW Industries. Inc.

- 
- Wiltse, J. M, et A. Glezer. 1993. Manipulation of free shear flows using piezoelectric actuators. *Journal of Fluid Mechanics* 249: 261–285.
- Winant, C. D., et F. K. Browand. 1974. Vortex pairing- The mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 63, no. 2: 237–255.
- Wolfshtein, M. 1969. The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 12, no. 3: 301–318.
- Wyganski, I., et H. Fiedler. 1969. Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics* 38, no. 03: 577–612.
- Yap, C. R. 1987. Turbulent heat and momentum transfer in recirculating and impinging flows.
- YIN, Z., H. ZHANG, et J. LIN. 2007. Experimental study on the flow field characteristics in the mixing region of twin jets. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B* 19, no. 3: 309–313.
- Yoon, J. H, et S. J Lee. 2003. Investigation of the near-field structure of an elliptic jet using stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 14: 2034.
- Yu, K., E. Gutmark, et R. Smith. 1994. Supersonic jet excitation using cavity-actuated forcing. Dans *AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 32 nd, Reno, NV*.
- Yuan, Y. 2000. Jet fluid mixing control through manipulation of inviscid flow structures. *Virginia Polytechnic Institute and State university:Ph.D.Thesis*.
- Zaman, K. 1993. Streamwise vorticity generation and mixing enhancement in free jets by ' $\delta$ -tabs'. *AIAA, Shear Flow Conference, Orlando, FL, 1993*.
- Zaman, K. 1996. Axis switching and spreading of an asymmetric jet: the role of coherent structure dynamics. *Journal of Fluid Mechanics* 316: 1–28.
- Zaman, K. 1996. Spreading characteristics and thrust of jets from asymmetric nozzles. *AIAA paper No 96-0200*.
- Zaman, K. 1999. Spreading characteristics of compressible jets from nozzles of various geometries. *Journal of Fluid Mechanics* 383, no. 1: 197–228.
- Zaman, K., et A. Hussain. 1980. Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response. *Journal of fluid mechanics* 101, no. 03: 449–491.
- Zaman, K., M. F. Reeder, et M. Samimy. 1994. Control of an axisymmetric jet using vortex generators. *Physics of Fluids* 6: 778.
- Zeng, Y., T. H. New, et H. M. Tsai. 2009. On the use of notched collars on an axisymmetric jet. *Experimental Thermal and Fluid Science* 33, no. 6: 1029–1034.