

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ
Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ

Spécialité : Mécanique et physique des fluides

École doctorale : Physique, modélisation et sciences pour l'ingénieur

présentée par

Marie-Laure DUCASSE

**Mélange d'un scalaire dans un jet turbulent :
influence d'un obstacle**

dirigée par F. Anselmet & M. Amielh

à l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre

Soutenue le 12 Décembre 2012 devant le jury composé de :

M. Amielh	Chargée de recherche CNRS, IRPHE, Marseille	<i>Co-directrice de thèse</i>
F. Anselmet	Professeur, IRPHE, Marseille	<i>Directeur de thèse</i>
P. Chassaing	Professeur, ISAE, Toulouse	<i>Examineur</i>
L. Danaïla	Professeur, CORIA, Rouen	<i>Rapporteur</i>
J.L. Harion	Professeur, École des Mines de Douai	<i>Rapporteur</i>
F. Perot	Ingenieur R&D, Exa Corporation	<i>Invité</i>
L. Pietri	Maître de Conférence, Université Aix-Marseille	<i>Invitée</i>

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mon directeur de thèse Fabien Anselmet pour m'avoir accueilli et accompagné tout au long de ces trois années. Je souhaite également remercier Muriel Amielh, co-directrice de thèse, pour son encadrement, son soutien, ses conseils précieux et sa gentillesse. Enfin je remercie Laurence Pietri et toute l'équipe Turbulence pour la transmission de leurs connaissances scientifiques et de leurs expertises des jets turbulents. Sans oublier, Julien Dubois qui m'a permis de mettre le pied à l'étrier au tout début de cette thèse.

Je dois également dire un grand merci à Frank Pérot, ingénieur R&D Exa Corporation, pour m'avoir accueillie dans son équipe à San Francisco et formée à l'utilisation de son logiciel PowerFLOW. Je le remercie également pour sa présence lors de ma soutenance.

Je remercie très chaleureusement les membres de mon jury qui ont accepté d'évaluer ce travail et plus particulièrement les rapporteurs Luminita Danaila du CORIA et Jean-Luc Harion de l'École des Mines de Douai. Merci à Patrick Chassaing d'avoir accepté de présider le jury. Sa présence était d'autant plus importante pour moi puisqu'il fut mon professeur de mécanique des fluides à l'ENSEEIH.

Je n'oublie pas Florian Reissner qui a participé à mes travaux de thèse lors de son stage à l'IRPHE et qui a été d'une aide précieuse pendant la dernière ligne droite de cette thèse.

Je remercie tout particulièrement l'ensemble des doctorants, postdoc et permanents de l'IRPHE qui ont rendu ces années marseillaises très agréables grâce aux pauses-café, aux débats scientifiques ou non, aux voyages en voiture ou en bateau, à Marseille ou à l'étranger, à l'hébergement d'urgence, et bien entendu aux soirées autour d'une crêmière préparée avec amour par Charlie. Merci à David, Sylvain, Alban, Oriane, Hadrien, Pierre-Yves, Florine, Adrien, Henri, Christophe, Luis et tous ceux qui se reconnaîtront.

Finalement, je remercie et salue tous les membres de ma famille, mes parents et ma sœur Bérénice, mes amis proches et Clément !

Table des matières

Remerciements	i
Nomenclature	vii
Introduction	1
1 Revue bibliographique	5
1.1 Jet libre turbulent	5
1.1.1 Structure de l'écoulement et ses paramètres globaux	5
1.1.2 Similitude des propriétés moyennes	8
Diamètre équivalent	8
Similitude axiale moyenne	9
Taux d'épanouissement de la demi-largeur L_u, L_c	10
Similitudes radiales moyennes	10
Origines virtuelles	11
1.1.3 Propriétés turbulentes	11
Variation axiale	11
Variation radiale	12
1.1.4 Récapitulatif des résultats antérieurs	12
1.2 Jet impactant une surface	14
1.2.1 Structure de l'écoulement	14
1.2.2 Plaque plane (cas 3i)	15
1.2.3 Obstacle sphérique (cas 3ii)	16
Influence de l'obstacle sur l'écoulement	16
Coefficient de traînée	17
1.3 Conclusion	18
2 Dispositif expérimental	19
2.1 Description du banc d'essais	19
2.2 Mesure de vitesse par Vélocimétrie par Images de Particules	20
2.2.1 Principe de la Vélocimétrie par Images de Particules	20
2.2.2 Acquisition des images	20

2.2.3	Traitement des champs de mesures PIV	21
2.3	Mesure de concentration par Fluorescence Induite par Plan Laser	21
2.3.1	Généralité sur la Fluorescence Induite par Plan Laser	21
	Définition de la fluorescence	21
	Équation générale de la fluorescence	22
	Acétone : un traceur idéal	23
2.3.2	Le système PLIF	24
2.3.3	Mise en œuvre du système PLIF	25
	Acquisition des images de fluorescence	25
	Correction des images de fluorescence	26
	Normalisation des images de fluorescence	27
2.4	Conditions expérimentales	29
2.4.1	Les paramètres d'incertitudes PIV	29
2.4.2	Les paramètres d'incertitudes LIF	29
	Épaisseur de la nappe laser et fluctuation de son intensité	29
	Phénomène d'absorption	30
	Incertitude sur la fraction volumique	31
2.4.3	Les essais	31
3	Résultats expérimentaux	37
3.1	Jet libre	37
3.1.1	Conditions initiales en sortie de buse	38
3.1.2	Évolutions axiales	39
	Vitesse	39
	Concentration	41
3.1.3	Épanouissement	42
3.1.4	Évolutions radiales	44
	Vitesse	44
	Concentration	45
3.1.5	Termes des équations de conservation	47
3.2	Jet en présence d'un obstacle	51
3.2.1	Obstacle sphérique	51
	Évolutions axiales	51
	Épanouissement	55
	Évolutions radiales	56
	Termes des équations de conservation	58
3.2.2	Plaque plane	60
	Vitesse	60
	Concentration	61
3.3	Analyse statistique du champ scalaire	63
3.3.1	Fonctions de densité de probabilité (Pdfs)	63
	Évolution axiale	63
	Évolution radiale	65

Conclusion	66
3.3.2 Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement	67
Évolution axiale	67
Évolution radiale	68
3.3.3 Analyse quantitative des Pdfs de concentration	72
3.4 Structures « cohérentes » des fluctuations scalaires	75
3.5 Conclusion	79
4 Simulations numériques d'un scalaire passif	81
4.1 Le code de calcul : PowerFLOW	81
4.2 Définition	82
4.2.1 Initialisation et domaine de calcul	82
Géométrie	83
Conditions initiales	83
Résolution de la grille	84
4.2.2 Paramètres de calcul	84
4.2.3 Influence de la résolution du maillage	85
4.3 Résultats	87
4.3.1 Champs de vitesse moyenne et fluctuante	87
Jet libre	87
Jet en présence d'un obstacle	88
4.3.2 Champs scalaires moyen et fluctuant	92
4.3.3 Évolution du taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique	93
4.4 Phénoménologie du mélange scalaire	96
4.4.1 Profils instantanés du scalaire	96
4.4.2 Diffusion vs. Transport	97
4.5 Conclusion	100
Conclusion	101
Bibliographie	105
Annexes	109
Annexe A Caractéristiques du laser et système optique	111
A.1 Caractéristique du laser	111
A.2 Système optique de génération de la nappe laser	111
Annexe B Lois de probabilité	113
B.1 Loi Normale	113
B.2 Loi Bêta	113
Annexe C POD	115
C.1 Décomposition orthogonale en modes propres	115

Liste des figures	122
Liste des tables	123

Nomenclature

Constantes et variables usuelles

Lettres romaines

c, C	Concentration massique instantanée et moyenne	
C_d	Coefficient de décharge	
C_p	Chaleur spécifique à pression constante	
C_v	Chaleur spécifique à volume constant	
C_x	Coefficient de traînée aérodynamique	
d	Diffusivité	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
D_j	Diamètre d'éjection	m
$F_{(.)}$	Facteur d'aplatissement des fluctuations, <i>Flatness</i>	
Fr	Nombre de Froude	
g	Pesanteur terrestre : $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
k	Énergie cinétique de la turbulente	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
$K_{(.)}$	Taux de décroissance axiale	
$K'_{(.)}$	Taux de croissance axiale de la demi-largeur	
l	Chemin optique	cm
$L_{(.)}$	Demi-largeur du profil moyen	m
M	Flux de quantité de mouvement	N
$M_{(.)}$	Masse molaire	$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$
Ma	Nombre de Mach	
P	Pression	Pascal
Pr	Nombre de Prandtl	
Q	Flux de masse	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$
q	Taux d'entraînement du fluide	
R	Constante des gaz parfaits : $R = 8,314472$	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Re	Nombre de Reynolds	
r	Position radiale	m
S	Rapport des masses volumiques initiales ρ_j/ρ_a	
$S_{(.)}$	Facteur de dissymétrie des fluctuations, <i>Skewness</i>	

S_c	Nombre de Schmidt	
S_t	Nombre de Stokes	
T	Température du milieu	K
u, U	Vitesse axiale instantanée et moyenne	m.s^{-1}
v, V	Vitesse radiale instantanée et moyenne	m.s^{-1}
w, W	Vitesse azimutale instantanée et moyenne	m.s^{-1}
x	Position axiale	m
x_p	Longueur du cône potentiel	m
$x_{u,c}, x'_{u,c}$	Origines virtuelles des évolutions axiales	m

Lettres grecques

α	Coefficient d'absorption	m^2
γ	Rapport des chaleurs spécifiques : $\gamma = C_p/C_v$	
ϵ	Dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence	$\text{m}^2.\text{s}^{-3}$
η	Paramètre de similitude ou Échelle de Kolmogorov	. ou m
λ	Longueur d'onde de la lumière incidente	nm
Λ	Échelle intégrale	m
μ	Viscosité dynamique	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
ν	Viscosité cinétique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ξ	Fraction volumique ou molaire	%
ρ	Masse volumique	kg.m^{-3}
σ	Écart-Type des données	

Indices

$(.)_c$	Valeur sur l'axe du jet ou relative à la concentration
$(.)_j$	Référence à la sortie de la buse ($x = 0$)
$(.)_u$	Valeur relative à la vitesse
$(.)_a$	Valeur relative à l'air ambiant
$\langle . \rangle$ ou τ	Moyenne d'ensemble conventionnelle, au sens de <i>Reynolds</i> : $u = \bar{U} + u'$, ($\bar{u}' = 0$)
$\langle . \rangle$ ou $\tilde{\cdot}$	Moyenne pondérée par la masse, au sens de <i>Favre</i> : $\Gamma =$ $\tilde{\gamma} + \gamma''$, ($\overline{\rho\gamma''} = 0$)

Acronymes

ANR	Agence Nationale de la Recherche
BOS	Background Oriented Schlieren
CCD	Charge Coupled Device (Dispositif de couplage de charge)
DIMITRHY	Données et Instrumentation de la MITigation du Risque HYdrogène pour des applications grand public des systèmes pile à combustible
DRIVE	Données expérimentales pour l'évaluation des RIques hydrogène à bord du véhicule, la Validation d'outils numériques et l'Édition de référentiels
LIF	Laser Induced Fluorescence (Fluorescence Induite par Laser)
LII	Limite Inférieure d'inflammabilité
LSI	Limite Supérieure d'inflammabilité
Nd :YAG	Yttrium Aluminium Garnet dopé au Néodyme
Pdfs	Fonction de densité de probabilité simple
PIV	Particle Image Velocimetry (Vélocimétrie par Image de Particules)
UV	Ultra-violet

Introduction

Contexte Industriel

Associé à la pile à combustible, l'hydrogène est un vecteur énergétique à fort potentiel pour de nombreuses applications industrielles : l'automobile, l'alimentation de sites isolés (générateur), le stockage d'électricité excédentaire produite à partir des énergies renouvelables. Mais les risques liés à son stockage et aux fuites doivent être pris en compte et maîtrisés. C'est pourquoi, pour des questions de sécurité, la dispersion de l'hydrogène due à une fuite doit être étudiée en détail, et particulièrement, l'identification et la quantification des paramètres principaux qui influencent la dispersion de ce gaz dans l'air.

L'étude a eu pour but de répondre aux problématiques posées par le stockage d'hydrogène, ou plus précisément à celles liées à ces fuites, qu'elles soient accidentelles, dues à l'usure, ou même intentionnelles (fusible thermique). En cas de fuite, la dispersion du gaz prendrait la forme d'un jet à densité variable, supersonique pour des pressions de stockage élevées, ou subsonique pour des faibles pressions (pression réservoir $P_0 < 2 \text{ bars}$). Le jet est dit à densité variable car l'hydrogène se mélange à l'air ambiant le long de l'écoulement, ce qui a pour effet de modifier localement la densité.

Pour prévenir les risques liés à cette dispersion d'hydrogène dans l'air, il est nécessaire de bien comprendre et de bien connaître le processus de mélange d'un jet d'hydrogène dans l'air ambiant. L'estimation des volumes inflammables créés par des jets d'hydrogène subsoniques et supersoniques, libres ou évoluant dans un milieu encombré, est donc une étape essentielle. Le volume inflammable est défini comme le volume occupé par le mélange air-hydrogène susceptible de s'enflammer en présence d'une source énergétique. Pour l'hydrogène, ce volume inflammable correspond à une fraction volumique dans l'air comprise entre 4 et 75%. L'énergie nécessaire à l'inflammation du mélange peut être faible ($E \approx 20 \mu\text{J}$), sa flamme est à peine visible à l'œil nu et sa température est de 2300°C dans l'air. De plus, dans certains cas de confinement, une explosion peut se produire. Dans cette étude, pour des raisons de sécurité, l'hydrogène sera donc remplacé par de l'hélium : c'est le gaz inerte qui s'en rapproche le plus en terme de densité.

Ce travail s'est inscrit dans cette thématique et, plus particulièrement, dans le cadre du programme DIMITHRY (financé par l'ANR-PANH en 2009-2012), qui fait suite au projet du

même type DRIVE.

Objectifs

Comme il a été mentionné plus haut, les configurations d'étude sont multiples : libre *vs* impactant un obstacle, subsonique *vs* supersonique (cf. figure 1.1). Dans le cadre de cette thèse, nous avons réduit le champ d'étude au jet subsonique et nous explorerons l'influence d'un obstacle sur l'écoulement.

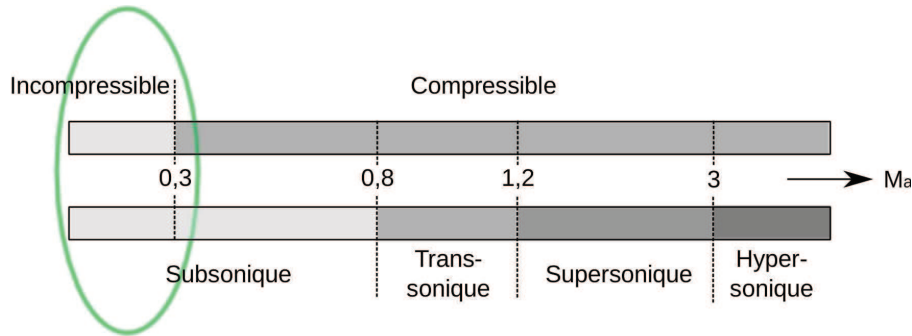


FIGURE 1 – Caractéristique d'un écoulement défini par le nombre de Mach : rapport de la vitesse de l'écoulement U sur la vitesse du son c , $Ma = U/c$.

Le cas des écoulements de type jet impactant est un cas récurrent d'écoulement, autant présent dans la nature qu'en milieu industriel. Les géométries des obstacles et l'angle d'impact du jet créent des combinaisons infinies de configurations possibles. Il est donc essentiel de pouvoir établir des lois qui vont permettre de décrire un maximum de ces configurations sans avoir à toutes les étudier expérimentalement ou numériquement. La motivation première de cette étude est de tenter de mieux comprendre le mécanisme de mélange d'un jet à densité variable ($\rho_{jet}/\rho_{ambient} \neq 1$) dans des configurations diverses.

Le mélange est un processus souvent turbulent lié à la dynamique de l'écoulement. L'étude d'un tel mécanisme demande donc l'élaboration de techniques de mesures spécifiques permettant d'obtenir des données sur les champs de vitesse et de concentration moyens et fluctuants.

Structure du manuscrit

Chapitre 1 Dans ce premier chapitre, un rappel bibliographique des principaux résultats disponibles dans la littérature est proposé pour les jets libres : approche théorique et données issues des travaux expérimentaux. Une deuxième partie présente une vue d'ensemble des études trouvées dans la bibliographie sur les jets impactants.

Chapitre 2 Ce chapitre est dédié à la description du fonctionnement du banc d'essais utilisé et des diagnostics optiques mis en œuvre tels que la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et la Fluorescence Induite par Plan Laser sur l'acétone (PLIF).

Chapitre 3 L'objectif de ce chapitre est de caractériser la turbulence et le mélange dans le cas d'un jet libre ou en présence d'un obstacle. Dans un premier temps, la structure générale de l'écoulement est étudiée à l'aide des champs moyens et fluctuants par comparaison avec les données de la bibliographie. Puis, les données issues des fluctuations sont analysées statistiquement par l'étude des fonctions de densité de probabilité du scalaire. Finalement, une approche basée uniquement sur un critère énergétique (Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres) est appliquée sur les champs scalaires pour mettre en évidence les structures « cohérentes ».

Chapitre 4 Pour terminer cette étude, nous allons nous intéresser à la simulation d'un jet turbulent, libre ou impactant une sphère. Les simulations numériques sont des simulations DNS (*Direct Numerical Simulation*) d'un scalaire passif.

Chapitre 1

Revue bibliographique

Sommaire du chapitre

1.1	Jet libre turbulent	5
1.1.1	Structure de l'écoulement et ses paramètres globaux	5
1.1.2	Similitude des propriétés moyennes	8
1.1.3	Propriétés turbulentes	11
1.1.4	Récapitulatif des résultats antérieurs	12
1.2	Jet impactant une surface	14
1.2.1	Structure de l'écoulement	14
1.2.2	Plaque plane (cas 3i)	15
1.2.3	Obstacle sphérique (cas 3ii)	16
1.3	Conclusion	18

L'écoulement de base que nous analysons dans cette étude est celui d'un jet rond de mur pleinement turbulent et vertical, d'un gaz de masse volumique ρ_j s'épanouissant dans un autre gaz, ici de l'air au repos ρ_a . Cet écoulement est qualifié de jet libre, par opposition aux jets pouvant s'épanouir dans des environnements encombrés qui modifieront significativement l'épanouissement du jet. Ces derniers jets seront qualifiés de jets impactants.

1.1 Jet libre turbulent

1.1.1 Structure de l'écoulement et ses paramètres globaux

Les jets libres étudiés sont des jets subsoniques dont la pression génératrice P_0 est inférieure à la pression critique voisine de 2 bars . Les jets sont verticaux avec la présence d'un axe de symétrie dans le cas stationnaire. A l'orifice, on définit le diamètre d'éjection D_j , la vitesse U_j , la viscosité dynamique μ_j et la masse volumique ρ_j propre au gaz utilisé. Dans ces conditions, le développement des jets à masse volumique variable est gouverné par trois types de forces :

- les forces d'inertie : $\rho_j U_j^2 / D_j$,
- les forces de viscosité : $\mu_j U_j / D_j^2$,
- les forces de gravité : $|\rho_j - \rho_a| g$.

Nous pouvons alors définir deux paramètres sans dimension permettant d'évaluer les rapports des forces en présence :

- le **nombre de Reynolds**, ratio entre les forces d'inertie et de viscosité, les jets sont dits turbulents pour $Re \geq 3000$:

$$Re_j = \frac{U_j D_j}{\nu_j} \quad (1.1)$$

- le **nombre de Froude**, ratio entre les forces d'inertie et de flottabilité :

$$Fr_j = \frac{\rho_j U_j^2}{|\rho_j - \rho_a| g D_j} \quad (1.2)$$

Mais, dans les conditions étudiées, ces deux nombres Re_j et Fr_j , ne suffisent pas à décrire entièrement le jet. En effet, l'importance relative des forces en présence dans le jet évolue lorsque l'on s'éloigne de la sortie suivant l'importance des forces d'inertie par rapport à celles liées à la gravité. On distingue donc trois zones (figure 1.1) :

- la **région inertielle** ou jet pur, dominée par les forces d'inertie et incluant le cône potentiel. Elle se développe jusqu'à une distance X_I , d'après Chen et Rodi (1980) :

$$X_I = 0,5 D_j Fr_j \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{1/4} \quad (1.3)$$

- la **région de flottabilité** ou panache pur, dominée par les forces de gravité. Cette zone se développe approximativement à :

$$X_{II} \approx 10 X_I \quad (1.4)$$

- la **région intermédiaire**, zone de transition entre les deux précédentes régions où coexistent les deux types de forces, dite de panache forcé.

Ces différentes régions sont importantes puisqu'elles permettront de définir les différentes lois d'évolution des grandeurs globales sur l'axe du jet. Mais, attention, les régions définies précédemment ne décrivent en aucun cas l'établissement d'un jet.

L'établissement d'un jet pleinement turbulent correspond à la zone où l'écoulement est complètement développé, c'est-à-dire la position axiale à partir de laquelle les profils de vitesse, de température et de concentration ne varient plus si des variables de similitude sont utilisées. Comme il a pu être indiqué précédemment, nous nous limitons à l'établissement d'un jet turbulent, puisque la plupart des jets étudiés ont un nombre de Reynolds relativement élevé de telle sorte que l'écoulement soit turbulent immédiatement après la sortie. Les trois régions suivantes permettent de caractériser principalement la région inertielle :

- **région de mélange** qui contient le cône potentiel, et est comprise entre l'orifice $x = 0$ et la fin du cône potentiel, notée x_p ,
- **région de transition** comprise entre la fin du cône potentiel et une abscisse de similitude, $x_{sim} \simeq 15 D_j$ (Djeridane, 1994),
- **région pleinement développée** où sont généralement établies des lois de similitude.

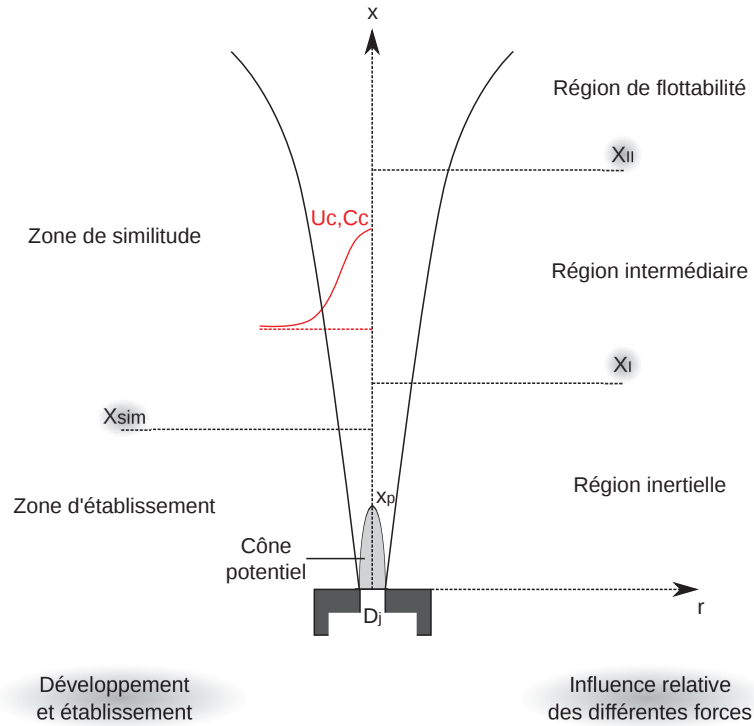


FIGURE 1.1 – Établissement d’un jet et les différentes zones relatives aux forces en présence dans le cas d’un jet à masse volumique variable.

Dans la première région, juste en sortie de la buse, une zone de mélange turbulente va s’épanouir jusqu’à ce que la partie interne de cette zone rejoigne l’axe du jet. La zone interne, ainsi délimitée, forme le cône potentiel (figure 1.1) où aucun mélange ne se produit. La taille du cône potentiel dépendra de la géométrie de la buse mais également de l’intensité de la turbulence de l’écoulement en sortie. Dans la littérature, il existe différentes expressions déterminées expérimentalement pour définir la longueur du cône potentiel x_p . Les différentes expressions sont regroupées dans le tableau 1.1.

Référence	Relation
Lau <i>et al.</i> (1979)	$x_p/D_j = 4,2 + 1,1 M_j^2$
Pitts (1991)	$x_p/D_j = 4,3 Re^{0,097}/D_j$
Sautet et Stepowski (1994)	$x_p/D_j = 2 + 2,7 \cdot 10^{-2} \sqrt{Re_j}$
Sautet et Stepowski (1995)	$x_p/D_j = 1 + 1,7 \cdot 10^{-4} Re_j$
Zaman (1998)	$x_p/D_j = \frac{\sqrt{\rho_j U_j^2 + P_j - P_a}}{K_u U_j \sqrt{\rho_a}}, K_u \approx 0,16$

TABLE 1.1 – Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour le calcul de la longueur du cône potentiel.

1.1.2 Similitude des propriétés moyennes

Une première approche proposée pour les écoulements à masse volumique variable consiste en la recherche d'une similitude. Le but recherché est de caractériser l'évolution globale du jet (vitesse, scalaire, longueur) à l'aide d'une grandeur géométrique sans dimension. Une telle analyse permet de fournir des éléments de comparaison généraux pour des écoulements similaires, mais d'échelle différente.

Cette recherche de similitude peut être exacte, si elle est déduite des équations de conservation régissant l'écoulement (équation de continuité, de quantité de mouvement et de transport d'un scalaire) à l'aide d'hypothèses judicieusement choisies. Mais Djeridane (1994) a montré qu'il n'était pas possible d'envisager une similitude rigoureuse analytiquement dès que l'on considère de fortes variations de masse volumique. Une similitude approchée a néanmoins été mise en évidence par Chen et Rodi (1980), et confirmée également par Pitts (1986), avec l'apparition de lois de décroissance générales, pour de faibles écarts de densité. Cette similitude s'applique seulement lorsqu'on est suffisamment éloigné de la sortie du jet, on notera cette position axiale x_{sim} .

Les lois axiales et radiales de similitude permettent de décrire l'évolution de l'écoulement. Elles sont définies pour les moments statistiques du 1^{er} ordre des différentes grandeurs moyennes étudiées, la vitesse et la concentration C qui jouera le rôle du scalaire. Ces lois de similitude sont extraites des formulations intégrales des équations de conservation. Thring et Newby (1952) ont été les premiers à proposer des lois de décroissance en supposant que la masse volumique du jet tendra vers une masse volumique quasiment uniforme et égale à la masse volumique extérieure loin de la sortie. Les fonctions de similitude peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{U}{U_c} = f(\eta) \quad \text{et} \quad \frac{C}{C_c} = h(\eta) \quad (1.5)$$

où η est le paramètre de similitude. Ces lois ont par la suite été complétées en introduisant des masses volumiques globales pour se rapprocher de la physique de l'écoulement. Dans un jet, la similitude se décompose en une similitude axiale et une similitude radiale qui caractérisent l'épanouissement du jet.

Diamètre équivalent

La notion de diamètre équivalent D_{eq} correspond au diamètre que devrait avoir l'orifice pour obtenir la même quantité de mouvement et le même flux de masse qu'un jet à densité constante ($M = 2\pi \int_0^\infty \rho U^2 r dr$). Il permet de comparer des jets à densité variable entre eux tout en tenant compte des différences liées à la génération du jet : pression, température et espèces. Le diamètre équivalent a initialement été défini par Thring et Newby (1952) en fonction du rapport des masses volumiques du gaz à l'éjection ρ_j et du gaz ambiant ρ_a :

$$D_{eq} = D_j \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

Similitude axiale moyenne

Lois de décroissance axiale de la vitesse U_c : Dans le cas de l'étude d'un champ proche, deux lois peuvent être considérées et permettent de décrire la décroissance axiale de la vitesse axiale U_c (Chen et Rodi, 1980). La première est définie dans le cas du jet pur avec un éventuel co-courant ($X < X_I$) et la deuxième dans le cas du panache forcé ($X > X_I$). Ces deux lois s'appliquent donc successivement en fonction de la distance axiale X considérée :

$$\frac{U_j}{(U_c^2 - U_e^2)^{1/2}} = K_{u1} \frac{(x - x_{u1})}{D_{eq}} \quad (X < X_I) \quad (1.7)$$

$$\frac{U_j}{(U_c^2 - U_e^2)^{1/2}} = K_{u2} Fr_j^{1/10} \left(\frac{\rho_j}{\rho_e} \right)^{-9/20} \frac{(x - x_{u2})}{D_{eq}} \quad (X > X_I) \quad (1.8)$$

avec U_j : vitesse moyenne du jet (m.s^{-1}),

U_c : vitesse moyenne sur l'axe du jet (m.s^{-1}),

U_e : vitesse moyenne de l'écoulement secondaire (m.s^{-1}),

D_{eq} : diamètre équivalent (m),

K_{u1}, K_{u2} : taux de décroissance axiale de vitesse (indépendants de la masse volumique),

x_{u1}, x_{u2} : origines virtuelles des évolutions axiales de la vitesse longitudinale moyenne (m).

La première loi, relative à la région I, prend en compte les effets de masse volumique, via la notion du rayon équivalent, et l'intensité du co-courant U_e . La deuxième loi, relative à la région II, prend en compte l'influence de trois paramètres : masse volumique, co-courant, et gravité. La gamme de valeurs rencontrées en littérature pour le taux de décroissance K_{u1} est comprise entre 0,10 et 0,18 (Fulachier *et al.*, 1990). Pour K_{u2} la valeur de 0,138 a été proposée (Chen et Rodi, 1980; Djeridane, 1994).

Lois de décroissance axiale de la concentration massique C_c : Tout comme pour la décroissance axiale de la vitesse axiale, il existe des lois de décroissance permettant de prédire la décroissance axiale de la concentration moyenne dans un jet axisymétrique subsonique à masse volumique variable selon la région étudiée, la région du jet pur ou celle du panache forcé. Deux auteurs différents ont proposé des lois de décroissance pour la concentration :

- Lois proposées par Thring et Newby (1952) :

$$\frac{C_j}{C_c} = K_{c1} \left(\frac{\rho_j}{\rho_e} \right)^{-1/2} \frac{(x - x_{c1})}{D_j} \quad (X < X_I) \quad (1.9)$$

$$\frac{C_j}{C_c} \approx 4 Fr_j^{-3/5} \left(\frac{\rho_j}{\rho_e} \right)^{-1/5} \left[\frac{(x - x_{c2})}{D_{eq}} \right]^{5/4} \quad (X > X_I) \quad (1.10)$$

- Lois proposées par Pitts (1986) :

$$\frac{C_j}{C_c} = K_{c1} \left(\frac{\rho_j}{\rho_e} \right)^{-3/5} \frac{(x - x_{c1})}{D_j} \quad (X < X_I) \quad (1.11)$$

$$\frac{C_j}{C_c} \approx 4 Fr_j^{-3/5} \left(\frac{\rho_j}{\rho_e} \right)^{-3/5} \left[\frac{(x - x_{c2})}{D_{eq}} \right]^{5/4} \quad (X > X_I) \quad (1.12)$$

avec C_c : concentration massique moyenne sur l'axe du jet,
 C_j : concentration massique à l'orifice ($C_j = 1$),
 K_{c1} : taux de décroissance axiale de la concentration,
 x_{c1}, x_{c2} : origines virtuelles de l'évolution axiale de la concentration massique moyenne (m).

La loi proposée par Thring et Newby (1952) introduit la notion de diamètre équivalent avec un exposant théorique de 0,5. Pitts a, quant à lui, utilisé un exposant empirique de 0,6 qui a permis d'améliorer l'ajustement de ses données lors de ses études expérimentales (Pitts (1986), Pitts (1991)). Par la suite, nous garderons la formulation proposée par Thring et Newby (1952) plus générale et qui n'introduit pas de facteurs liés aux conditions expérimentales.

Taux d'épanouissement de la demi-largeur L_u, L_c

L'épanouissement d'un jet s'exprime en fonction de la largeur pour laquelle la grandeur considérée vaut la moitié de sa valeur sur l'axe du jet, c'est à dire où $U = 1/2 U_c$ et $C = 1/2 C_c$. On note cette demi-largeur L_u pour la vitesse, L_c pour la concentration massique. Et on observe qu'elles suivent un épanouissement linéaire :

$$L_u = K'_u (x - x'_u) \quad (1.13)$$

$$L_c = K'_c (x - x'_c) \quad (1.14)$$

avec L_u, L_c : demi-largeurs du profil moyen de la vitesse, de la concentration massique (m),
 K'_u, K'_c : taux d'épanouissement de la vitesse et de la concentration massique,
 x'_u, x'_c : origines virtuelles de la vitesse et de la concentration massique (m).

Ces valeurs peuvent être directement reliées au nombre de Schmidt turbulent Sc_t , équivalent au nombre de Prandtl turbulent Pr_t pour les écoulements où la température joue le rôle de scalaire. Le nombre de Schmidt turbulent permet de comparer l'importance des rôles respectifs de la viscosité turbulente ν_t et de la diffusivité turbulente d_t .

$$Sc_t = \frac{\nu_t}{d_t} \quad (1.15)$$

Pour les jets, la valeur de ce nombre est quasi-uniforme à travers l'écoulement à partir du moment où il est établi (Chen et Rodi, 1980). En supposant que les dérivées axiales des taux d'épanouissement peuvent être approximées par les pentes associées, le nombre de Schmidt turbulent peut s'écrire :

$$Sc_t = \left(\frac{dL_u/dx}{dL_c/dx} \right)^2 = \left(\frac{L_u}{L_c} \right)^2 \quad (1.16)$$

Dans l'étude des jets turbulents, Sc_t prend généralement la valeur 0,7 qui est la valeur du nombre de Schmidt turbulent en turbulence isotrope.

Similitudes radiales moyennes

Les profils radiaux de vitesse et de concentration suivent la forme d'un profil gaussien dont la valeur maximale se situe sur l'axe du jet :

$$\frac{U}{U_c} = e^{-\alpha \eta^2} \quad \text{et} \quad \frac{C}{C_c} = e^{-\beta \eta^2} \quad (1.17)$$

Référence	Relation
Sautet et Stepowski (1994)	$x_c/D_j = -0,9 + 3,8 \sqrt{\rho_j/\rho_a}$
Sautet et Stepowski (1995)	$x_u/D_j = -6,5 + 5,4 \sqrt{\rho_j/\rho_a}$
Zaman (1998)	$x_u/D_j = \frac{\sqrt{\rho_j U_j^2 + P_j - P_a}}{K_u U_j \sqrt{\rho_a}}, K_u \approx 0,16$

TABLE 1.2 – Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour les origines virtuelles axiales.

avec η la variable de similitude et α et β des constantes. Chen et Rodi (1980) définissent ces constantes égales à $\alpha = \ln 2$ et $\beta = \ln 2$. L_u et L_c sont les demi-largeurs des profils moyens de vitesse et de concentration dans une section.

$$\frac{U}{U_c} = e^{-\ln 2 \left(\frac{r}{L_u}\right)^2} \quad \text{et} \quad \frac{C}{C_c} = e^{-\ln 2 \left(\frac{r}{L_c}\right)^2} \quad (1.18)$$

avec U_c, C_c : vitesse ($m.s^{-1}$), concentration massique moyenne sur l'axe du jet,

U, C : vitesse ($m.s^{-1}$), concentration massique moyenne radiale,

L_u, L_c : demi-largeur du profil moyen de la vitesse, de la concentration massique (m).

Origines virtuelles

Classiquement deux types d'origines virtuelles sont considérés, une pour la décroissance axiale et une pour l'épanouissement, et ce pour les différentes grandeurs, vitesse et concentration. L'origine virtuelle va permettre de superposer les lois pour des résultats obtenus dans des conditions expérimentales différentes. Ainsi, Pitts (1991) suggère que les origines virtuelles dépendent du nombre de Reynolds par l'intermédiaire de la longueur du cône potentiel.

Pour les origines virtuelles des épanouissements, aucune loi d'évolution n'a été proposée dans la littérature.

Sautet et Stepowski (1994) montrent également que l'origine virtuelle axiale dépend de x_p , la longueur du cône potentiel, et ils estiment qu'elles sont dépendantes du rapport des masses volumiques entre le gaz rejeté et le gaz environnant.

1.1.3 Propriétés turbulentes

L'analyse des champs fluctuants se porte généralement sur les intensités de turbulence de la vitesse et de la concentration, sur l'axe du jet, ou radialement.

Variation axiale

Pitts (1991) montre que l'intensité de turbulence de concentration c'_c/C_c atteint une valeur asymptotique de 0,23, quel que soit le nombre de Reynolds, mais la distance nécessaire pour atteindre cette asymptote dépend de ce nombre. On retrouve indirectement l'importance de l'origine virtuelle x_u et x_c pour établir une similitude.

Du point de vue des vitesses, les fluctuations peuvent être longitudinale, radiale et azimutale, notées respectivement u' , v' et w' . En considérant que sur l'axe du jet, la turbulence est bien

axisymétrique et asymptotiquement homogène, les fluctuations des vitesses radiale v' et azimutale w' sont du même ordre de grandeur, ce qui a été confirmé notamment par Panchapakesan et Lumley (1993). À partir de ces valeurs, l'énergie cinétique de la turbulence peut être présentée sous la forme $(2/3k)$, homogène aux fluctuations de la vitesse au carré :

$$k_c = \frac{1}{2} (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle) = \frac{1}{2} \langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle \quad (1.19)$$

Variation radiale

Quand les valeurs turbulentes, adimensionnées par les valeurs axiales U_c et C_c , sont représentées en fonction de la distance radiale adimensionnée $r/L_{u,c}$, les profils mesurés à différentes distances x/D_j se confondent selon un même profil de similitude.

1.1.4 Récapitulatif des résultats antérieurs

Un tableau non exhaustif est dressé à partir des résultats présentés dans la littérature sur les jets turbulents d'air $\rho_j/\rho_a = 1$ et à densité variable $\rho_j/\rho_a \neq 1$ (cf. tableau 1.3).

Pour résumer, les recherches effectuées dans la littérature montrent que $K_u \in [0,12; 0,18]$, $K_c \in [0,18; 0,25]$, $K'_u \in [0,09; 0,12]$ et $K'_c \in [0,10; 0,13]$. Concernant les valeurs des fluctuations présentées dans le tableau 1.3, elles sont comprises entre $[0,18; 0,25]$ pour l'intensité des fluctuations longitudinales et de 0,22 pour l'intensité des fluctuations radiales. La gamme des intensités de fluctuation scalaire proposée est plus large $[0,20; 0,37]$. Néanmoins, on note que Sautet et Stepowski (1994) mettent en doute leurs mesures, et jugent que les fluctuations sont significativement surestimées à cause des incertitudes de mesure présentes lorsque la zone asymptotique est atteinte.

Référence	jet/coflow	ρ_j/ρ_a	Re	K_u	$(\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c)_a$	$(\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c)_a$	K_c	$(\langle e^2 \rangle^{1/2}/C_c)_a$
Libby et Way (1971)	10%He/air	0,14	3290	/	/	/	/	0,37
	He/air	0,91	7170	/	/	/	/	0,24
Niwa <i>et al.</i> (1984)	He/air	0,14	1300	/	/	/	0,312	0,20
	CO ₂ /air	1,53	5000	/	/	/	0,228	0,20
Pitts (1991)	CF ₂ Cl ₂ /air	4,30	10000	/	/	/	0,208	0,20
	He/air	0,14	3950	/	/	/	0,208	0,23
	CH ₄ /air	0,55	3950	/	/	/	0,230	0,23
	C ₃ H ₈ /CO ₂	1,02	3950	/	/	/	0,228	0,23
Panchapakesan et Lumley (1993)	C ₃ H ₈ /air	1,55	3950	/	/	/	0,208	0,23
	CF ₄ /air	3,01	3950	/	/	/	0,19	0,23
	SF ₆ /air	5,11	7890	/	/	/	0,144	0,20
	He/air	0,14	10 ⁴	0,164	0,18	/	/	/
	air/air	1	10 ⁴	0,152	0,19	/	/	/
	He/air	0,14	7000	0,138	0,27	0,22	0,162	/
Djeridane (1994)	air _{hot} /air	0,94	21000	0,170	0,27	0,22	/	/
	air/air	1		0,172	0,28	0,22	/	/
Hussein <i>et al.</i> (1994)	H ₂ /air	0,07	4100	/	/	/	0,199	0,77
	80%H ₂ -20%N ₂ /air	0,25	8700	/	/	/	0,197	0,37
Sautet et Stepowski (1994)	50%H ₂ -50%N ₂ /air	0,53	16400	/	/	/	0,192	0,32
	N ₂ /air	1	27000	/	/	/	0,195	0,30
Pietri (1997)	air _{hot} /air	0,94	21000		≈ 0,27	/	<i>nc</i>	<i>nc</i>
Lucas (1998)	He/air	0,14	7000		≈ 0,27	/	0,21	≈ 0,25
Schefer <i>et al.</i> (2008)	H ₂ /air	0,07	2400	/	/	/	0,208	0,23
	CH ₄ /air	0,55	7000	/	/	/	0,208	<i>nc</i>

TABLE 1.3 – Synthèse des résultats antérieurs.

1.2 Jet impactant une surface

Au contraire des jets libres, il n'existe pas, dans l'état actuel des connaissances, de formulation empirique ou analytique qui prédise les effets d'un obstacle sur le profil de concentration. Néanmoins, les jets impactants sur des obstacles de différentes formes ont été étudiés, et cela souvent dans le cadre d'applications industrielles. Donaldson et Snedeker (1971) ont réalisé une première étude expérimentale sur des jets d'air impactants subsoniques et transsoniques et ont présenté une liste de résultats composés de profils de vitesse et de distributions de pression autour de l'obstacle pour différentes formes d'obstacle (Donaldson et Snedeker, 1971), et une deuxième étude sur le phénomène de transfert de chaleur des jets impactants (Donaldson *et al.*, 1971).

Mais, globalement, les jets impactants sur une paroi plane ou des cylindres sont les configurations d'écoulement qui ont retenu le plus l'intérêt des scientifiques. C'est le cas de Birch *et al.* (2005) qui ont mesuré des champs de vitesse ainsi que des champs moyens et fluctuants de concentration d'un jet impactant sur une plaque plane. Mais au delà des profils de vitesse, du transfert de chaleur entre la surface de l'obstacle et le jet ou de la distribution de la pression à la surface de l'obstacle sur des géométries bien définies, il n'existe pas de données sur l'étude des champs de concentration autour de géométries simples comme des sphères ou des cylindres verticaux.

D'autres exemples d'études sur les jets impactants sur des obstacles de différentes formes sont présents dans la littérature :

- jets impactant une surface plane (Glauert (1956), Poreh *et al.* (1967), Donaldson et Snedeker (1971), Donaldson *et al.* (1971), Chen et Modi (1999), Fairweather et Hargrave (2002a), Fairweather et Hargrave (2002b), Birch *et al.* (2005), Crafton *et al.* (2006)).
- jets impactant une paroi concave (Brizzi *et al.* (2006a), Brizzi *et al.* (2006b))
- jets impactant une sphère (Boiron *et al.* (2009), Hureau *et al.* (1996), Dubois (2010))

1.2.1 Structure de l'écoulement

L'écoulement issu de l'impact d'un jet turbulent axisymétrique sur une surface dont le diamètre D_{obs} est grand devant le diamètre d'éjection D_j est ordinairement décrit à l'aide de trois régions (Donaldson et Snedeker, 1971) :

1. le régime de **jet libre** en amont de tout effet local dû à l'impact,
2. la **zone d'impact** ou de déflexion où les effets locaux, essentiellement non visqueux, de l'obstacle sur le jet vont modifier significativement l'écoulement,
3.
 - i. si $D_{obs}/D_j \gg 1$ le régime de **jet pariétal**, où l'écoulement est essentiellement radial sous la surface impactée,
 - ii. si $D_{obs}/D_j \approx 1 - 10$ après une zone de transition créée par le **sillage** de la sphère, on retrouve le régime de **jet libre**, l'écoulement retrouve un comportement classique de type jet libre mais avec des paramètres générateurs différents.

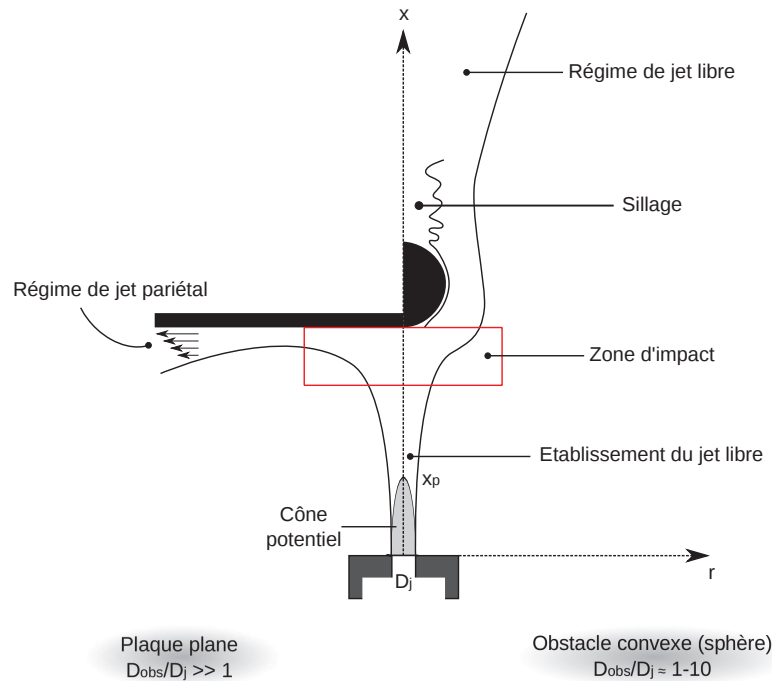


FIGURE 1.2 – Évolution d'un jet impactant différentes formes d'obstacles.

Bien que ces régions peuvent être considérées séparément, elles ne sont pas indépendantes. Les différentes régions sont illustrées schématiquement sur la figure 1.2. La zone d'impact comprend le point de stagnation, défini comme le point de l'écoulement où la vitesse locale du fluide est nulle et la pression statique est maximale, et le reste de la région comprenant des pressions statiques élevées.

Dans le cas 3i, au point d'impact, l'écoulement change de direction et la composante radiale de la vitesse devient prépondérante sous la surface impactée. L'entraînement sera quant à lui opposé à l'écoulement de jet de mur, proche de la source. Ce changement rapide de direction sous la surface impactée va entraîner la création d'une large structure de recirculation dans cette région. Cette zone de recirculation a précédemment été observée par Fairweather et Hargrave (2002a) dans leur étude d'un jet axisymétrique d'air impactant sur une plaque plane.

Dans le cas 3ii, le sillage généré par une sphère dans un écoulement montre un taux de turbulence plus élevé que dans un écoulement libre, ce qui peut augmenter l'efficacité du mélange. La forme et la rugosité de l'obstacle peuvent également avoir un effet direct sur le taux de turbulence et l'efficacité de mélange.

1.2.2 Plaque plane (cas 3i)

Les jets impactant une surface, pour lesquels $D_{obs}/D_j \gg 1$, ont fait l'objet de plusieurs études depuis les années 60 (Glauert (1956), Poreh *et al.* (1967) ; Donaldson et Snedeker (1971), Fairweather et Hargrave (2002a)). Les jets impactant des plaques planes peuvent être classés en trois types selon la distance d'impact h : l'impact de cône potentiel ($h/D_j < 3 - 5$), l'impact de jet transitionnel et l'impact d'un jet établi. Dans les deux premiers cas, ces types de jet sont notamment utilisés pour les échanges thermiques. En effet, en plaçant la surface proche

Référence	jet/coflow	ρ_j/ρ_a	Re	h/D_j	Type d'impact	Mesures
Poreh <i>et al.</i> (1967)	air/air	1	$[0,6; 2,9].10^5$	[8; 24]	JT-JE	U
Donaldson et Snedeker (1971)	air/air	1		[2; 40]		U, P, TT
Giralt <i>et al.</i> (1977)	air/air	1	80000	[3; 25]	JE	U
Fairweather et Hargrave (2002a)	air/air	1	18800	2	CP	U, SP
Birch <i>et al.</i> (2005)	CH_4 /air	0,55	85450	12,82	JE	U, C

TABLE 1.4 – Synthèse des jets impactants une plaque plane [(**CP** : cône potentiel, **JT** : jet en transition, **JE** : jet établi); (**U** : vitesse, **P** : pression, **TT** : transfert thermique, **SP** : scalaire passif, **C** : concentration)].

du maximum d'intensité de la turbulence axiale, les transferts thermiques sont optimisés. Le tableau 1.4 résume les conditions expérimentales de ces études.

Poreh *et al.* (1967) ont montré l'autosimilarité des profils de vitesse pariétale. L'écoulement dépend de la distance entre l'orifice du jet et l'obstacle h/D_j , même pour des distances radiales suffisamment éloignées du point d'impact. Dans le cas des jets impactants, le taux d'élargissement du jet est un peu plus faible que celui d'un jet libre pariétal et le taux de décroissance des vitesses radiales plus important. Plus récemment, Birch *et al.* (2005) ont déterminé que la couche de cisaillement extérieure de la zone de jet pariétal, sur des jets impactant de méthane, produit un écoulement moyen similaire à celui des jets libres. Les profils mesurés de concentration suivent une loi de similitude avec des coefficients de décroissance proches du cas du jet libre.

Malgré le nombre d'articles sur les jets impactants, il existe très peu d'études sur le mélange en particulier. On peut tout de même citer Fairweather et Hargrave (2002b) qui présente des données quantitatives sur l'évolution de la vitesse et d'un scalaire dans un jet d'air impactant une paroi rigide pour $h/D_j = 2$. Leur analyse se concentre plus particulièrement sur la région de jet pariétal après impact. Birch *et al.* (2005) est la seule publication, à notre connaissance, à présenter des données à la fois sur la vitesse et la concentration pour le cas d'un jet à densité variable impactant.

1.2.3 Obstacle sphérique (cas 3ii)

Dans le cas d'un obstacle placé dans un jet libre, de type $D_{obs}/D_j \approx 1-10$, la phénoménologie est différente de celle d'un jet impactant une plaque plane (cf. section 1.2.1), puisque après la zone d'impact, l'écoulement garde la même direction axiale privilégiée du jet libre et un sillage apparaît en aval de l'obstacle. Une première étape consiste à caractériser l'influence de l'obstacle sur l'écoulement.

Influence de l'obstacle sur l'écoulement

Pour prendre en compte la présence d'obstacles dans un jet, Cooper (2001) a proposé de matérialiser la perte de quantité de mouvement du jet sur l'obstacle en tenant compte d'un paramètre d'atténuation sur la quantité de mouvement. Il considère que la perte de quantité de mouvement croît avec le rapport de taille de l'obstacle sur celle du jet. Les paramètres

déterminants semblent être le coefficient de traînée C_x de l'obstacle et le rapport des surfaces entre l'obstacle et le jet. Les équations de quantité du mouvement ont ainsi été modifiées au sein d'un modèle intégral (JINX).

À partir des observations expérimentales faites sur des jets turbulents en présence d'un obstacle, Cooper (2001) arrive aux conclusions suivantes :

- le jet perd de l'inertie au moment de l'impact et génère de la turbulence en fonction de la rugosité et la forme géométrique de l'obstacle,
- comme la turbulence augmente, le taux d'entraînement du fluide ambiant dans le jet augmente également et le mélange est ainsi plus efficace.

Dubois (2010) a réalisé des mesures de concentration moyenne de jet impactant sur des sphères grâce à la méthode de mesure BOS, *Background Oriented Schlieren*, dans un projet de thèse précédant celui présenté ici. L'analyse des résultats expérimentaux a permis d'étudier les phénomènes de mélange dans la région de proche sortie du jet. De nouvelles lois de similitude ont été proposées notamment pour les jets impactants. Les volumes et les masses inflammables ont également été mesurés. Les résultats ont pu également mettre en évidence que la présence de l'obstacle augmente l'efficacité du mélange et ce, en fonction du rapport entre le diamètre du jet au moment de l'impact et le diamètre de l'obstacle, mais aussi de la position de l'obstacle.

Coefficient de traînée

Le sillage créé par la présence d'un obstacle dépend de sa forme géométrique et de la rugosité de sa surface. L'influence de la forme de l'obstacle sur le sillage est généralement caractérisée dans la littérature par un coefficient de traînée C_x déterminé expérimentalement la plupart du temps. Le coefficient de traînée s'exprime en fonction de la force de traînée F_x par :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho S U^2} \quad (1.20)$$

S est la surface de référence, ρ la masse volumique et U la vitesse de l'écoulement. L'expérience montre que ce coefficient varie en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Mach de l'écoulement. La figure 1.3 ne tient compte que de l'influence du nombre de Reynolds. Lorsque le nombre de Reynolds est compris entre 3000 et 300000, ce qui sera notre cas, l'évolution du coefficient de traînée présente un plateau, autour d'une valeur sensiblement constante, de 0,39 à 0,45. La dépendance au nombre de Mach n'apparaît que pour des valeurs de $Ma > 0,3$. L'effet de la rugosité est quant à lui négligeable pour des nombre de Reynolds $Re > 1000$ et C_x ne dépend alors que de la forme de l'obstacle.

Le sillage est également influencé par le décollement des couches limites sur l'obstacle. Pour des nombres de Reynolds $Re < 10^5$ à 10^6 , le décollement se produit dans la couche limite laminaire, mais, pour des nombres de Reynolds plus importants, le décollement est alors dans la couche limite turbulente.

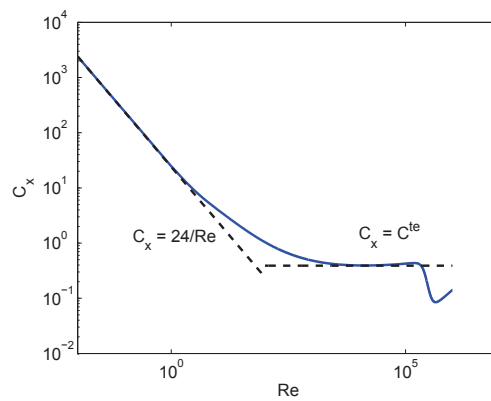


FIGURE 1.3 – Coefficient de traînée de la sphère en fonction du nombre de Reynolds

1.3 Conclusion

Il apparaît clairement que les travaux antérieurs permettent d'avoir une description détaillée des jets libres et de l'influence de la masse volumique sur leurs évolutions, et donc sur le mélange. De plus, de nombreux paramètres ont été pris en compte comme le nombre de Reynolds, les effets d'un co-courant, le confinement et les conditions d'éjection.

Contrairement aux jets libres, la littérature est peu documentée en ce qui concerne l'influence d'un obstacle sur le mélange dans les jets. Dubois (2010) a pu apporter de premières réponses sur le mélange à grande échelle d'un jet impactant une sphère en proposant des lois de similitude et en estimant le volume et la masse inflammables générés par un jet d'hydrogène. Mais, l'influence d'un obstacle sur la structure fine de la turbulence n'a pas pu être approchée. C'est justement le point que se propose d'approfondir la présente étude qui se place dans la continuité de celle de Dubois (2010).

Dispositif expérimental

Sommaire du chapitre

2.1	Description du banc d'essais	19
2.2	Mesure de vitesse par Vélocimétrie par Images de Particules	20
2.2.1	Principe de la Vélocimétrie par Images de Particules	20
2.2.2	Acquisition des images	20
2.2.3	Traitement des champs de mesures PIV	21
2.3	Mesure de concentration par Fluorescence Induite par Plan Laser	21
2.3.1	Généralité sur la Fluorescence Induite par Plan Laser	21
2.3.2	Le système PLIF	24
2.3.3	Mise en œuvre du système PLIF	25
2.4	Conditions expérimentales	29
2.4.1	Les paramètres d'incertitudes PIV	29
2.4.2	Les paramètres d'incertitudes LIF	29
2.4.3	Les essais	31

Ce chapitre est dédié à la description du fonctionnement du banc d'essais utilisé et des diagnostics optiques mis en œuvre, tel que la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et la Fluorescence Induite par Plan Laser sur l'acétone (PLIF).

2.1 Description du banc d'essais

Précédemment dimensionnée par Dubois (2010), l'installation présente dans le laboratoire permettant d'étudier expérimentalement les jets subsoniques ou supersoniques est décrite sur la figure 2.1. La première partie de cette installation est le local de stockage du gaz, situé à l'extérieur du bâtiment ; il peut accueillir un cadre d'hélium de 9 bouteilles à 200 bars et un autre d'air. Pendant les manipulations, il est donc possible de changer de gaz assez facilement entre deux essais. Une ligne haute pression de 50 m de long relie le local gaz à la salle d'expériences. Une fois arrivé dans la salle d'expériences, le gaz subit sa première détente. Alors que la vanne manuelle permet de régler la pression voulue dans l'enceinte, la vanne électromagnétique permet de gérer la durée d'ouverture du circuit de gaz. Enfin, l'installation se termine par une enceinte haute pression fixée sur un châssis, composée d'une arrivée de gaz, d'un capteur de pression

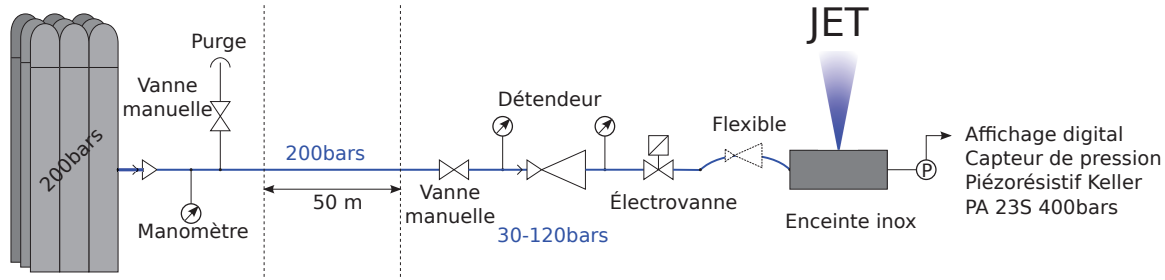


FIGURE 2.1 – Schéma de l'installation, du stockage du gaz au jet de fuite de l'enceinte.

(capteurs haute pression ou basse pression interchangeables selon les besoins de l'expérience) et d'un orifice de sortie sur lequel viennent se fixer les différentes buses de rejet.

Les buses utilisées sont des buses plates de diamètres d'éjection 2 et 3 mm. Elles permettent d'étudier les fuites de gaz de type accidentelles. Les parties hautes des buses comportent l'orifice de diamètre D_j qui se prolonge sur une longueur $l = 5D_j$. La partie basse de la buse est pourvue d'un orifice de 6 mm de diamètre sur une longueur qui dépend de D_j .

2.2 Mesure de vitesse par Vélocimétrie par Images de Particules

2.2.1 Principe de la Vélocimétrie par Images de Particules

La méthode de mesure PIV est une technique de diagnostic non intrusive, permettant de mesurer dans un plan la vitesse instantanée d'un ensemble de particules, ajoutées à l'écoulement. Les particules jouent alors le rôle de traceurs. Le principe de cette technique repose sur l'analyse du déplacement moyen $\Delta \vec{x}$ d'un groupe de particules, capturées par deux tirs successifs et superposés spatialement. Le décalage temporel des deux tirs lasers, noté Δt , permettra d'estimer le vecteur vitesse, assimilé au déplacement des particules.

Les mesures ont été réalisées sur des jets d'air et d'héliumensemencés par des gouttes d'huile d'olive de l'ordre de 1-2 μm . Une attention particulière a été portée sur l'ensemencement de l'air ambiant afin de ne pas biaiser les mesures sur les bords du jet. Les particules utilisées doivent être de taille suffisamment petite pour ne pas modifier l'écoulement, tout en étant suffisamment grosses pour être vues par la caméra. La technique de vélocimétrie par images de particules demande l'ajustement de différents paramètres afin d'obtenir les résultats les plus convenables possibles, comme par exemple, le temps Δt entre les deux impulsions laser, le temps d'exposition de la caméra et la quantité d'ensemencement en particules.

2.2.2 Acquisition des images

Le système d'acquisition est composé d'une caméra (Hisense, DANTEC Dynamics, 2048 \times 2048 px), d'un laser Yag (Big Sky, QUANTEL) et d'un système d'acquisition (DynamicStudio). Pour la PIV, le laser est utilisé sur sa longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ et fournit une énergie de 150 mJ par impulsion en sortie. Un filtre vert ($\lambda = 532 \text{ nm}$) équipe la caméra de façon à ne garder que la lumière verte diffusée par les particules d'huile, tandis que les parois des obstacles ont été peintes en orange fluorescent diffusant ainsi la lumière du laser incident sur une autre

longueur d'onde que le vert. Cette précaution est essentielle pour ne pas brûler les capteurs très sensibles de la caméra à cause de réflexions sur les obstacles.

2.2.3 Traitement des champs de mesures PIV

Le système d'acquisition (DynamicStudio) permet également de réaliser le post-traitement des images par corrélation adaptative avec des fenêtres de 32×32 px et un recouvrement horizontal et vertical de 50%. Les statistiques sont obtenues par traitement de 750 à 1250 champs instantanés acquis à une fréquence (liée à la cadence du laser) de 5 Hz. La convergence des moments d'ordre 1 à 4 a pu être vérifiée. La zone d'exploration d'un champ PIV est de 75×75 mm² environ. En pratique, pour estimer le déplacement d'un ensemble de particules, les images sont discrétisées sur une maille d'environ 0,75 mm.

2.3 Mesure de concentration par Fluorescence Induite par Plan Laser

La fluorescence induite par laser est une technique permettant d'obtenir la mesure d'un champ scalaire. Elle réunit plusieurs avantages : non-intrusive, instantanée et elle peut être utilisée pour déterminer les propriétés moyennes et fluctuantes de l'écoulement sans intégration le long du chemin lumineux, au contraire de la méthode BOS, *Background Oriented Schlieren* (Dubois, 2010). Cette technique de mesure est déjà très largement répandue dans des configurations d'écoulement réactive ou non-réactive.

Elle est particulièrement adaptée pour des mesures de concentration de traceur qui permettent une visualisation directe de la composition du mélange de l'écoulement étudié. Ce traceur peut être une espèce naturellement présente dans l'écoulement ou ajoutée pour jouer ce rôle. Pour ce type de mesures, l'article de Lozano *et al.* (1992) est une source de référence tant sur le plan des principes de la fluorescence que sur le plan pratique pour la mise en œuvre de la LIF d'acétone.

2.3.1 Généralité sur la Fluorescence Induite par Plan Laser

Définition de la fluorescence

Lorsqu'une molécule à l'état de base est excitée par une source laser énergétique, elle atteint un niveau d'énergie supérieur et instable : c'est le phénomène d'absorption. Pour revenir à un état stable, elle peut être désexcitée suivant différents processus :

- par émission spontanée de photon (processus radiatif),
- par collision avec une autre molécule, en transférant l'excédent d'énergie à cette deuxième molécule sans émettre de photon, c'est le quenching (processus non radiatif),
- par collision avec un photon, en émettant deux photons de même longueur d'onde que le laser, c'est l'émission stimulée (processus non radiatif).

La fluorescence est caractéristique du premier cas, elle résulte de la relaxation naturelle d'une molécule se trouvant dans un état excité vers un état d'énergie inférieur par émission spontanée de photon sur des échelles de temps courtes. Selon les états électroniques impliqués, un deuxième

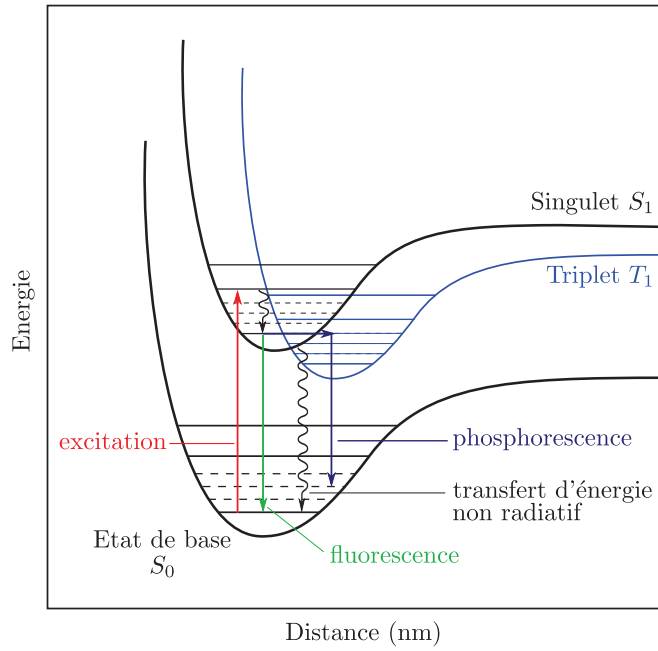


FIGURE 2.2 – Représentation schématique de la fluorescence - Évolution d'un état excité singulet vers un état excité triplet.

processus appelé phosphorescence émet également des photons lors de la désexcitation, mais sur des échelles de temps plus longues. D'après Lozano *et al.* (1992), trois états électroniques sont impliqués dans ces processus de luminescence, il s'agit du singulet de l'état de base S_0 , du premier singulet d'excitation S_1 et du premier état triplet T_1 impliqué dans le processus de phosphorescence. Les transferts entre ces différents états sont représentés sur la figure 2.2.

Équation générale de la fluorescence

Le signal de la fluorescence d'un traceur enregistré par le capteur CCD de la caméra peut être converti en pourcentage de fraction molaire de traceur présent dans le mélange ($\chi_{traceur}$). La relation reliant le signal de fluorescence d'acétone S_{fl} et les divers paramètres de l'écoulement porteur est donnée par :

$$S_{fl} = \eta E \chi_{traceur} \sigma(\lambda, T) \phi(\lambda, T, p, \chi_i) \quad (2.1)$$

où η : l'efficacité optique,

E : l'énergie de l'impulsion du laser,

$\sigma(\lambda, T)$: la section efficace d'absorption fonction de la température T et de la longueur d'onde du laser d'excitation λ ,

ϕ : le rendement quantique de fluorescence qui dépend de T , λ ainsi que de la pression p et de la composition χ_i du gaz porteur.

Lozano *et al.* (1992) suggèrent de considérer $n_{traceur}$ comme la concentration en molécules de traceur qui absorbent l'énergie. La concentration en molécules de traceur, ou fraction molaire, peut alors être convertie en fraction massique en utilisant la relation :

$$C = \frac{\chi M_j}{\chi M_j + (1 - \chi) M_a} \quad (2.2)$$

où M_j et M_a sont respectivement la masse molaire en sortie de buse et celle de l'air ambiant.

Acétone : un traceur idéal

L'acétone ($CH_3 - CO - CH_3$) représente dans de nombreuses configurations le traceur idéal pour la Fluorescence Induite par Plan Laser dans les écoulements gazeux. Les paramètres importants à prendre en compte dans le cas d'un traceur sont :

- une pression de vapeur saturante élevée, permettant un niveau d'ensemencement élevé,
- une transition d'absorption facilement accessible aux lasers utilisés,
- une fluorescence facilement détectable, dans le visible de préférence,
- une durée de vie de fluorescence courte, pour une mesure instantanée de l'écoulement,
- une espèce miscible avec le gaz porteur,
- une faible toxicité.

L'acétone est une molécule qui répond à ces nombreuses contraintes grâce à ses propriétés thermodynamiques et spectro-physiques (tableau 2.1).

Molécule	Acétone CH_3COH_3
M (g.mol ⁻¹)	58,08
$T_{\text{ébullition}}$ (°C)	56,1
$P_{\text{saturation}}$ (kPa à 20°C)	22,8
$\lambda_{\text{absorption}}$ (nm)	220-320 (275)
$\lambda_{\text{émission}}$ (nm)	350-550
ϕ	0,1-0,2%

TABLE 2.1 – Propriétés spectro-physiques de l'acétone.

La fluorescence de l'acétone a un spectre d'émission qui s'étend sur une large bande entre 350 et 550 nm avec des pics à 445 et 480 nm (dans le visible, bleu). La durée de vie de la fluorescence d'acétone varie entre $2,7 \pm 0,3$ et $1,7 \pm 0,3$ ns pour des excitations respectivement à 313 et 280 nm.

Le deuxième processus, la phosphorescence (dans le visible, en vert), serait lié à l'excitation des molécules de biacétyl ($CH_3 - CO_2 - CH_3$) générées par dissociation de l'acétone. Ces signes de décomposition n'apparaissent que pour des températures en dessous de 748 K et un temps de résidence inférieur à 1 s (Trost *et al.*, 2010). Cette notion de temps de résidence permet de distinguer les cas où les tests de fluorescence sont faits en cellule fermée des cas où la LIF est utilisée en écoulement. La phosphorescence a une durée de vie de l'ordre de 200 μ s, mais elle est annihilée par la présence d'oxygène. Dans le cas qui nous intéresse de jets d'hélium marqués d'acétone se mélangeant à de l'air, la phosphorescence ne devrait donc pas polluer les images de fluorescence, ni contaminer le milieu environnant. Nous pourrions donc négliger les effets de quenching.

Un dernier point qui mérite d'être exploré concerne la différence de diffusivité entre les différentes espèces. En effet, la diffusivité massique de l'hélium dans l'air dans des conditions de pression atmosphérique standard est de $0,771 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, alors que celle de l'acétone dans l'air est de $0,104 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, donc ces différences de diffusion peuvent entraîner un non mélange des espèces. Brownell et Su (2011) ont montré qu'il existe de subtiles différences entre les champs de

concentration d'hélium et d'acétone dues aux différentes propriétés diffusives des espèces. Dans notre cas, ces petites différences ne seront pas prises en compte et seront considérées comme négligeables.

2.3.2 Le système PLIF

L'excitation de l'acétone est ici réalisée par un plan laser à 266 nm (UV) fourni par un laser NdYag quadruplé, pulsé (Quantel). L'énergie par impulsion est de 33 mJ pour une durée d'impulsion de 6 ns.

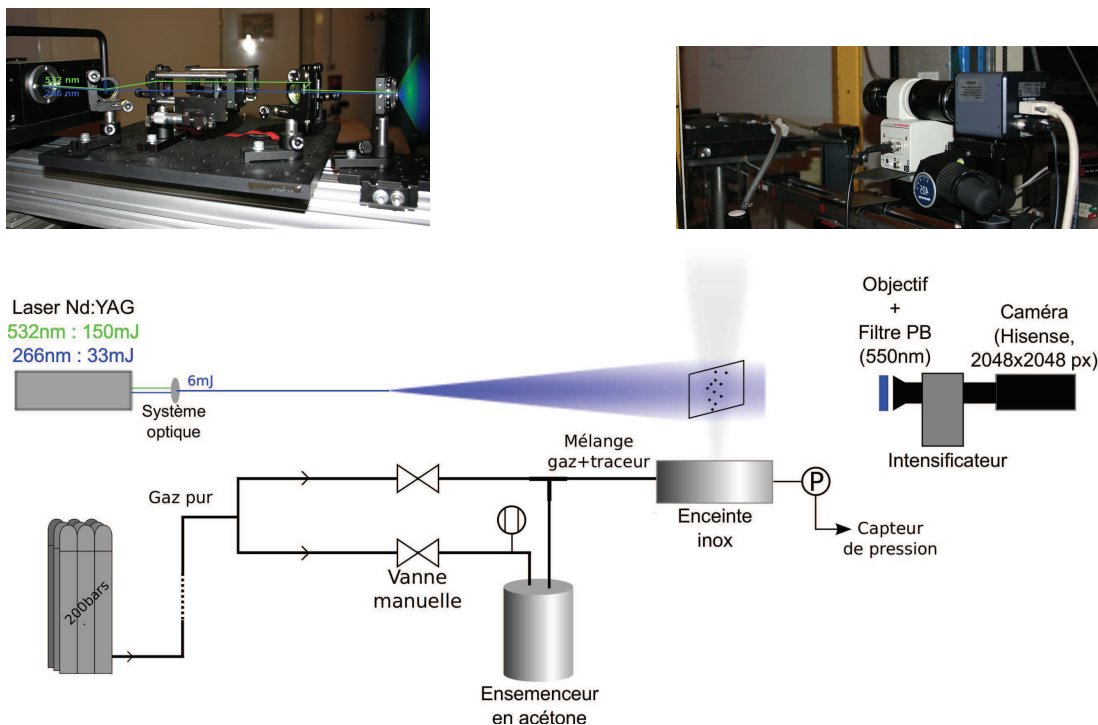


FIGURE 2.3 – Schéma de l'installation PLIF.

Pour nos essais LIF, nous avons privilégié l'alignement du plan laser à 266 nm sur l'axe du jet et occulté la partie à 532 nm. Un système optique composé de lentilles et de miroirs dichroïques, conçu par R&DVision, permet des réglages fins et indépendants pour la nappe laser de chaque longueur d'onde. Ce système optique est solidaire du laser par l'intermédiaire d'une plaque de fixation commune. Cependant, après passage dans le système optique, la perte d'énergie du faisceau UV est assez conséquente, 80%, soit une énergie résiduelle de 6 mJ. Plus de détails sur le système optique sont fournis en annexe A.

Le système d'acquisition d'images est constitué d'une caméra Hisense (DANTEC Dynamics) équipée d'un intensificateur (Hamamatsu). La synchronisation entre le laser, la caméra et l'intensificateur est réalisée par une carte de synchronisation installée sur un ordinateur (PC, windows XP 64 bits, 12 Go RAM, Quadricore). L'ensemble synchronisation et acquisition d'images est assuré par le logiciel DynamicStudio (DANTEC Dynamics). De plus, un filtre passe-bas, avec une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 550$ nm, est utilisé pour limiter la luminosité parasite n'appartenant pas à la fluorescence de l'acétone comprise entre 380 et 550 nm. Une illustration

du système d'acquisition est présentée figure 2.3. Les statistiques sont obtenues par traitement de 250 champs instantanés acquis à une fréquence (liée à la cadence du laser) de 5 Hz. La zone d'exploration d'un champ PLIF est de $40 \times 40 \text{ mm}^2$ environ.

Le marquage en acétone est réalisé grâce à un ensemenceur partiellement rempli d'acétone liquide. L'hélium est injecté sous pression par une canne sous le niveau de surface de l'acétone liquide (figure 2.4). Grâce à sa forte pression de vapeur saturante à température ambiante, l'acétone est entraînée sous forme de vapeur par l'hélium. Les vapeurs d'acétone étant plus lourdes que l'hélium, nous limitons le marquage de l'hélium au minimum en alimentant l'enceinte qui simule le réservoir sous pression par un mélange d'hélium pur et d'hélium marqué par l'acétone, dans des proportions ajustables.

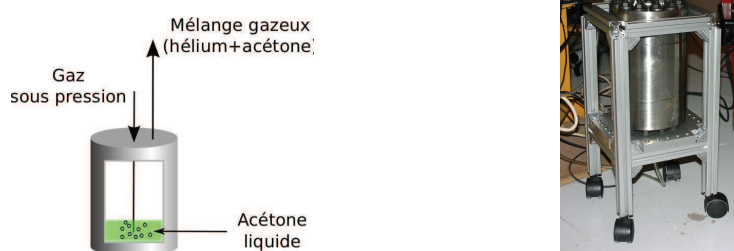


FIGURE 2.4 – Principe de l'ensemenceur.

2.3.3 Mise en œuvre du système PLIF

Le signal de fluorescence de l'acétone doit être traité et corrigé pour prendre en compte le bruit de fond, la variation spatiale de l'intensité de la nappe laser, et la concentration de référence. La procédure de traitement des images et des corrections du signal suit les étapes suivantes :

1. acquisition d'une série d'images (250 images),
2. première correction pour le bruit de fond,
3. deuxième correction de la variation spatiale de l'intensité de la nappe laser,
4. normalisation de la luminosité maximale enregistrée, concentration de référence.

Acquisition des images de fluorescence

L'acquisition est réalisée sur une portion du capteur CCD total de la caméra, soit $1024 \times 2048 \text{ px}$, correspondant à un unique capteur CCD physique. En effet, une différence de niveaux d'intensité existe entre les 2 capteurs de la caméra due à un défaut de calibration de la sensibilité des composants électroniques. Une série de 250 images est ensuite enregistrée et traitée pour chaque essai. Ce nombre d'images permet d'atteindre une précision inférieure à 10^{-3} pour l'intensité lumineuse moyenne et fluctuante (figure 2.5), normalisée entre 0 et 1, mais initialement codée sur 12 bits, soit 2^{12} ou 4096 niveaux de gris. On notera que le temps d'exposition de la caméra (lié à celui de l'intensificateur) est de $20 \mu\text{s}$, le temps de vie de la fluorescence de l'acétone de 4 ns, le temps de pulsation du laser de 6 ns. Sachant que les vitesses d'éjection des jets

sont comprises entre 30 et 150 m.s^{-1} , les images obtenues sont bien des mesures instantanées de l'écoulement. Cependant, cette série d'images n'est pas résolue en temps puisque la fréquence d'acquisition du système (5 Hz) est trop lente.

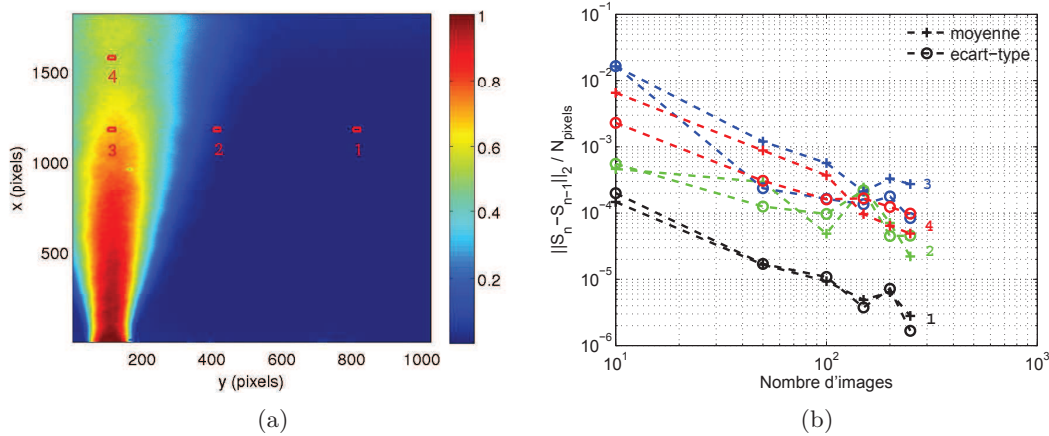


FIGURE 2.5 – Norme 2 de l'erreur sur une zone de $20px \times 20px$.

Néanmoins, malgré la présence d'un intensificateur, les images obtenues ont un faible niveau de luminosité. La distribution des niveaux de gris, présentés sur la figure 2.6, n'est pas étendue, avec une répartition concentrée sur le premier quart des niveaux de gris, c'est à dire sur les intensités lumineuses les plus faibles.

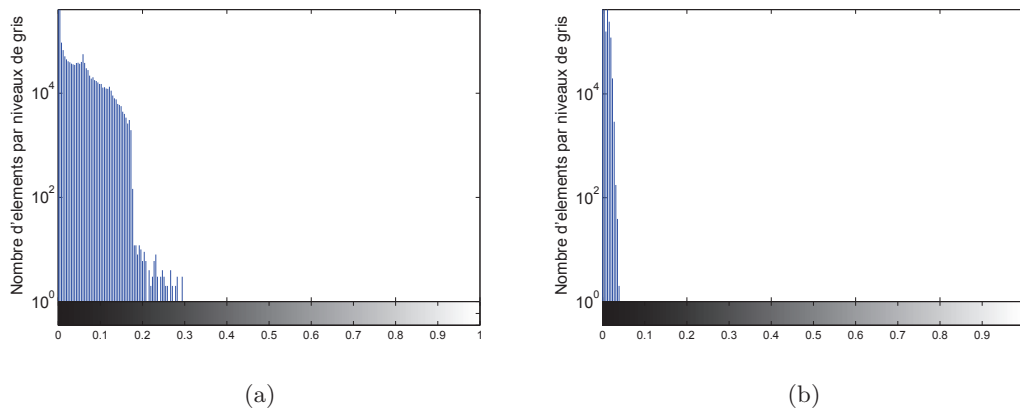
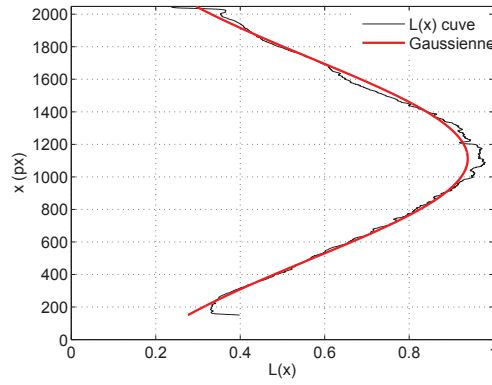


FIGURE 2.6 – Histogramme des niveaux de gris (a) de l'image moyenne, (b) des écarts-types

Correction des images de fluorescence

Avant d'être utilisées, les images brutes doivent être corrigées afin d'éliminer les erreurs liées aux conditions expérimentales comme le bruit de fond ou les variations d'intensité de la nappe laser. Le signal désiré $S(x,y)$, est obtenu à partir du signal mesuré $S_i(x,y)$, du signal de bruit


 FIGURE 2.7 – Répartition spatiale de l'intensité de la nappe laser $L(x)$.

de fond $S_{bruit}(x,y)$ et de la variation spatiale de l'intensité de la nappe laser $L(x)$:

$$S(x,y) = \frac{S_i(x,y) - S_{bruit}(x,y)}{L(x)} \quad (2.3)$$

Le signal de bruit de fond $S_{bruit}(x,y)$ est enregistré dans les mêmes conditions que le signal mesuré $S_i(x,y)$ mais en l'absence de l'écoulement. Pour corriger l'hétérogénéité spatiale de l'intensité de la nappe laser, les données doivent être normalisées suivant l'axe vertical. La fluorescence de vapeur d'acétone dans une cuve (cuve Far UV Quartz, STARNA) est utilisée pour définir la répartition spatiale de l'intensité de la nappe laser $L(x)$. La cuve est placée dans l'alignement du faisceau laser et l'acquisition est réalisée dans les mêmes conditions que celles de l'écoulement. Le signal moyenné $L(x)$ peut ensuite être approximé par un polynôme d'ordre 5 ou une fonction gaussienne (figure 2.7).

Normalisation des images de fluorescence

La fraction molaire d'acétone utilisée pour marquer l'hélium doit être connue pour calculer la masse molaire du mélange en sortie, et convertir les fractions molaires χ , en fraction massique C . L'estimation de χ_{ace} est faite en supposant que le marquage en vapeur d'acétone est réalisé dans les limites de saturation, autrement dit, en quittant l'ensemencement l'hélium sera saturé en vapeur d'acétone soit $\chi_{ace} = 0,244$ à 20°C . La fraction massique d'acétone dans le mélange pourra être calculée de la manière suivante :

$$C_{vap} = \frac{a\chi_{ace}}{1 + a\chi_{ace}} \quad (2.4)$$

avec a le pourcentage en volume de mélange ensemencé. Ainsi que la masse volumique du mélange en sortie de buse, constitué de vapeurs d'acétone et du débit total d'hélium :

$$\rho_j = \left(\frac{C_{vap}}{\rho_{vap}} + \frac{1 - C_{vap}}{\rho_g} \right)^{-1} \quad (2.5)$$

La figure 2.8 donne l'évolution des grandeurs caractéristiques du mélange (masse volumique, viscosité) en fonction de la fraction volumique d'acétone contenue dans l'hélium. On considèrera par la suite que l'intensité de la fluorescence mesurée en sortie, dans le cône potentiel, correspond

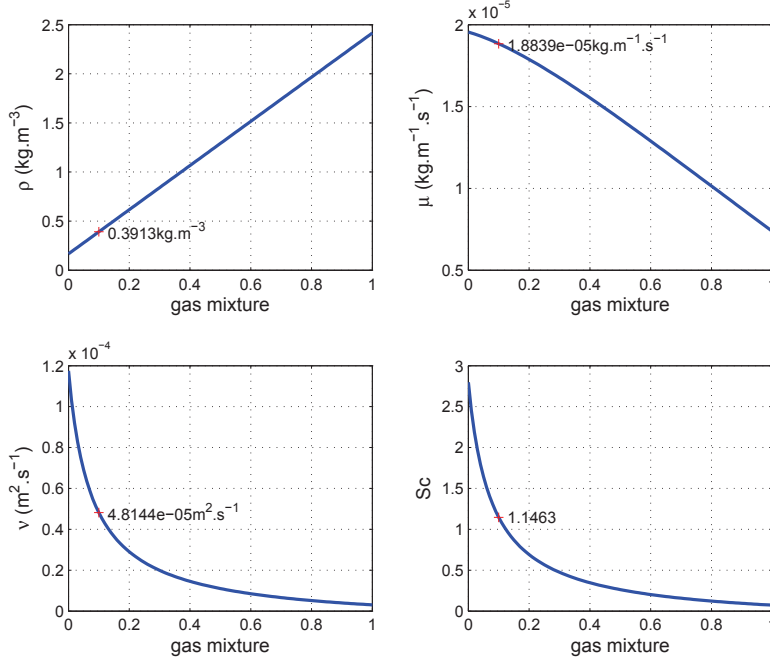


FIGURE 2.8 – Caractéristique du mélange hélium-acétone (a) Masse volumique (kg.m^{-3}), (b) Viscosité dynamique ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$), (c) Viscosité cinématique ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), (d) Nombre de Schmidt.

à la concentration maximale du mélange $\chi = 100\%$, ou $C = 1$. Une zone de référence définie à partir de la buse, d'environ $1D_j$ de long et $0,5D_j$ de large, permettra de calculer cette valeur de référence C_1 utilisée comme concentration maximale. Les fluctuations de cette valeur sont inférieures à 5% ; elles peuvent être reliées à la fois aux variations du marquage de l'hélium en acétone et à l'instabilité énergétique des tirs laser.

Pour obtenir un champ d'exploration plus étendu suivant l'axe du jet, deux séries d'images sont réalisées sur deux fenêtres de mesure différentes, situées l'une au-dessus de l'autre suivant l'axe du jet et se recoupant sur une centaine de pixels (cas jet libre et impactant une sphère). Les images issues de la première fenêtre de mesure, notée f_1 , prenant en compte l'orifice du jet, seront normalisées suivant la procédure expliquée ci-dessus. La procédure de normalisation de la deuxième fenêtre de mesure, notée f_2 , est différente puisque la zone de référence est hors champ : les données doivent être raccordées à celles de la fenêtre f_1 . Le raccord entre les deux fenêtres est donc réalisé à l'aide d'un paramètre k_{1-2} calculé à partir des données moyennes de la zone de raccordement issue de f_1 normalisées et des données moyennes de la zone de raccordement issue de f_2 non-normalisées. Le paramètre k_{1-2} est obtenu par le calcul de la moyenne du rapport des maxima de chaque profil radial se recoupant ($n \approx 100$ px) :

$$k_{1-2} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{\max(S_{f_1}(i,y))}{\max(S_{f_2}(i,y))}}{n} \quad (2.6)$$

Enfin, pour chaque champ instantané de la fenêtre de mesure f_2 , k_{1-2} servira de paramètre de normalisation :

$$C_{f_2}(x,y) = k_{1-2} \times S_{f_2}(x,y) \quad (2.7)$$

2.4 Conditions expérimentales

2.4.1 Les paramètres d'incertitudes PIV

Les erreurs possible lors de mesures PIV peuvent être nombreuses et d'origines différentes, et il est très difficile d'estimer l'incertitude globale de la mesure. Les différentes erreurs de mesure de la vitesse se divisent en plusieurs catégories :

- les incertitudes liées au positionnement et au montage,
- les erreurs de traitement des données, liées à la qualité de l'ensemencement,
- le biais statistique.

L'ensemencement est un facteur clé pour une mesure de vitesse par PIV réussie, puisque l'hypothèse principale est d'assimiler la vitesse des particules à celle de l'écoulement. Les particules doivent être capables de suivre toutes les fluctuations u' de la vitesse. L'aisance des particules à suivre cet écoulement peut être caractérisée par le nombre de Stokes, $S_t = \tau_p/\tau_t$ où τ_p est le temps caractéristique de la particule et τ_t celui de la turbulence. Plus ce nombre est petit, plus les particules suivent fidèlement l'écoulement : un nombre de Stokes $S_t = 0,1$ correspond à une déviation d'environ 1% de la vitesse réelle. Nous pouvons donc estimer ce nombre et l'utiliser comme critère de validation de nos mesures :

- le temps caractéristique ou temps de relaxation τ_p des particules est :

$$\tau_p = \frac{D_p^2 \rho_p}{18 \mu_g} \quad (2.8)$$

avec D_p le diamètre, ρ_p la masse volumique des particules, et μ_g la viscosité dynamique du gaz composant l'écoulement ;

- le temps caractéristique τ_t de la turbulence est :

$$\tau_t = \frac{l_c}{\langle u' \rangle} \quad (2.9)$$

avec $\langle u' \rangle$ la fluctuation typique de l'écoulement, $\langle u' \rangle = 13,44 \text{ m.s}^{-1}$ le maximum de fluctuation observé sur l'axe du jet pour $Re = 11.10^3$, $l_c = 0,75 \text{ mm}$ échelle caractéristique de la mesure, correspondant à la résolution des mesures PIV.

Pour des particules de $1 \mu\text{m}$ de diamètre, le nombre de Stokes dans la configuration la plus turbulente est de $S_t = 0,045$, soit une déviation inférieure à 0,5% de la vitesse réelle.

2.4.2 Les paramètres d'incertitudes LIF

Épaisseur de la nappe laser et fluctuation de son intensité

L'épaisseur de la nappe laser est un paramètre essentiel dans la mise en place d'un système de mesure utilisant un laser et particulièrement lorsque les mesures sont réalisées sur des jets millimétriques. La nappe laser est réalisée par un système optique composé de lentilles sphériques convergente ($f_1 = 100$) et divergente ($f_2 = 41$) placées successivement, puis d'une lentille cylindrique plane (annexe A). Le faisceau laser génère une nappe laser en forme de demi-lune. Les inhomogénéités spatiales moyennes sont prises en compte dans les corrections

présentées précédemment. Plusieurs tentatives ont été testées pour estimer expérimentalement l'épaisseur de la nappe laser : mesures directes par un marquage de la nappe laser sur un support (papier fluorescent, mousse), ou des mesures indirectes au travers de la caméra. Mais ces tentatives se sont révélées trop imprécises pour en déduire une épaisseur expérimentale de la nappe laser.

Les fluctuations temporelles de l'intensité de la nappe laser tir-à-tir seront négligées puisque nous considérerons que la normalisation réalisée sur chaque image corrige directement ces fluctuations temporelles de niveaux de gris.

Phénomène d'absorption

Le milieu traversé a une influence directe sur l'intensité lumineuse du laser au cours du trajet des faisceaux lumineux. En effet, l'énergie est absorbée exponentiellement par l'espèce fluorescente en fonction du trajet optique. Le phénomène d'absorption de l'énergie laser au travers d'un mélange uniforme est décrit par la loi de Beer-Lambert. L'énergie lumineuse I_1 d'un faisceau traversant un milieu absorbant peut être calculée ainsi :

$$I_1 = I_0 e^{-\alpha N d} \quad (2.10)$$

où I_0 est l'énergie lumineuse incidente, α le coefficient d'absorption (cm^2), d la longueur du trajet optique (cm) et N la densité du gaz (cm^{-3}). Dans le but d'estimer le coefficient d'extinction et de juger de son influence, nous avons utilisé les données obtenues lors des mesures de concentration de la cuve remplie d'un mélange d'hélium et d'acétone uniforme. La figure 2.9 présente l'énergie lumineuse mesurée au travers de la cuve et la correction apportée par la loi de Beer-Lambert. Le coefficient d'extinction α a pour unité px^{-1} .

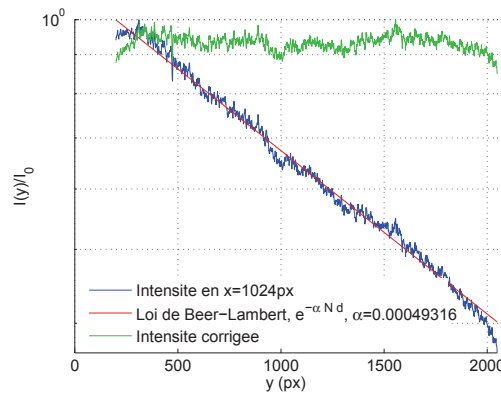


FIGURE 2.9 – Décroissance de l'intensité de fluorescence (échelle logarithmique) en fonction de la distance parcourue y dans la cuve de référence, correction apportée par la loi de Beer-Lambert (α en px^{-1}).

L'écoulement étudié ici n'est pas uniforme. Par conséquent, un schéma de prédiction-corrrection pour la loi de Beer-Lambert devrait être utilisé pour corriger le phénomène d'absorption (Cruyninggen *et al.*, 1990). Cette méthode permet de sommer l'énergie perdue dans tous les pixels précédents et applique la correction au nouveau pixel, puis calcule l'énergie perdue au travers de ce nouveau pixel. Cette opération est répétée jusqu'à atteindre la convergence du critère choisi.

Néanmoins, dans notre cas, nous avons quantifié la perte d'énergie à 60% au travers d'une portion de la cuve équivalente à 1500 px = 34,5 mm. Cela correspond à une perte d'énergie lumineuse de 2,6% pour une distance équivalente à un demi-diamètre. Nous avons pu négliger cette perte d'énergie. En effet, si la largeur de l'écoulement ensemencé est plus petite que le chemin optique ($x \ll l$), l'absorption de l'énergie lumineuse est négligeable. Le calcul du chemin optique l est donné par :

$$l = \frac{1}{\alpha C_{abs}} \quad (2.11)$$

où α le coefficient d'absorption de l'acétone est égal à $\alpha = 4,4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ et C_{abs} est une estimation de la concentration moyenne de l'espèce absorbante le long du chemin optique. Nous avons estimé la concentration maximale d'acétone en sortie $C_{abs} = 8,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. On obtient un chemin optique égal à $l = 2,7 \text{ cm}$, bien supérieur à un diamètre d'éjection, zone d'exploration la plus concentrée en acétone.

Incertitude sur la fraction volumique

Pour trouver une incertitude de mesure, il est nécessaire de connaître la valeur mesurée et la valeur réelle de la grandeur mesurée. Cependant la valeur réelle étant rarement connue, Moffat (1988) propose d'estimer l'incertitude des quantités dérivées à l'aide de la méthode dite RSS (*root-sum-square*), c'est-à-dire la racine carré de la somme des carrés :

$$\partial R = \left\{ \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial R}{\partial Z_i} \delta Z_i \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (2.12)$$

où R est la quantité dérivée, Z_i les variables indépendantes utilisées pour calculer R , δZ_i est l'incertitude sur chaque variable, et N le nombre total de variables. Dans notre cas, l'expression (2.12) peut être exprimée de la façon suivante :

$$\frac{\delta \chi_i}{\chi_i} = \left[\left(\frac{\delta S_b}{S_b} \right)^2 + \left(\frac{\delta \chi_{ace}}{\chi_{ace}} \right)^2 + \left(\frac{\delta \alpha}{\alpha} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

Si l'on considère une variable X_i , qui a une incertitude connue δX_i , l'incertitude peut être reliée à l'écart type par $\delta X_i / X_i = 2\sigma / \sqrt{N}$, où σ est l'écart-type d'un échantillon de N éléments utilisés pour calculer la valeur moyenne \bar{X}_i . L'incertitude sur le niveau de brut $\delta S_b / S_b = \pm 0,34\%$. L'estimation de l'incertitude du marquage en acétone est calculée en utilisant les données de la valeur de référence C_1 , $\delta \chi_{ace} / \chi_{ace} = \pm 0,96\%$. Dans notre calcul, nous avons également pris en compte l'erreur introduite par le phénomène d'absorption $\delta \alpha / \alpha$; nous l'avons estimé précédemment à $\pm 2,6\%$. Finalement, l'incertitude totale sur le calcul de la fraction volumique du mélange est de $\pm 2,8\%$.

2.4.3 Les essais

Comme le nombre de Mach est petit ($Ma < 0,3$), on peut négliger les effets de compressibilité, et les conditions en sortie de buse sont les suivantes $T_j \approx T_a$, $P_j \approx P_a$, et $\rho_j \approx \rho_g$. La vitesse en sortie U_j est calculée de la manière suivante :

$$U_j = C_d \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_0}{M_j} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P_a} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right]} \quad (2.14)$$

avec $C_d \in [0,6; 1]$ le coefficient de décharge propre à la géométrie de l'orifice, P_0 et T_0 la pression et la température réservoir.

Les conditions expérimentales étudiées sont présentées dans le tableau 2.2.

Gaz	ν_j ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	ρ_j ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	S	U_j ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Re	Obstacle	PIV	LIF
Air	$1,56 \cdot 10^{-5}$	1,2	1	14,9	$3 \cdot 10^3$	/		
Air	$1,56 \cdot 10^{-5}$	1,2	1	14,9	$3 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 10D_j$		
Air	$1,56 \cdot 10^{-5}$	1,2	1	14,9	$3 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 20D_j$		
Air	$1,56 \cdot 10^{-5}$	1,2	1	33,9	$7 \cdot 10^3$	/		
Air	$1,56 \cdot 10^{-5}$	1,2	1	50,6	$10 \cdot 10^3$	/		
Air	$1,56 \cdot 10^{-5}$	1,2	1	79,4	$15 \cdot 10^3$	/		
Air	$1,56 \cdot 10^{-5}$	1,2	1	158,7	$30 \cdot 10^3$	/		
He	$1,17 \cdot 10^{-4}$	0,166	0,14	158	$4 \cdot 10^3$	/		
He	$1,17 \cdot 10^{-4}$	0,166	0,14	158	$4 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 5D_j$		
He	$1,17 \cdot 10^{-4}$	0,166	0,14	158	$4 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 10D_j$		
He	$1,17 \cdot 10^{-4}$	0,166	0,14	158	$4 \cdot 10^3$	plaque plane, $x_p = 10D_j$		
He+11% Ac.	$4,40 \cdot 10^{-5}$	0,425	0,35	55	$4 \cdot 10^3$	/		
He+11% Ac.	$4,40 \cdot 10^{-5}$	0,425	0,35	55	$4 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 5D_j$		
He+11% Ac.	$4,40 \cdot 10^{-5}$	0,425	0,35	55	$4 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 10D_j$		
He+11% Ac.	$4,40 \cdot 10^{-5}$	0,425	0,35	55	$4 \cdot 10^3$	plaque plane, $x_p = 10D_j$		
He+14,5% Ac.	$4,40 \cdot 10^{-5}$	0,425	0,35	55	$11 \cdot 10^3$	/		
He+14,5% Ac.	$4,40 \cdot 10^{-5}$	0,425	0,35	55	$11 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 5D_j$		
He+14,5% Ac.	$4,40 \cdot 10^{-5}$	0,425	0,35	55	$11 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 10D_j$		
He+14,5% Ac.	$4,40 \cdot 10^{-5}$	0,425	0,35	55	$11 \cdot 10^3$	plaque plane, $x_p = 10D_j$		
He+16% Ac.	$3,47 \cdot 10^{-5}$	0,54	0,45		$4 \cdot 10^3$	/		
He+24% Ac.	$2,43 \cdot 10^{-5}$	0,715	0,6	32	$4 \cdot 10^3$	/		
He+24% Ac.	$2,43 \cdot 10^{-5}$	0,715	0,6	32	$4 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 5D_j$		
He+24% Ac.	$2,43 \cdot 10^{-5}$	0,715	0,6	32	$4 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 10D_j$		
He+24% Ac.	$2,43 \cdot 10^{-5}$	0,715	0,6	32	$4 \cdot 10^3$	plaque plane, $x_p = 10D_j$		
He+24% Ac.	$2,43 \cdot 10^{-5}$	0,715	0,6	95	$11,7 \cdot 10^3$	/		
He+24% Ac.	$2,43 \cdot 10^{-5}$	0,715	0,6	95	$11,7 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 5D_j$		
He+24% Ac.	$2,43 \cdot 10^{-5}$	0,715	0,6	95	$11,7 \cdot 10^3$	sphère, $D_s = 20 \text{ mm}$, $x_s = 10D_j$		
He+24% Ac.	$2,43 \cdot 10^{-5}$	0,715	0,6	95	$11,7 \cdot 10^3$	plaque plane, $x_p = 10D_j$		

TABLE 2.2 – Conditions expérimentales étudiées par des mesures PIV et LIF.

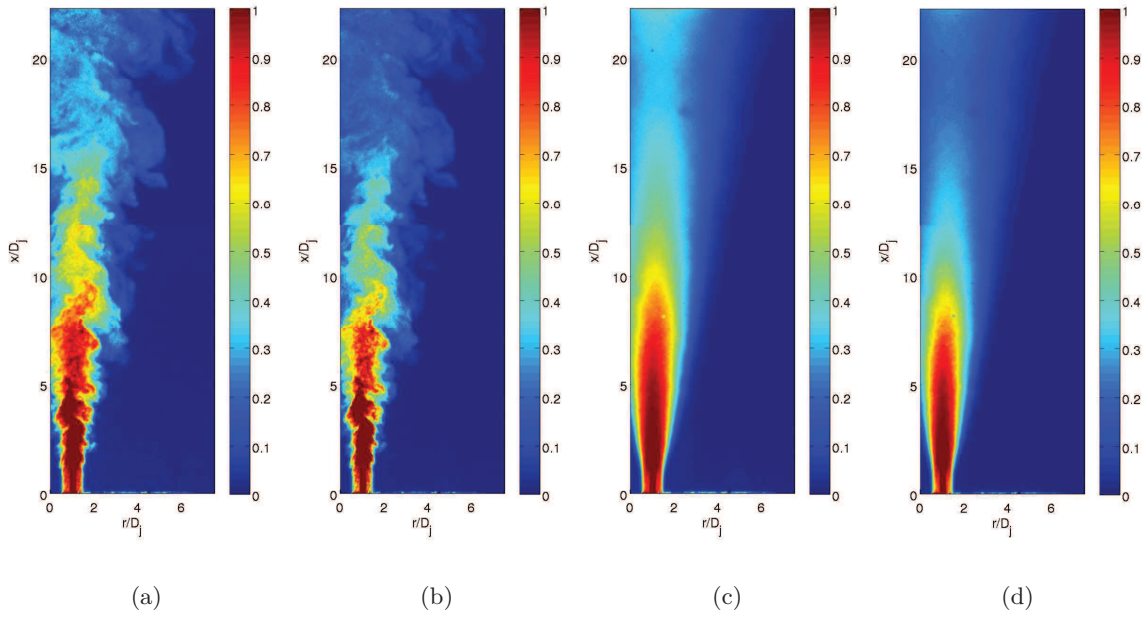


FIGURE 2.10 – Jet libre He+24%Ac et $Re = 4.10^3$, (a) Fraction volumique χ instantanée, (b) Fraction massique C instantanée, (c) Fraction volumique χ moyenne, (d) Fraction massique C moyenne

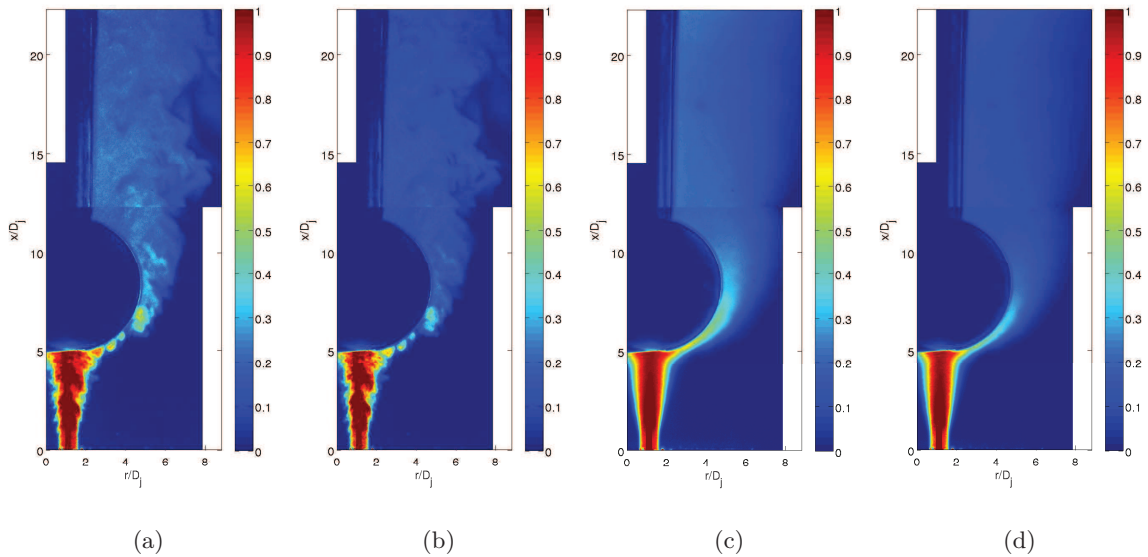


FIGURE 2.11 – Jet impactant une sphère positionnée en $x_s/D_j = 5$, He+24%Ac et $Re = 4.10^3$, (a) Fraction volumique χ instantanée, (b) Fraction massique C instantanée, (c) Fraction volumique χ moyenne, (d) Fraction massique C moyenne

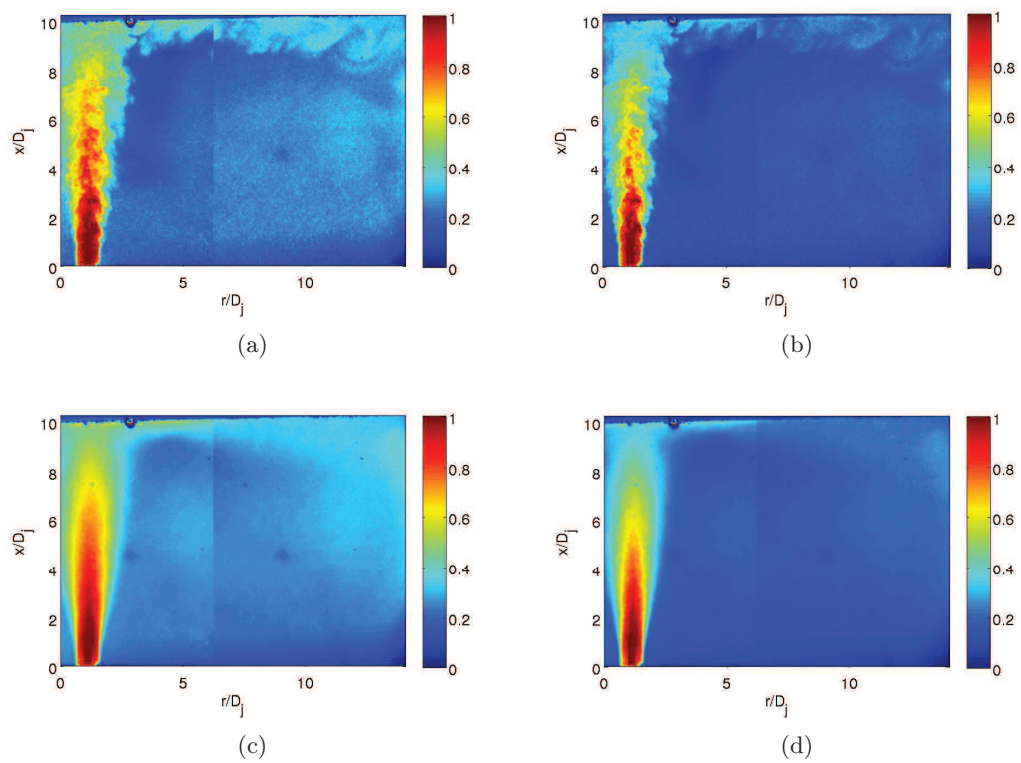


FIGURE 2.12 – Jet impactant une plaque plane positionnée en $x_p = 10D_j$, He+24%Ac et $Re = 4.10^3$, (a) Fraction volumique χ instantanée, (b) Fraction massique C instantanée, (c) Fraction volumique χ moyenne, (d) Fraction massique C moyenne

Résultats expérimentaux

Sommaire du chapitre

3.1	Jet libre	37
3.1.1	Conditions initiales en sortie de buse	38
3.1.2	Évolutions axiales	39
3.1.3	Épanouissement	42
3.1.4	Évolutions radiales	44
3.1.5	Termes des équations de conservation	47
3.2	Jet en présence d'un obstacle	51
3.2.1	Obstacle sphérique	51
3.2.2	Plaque plane	60
3.3	Analyse statistique du champ scalaire	63
3.3.1	Fonctions de densité de probabilité (Pdfs)	63
3.3.2	Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement	67
3.3.3	Analyse quantitative des Pdfs de concentration	72
3.4	Structures « cohérentes » des fluctuations scalaires	75
3.5	Conclusion	79

L'objectif de ce chapitre est de caractériser la turbulence et le mélange dans le cas d'un jet libre ou en présence d'un obstacle. Dans un premier temps, la structure générale de l'écoulement est étudiée à l'aide des champs moyens et fluctuants par comparaison avec les données de la bibliographie. Puis, les données issues des fluctuations sont analysées statistiquement par l'étude des fonctions de densité de probabilité du scalaire. Finalement, une approche basée uniquement sur un critère énergétique (Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres) est appliquée sur les champs scalaires pour mettre en évidence les structures "cohérentes".

3.1 Jet libre

Une première étape de cette étude est de valider nos mesures de vitesses par PIV et de concentration par LIF en comparant nos résultats avec ceux de la littérature. Pour cela, nous allons nous intéresser aux grandeurs classiques de similitude présentées dans la section 1.1 du chapitre 1 : décroissance axiale, épanouissement et évolution radiale du jet.

Les mesures de vitesse présentées ont été réalisées sur des jets d'hélium pur, de rapport de masse volumique $S = 0,14$, ou ensemencés en acétone à différents taux 11% et 14,5%, correspondant à un rapport de masse volumique de $S = 0,35$ et $S = 0,45$ respectivement. Ces mesures de vitesse ont également été faites pour des jets d'air pur, $S = 1$. Dans le cas des mesures de concentration, les résultats présentés sont ceux de jets d'hélium ensemencés en acétone d'un rapport de masse volumique $S = 0,6$ et $0,4$, correspondant à un ensemencement de 24,4% et 16% respectivement. De plus, la distance de développement des jets est relativement courte, ainsi nous considérons que l'écoulement est un jet se trouvant en champ proche $x \leq 30D_j$.

3.1.1 Conditions initiales en sortie de buse

En sortie de buse, la vitesse du jet des cas étudiés est comprise entre 30 et 160 m.s⁻¹, correspondant à des nombres de Reynolds de 4.10^3 ou 11.10^3 . La masse volumique du mélange, quant à elle, varie entre $0,169 \text{ kg.m}^{-3}$ pour l'hélium pur et $0,715 \text{ kg.m}^{-3}$ pour un mélange d'hélium ensemencé à saturation en acétone. La figure 3.1 présente les profils radiaux moyens et fluctuants obtenus en proche sortie ($x/D_j = 0,5$) pour le cas d'un jet libre : sur la figure 3.1a, on trouve les propriétés de la composante longitudinale de la vitesse U pour ($Re = 11.10^3$, $S = 0,4$) et, sur la figure 3.1b, celles de la concentration C pour ($Re = 11,7.10^3$, $S = 0,6$). Le profil de la vitesse moyenne est un profil de vitesse défini comme pseudo-parabolique, entre le profil parabolique et le profil "top hat". Les couches de mélange ont déjà commencé à se former au bord du jet comme l'indique l'écart-type des fluctuations de vitesse. Le profil de concentration, est quant à lui proche d'un profil de type "top hat", avec des fluctuations naissantes dans les couches de mélange. Sur les profils de concentration, la zone de référence utilisée pour normaliser les images de fluorescence est visible et marque un forçage de la valeur de la concentration à $C = 1$ seulement sur $1D_j$. De plus, on remarque bien que les profils extraits des mesures LIF pour la concentration ont une résolution spatiale très fine $0,023 \text{ mm}$, alors que celle des mesures PIV pour la vitesse est beaucoup moins fine avec une résolution de $0,75 \text{ mm}$.

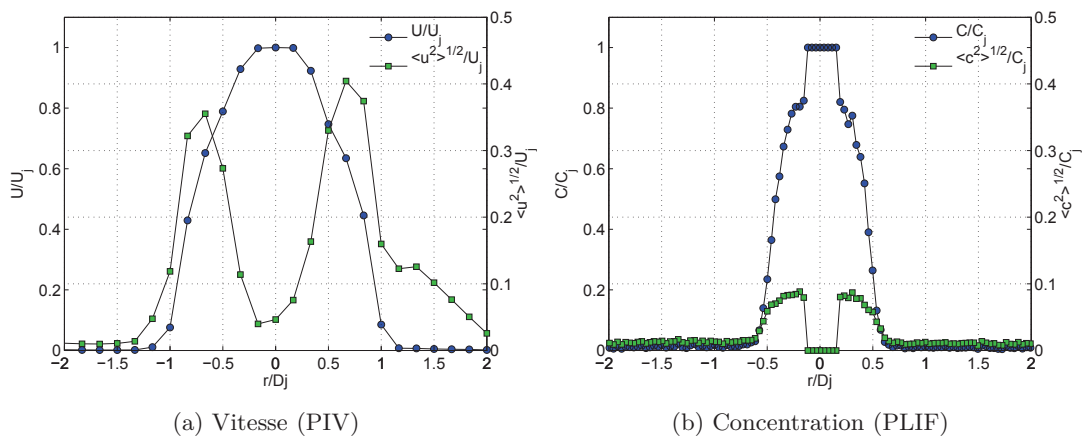


FIGURE 3.1 – Caractéristiques des conditions initiales du jet libre $x/D_j = 0,5$: (a) Vitesse longitudinale pour ($Re = 11.10^3$, $S = 0,4$), (b) Concentration ($Re = 11,7.10^3$, $S = 0,6$).

3.1.2 Évolutions axiales

Vitesse

L'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne présentée de manière classique sur la figure 3.2a, U_c/U_j en fonction de la position axiale x/D_j , montre une décroissance axiale plus rapide lorsque le rapport $S = \rho_j/\rho_a$ diminue. En effet, le jet d'hélium pur se développe beaucoup plus rapidement que le jet d'hélium ensemencé en acétone ($S = 0,4$), qui a lui-même une décroissance encore plus forte que le jet d'air. Ce comportement est un résultat classique obtenu pour les jets libres, turbulents à masse volumique variable. La figure 3.2b représente pour chacun des jets considérés l'évolution de U_j/U_c en fonction de l'abscisse sans dimension $(x - x_u)/D_{eq}$, avec D_{eq} le diamètre équivalent. Dans la zone de mesure, identifiée comme une région de jet pur, les résultats obtenus se superposent et valident la loi de pseudo similitude de la décroissance axiale. Les taux de décroissance K_u sont tous présentés dans le tableau 3.1. Ils sont très proches des résultats classiquement obtenus dans la littérature, tels que ceux de Panchapakesan et Lumley (1993), Djeridane (1994) et Hussein *et al.* (1994) qui obtiennent des taux de décroissance compris entre 0,14 et 0,17. On remarquera également que les mesures obtenues pour le cas ($Re = 3,75.10^3$ $S = 0,35$) sont présentées sur les différentes figures, mais leur validité est sérieusement remise en question. Dans notre cas, la difficulté des conditions de mesure est à pointer : en particulier le positionnement horizontal et vertical du plan laser sur une buse de diamètre millimétrique.

En plus du taux de décroissance axiale, les données présentées permettent également d'observer l'influence du nombre de Reynolds, dans la gamme $[3.10^3, 30.10^3]$, pour les jets d'air, sur l'origine virtuelle du jet x_u . Dans le cas où la variation de masse volumique ne rentre pas en compte, une relation entre l'origine virtuelle x_u et le nombre de Reynolds est ici proposée :

$$\frac{x_u}{D_j} = -4,36 + 0,05 \sqrt{Re} \quad (3.1)$$

Il est intéressant de constater que, dans la littérature, la loi sur l'origine virtuelle x_u est souvent explicitée en fonction du rapport de densité alors que les lois sur le cône potentiel x_p sont majoritairement explicitées en fonction du nombre de Reynolds (Sautet et Stepowski, 1995). D'après nos résultats, l'origine virtuelle x_u dépend à la fois du nombre de Reynolds et du rapport des masses volumiques, mais aucune relation prenant en compte le rapport des masses volumiques n'a pu être obtenue proprement.

La deuxième grandeur à laquelle nous allons nous intéresser est celle des fluctuations de vitesse. Dans ce but, nous utilisons l'écart-type de la vitesse longitudinale et radiale comme grandeur dimensionnelle : $\langle u^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{u'^2}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{v'^2}$. La figure 3.3 représente l'évolution axiale de l'écart-type des fluctuations de la vitesse longitudinale et radiale rapporté à la vitesse axiale U_c . L'influence de la masse volumique est, là encore, visible (figure 3.3a) : le développement est plus rapide pour le gaz le plus léger. De plus, on obtient une tendance asymptotique avec un plateau d'environ 20% en $x/D_j = 25$ dans le cas des jets d'air, et une valeur plus élevée, 40%, pour les jets de masse volumique plus faible. Les mesures de Djeridane (1994) atteignent une tendance asymptotique de 27% à $x/D_j = 5$ pour le jet d'hélium et à $x/D_j = 40$ pour le jet d'air, quant à Hussein *et al.* (1994), ils estiment une intensité de turbulence de 28% à $x/D_j = 70$ pour le jet d'air. Les valeurs trouvées pour le jet d'air sont donc similaires à celles présentées par ces

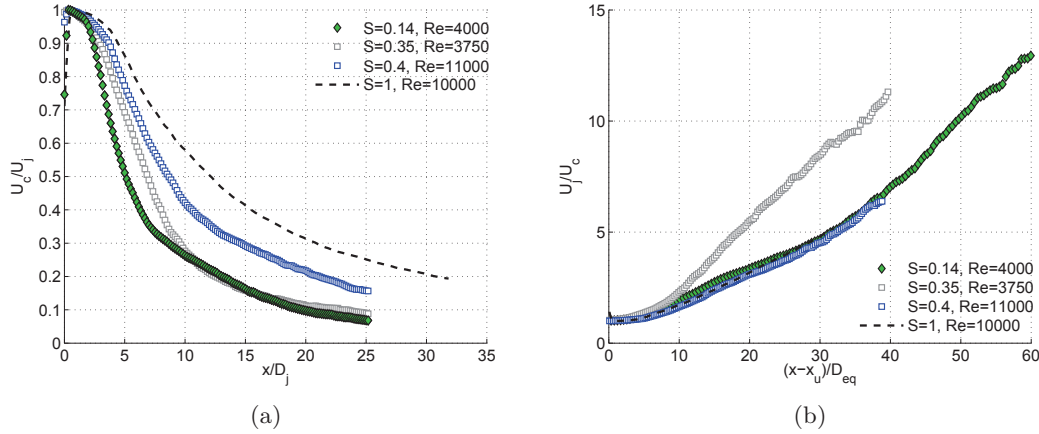


FIGURE 3.2 – Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne : (a) U_c/U_j en fonction de la distance axiale adimensionnée par D_j , (b) U_j/U_c représentée en fonction de la distance axiale $(x - x_u)/D_{eq}$, $D_{eq} = D_j (\rho_j/\rho_a)^{1/2}$.

S	Re	K_u	x_u/D_j
0,14	4.10^3	0,172	3,09
0,35	4.10^3	0,256	1,73
0,4	11.10^3	0,161	1,80
1	3.10^3	0,160	-1,64
1	7.10^3	0,159	-0,09
1	10.10^3	0,159	0,53
1	15.10^3	0,172	1,59
1	30.10^3	0,168	4,3

TABLE 3.1 – Ensemble des taux de décroissance axiale de la vitesse longitudinale et des origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais PIV ($8 \leq x/D_{eq} \leq 50$).

auteurs mais surestimées pour le cas du jet d'hélium. En revanche, nos résultats seraient plus proches des travaux de Panchapakesan et Lumley (1993) qui obtiennent un taux de fluctuation de 24% pour le jet d'air ($x/D_j = 120$) et n'observent pas d'asymptote franche pour le jet d'hélium, avec 40% en $x/D_j = 50$. Ces résultats démontrent un entraînement plus fort pour les gaz les plus légers.

L'intensité de turbulence de la vitesse radiale présentée sur la figure 3.3b atteint un niveau asymptotique de 16% pour l'air et 22% pour le jet d'hélium. Pour l'intensité de turbulence radiale, on peut citer Djeridane (1994) à 22% pour les jets d'air et d'hélium, Panchapakesan et Lumley (1993) 18% et 19% à $x/D_j = 120$ pour le jet d'air et d'hélium respectivement. De plus, on notera que l'écart-type des fluctuations de la vitesse radiale est toujours bien inférieur à celui de la vitesse longitudinale.

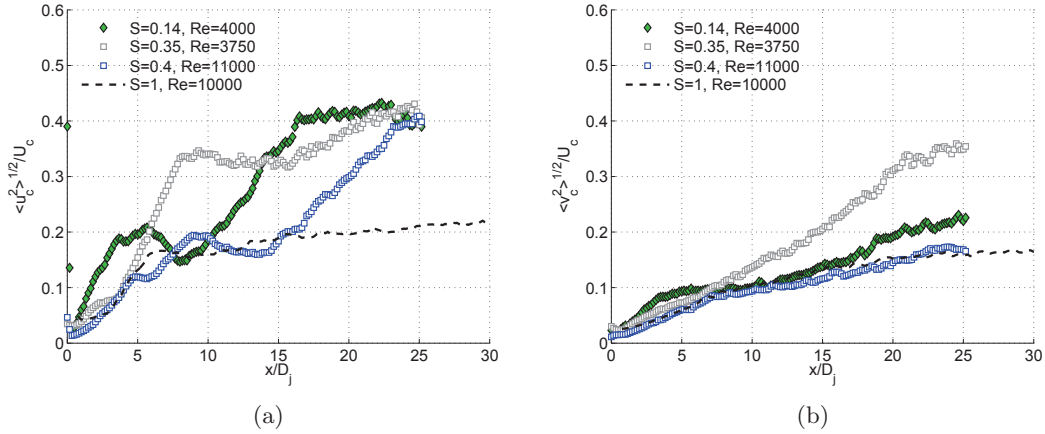


FIGURE 3.3 – Évolution axiale des intensités de turbulence des vitesses longitudinale $\langle u_c^2 \rangle^{1/2} / U_c$ (a) et radiale $\langle v_c^2 \rangle^{1/2} / U_c$ (b) en fonction de la distance axiale x/D_j .

Concentration

L'évolution axiale de la concentration moyenne C_c en fonction de la position axiale x/D_j , est présentée une première fois sur la figure 3.4a. Elle montre tout comme la vitesse une décroissance axiale plus rapide lorsque le rapport $S = \rho_j / \rho_a$ diminue. La figure 3.4b représente pour chacun des jets considérés l'évolution de C_j / C_c en fonction de l'abscisse sans dimension $(x - x_c) / D_{eq}$, avec D_{eq} le diamètre équivalent. Les résultats obtenus se superposent et valident la loi de pseudo similitude de la décroissance axiale. Les valeurs de K_c mesurées (voir tableau 3.2) et celles trouvées dans la littérature pour des jets libres sont présentées sur la figure 3.5 en fonction du rapport de densité en sortie $S = \rho_j / \rho_a$. La méthode LIF utilisée donne de très bons résultats expérimentaux en comparaison avec les données déjà existantes. Ces résultats mettent tout de même en évidence une dispersion des coefficients de décroissance axiale qui ne dépendent pas seulement de la nature du gaz, mais également de paramètres liés aux conditions expérimentales pour générer le jet : jet de tube, jet de mur.

L'influence du nombre de Reynolds est directement visible sur l'origine virtuelle dans le cas $S = 0,6$. En effet, cette origine virtuelle, qui est directement liée à la longueur du cône potentiel x_p , augmente lorsque le nombre de Reynolds augmente (Pitts, 1991).

S	Re	K_c	x_c / D_j
0,6	4.10^3	0,218	4,02
0,6	$11,7.10^3$	0,207	4,81
0,45	4.10^3	0,203	1.18

TABLE 3.2 – Ensemble des taux de décroissance axiale de la concentration moyenne et des origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais LIF pour $8 \leq x/D_j \leq 20$.

Tout comme pour la vitesse, l'écart-type des fluctuations de la concentration massique est défini par : $\langle c^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{c'^2}$, où le champ des fluctuations instantanées de la concentration massique c' est défini par $c' = c - \bar{c}$. Comme le montre la figure 3.6, l'écart-type des fluctuations

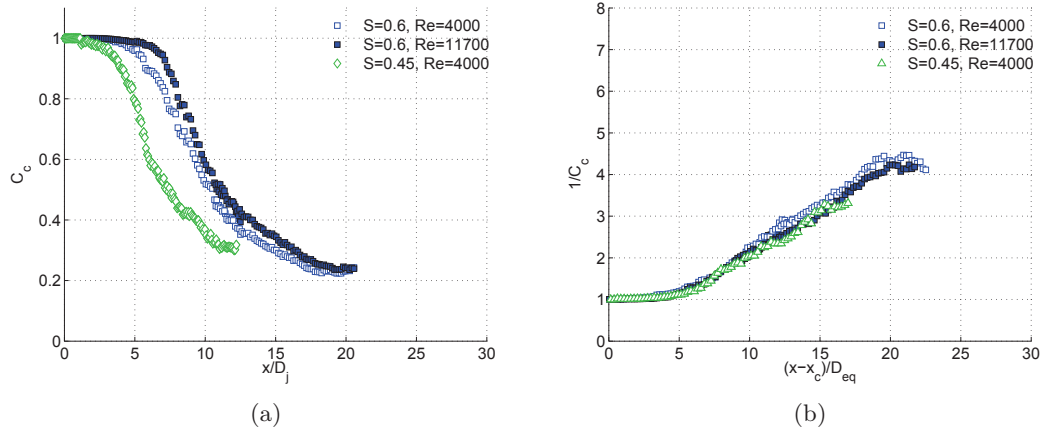


FIGURE 3.4 – Décroissance axiale de la concentration moyenne : (a) C_c en fonction de la distance axiale x/D_j , (b) C_j/C_c en fonction de la distance axiale $(x - x_c)/D_{eq}$, $D_{eq} = D_j (\rho_j/\rho_a)^{1/2}$.

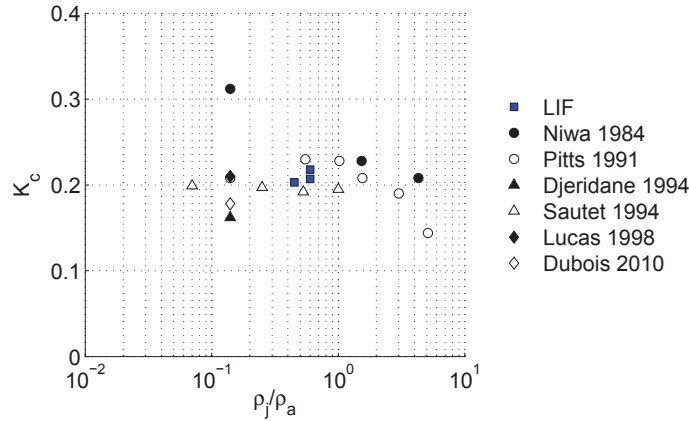


FIGURE 3.5 – Comparaison des résultats obtenus sur les taux de décroissance axiale de la concentration massique avec ceux de la littérature.

de la concentration rapportée à la concentration axiale C_c , a un comportement asymptotique, similaire à celui de la vitesse. En effet, après une croissance très rapide de l'intensité de turbulence dans le cône potentiel, on atteint un plateau asymptotique de l'ordre de 20% à partir de $x/D_j = 15$. Ces résultats sont très proches des résultats présentés par Pitts (1991) et Niwa *et al.* (1984) qui trouvent une asymptote de 23% et 20% respectivement pour un jet d'hélium.

Finalement, les résultats présentés montrent que le paramètre ayant le plus d'influence sur le développement axial de la vitesse axiale U et de la concentration C est bien le rapport des masses volumiques S . L'influence du nombre de Reynolds est secondaire : cône potentiel, origine virtuelle.

3.1.3 Épanouissement

Les évolutions des demi-largeurs des profils de vitesse longitudinale et de concentration moyenne adimensionnées par D_j soulignent une pseudo-similarité entre les différents mélanges

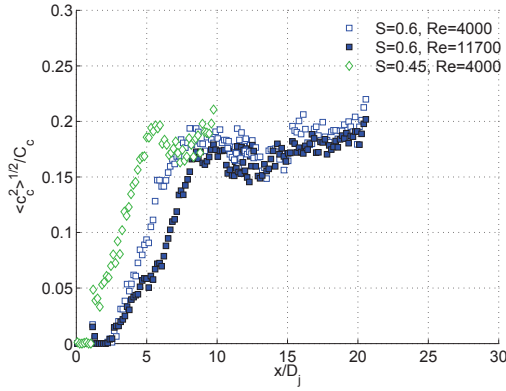


FIGURE 3.6 – Évolution axiale de l'intensité de turbulence de la concentration $\langle c_c^2 \rangle^{1/2} / C_c$ représentée en fonction de la distance axiale adimensionnée par D_j .

étudiés (figure 3.7).

Dans le cas de la demi-largeur du profil de vitesse longitudinale moyenne L_u (figure 3.7a), le taux d'épanouissement K'_u des différents gaz étudiés est quasi-similaire. Néanmoins, bien que le comportement de L_u soit bien linéaire, nous ne pouvons pas définir un taux d'épanouissement K'_u commun aux différents gaz. En effet, le jet d'air semblerait avoir un élargissement équivalent au jet d'hélium pur, respectivement $K'_u = 0,089$ et $0,085$. Mais le mélange d'héliumensemencé en acétone $S = 0,4$ a un taux d'épanouissement K'_u légèrement inférieur avec $0,068$ (tableau 3.3). De son côté, Djeridane (1994) indique un épanouissement plus rapide du jet le plus léger, c'est-à-dire un jet d'hélium libre avec $K'_u = 0,109$ s'épanouissant plus rapidement qu'un jet d'air libre $K'_u = 0,092$. Panchapakesan et Lumley (1993) propose des valeurs similaires, $0,110$ et $0,096$ respectivement dans l'hélium et l'air dans la région lointaine ($x/D_j > 50$). Notons que les effets de confinement ont une influence sur les taux d'épanouissement. L'influence du nombre de Reynolds est aussi à prendre en considération, mais il ne semble avoir un effet prépondérant ni sur le taux d'épanouissement K'_u , ni sur son origine virtuelle associée (tableau 3.3).

Dans le cas de la demi-largeur du profil de concentration moyenne L_c (figure 3.7b), on retrouve le comportement linéaire de L_c pour les différents cas. Les valeurs de K'_c mesurées et les origines virtuelles associées sont présentées dans le tableau 3.3. Les effets de différences de masse volumique ne sont pas notables sur les taux d'épanouissement K'_c , qui sont sensiblement les mêmes. Par contre, ils semblent jouer un rôle sur l'origine virtuelle associée. En effet, l'épanouissement s'amorce plus rapidement lorsque le gaz est plus léger ($S = 0,45$). Le comportement est bien similaire à celui de la décroissance axiale.

Enfin, on remarquera que les taux d'épanouissement du champ scalaire K'_c sont plus grands que les taux d'épanouissement du champ de vitesse K'_u . Ceci est cohérent avec les données issues de la littérature qui indiquent toujours un épanouissement du champ scalaire plus fort que celui du champ dynamique, ce qui est souvent rapproché à la valeur du nombre de Schmidt de la turbulence Sc_t (cf. chap.1 sec.1.1.2).

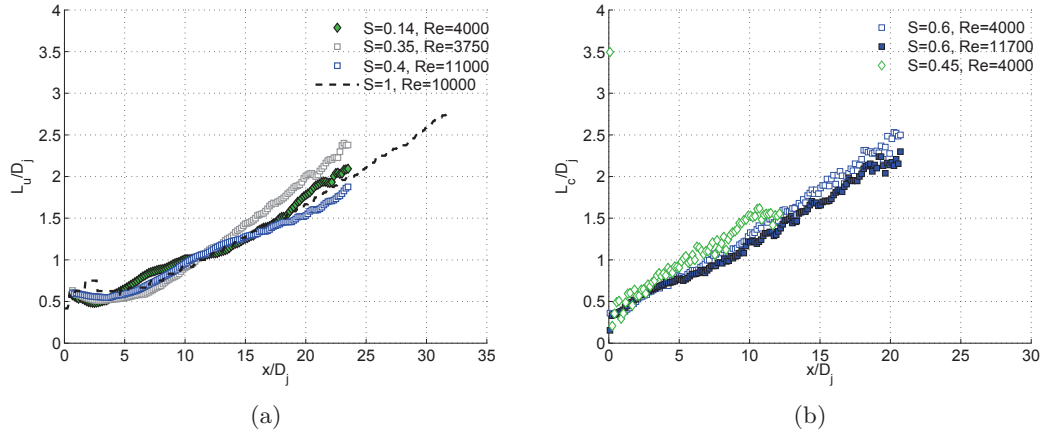


FIGURE 3.7 – Épanouissement des jets libres : (a) Demi-largeur de la vitesse longitudinale moyenne L_u/D_j en fonction de la distance axiale x/D_j , (b) Demi-largeur de la concentration moyenne L_c/D_j en fonction de la distance axiale x/D_j .

S	Re	K'_u	x'_u
0,14	4.10^3	0,085	-1,30
0,35	4.10^3	0,116	-0,26
0,4	11.10^3	0,068	-3,69
1	3.10^3	0,089	-2,02
1	7.10^3	0,086	0,37
1	10.10^3	0,085	-0,22
1	15.10^3	0,09	0,97
1	30.10^3	0,09	3,85

S	Re	K'_c	x'_c
0,6	4.10^3	0,114	-1,24
0,6	$11,7.10^3$	0,108	-0,76
0,45	4.10^3	0,107	-2,99

TABLE 3.3 – Ensemble des taux d'épanouissement de la vitesse axiale et de la concentration moyenne et les origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais PIV et LIF ($8 \leq x/D_j \leq 20$ et $8 \leq x/D_j \leq 12$).

3.1.4 Évolutions radiales

Les résultats suivants sont issus de l'étude des profils radiaux obtenus pour différentes positions axiales $x/D_j = 1, 2, 5, 10, 15$ et 20 pour les champs de vitesse et de concentration.

Vitesse

Les profils radiaux de la vitesse moyenne axiale U et radiale V adimensionnée par la vitesse axiale U_c sont présentés en fonction de la position radiale r/L_u , respectivement sur les figure 3.8a et 3.8b. Cette représentation nous permet d'observer une quasi-similitude à partir de $x/D_j = 10$. Les profils se superposent dans le cas de la vitesse longitudinale moyenne U au profil gaussien $e^{-\ln 2 (r/L_u)^2}$, communément utilisé. Pour les profils de vitesse radiale V , dans le cas où $r/L_u > 0$, lorsque la vitesse est positive, le fluide se déplace préférentiellement vers l'extérieur, et inversement, lorsque la vitesse est négative, du fluide se déplace vers l'axe du jet. Le raisonnement est inversé lorsque $r/L_u < 0$. En se plaçant dans le cas $r/L_u > 0$, le maximum proche de $r/L_u = 1$

représente l'expansion radiale du jet, et le minimum représente l'entraînement du fluide extérieur par le jet. On notera que les mesures de la vitesse radiale deviennent moins nettes sur les bords du jet pour $r/L_u > 2,5$ lorsque l'on s'éloigne de la buse ($x/D_j > 15$). Ceci est dû aux difficultés d'ensemencement de l'air ambiant dans cette région.

Les profils radiaux des écart-types des fluctuations de vitesses longitudinale et radiale adimensionnés par la vitesse axiale U_c sont présentés sur les figures 3.8c et 3.8d. Pour les deux grandeurs, le développement du champ turbulent s'accroît et devrait tendre vers une similitude des profils. Dans le cas du mélange $S = 0,4$ pour $Re = 11.10^3$, la valeur axiale asymptotique n'est pas encore atteinte comme on a pu le voir sur les profils axiaux ; le développement des profils est encore inachevé. Mais on observe bien le minimum sur l'axe en $x/D_j = 1$ qui augmente progressivement pour atteindre une valeur asymptotique. On peut également noter que le développement de la composante $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ est plus rapide que celui de la composante longitudinale qui continue à présenter un pic de turbulence en $r/L_u = 0,5$ pour $x/D_j = 20$. De plus, alors que les profils de l'intensité de turbulence longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ présentent un minimum sur l'axe jusqu'à $x/D_j = 20$, $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$ n'a plus ce minimum.

Concentration

Les profils radiaux de concentration moyenne C et de l'intensité de turbulence sont présentés sur les figures 3.9a et 3.9b en fonction de la position radiale r/L_c . Pour la concentration moyenne, le profil radial en proche sortie ($x/D_j = 1$) a encore une forme proche d'un créneau. Dans cette région, les fluctuations de concentration sont nulles au centre du jet et commencent à se développer sur les bords, zone des couches de mélange. Puis, les profils radiaux s'épanouissent pour atteindre un profil de similitude à partir de $x/D_j = 10$, ce profil est gaussien pour le champ moyen $C/C_c = e^{-\ln 2 (r/L_c)^2}$. Pour les profils de l'écart-type des fluctuations de la concentration, le pic d'intensité de turbulence se situe en $r/L_c = 0,9$, un comportement similaire au champ dynamique. Mais le développement des profils est différent de celui observé sur les écart-types des fluctuations de vitesse, puisqu'on atteint un profil de similitude à partir de $x/D_j = 10$, pas encore visible dans le cas des écart-types des fluctuations de vitesse.

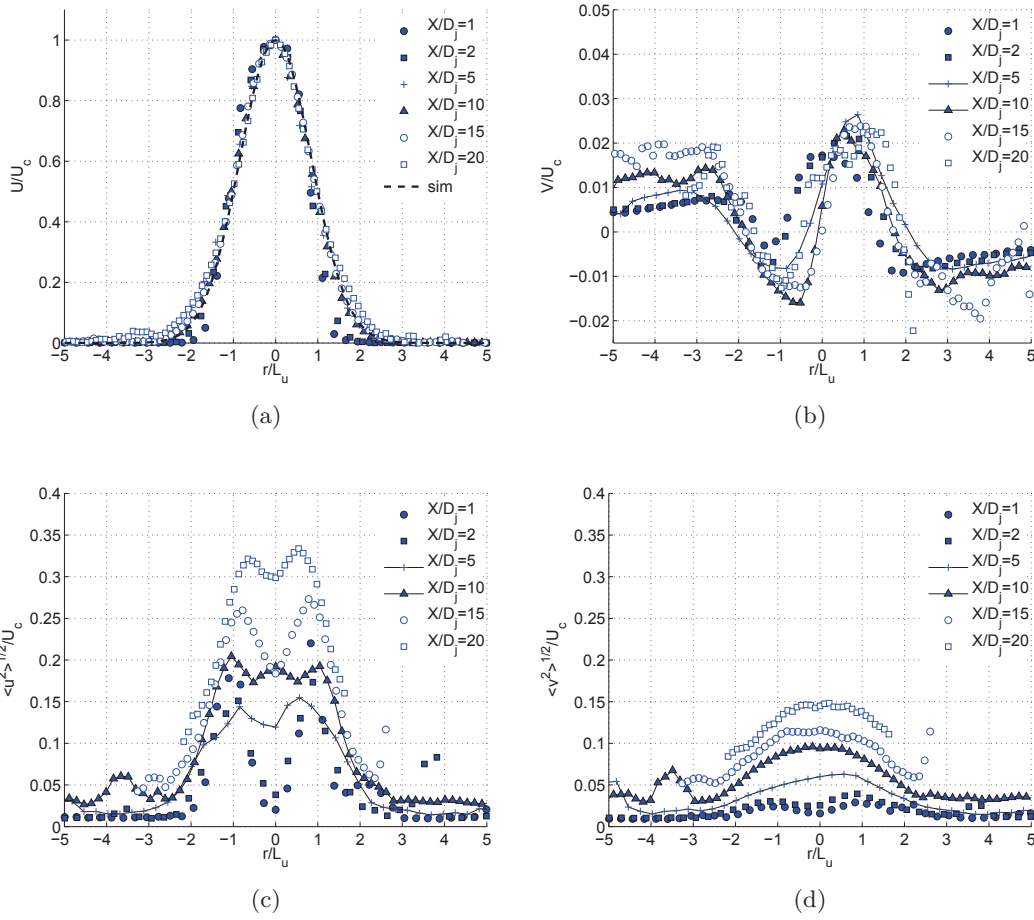


FIGURE 3.8 – Évolutions radiales pour un jet libre avec $S = 0,4$, $Re = 11,10^3$: (a) Vitesse longitudinale moyenne U/U_c en fonction de r/L_u , (b) Vitesse radiale moyenne V/U_c en fonction de r/L_u , (c) Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de r/L_u , (d) Intensité de turbulence de la vitesse radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de r/L_u .

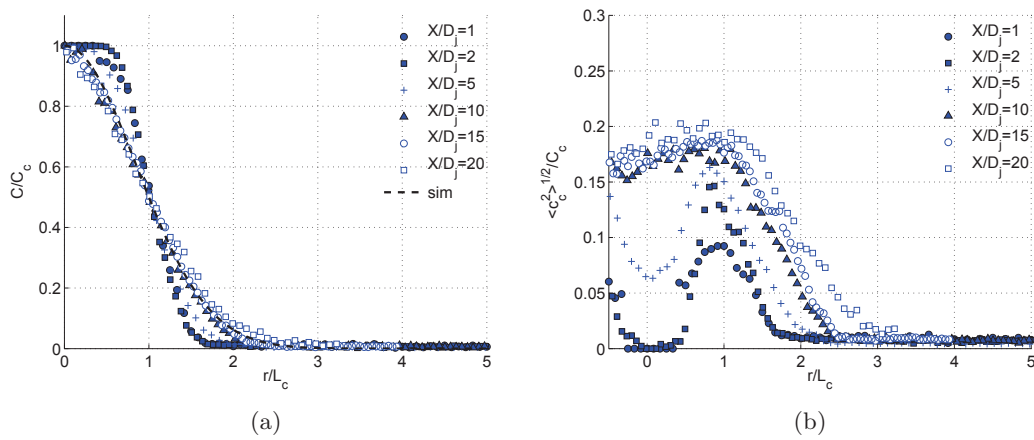


FIGURE 3.9 – Évolutions radiales pour un jet libre avec $S = 0,6$, $Re = 11,7,10^3$: (a) Concentration moyenne C/C_c en fonction de r/L_c , (b) Intensité de turbulence de la concentration $\langle c^2 \rangle^{1/2}/C_c$ en fonction de r/L_c .

3.1.5 Termes des équations de conservation

Dans le but de valider nos mesures et de réaliser une exploitation détaillée de celles-ci, les termes n'ayant pas été mesurés mais apparaissant dans les bilans des équations de conservation sont étudiés. La détermination des gradients a été faite à partir des données cartographiques des grandeurs expérimentales mesurées.

Si l'on considère l'équation de quantité de mouvement à masse volumique variable (Chassaing *et al.*, 2002) :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial \rho U_i}{\partial x_j} = \rho F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.2a)$$

$$\text{avec, } \tau_{ij} \equiv \nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \nu \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.2b)$$

On adopte les décompositions suivantes :

- décomposition de Reynolds en valeurs moyennes et fluctuations statistiques,

$$u_i = \overline{U}_i + u'_i, \text{ avec } \langle u'_i \rangle = 0 \quad (3.3)$$

- décomposition de Favre en valeur moyenne et fluctuations associées,

$$u_i = \tilde{U}_i + u''_i, \text{ avec } \tilde{u}_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} = \overline{U}_i + \frac{\overline{\rho u'_i}}{\bar{\rho}} \quad (3.4)$$

En remplaçant u_i dans l'équation 3.2a par sa décomposition de Reynolds 3.3, on obtient l'équation de quantité de mouvement portant sur la moyenne de la vitesse :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \overline{U}_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \bar{\rho} \overline{U}_i}{\partial x_j} = \bar{\rho} \overline{F}_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - A_i \quad (3.5a)$$

$$\text{avec, } A_i = \frac{\partial \overline{\rho u'_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u'_i U_j} + \overline{\rho u'_j U_i}) \quad (3.5b)$$

En remplaçant u_i dans l'équation 3.2a par sa décomposition de Favre 3.4, on obtient l'équation de quantité de mouvement portant sur la moyenne de la vitesse :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i}{\partial t} + \tilde{U}_j \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i}{\partial x_j} = \bar{\rho} \tilde{F}_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{\rho u''_i u''_j}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.6a)$$

$$\text{avec, } -\overline{\rho u''_i u''_j} \equiv -\overline{\rho u'_i u'_j} \quad (3.6b)$$

On constate que cette équation dépend non seulement de la vitesse moyenne mais également des fluctuations. De plus, un terme de cisaillement (*Reynolds stress*) $\overline{\rho u'_i u'_j}$ ou $\overline{\rho u''_i u''_j}$ apparaît, il représente le transport des fluctuations de vitesse par elles-mêmes. Nous avons donc estimé expérimentalement le terme $\langle uv \rangle$, présenté sous la forme de tension de cisaillement $\langle uv \rangle / U_c^2$ et de coefficient de corrélation R_{uv} , mais sans le couplage avec la densité variable car les mesures de vitesse et de concentration ont été réalisées séparément.

Tout d'abord, les figures 3.10a et 3.10c présentent les profils radiaux de la tension de cisaillement, *Reynolds stress*, $\langle uv \rangle / U_c^2$ pour le jet d'air et le jet de rapport $S = 0,4$. Les nombres de Reynolds des deux jets sont équivalents. Dans les deux cas, les profils des tensions de cisaillement

évoluent et tendent vers un profil établi à partir de $x/D_j = 15$, matérialisant le développement des couches de mélange en sortie de buse. Les valeurs de ce profil sont nulles sur l'axe, où, par symétrie, aucun cisaillement $\langle uv \rangle$ ne se produit, et présentent un pic à $r/L_u \approx 0,8$, de l'ordre de 0,018 pour l'air et pour le gaz $S = 0,35$. Ces valeurs sont légèrement inférieures mais cohérentes, avec celles déjà proposées par Panchapakesan et Lumley (1993) (0,024) et Djeridane (1994) (0,02). Les coefficients de corrélation $R_{uv} = \langle uv \rangle / \langle u^2 \rangle^{1/2} \langle v^2 \rangle^{1/2}$ représentés sur les figures 3.10b et 3.10d ont des comportements très similaires. En effet, les profils sont établis à partir de $x/D_j = 5$ pour les deux gaz. De plus, les valeurs maximales de 0,55 pour l'air et 0,50 pour le gaz $S = 0,4$, pour la section $x/D_j = 15$, sont très proches des valeurs généralement proposées : Panchapakesan et Lumley (1993) (0,49) et Djeridane (1994) (0,44). Les variables sont bien non-corrélées sur l'axe du jet ($R_{uv} = 0$).

Un autre paramètre souvent utilisé lors des modélisations classiques (type $k-\epsilon$) est la viscosité turbulente. Nous l'avons estimée à partir de l'expression suivante :

$$\nu_t = \frac{-\langle uv \rangle}{\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \right)} \approx \frac{-\langle uv \rangle}{\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \right)} \quad (3.7)$$

Le terme de dérivée longitudinale a été négligé devant celui de la dérivée radiale. La corrélation $\langle uv \rangle$ n'a pas été estimée sur l'axe du jet puisque les deux quantités tendent vers zéro. L'indétermination du calcul peut être levée par régression comme nous le verrons ci-dessous.

Les figures 3.11 présentent l'évolution radiale de la viscosité turbulente pour le jet d'air et le jet $S = 0,4$. Dans les deux cas, on voit que les maxima sont au bord du jet sur les premiers diamètres, puis ils vont progressivement se déplacer vers l'axe du jet pour $x/D_j > 10$. La valeur proche de l'axe obtenue de l'ordre de 0,02 est légèrement inférieure à celle déterminée par Panchapakesan et Lumley (1993), 0,032 pour un jet d'air et Djeridane (1994), 0,031 pour un jet d'hélium.

Analytiquement, on peut également estimer la viscosité turbulente. À partir du profil de moyen de vitesse dérivé par la variable $\partial(r/L_u)$:

$$\frac{U}{U_c} = e^{-\ln 2 \left(\frac{r}{L_u} \right)^2} \Rightarrow \frac{\partial U}{\partial r} = -2 \ln 2 r \frac{U_c}{L_u^2} e^{-\ln 2 \left(\frac{r}{L_u} \right)^2} \quad (3.8)$$

et de la valeur du rapport $\langle uv \rangle / U_c^2 = 0,02 r / L_u$ trouvée expérimentalement, l'expression de la viscosité de la turbulence peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\nu_t = \frac{-\langle uv \rangle}{\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \right)_{r=0}} = 0,014 U_c L_u \quad (3.9)$$

Une autre estimation peut être réalisée à partir de l'expression de la viscosité turbulente utilisée dans le modèle $k-\epsilon$:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.10)$$

avec k énergie cinétique turbulente et ϵ la dissipation de l'énergie. D'après Ruffin *et al.* (1994), la demi-largeur est reliée à k et ϵ par la relation $L_u \simeq k^{3/2} / \epsilon$. De plus, expérimentalement on a

3.1 Jet libre

pu établir que $(2/3 k)^{1/2} = 0,20 U_c$. On obtient alors la relation :

$$\nu_t = 0,022 U_c L_u \quad (3.11)$$

Finalement, les valeurs obtenues expérimentalement sont très proches des estimations analytiques présentées ci-dessus. Ce test nous permet de valider nos mesures PIV, ainsi que le calcul des gradients de la composante longitudinale de la vitesse. Notons également que l'estimation du modèle $k-\epsilon$ pour la viscosité turbulente est cohérente avec les données expérimentales.

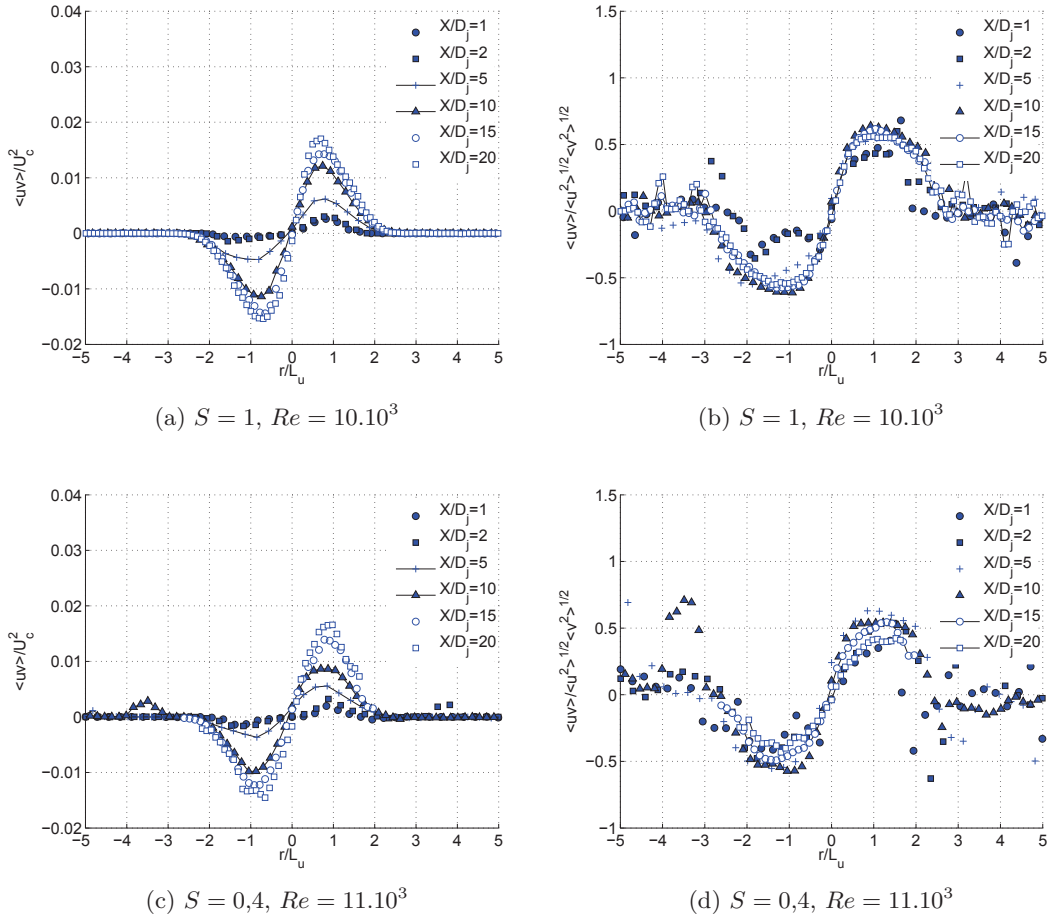


FIGURE 3.10 – Évolutions radiales pour un jet libre : (a-c) Tension de cisaillement $\langle uv \rangle / U_c^2$ en fonction de r/L_u , (b-d) Coefficient de corrélation R_{uv} en fonction de r/L_u .

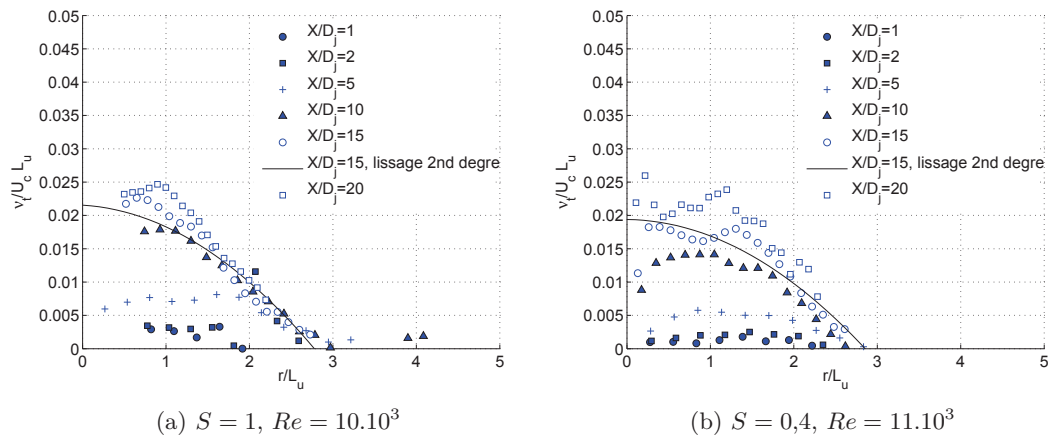


FIGURE 3.11 – Évolutions radiales pour un jet libre : Viscosité de la turbulence $\nu_t/U_c L_u$ en fonction de r/L_u .

3.2 Jet en présence d'un obstacle

3.2.1 Obstacle sphérique

La présence de la sphère sur l'axe du jet va modifier significativement la structure du jet et son étude. Par exemple, il ne sera plus possible de suivre directement les valeurs sur un axe vertical. Nous allons tout de même continuer à suivre l'évolution des mêmes grandeurs communément utilisées pour les jets libres :

- propriétés axiales : les grandeurs axiales présentées pour les jets libres sont les valeurs maximales existantes pour chaque section radiale, nous garderons cette définition dans le cas des jets impactants : $U_c = U_{max}$ et $C_c = C_{max}$. Elles définiront le nouvel axe du jet, non-vertical ;
- propriétés liées à l'épanouissement : la demi-largeur L_u est toujours définie comme la position radiale où la vitesse est égale à la moitié de la valeur maximale précédemment présentée. Le raisonnement est identique pour la concentration.

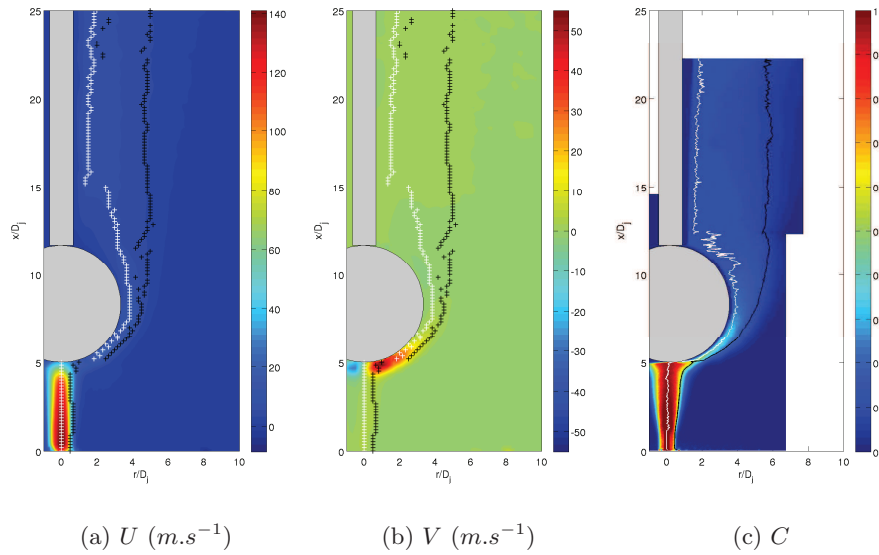


FIGURE 3.12 – Jet impactant une sphère de diamètre $D_s = 20 \text{ mm}$ positionnée à $x_s = 5D_j$: (a) Champ de vitesse moyenne longitudinale ($Re = 11.10^3$, $S = 0,4$), (b) Champ de vitesse moyenne radiale ($Re = 11.10^3$, $S = 0,4$), (c) Champ de concentration moyenne ($Re = 11,7.10^3$, $S = 0,6$).

Les vitesses moyennes longitudinale U et radiale V d'un jet impactant sur une sphère de diamètre $D_s = 20 \text{ mm} \simeq 6,7D_j$ positionnée à $x_s = 5D_j$ sont présentées sur les figures 3.12a et 3.12b. La figure 3.12c présente la concentration moyenne C . Les nouveaux axes (en blanc) et demi-largeurs (en noir) associés respectivement à la vitesse (figure 3.12a et 3.12b) et à la concentration sont identifiés (figure 3.12c).

Évolutions axiales

Vitesse L'évolution de la vitesse longitudinale moyenne présentée de manière classique sur la figure 3.13, U_c/U_j en fonction de la position axiale x/D_j , montre une décroissance rapide de la

vitesse au point d'impact, entraînant une perte significative de quantité de mouvement et un transfert de l'énergie de la composante longitudinale U vers la composante radiale V . En amont, la décroissance de la vitesse est similaire à celle du jet libre.

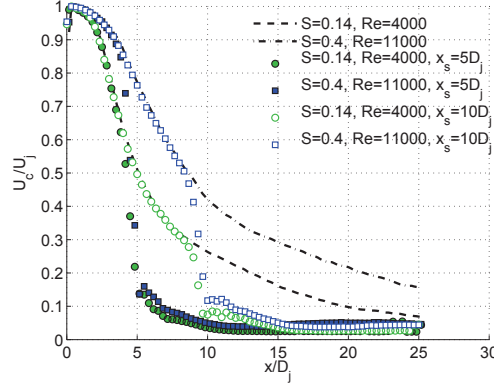


FIGURE 3.13 – Décroissance de la vitesse axiale moyenne U_j/U_c en fonction de la distance axiale adimensionnée par D_j , pour deux positions d'obstacle $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$.

Pour mieux apprécier l'évolution de la vitesse axiale après l'impact, la figure 3.14 montre la représentation de U_j/U_c et U_s/U_c , U_s étant la vitesse axiale au point d'impact, en fonction de $(x - x_s)/D_j$, avec x_s la position axiale de l'obstacle, l'abscisse 0 représentera donc le point d'impact. La figure 3.14a met en évidence l'influence du nombre de Reynolds. En effet, pour un même nombre de Reynolds et des positions d'impact différentes $x_s = 5$ et $10D_j$, on obtient la même décroissance axiale en présence de l'obstacle, c'est-à-dire pour $0 \leq (x - x_s)/D_j \leq 6,7$. On pourra noter que la décroissance est plus importante pour le plus petit nombre de Reynolds ($Re = 4.10^3$). La deuxième représentation sur la figure 3.14b, U_s/U_c , met en évidence l'influence de la position de l'obstacle x_s . En prenant comme référence la vitesse au point d'impact U_s comme adimensionnement, les profils se superposent pour un x_s donné et ce quel que soit le nombre de Reynolds (plus évident dans le cas $x_s = 10D_j$). La perte de vitesse est évidemment plus importante lorsque la sphère est proche de l'orifice. Dans les deux cas, il est intéressant de noter que le rapport des masses volumiques n'a pas eu d'influence sur l'évolution de la vitesse axiale après le point d'impact. L'influence de l'obstacle sur l'écoulement n'est que temporaire, puisque loin derrière l'obstacle, le jet retrouvera une décroissance classique de type jet libre, influencée par le rapport des masses volumiques (Dubois, 2010).

On s'intéresse également à l'influence de l'obstacle sur les fluctuations de la vitesse. La figure 3.15 présente les intensités de turbulence des vitesses longitudinale (figure 3.15a) et radiale (figure 3.15b) en fonction de la distance axiale $(x - x_s)/D_j$. Comme pour la vitesse moyenne, en amont de l'obstacle, les propriétés de la turbulence sont similaires à celles du jet libre. Puis, un pic d'intensité turbulente est visible pour les deux composantes longitudinale et radiale. Ce pic sera légèrement décalé par rapport au point d'impact dans le cas de la vitesse longitudinale à $1D_j$ en aval du point d'impact. Il est situé au point d'impact $(x - x_s)/D_j = 0$ pour la vitesse radiale. Si nous prenons comme exemple le cas où la sphère est placée en $x_s = 5D_j$ pour le nombre de Reynolds $Re = 11.10^3$, le pic est de 71% pour la composante longitudinale et de 79% pour la composante radiale. Ces valeurs sont très élevées en comparaison de celles d'un

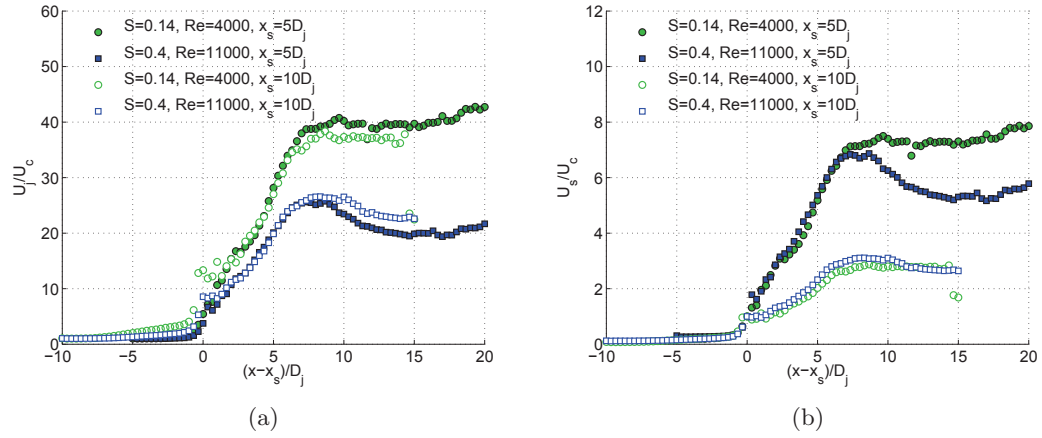


FIGURE 3.14 – Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne : (a) U_j/U_c en fonction de la distance axiale $(x - x_s)/D_j$, (b) U_s/U_c en fonction de la distance axiale $(x - x_s)/D_j$, pour deux positions d'obstacle $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$.

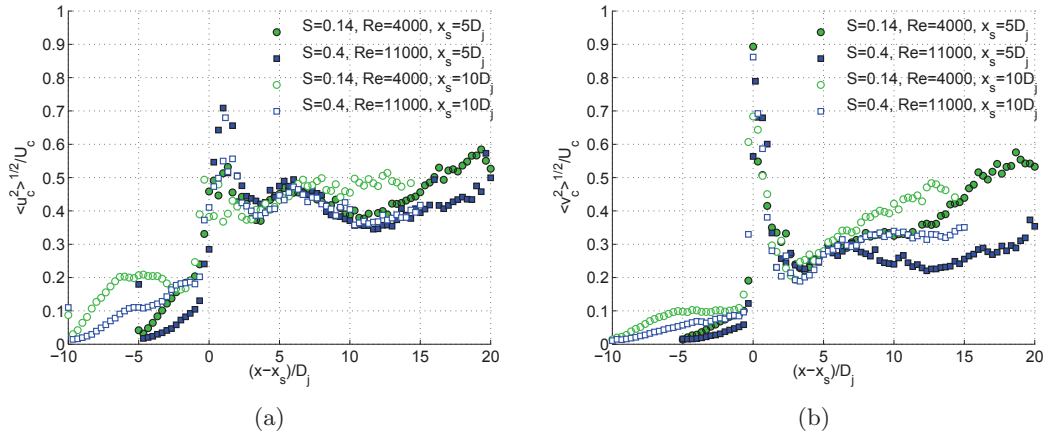


FIGURE 3.15 – Évolution axiale des intensités de turbulence des vitesses longitudinale $\langle u_c^2 \rangle^{1/2} / U_c$ (a) et radiale $\langle v_c^2 \rangle^{1/2} / U_c$ (b) en fonction de la distance axiale $(x - x_s)/D_j$ pour $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$.

jet libre et résultent du fait que U_c diminue très brutalement au niveau de l'impact. En ce qui concerne les fluctuations de la vitesse axiale $\langle u_c^2 \rangle^{1/2}$, la position de l'obstacle et le nombre de Reynolds jouent un rôle sur l'intensité du premier pic : plus l'obstacle est proche ou plus le nombre de Reynolds est grand, plus il est intense. En revanche, l'influence du rapport des masses volumiques S n'est pas visible. On observe également un deuxième pic d'intensité de turbulence en $(x - x_s) = 6D_j$, soit juste à l'arrière de l'obstacle. Plus loin derrière l'obstacle, jusqu'à $20D_j$, le niveau d'intensité de la turbulence a le même ordre de grandeur que le cas des jets libres, soit 40% ou plus. Pour les fluctuations de la vitesse radiale $\langle v_c^2 \rangle^{1/2}$, la similarité entre les différents cas apparaît nettement en présence de l'obstacle et aucune distinction ne peut être relevée clairement. En aval de l'obstacle pour $(x - x_s)/D_j > 6,7$, le caractère de similitude est perdu contrairement à la composante axiale, le nombre de Reynolds, ainsi que le rapport des masses volumiques jouent un rôle sur l'évolution. Plus le mélange gazeux est léger, plus la présence de l'obstacle produira un sillage turbulent. La même remarque est valable pour le nombre de Reynolds.

Concentration Comme pour la vitesse axiale moyenne, la figure 3.16a présente la concentration moyenne C_c en fonction de la distance axiale x/D_j . L'évolution suit celle du jet libre jusqu'au point d'impact où la décroissance est fortement amplifiée. La figure 3.16b présente C_s/C_c , C_s étant la concentration moyenne axiale au point d'impact, en fonction de la distance axiale $(x - x_s)/D_j$. L'analyse proposée pour la vitesse est toujours valable dans le cas de l'évolution de la concentration moyenne.

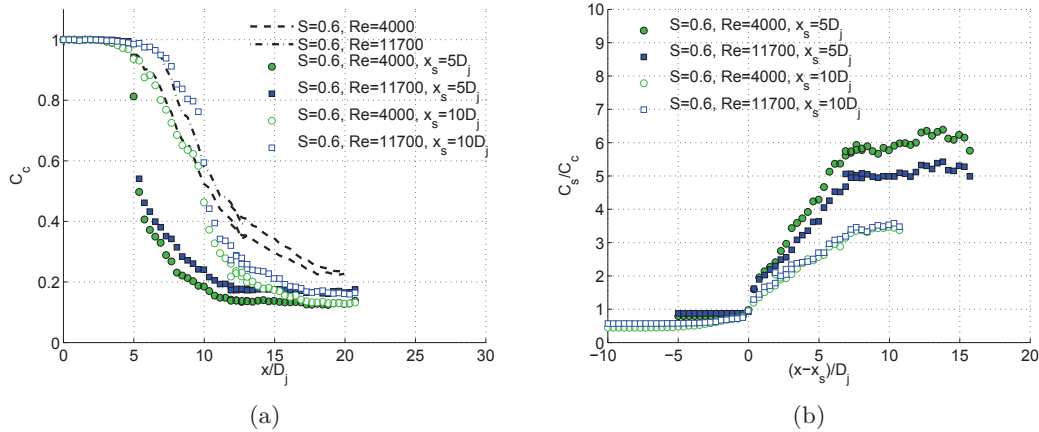


FIGURE 3.16 – Décroissance de la concentration moyenne : (a) C_c en fonction de la distance axiale x/D_j , (b) C_s/C_c en fonction de la distance axiale $(x - x_s)/D_j$, pour deux positions d'obstacle $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$.

L'écart-type des fluctuations de concentration $\langle c_c^2 \rangle^{1/2}$ rapporté à la concentration moyenne sur l'axe C_c est présenté sur la figure 3.17. Le développement est différent de celui observé sur les écart-types des fluctuations de vitesse. En effet, on ne note pas la présence de pic d'intensité de turbulence au point d'impact, mais simplement une augmentation de l'intensité de turbulence autour de la sphère, correspondant à une position axiale comprise entre $0 < (x - x_s)/D_j < 6,7$. La valeur maximale atteinte est de 33% pour le nombre de Reynolds le plus faible de $Re = 4.10^3$. Elle

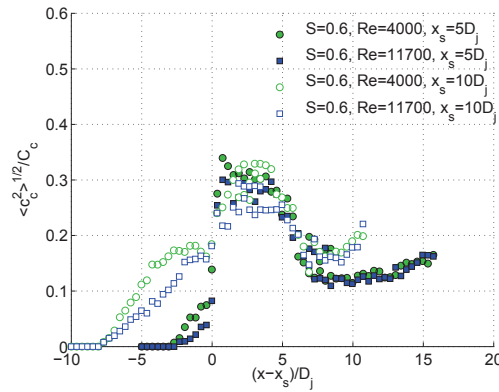


FIGURE 3.17 – Évolution axiale de l'intensité de turbulence de la concentration $\langle c_c^2 \rangle^{1/2} / C_c$ en fonction de la distance axiale $(x - x_s) / D_j$ pour deux positions d'obstacle $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$.

est légèrement inférieure avec 30% pour les cas $Re = 11,7 \cdot 10^3$. L'augmentation de la turbulence entre le point d'impact et le maximum est donc plus importante pour la position de l'obstacle la plus proche de l'orifice, mais aboutit à une intensité maximale très proche.

Épanouissement

De manière analogue aux figures précédentes, la figure 3.18a présente l'épanouissement de la vitesse et la figure 3.18b l'épanouissement de la concentration d'un jet impactant une sphère de diamètre fixe $D_s = 20$ mm.

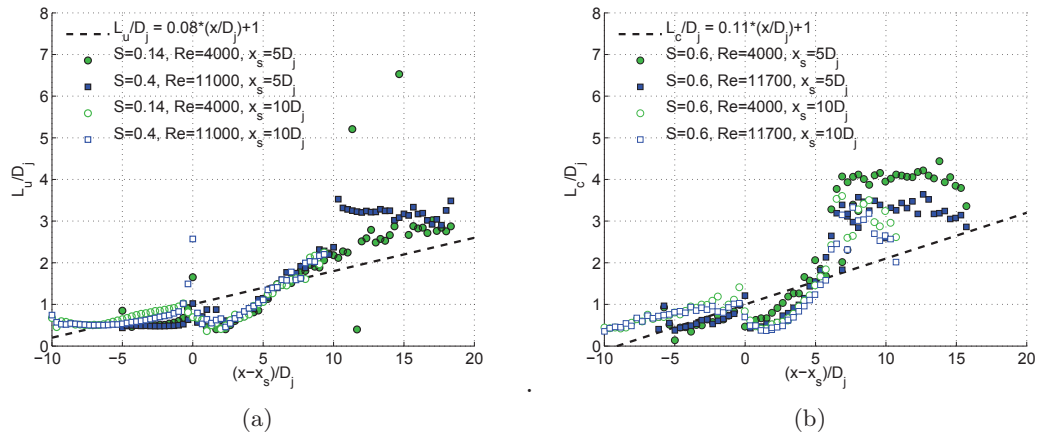


FIGURE 3.18 – Épanouissement de la vitesse axiale moyenne L_u / D_j (a) et de la concentration moyenne L_c / D_j (b) en fonction de la distance axiale $(x - x_s) / D_j$ pour $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$.

Premièrement, la position de l'obstacle a peu d'influence sur l'épanouissement du jet autour de l'obstacle, pour $0 < (x - x_s) / D_j < 6,7$, et les demi-largeurs L_u et L_c ont le même comportement. L'épanouissement ralentit sur le premier quart du pourtour de la sphère, en prenant comme référence l'épanouissement classique respectif des demi-largeurs. Puis sur le deuxième quart, l'élargissement augmente pour dépasser celui d'un jet libre et atteint un plateau en aval de la sphère pour $(x - x_s) / D_j > 12$. On peut remarquer que la taille de l'obstacle a une influence

certaine sur l'évolution des demi-largeurs.

Évolutions radiales

Pour représenter les évolutions radiales, les paramètres d'adimensionnement sont les mêmes que ceux utilisés pour les jets libres. Les profils radiaux sont présentés pour différentes positions axiales $x/D_j = 1, 2, 5, 10, 15$ et 20 dans le cas des champs de vitesse et de concentration.

Vitesse La figure 3.19 présente les profils radiaux des propriétés moyennes, les vitesses longitudinale U sur la figure 3.19a et radiale V sur la figure 3.19b adimensionnées par la vitesse axiale U_c en fonction de la distance radiale r/L_u , ainsi que les propriétés fluctuantes de la vitesse axiale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ sur la figure 3.19c et de la vitesse radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$ sur la figure 3.19d, dans le cas d'un jet de rapport $S = 0,4$ et $Re = 11.10^3$, impactant sur la sphère positionnée à $x_s = 5D_j$.

Tout comme pour un jet libre, les profils de la vitesse longitudinale sont gaussiens, exceptés au point d'impact où la vitesse longitudinale présente deux pics de vitesse : un premier sur l'axe du jet et un deuxième en $r/L_u \approx 2$, représentant le début de la déviation de l'écoulement pour contourner l'obstacle. Cette déviation est également visible avec la forte augmentation de la vitesse radiale V , 1,4 fois supérieure à la vitesse axiale U_c à une demi-largeur de l'axe. On assiste au transfert de l'énergie de la composante longitudinale U vers la composante radiale V . L'équation de continuité doit être vérifiée :

- décomposition de Reynolds :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{U}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{\rho} \bar{V}}{\partial r} = - \frac{\partial \langle \rho' u \rangle}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial r \langle \rho' v \rangle}{\partial r} \quad (3.12)$$

- décomposition de Favre :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{\rho} \tilde{V}}{\partial r} = 0 \quad (3.13a)$$

$$\tilde{u}_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} \quad (3.13b)$$

avec un fort ralentissement en x au point d'impact pour $\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}}{\partial x}$ et une forte augmentation en r pour $\frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{\rho} \tilde{V}}{\partial r}$. Mais les flux de masse turbulents $\langle \rho' u \rangle$ et $\langle \rho' v \rangle$ intervenant dans l'équation 3.12 n'ont pas été mesurés.

La présence de l'obstacle va également entraîner une modification du développement des profils des écart-types des fluctuations, avec des taux d'intensité très élevés sur l'axe. Les écart-types des fluctuations sont également plus importants pour des positions radiales plus excentrées, supérieures à deux demi-largeurs où habituellement l'intensité de turbulence tend vers 0.

Concentration Les résultats présentés sur la figure 3.20 sont ceux du jet de rapport $S = 0,4$ et $Re = 11.10^3$ impactant sur la sphère positionnée à $x_s = 5D_j$. La figure 3.20a met toujours en évidence l'existence d'un profil Gaussien pour la concentration moyenne même dans le cas de jet impactant, comme pour la vitesse moyenne. Le profil au point d'impact, dans le cas présenté $x_s/D_j = 5$, est le seul qui a perdu ce caractère, avec une diminution locale de la concentration moyenne en $r/L_c = 0,5$, ainsi que de l'intensité de turbulence.

3.2 Jet en présence d'un obstacle

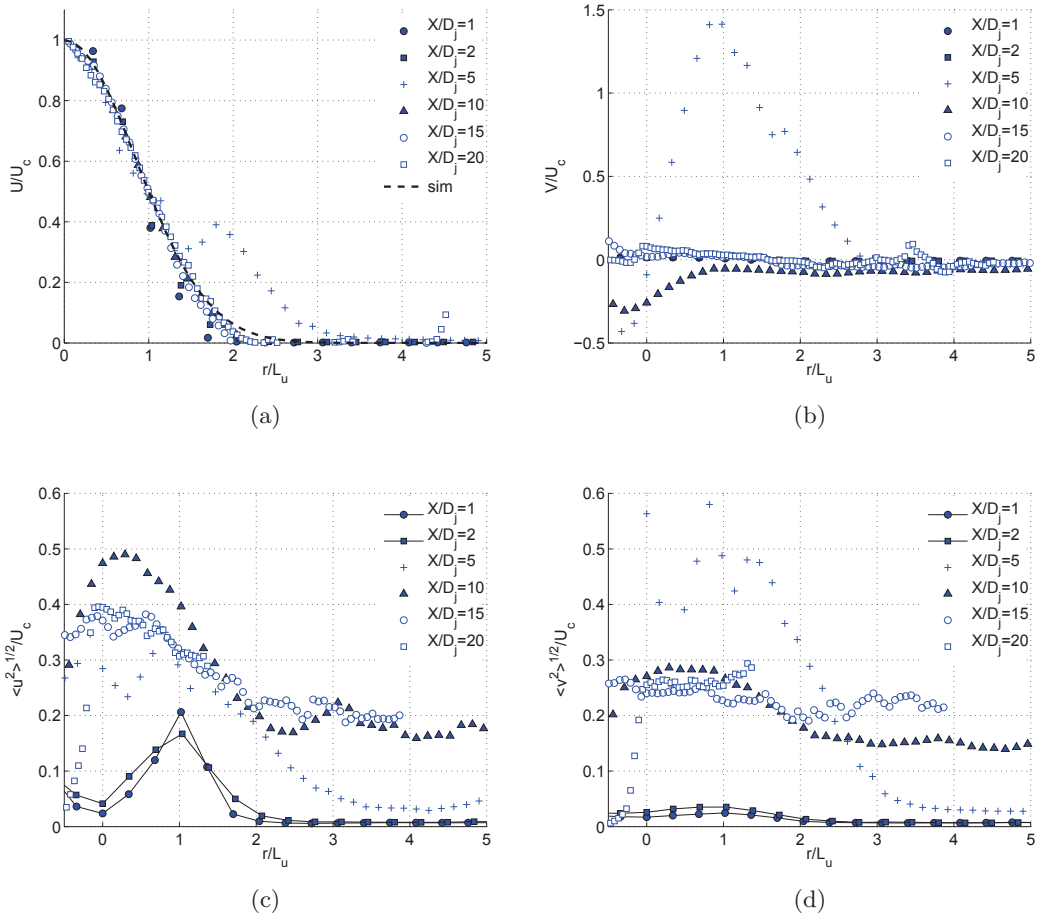


FIGURE 3.19 – Évolutions radiales pour un jet impactant pour $x_s = 5D_j$, $S = 0,4$, $Re = 11,10^3$: (a) Vitesse longitudinale moyenne U/U_c en fonction de r/L_u , (b) Vitesse radiale moyenne V/U_c en fonction de r/L_u , (c) Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de r/L_u , (d) Intensité de turbulence de la vitesse radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de r/L_u .

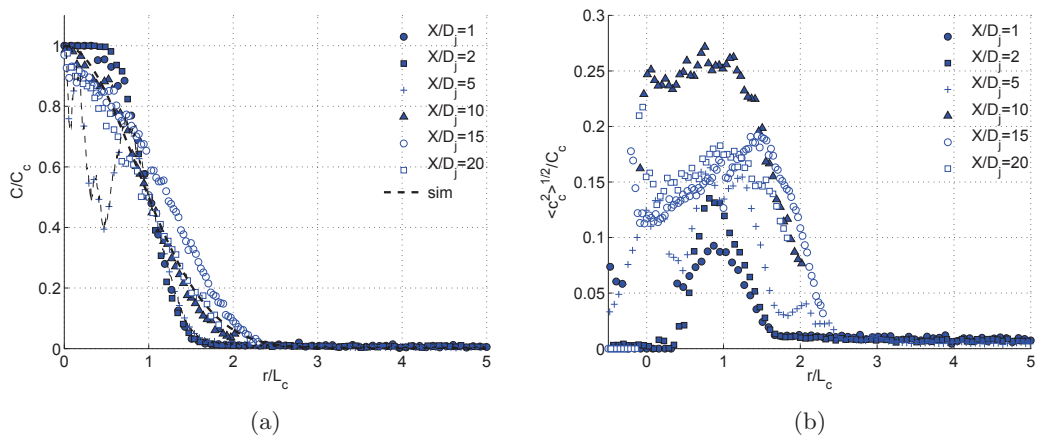


FIGURE 3.20 – Évolutions radiales pour un jet impactant pour $x_s = 5D_j$, $S = 0,6$, $Re = 11,7,10^3$: (a) Concentration moyenne C/C_c en fonction de r/L_c , (b) Intensité de turbulence de la concentration $\langle c^2 \rangle^{1/2}/C_c$ en fonction de r/L_c .

Termes des équations de conservation

Dans le cas d'un jet impactant sur une sphère, nous avons également estimé le terme de corrélation $\langle uv \rangle$. Tout d'abord, la figure 3.21a présente les profils radiaux de la tension de cisaillement $\langle uv \rangle / U_c^2$. Le profil de la tension de cisaillement au point d'impact $x = 5D_j$ subit une très forte augmentation. En effet, pour cette section, la valeur maximale atteint $0,065 U_c^2$ alors qu'elle est de l'ordre de $0,015 U_c^2$ pour le jet libre. Il existe clairement une production d'énergie cinétique dans la zone d'impact et sur les bords de la sphère (voir profil en $x/D_j = 10$). La figure 3.21b présente les profils radiaux du coefficient de corrélation $R_{uv} = \langle uv \rangle / \langle u^2 \rangle^{1/2} \langle v^2 \rangle^{1/2}$ en fonction de r/L_u . Les corrélations pour les profils compris entre $x/D_j = 1$ et $x/D_j = 10$ sont similaires à celles du jet libre. En aval de la sphère, les variables u' et v' ont une faible corrélation en comparaison avec le jet libre. Ce résultat est peut-être dû à un manque de précision des mesures et donc un défaut de convergence des valeurs $\langle uv \rangle$ qui pourrait provenir d'un ensemencement trop faible.

Nous avons estimé la viscosité cinématique à partir de l'expression suivante :

$$\nu_t = \frac{-\langle uv \rangle}{\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \right)} \quad (3.14)$$

Le terme de dérivée longitudinale n'a pas été négligé devant celui de la dérivée radiale dans le cas des jets impactants. La figure 3.22 présente l'évolution radiale de la viscosité turbulente cinématique rapportée au produit $U_c L_u$. On note que le maximum de viscosité turbulente apparaît sur les bords de la sphère en $x/D_j = 10$ traduisant le fait que le mélange turbulent est fortement augmenté par l'impact sur la sphère. En aval de la sphère, les valeurs de la viscosité turbulente sont similaires à celles trouvées pour un jet libre.

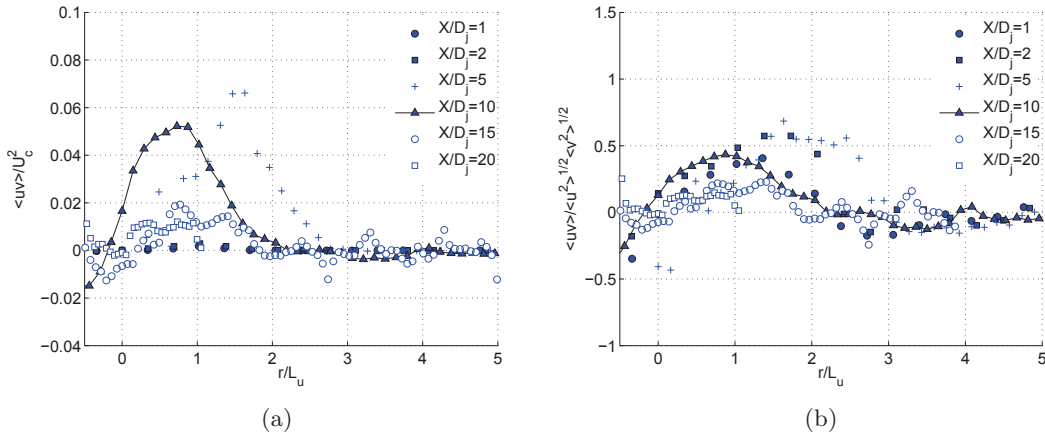


FIGURE 3.21 – Évolutions radiales pour un jet impactant pour $x_s = 5D_j$, $S = 0,4$, $Re = 11.10^3$: (a) Tension de cisaillement $\langle uv \rangle / U_c$ en fonction de r/L_u , (b) Coefficient de corrélation R_{uv} en fonction de r/L_u .

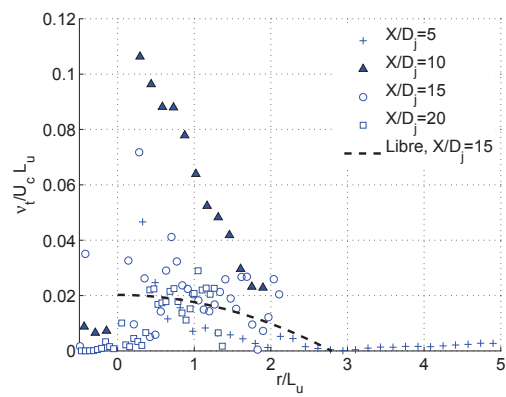


FIGURE 3.22 – Évolutions radiales pour un jet impactant pour $x_s = 5D_j$, $S = 0,4$, $Re = 11.10^3$: Viscosité de la turbulence $\nu_t/U_c L_c$ en fonction de r/L_u .

3.2.2 Plaque plane

Un jet peut également impacter une surface plus grande de type plaque plane, c'est-à-dire que D_{obs}/D_j est très grand devant 1. Ce type d'impact a été différencié de celui d'un jet impactant un obstacle comme une sphère, étudié précédemment (cf. chap. 1 sec. 1.2.2).

Vitesse

La figure 3.23 présente les vitesses moyennes longitudinale U et radiale V d'un jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$.

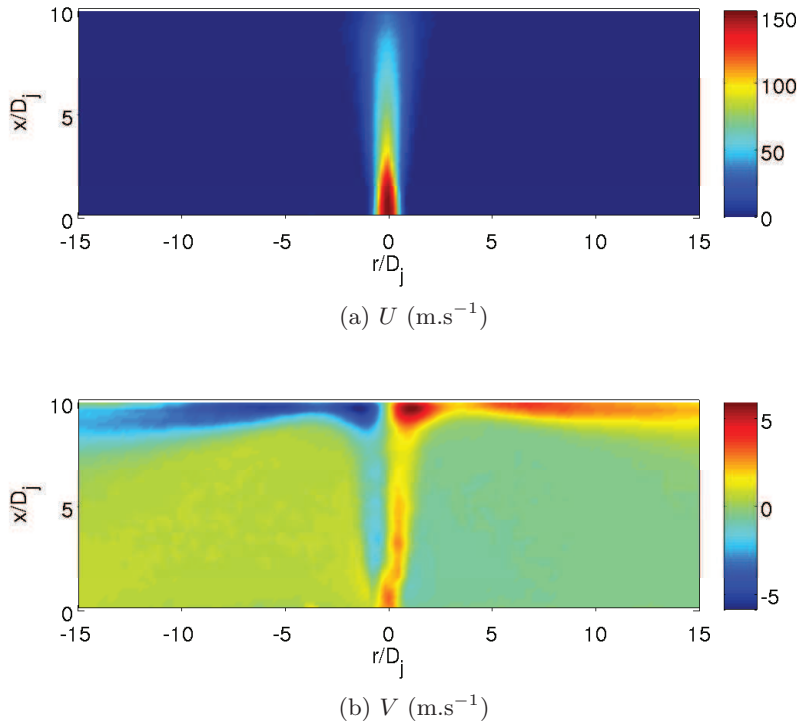


FIGURE 3.23 – Jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$ ($S = 0,4$, $Re = 11.10^3$) : (a) Champ de la vitesse moyenne longitudinale, (b) Champ de la vitesse moyenne radiale.

La figure 3.24 présente l'évolution axiale jusqu'au point d'impact des propriétés moyennes et turbulentes des jets correspondant à un rapport de masse volumique et un nombre de Reynolds ($S = 0,14$, $Re = 4.10^3$) et ($S = 0,4$, $Re = 11.10^3$). Sur la figure 3.24a, la décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne U_c est représentée pour les deux cas. Les évolutions sont quasi-identiques aux jets libres associés jusqu'à $8D_j$. À partir de ce point, la vitesse commence à diminuer plus fortement dans le cas du jet impactant. C'est à partir de la zone d'impact que la composante radiale de la vitesse V va devenir prépondérante par rapport à la composante longitudinale U . Les figures 3.24b et 3.24c présentent les intensités de turbulence des vitesses longitudinale et radiale. Tout comme les propriétés moyennes, l'évolution est identique au jet libre jusqu'à la zone d'impact. Puis, les intensités de turbulence vont augmenter. L'augmentation est bien évidemment plus importante pour le nombre de Reynolds le plus élevé $Re = 11.10^3$.

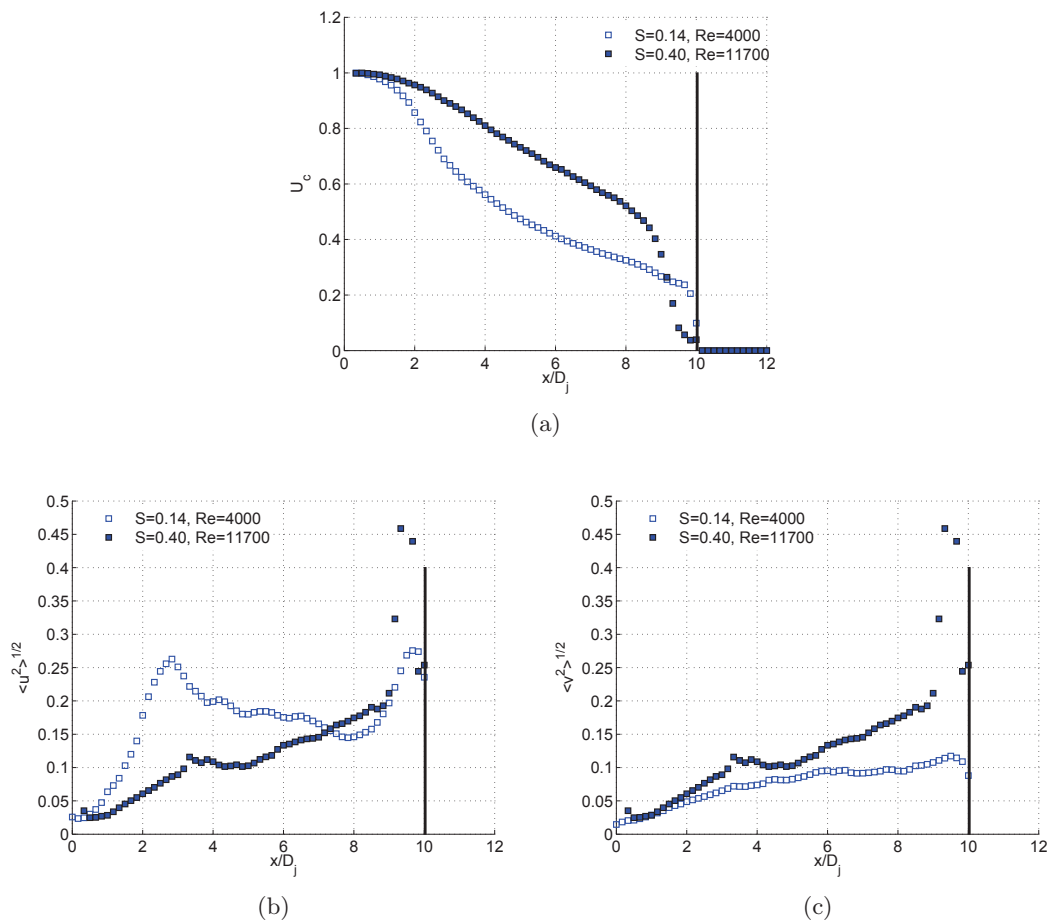


FIGURE 3.24 – Évolution axiale pour un jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$, ($S = 0,14$, $Re = 4.10^3$) et ($S = 0,4$, $Re = 11.10^3$) : (a) Vitesse longitudinale moyenne U_c en fonction de la distance axiale x/D_j , (b) Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de x/D_j , (C) Intensité de turbulence de la vitesse radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de x/D_j .

Concentration

Les mesures de concentration réalisées dans le cas d'un jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$ sont présentées sur la figure 3.25 (champ moyen).

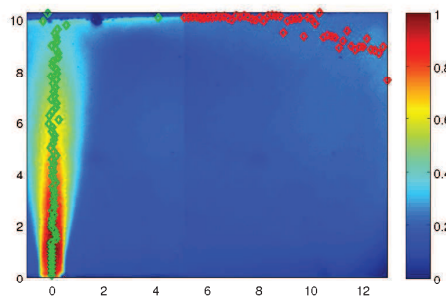


FIGURE 3.25 – Jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$: Champ de la concentration moyenne ($S = 0,6$, $Re = 11,7.10^3$).

Jusqu'à présent, nous avons considéré que l'absorption de l'énergie lumineuse du laser était négligeable puisque la largeur de l'écoulement ensemencé était plus petite que le chemin optique ($x \ll l$). Mais cette hypothèse n'est plus valide dans le cas d'un jet impactant une plaque plane placée proche de la sortie du jet. En effet, le mélange aura tendance à stagner dans la zone de mesure du fait de la présence d'une large structure de recirculation dans cette région. La figure 3.26 présente l'évolution axiale des propriétés moyennes et fluctuantes de la concentration. En comparant les mesures obtenues pour le cas du jet libre et le cas de la plaque plane, on note que les mesures LIF sous-estiment la valeur de la concentration sur l'axe du jet : les valeurs devraient être quasi-identiques sur les premiers diamètres x/D_j dans les deux cas. Les données recueillies ne sont pas pour autant fausses, une correction portant sur la loi de Beer-Lambert devra être apportée au traitement des images LIF pour prendre en compte le phénomène d'absorption. Malheureusement, cette tâche n'a pas été réalisée dans le cadre de cette thèse et fera l'objet de travaux ultérieurs.

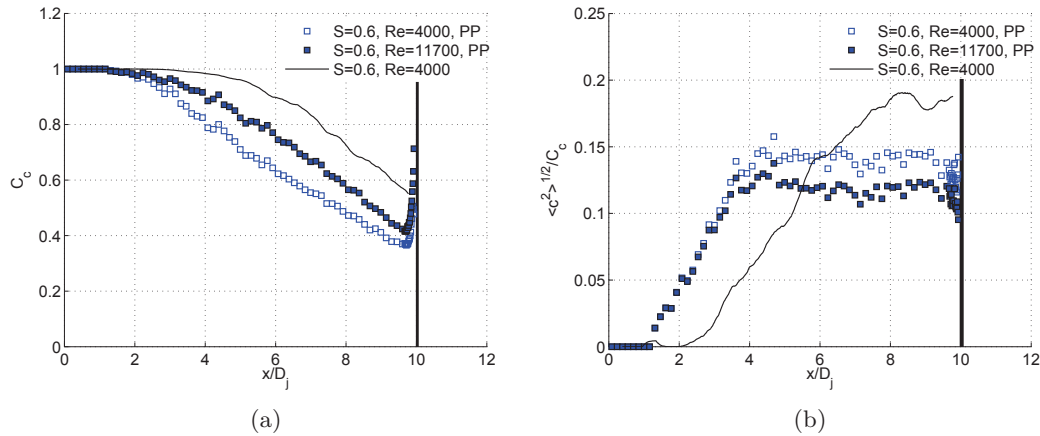


FIGURE 3.26 – Évolution axiale pour un jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$ ($S = 0,6$, $Re = 11,7 \cdot 10^3$) : (a) Concentration moyenne C_c en fonction de la distance axiale x/D_j , (b) Intensité de turbulence de la concentration $\langle c^2 \rangle^{1/2}/C_c$ en fonction de x/D_j .

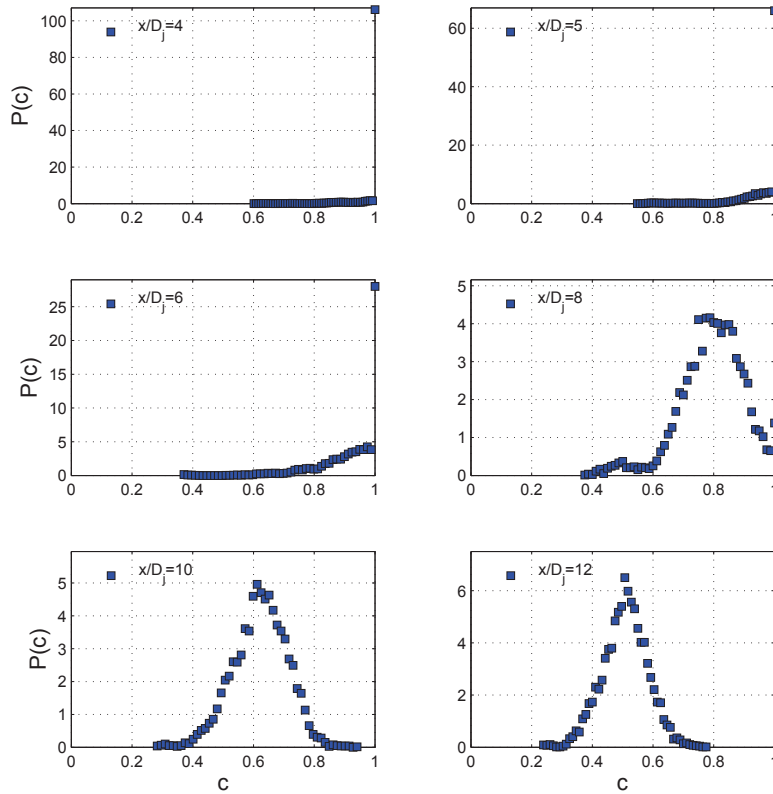


FIGURE 3.28 – Évolution axiale des Pdfs $P(c)$ non centrées-réduites en $x/D_j = 4, 5, 6, 8, 10$ et 12 , pour le cas $S = 0,6$ et $Re = 4.10^3$.

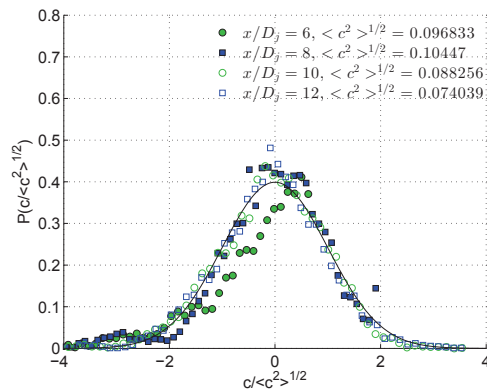


FIGURE 3.29 – Évolution axiale des Pdfs $P(c/(c^2)^{1/2})$ centrées-réduites en $x/D_j = 6, 8, 10, 12$, pour le cas $S = 0,6$ et $Re = 4.10^3$, comparaison avec une distribution gaussienne ($m = 0, \sigma = 1$).

So *et al.* (1991) suggèrent de décrire $P(\rho)$ sur l'axe du jet, par une distribution suivant une fonction de Dirac modifiée en champ proche et une loi bêta en champ lointain. Effectivement, une distribution suivant une fonction de Dirac modifiée serait appropriée pour décrire $P(c)$ en champ proche ($x/D_j \leq 6$). En revanche les Pdfs de concentration en champ plus lointain ($x/D_j \geq 8$)

sont très bien approximées par une distribution gaussienne.

Évolution radiale

Les figures 3.30 et 3.31 présentent le comportement des Pdfs de concentration $P(c)$ non centrées-réduites sur les figures 3.30a et 3.31a, puis $P(c/\langle c^2 \rangle^{1/2})$ centrées-réduites sur les figures 3.30b et 3.31b pour une position axiale donnée $x/D_j = 5$ et 10 respectivement, et 4 différentes positions radiales $r/L_c = 0,5, 1, 1,5$ et 2.

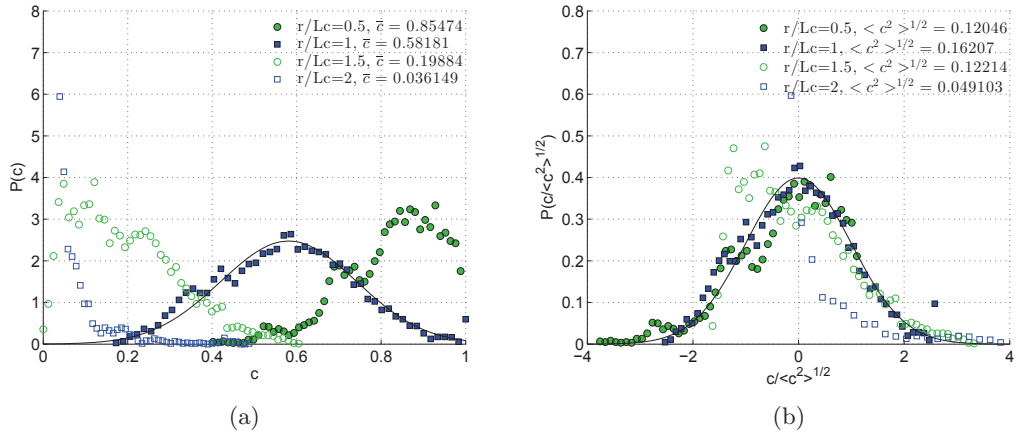


FIGURE 3.30 – Pdfs de concentration en $x/D_j = 5$ pour le cas $S = 0,6$ et $Re = 4.10^3$, a) $P(c)$ non centrées-réduites, (b) $P(c/\langle c^2 \rangle^{1/2})$ centrées-réduites, comparaison avec une distribution gaussienne ($m = 0, \sigma = 1$).

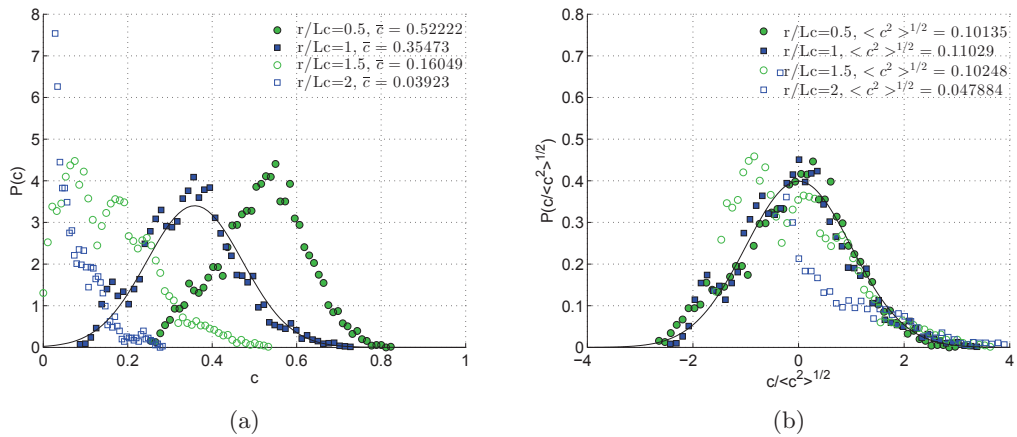


FIGURE 3.31 – Pdfs de concentration en $x/D_j = 10$ pour le cas $S = 0,6$ et $Re = 4.10^3$, (a) $P(c)$ non centrées-réduites, (b) $P(c/\langle c^2 \rangle^{1/2})$ centrées-réduites, comparaison avec une distribution gaussienne ($m = 0, \sigma = 1$).

Dans la zone de fin de cône potentiel à $x/D_j = 5$, les Pdfs de concentration présentent une forme quasi-gaussienne proche de l'axe du jet ($r/L_c = 0,5$), et gaussienne pour la demi-largeur. Dans la zone pleinement développée, plus en aval à $x/D_j = 10$, les Pdfs ont une forme gaussienne propre à une turbulence homogénéisée pour r/L_c compris entre 0 et 1, preuve d'un

mélange déjà établi. Dans les deux cas, au fur et à mesure de l'éloignement radial ($r/L_c \geq 1$), un pic suivi d'un étalement des données apparaît. Les distributions perdent alors leur caractère gaussien. Ce comportement est caractéristique de la couche de mélange. De plus, à $r/L_c = 1$, on note l'apparition d'un caractère bimodal de la Pdfs de concentration, prouvant l'existence d'air ambiant pur dans cette région et d'un mélange non homogène. À partir de $r/L_c > 1,5$, les Pdfs $P(c/\langle c^2 \rangle^{1/2})$ tendent vers une distribution de type bêta ($\beta > \alpha$, voir annexe B), qui se transforme en une fonction de Dirac lorsque $c = 0$ pour $r/L_c > 3$, zone où l'on ne retrouve plus que de l'air ambiant.

Conclusion

Pour résumer, nous pouvons établir une cartographie des distributions pouvant s'appliquer aux différentes Pdfs de concentration.

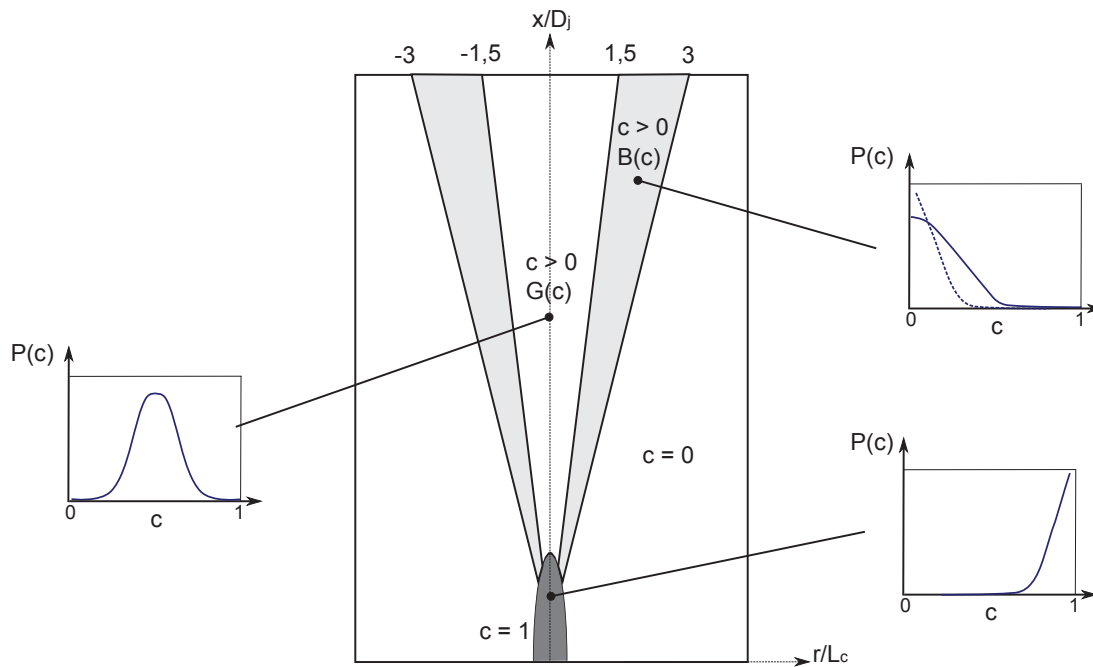


FIGURE 3.32 – Cartographie des distributions des Pdfs de concentration $P(c)$: distribution Gaussienne $G(c)$, distribution bêta $B(c)$.

Pour aller plus loin, nous devons nous intéresser aux paramètres de forme de ces distributions gaussiennes.

3.3.2 Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement

Les facteurs de dissymétrie (*skewness*) et d'aplatissement (*flatness*) sont les deux premiers paramètres de forme étudiés à l'ordre 3 et 4 respectivement. Ils sont définis de la manière suivante :

$$S_c = \frac{\overline{c^3}}{(\overline{c^2})^{3/2}} \quad (3.16)$$

$$F_c = \frac{\overline{c^4}}{(\overline{c^2})^2} \quad (3.17)$$

Lorsque la forme de la distribution est gaussienne, les facteurs de dissymétrie et d'aplatissement valent 0 et 3 respectivement. Les résultats présentés sont calculés à partir des mêmes échantillons de données utilisés pour obtenir les Pdfs (section 3.3.1). La figure 3.33 présente la convergence des moments d'ordre 2, 3, et 4 pour une position axiale et radiale donnée ($x/D_j = 10$, $r/L_c = 1$). Les 6625 points de mesure permettent d'obtenir une bonne convergence des moments et ce jusqu'au moment d'ordre 4.

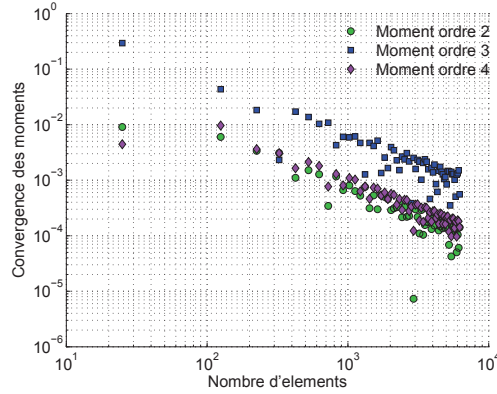


FIGURE 3.33 – Convergence des moments d'ordre 2, 3 et 4 $x/D_j = 10$, $r/L_c = 1$: $\frac{|M_n - M_{n-1}|}{M_n}$.

Grâce à cette analyse, nous pourrions différencier deux processus de mélange pouvant intervenir dans les fluctuations de concentration. Le premier est dû à la turbulence propre de la concentration, issue du couplage existant entre le champ dynamique et le champ scalaire. Le deuxième processus, nommé intermittence de frontière, est caractérisé par le facteur d'intermittence γ qui vaut $3/F_c$ avec F_c le facteur d'aplatissement dans le cas d'une Pdfs gaussienne pour les portions turbulentes du signal. Ainsi dans la couche de mélange, ce deuxième processus intermittent vient contribuer au mélange, en plus de la turbulence. Cette analyse a été proposée pour la première fois par Becker *et al.* (1967).

Évolution axiale

Les comportements axiaux des moments d'ordre 3 et 4, au travers des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration sont présentés sur la figure 3.34 en fonction de la distance axiale. Les évolutions axiales montrent que, mise à part une région proche de l'orifice pour $x/D_j < 8$, le champ scalaire est parfaitement gaussien sur l'axe : on trouve bien $S_c = 0$ et $F_c = 3$. Dans le cône potentiel, les valeurs du facteur de dissymétrie négatives et celles du facteur

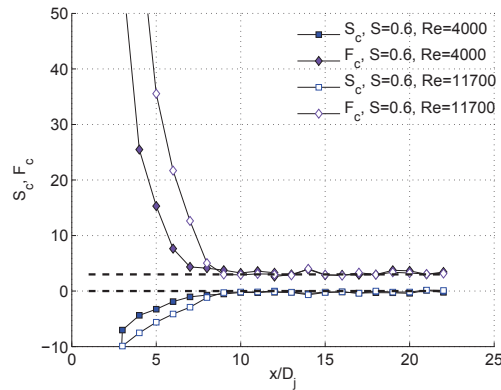


FIGURE 3.34 – Évolution axiales des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration.

d'aplatissement, très grandes devant 3, traduisent la présence du cône potentiel, où aucun, ou peu de mélange, avec l'extérieur n'a lieu. Comme souligné dans la section 3.3.1, les Pdfs sont extrêmement dissymétriques et n'ont pas une allure gaussienne.

Évolution radiale

A présent, nous nous intéressons à l'évolution radiale des moments d'ordre 2, 3 et 4, au travers de la variance $\langle c^2 \rangle$, du facteur de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration, pour différentes positions axiales $x/D_j = 4, 5, 10$ et 15 , pour le cas de deux jets libres (a) [$S = 0,6$, $Re = 4.10^3$] et [$S = 0,6$, $Re = 11,7.10^3$] et les jets impactants associés $x_s = 5D_j$ (b) et $10D_j$ (c) (cf. figures 3.36 à 3.39).

Concernant le cas du jet libre, on remarque des différences entre les deux cas. Premièrement, la variance de la concentration $\langle c^2 \rangle$ est plus faible en champ proche lorsque le nombre de Reynolds augmente, ce qui est directement lié à la longueur du cône potentiel (figure 3.36a à 3.37a). Ce dernier, plus long, entraîne un développement de l'intensité turbulente moins rapide (cf. figure 3.6, section 3.1.2). Et, effectivement, lorsque l'on s'éloigne de cette zone de champ proche pour $x/D_j = 10$ et 15 (figure 3.38a à 3.39a), le profil des variances devient similaire. Le pic de variance se situe à une demi-largeur de l'axe du jet. Grâce aux deux autres grandeurs S_c et F_c , il est possible d'évaluer l'épaisseur de la couche de mélange, lorsque $S_c \gg 0$ et $F_c \gg 3$. Il apparaît que la couche de mélange peut se situer entre 1,5 et 3 demi-largeurs. De plus, le nombre de Reynolds a une influence sur son épaisseur. En effet, la couche de mélange est plus épaisse pour $Re = 4.10^3$, elle diminue donc lorsque le nombre de Reynolds augmente, et ce quelle que soit la distance axiale étudiée ($4 \leq x/D_j \leq 20$).

La présence de l'obstacle entraîne un épaissement de la couche de mélange au point d'impact (figure 3.37b et figure 3.38c). Cet épaissement est moins important pour un nombre de Reynolds plus élevé. La couche de mélange ne pénètre pas davantage le jet vers l'axe mais elle s'étale vers l'extérieur. Ce phénomène est dû aux excursions de mélange gazeux vers l'extérieur du jet générées par l'impact de l'écoulement sur l'obstacle. De plus, on peut remarquer sur la figure 3.36b que la couche de mélange est déjà influencée en amont de l'obstacle, $1D_j$ avant l'impact. Une influence que l'on ne retrouve pas sur les propriétés moyennes des jets impactants.

3.3 Analyse statistique du champ scalaire

De plus, les variances turbulentes des fluctuations de concentration $\langle c^2 \rangle_{turb}$ sont présentées pour chaque section radiale. Elles ont été calculées à partir de la variance et du facteur d'intermittence γ , tel que :

$$\langle c^2 \rangle_{turb} = \frac{\langle c^2 \rangle}{\gamma} \quad (3.18)$$

Les zones turbulentes $\langle c^2 \rangle_{turb}$ encadrent la zone de variance maximale $\langle c^2 \rangle$. Antonia *et al.* (1975) observe le même comportement pour un jet d'air faiblement chauffé, avec une augmentation moins brusque des valeurs de $\langle \theta^2 \rangle_{turb}$ à l'intérieur du jet que celles de $\langle \theta^2 \rangle$. Mais elles continuent d'augmenter dans la région externe du jet (couche de mélange).

La figure 3.35 résume les différentes zones et comportements décrits ci-dessus :

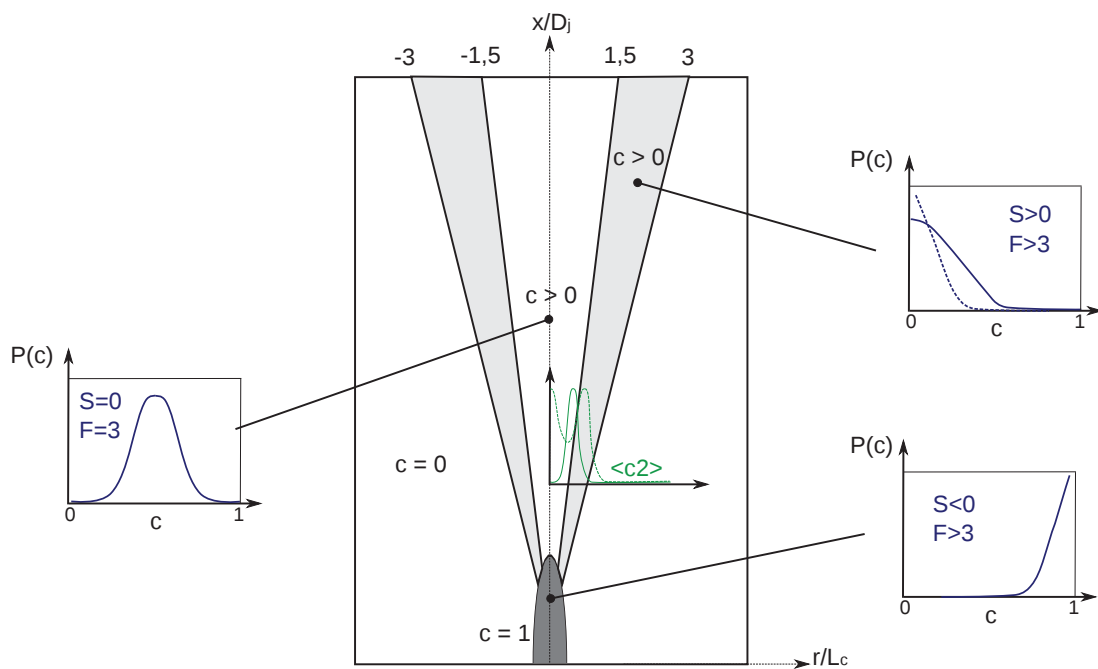


FIGURE 3.35 – Cartographie des distributions des Pdfs de concentration $P(c)$.

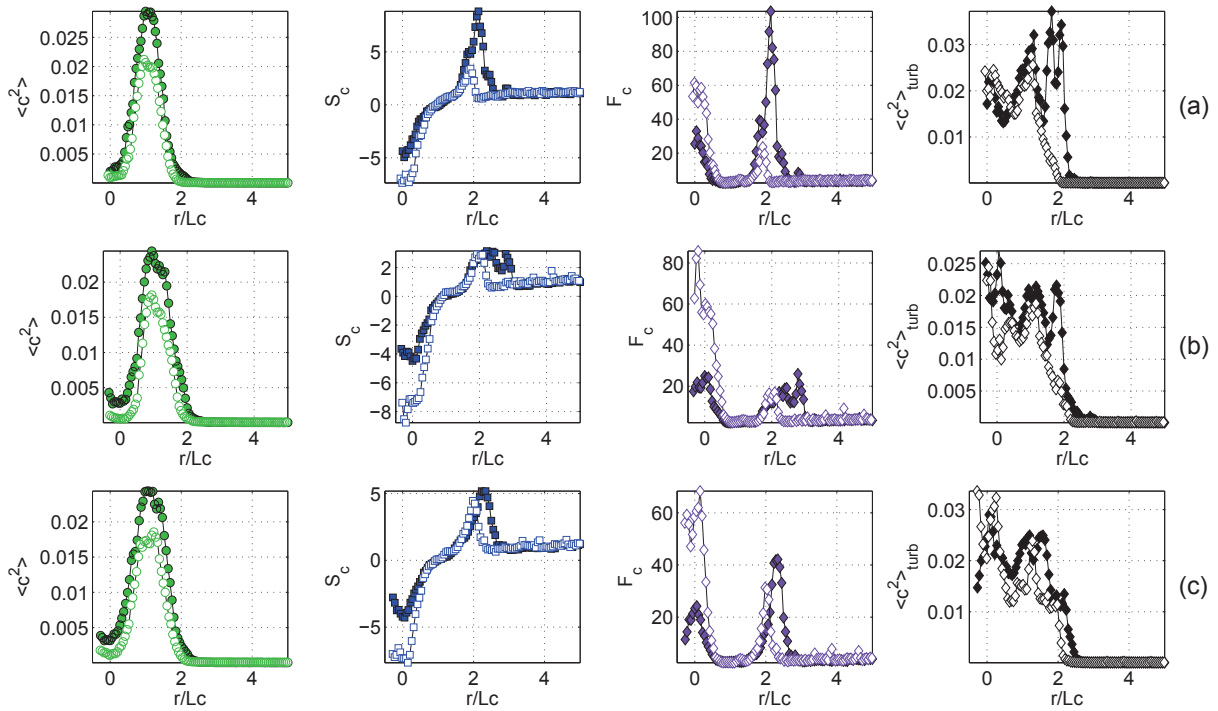


FIGURE 3.36 – Évolution radiale de la variance, des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration et de $\langle c^2 \rangle_{turb}$ en $x/D_j = 4$ pour $Re = 4.10^3$ (symboles pleins) et $Re = 11,7.10^3$ (symboles vides) : (a) Libre, (b) $x_s = 5D_j$, (c) $x_s = 10D_j$.

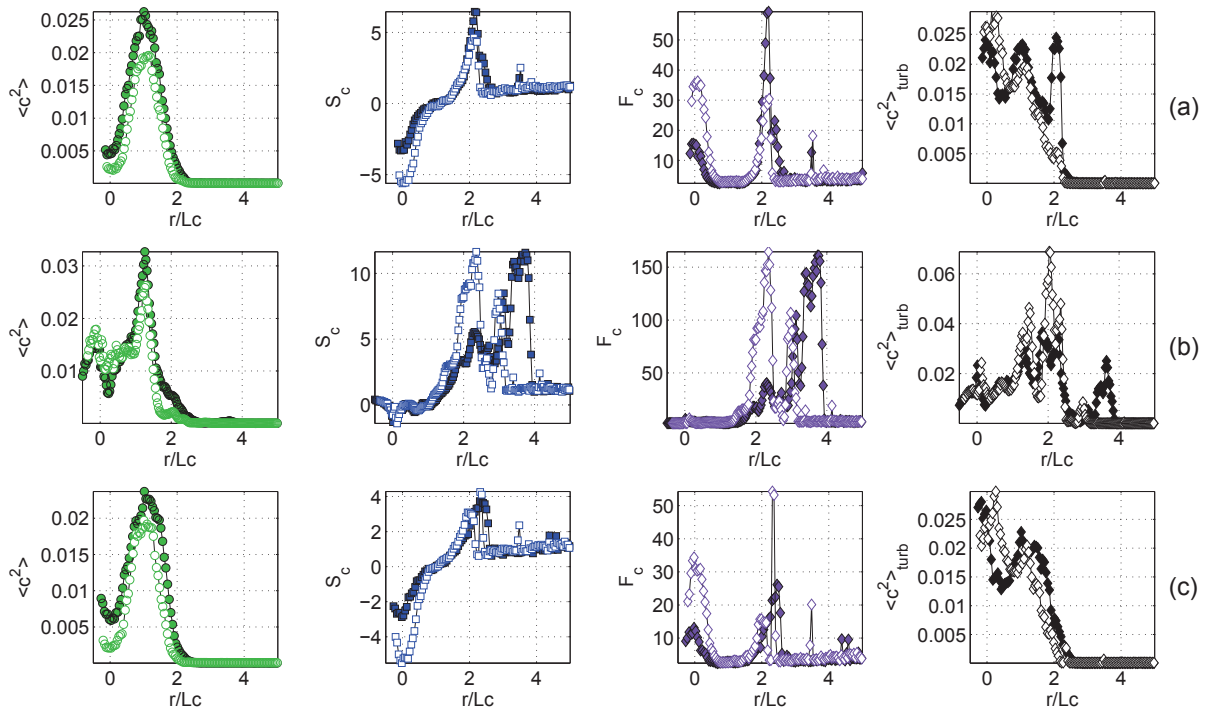


FIGURE 3.37 – Évolution radiale de la variance, des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration et de $\langle c^2 \rangle_{turb}$ en $x/D_j = 5$ pour $Re = 4.10^3$ (symboles pleins) et $Re = 11,7.10^3$ (symboles vides) : (a) Libre, (b) $x_s = 5D_j$, (c) $x_s = 10D_j$.

3.3 Analyse statistique du champ scalaire

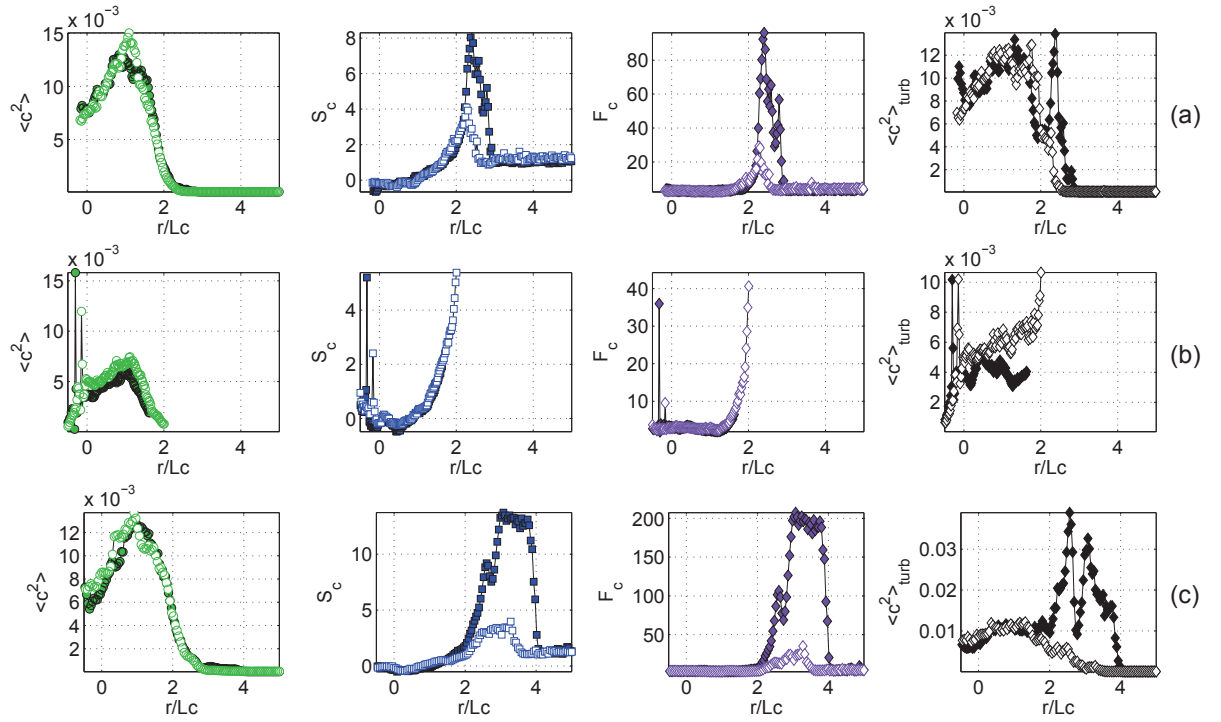


FIGURE 3.38 – Évolution radiale de la variance, des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration et de $\langle c^2 \rangle_{turb}$ en $x/D_j = 10$ pour $Re = 4.10^3$ (symboles pleins) et $Re = 11,7.10^3$ (symboles vides) : (a) Libre, (b) $x_s = 5D_j$, (c) $x_s = 10D_j$.

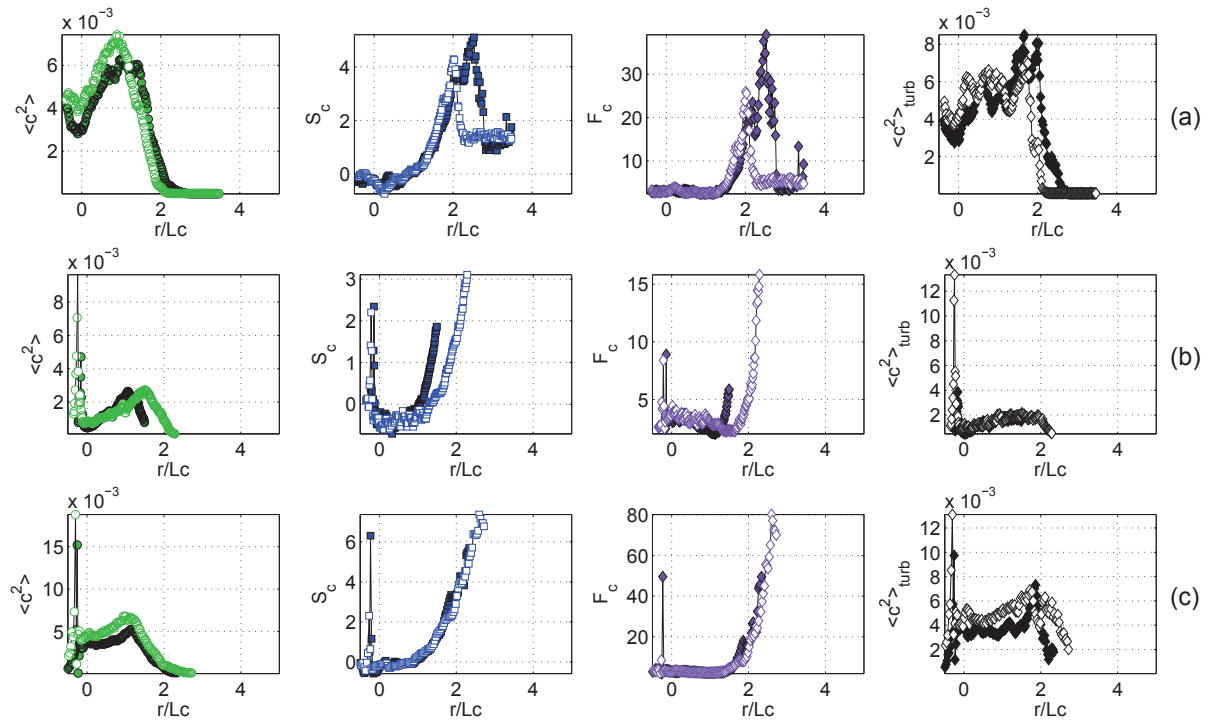


FIGURE 3.39 – Évolution radiale de la variance, des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration et de $\langle c^2 \rangle_{turb}$ en $x/D_j = 15$ pour $Re = 4.10^3$ (symboles pleins) et $Re = 11,7.10^3$ (symboles vides) : (a) Libre, (b) $x_s = 5D_j$, (c) $x_s = 10D_j$.

3.3.3 Analyse quantitative des Pdfs de concentration

Afin de mieux suivre les fluctuations de concentration pour différentes positions radiales choisies, il est possible de suivre l'évolution des valeurs minimales et maximales des fluctuations de concentration données par les Pdfs associées. La figure 3.40a présente les valeurs minimales de ces fluctuations de concentration et la figure 3.40b les valeurs maximales, pour différentes positions radiales. À partir des valeurs minimales, on peut conclure que les incursions d'air pur se produisent jusqu'à $1,5L_c$, proche de la sortie du jet à $x/D_j = 5$. Plus on s'éloigne de l'orifice, plus ces incursions vont se rapprocher de l'axe du jet, à $x/D_j = 20$ elles ne sont plus qu'à $0,6L_c$ de l'axe du jet. A terme, elles devraient atteindre l'axe du jet. En effet, Lucas (1998) a montré que, pour un jet d'hélium, des incursions d'air étaient présentes sur l'axe du jet à partir de $x/D_j = 12$, soit $x/D_{eq} = 32$, ce qui correspond à une position axiale plus éloignée de $7D_{eq}$ de notre dernier profil radial en $x/D_j = 20$. Sur l'axe, la valeur minimale diminue donc petit à petit, jusqu'à atteindre la concentration minimale nulle, pour une distance de $x/D_{eq} > 25$.

En ce qui concerne les valeurs maximales des fluctuations de concentration, elles présentent la même évolution. Le maximum des valeurs maximales se situe sur l'axe, puis les valeurs maximales diminuent lorsque l'on s'éloigne de l'axe du jet. Le minimum est atteint pour des positions radiales assez excentrées, à partir de $r/L_c = 3$ pour les différentes positions radiales, en comparaison aux valeurs minimales c_{min} . On observe encore la présence de gaz pur sur une demi-largeur en $x/D_j = 5$, signalant la fin du cône potentiel, mais on ne détecte plus de gaz pur au-delà de $x/D_j = 10$.

Enfin, les remarques apportées ci-dessus pour le cas $Re = 4.10^3$ sont les mêmes dans le cas où $Re = 11.10^3$. On observe des valeurs minimales et maximales sensiblement plus élevées mais les évolutions axiale et radiale sont les mêmes.

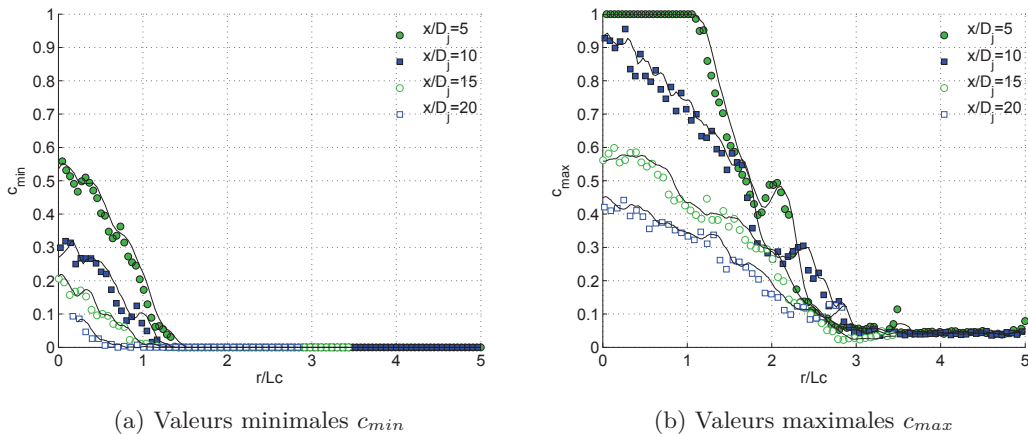


FIGURE 3.40 – Évolutions radiales des valeurs minimales c_{min} (a) et maximales c_{max} (b) des fluctuations de concentration, $x/D_j = 5, 10, 15$ et 20 pour le jet libre $S = 0,6$, $Re = 4.10^3$.

Avec la figure 3.41, la même analyse est réalisée sur les Pdfs de concentration pour un jet impactant en $x_s = 5D_j$, afin d'obtenir les valeurs minimales et maximales des fluctuations de concentration. Sur chaque figure, le cas du jet libre associé est également représenté. Au point d'impact, les valeurs minimales sont fortement influencées par la présence de l'obstacle, la

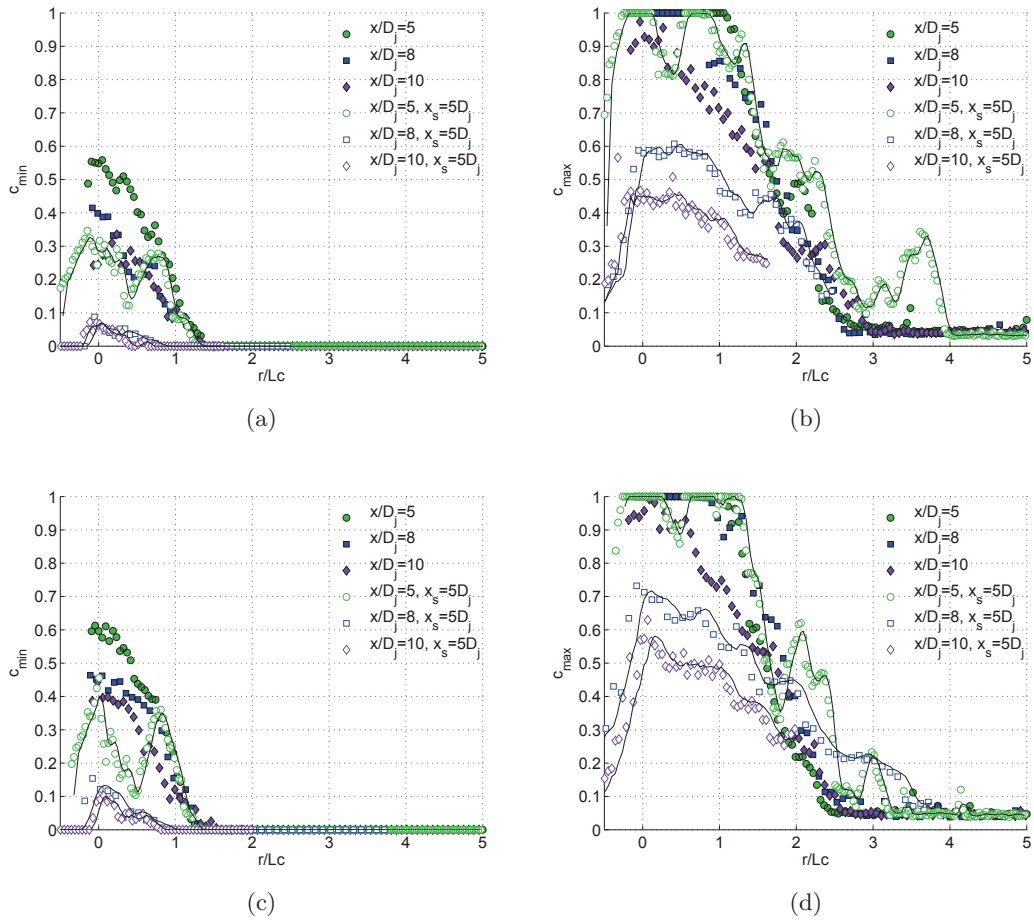


FIGURE 3.41 – Évolutions radiales des valeurs minimales c_{min} et maximales c_{max} des fluctuations de concentration données par les Pdfs associées à $x/D_j = 5, 10, 15$ et 20 pour le jet impactant en $x_s/D_j = 5$, $S = 0,6$, (a,b) $Re = 4.10^3$ et (c,d) $Re = 11.10^3$.

valeur sur l'axe perd 45% de la valeur trouvée pour le jet libre, et la répartition des valeurs sur le profil est également modifiée. Le profil a l'allure caractéristique du profil de concentration au point d'impact, avec un minimum des valeurs minimales et maximales autour de $r/L_c = 0,5$. Ce phénomène est amplifié pour le nombre de Reynolds plus élevé, $Re = 11.10^3$. A $x/D_j = 8$ autour de la sphère et à $x/D_j = 10$ derrière la sphère, les incursions d'air sont plus profondes, jusqu'à 0,5 demi-largeur, en comparaison avec le jet libre où les incursions atteignent 1,5 demi-largeur. On note également la présence d'excursion de mélange plus concentré à l'extérieur du jet au point d'impact ($x/D_j = 5$), comme par exemple entre 3 et 4 demi-largeurs pour $Re = 4.10^3$. Tous ces phénomènes vont entraîner une augmentation ponctuelle de l'efficacité du mélange. En $x/D_j = 8$, la diminution de la valeur maximale des fluctuations de concentration est approximativement de 40% pour $Re = 4.10^3$, et 30% pour $Re = 11.10^3$. Finalement, en se positionnant sur l'axe en $x/D_j = 20$, on obtient :

Libre	$Re = 4.10^3$	$[c_{min} = 0,08; c_{max} = 0,42],$
$x_s = 5D_j$	$Re = 4.10^3$	$[c_{min} = 0,08; c_{max} = 0,29],$
$x_s = 10D_j$	$Re = 4.10^3$	$[c_{min} = 0,06; c_{max} = 0,32],$
Libre	$Re = 11,7.10^3$	$[c_{min} = 0,14; c_{max} = 0,55],$
$x_s = 5D_j$	$Re = 11,7.10^3$	$[c_{min} = 0,08; c_{max} = 0,40],$
$x_s = 10D_j$	$Re = 11,7.10^3$	$[c_{min} = 0,14; c_{max} = 0,39].$

Les valeurs minimales de concentration sont proches de celles présentées pour le jet libre. L'obstacle a ponctuellement entraîné plus d'air vers l'axe virtuel du jet. Mais en aval à $x/D_j = 20$, les valeurs de concentration minimale et les profils sont très proches. Quant aux concentrations maximales sur l'axe virtuel, elles ont perdu entre 25 et 30% de leur valeur. Le mélange dans le cas présent n'est donc pas un processus homogène/régulier mais un phénomène de cascade, où les concentrations les plus élevées vont être diluées au profit des concentrations plus faibles, et maintenir une concentration minimale similaire dans le jet. Sur l'axe, cette concentration minimale est de $c_{min} \approx 10\%$.

Ce résultat est cohérent avec une étude antérieure sur les volumes inflammables (Ducasse *et al.*, 2010), réalisée sur un jet d'hélium, de diamètre d'éjection $D_j = 2mm$, impactant une sphère de diamètre $D_s = 20mm$, placée à différentes distance de l'orifice, à $x_s/D_j = 5, 10, 20$ et 40. Par analogie avec l'hydrogène, les limites inférieure et supérieure d'inflammabilité ($LII = 4\%$, $LSI = 75\%$) ont été utilisées pour déterminer le volume inflammable en jeu à partir des champs de concentration moyenne par mesures BOS. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 3.42. Les volumes inflammables sont comparés à celui du jet libre pour différentes gammes de concentration inflammable. Et effectivement, dans la zone d'impact, les volumes des gammes de concentration les plus élevées de 30-75% à 45-75% diminuent significativement au profit des gammes de concentration plus faibles, entraînant un mélange plus efficace.

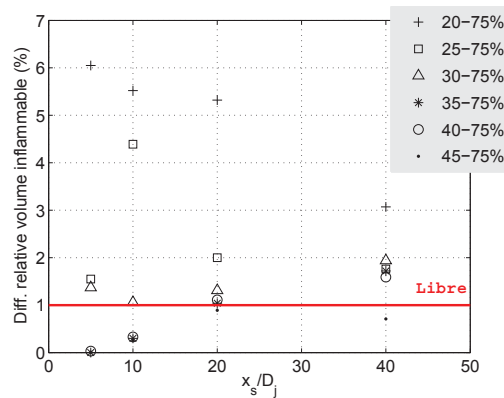


FIGURE 3.42 – Estimation de la différence relative entre les volumes inflammables des jets impactants sur une sphère de diamètre $D_s = 20$ mm et le jet libre ($D_j = 2$ mm, $Re = 3.10^3$).

3.4 Structures « cohérentes » des fluctuations scalaires

De nombreuses études antérieures ont mis en évidence l'existence et l'importance des structures cohérentes au sein des écoulements turbulents. La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres, ou *Proper Orthogonal Decomposition* (POD), est une technique efficace d'analyse de données permettant d'extraire ces structures. Cette approche est basée uniquement sur un critère énergétique. En mécanique des fluides, la POD a été introduite par Lumley (1967) pour analyser les écoulements turbulents. Une revue détaillée de la POD peut être trouvée dans l'article de Delville *et al.* (1999).

Dans le cas présent, l'analyse POD réalisée est dite spatiale, appelée aussi méthode des clichés (*snapshot method*). Elle permet d'extraire et de hiérarchiser ces structures en fonction de leur énergie suivant un temps d'observation fini. Cette méthode introduite par Sirovich (1987) est adaptée aux données très bien résolues spatialement mais dont le nombre d'échantillons est limité (exemple données expérimentales PIV, LIF). C'est donc une analyse plus générale que, par exemple, la décomposition d'un signal en un point donné, lorsque la POD est dite temporelle. Les détails du formalisme mathématique de la décomposition orthogonale aux valeurs propres, ainsi que sur la snapshot POD, sont présentés en annexe C.

Nous avons cherché les structures liées aux fluctuations scalaires c' . Pour rappel, nous avons défini les fluctuations comme étant l'écart-type des données :

$$\langle c^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\overline{c'^2}} \quad (3.19)$$

où le champ des fluctuations instantanées de la concentration massique c' est défini par

$$c' = c - \bar{c} \quad (3.20)$$

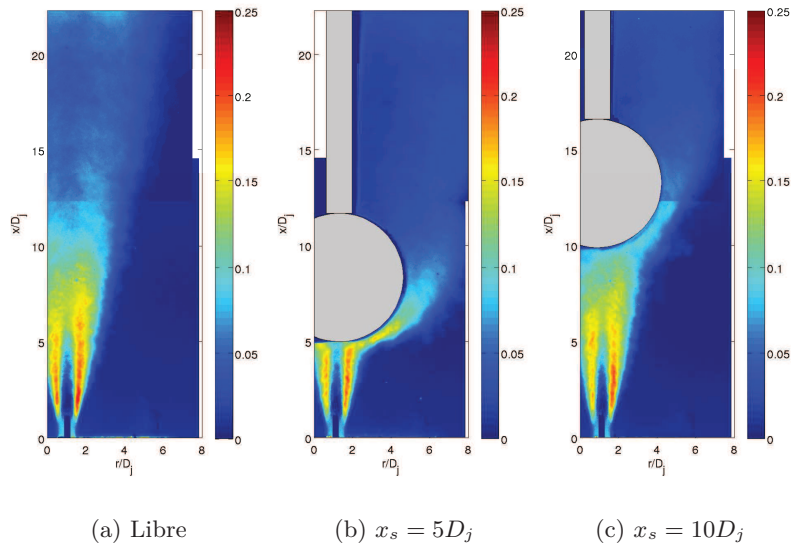


FIGURE 3.43 – Champ de l'écart-type des fluctuations $\langle c^2 \rangle^{1/2}$, $Re = 4 \cdot 10^3$ et $S = 0,6$.

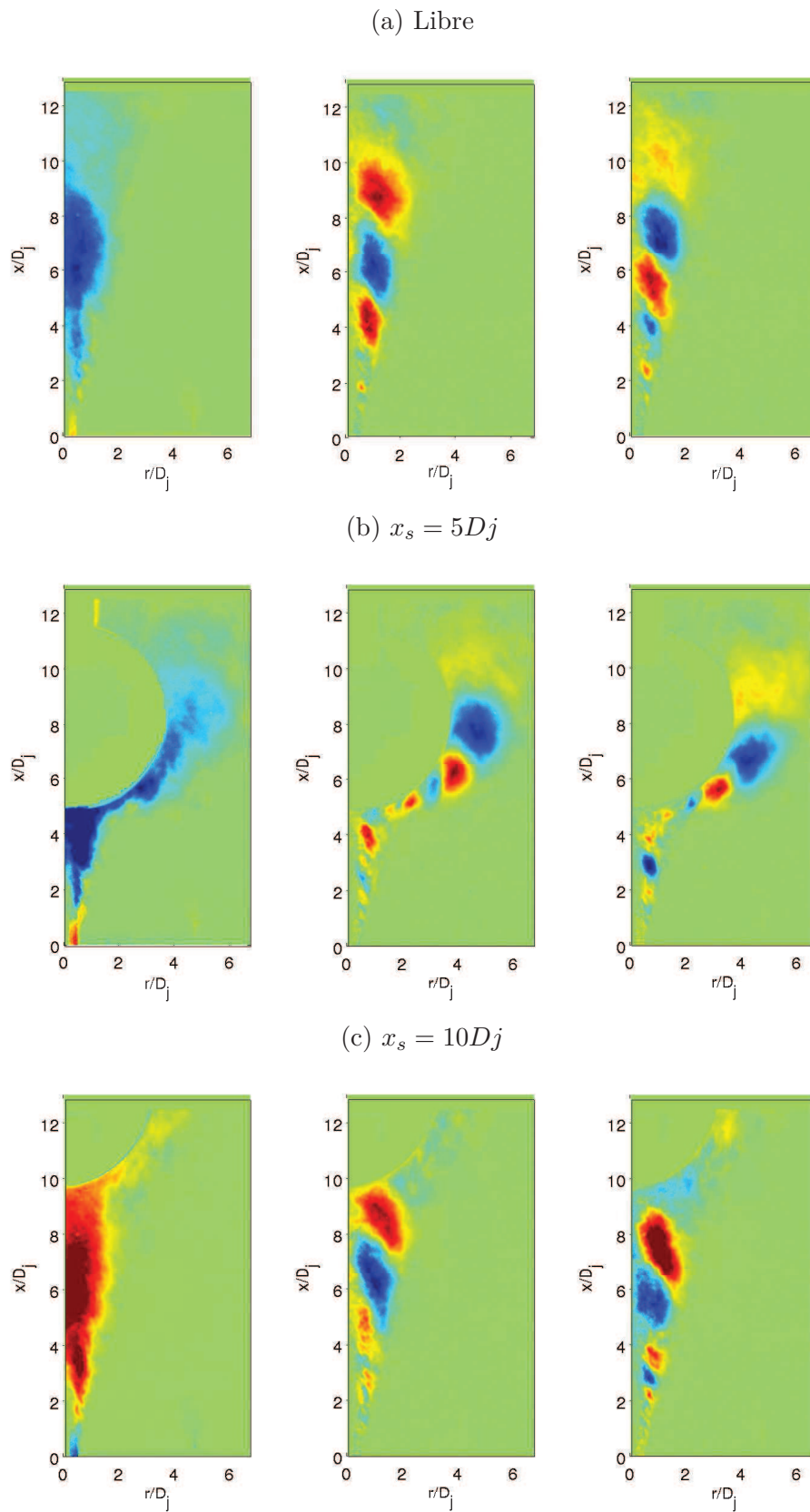


FIGURE 3.44 – Modes $n = 1, 2, 3$ pour $Re = 4.10^3$ et $S = 0,6$: (a) Jet libre, (b) Jet impactant $x_s = 5D_j$ et (c) Jet impactant $x_s = 10D_j$.

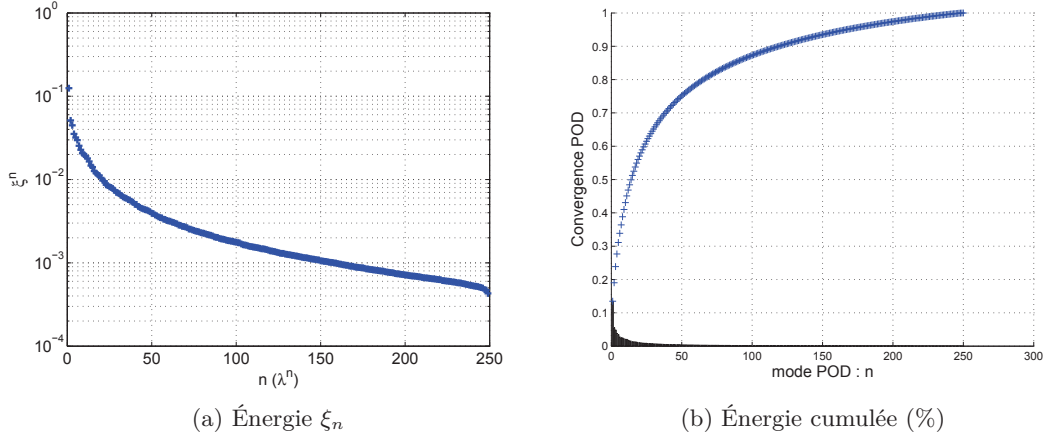


FIGURE 3.45 – Spectre énergétique des modes POD associés aux valeurs propres λ_n , jet libre $Re = 4.10^3$ et $S = 0,6$.

Les propriétés mathématiques de la POD impliquent que toutes les valeurs propres λ_n sont positives et peuvent être rangées par ordre croissant tel que : $\lambda_1 \geq \lambda_2 \dots \geq \lambda_k \geq \dots \geq 0$. Statistiquement, λ_k représente la variance des données dans la direction du mode POD correspondant. En termes physiques, si c représente la concentration, alors λ_k mesure le taux d'énergie capturé par le mode POD correspondant, Φ_k . L'énergie mesure donc la contribution de chaque mode à la dynamique totale.

L'énergie totale capturée dans une décomposition orthogonale aux valeurs propres d'un ensemble de M clichés de données expérimentales est définie comme la somme de toutes les valeurs propres :

$$\xi = \sum_{n=1}^m \lambda_n \quad (3.21)$$

L'énergie relative capturée par le $n^{\text{ième}}$ mode est définie par :

$$\xi_n = \frac{\lambda_n}{\sum_{j=1}^m \lambda_j} \quad (3.22)$$

La figure 3.45a présente l'énergie ξ_n associée aux modes POD, le mode 1 étant toujours le mode le plus énergétique. Sur la figure 3.45b, c'est l'énergie cumulée qui est représentée en fonction du nombre de modes. Le premier mode capture une importante partie de l'énergie des fluctuations scalaires, de l'ordre de 12%-14% dans le cas des jets libres (cf. tableau 3.4). La structure de ce mode est également très proche de celle de l'écart-type des fluctuations $\langle c^2 \rangle^{1/2}$ du champ scalaire (cf. 3.43). L'influence de l'obstacle est visible sur le premier mode mais est quasi-négligeable sur les autres modes. Dans le cas où la sphère est la plus proche de l'orifice, positionnée à $x_s = 5D_j$, l'énergie contenue dans le premier mode diminue, la tendance est complètement inversée dans le cas où $x_s = 10D_j$.

Un critère de convergence qui est défini comme le nombre de modes nécessaires pour capturer 90% de l'énergie peut être appliqué au spectre énergétique. Les résultats obtenus pour les différents cas sont récapitulés dans le tableau 3.5. Premièrement, on n'observe aucune différence entre les cas $Re = 4.10^3$ et $Re = 11,7.10^3$ pour les jets libres. La présence de la sphère en

Cas	$Re = 4.10^3$	$Re = 11,7.10^3$
Libre	13,47%, 5,55%, 4,85% , 3,80%	14,92%, 5,59%, 5,20% , 4,05%
$x_s = 5D_j$	9,09%, 4,80%, 4,40%, 4,17%	9,75%, 5,19%, 4,58%, 4,33%
$x_s = 10D_j$	12,76%, 4,73%, 4,38%, 4,05%	18,91%, 5,65%, 5,00%, 3,68%

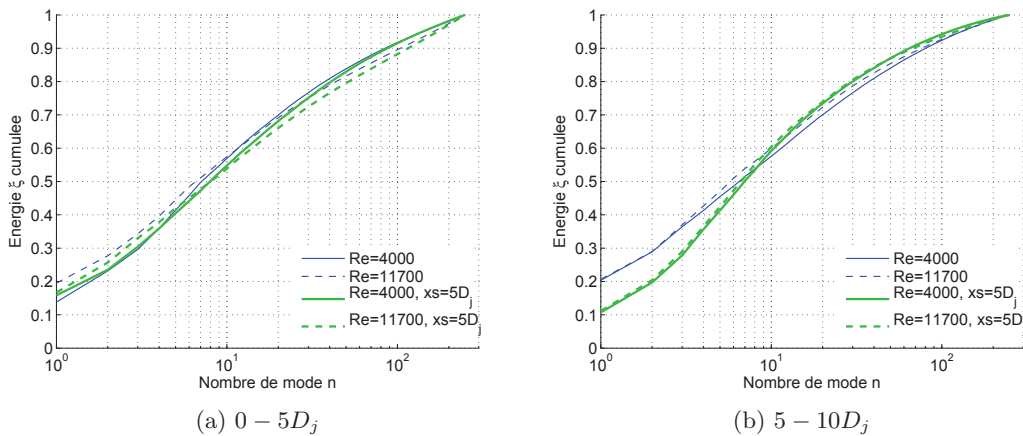
 TABLE 3.4 – Énergies POD contenues dans les modes $n = 1, 2$ et 3 .

$x_s = 5D_j$ va entraîner une convergence un peu plus rapide du spectre énergétique. Néanmoins, la différence entre les différents cas est très légère. La convergence des spectres énergétiques des fluctuations scalaires peut être considérée comme quasi-identique.

Cas	$Re = 4.10^3$	$Re = 11,7.10^3$
Libre	120	118
$x_s = 5D_j$	114	125
$x_s = 10D_j$	116	115

 TABLE 3.5 – Nombre de modes n pour atteindre 90% de l'énergie POD totale.

Pour mesurer l'influence de l'obstacle, il faut étudier les zones d'intérêt indépendamment : zone de cône potentiel ($0 - 5D_j$) et zone d'impact ($5 - 10D_j$). Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 3.46. Alors que, pour la zone de cône potentiel, la convergence des spectres énergétiques est très proche, une différence notable apparaît pour la zone d'impact entre les jets libres et les impactants. Les premiers modes perdent 50% de leur énergie propre. Par contre, le nombre de Reynolds ne semble avoir aucune influence sur le spectre énergétique des modes POD.


 FIGURE 3.46 – Spectre énergétique des modes POD associés aux valeurs propres : Énergie cumulée ξ (%).

3.5 Conclusion

Les mesures de vitesse et de concentration ont été réalisées dans le cas de jet libre et de jet impactant une sphère ou une plaque plane. Les mesures de jet libre ont permis de caractériser l'écoulement de base et de valider les techniques de mesure PIV et LIF utilisées. Puis, le cas du jet impactant une sphère de diamètre 6,6 fois le diamètre d'éjection, $D_s = 6,6D_j$, positionnée à différentes distances de la buse d'éjection a été analysé plus en détail. L'écoulement a pu être décomposé en différentes zones : écoulement de jet libre en amont de l'obstacle, zone d'influence de l'obstacle sur l'écoulement et, en aval de l'obstacle, un retour vers un écoulement de type jet libre établi.

L'étude statistique du champ scalaire a permis de caractériser les couches de mélange dans le cas de jet libre et de mesurer l'influence de la présence de l'obstacle. Cette étude montre un épaissement des couches de mélange lors de l'impact et en aval de celui-ci. Le nombre de Reynolds a également une influence sur la couche de mélange. Elle est plus épaisse pour un nombre de Reynolds plus élevé. Cette conclusion s'applique au cas de jet libre et également lors d'un impact.

Néanmoins, pour exploiter de manière plus détaillée les différents résultats et établir des bilans des équations de conservation et de quantité de mouvement, des mesures simultanées de la vitesse et de la concentration auraient été nécessaires afin d'envisager le couplage entre ces deux champs turbulents.

Simulations numériques d'un scalaire passif

Sommaire du chapitre

4.1	Le code de calcul : PowerFLOW	81
4.2	Définition	82
4.2.1	Initialisation et domaine de calcul	82
4.2.2	Paramètres de calcul	84
4.2.3	Influence de la résolution du maillage	85
4.3	Résultats	87
4.3.1	Champs de vitesse moyenne et fluctuante	87
4.3.2	Champs scalaires moyen et fluctuant	92
4.3.3	Évolution du taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique	93
4.4	Phénoménologie du mélange scalaire	96
4.4.1	Profils instantanés du scalaire	96
4.4.2	Diffusion vs. Transport	97
4.5	Conclusion	100

Pour terminer cette étude, nous allons nous intéresser à la simulation d'un jet turbulent, libre ou impactant une sphère. Les nombres de Reynolds étant suffisamment faible ($Re < 10000$), les simulations numériques seront des simulations DNS (*Direct Numerical Simulation*).

4.1 Le code de calcul : PowerFLOW

Le code de calcul utilisé est basé sur le principe de la méthode de « Gaz sur Réseau » et applique des équations de type Lattice-Boltzmann instationnaires, explicites et compressibles. Il s'agit du code industriel PowerFLOW de la société EXA.

La méthode Boltzmann sur Réseau (LBM, *Lattice Boltzmann methods*) est une méthode numérique permettant la résolution de l'équation de Boltzmann. Contrairement aux approches classiques basées sur la discrétisation des équations de Navier-Stokes, on ne s'intéresse plus aux quantités macroscopiques (vitesse, pression, densité), mais directement à la répartition des particules composant le fluide. C'est une approche dite mésoscopique. L'avantage de cette méthode réside dans la simplicité de son algorithme permettant une parallélisation efficace du code.

Le principe de la méthode LBM est basé sur le formalisme de la physique statistique, et part du principe qu'un gaz peut être décrit comme un nuage de particules. Puis, il consiste à déterminer la probabilité qu'une particule se déplace dans une direction i pour un lieu et un instant donnés (x,t) :

$$f_i(x,t) = \langle n_i(x,t) \rangle, \in [0,1] \quad (4.1)$$

Cette fonction $f_i(x,t)$ est appelée fonction de distribution et est appliquée à une particule au point spatio-temporel (x,t) ayant pour vecteur vitesse e_i . L'équation de Boltzmann sur Réseau intervenant lors de la propagation dans ces directions particulières peut être alors définie par :

$$f_i(x + e_i, t + \Delta t) = f_i(x, t) + \Omega_i(f_i(x, t)) \quad (4.2)$$

où Ω_i est l'opérateur de collision qui représente l'effet des collisions entre particules. Si ce terme est nul, les particules sont alors simplement advectées.

Dans le code numérique, les particules résident dans une grille composée d'éléments cubiques appelés *lattices*. Les *lattices* sont composés des *voxels* qui sont les éléments élémentaires. Les particules pourront se déplacer d'un *voxel* à un autre à chaque pas de temps. Les *lattices* comprennent également les *surfels* qui sont les éléments de surface qui décrivent les interfaces entre une surface et le fluide. Ainsi, trois processus microscopiques sont simulés pour décrire le comportement du fluide :

1. le déplacement des particules (propagation),
2. les interactions particule/particule (collisions),
3. les interactions particule/surface.

Par défaut, le calcul de la quantité de mouvement n'est pas couplé à l'équation de transport du scalaire, représenté par la température dans le code de calcul. Le changement de densité de l'air due aux variations de température n'est pas pris en compte : on parle alors de scalaire passif ($\Delta T \sim 100^\circ\text{C}$). La résolution de l'équation de transport passe par un solveur d'équation aux dérivées partielles (EDP) indépendant. Le code permet également de coupler le calcul des équations *Température/Quantité de Mouvement*, les variations de densité sont alors intégrées et couplées au calcul de la quantité de mouvement. Les simulations peuvent alors prendre en compte des variations de température de l'ordre $\Delta T \sim 1000^\circ\text{C}$.

4.2 Définition

4.2.1 Initialisation et domaine de calcul

L'approche consiste à reproduire les conditions expérimentales le plus fidèlement possible. Des conditions aux limites particulières sont nécessaires en entrée et en sortie de domaine pour prendre en compte la présence du jet. De plus, le domaine de calcul doit être suffisamment grand pour pouvoir prendre en compte le développement spatial complet du jet et limiter les effets des conditions limites appliquées au domaine.

Géométrie

Le domaine de calcul est une boîte 3D de dimension $L * l * h = 250D_j \times 0,5 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$. L'orifice se situe au centre d'une des surfaces $(x,y,z) = (0,0,0)$ et à pour diamètre D_j . On y impose une vitesse U_j . On utilise une condition limite de type mur pour le reste de cette surface. Sur les 5 autres surfaces, on impose une condition limite de type *pressure outlet*.

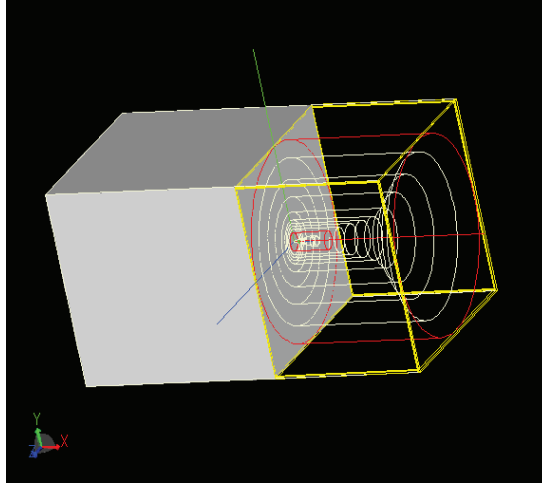


FIGURE 4.1 – Domaine de calcul et les volumes de résolution (VR).

Conditions initiales

Nous supposons que le jet entre dans le domaine au travers d'un orifice dans un mur avec un profil de vitesse de type *top-hat* ($\alpha = 0$) sans turbulence dans un premier temps. Ces conditions initiales de vitesse nommées CI-1, sont égales à :

$$U_x = U_j \left(1 - \alpha \left(\frac{r}{R}\right)^2\right), \quad U_y = 0, \quad U_z = 0 \quad (4.3)$$

Dans un deuxième temps, la turbulence en sortie de jet sera prise en compte (CI-2). Nous utiliserons une loi normale pour introduire une fluctuation égale à 2% en sortie de jet. Pour simuler la loi normale à une dimension, on peut utiliser la méthode de Box-Muller. Si x_1 et x_2 sont des variables aléatoires indépendantes qui suivent la loi uniforme sur $]0,1[$, alors les variables aléatoires t_1 et t_2 définies par :

$$t_1 = \sqrt{-2 \ln x_1} \cos(2\pi x_2) \quad (4.4)$$

$$t_2 = \sqrt{-2 \ln x_1} \sin(2\pi x_2) \quad (4.5)$$

suivent toutes deux une loi normale centrée réduite et sont indépendantes. Les variables aléatoires $U_1 = \mu + \sigma t_1$ et $U_2 = \mu + \sigma t_2$ suivent donc toutes deux une loi normale $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$, et sont indépendantes l'une de l'autre. Les conditions initiales de vitesse CI-2 sont égales à :

$$U_x = U_j + (0,02 U_j t_1), \quad U_y = 0,02 U_j t_1, \quad U_z = 0,02 U_j t_1 \quad (4.6)$$

Pour le scalaire passif, une concentration égale à $C_j = 1$ est imposée à l'orifice sans turbulence initiale. Le reste du domaine est initialisé à $C = 0$.

Résolution de la grille

En simulation numérique, la prise en compte de toutes les échelles de la turbulence est conditionnée par la taille de maille utilisée, ici celle du *voxel*. En effet, cette taille de *voxel* fixe la plus petite structure qui pourra être vue par la simulation, et toutes les structures de taille inférieure ne seront donc pas prises en compte dans la simulation. Une première solution consiste à choisir une taille de maille proche de l'échelle de Kolmogorov caractéristique de la plus petite structure de la turbulence.

Le code utilise une grille cartésienne composée d'éléments cubiques à résolution variable. Le maillage a donc été raffiné en proche sortie du jet et sur les zones à fort taux de cisaillement (figure 4.2). Il est possible d'estimer la résolution à utiliser pour résoudre les plus petites échelles de la turbulence : l'échelle de longueur de Kolmogorov η est définie de la façon suivante

$$\eta \approx \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \quad (4.7)$$

où μ est la viscosité cinématique et ϵ la dissipation de l'énergie cinétique. À partir des données expérimentales (Panchapakesan et Lumley, 1993), on définit :

$$\epsilon = 0,015 \frac{U^3}{L_u} \approx 0,015 \frac{K^3}{(x-x_0)^3} = \frac{0,15K^3}{x(x-x_0)^3} \quad (4.8)$$

La dissipation de l'énergie cinétique est alors proportionnelle à x^{-4} et l'échelle de longueur de Kolmogorov à x si $x \gg x_0$, ce qui donne :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{0,15K^3}\right)^{1/4} x \quad (4.9)$$

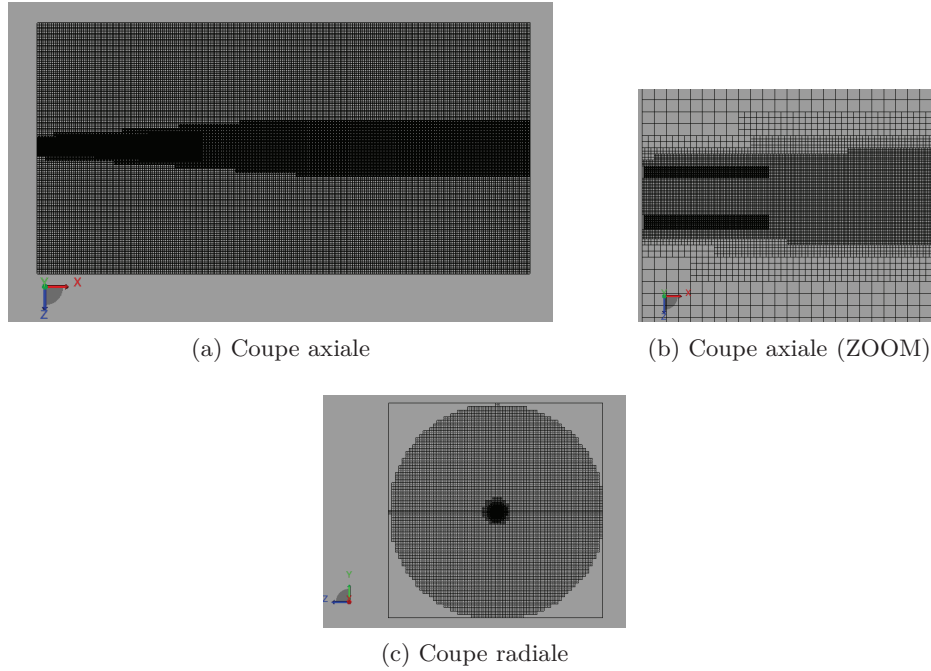
À partir des valeurs numériques utilisées pour la viscosité cinématique ν , le nombre de Reynolds $Re = 4000$ et des données empiriques connues pour le coefficient de décroissance axiale K_u , on trouve $\eta = 8,1.10^{-4}x$ ($K = Re\nu/K_u$). De plus, le pas de temps doit être plus petit que l'échelle d'advection de la plus petite structure :

$$\Delta t \ll \frac{\eta}{U_c} \quad (4.10)$$

Le maillage généré est composé de plusieurs volumes de résolution (VR) imbriqués les uns dans les autres (cf. figure 4.2). Les volumes de résolution les plus raffinés sont créés pour les zones où les variations de l'écoulement moyen sont fortes : couche de mélange en sortie de jet (VR1) et zone d'éjection (VR2). Les autres volumes de résolution s'imbriqueront autour de ces derniers avec un maillage de moins en moins fin. Le but est de minimiser le nombre de *voxels* pour éviter de longs calculs tout en obtenant des résultats cohérents. Pour la simulation de jet impactant une sphère, la résolution sera également raffinée autour de la sphère avec toujours plusieurs niveaux de résolution imbriqués les uns dans les autres.

4.2.2 Paramètres de calcul

Les différents paramètres relatifs aux différentes configurations sont présentés dans le tableau 4.1 pour les jets libres et dans le tableau 4.2 pour les jets impactant une sphère de diamètre

FIGURE 4.2 – Maillage (résolution utilisée 2^6).

$D_s = 20$ mm, positionnée en $x_s/D_j = 5, 10$ et 20 . Les calculs ont été effectués sur le *cluster* de l'IRPHE, sur 24 processeurs. La première demi-seconde simulée permet au jet de s'établir complètement, puis 2000 champs 3D de dimension $L * r = 60D_j \times 30D_j$ sont stockés et serviront aux différents calculs statistiques ultérieurs.

Cas	Re	CI	Sc	Nb. Voxels	Nb. Eq. Voxels	Temps simulé	Heures CPU
CI-1	3000	no turb	0,7			1 s	nc
CI-1	4000	no turb	0,7	$6,6 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^6$	0,75 s	$1,7 \cdot 10^3$
CI-2	4000	turb (2%)	0,7	$6,6 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^6$	0,75 s	$1,8 \cdot 10^3$

TABLE 4.1 – Paramètres de calcul des jets libres.

Cas	Re	CI	Sc	Nb Voxels	Nb Eq. Voxels	Temps simulé	Heures CPU
CI-1	3000	no turb	0,7			1 s	nc
CI-2	4000	turb (2%)	0,7	$11 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$	0,75 s	$3,1 \cdot 10^3$

TABLE 4.2 – Paramètres de calcul des jets impactants sur une sphère de diamètre $D_s = 20$ mm.

4.2.3 Influence de la résolution du maillage

Enfin, pour s'assurer de la validité de nos calculs et surtout du choix de la résolution du maillage, un calcul supplémentaire avec un maillage raffiné a été effectué sur le cas du jet libre CI-2 et $Re = 4000$. La résolution a été augmentée significativement, passant de $D_j/64 =$

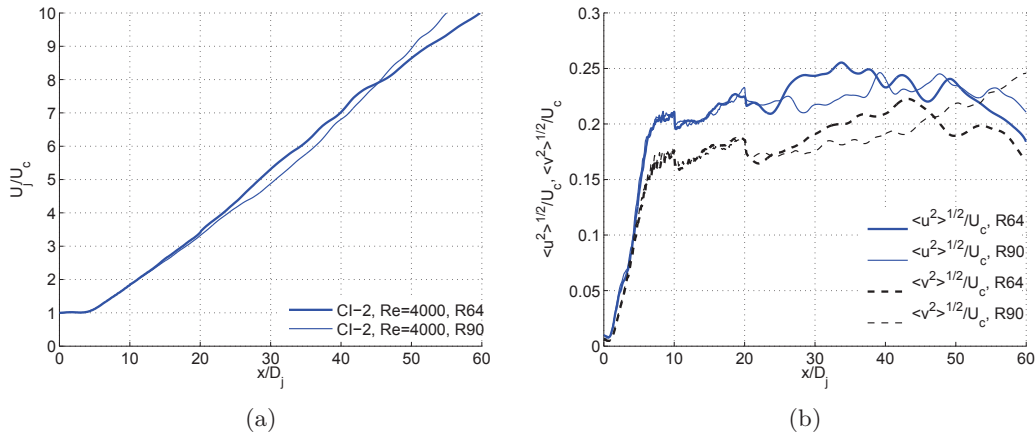


FIGURE 4.3 – Comparaison des résultats DNS pour différentes grilles de résolution : (a) Vitesse longitudinale moyenne U_j/U_c , (b) Intensité de turbulence longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ et radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$.

(0,003/64) mm à $D_j/90 = (0,003/90)$ mm. La taille caractéristique d'un *voxel* dans le premier volume de résolution est donc de $4,62 \cdot 10^{-5}$ m et $3,33 \cdot 10^{-5}$ m respectivement pour chaque cas. Ces deux résolutions seront nommées respectivement R64 et R90 par la suite.

Finalement, les propriétés moyennes et fluctuantes sont dans les deux cas très proches (cf. figure 4.3). Les résultats sont similaires concernant l'épanouissement du jet. Le gain apporté par cette résolution plus fine n'est donc pas justifié par rapport au coût du calcul : $5 \cdot 10^3$ heures CPU.

4.3 Résultats

4.3.1 Champs de vitesse moyenne et fluctuante

Le résultat des simulations numériques est comparé aux données expérimentales obtenues précédemment dans cette étude par des mesures PIV sur des jets d'air.

Jet libre

La figure 4.4 présente la décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne obtenue pour les différentes simulations numériques, comparée aux données expérimentales PIV. Le choix des conditions initiales imposées pour la simulation joue un rôle non négligeable sur l'évolution des propriétés en proche sortie. En effet, la longueur du cône potentiel est différente dans les cas CI-1 et CI-2, respectivement sans et avec turbulence initiale. Le jet se développe plus rapidement lorsqu'une turbulence initiale est imposée (CI-2), le cône potentiel est donc plus court. Le nombre de Reynolds a également une influence sur le développement du jet, comme nous avons pu le constater dans le chapitre 3 section 3.1.2. Néanmoins, une fois le jet établi, le coefficient de décroissance $K_u = 0,17$ est bien le même quelles que soient les conditions initiales choisies : nombre de Reynolds et taux de turbulence.

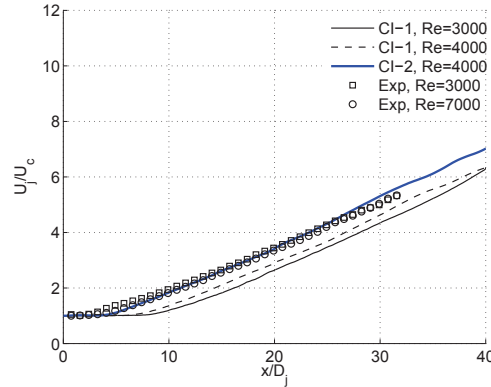


FIGURE 4.4 – Comparaison des résultats DNS et expérimentaux. Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne U_c/U_j en fonction de la distance axiale x/D_j .

La figure 4.5 présente l'évolution axiale de l'intensité de turbulence longitudinale et radiale, ainsi que de l'énergie cinétique de la turbulence. On constate la même influence des conditions initiales que pour la décroissance axiale de la vitesse longitudinale : un développement plus rapide du jet pour un taux de turbulence non nul en condition initiale (CI-2) pour les propriétés turbulente longitudinale et radiale. Une fois le comportement asymptotique atteint, les conditions initiales choisies n'ont plus d'influence. On retrouve un taux d'intensité de turbulence longitudinale et radiale respectivement de 22% et 18% à $x/D_j = 25$. L'énergie cinétique de la turbulence est également représentée sur la figure 4.5c en considérant $k = 1/2(\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle)$ pour les simulations numériques et $k = 1/2(\langle u^2 \rangle + 2\langle v^2 \rangle)$ pour les données expérimentales étant donné l'axisymétrie de l'écoulement. L'évolution de $(2/3k_c)^{1/2}/U_c$ est similaire à l'évolution des écarts-types des fluctuations des vitesses longitudinale et radiale. On aboutit à une asymptote de l'énergie cinétique sur l'axe du jet, avec un taux proche de 20% pour les différents cas.

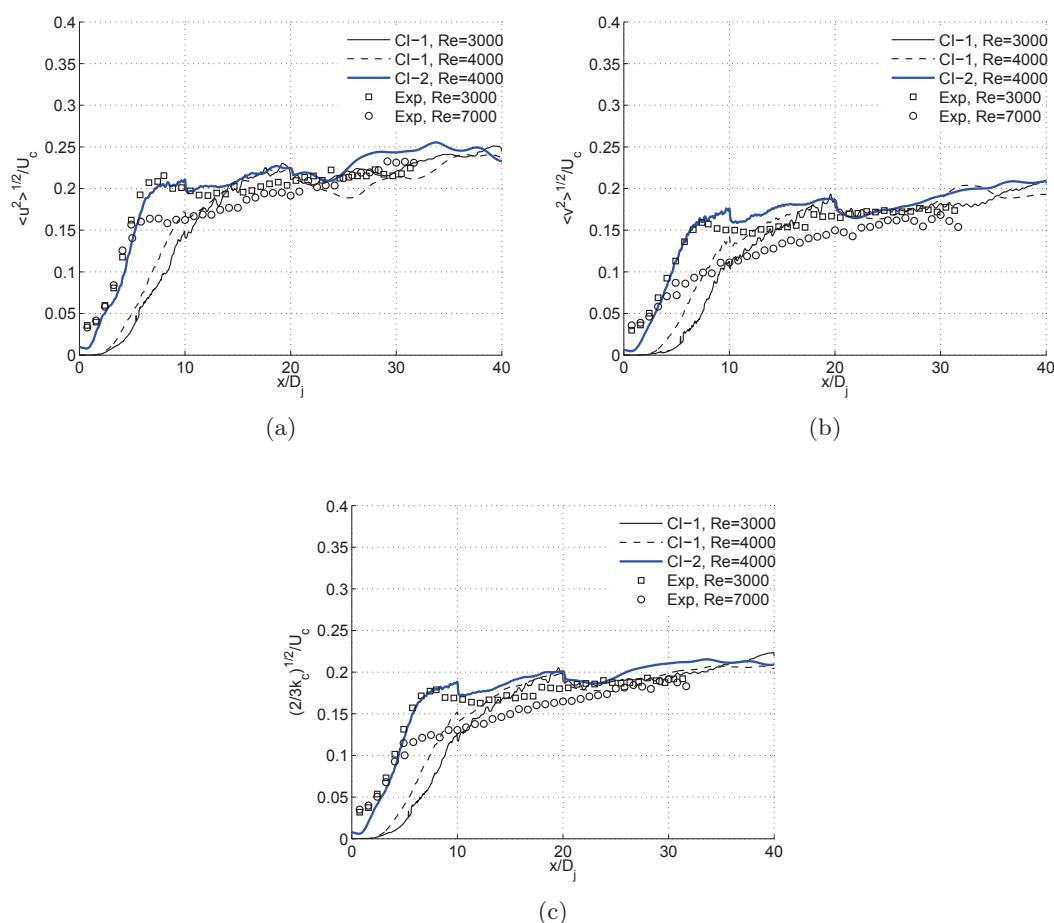


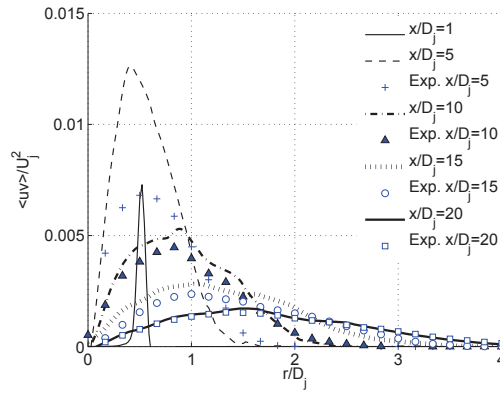
FIGURE 4.5 – Comparaison des résultats DNS et expérimentaux. Évolution axiale : (a) Intensité de turbulence longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U_c$, (b) Intensité de turbulence radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2} / U_c$, (c) Énergie cinétique $(2/3k_c)^{1/2} / U_c$ en fonction de la distance axiale x/D_j .

Les profils radiaux de la tension de cisaillement sont présentés sur la figure 4.6 pour le cas CI-2 du jet libre et comparés aux mesures expérimentales. L'accord entre la simulation numérique et nos données expérimentales est très correct sur le point de vue du développement et de l'épanouissement des profils de cisaillement. On note une légère différence sur les maximums de cisaillement, plus élevés pour l'expérience.

Pour conclure sur les propriétés moyennes et fluctuantes, la condition initiale prenant en compte une turbulence initiale non-nulle est plus proche de la réalité et par conséquent des résultats trouvés expérimentalement, en champ très proche.

Jet en présence d'un obstacle

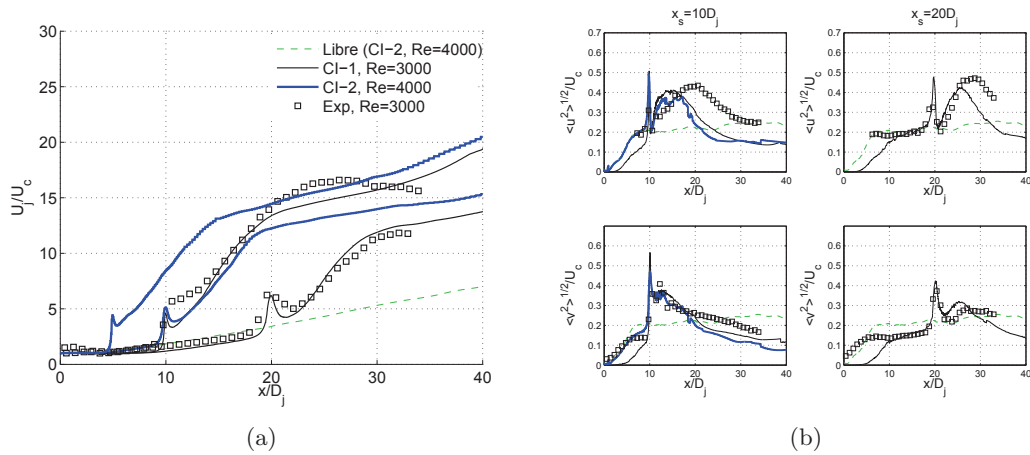
Dans le cas des jets impactants, les résultats de la décroissance axiale de la vitesse maximale U_j/U_c et de l'évolution de intensités de turbulence sont comparés numériquement et expérimentalement sur la figure 4.7. Pour les différentes propriétés, on obtient un très bon accord entre les mesures et les simulations. Pour la décroissance axiale de la vitesse (cf. figure 4.7a), la présence de l'obstacle accélère, comme montré au chapitre 3, cette décroissance et augmente le rapport



(a)

FIGURE 4.6 – Comparaison des résultats DNS et expérimentaux. Profils radiaux de la tension de cisaillement $\langle uv \rangle / U_j^2$.

U_j/U_c d'un facteur 3 et 2 par rapport au jet libre, respectivement pour les positions $x_s = 10$ et $20D_j$ en aval de l'obstacle ($x/D_j = 40$). Sur la figure 4.7b, les intensités turbulentes longitudinale et radiale sont également amplifiées au niveau de l'impact, mais également lors du contournement de l'obstacle. Pour les deux positions de la sphère sur l'axe, $x_s = 10$ et $x_s = 20D_j$, les mesures et les simulations captent des pics d'intensité similaires. Cela tend à valider à la fois les mesures PIV et les simulations PowerFLOW réalisées.



(a)

(b)

FIGURE 4.7 – Comparaison des résultats DNS et expérimentaux. Évolution axiale d'un jet impactant en $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$: (a) Vitesse longitudinale moyenne U_j/U_c , (b) Intensité de turbulence longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U_c$ et radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2} / U_c$ en fonction de la distance axiale x/D_j .

À partir des données moyennes et fluctuantes, il est possible de quantifier l'influence de l'obstacle sur le jet. Pour cela, nous allons nous intéresser à deux quantités de l'écoulement :

- à la perte d'inertie au moment de l'impact au travers de l'évolution de la quantité de mouvement,
- et au taux d'entraînement du fluide ambiant dans le jet.

Quantité de mouvement L'équation de l'intégrale du flux de la quantité de mouvement longitudinale est définie par :

$$2\pi\rho \int_0^{+\infty} (U^2 + \langle u^2 \rangle - \langle v^2 \rangle) r \, dr = M_0 \quad (4.11)$$

La figure 4.8 présente le résultat de ce calcul pour le jet libre et les jets impactants. La perte d'inertie au point d'impact est donc visible et s'établit à l'arrière de l'obstacle. Elle est de -50% en $x/D_j = 30$ lorsque la sphère est positionnée en $x_s = 10D_j$ et de -25% pour la sphère positionnée en $x_s = 20D_j$.

Entraînement Le flux de masse Q est calculé par intégration du produit entre la vitesse moyenne U et la masse volumique du mélange, dans notre cas l'air. Ainsi, le terme $\rho'u$ est négligé devant ρU :

$$Q = 2\pi \int_0^{+\infty} \rho U r \, dr \quad (4.12)$$

On peut ainsi définir un taux d'entraînement q du fluide extérieur par le jet :

$$q = \frac{Q - Q_j}{Q_j} \quad (4.13)$$

L'évolution axiale du taux q est présentée sur la figure 4.9 pour le cas du jet libre et des jets impactants. On mesure bien dans les deux cas, expérimental et numérique, l'augmentation de l'entraînement par rapport au jet libre : +75% et +35% en $x/D_j = 30$, respectivement pour les cas où la sphère est positionné en $x_s = 10D_j$ et $x_s = 20D_j$.

Enfin, on note que la comparaison numérique et expérimentale des évolutions du rapport du flux de quantité de mouvement M/M_0 et du taux d'entraînement q sont similaires pour la position $x_s = 10D_j$. Les résultats sont moins convaincants dans le cas $x_s = 20D_j$, les mesures PIV semblent sous-estimer l'entraînement. Cela est certainement du à une fenêtre de mesure trop étroite et une perte d'information lors de l'impact.

Pour conclure, les simulations numériques et les mesures PIV des jets d'air impactants décrivent la même dynamique moyenne et fluctuante de l'écoulement. La validité des résultats de ces deux approches est donc confirmée.

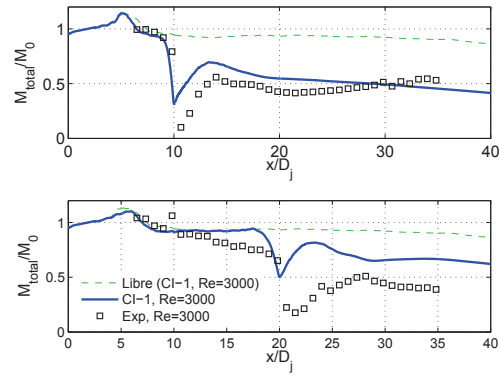


FIGURE 4.8 – Évolution axiale du rapport M/M_0 de la quantité de mouvement du jet : (a) Sphère positionnée en $x_s = 10D_j$, (b) Sphère positionnée en $x_s = 20D_j$.

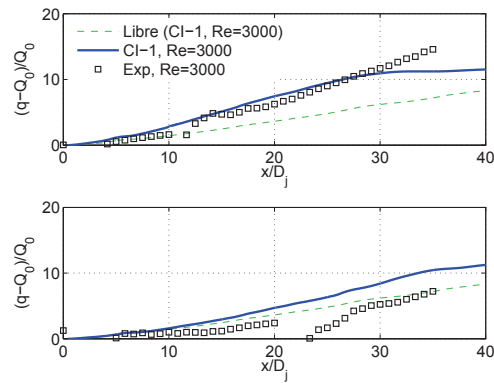


FIGURE 4.9 – Évolution axiale du taux d'entraînement du fluide extérieur par le jet : (a) Sphère positionnée en $x_s = 10D_j$, (b) Sphère positionnée en $x_s = 20D_j$.

4.3.2 Champs scalaires moyen et fluctuant

Le scalaire passif pour les simulations numériques est initialement imposé par un profil de type *top-hat* sans turbulence, avec un nombre de Schmidt de 0,7. Afin d'approcher le comportement de scalaire passif, l'évolution axiale de la concentration en jet d'air est de la forme :

$$C_c = \frac{T_c - T_a}{T_j - T_a} \quad (4.14)$$

La figure 4.10 présente l'évolution axiale de la concentration moyenne $1/C_c$ en fonction de $(x - x_c)/D_j$ (figure 4.10a) et de l'intensité de la turbulence de la concentration (figure 4.10b) en fonction de x/D_j . La décroissance de la concentration moyenne est comparée à des mesures expérimentales réalisées par Djeridane (1994) sur un jet d'air libre, faiblement chauffé ($Re = 21.10^3$). Les simulations numériques du scalaire passif et les mesures expérimentales sont relativement similaires : un coefficient de décroissance équivalent. Le type de condition initiale choisies a seulement une influence sur l'origine virtuelle de la décroissance du scalaire. De plus, le comportement asymptotique de l'intensité de turbulence $\langle c_c^2 \rangle^{1/2}/C_c$ de l'ordre de 0,25 est cohérent avec les valeurs déjà présentées pour un scalaire passif : par exemple, (Dowling et Dimotakis, 1990) présentent un taux de 23% indépendant du nombre de Reynolds $Re = [5000; 40000]$.

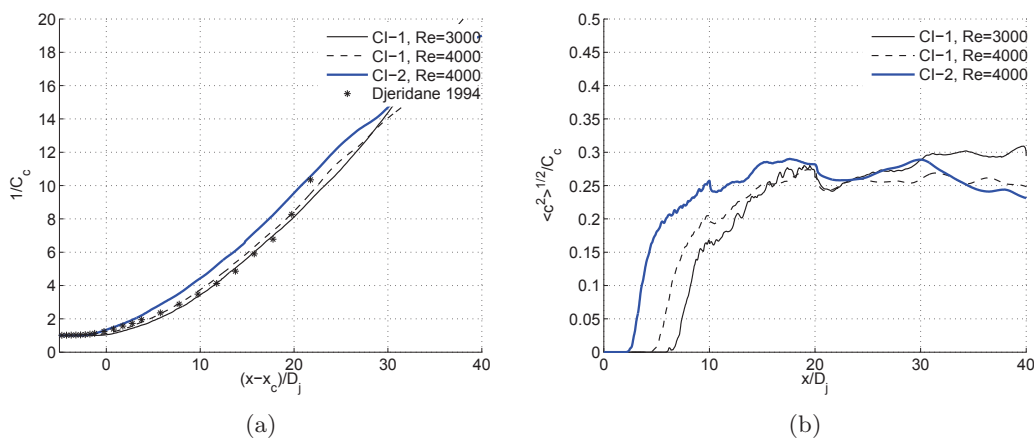


FIGURE 4.10 – Évolution axiale DNS : (a) Concentration moyenne $1/C_c$ en fonction x/D_j , (b) Intensité de la turbulence de la concentration $\langle c_c^2 \rangle^{1/2}/C_c$ en fonction de x/D_j .

4.3.3 Évolution du taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique

Le but de cette partie est de calculer l'évolution de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente moyenne $\langle \varepsilon \rangle$ pour le jet libre en proche sortie. La dissipation $\langle \varepsilon \rangle$ est essentiellement due aux petites structures, qui sont détruites par l'effet de la viscosité du fluide ; la résolution du maillage est donc essentielle pour estimer ce paramètre. Plus précisément, nous allons considérer la forme homogène de cette grandeur :

$$\varepsilon = 3\nu \left\langle \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \right)^2 \right\rangle = 3\nu \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\rangle \quad (4.15)$$

ν étant la viscosité cinématique. La figure 4.14 présente les résultats obtenus pour les deux cas de conditions initiales choisies, CI-1 et CI-2 avec un nombre de Reynolds $Re = 4000$ pour différentes résolutions. On note que le choix des conditions initiales a toujours une grande influence dans la zone potentielle de l'écoulement pour la génération de la dissipation de l'énergie cinétique.

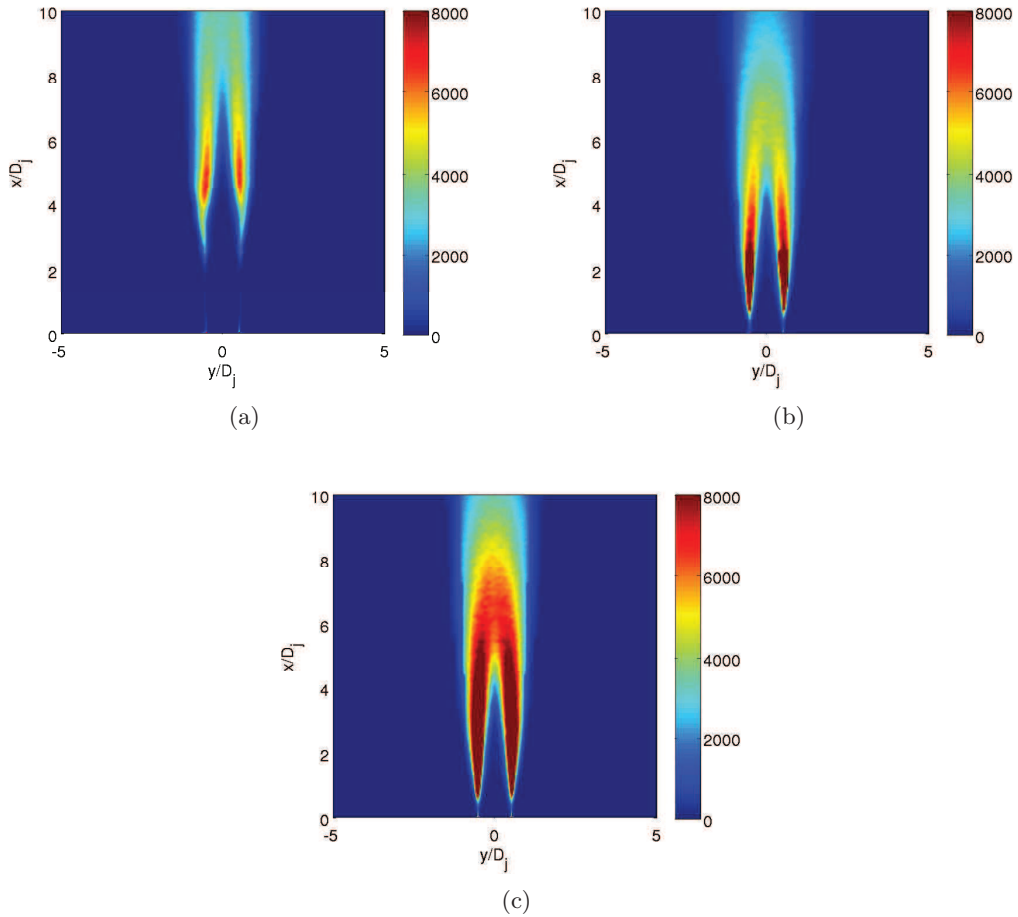


FIGURE 4.11 – Dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ε ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$) : (a) CI-1, R64, $\varepsilon_{max} = 1,01 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$, (b) CI-2, R64, $\varepsilon_{max} = 2,07 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$, (c) CI-2, R90, $\varepsilon_{max} = 2,58 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$.

L'évolution axiale de la dissipation de l'énergie cinématique turbulente moyenne $\langle \varepsilon \rangle$ est présentée sur la figure 4.12. À $x/D_j = 10$ et $x/D_j = 20$, la résolution du maillage change sur

l'axe du jet et un saut sur l'estimation de la dissipation apparaît. Pour information, la différence de taille d'un *voxel* entre deux volumes de résolution successifs est d'un facteur 2 :

- R64 : 0 – 10 D_j , 1 *voxel* = 9,23.10⁻⁵ m ; 10 – 20 D_j , 1 *voxel* = 1,85.10⁻⁴ m,
- R90 : 0 – 10 D_j , 1 *voxel* = 6,67.10⁻⁵ m ; 10 – 20 D_j , 1 *voxel* = 1,33.10⁻⁴ m.

L'estimation de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente moyenne obtenue pour la résolution R90 est la plus satisfaisante du point de vue du lissage entre les différents volumes de résolution. De plus, la résolution R64 sous-estime la dissipation ϵ sur les 10 premiers diamètres par rapport à R90. On observe ici la limite de nos simulations numériques et du choix de la résolution. En effet, la dissipation ϵ qui est essentiellement due aux petites structures détruites par l'effet de la viscosité du fluide est le phénomène de la turbulence le plus fin à capter.

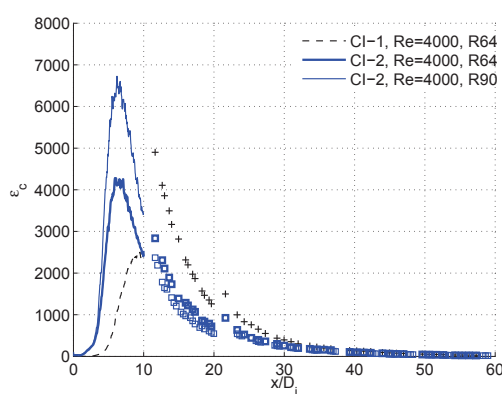


FIGURE 4.12 – Dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ϵ ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$).

A partir du taux moyen de la dissipation de l'énergie cinétique, on peut déduire les échelles de longueur caractéristiques de l'écoulement par analyse dimensionnelle :

- **Échelle intégrale** Λ qui caractérise la taille des plus grands tourbillons . Elle ne dépend pas directement de la viscosité. Elle est liée à l'énergie turbulente k , puisque les grandes structures portent l'essentiel de k , et à la dissipation ϵ .

$$\Lambda = \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \quad (4.16)$$

- **Échelle de Kolmogorov** η qui caractérise la taille des plus petites structures. Elle ne dépend pas directement de l'énergie cinétique turbulente k . Elle dépend de la viscosité du fluide et de la dissipation ϵ .

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (4.17)$$

La figure 4.13 présente l'évolution sur l'axe de l'échelle intégrale (figure 4.13a) et de l'échelle de Kolmogorov (figure 4.13b).

Sur la figure 4.13a, la formule empirique déterminée par Wygnanski et Fiedler (1969) dans la zone de similitude ($x/D_j > 40$) pour un jet d'air a été reportée sur la figure. Les échelles estimées semblent assez proches de cette loi pour $x/D_j > 20$. En proche sortie, le comportement est différent et non linéaire.

L'échelle de Kolmogorov est de l'ordre de 100 μm en sortie de buse. Ce résultat est à analyser avec précaution puisque nous sommes très proches de l'échelle caractéristique de la résolution

de la grille. La figure 4.13b présente l'échelle de Kolmogorov adimensionnée $\nu_c Re^{3/4}/D_j$ en fonction de x/D_j . Les résultats DNS sont comparés à des données mesurées expérimentalement par Antonia *et al.* (1980) et obtenues numériquement par Ruffin *et al.* (1994) pour un jet d'air. Les différents résultats sont très proches : l'échelle de Kolmogorov η suit une évolution linéaire comme l'échelle intégrale Λ sur l'axe du jet.

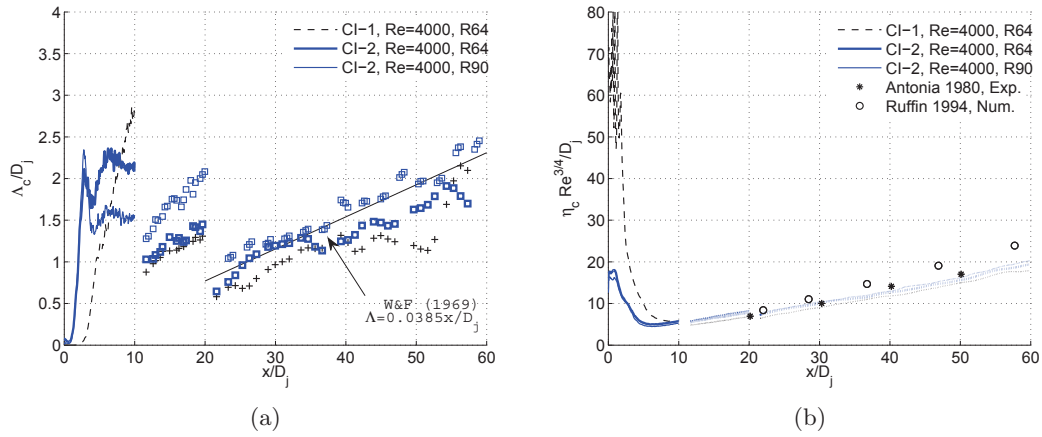


FIGURE 4.13 – (a) Échelle intégrale Λ_c/D_j , (b) Échelle de Kolmogorov $\eta_c Re^{3/4}/D_j$ en fonction de x/D_j .

Pour les jets impactants, les cartographies de la dissipation sont présentées sur la figure 4.14. La dissipation de l'énergie cinétique est ponctuellement amplifiée par la présence de l'obstacle. Les taux maximums de dissipation ε_{max} sont supérieurs au cas du jet libre.

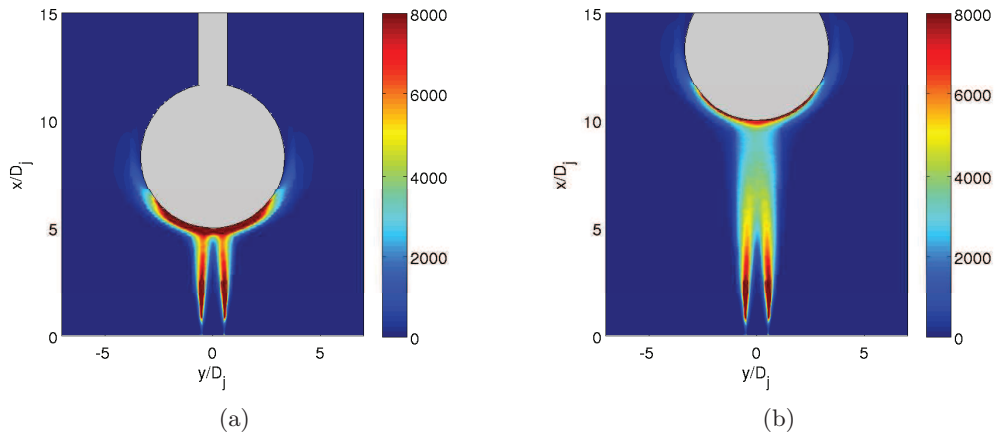


FIGURE 4.14 – Dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ε ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$) : (a) Sphère positionnée à $x_s = 5D_j$, $\varepsilon_{max} = 20,15 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$, (b) Sphère positionnée à $x_s = 10D_j$, $\varepsilon_{max} = 6,15 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$.

4.4 Phénoménologie du mélange scalaire

4.4.1 Profils instantanés du scalaire

Nous savons que le profil radial de la vitesse longitudinale moyenne et du scalaire moyen est Gaussien. Cependant, le profil instantané diffère de la forme gaussienne. La figure 4.16 présente les profils instantanés de la vitesse longitudinale et du scalaire normalisés pour différentes positions radiales extraites du champ instantané présenté sur la figure 4.15. On observe que les deux profils de vitesse et du scalaire sont similaires quelle que soit la position radiale. Sur les figures 4.16a et 4.16b, $x/D_j = 5$ et $x/D_j = 10$ respectivement, les profils ont une forme proche du type 'top-hat'. À partir de $x/D_j = 15$, l'air ambiant est entraîné par des structures de grande échelle (vortex/tourbillon) à l'extérieur du jet. Néanmoins, Mathew et Basu (2002) (numérique), puis Westerweel *et al.* (2009) (expérimental) ont montré que le processus d'engloutissement des structures de grandes échelles n'est pas le mécanisme dominant pour l'entraînement. L'entraînement est le plus souvent relié aux structures de petite échelle (*nibbling*).

De plus, les profils instantanés de la concentration sur les figures montrent que la concentration n'est jamais nulle sur l'axe du jet. Ce comportement est fidèle aux expériences présentées précédemment qui ont un nombre de Schmidt de l'ordre de l'unité, et donc un couplage important entre le champ dynamique et scalaire.

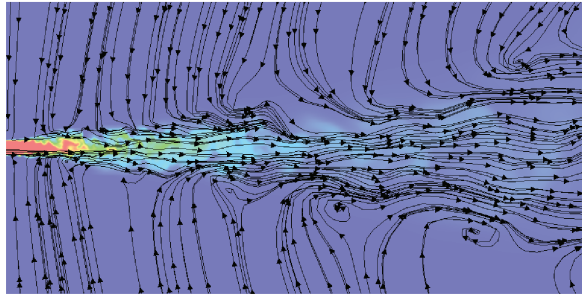


FIGURE 4.15 – Champ instantané $x = 0 - 40D_j$: Scalaire et lignes de courant.

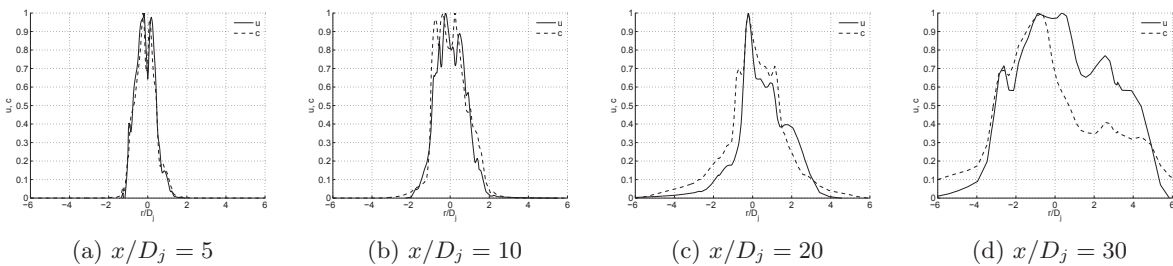


FIGURE 4.16 – Comparaisons des profils instantanés de la vitesse longitudinale et du scalaire normalisés pour différentes positions radiales : (a) $x/D_j = 5$, (b) $x/D_j = 10$, (c) $x/D_j = 20$, (d) $x/D_j = 30$.

4.4.2 Diffusion vs. Transport

La diffusion est un aspect important du mélange scalaire puisqu'elle est à l'origine de la dissipation scalaire. Cet aspect est étudié en analysant la diffusion et le transport instantanés du scalaire passif. L'équation de transport du scalaire instantané se présente sous la forme :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_i \frac{\partial c}{\partial x_j} = \kappa \Delta c \quad (4.18)$$

Les termes de transport et de diffusion de chaque instant peuvent être identifiés :

$$\text{Terme de transport : } \frac{\partial(c u_i)}{\partial x_j} \quad (4.19)$$

$$\text{Terme de diffusion : } \frac{1}{Re S_c} \frac{\partial^2(c u_i)}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4.20)$$

Une nouvelle variable ψ définie comme la différence entre le terme de convection et de diffusion, nous permettra d'identifier à chaque instant le terme dominant :

$$\psi = (\text{Terme de transport}) - (\text{Terme de diffusion}), \quad \psi \equiv -\frac{\partial c}{\partial t} \quad (4.21)$$

Les figures 4.17 à 4.19 présentent les variations des contours instantanés de la variable ψ à différentes positions radiales pour le cas du jet libre (figures 4.17), le cas du jet impactant la sphère positionnée en $x_s/D_j = 5$ (figures 4.18) et le cas du jet impactant la sphère positionnée en $x_s/D_j = 10$ (figures 4.19). Les valeurs négatives représentées par le rouge signifient que le transport est le processus instantané dominant, la diffusion dominante est représentée par les valeurs positives en bleu. Les processus semblent intermittents et aucune zone n'est dominée par un seul en particulier.

Ces données nous permettent également de décrire le déplacement du scalaire dans le jet à un instant donné. En effet, lorsque $\partial_t c < 0$ (bleu), de l'air extérieur est apporté vers l'axe du jet. Et, inversement, lorsque $\partial_t c > 0$ (rouge), le scalaire passif se déplace de l'axe du jet vers l'extérieur. La forme en anneaux rappelle les distributions radiales de \bar{V} , avec $\bar{V} > 0$ près de l'axe et $\bar{V} < 0$ vers l'extérieur. Néanmoins, comme ce sont ici des distributions instantanées, les contours de signe positif et de signe négatif sont irréguliers et forment des poches plutôt que des anneaux.

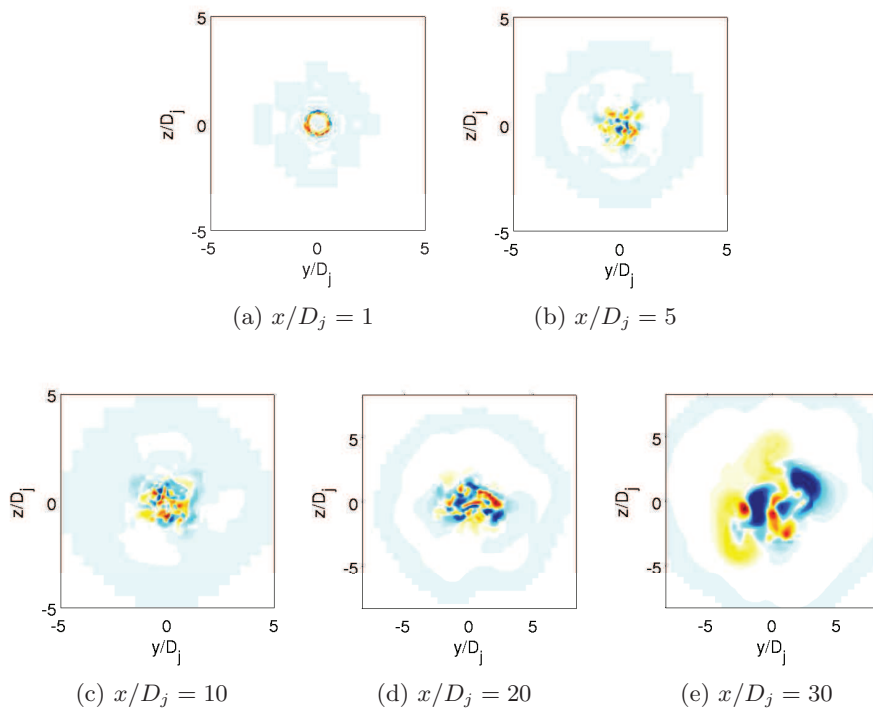


FIGURE 4.17 – Jet libre $Re = 4000$ (Rouge-Transport, Bleu-Diffusion).

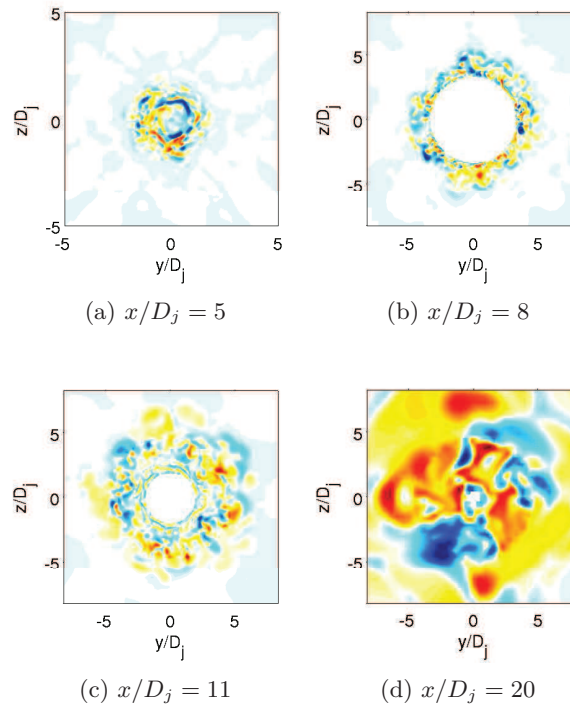


FIGURE 4.18 – Jet impactant $Re = 4000$, sphère positionnée en $x_s = 5D_j$ (Rouge-Transport, Bleu-Diffusion).

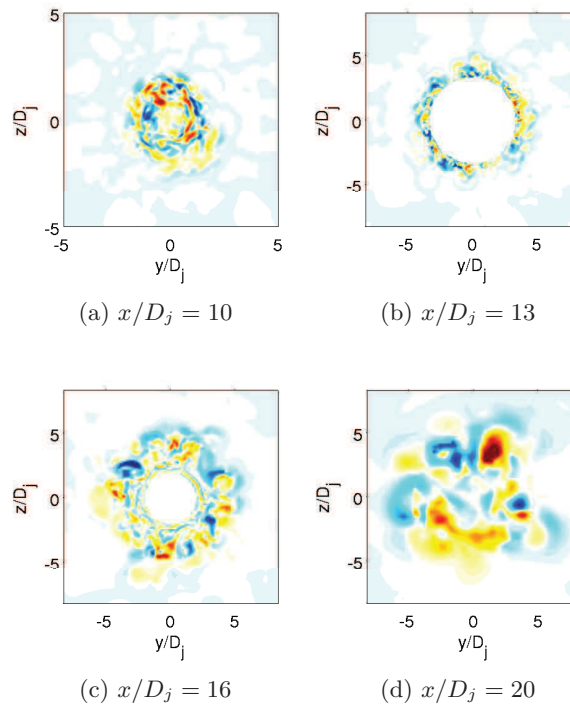


FIGURE 4.19 – Jet impactant $Re = 4000$, sphère positionnée en $x_s = 10D_j$ (Rouge-Transport, Bleu-Diffusion).

4.5 Conclusion

La simulation d'un jet turbulent nous a permis de tester le code PowerFLOW sur une configuration libre, puis impactante. Nous avons réalisé une analyse des différents propriétés moyennes et fluctuantes et des phénomènes du mélange scalaire.

Ces résultats, quoique préliminaires, restent très satisfaisants pour notre étude et pourront être approfondis dans l'avenir en utilisant la version VLES (*Very Large Eddy Simulation*) pour des jets chauffés, où le rôle du scalaire ne sera plus passif.

Conclusion

Conclusion générale

Notre étude s'est intéressée à la dispersion d'une fuite d'hydrogène assimilée à un jet axisymétrique à densité variable, Les jets à densité variable ont fait l'objet de nombreuses recherches et sont au cœur d'un grand nombre d'applications industrielles. Dans cette thèse, nous nous sommes concentrés sur des jets évoluant en milieu encombré et, plus précisément, impactant une sphère placée sur l'axe du jet ou une plaque plane. L'étude avait pour objectif de tenter de mieux comprendre l'influence d'un obstacle sur le mécanisme de mélange et sur la structure de la turbulence.

Cette étude a nécessité la mise en place de nouveaux dispositifs permettant de réaliser des mesures de vitesse et de concentration dans un écoulement millimétrique et en présence d'obstacle. Dans ce but, des mesures par *Particule Image Velocimetry* PIV et par *Laser Induced Fluorescence* LIF sur acétone ont été réalisées donnant une base de données utilisée pour étudier l'influence de la masse volumique, du nombre de Reynolds et de la position de l'obstacle sont étudiés.

La mise en œuvre du système LIF a constitué une part importante de ces travaux de thèse car, si la technique de mesure est maintenant assez répandue et bien décrite par plusieurs articles scientifiques, il a fallu l'adapter au banc expérimental déjà présent à l'IRPHE et concevoir la procédure de traitement des images. De plus, une difficulté supplémentaire a été de réaliser ces mesures sur des jets millimétriques et en présence d'obstacle. Notons que la maîtrise de l'ensemencement en acétone et particules (huile d'olive) a également été un paramètre clé pour la réussite des mesures.

Les données recueillies nous ont permis dans un premier temps de valider les deux techniques de mesures utilisées pour la première fois sur cette installation. Au cours de ces travaux, les résultats classiques dans le domaine des jets libres ont été retrouvés :

- la similitude des jets à densité variable : les lois d'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne et de la concentration sont expérimentalement bien vérifiées et, en particulier, la notion de diamètre équivalent ;

- le développement de la turbulence suit une tendance asymptotique, commune aux différents mélanges dans le cas du champ de concentration ;
- l'épanouissement du champ de concentration est légèrement plus rapide que celui du champ de vitesse et l'influence de la variation de masse volumique sur cette grandeur est négligeable.

L'influence d'un obstacle matérialisé par une sphère et placé sur l'axe du jet a été étudiée de façon plus détaillée. L'évolution des propriétés moyennes et fluctuantes ont permis d'établir des similarités pour le comportement des jets pour des nombres de Reynolds ou des mélanges différents. Les données obtenues ont montré l'existence d'un comportement radial en pseudo-similarité pour les jets en présence d'un obstacle. Notons aussi que nous avons quantifié différentes grandeurs (tension de cisaillement, viscosité turbulente) qui pourront guider les modélisations numériques.

Le mélange a été caractérisé grâce à une analyse détaillée de la structure du champ de concentration fluctuant. Le comportement des Pdfs point par point dans un jet a été établi. De plus, l'analyse des différents processus de mélange pouvant intervenir dans les fluctuations de concentration ont permis de caractériser et d'identifier les couches de mélange se développant sur les bords du jet. Il a été démontré que le nombre de Reynolds et la présence d'un obstacle jouaient un rôle dans le développement et l'épaississement de ces dernières.

Les structures cohérentes du champ de concentration fluctuant ont été analysées pour les jets libres et impactants. On a pu montrer que l'obstacle avait une influence sur ces structures lorsqu'il est très proche de l'orifice ($x \leq 5D_j$).

Enfin, une dernière partie de ce travail de thèse s'est focalisée sur la simulation numérique (DNS) de jets libres ou impactants pour un scalaire passif. La confrontation des différents résultats acquis numériquement avec ceux obtenus expérimentalement ont permis de valider les différentes approches. Notons aussi que nous avons quantifié les différentes échelles caractéristiques de la turbulence : échelle intégrale et de Kolmogorov. De plus, une brève description des champs instantanés a bien montré qu'il existe une forte corrélation entre la dynamique de l'écoulement et le comportement scalaire.

Perspectives

La base de données obtenues pendant cette thèse, composée des champs de vitesse et de concentration, permet d'envisager d'approfondir l'étude sur les jets impactant une plaque plane. Pour cela, une correction portant sur la loi de Beer-Lambert devra être apportée au traitement des images LIF pour prendre en compte le phénomène d'absorption. De ce fait, l'influence de ce phénomène pourra être étudiée en détail sur les mesures réalisées.

Pour aller plus loin, la première avancée expérimentale envisageable serait de coupler les mesures de champ de vitesse et scalaire. Ces mesures couplées permettraient l'étude des corréla-

tions vitesse/concentration qui n'ont pas pu être quantifiées dans ce travail. De plus cette étude s'est focalisée sur l'étude de l'influence de la position d'un obstacle sur l'axe du jet. Il serait cependant intéressant d'étudier l'influence de la géométrie d'un obstacle, avec par exemple des sphères de tailles différentes.

Une piste de recherche intéressante serait également d'étudier l'influence de la viscosité sur le comportement de l'écoulement et son mélange. Il est prévu que le dispositif expérimental soit utilisé et amélioré dans le cadre du projet ANR MUVAR portant sur l'étude de la « Phénoménologie du mélange turbulent en écoulement gazeux inhomogène à viscosité et densité variables ».

Bibliographie

- ANTONIA, R., PRABHU, A. et STEPHENSON, S. (1975). Conditionally sampled measurements in a heated turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 72(3):455–480. 69
- ANTONIA, R., SATYAPRAKASH, B. et HUSSAIN, A. (1980). Measurements of dissipation rate and some other characteristics of turbulent plane and circular jets. *Physics of Fluids*, 23:695. 95
- BECKER, H., HOTTEL, H. et WILLIAMS, G. (1967). The nozzle-fluid concentration field of the round, turbulent, free jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 30(2):285–303. 67
- BIRCH, A., CLEAVER, R., FAIRWEATHER, M. et HARGRAVE, G. (2005). Velocity and concentration field measurements in a turbulent, impinging flammable jet. *Chemical engineering science*, 60(1):219–230. 14, 16
- BOIRON, O., CHIAVASSA, G. et DONAT, R. (2009). A high-resolution penalization method for large mach number flows in the presence of obstacles. *Computers & fluids*, 38(3):703–714. 14
- BRIZZI, L., GILARD, V. et BRAUD, P. (2006a). Analyse d’un jet plan impactant une paroi concave par piv classique et rapide. Rapport technique. 14
- BRIZZI, L.-E., GILARD, V. et BRAUD, P. (2006b). Analyse d’un jet plan impactant une paroi concave par piv classique et rapide. Congrès francophone de techniques laser (cftl), Laboratoire d’Etudes Aérodynamiques. 14
- BROWNELL, C. et SU, L. (2011). Measurements of multiple mole fraction fields in a turbulent jet by simultaneous planar laser-induced fluorescence and planar rayleigh scattering. *Measurement Science and Technology*, 22:085402. 23
- CHASSAING, P., ANTONIA, R., ANSELMET, F., JOLY, L. et SARKAR, S. (2002). *Variable Density Fluid Turbulence*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht. 47
- CHEN, C. J. et RODI, W. (1980). *Vertical turbulent buoyant jets, a review of experimental data*. Pergamon Press. 6, 8, 9, 10, 11
- CHEN, Q. et MODI, V. (1999). Mass transfer in turbulent impinging slot jets. *International journal of heat and mass transfer*, 42(5):873–887. 14

- COOPER, M. (2001). A model for jet dispersion in a congested environment. Contract Research Report 396, Advantica Tech. Limited, Advantica Technologies Limited Ashby Road Loughborough Leicestershire LE11 3GR United Kingdom. 16, 17
- CRAFTON, J., CARTER, C., SULLIVAN, J. et ELLIOTT, G. (2006). Pressure measurements on the impingement surface of sonic and sub-sonic jets impinging onto a flat plate at inclined angles. *Experiments in Fluids*, 40:697–707. 14
- CRUYNINGEN, I., LOZANO, A. et HANSON, R. (1990). Quantitative imaging of concentration by planar laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 10(1):41–49. 30
- DELVILLE, J., UKEILEY, L., CORDIER, L., BONNET, J. et GLAUSER, M. (1999). Examination of large-scale structures in a turbulent plane mixing layer. part 1. proper orthogonal decomposition. *Journal of Fluid Mechanics*, 391:91–122. 75
- DJERIDANE, T. (1994). *Contribution à l'étude expérimentale de jets axisymétriques à densité variable*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille 2. 6, 8, 9, 13, 39, 40, 43, 48, 92
- DONALDSON, C. et SNEDEKER, R. (1971). A study of free jet impingement. part 1. mean properties of free and impinging jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 45(2):281–319. 14, 15, 16
- DONALDSON, C., SNEDEKER, R. et MARGOLIS, D. (1971). A study of free jet impingement. part 2. free jet turbulent structure and impingement heat transfer. *Journal of Fluid Mechanics*, 45(pt 3):477–512. 14
- DOWLING, D. et DIMOTAKIS, P. (1990). Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 218(1):109–141. 92
- DUBOIS, J. (2010). *Étude expérimentale de jets libres, compressibles ou en présence d'un obstacle*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille. 14, 17, 18, 19, 21, 52
- DUCASSE, M., DUBOIS, J., AMIELH, M. et ANSELMET, F. (2010). Experimental investigation of a turbulent variable density jet impinging on a sphere. 74
- FAIRWEATHER, M. et HARGRAVE, G. (2002a). Experimental investigation of an axisymmetric, impinging turbulent jet. 1. velocity field. *Experiments in fluids*, 33(3):464–471. 14, 15, 16
- FAIRWEATHER, M. et HARGRAVE, G. (2002b). Experimental investigation of an axisymmetric, impinging turbulent jet. 2. scalar field. *Experiments in fluids*, 33(4):539–544. 14, 16
- FULACHIER, L., ANSELMET, F. et AMEILH, M. (1990). Quelques résultats sur les écoulements subsoniques à masse volumique variable. *In 27ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Marseille*. 9
- GIRALT, F., CHIA, C. et TRASS, O. (1977). Characterization of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 16(1):21–28. 16
- GLAUERT, M. (1956). The wall jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 1(06):625–643. 14, 15

- HUREAU, J., BRUNON, E. et LEGALLAIS, P. (1996). Ideal free streamline flow over a curved obstacle. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 72:193–214. 14
- HUSSEIN, H., CAPP, S. et GEORGE, W. (1994). Velocity measurements in a high-reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 258(1):31–75. 13, 39
- LAU, J., MORRIS, P. et FISHER, M. (1979). Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. *Journal of Fluid Mechanics*, 93(01):1–27. 7
- LIBBY, P. et WAY, J. (1971). Application of hot-wire anemometry and digital techniques to measurements in a turbulent helium jet. *AIAA Journal*, 9:1567–1573. 13
- LOZANO, A., YIP, B. et HANSON, R. (1992). Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 13(6):369–376. 21, 22
- LUCAS, J. (1998). *Analyse du champ scalaire au sein d'un jet turbulent axisymétrique à densité variable*. Thèse de doctorat. 13, 72
- LUMLEY, J. (1967). The structure of inhomogeneous turbulent flows. *Atmospheric turbulence and radio wave propagation*, pages 166–178. 75
- MATHEW, J. et BASU, A. (2002). Some characteristics of entrainment at a cylindrical turbulence boundary. *Physics of Fluids*, 14:2065. 96
- MOFFAT, R. (1988). Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental thermal and fluid science*, 1(1):3–17. 31
- NIWA, C., YOSHIKAWA, N., OHTAKE, K. et ICHIZAWA, J. (1984). Time-resolved concentration measurements of jets by laser rayleigh method-comparison of he, co₂, and ccl₂f₂ jets. 1:469–476. 13, 42
- PANCHAPAKESAN, N. et LUMLEY, J. (1993). Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. part 2. helium jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 246(1):225–247. 12, 13, 39, 40, 43, 48, 84
- PIETRI, L. (1997). *Etude expérimentale de jets turbulents axisymétriques à densité variable. Analyse des propriétés statistiques des échelles du champ dynamique*. Thèse de doctorat. 13
- PITTS, W. (1986). Effects of global density and reynolds number variations on mixing in turbulent, axisymmetric jets. Rapport technique, NBSIR 86-3340 National Bureau of Standards, US Department of Commerce. 8, 9, 10
- PITTS, W. (1991). Effects of global density ratio on the centerline mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. *Experiments in Fluids*, 11(2):125–134. 7, 10, 11, 13, 41, 42
- POREH, M., TSUEI, Y. et CERMAK, J. (1967). Investigation of a turbulent radial wall jet. *Journal of Applied Mechanics*, 34:457. 14, 15, 16

- RUFFIN, E., SCHIESTEL, R., ANSELMET, F., AMIELH, M. et FULACHIER, L. (1994). Investigation of characteristic scales in variable density turbulent jets using a second-order model. *Phys. of Fluids*, 6, No. 8:2785–2799. 48, 95
- SAUTET, J. et STEPOWSKI, D. (1995). Dynamic behavior of variable-density, turbulent jets in their near development fields. *Physics of Fluids*, 7:2796. 7, 11, 39
- SAUTET, J. C. et STEPOWSKI, D. (1994). Single-shot laser mie scattering measurements of the scalar profiles in the near field of turbulent jets with variable densities. *Experiments in Fluids*, 16:353–367. 7, 11, 12, 13
- SCHEFER, R., HOUF, W. et WILLIAMS, T. (2008). Investigation of small-scale unintended releases of hydrogen : momentum-dominated regime. *International Journal of Hydrogen Energy*, 33(21):6373–6384. 13
- SIROVICH, L. (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures. part i : Coherent structures. *Quarterly of applied mathematics*, 45(3):561–571. 75, 115
- SO, R., ZHU, J., ÖTÜGEN, M. et HWANG, B. (1991). Behavior of probability density functions in a binary gas jet. *Experiments in Fluids*, 11(4):227–242. 63
- THRING, M. et NEWBY, N. (1952). Combustion length of enclosed turbulent jet flames. *In 4th Int. Symp. Combust., Pittsburg*. 8, 9, 10
- TROST, J., LÖFFLER, M., ZIGAN, L. et LEIPERTZ, A. (2010). Simultaneous quantitative acetone-plif measurements for determination of temperature and gas composition fields in an ic-engine. *Physics Procedia*, 5:689–696. 23
- WESTERWEEL, J., FUKUSHIMA, C., PEDERSEN, J. et HUNT, J. (2009). Momentum and scalar transport at the turbulent/non-turbulent interface of a jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 631(1):199–230. 96
- WYGNANSKI, I. et FIEDLER, H. (1969). Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 38(03):577–612. 94
- ZAMAN, K. (1998). Asymptotic spreading rate of initially compressible jets—experiment and analysis. *Physics of Fluids*, 10:2652. 7, 11

Annexes

Caractéristiques du laser et système optique

A.1 Caractéristique du laser

Le laser utilisé est un laser Nd :Yag pulsé Big Sky, de la marque Quantel. Il émet un premier faisceau lumineux dans le visible 532nm (vert), ou une combinaison de deux faisceaux lumineux 532nm et 266nm (UV). L'énergie en sortie du laser est de $E > 2 \times 140 \text{ mJ}$ pour le 532nm, et $E > 2 \times 33 \text{ mJ}$ pour le 266nm. Le faisceau laser a une distribution Gaussienne. En sortie, le diamètre du faisceau est estimé à 6mm pour le 532nm et 5,5mm pour le 266nm. L'angle de divergence des faisceaux lumineux est estimé à 3mrad.

A.2 Système optique de génération de la nappe laser

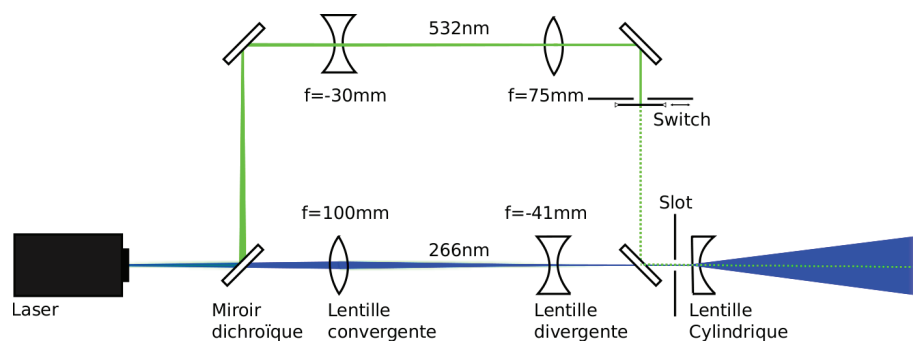


FIGURE A.1 – Système optique de génération de la nappe laser.

Pour obtenir un plan laser d'épaisseur choisie, un système optique composé de lentilles a été utilisé (figure A.1, système fourni par R&D Vision). Le rayon généré par le laser peut être scindé en deux composantes distinctes, une verte et une UV, par un miroir dichroïque. Puis, chaque rayon va être focalisé par un système de lentilles convergente et divergente. Les deux faisceaux passent ensuite dans une lentille cylindrique pour générer le plan laser d'épaisseur suffisamment fine dans la fenêtre de mesure.

Pour évaluer l'énergie E réellement utilisée lors des expériences, des mesures de puissances ont été réalisées en sortie du laser et après passage des rayons lumineux dans le système optique.

Le tableau A.1 donne le résultat des mesures effectuées. Comme on peut le constater, les miroirs dichroïques entraînent une perte de puissance assez conséquente pour le rayon UV, moins 80% de la puissance initiale. On peut évaluer la perte effective de chaque miroir à approximativement 50% sur l'UV. La puissance réellement utilisée pour les mesures LIF ne sera plus que de 6 mJ. Pour le rayon vert, la perte de puissance est moins importante, approximativement 33%, et sera moins préjudiciable pour les mesures PIV que pour les mesures LIF.

Laser	Puissance SL	Puissance avant LC	Perte (%)
Vert (532 nm)	150 mJ (mesuré)	100 mJ (mesuré)	~ 33%
UV (266 nm)	33 mJ (donnée constructeur)	6 mJ (mesuré)	~ 80%

TABLE A.1 – Puissances lasers (SL : Sortie Laser, LC : Lentille Cylindrique).

Lois de probabilité

B.1 Loi Normale

La loi normale (ou loi normale gaussienne) est une famille de lois de probabilités continues, d'espérance μ et d'écart type σ strictement positif, aussi connue sous le nom de fonction Gaussienne :

$$f(x; \mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right)^2} \quad (\text{B.1})$$

B.2 Loi Bêta

La loi bêta est une famille de lois de probabilités continues, définies sur $[0; 1]$, paramétrée par deux paramètres de forme, notés $\alpha > 0$ et $\beta > 0$:

$$f(x; \alpha, \beta) = \frac{x^{\alpha-1} (1-x)^{\beta-1}}{B(\alpha, \beta)} \quad (\text{B.2})$$

La fonction bêta, B , apparaît comme une constante de normalisation, permettant à l'intégrale de la densité d'être égale à 1.

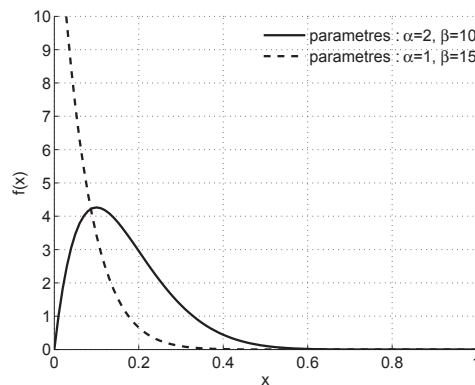


FIGURE B.1 – Pdf de la loi Bêta.

Les deux paramètres α et β peuvent être estimés, en utilisant la moyenne empirique \bar{x} et la variance $\langle x^2 \rangle$:

$$\alpha = \bar{x} \left(\frac{\bar{x}(1-\bar{x})}{\langle x^2 \rangle} - 1 \right) \quad (\text{B.3})$$

$$\beta = (1-\bar{x}) \left(\frac{\bar{x}(1-\bar{x})}{\langle x^2 \rangle} - 1 \right) \quad (\text{B.4})$$

POD

C.1 Décomposition orthogonale en modes propres

La méthode de décomposition orthogonale en modes propres (Proper-Orthogonal Decomposition - POD) permet de hiérarchiser ces structures en fonction de leur énergie suivant un temps d'observation fini. Les champs de vecteurs $q(x_i, t_j)$ aux points de discrétisation x_i , $1 \leq i \leq n$ et aux instants t_j , $1 \leq j \leq m$ représentent ces observations. La matrice \mathbf{X} est construite telle que

$$\mathbf{X}_{ij} = q(x_i, t_j) \sqrt{\delta t} \quad (\text{C.1})$$

où δt correspond au pas de temps entre deux observations. Le produit de la matrice \mathbf{X} avec la matrice adjointe \mathbf{X}^* est une approximation de l'intégrale en temps de la matrice d'auto-corrélation, à savoir

$$\mathbf{X}\mathbf{X}^* \approx \int_0^T q(x_i, t) q(x_j, t) dt. \quad (\text{C.2})$$

On cherche les vecteurs et valeurs propres de $\mathbf{X}\mathbf{X}^*$, c'est-à-dire

$$\mathbf{X}\mathbf{X}^* \mathbf{v}_k = \sigma_k^2 \mathbf{v}_k$$

tels que $\mathbf{v}_k^* \mathbf{v}_k = 1$; les \mathbf{v}_k formant une base orthonormale et qui est une base optimale de projection pour $\mathbf{q}(t)$. En effet, on peut montrer (Sirovich, 1987) que

$$\sigma_1^2 = \max_{\mathbf{v}} \frac{\int_0^T (\mathbf{q}^*(t) \mathbf{v})^2 dt}{\|\mathbf{v}\|_2^2} \quad (\text{C.3})$$

$$= \int_0^T (\mathbf{q}^*(t) \mathbf{v}_1)^2 dt \quad (\text{C.4})$$

$$\text{etc...} \quad (\text{C.5})$$

Or, il est impossible de calculer les vecteurs propres de $\mathbf{X}\mathbf{X}^*$, ($n = O(10^5)$). Le nombre d'instantanés m est en général bien plus faible que la discrétisation spatiale ($n \gg m$) et la matrice $\mathbf{X}^* \mathbf{X}$ de dimension $m \times m$, de vecteurs propres \mathbf{a}_k avec $\mathbf{a}_k^* \mathbf{a}_k = 1$ et valeurs propres σ_k^2 , peut être calculée de manière explicite.

Les vecteurs propres \mathbf{v}_k de \mathbf{X} sont donnés par

$$\mathbf{v}_k = \frac{1}{\sigma_k} \mathbf{X} \mathbf{a}_k. \quad (\text{C.6})$$

Les observations sont donc une combinaison linéaire des vecteurs propres \mathbf{v}_k telle que

$$\mathbf{q}(t) = \sum c_k(t) \mathbf{v}_k. \quad (\text{C.7})$$

Dans cette projection, les coefficients c_k sont donnés par

$$c_k(t_j) = \mathbf{q}^*(t_j) \mathbf{v}_k, \quad (\text{C.8})$$

et donc

$$(c_k(t_1), \dots, c_k(t_m))^T = \frac{1}{\sqrt{\delta t}} \mathbf{X}^* \mathbf{v}_k \quad (\text{C.9})$$

$$= \frac{1}{\sigma_k} \frac{1}{\sqrt{\delta t}} \mathbf{X}^* \mathbf{X} \mathbf{a}_k \quad (\text{C.10})$$

$$= \frac{\sigma_k \mathbf{a}_k}{\sqrt{\delta t}} \quad (\text{C.11})$$

ce qui permet de montrer que la valeur propre

$$\sigma_k^2 = \sum_{j=1}^m \delta t c_k^2(t_j) \approx \int_0^T c_k^2(t) dt \quad (\text{C.12})$$

représente la mesure de l'énergie sur l'intervalle $[0, T]$ associée au vecteur propre \mathbf{v}_k , aussi appelé mode POD.

Table des figures

Introduction	1
1 Caractéristique d'un écoulement défini par le nombre de Mach : rapport de la vitesse de l'écoulement U sur la vitesse du son c , $Ma = U/c$.	2
1.1 Établissement d'un jet et les différentes zones relatives aux forces en présence dans le cas d'un jet à masse volumique variable.	7
1.2 Évolution d'un jet impactant différentes formes d'obstacles.	15
1.3 Coefficient de traînée de la sphère en fonction du nombre de Reynolds	18
2.1 Schéma de l'installation, du stockage du gaz au jet de fuite de l'enceinte.	20
2.2 Représentation schématique de la fluorescence - Évolution d'un état excité singulet vers un état excité triplet.	22
2.3 Schéma de l'installation PLIF.	24
2.4 Principe de l'ensemenceur.	25
2.5 Norme 2 de l'erreur sur une zone de $20px \times 20px$.	26
2.6 Histogramme des niveaux de gris (a) de l'image moyenne, (b) des écarts-types	26
2.7 Répartition spatiale de l'intensité de la nappe laser $L(x)$.	27
2.8 Caractéristique du mélange hélium-acétone (a) Masse volumique (kg.m^{-3}), (b) Viscosité dynamique ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$), (c) Viscosité cinématique ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), (d) Nombre de Schmidt.	28
2.9 Décroissance de l'intensité de fluorescence (échelle logarithmique) en fonction de la distance parcourue y dans la cuve de référence, correction apportée par la loi de Beer-Lambert (α en px^{-1}).	30
2.10 Jet libre He+24%Ac et $Re = 4.10^3$, (a) Fraction volumique χ instantanée, (b) Fraction massique C instantanée, (c) Fraction volumique χ moyenne, (d) Fraction massique C moyenne	34
2.11 Jet impactant une sphère positionnée en $x_s/D_j = 5$, He+24%Ac et $Re = 4.10^3$, (a) Fraction volumique χ instantanée, (b) Fraction massique C instantanée, (c) Fraction volumique χ moyenne, (d) Fraction massique C moyenne	34

2.12	Jet impactant une plaque plane positionnée en $x_p = 10D_j$, He+24%Ac et $Re = 4.10^3$, (a) Fraction volumique χ instantanée, (b) Fraction massique C instantanée, (c) Fraction volumique χ moyenne, (d) Fraction massique C moyenne	35
3.1	Caractéristiques des conditions initiales du jet libre $x/D_j = 0,5$: (a) Vitesse longitudinale pour ($Re = 11.10^3$, $S = 0,4$), (b) Concentration ($Re = 11,7.10^3$, $S = 0,6$).	38
3.2	Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne : (a) U_c/U_j en fonction de la distance axiale adimensionnée par D_j , (b) U_j/U_c représentée en fonction de la distance axiale $(x - x_u)/D_{eq}$, $D_{eq} = D_j (\rho_j/\rho_a)^{1/2}$	40
3.3	Évolution axiale des intensités de turbulence des vitesses longitudinale $\langle u_c^2 \rangle^{1/2}/U_c$ (a) et radiale $\langle v_c^2 \rangle^{1/2}/U_c$ (b) en fonction de la distance axiale x/D_j	41
3.4	Décroissance axiale de la concentration moyenne : (a) C_c en fonction de la distance axiale x/D_j , (b) C_j/C_c en fonction de la distance axiale $(x - x_c)/D_{eq}$, $D_{eq} = D_j (\rho_j/\rho_a)^{1/2}$	42
3.5	Comparaison des résultats obtenus sur les taux de décroissance axiale de la concentration massique avec ceux de la littérature.	42
3.6	Évolution axiale de l'intensité de turbulence de la concentration $\langle c_c^2 \rangle^{1/2}/C_c$ représentée en fonction de la distance axiale adimensionnée par D_j	43
3.7	Épanouissement des jets libres : (a) Demi-largeur de la vitesse longitudinale moyenne L_u/D_j en fonction de la distance axiale x/D_j , (b) Demi-largeur de la concentration moyenne L_c/D_j en fonction de la distance axiale x/D_j	44
3.8	Évolutions radiales pour un jet libre avec $S = 0,4$, $Re = 11.10^3$: (a) Vitesse longitudinale moyenne U/U_c en fonction de r/L_u , (b) Vitesse radiale moyenne V/U_c en fonction de r/L_u , (c) Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de r/L_u , (d) Intensité de turbulence de la vitesse radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de r/L_u	46
3.9	Évolutions radiales pour un jet libre avec $S = 0,6$, $Re = 11,7.10^3$: (a) Concentration moyenne C/C_c en fonction de r/L_c , (b) Intensité de turbulence de la concentration $\langle c^2 \rangle^{1/2}/C_c$ en fonction de r/L_c	46
3.10	Évolutions radiales pour un jet libre : (a-c) Tension de cisaillement $\langle uv \rangle/U_c^2$ en fonction de r/L_u , (b-d) Coefficient de corrélation R_{uv} en fonction de r/L_u	49
3.11	Évolutions radiales pour un jet libre : Viscosité de la turbulence $\nu_t/U_c L_u$ en fonction de r/L_u	50
3.12	Jet impactant une sphère de diamètre $D_s = 20\text{ mm}$ positionnée à $x_s = 5D_j$: (a) Champ de vitesse moyenne longitudinale ($Re = 11.10^3$, $S = 0,4$), (b) Champ de vitesse moyenne radiale ($Re = 11.10^3$, $S = 0,4$), (c) Champ de concentration moyenne ($Re = 11,7.10^3$, $S = 0,6$).	51
3.13	Décroissance de la vitesse axiale moyenne U_j/U_c en fonction de la distance axiale adimensionnée par D_j , pour deux positions d'obstacle $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$	52
3.14	Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne : (a) U_j/U_c en fonction de la distance axiale $(x - x_s)/D_j$, (b) U_s/U_c en fonction de la distance axiale $(x - x_s)/D_j$, pour deux positions d'obstacle $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$	53

3.15	Évolution axiale des intensités de turbulence des vitesses longitudinale $\langle u_c^2 \rangle^{1/2} / U_c$ (a) et radiale $\langle v_c^2 \rangle^{1/2} / U_c$ (b) en fonction de la distance axiale $(x - x_s) / D_j$ pour $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$	53
3.16	Décroissance de la concentration moyenne : (a) C_c en fonction de la distance axiale x / D_j , (b) C_s / C_c en fonction de la distance axiale $(x - x_s) / D_j$, pour deux positions d'obstacle $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$	54
3.17	Évolution axiale de l'intensité de turbulence de la concentration $\langle c_c^2 \rangle^{1/2} / C_c$ en fonction de la distance axiale $(x - x_s) / D_j$ pour deux positions d'obstacle $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$	55
3.18	Épanouissement de la vitesse axiale moyenne L_u / D_j (a) et de la concentration moyenne L_c / D_j (b) en fonction de la distance axiale $(x - x_s) / D_j$ pour $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$	55
3.19	Évolutions radiales pour un jet impactant pour $x_s = 5D_j$, $S = 0, 4$, $Re = 11.10^3$: (a) Vitesse longitudinale moyenne U / U_c en fonction de r / L_u , (b) Vitesse radiale moyenne V / U_c en fonction de r / L_u , (c) Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U_c$ en fonction de r / L_u , (d) Intensité de turbulence de la vitesse radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2} / U_c$ en fonction de r / L_u	57
3.20	Évolutions radiales pour un jet impactant pour $x_s = 5D_j$, $S = 0, 6$, $Re = 11, 7.10^3$: (a) Concentration moyenne C / C_c en fonction de r / L_c , (b) Intensité de turbulence de la concentration $\langle c^2 \rangle^{1/2} / C_c$ en fonction de r / L_c	57
3.21	Évolutions radiales pour un jet impactant pour $x_s = 5D_j$, $S = 0, 4$, $Re = 11.10^3$: (a) Tension de cisaillement $\langle uv \rangle / U_c$ en fonction de r / L_u , (b) Coefficient de corrélation R_{uv} en fonction de r / L_u	58
3.22	Évolutions radiales pour un jet impactant pour $x_s = 5D_j$, $S = 0, 4$, $Re = 11.10^3$: Viscosité de la turbulence $\nu_t / U_c L_c$ en fonction de r / L_u	59
3.23	Jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$ ($S = 0, 4$, $Re = 11.10^3$) : (a) Champ de la vitesse moyenne longitudinale, (b) Champ de la vitesse moyenne radiale.	60
3.24	Évolution axiale pour un jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$, ($S = 0, 14$, $Re = 4.10^3$) et ($S = 0, 4$, $Re = 11.10^3$) : (a) Vitesse longitudinale moyenne U_c en fonction de la distance axiale x / D_j , (b) Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U_c$ en fonction de x / D_j , (c) Intensité de turbulence de la vitesse radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2} / U_c$ en fonction de x / D_j	61
3.25	Jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$: Champ de la concentration moyenne ($S = 0, 6$, $Re = 11, 7.10^3$).	61
3.26	Évolution axiale pour un jet impactant une plaque plane positionnée à $x_p = 10D_j$ ($S = 0, 6$, $Re = 11, 7.10^3$) : (a) Concentration moyenne C_c en fonction de la distance axiale x / D_j , (b) Intensité de turbulence de la concentration $\langle c^2 \rangle^{1/2} / C_c$ en fonction de x / D_j	62
3.27	Exemple d'un signal traité, en $x / D_j = 10$, $r / L_c = 1$	63
3.28	Évolution axiale des Pdfs $P(c)$ non centrées-réduites en $x / D_j = 4, 5, 6, 8, 10$ et 12 , pour le cas $S = 0, 6$ et $Re = 4.10^3$	64

3.29	Évolution axiale des Pdfs $P(c/\langle c^2 \rangle^{1/2})$ centrées-réduites en $x/D_j = 6, 8, 10, 12$, pour le cas $S = 0, 6$ et $Re = 4.10^3$, comparaison avec une distribution gaussienne ($m = 0, \sigma = 1$).	64
3.30	Pdfs de concentration en $x/D_j = 5$ pour le cas $S = 0, 6$ et $Re = 4.10^3$, a) $P(c)$ non centrées-réduites, (b) $P(c/\langle c^2 \rangle^{1/2})$ centrées-réduites, comparaison avec une distribution gaussienne ($m = 0, \sigma = 1$).	65
3.31	Pdfs de concentration en $x/D_j = 10$ pour le cas $S = 0, 6$ et $Re = 4.10^3$, (a) $P(c)$ non centrées-réduites, (b) $P(c/\langle c^2 \rangle^{1/2})$ centrées-réduites, comparaison avec une distribution gaussienne ($m = 0, \sigma = 1$).	65
3.32	Cartographie des distributions des Pdfs de concentration $P(c)$: distribution Gaussienne $G(c)$, distribution bêta $B(c)$	66
3.33	Convergence des moments d'ordre 2, 3 et 4 $x/D_j = 10, r/L_c = 1 : \frac{ M_n - M_{n-1} }{M_n}$	67
3.34	Évolution axiales des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration.	68
3.35	Cartographie des distributions des Pdfs de concentration $P(c)$	69
3.36	Évolution radiale de la variance, des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration et de $\langle c^2 \rangle_{turb}$ en $\mathbf{x}/D_j = 4$ pour $Re = 4.10^3$ (symboles pleins) et $Re = 11, 7.10^3$ (symboles vides) : (a) Libre, (b) $x_s = 5D_j$, (c) $x_s = 10D_j$. 70	70
3.37	Évolution radiale de la variance, des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration et de $\langle c^2 \rangle_{turb}$ en $\mathbf{x}/D_j = 5$ pour $Re = 4.10^3$ (symboles pleins) et $Re = 11, 7.10^3$ (symboles vides) : (a) Libre, (b) $x_s = 5D_j$, (c) $x_s = 10D_j$. 70	70
3.38	Évolution radiale de la variance, des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration et de $\langle c^2 \rangle_{turb}$ en $\mathbf{x}/D_j = 10$ pour $Re = 4.10^3$ (symboles pleins) et $Re = 11, 7.10^3$ (symboles vides) : (a) Libre, (b) $x_s = 5D_j$, (c) $x_s = 10D_j$. 71	71
3.39	Évolution radiale de la variance, des facteurs de dissymétrie S_c et d'aplatissement F_c de la concentration et de $\langle c^2 \rangle_{turb}$ en $\mathbf{x}/D_j = 15$ pour $Re = 4.10^3$ (symboles pleins) et $Re = 11, 7.10^3$ (symboles vides) : (a) Libre, (b) $x_s = 5D_j$, (c) $x_s = 10D_j$. 71	71
3.40	Évolutions radiales des valeurs minimales c_{min} (a) et maximales c_{max} (b) des fluctuations de concentration, $x/D_j = 5, 10, 15$ et 20 pour le jet libre $S = 0, 6$, $Re = 4.10^3$	72
3.41	Évolutions radiales des valeurs minimales c_{min} et maximales c_{max} des fluctuations de concentration données par les Pdfs associées à $x/D_j = 5, 10, 15$ et 20 pour le jet impactant en $x_s/D_j = 5, S = 0, 6$, (a,b) $Re = 4.10^3$ et (c,d) $Re = 11.10^3$	73
3.42	Estimation de la différence relative entre les volumes inflammables des jets impactants sur une sphère de diamètre $D_s = 20$ mm et le jet libre ($D_j = 2$ mm, $Re = 3.10^3$).	74
3.43	Champ de l'écart-type des fluctuations $\langle c^2 \rangle^{1/2}$, $Re = 4.10^3$ et $S = 0, 6$	75
3.44	Modes $n = 1, 2, 3$ pour $Re = 4.10^3$ et $S = 0, 6$: (a) Jet libre, (b) Jet impactant $x_s = 5D_j$ et (c) Jet impactant $x_s = 10D_j$	76
3.45	Spectre énergétique des modes POD associés aux valeurs propres λ_n , jet libre $Re = 4.10^3$ et $S = 0, 6$	77

3.46	Spectre énergétique des modes POD associés aux valeurs propres : Énergie cumulée ξ (%).	78
4.1	Domaine de calcul et les volumes de résolution (VR).	83
4.2	Maillage (résolution utilisée 2^6).	85
4.3	Comparaison des résultats DNS pour différentes grilles de résolution : (a) Vitesse longitudinale moyenne U_j/U_c , (b) Intensité de turbulence longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ et radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$.	86
4.4	Comparaison des résultats DNS et expérimentaux. Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne U_c/U_j en fonction de la distance axiale x/D_j .	87
4.5	Comparaison des résultats DNS et expérimentaux. Évolution axiale : (a) Intensité de turbulence longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$, (b) Intensité de turbulence radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$, (c) Énergie cinétique $(2/3k_c)^{1/2}/U_c$ en fonction de la distance axiale x/D_j .	88
4.6	Comparaison des résultats DNS et expérimentaux. Profils radiaux de la tension de cisaillement $\langle uv \rangle/U_j^2$.	89
4.7	Comparaison des résultats DNS et expérimentaux. Évolution axiale d'un jet impactant en $x_s = 5D_j$ et $x_s = 10D_j$: (a) Vitesse longitudinale moyenne U_j/U_c , (b) Intensité de turbulence longitudinale $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_c$ et radiale $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_c$ en fonction de la distance axiale x/D_j .	89
4.8	Évolution axiale du rapport M/M_0 de la quantité de mouvement du jet : (a) Sphère positionnée en $x_s = 10D_j$, (b) Sphère positionnée en $x_s = 20D_j$.	91
4.9	Évolution axiale du taux d'entraînement du fluide extérieur par le jet : (a) Sphère positionnée en $x_s = 10D_j$, (b) Sphère positionnée en $x_s = 20D_j$.	91
4.10	Évolution axiale DNS : (a) Concentration moyenne $1/C_c$ en fonction x/D_j , (b) Intensité de la turbulence de la concentration $\langle c_c^2 \rangle^{1/2}/C_c$ en fonction de x/D_j .	92
4.11	Dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ε ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$) : (a) CI-1, R64, $\varepsilon_{max} = 1,01 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$, (b) CI-2, R64, $\varepsilon_{max} = 2,07 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$, (c) CI-2, R90, $\varepsilon_{max} = 2,58 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$.	93
4.12	Dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ε ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$).	94
4.13	(a) Échelle intégrale Λ_c/D_j , (b) Échelle de Kolmogorov $\eta_c Re^{3/4}/D_j$ en fonction de x/D_j .	95
4.14	Dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence ε ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$) : (a) Sphère positionnée à $x_s = 5D_j$, $\varepsilon_{max} = 20,15 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$, (b) Sphère positionnée à $x_s = 10D_j$, $\varepsilon_{max} = 6,15 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$.	95
4.15	Champ instantané $x = 0 - 40D_j$: Scalaire et lignes de courant.	96
4.16	Comparaisons des profils instantanés de la vitesse longitudinale et du scalaire normalisés pour différentes positions radiales : (a) $x/D_j = 5$, (b) $x/D_j = 10$, (c) $x/D_j = 20$, (d) $x/D_j = 30$.	96
4.17	Jet libre $Re = 4000$ (Rouge-Transport, Bleu-Diffusion).	98
4.18	Jet impactant $Re = 4000$, sphère positionnée en $x_s = 5D_j$ (Rouge-Transport, Bleu-Diffusion).	99

4.19 Jet impactant $Re = 4000$, sphère positionnée en $x_s = 10D_j$ (Rouge-Transport, Bleu-Diffusion).	99
A.1 Système optique de génération de la nappe laser.	111
B.1 Pdf de la loi Bêta.	113

Liste des tableaux

1.1	Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour le calcul de la longueur du cône potentiel.	7
1.2	Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour les origines virtuelles axiales. .	11
1.3	Synthèse des résultats antérieurs.	13
1.4	Synthèse des jets impactants une plaque plane [(CP : cône potentiel, JT : jet en transition, JE : jet établi) ; (U : vitesse, P : pression, TT : transfert thermique, SP : scalaire passif, C : concentration)].	16
2.1	Propriétés spectro-physiques de l'acétone.	23
2.2	Conditions expérimentales étudiées par des mesures PIV et LIF.	33
3.1	Ensemble des taux de décroissance axiale de la vitesse longitudinale et des origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais PIV ($8 \leq x/D_{eq} \leq 50$).	40
3.2	Ensemble des taux de décroissance axiale de la concentration moyenne et des origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais LIF pour $8 \leq x/D_j \leq 20$	41
3.3	Ensemble des taux d'épanouissement de la vitesse axiale et de la concentration moyenne et les origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais PIV et LIF ($8 \leq x/D_j \leq 20$ et $8 \leq x/D_j \leq 12$).	44
3.4	Énergies POD contenues dans les modes $n = 1, 2$ et 3	78
3.5	Nombre de modes n pour atteindre 90% de l'énergie POD totale.	78
4.1	Paramètres de calcul des jets libres.	85
4.2	Paramètres de calcul des jets impactants sur une sphère de diamètre $D_s = 20$ mm.	85
A.1	Puissances lasers (SL : Sortie Laser, LC : Lentille Cylindrique).	112

Mélange d'un scalaire dans un jet turbulent : influence d'un obstacle

Cette étude s'intéresse aux risques associés à la formation d'une ATmosphère EXplosive (ATEX) née d'une fuite d'hydrogène et de sa dispersion dans l'air ambiant. La fuite a été modélisée par un jet turbulent à densité variable libre, impactant sur une sphère de diamètre 20 mm ou sur une plaque plane. Dans un premier temps, les champs de vitesses et de concentration ont été obtenus expérimentalement en proche sortie grâce à des mesures de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et de Fluorescence Induite par Plan Laser sur l'acétone (PLIF). La turbulence et le mélange ont été caractérisés pour le cas d'un jet libre ou en présence d'un obstacle. A partir de ces mesures, la structure générale de l'écoulement a été étudiée à partir des champs moyens et fluctuants par comparaison avec les données de la bibliographie. Puis, les données issues des fluctuations ont été analysées statistiquement par l'étude des fonctions de densité de probabilité du scalaire. Ces travaux se sont poursuivis avec la mise en relation des résultats expérimentaux avec ceux obtenus par des simulations numériques DNS (Direct Numerical Simulation) utilisant la méthode Boltzmann sur Réseau (LBM) d'un scalaire passif dans un jet d'air. Cette étude a permis de recueillir et d'analyser des données supplémentaires sur le mélange d'un jet à masse volumique variable libre ou impactant. Ces données sont directement applicables à la maîtrise des risques liés aux fuites d'hydrogène.

Mots Clés : jets turbulents, jets impactants, PIV, PLIF acétone, fluctuations de vitesse, fluctuations du scalaire, probabilité, Boltzmann sur Réseau (LBM)

Scalar mixing in turbulent jets : influence of an obstacle

This study examines the risks associated with the formation of an explosive atmosphere from a hydrogen leak and its dispersion into the air. We considered the leak as a turbulent jet with density variable, free and impinging a 20 mm diameter sphere or a flat plate. Firstly, velocity and scalar fields have been measured experimentally in the near field through Particle Image Velocimetry (PIV) and acetone Planar Laser Induced Fluorescence (LIF). Turbulence and mixing have been defined in the case of free jet and impinging jet. From this measurements, the flow structure has been presented from the mean and fluctuating flow measurements by comparison with literature data. Next, the fluctuation scalar fields are studied with the probability density function method. Finally, a comparison has been conducted between the experiments and direct numerical simulation (DNS) of turbulence based on the lattice Boltzmann method (LBM) for passive scalar in air jet. This study is gathering and analyzing data on the mixing of jet with density variable, free and impinging jet. Such data is directly useful to identify and control risks incurred due to hydrogen leak.

Key Words : turbulent jets, impinging jets, PIV, acetone PLIF, velocity fluctuations, scalar fluctuations, probability, Lattice Boltzmann Method (LBM)